

解説

電子バーンシュタイン波による 電子サイクロトロン加熱・電流駆動と輻射計測

前川 孝

(京都大学エネルギー科学研究科)

Plasma Heating and Diagnostics by Using Electron Bernstein Waves

MAEKAWA Takashi

Graduate School of Energy Science, Kyoto University, Kyoto 606-8224, Japan

(Received 25 April 2002)

Abstract

Recent progress in electron Bernstein wave physics for electron cyclotron heating and electron cyclotron emission measurement in over-dense toroidal plasmas such as spherical tokamaks are reviewed. First, the theoretical bases of mode-conversion processes including X-B and O-X-B processes are described and discussed. Second, basic characteristics of electron Bernstein waves are described, and their propagation and absorption characteristics in toroidal plasmas including $N_{||}$ up-shift are described and discussed. Finally, recent experimental studies and efforts are reviewed.

Keywords:

electron Bernstein wave, ECH, ECCD, ECE, mode conversion, over-dense plasma

1. はじめに

最近、電子バーンシュタイン波によるオーバーデンスプラズマの電子サイクロトロン加熱・電流駆動 (ECH/ECCD) と輻射計測が注目されている。球状トカマクや逆転磁場ピンチなどは高 β プラズマの生成をめざして、電子密度が高く、プラズマ中央部においては電子プラズマ周波数 ω_p が電子サイクロトロン周波数 Ω_e の数倍に達し、いわゆるオーバーデンス(波動の周波数 ω より ω_p のほうが大きい)状態になっている。トロイダルプラズマにおいては、通常、正常波(O)あるいは異常波(X)モードで電磁波を入射し、これらを電子サイクロトロン共鳴(ECR)層に送り込んで吸収させ、ECH/ECCDを行うが、オーバーデンスプラズマにおいては、これらの電

author's e-mail: maekawa@energy.kyoto-u.ac.jp

磁波モードは伝播不能となり、ECH/ECCDには使えない。これに比べて電子バーンシュタイン波は伝播に密度上限がないので、これを用いればオーバーデンスプラズマのECH/ECCDが可能となる。

電子バーンシュタイン波は磁場 B_0 にほぼ垂直方向に大きな波数ベクトル k を持って伝播する静電波である($k\rho_e \sim 1$, ρ_e は熱電子のラーモア半径)。波長 λ は熱電子のラーモア半径のオーダーであり、真空中の自由空間波の波長 $\lambda_0 = 2\pi c/\omega$ に比べてはるかに短い。また、静電波モードであるのでポインティング束はゼロであり、電子プラズマ波と同様に波動に伴う電子群の運動により波動エネルギーが伝わり、その速度(波の群速度)はせいぜい電子の熱速度程度であり電磁波モードの場合に比べて

非常に小さい。電子バーンシュタイン波も電磁波モードの場合と同様に ECR 層近傍でサイクロトロン吸収されるが、群速度が電子の熱速度に比例するので波束の伝播軌道に沿っての単位長さあたりの減衰率は低電子温度のプラズマにおいても非常に大きい。したがって、小型のトロイダル装置においてもほぼ100%の吸収率が期待できる。

電子バーンシュタイン波は1950年代後半に米国の I.B. Bernstein による理論解析でその存在が明らかにされ、分散関係式が導出された[1]。1960年代に入り、実験室の細い陽光柱プラズマからの輻射として初めて観測された[2]。すなわち、径1 cm 程度の細い放電管を導波管に垂直に挿入し、さらに放電管の軸方向に外部磁場を印加して直流放電プラズマを発生させ、導波管モードとして放射される電磁波をラジオメータで測定した結果、高域混成周波数 $\omega_{UH} = (\omega_p^2 + \Omega_c^2)^{1/2}$ とサイクロトロン高調波 $n\Omega_e$ ($n = 2, 3, 4, \dots$) での輻射が観測された。この実験では自由空間波長に比べてプラズマ径が十分細いので、電子バーンシュタイン波の波動場が漏出し導波管モードとして放射されたと考えられた[3]。その後、1970年代から1980年代にかけてトロイダルプラズマの波動加熱の研究が進展し、通常の電磁波モードによる ECH の研究に刺激を受け、オーバードンスプラズマの ECH を行うために電子バーンシュタイン波を用いる方式が理論的に検討されるようになった[4-7]。この場合はプラズマ径が太いので、細い陽光柱プラズマの場合のような単純なトンネル効果は期待できず、プラズマに入射した電磁波モードを高域混成共鳴層に導き、異常波モードから電子バーンシュタイン波に高効率でモード変換する方式が必要となる。この方式の基礎実験として、径60 cm の太い直流放電プラズマを用いて、外部高周波源により電子バーンシュタイン波が励起できることが実証され、その分散関係とサイクロトロン吸収が理論予測と一致することが1981年に報告された[8]。さらに、1990年代の後半にドイツの W7-AS ステラレータにおいて電子バーンシュタイン波によるオーバードンスプラズマの ECH および輻射が実証された[9, 10]。一方、1990年代に入ると英国の小型球状トカマク START の実験が成功して中型の球状トカマクの研究に発展し、同国においては MAST 装置が、米国においては NSTX 装置が建設され、それぞれ実験が進展している。これに平行して、これらのオーバードンスプラズマの ECH/ECCD および熱電子からの輻射計測の実現をめざして、電子バーンシュタイン波加熱・輻射計測の研究が盛んに行われるようになった。本解説で

は、これら球状トカマクへの適用を中心として、トロイダルプラズマの電子バーンシュタイン波加熱・輻射計測の最近の研究を紹介したい。

電子バーンシュタイン波を用いてトロイダルプラズマの ECH/ECCD を行う場合、考慮すべき重要な点は2つある。第一は、入射電磁波を高域混成共鳴層に送り込み、高い変換効率で電子バーンシュタイン波に変換することである。第二は、変換された電子バーンシュタイン波をねらった領域まで伝播させ、サイクロトロン吸収させることである。電子バーンシュタイン波の伝播軌道は磁場構造に敏感に依存するので複雑な磁場構造を持つトロイダルプラズマにおいては加熱領域の設定には十分な検討が必要となる。輻射計測の場合は、オーバードンスプラズマ中で輻射された電子バーンシュタイン波が、上記の加熱・電流駆動の場合の逆過程をたどってプラズマ外部に放射される電磁波を検出することになるので、問題は同じである。以下第2章で、電子バーンシュタイン波へのモード変換法について解説し、第3章で電子バーンシュタイン波の伝播軌道とサイクロトロン吸収の特性について述べる。第4章で最近の実験結果を紹介し、第5章でまとめを述べる。

2. 高域混成共鳴層への近接性と電子バーンシュタイン波へのモード変換

トロイダルプラズマにおいて電子バーンシュタイン波へのモード変換をはかるためには、入射電磁波を高域混成共鳴層に送り込む必要がある。これは波の近接性(Accessibility)の問題であり、次の3つの方法が知られている。

- (1) 強磁場側からの X モードの垂直入射
- (2) 弱磁場側からの X モードの垂直入射
- (3) 弱磁場側からの O モードの斜め入射

この章では準備として電子サイクロトロン周波数帯の電磁波モードの伝播特性について概観し、それから、上記の3つの方法について詳述する。なお、どのような方式の場合も、入射電磁波から電子バーンシュタイン波への変換効率は、線形理論の範囲では、その逆過程をたどる電子バーンシュタイン波から電磁波モードへの変換効率と同じである。したがって、ここでは加熱の立場から考える。

2.0 電磁波モードの伝播特性

高域混成共鳴層への入射電磁波の近接性(Accessibility)を概観するためには、電磁波の屈折率のプラズマパラメータに対する依存性を知る必要がある。プラズマモ

デルとして電子密度が磁場に垂直方向に単調増加するスラブプラズマで考えると便利である。この場合、磁力線方向の屈折率は保存するが、垂直方向の屈折率は伝播にともないプラズマパラメータに依存して変化し、局所的な屈折率は冷たいプラズマ近似を用いて次式で与えられる[11].

$$AN_{\perp}^4 - BN_{\perp}^2 + C = 0 \quad (1)$$

ここで、 $A = S$, $B = RL + PS - (P + S)N_{\parallel}^2$, $C = P(R - N_{\parallel}^2)(L - N_{\parallel}^2)$, $P = 1 - \alpha$, $R = 1 - \alpha/(1 - \beta)$, $L = 1 - \alpha/(1 + \beta)$, $S = (R + L)/2 = 1 - \alpha/(1 - \beta^2)$, $\alpha = \omega_p^2/\omega^2$, $\beta = \Omega_e/\omega$ であり、 $N_{\perp} = k_{\perp}c/\omega$, $N_{\parallel} = k_{\parallel}c/\omega$ はそれぞれ磁場に垂直、平行方向の屈折率である。

この式は N_{\perp}^2 について 2 つの解を持ち、2 つの電磁波モードが存在することを示している。 α および β は波動の周波数 ω を用いて規格化した無次元量で、それぞれ、電子密度および磁場強度に比例している。解 N_{\perp} が α , β および N_{\parallel} のみに依存していることはこの式から明らかであるが、波動場の偏光もこれら 3 つの無次元量が同じであれば、周波数 ω が異なっても同じになる。すなわち、冷たいプラズマ近似での波動の諸特性は α , β に応じて変化するので、 (α, β) 平面上でこれらを表示するのが便利であり、このような図を CMA 図と呼ぶ[11] (Fig. 1, Fig. 6 参照).

$\alpha + \beta^2 = 1$ すなわち、 $\omega = \omega_{UH} = (\omega_p^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$ のとき $A = S = 0$ となり、 $N_{\perp} = \infty$ となる。これが高域混成共鳴層を与える。 $C = 0$ のとき $N_{\perp} = 0$ となり、波動の遮断層を与える。これらは、 $\alpha = 1$, $N_{\parallel}^2 = R = 1 - \alpha/(1 - \beta)$, $N_{\parallel}^2 = L = 1 - \alpha/(1 + \beta)$ であり、それぞれ、プラズマ遮断、右手サイクロロン遮断、左手サイクロロン遮断である。

2.1 強磁場からの X モードの垂直入射

この場合は $N_{\parallel} = 0$ であり、(1)式は

$$N_{\perp}^2 = P \quad (2)$$

$$N_{\perp}^2 = RL/S \quad (3)$$

の 2 つに分解され、(2)式が O モードの、(3)式が X モードの屈折率を与える。X モードの遮断層は $R = 0$ および $L = 0$ で与えられ、それぞれ、Fig. 1 の CMA 図 (α, β 平面) 上では直線になる。この図のハッチで示した領域ではエバネッセント ($N_{\perp}^2 < 0$) であり、X モードは伝播不能である。 $\beta > 1$ の強磁場側から入射すれば ECR 層を通過し高域混成共鳴 (UHR) 層に至る (経路 I)。この経路は、トカマクの場合、強磁場側からの入射に相当し、

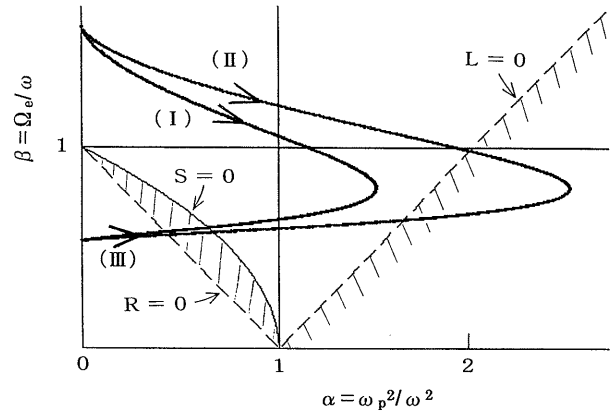


Fig. 1 The Clemmow-Mullaly-Allis Diagram with R-, L- and Plasma cutoffs, and upper hybrid resonance ($S = 0$). The thick curves shows α and β profiles on the equatorial plane in a low beta tokamak.

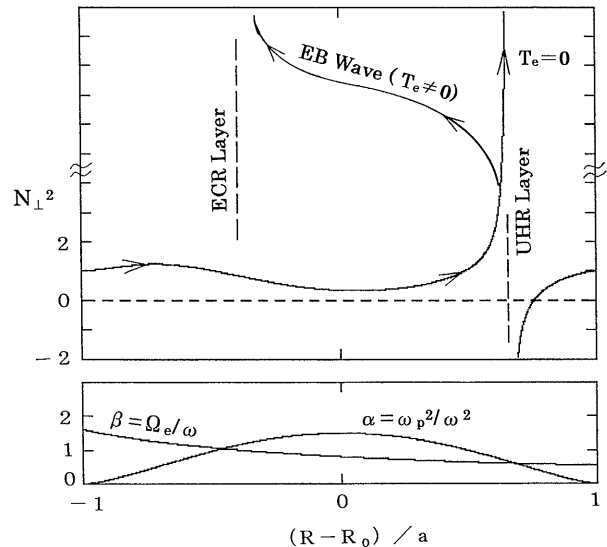


Fig. 2 Variation of N_{\perp}^2 of X mode on the equatorial plane injected from high field (inboard) side in the case of (I) in Fig. 1. The EB Wave branch is schematic.

入射波は ECR 層を通過して UHR 層に到達する。Fig. 2 に示すように、この経路上では常に $N_{\perp}^2 > 0$ が満たされ、X モードは遮断層に遭遇せずに UHR 層に到達できる。しかしながら、プラズマ中央部の電子密度が高く $\alpha > 2$ である場合は $L = 0$ の遮断層があらわれ、プラズマ中央部で X モードは伝播不能となり UHR 層に近接できない (Fig. 1 の経路 II, Fig. 3)。したがって、この入射方式はプラズマ遮断密度の 2 倍以下の場合にしか適用できない。

X 波が UHR 層に近づくとも屈折率が急速に大きくなり、電子の温度効果が効いてきて電子パーシユタイン波にモード変換される (Fig. 2 参照)。UHR 層と右手サイクロ

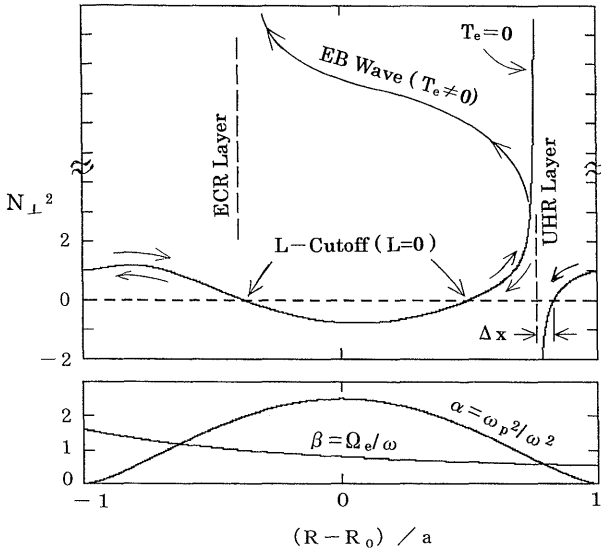


Fig. 3 Variation of N_{\perp}^2 of X mode on the equatorial plane injected from high field (inboard) side in the case of (II) in Fig. 1. The EB Wave branch is schematic.

トロン遮断層間のエバネッセント領域の厚さ Δx が十分厚く $k_0 \Delta x \gg 1$ の場合、有限温度効果を含めた波動方程式の解析によると[12]、UHR層に入射されるX波は反射なしにすべて電子バーンシュタイン波に変換される。ここで $k_0 = \omega/c$ は自由空間波の波数である。電子バーンシュタイン波はUHR層よりECR層に向かって伝播し、サイクロトロン吸収される。すなわち、UHR層に向かうX波から見たとき、UHR層は無反射終端になっている。逆にUHR層に入射される電子バーンシュタイン波は反射なしにすべてX波にモード変換される。

ここで、電子温度がゼロの極限を考えると、X波の屈折率はUHR層で非常に大きくなるとともに、群速度がゼロに近づく。この場合わずかの衝突の効果により波動はUHR層で共鳴吸収される。この状況は冷たいプラズマ近似での波動方程式

$$(d^2/dx^2 + k_0 RL/S)E = 0 \tag{4}$$

に衝突効果を含めれば解析できる[12]。この波動方程式を用いてX波がUHR層に入射される場合を解析すると、UHR層と右手サイクロトロン遮断層間のエバネッセント領域の厚さ Δx が十分厚く $k_0 \Delta x \gg 1$ の場合、入射X波はすべてUHR層で共鳴吸収され、UHR層からの反射波はないという結果が得られる[12]。すなわち、X波から見たときUHR層は無反射終端になっている。この状況は前の段落で述べた電子温度が有限の場合と同じである。すなわち、UHR層でX波からモード変換された電子

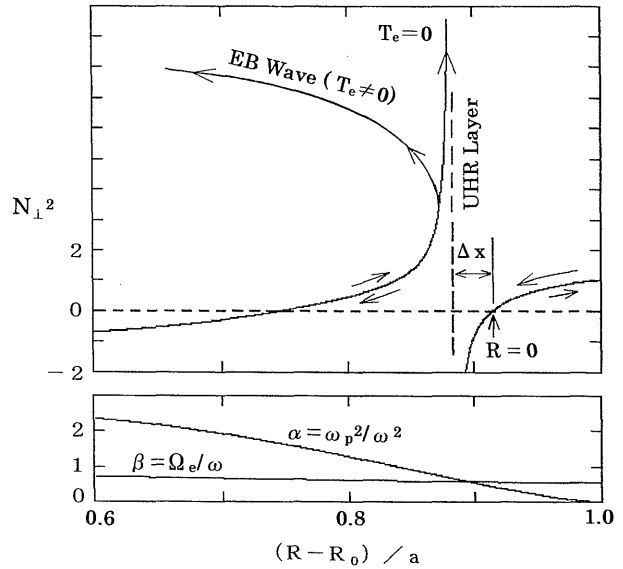


Fig. 4 Variation of N_{\perp}^2 of X mode on the equatorial plane injected from low field (outboard) side in the case of (III) in Fig. 1. The EB Wave branch is schematic.

バーンシュタイン波がECR層近傍で吸収され、再びUHR層に戻ってこないとする、X波から見たときUHR層は無反射終端になっている。したがって、電子バーンシュタイン波が再びUHR層にもどってこない状況では、有限温度効果を含めた複雑な波動方程式を用いず、より単純な冷たいプラズマ近似による波動方程式を、衝突効果を考慮して解けば、電子バーンシュタイン波へのモード変換効率を得ることができる。すなわち、冷たいプラズマ近似の波動方程式を解いて得られるUHR層での共鳴吸収パワーを、有限温度の場合の電子バーンシュタイン波への変換パワーと見なせる。この方法は、本節より複雑な次節2.2の場合の解析に威力を発揮する。

2.2 弱磁場側からのXモードの垂直入射

弱磁場側からの入射の場合(Fig.1の経路(III))、UHR層に辿り着く前に右手サイクロトロン遮断層に遭遇する。Fig.4に示すようにこの層とUHR層の間はエバネッセントであるが、もしこの層の厚さ Δx が薄く $\eta = k_0 \Delta x < 1$ であればトンネル効果により入射X波が高効率で電子バーンシュタイン波にモード変換されることが期待できる。

モード変換率を正確に得るためには冷たいプラズマ近似での波動方程式(4)を数値解析してUHR層で共鳴吸収されるパワーをもとめ、これを電子バーンシュタイン波にモード変換されたパワーとみなせばよいが、モード変換の波動物理がわかりにくい。波動物理を把握するた

めにはこの問題を2つの過程に分けて考えるとよい。これらは Budden 問題として知られている [12]。

第一過程：低密度側から右手サイクロトロン遮断層に入射された X 波の一部はエバネッセント領域を透過して UHR 層で共鳴吸収され、一部は透過 X 波として高密度側に向かい、残りは反射波となる。入射波の振幅を 1 としたときの反射波と透過波の絶対振幅の解析解はそれぞれ、 $R = 1 - \exp(-\pi\eta)$ 、 $T = \exp(-\pi\eta/2)$ である。

第二過程：高密度側に向かった X 波は左手サイクロトロン遮断層があるので全反射して再び UHR 層にもどってきて、一部は UHR 層で共鳴吸収され、残りはエバネッセント領域を透過し X 波となる ($T = \exp(-\pi\eta/2)$)。この場合 (X 波の高密度側からの UHR 層への入射の場合) 反射波は生じない ($R = 0$)。

第二過程で反射波が生じないので多重反射とならず、これら2つの過程の干渉で弱磁場側から入射された X 波の反射波の振幅がきまり、反射率が得られる。特に $\exp(-\pi\eta) = 1/2$ (すなわち、 $\eta = 0.22\dots$) のとき、第一過程での反射波と第二過程での透過波の絶対振幅が同じになり、複素振幅の位相が相互に π の奇数倍だけずれていれば、反射率はゼロとなる。UHR 層以外には波動エネルギーを吸収する機構がないので、反射率がわかれば残りのパワーは電子バーンシュタイン波へ変換されたと解釈でき、この場合のモード変換率は100%になる。すなわち第二過程は高周波回路においてマッチングのために用いられるスタブチューナーに相当する。これらの議論については文献 [7, 13] に詳述されている。

ここで、上記の両過程での反射係数と透過係数は、右手サイクロトロン遮断と UHR を含む波動過程をモデル化した波動方程式

$$d^2E/dx^2 + (k_0\eta/x + k_0^2)E = 0, \quad (5)$$

の $x \rightarrow \pm\infty$ での WKB 進行波解, $\exp[\pm ik_0x]$, の係数がどのように結びつくかを調べて得た表式である。係数の結びつきは、(5)式の解析解の $x \rightarrow \pm\infty$ での漸近式 [12]を用いるか、あるいは WKB 解に関する位相積分法 [14]を用いれば調べることができる。ここで、今の場合は(5)式の場合と異なって UHR 層より高密度側には左手サイクロトロン遮断層があることに注意したい。特に、高い変換率が期待できるのは $k_0\Delta x = \eta \sim 0.22$ であるような密度勾配が大きな場合であり、UHR 層と左サイクロトロン遮断層間が接近しているため、ここで波動が上記の WKB 進行波解で近似できるとは限らない。したがって上記の係数を用いた解析法は定量的には必ずし

も正確でないため、定量的評価には波動方程式(4)を直接数値解析する必要がある。

2.3 弱磁場側からの O モードの斜め入射

今、磁場に平行方向の屈折率がプラズマ遮断層で

$$N_{\parallel} = N_{\parallel \text{opt}} = [\beta_{\text{pc}} / (1 + \beta_{\text{pc}})]^{1/2} = [\Omega_{\text{epc}} / (\omega + \Omega_{\text{epc}})]^{1/2} \quad (6)$$

を持つように弱磁場側から斜め入射した場合の N_{\perp}^2 の変化を Fig. 5 に示す。ここで(6)式の β と Ω_e の添え字 pc はプラズマ遮断層での値であることを示す。 $\alpha < 1$ の低密度領域に準正常波 (QO) モードと準異常波 (QX) モードの2つの伝播モードがある。ここで、QO および QX モードと命名した理由は、QO モードは垂直伝播になると ($N_{\parallel} \rightarrow 0$ のとき) O モードになるモードであり、QX モードは X モードになるからである。QX モードで入射した場合は2.2節の場合と同様に右サイクロトロン遮断に遭遇するが、QO モードの場合はプラズマ遮断層まで伝播しここで QX モードに変換される。QX モードはわずかに高密度側に伝播したのち折り返して低密度側に向かい、UHR 層に到達して共鳴吸収される (あるいは電子バーンシュタイン波に変換される)。すなわち、QO \rightarrow QX \rightarrow Bernstein Wave と変換されるので、OXB 法と呼ばれる。この過程は Preinhaelter により解析的手法で調べられた [4]。その結果、QO から QX へのモード変換に際して、プラズマ遮断層で $N_{\perp}^2 = 0$ となるが (但し N_{\parallel} はゼロではないことに注意)、QO モードから QX モードへの

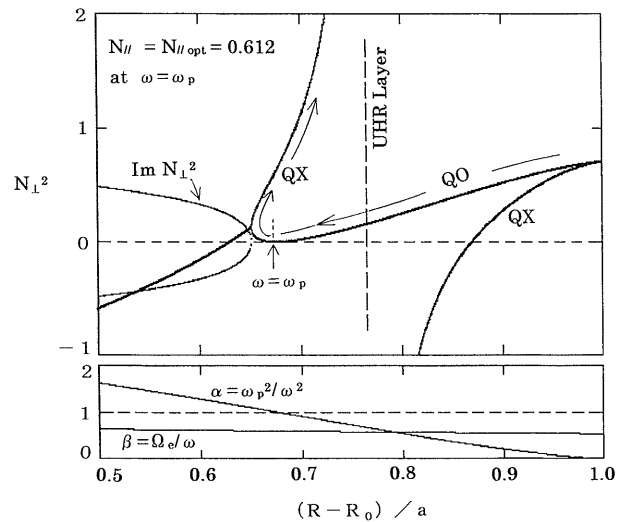


Fig. 5 Variation of N_{\perp}^2 of QX- and QO- modes on the equatorial plane for the O-X-B case. The EB Wave branch is schematic.

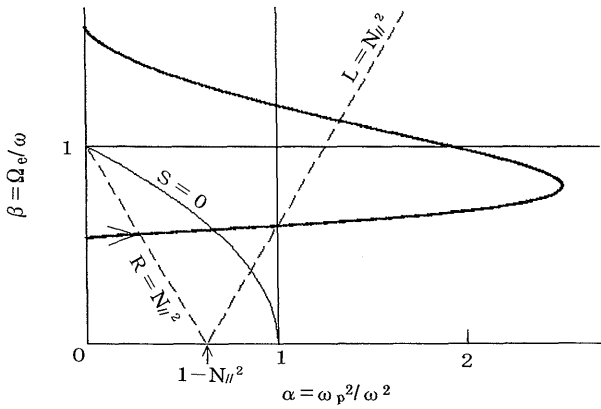


Fig. 6 The Clemmow-Mullaly-Allis Diagram for the O-X-B case of Fig. 5.

変換率は100%で、反射波は生じない。さらに QX モードは UHR 層に無反射で伝わる。

この場合 ($N_{\parallel} = N_{\parallel \text{opt}}$) の右手および左手サロトロン遮断、プラズマ遮断を Fig. 6 の CMA 図に示す。この図で左手サイクロトロン遮断 ($N_{\parallel}^2 = L = 1 - a/(1 + \beta)$) とプラズマ遮断 ($\alpha = 1$) が重なる点 P に注目すると、点 P の β 座標がまさに $\beta = \beta_{\text{pc}}$ であることに注意されたい。すなわち、(6) 式はプラズマ遮断と左手サイクロトロン遮断が重複する条件を与える。 $N_{\parallel} < N_{\parallel \text{opt}}$ の場合は左手サイクロトロン遮断層がプラズマ遮断層の高密度側に移動し、両者の間がエバネッセントになる。 $N_{\parallel} > N_{\parallel \text{opt}}$ の場合は左手サイクロトロン遮断層がプラズマ遮断層の低密度側に移動し、やはり両者の間がエバネッセントになる。いずれの場合もエバネッセント領域が出現するので、QO モードから QX モードへの変換率は下がる。解析的に得た変換率 T は以下の式で与えられる [6].

$$T(N_y, N_{\parallel}) = \exp\{-\pi k_0 L (\beta_{\text{pc}}/2)^{1/2} [2(1 + \beta_{\text{pc}})(N_{\parallel} - N_{\parallel \text{opt}})^2 + N_y^2]\} \quad (7)$$

ここで L はプラズマ遮断層での密度勾配のスケール長 ($a/(da/dx)$) であり N_y は密度勾配と磁場に垂直方向の屈折率である。 $N_{\parallel} = N_{\parallel \text{opt}}$, $N_y = 0$ を中心とした、 N_{\parallel} , N_y のある範囲で良好な変換率が得られるが、その幅は密度勾配の増加とともに大きくなるのがわかる。

2.4 弱磁場側からの X モードの垂直入射と QO モードの斜め入射の比較

強磁場側からの X モード入射はわかりやすいが、プラズマ中央部の密度がプラズマ遮断密度の 2 倍を超えると X モードは UHR 層に近接できないという制約があるので、オーバードレンスの度合いが大きい ($\omega_p \gg \Omega_c$) 球状ト

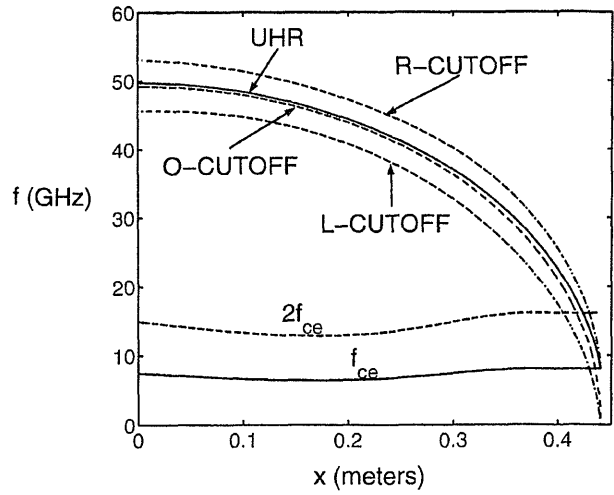


Fig. 7 The profiles of model NSTX plasma for Figs. 8 and 9 [13].

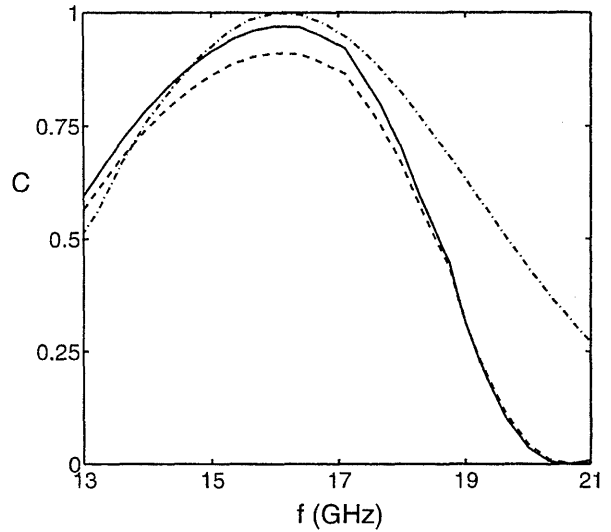


Fig. 8 Power mode conversion rate versus frequency for the X-B case from the low field side in model NSTX plasma. The solid and dashed lines for $N_{\parallel} = 0$ and 0.1. The dotted-dashed line shows the analytical result for the optimal rate [13].

カマクには適用できない。また RFP ではプラズマ表面から内部に向かって磁場強度が強くなるのでこの方式は使えない。

弱磁場側からの入射の場合は、X モードの垂直入射か、あるいは QO モードの斜め入射が球状トカマクおよび RFP の両方に場合に適用可能である。NSTX 装置を念頭に置いたモデルプラズマ (Fig. 7) での両方式による変換率の数値解析結果が報告されている [13]。X モードの垂直入射の場合 (以降では XB 法と呼ぶ)、Fig. 8 に示すように 14–18 GHz の比較的広い範囲の周波数域で良好

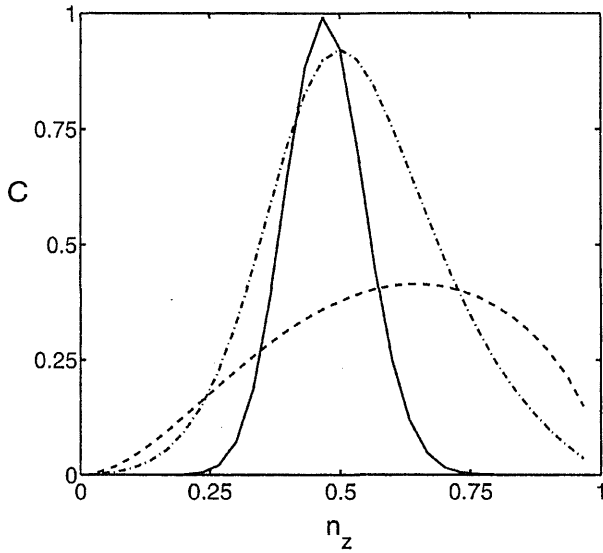


Fig. 9 Power mode conversion rate versus $n_z (=N_{\parallel})$ for the O-X-B case in model NSTX plasma [13]. The solid, dashed and dotted-dashed lines are for 28, 21 and 14 GHz, respectively.

な変換率が得られている。OXB 法による場合は、Fig. 9 に示すように、周波数が 20 GHz 以上であると良好な変換率が得られるが、周波数が低いと変換率は低い。これは、波長が長くなり、高密度側から UHR 層に向かう QX 波の一部が遮断層を超えて低密度側に漏れることによる (Fig. 5 参照)。XB 法が有効な周波数帯では OXB 法は不適切であり、これより高い周波数帯を用いる必要がある。すなわち、XB 法と OXB 法は両立しないが、相補的である。MAST への適用を念頭においた OXB 法の解析もなされている [15]。

XB 法での変換率は UHR 層近傍の局所的な密度勾配だけでなく、干渉の度合いを決める左手サイクロトロン遮断層と UHR 層の間隔にも依存していることに注意する必要がある。さらに、この方式は密度勾配が急峻な場合にのみ有効であるが、密度勾配が急峻であれば、あらゆる場所で反射波が生じるので、2.2 節で説明した 2 つの過程での干渉効果のみで定量評価をするのは不正確になる。すなわち、XB 法の場合、変換率は UHR 層での局所的な密度勾配だけでなく、電子密度がゼロのプラズマ表面から左手サイクロトロン遮断層を超えた位置までの全体的な密度分布に依存している。一方、OXB 法の場合は (6), (7) 式からわかるようにプラズマ遮断層での磁場強度 (電子サイクロトロン周波数)、および磁力線の方向を正確に知り QO モードの入射角度を設定する必要がある。特にプラズマ遮断層での密度勾配のスケール長

($k_{\perp}L$) が長くなると、良好な変換が得られる N_{\parallel} の幅が狭くなるので、正確な入射角度の設定が必要となる。低域混成波の場合と同様のプラズマに接した導波管列アンテナの採用も検討されている。

3. 電子バーンシュタイン波の伝播軌道とサイクロトロン吸収

3.1 電子バーンシュタイン波の分散関係

電子バーンシュタイン波の波長はラーモア半径 ($\sim \rho_e$) のオーダーであり、トロイダルプラズマの寸法 ($\sim a$) に比べてはるかに短い。プラズマは大域的には不均一であるが、電子バーンシュタイン波の波長より十分長い距離 ($\sim s$) にわたって一様とみなせる。ここで、 $a \gg s \gg \rho_e$ である。一様な媒質中においては、波動は一定の波数 k を持ち、波動の特性は周波数 ω と k の関係 (分散関係) からわかる。分散関係は電子密度、磁場強度などのパラメータに依存している。プラズマは大域的には不均一なので、電子バーンシュタイン波が s を超える長さを伝播すると徐々に変化する。すなわち、電子バーンシュタイン波の伝播は WKB 近似により取り扱える。したがって、電子バーンシュタイン波の伝播特性を調べるには、分散関係を知ることが基本となる。

電子バーンシュタイン波は静電波であり、波動場はスカラーポテンシャル $\phi(r, t)$ を用いて表される。一様なプラズマ中では、波動ポテンシャルは $\phi = \phi_0 \exp[i(k \cdot r - \omega t)]$ と書ける。ここで ϕ_0 は定数である。電場は $E = -\nabla\phi = -ik\phi$ で与えられ、 k と平行である。電子バーンシュタイン波の分散式は、無衝突で非相対論近似の範囲で、次のように書ける。

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + 2(\omega_p/kv_t) \sum [1 + \xi_n] Z(\xi_n) e^{-\lambda} I_n(\lambda) = 0, \quad (8)$$

ここで、 $v_t = (2T_e/m_e)^{1/2}$ は電子の熱速度、 $\xi_n = (\omega - n\Omega_e)/k_{\parallel}v_t$ 、 $\lambda = k_{\perp}^2 T_e/m_e \Omega_e^2 = (k_{\perp} \rho_e)^2/2$ 、 $\rho_e = v_t/\Omega_e$ は熱電子のラーモア半径、 $I_n(\lambda)$ は変形ベッセル関数、 k_{\parallel} 、 k_{\perp} はそれぞれ波数ベクトル k の磁場に平行、垂直成分、 $Z(\xi_n)$ はプラズマ分散関数であり、 \sum は整数 n について $-\infty$ から $+\infty$ まで和を取る。上式で、 $\omega_p/kv_t = (\omega_p/\Omega_e)/k\rho_e$ 、 $\xi_n = (\omega/\Omega_e - n)/k_{\parallel}\rho_e$ と書けるので、分散関数は 4 個の無次元量、すなわち ω_p/Ω_e 、 ω/Ω_e 、 $k_{\parallel}\rho_e$ 、および $k_{\perp}\rho_e$ の関数

$$\varepsilon(\omega/\Omega_e, k\rho_e) = \varepsilon(\omega_p/\Omega_e; \omega/\Omega_e, k_{\parallel}\rho_e, k_{\perp}\rho_e) = 0, \quad (9)$$

であることがわかる。ここで、 ω_p/Ω_e は媒質の電子密度

に関係したパラメータである。

磁場に垂直伝播の場合 ($k_{\parallel}\rho_e = 0$) の場合についてこの式を解いて得られた電子バーンシュタイン波の分散関係を Fig. 10 に示す(この図では, $\omega_b = \Omega_e$, $v_0 = (T_e/m_e)^{1/2}$ という表式を用いていて, 色々な電子密度の媒質中での ω/Ω_e と $k_{\perp}\rho_e$ の関係を示す)[3]。この図から以下のことがわかる。

① $k_{\perp}\rho_e \sim 1$ であるので, 波長は熱電子のラーモア半径 ρ_e 程度となり, 電磁波の波長 $1/k \sim c/\omega = (\Omega_e/\omega)(c/v_0)\rho_e$ に比べてはるかに短い。ここで c は光速である。

② ω_p/Ω_e がある値を持つ一様なプラズマを考えたとき, $\omega/\Omega_e = n \sim n+1$ ($n = 1, 2, \dots$) の間に一つずつ分枝を持つバンド構造を持つ。

③ 高域混成共鳴周波数 $\omega_{UH} = (\omega_p^2 + \Omega_e^2)^{1/2}$ がその中に含まれるバンドにおいて $k_{\perp}\rho_e$ がゼロに近づくとき, ω は ω_{UH} に近づく。たとえば $\omega_p/\Omega_e = 1$ の場合 ω/Ω_e は 1.414... に近づく。

④ $|v_{g\perp}| = |\partial\omega/\partial k_{\perp}| = |v_0 \partial(\omega/\Omega_e)/\partial(k_{\perp}\rho_e)| \sim v_0$ であるので, 群速度は電子の熱速度のオーダーである。特に波数 $k_{\perp}\rho_e$ が大きくなると各バンドで周波数 ω/Ω_e がサイクロトロン高調波に近づき, 群速度はさらに遅くなる。

⑤ 大部分の領域で, $\partial(\omega/\Omega_e)/\partial(k_{\perp}\rho_e) < 0$ であり, 磁場に垂直方向では群速度の向きと波数ベクトルの向きは逆になる。

次に波数ベクトルが磁場に平行方向成分 k_{\parallel} を持つ場合について, 波数成分 k_{\perp} と k_{\parallel} をともに実数として(8)式を解いて得た分散関係の例を Fig. 11 に示す[5]。この図から以下のことがわかる。

⑥ 波数ベクトルが磁場に平行方向成分 k_{\parallel} を持つ場合, 周波数は実数部(実線)に加えて虚数部 γ (破線)を持つ。 $k_{\perp}\rho_e$ が大きくなり周波数(実数部)がサイクロトロン周波数に近づくとともに γ は大きくなり, 波動場は $\exp[-\gamma t]$ のように時間とともに減衰する。磁場に平行方向に速度成分 v_{\parallel} を持つ電子のサイクロトロン共鳴条件は $\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} = n\Omega_e$ (Fig. 11 においては $n = 1$) なので, ω が $n\Omega_e$ に近づくと, 熱電子群の高速部は共鳴条件を満たすようになり波動はサイクロトロン減衰を受ける。Fig. 11 の例では γ は実周波数に比べてはるかに小さいが, 波の群速度は電子の熱速度以下なので, 空間的な減衰は非常に大きい。空間的な減衰の程度を評価するために, 波束が磁場に垂直方向に距離 L 進む間に受ける減衰を見積もってみる。この時経過する時間は $T = L/v_{g\perp}$ なので, 波動場は因子 $\exp[-(\gamma/v_{g\perp})L]$ だけ小さくなる。Fig. 11 において $k_{\parallel}\rho_e = 0.04$, $k_{\perp}\rho_e = 2.4$ の場合を例にと

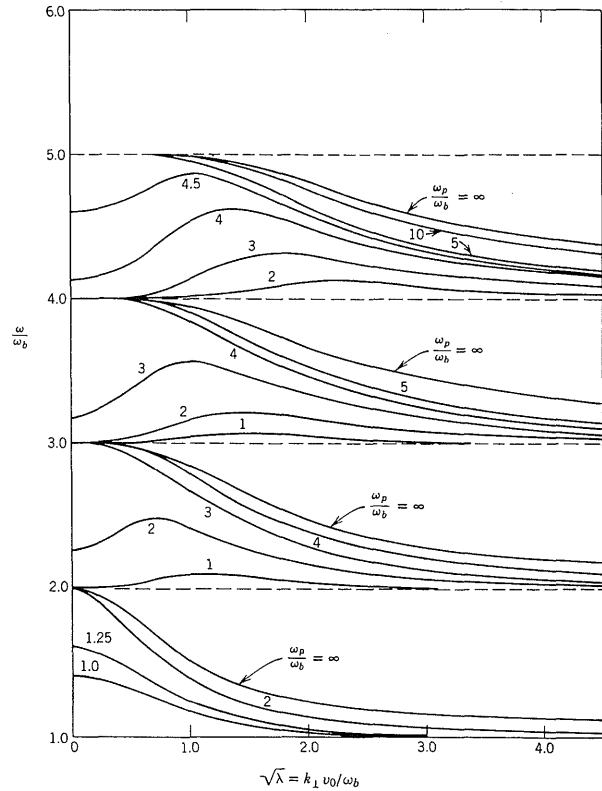


Fig. 10 The dispersion curves of electron Bernstein waves for the case of $k_{\parallel} = 0$ [3].

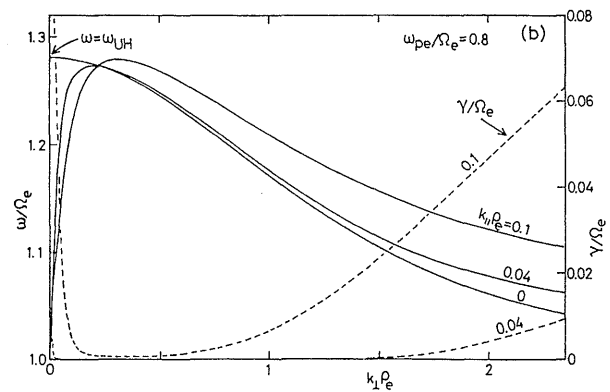


Fig. 11 The dispersion curves of electron Bernstein waves for various cases of k_{\parallel} [5].

ると, $v_{g\perp} \sim 0.03v_0$, $\gamma/\Omega_e \sim 0.01$ なので, $k_{\parallel} = \gamma/v_{g\perp} \sim 0.3/\rho_e$ となり, 減衰の特性長は熱電子のラーモア半径の数倍程度となり, 非常に短い。

⑦ 波数ベクトルが磁場に平行方向成分 k_{\parallel} を持つ場合, 群速度も磁場に平行方向成分 $v_{g\parallel} = \partial\omega/\partial k_{\parallel} = v_0 \partial(\omega/\Omega_e)/\partial(k_{\parallel}\rho_e)$ を持つ。上記⑥の場合と同様に Fig. 11 の $k_{\parallel}\rho_e = 0.04$, $k_{\perp}\rho_e = 2.4$ の場合にその大きさを評価すると, $v_{g\parallel} \sim 0.5v_0$ となり, 垂直方向の群速度よりはる

かに大きくなる。このように、 ω が $n\Omega_e$ に近くてサイクロトロン減衰が顕著な領域では、波束はほぼ磁力線に沿って進む。磁場に平行方向では群速度の向きと波数ベクトルの向きは同じになる。

この節を終るに前に補足を述べる。

⑧磁場に垂直伝播の場合、非相対論近似では Figs. 10, 11 に示すように、サイクロトロン減衰はないが、相対論効果を考慮すると $k_{\perp}\rho_e$ が大きくなり ω が Ω_e に近づき $\omega \sim \Omega_e(1 - T_e[\text{keV}]/511)$ になるとサイクロトロン減衰が生じる。

⑨式(8), あるいは Figs. 10, 11 の分散関係は波動が静電波であるという近似により求めたものであり、 $k_{\perp}\rho_e$ が小さい領域では近似が破綻する。特に③で述べた高域混成共鳴周波数 ω_{UH} を含むバンドでは、 $k_{\perp}\rho_e \sim (v_i/c)^{1/2}$ 以下の長波長領域においては \mathbf{k} と磁場 \mathbf{B} に垂直方向に波動による電流が生じ、波動は電磁的な特性を持つようになり、電子バーンシュタイン波は異常波とつながる。このモード変換領域の分散関係の一例を Fig. 12 に示す。

3.2 電子バーンシュタイン波の伝播軌道と吸収

前節3.1で述べたようにトロイダルプラズマにおける電子バーンシュタイン波の伝播はWKB近似で取り扱え、波束の伝播軌道の概念が有効である。波束の伝播軌道は光線方程式

$$\begin{aligned} d\mathbf{r}/dt &= \partial\epsilon/\partial\mathbf{k} \\ d\mathbf{k}/dt &= -\partial\epsilon/\partial\mathbf{r} \\ dt/d\tau &= -\partial\epsilon/\partial\omega \end{aligned} \quad (10)$$

を用いて計算できる[11]。ここで、 ϵ は(8)式で与えられる電子バーンシュタイン波の分散関数である。さらに、 \mathbf{r} は波束の位置ベクトルであり、 \mathbf{k} は波数ベクトルである。(10)式より $d\mathbf{r}/dt = \partial\omega/\partial\mathbf{k}$ なので、波束の進行速度は群速度で与えられることがわかる。すなわち、 t は波束の進行にともなう経過時間を示す。

通常の低ベータトカマクプラズマにOXB法を適用した場合の計算例を Fig. 13 に示す[5]。UHR層(J)でQXモードからモード変換された電子バーンシュタイン波はECR層に向かって伝播し、サイクロトロン吸収される。QXモードの波動電場は楕円偏波であるが、UHR層に近づくにつれ楕円度が大きくなり、直線偏波の電子バーンシュタイン波につながることを示されている。ECR層に近づきサイクロトロン吸収が起きるとともに軌道はほぼ磁力線に沿うようになる。この図の例でわかるように、一般に電子バーンシュタイン波のポロイダル

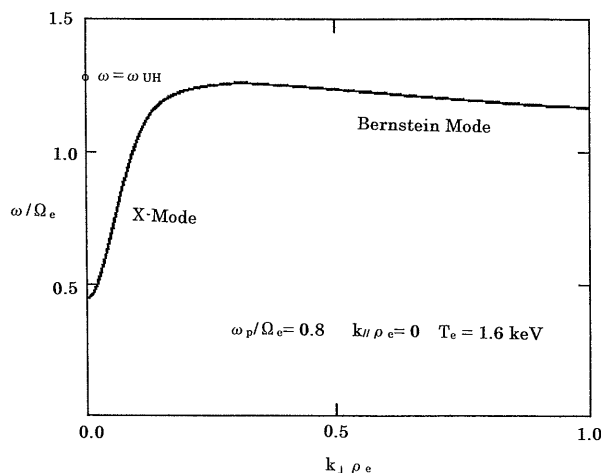


Fig. 12 The dispersion curve showing mode transition between X mode and Bernstein wave.

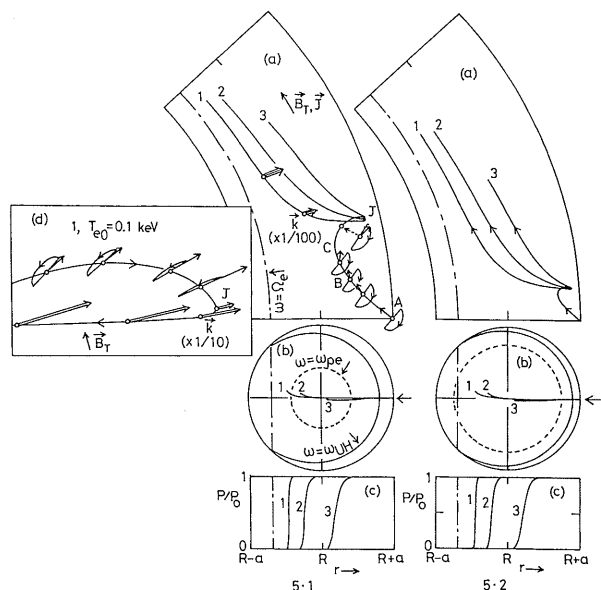


Fig. 13 Ray trajectories for the O-X-B case. $T_e(0) = 0.1$ (1), 0.5 (2) and 2.0 keV (3) [5].

断面でみた空間的な減衰は非常に大きく、吸収領域は局部的である。この例ではQO波は赤道面上で入射されていて、この場合波数ベクトルの磁力線方向成分は $k_{\parallel} = k_{\phi}/r$ で与えられる。ここで r は軌道上の座標(大半径)であり、 k_{ϕ} はQO波の入射角度で決まる保存量である。したがって、電子温度が高い場合ほど、ECR層より離れた場所でドップラー効果によるサイクロトロン吸収を受ける。

球状トカマク(Pegasus ST)の場合の計算結果を Fig. 14 に示す[16]。これはXB法によるX波の垂直入射の場合で、電子バーンシュタイン波の軌道が(a)に示されて

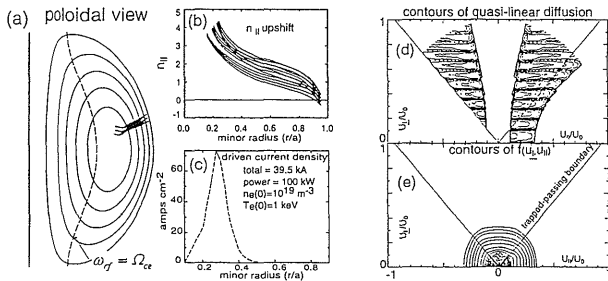


Fig. 14 Ray trajectories and driven current profiles in a model ST plasma [16].

いる。(b)に示されているように、UHR層でのモード変換直後では $k_{||} = 0$ であるが、伝播とともにアップシフトして、ECR層に辿り着くはるかまえに吸収され、電流を駆動する((c)参照)。準線形拡散による電子の速度分布関数が(e)に示されている。論文[16]では、RFPプラズマ(MST RFP)の場合の計算も述べられている。

電子バーンシュタイン波は磁場にほぼ垂直方向に大きな波数ベクトル k を持つ静電波であるが、波数 k が大きいため、 k の向きが磁場に垂直方向からわずかにずれるだけで、磁場に平行方向に比較的大きな波数成分 $k_{||}$ が生じ、ドップラー効果によりECR層($\omega = \Omega_e$)より離れた領域でサイクロトロン吸収される。 $k_{||} = k \cdot B / B = (k_p \cdot B_p + k_t B_t) / B$ であり、添え字 p, t はそれぞれポロイダル、トロイダル成分を示す。アップシフトはこの式の第1項が大きくなることによる。Fig. 14の例では、赤道面よりずれた位置での入射であり、磁場分布等のプラズマパラメータの不均一性により、伝播に伴い k_p が発生し、大きくなる(光線方程式(式(10)第2式)参照)。この効果は軌道が赤道面からずれている場合ほど大きく、また $k_p \cdot B_p$ の符号は赤道面の上下で反転する。Fig. 13の場合は赤道面に沿った入射であり、軌道が鏡面対称面である赤道面上にあるので、 $k_p \cdot B_p = 0$ となり、アップシフトは生じない。

サイクロトロン吸収に伴う共鳴電子への磁力線方向運動量入力 $k_{||}$ に比例するのでアップシフトはECCDに有利である[17]。特に、電子温度が高くて共鳴電子が相対論的なエネルギー帯にはいる場合駆動効率が顕著に上昇する[18]。

ここで、Fig. 14の場合のようにアップシフト項(第1項)が主で第2項が無視できる場合には、伝播軌道および吸収領域は電子温度にほとんど依存しない。これは電子バーンシュタイン波の分散関数 ϵ が式(9)のように $\epsilon = \epsilon(\omega / \Omega_e, k \rho_e)$ と書けることによる。

一般にトロイダルプラズマは磁場構造が複雑なので、電子バーンシュタイン波の軌道、吸収領域を知るためには、個々の場合について、軌道計算を行う必要があり、LHD配位のヘリカルプラズマでの計算も報告されている[19]。それによると、OXB法の場合は $k_{||}$ のアップシフトが大きく、プラズマ中央でのEC共鳴周波数より低い周波数でプラズマ中央部での吸収が起きる。吸収は局所的であり、電子温度が変化しても吸収領域は移動しない。プリンストン大学プラズマ物理研究所のNSTXに関するWebサイトに入れば、電子バーンシュタイン波によるECH/ECCDおよび輻射計測についての多くの情報が得られる。

非一様な磁場強度分布を持つトロイダルプラズマにおいては、複数の高調波共鳴層($\omega = n\Omega_e, n = 1, 2, 3, \dots$)があらわれる。プラズマの領域をこれらの共鳴層ではさまれる各領域に分けると、UHR層でのモード変換によって生じた電子バーンシュタイン波の伝播領域は、UHR層を含む領域に制限される。これは電子バーンシュタイン波の分散関係がバンド構造をとるからである(Fig. 10参照)。

4. 最近の実験

OXB方式によるECHが有効であることがW7-ASにおいて示された[9]。NBIによりプラズマ遮断密度の2倍を超えるターゲットプラズマを生成し、周波数70 GHzのミリ波をQOモード(楕円偏波)で斜め入射するとプラズマエネルギーの増加が観測された。Fig. 15に示すようにエネルギーの増加は入射角度に依存し、その依存性は(7)式で予想されるモード変換効率と一致した。この実験で70 GHzの加熱周波数から低域混成共鳴周波数 ω_{UH} だけ離れたところにピークを持つ周波数スペクトルが観測され、X-B変換が起きるUHR層でパラメトリック不安定性により低域混成波が崩壊波として生成されたことが示された。さらに、同装置でOXB方式によるQOモード入射アンテナを受信アンテナとして用い、逆の過程、すなわちBXO過程で輻射されるQOモードを受信した[10]。Fig. 16に示すように信号強度はアンテナの受信角度に依存していて、(7)式と一致することが確かめられた。

プリンストン大学のNSTX、あるいはCDXにおいては、XBの逆過程であるBX変換により左手サイクロトロン遮断層を透過してX波として放射される電子バーンシュタイン波からの輻射計測が試みられている[20]。初期の試みでは、得られる輻射強度は熱電子からの黒体輻

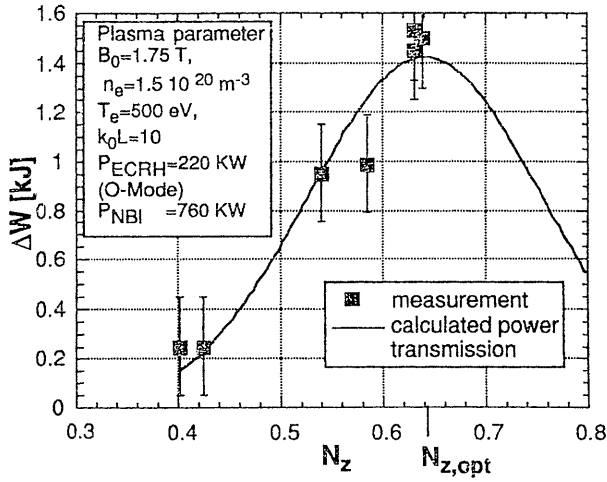


Fig. 15 Increment of plasma energy versus $N_z (=N_{\parallel})$ in OXB heating experiment on W7-AS [9].

射レベルよりはるかに低かったが、その後、受信アンテナをプラズマ表面に近づけ、局所リミタでプラズマ表面の密度勾配を大きくすることにより、黒体レベルの輻射を受信できた。これはエバネッセント層の幅が薄くなり、BX変換が最適化されたことによると推測されている。ウイスコンシン大学のRFP装置であるMSTにおいても、電子バーンシュタイン波加熱と輻射計測が進められている[21]。国内では東京大学のTST-2において電子温度の高時間分解能計測を主眼に研究が行われている。特徴は比較的広帯域(5-16 GHz)のヘテロダインレシーバを用いて高い高調波まで測定可能なことと、反射計との同時計測によりモード変換効率を直接評価できることである。現時点では主に2次から3次の高調波輻射を測定している。中心付近の輻射温度は100-150 eVであり、モード変換効率は50-80%程度であるという結果を得ている[20]。

MASTではMWを超える60 GHz ECH装置を持っていて、OXB方式による電子バーンシュタイン波加熱実験が計画されている。その予備実験として輻射計測が試みられていて、BXO過程によると思われる電子バーンシュタイン波輻射がHモード放電で観測された[22]。Fig. 17の放電波形に示すように、NBI加熱により放電がHモードに入るとともに、斜めの最適角度に設定した受信アンテナに受かる信号強度が急増した。これは、放電がHモードになって密度勾配が大きくなった結果、(7)式から予想されるように、良好な変換率が得られる N_{\parallel} の許容幅が大きくなったことによると推測されている。

WT-3 トカマクでは、強磁場側からのXモード入射に

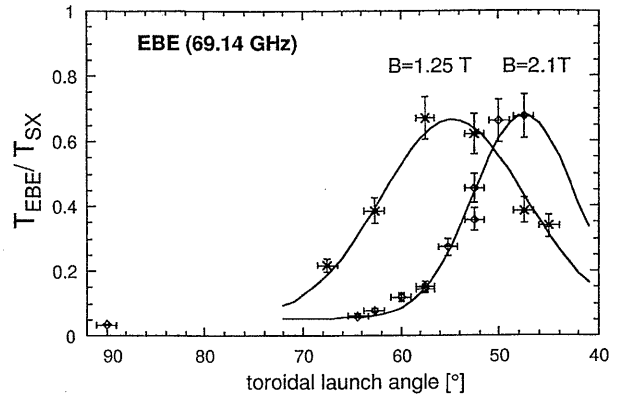


Fig. 16 Angular dependence of electron cyclotron emission via B-X-O process from an overdrive plasma in W7-AS [10].

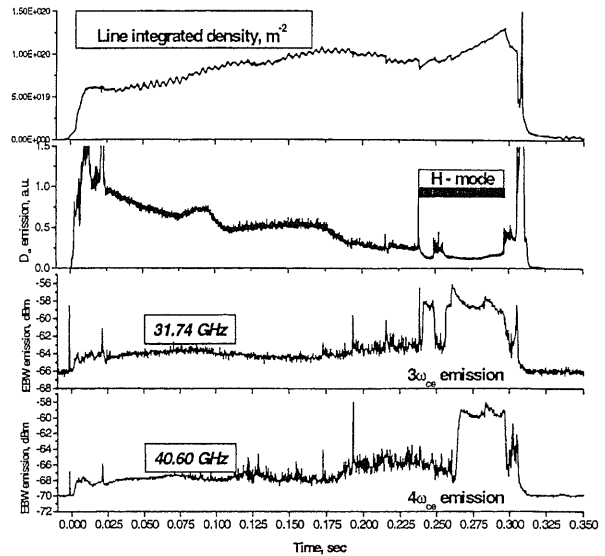


Fig. 17 Remarkable enhancement of electron cyclotron harmonic emissions during H-mode phase discharge in MAST [22]

よる電子バーンシュタイン波加熱実験が行われた[23]。Fig. 18に示すように、トップポートより100 kW、48 GHzのミリ波をOモードで入射し、強磁場側の真空容器壁に取り付けた偏光板によりXモードに変換して弱磁場側に向けトロイダル磁場に垂直に入射した。軟X線発光断層像とECEによって調べた加熱領域はECR層より離れていて、光線追跡コードの計算結果と比較した結果、 N_{\parallel} のアップシフトによりドップラーシフトしたサイクロトロン共鳴で電子バーンシュタイン波が吸収されたと推測された。また、H-JにおいてECR層をプラズマ中央部から離れた場合でもXモードによる第二高調波中心ECHに匹敵するバルクプラズマの加熱が観測され、強磁

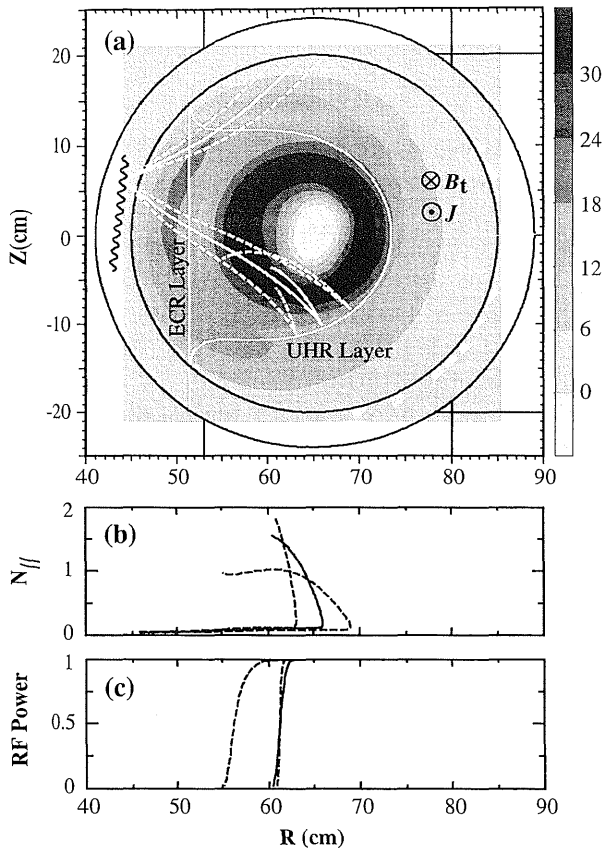


Fig. 18 Doppler-shifted cyclotron absorption via N_{\parallel} upshift of Bernstein wave is observed on a soft X-ray computerized tomography image [23].

場側からのXBによる電子バーンシュタイン波がプラズマ中央部に伝播し、ドップラー共鳴により吸収されたものと推測されている[24].

京都大学のLATEでは電子バーンシュタイン波加熱に期待してECH/ECCDのみにより球状トカマクプラズマの形成をめざした実験が試みられていて、2.45 GHzおよび2.0 GHzのマイクロ波により3~5 kAの電流を立ち上げ、保持している。電子密度はプラズマ遮断密度を超えていて、電子バーンシュタイン波加熱が働いていると推測されているが、モード変換機構については不明である[25].

LHDにおいては、OXB法によるECHの実験の準備が進められている[26]。また同装置においてBXO過程による、輻射計測も試みられている[27].

5. おわりに

トロイダルプラズマの電子サイクロトロン加熱・電流駆動、あるいは、電子サイクロトロン輻射計測において

は、OモードあるいはXモードの電磁波を用いるのが常識であったが、最近の球状トカマク実験の進展にともない、電子バーンシュタイン波を用いる方法が探求されるようになった。一方、歴史を振り返ると、戦後始まった実験室でのプラズマ波動物理研究の黎明期においては、電子バーンシュタイン波が主役であった。これは電子バーンシュタイン波が静電波モードであるので電子との相互作用が強く、当時の実験に用いられた細くて低温低密度のプラズマにおいても吸収が十分大きく、また黒体レベルの熱放射が得られるからである。

トロイダルプラズマの加熱や計測の立場からみても静電波モードであることからこの特性は好ましいが、太いトロイダルプラズマの場合は、さらに、電磁波モードとのモード変換をはかってプラズマ外部の自由空間波にうまくつなげることが必要となる。球状トカマクの場合のようにオーバードレンスの度合いが大きい場合は、弱磁場側からのX波の垂直入射か、あるいはQO波の斜め入射が必要である。遮断層がうすくてトンネル係数が大きくなる場合は前者が有効であり、トンネル係数が微小である場合は後者が有効である。すなわち、両者は両立せず相補的である。前者の場合はモード変換効率がトンネル係数のみならず、干渉効果にも依存するのでより複雑な過程であり、良好な変換効率を得るためにはUHR層での局所的な密度勾配のみならず、プラズマ表面から左手サイクロトロン遮断層に至る間の密度分布の最適化が必要となる。

電子バーンシュタイン波の伝播軌道は磁場構造、磁場強度分布、および密度分布に強く依存していて、大きな N_{\parallel} のアップシフトが起きるのが特徴で、吸収領域の設定は電磁波モードによるECH/ECCDの場合ほど単純ではない。一方、吸収領域が局所的であること、 N_{\parallel} のアップシフトが大きい場合に吸収領域が電子温度に依存しないことは、加熱と計測の立場から好都合である。

オーバードレンスなトロイダルプラズマの加熱、計測に電子バーンシュタイン波が有力な方法になるかどうかは今後の実験に待つところであるが、オールマイティではなくとも、ある範囲のパラメータ領域、あるいは限られた実験目的では有力であると筆者は推測する。たとえば、吸収領域が局所的であり、かつ電子温度に依存しないという特徴があるので、パワー変調したECHによる熱伝導係数の測定に応用できる。

今後の研究で注目したいことの一つは、大電力ECHの場合、UHR層でのパラメトリック不安定性が妨げになるかどうかである。Figs. 10-12の分散曲線で示されてい

るように、UHR層では群速度がゼロに近づくので波動電場は非常に大きくなり、非線形効果が起きることが予測される。これが顕著であれば、電子パーンシュタイン波はUHR層で打ち死にし、高密度側に伝播できない。

最後に、加熱と計測の立場を離れたことを述べたい。Fig. 17のデータは、トロイダルプラズマにおいては電子パーンシュタイン波がプラズマ中に常時満ちていて、モード変換の条件が整ったときのみUHR層を介して外に顔を見せることを暗示している。Fig. 10に示すように電子パーンシュタイン波は多数の高調波バンドを構成しているので、これ(UHR層でXモードにつながる分枝)さえもごく一部である。ある場所で熱励起された電子パーンシュタイン波が他の場所に伝わり吸収され得る。高調波を含めると周波数スペクトルが非常に広い可能性がある。これに伴う熱輸送が考えられる。このことを議論したロシアの研究者の論文原稿をみたことがある。トロイダルプラズマに閉じ込められていて外部に顔を出さない、という点でこれと似た波動としてホイッスラー波がある。ホイッスラー波は磁場に沿って伝播する電磁波モードであり、電子パーンシュタイン波と同様に伝播に密度限界がないが、磁力線が閉じているトロイダルプラズマにおいては内部に完全に閉じ込められていて外部の自由空間波とは線形伝播の範囲では直接つながらない。加熱と計測という立場からは使えないモードであるが、プラズマ中の何らかの過程に寄与している可能性がある。

参考文献

- [1] I.B. Bernstein, Phys. Rev. **109**, 10 (1958).
- [2] K. Mitani, H. Kubo and S. Tanaka, J. Phys. Soc. Jpn. **19**, 13 (1963).
- [3] G. Bekefi, *Radiation Processes in Plasmas* (John Wiley and Sons, Inc. New York 1966) p.239.
- [4] J. Preinhaelter and V. Kopecky, J. Plasma Phys. **10**, 1 (1973).
- [5] T. Maekawa, S. Tanaka, Y. Terumichi and Y. Hamada, J. Phys. Soc. Jpn. **48**, 247 (1980).
- [6] E. Mjølhus, J. Plasma Phys. **31**, 7 (1984).
- [7] S. Nakajima and H. Abe, Phys. Rev. A **38**, 4373 (1988).
- [8] H. Sugai, Phys. Rev. Lett. **47**, 1899 (1981).
- [9] H.P. Laqua, V. Erckmann, H.J. Hartfuss, H. Laqua, W7-AS Team and ECH Group, Phys. Rev. Lett., **78**, 3467 (1997).
- [10] H.P. Laqua, H.J. Hartfuss and W7-AS Team, Phys. Rev. Lett. **81**, 2060 (1998).
- [11] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (American Institute of Physics, New York 1992) Chapters 1,2 and 4.
- [12] T.H. Stix, *Waves in Plasmas* (American Institute of Physics, New York 1992) Chapter 13.
- [13] A.K. Ram and S.D. Schultz, Phys. Plasmas **7**, 4084 (2000).
- [14] J. Heading, *An Introduction to Phase Integral Method* (John Wiley and Sons, Inc. New York 1962).
- [15] R.A. Cairns and C.N. Lashmore-Davies, Phys. Plasmas **7**, 4126 (2000).
- [16] C.B. Forest, P.K. Chattopadhyay, R.W. Harvey and A. P. Smirnov, Phys. Plasmas **7**, 1352 (2000).
- [17] A.G. Litvak, E.V. Suvorov and M.D. Tokman, Phys. Lett. A, **188**, 64 (1994).
- [18] T. Maehara, S. Yoshimura, T. Minami, K. Hanada, M. Nakamura, T. Maekawa and Y. Terumichi, Nucl. Fusion, **38**, 39 (1998).
- [19] K. Nagasaki and N. Yanagi, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, 409 (2002).
- [20] 白岩俊一, 牛込雅裕, 永島芳彦他: 電気学会研究会資料, プラズマ研究会 PST-01-78 (2001); S. Shiraiwa, Y. Nagashima, M. Ushigome *et al.*, *accepted for publication in J. Plasma Fusion Res. SERIES Vol.5 (Proc. ITC-12)*.
- [21] M. Thomas, US-JAPAN Workshop on RF Physics and Profile Control and Steady State Operation using RF, Research Institute for Applied Mechanics Kyushu University Chikushi Campus, Feb. 2002.
- [22] A. Sykes, J.-W. Ahn, R. Akers *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 2101 (2001).
- [23] T. Maekawa, T. Kobayashi, S. Yamaguchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 3783 (2001).
- [24] 水内亨他: プラズマ・核融合学会誌 **77**, 484 (2001).
- [25] H. Tanaka, M. Uchida, H. Igami *et al.*, *Proc. 2000 Int. Congress on Plasma Phys.*, (2000) Vol.III, p.848; 田中仁, 檜垣謙一, 吉永智一, 伊神弘恵他: 電気学会研究会資料, プラズマ研究会 PST-01-75 (2001).
- [26] T. Maekawa *et al.*, Annual Report of NIFS (2000-2001) p.239.
- [27] Y. Nagayama, *private communication*



まえ かわ たかし
前川 孝

昭和25年生。京大理学部助手、助教授を経て京大エネルギー科学研究科教授。大学院時代は電子ビーム・プラズマ系の基礎実験、助手以降はWT-2, WT-3 トカマクにおいて低域混成波と電子サイクロトロン波による波動加熱・電流駆動実験に携わる。最近では電子パーンシュタイン波加熱・電流駆動による球状トカマク形成をめざしている。枚方に住んで18年、最近ではママチャリで淀川・木津川縁を走り、汗をかいている。家族は妻と息子3人。