Fabry-Perot 干渉計による電子サイクロトロン輻射の測定法と WT-Ⅲ トカマクにおける実験結果

百々太郎, 須川正雄

(愛媛大学理学部)

(1990年10月11日受理)

Comments on Measurement of the Electron Cyclotron Emission by Fabry-Perot Interferometer and the Experimental Results on ECE in WT-Ⅲ Tokamak

Taro Dodo and Masao Sugawa

(Received October 11, 1990)

Abstract

Improvement of the signal to noise ratio of the measurement of electron cyclotron emission (ECE) by scanning Fabry-Perot interferometer is reported. The most important point is the use of the glass beads filter in addition to the capacitive mesh low pass filter. The result of frequency response calibration of the total system is described. The time evolution of the high energy electrons ($\sim 100\text{keV}$) produced in RF current driven tokamak WT-Ⅲ due to the estimate from the ECE measurement is reported.

Keywords :

electron cyclotron emission, Fabry-Perot interferometer, low pass filter, high energy electrons, RF current driven tokamak,

1. 緒言

電子サイクロトロン輻射 (ECE) の2倍高調波は, プラズマの電子温度と熱平衡にある, ということは確立された事実である¹⁾. $2f_{ce}$ のECEを測定してプラズマの電子温度をモニターするということは今日では標準的なプラズマ測定として用いられている. トカマクでは大半径方向に磁場の強さが変化しているので, 大半径方向からECEを測定してその測定周波数をscanすることによって電子温度の大半径方向の分布 $T_e(r)$ を知ることができる. この測定は標準的なプラズマ診断法として大型トカマクでは常に用いられているものである.

ECEの測定法には表1に挙げるように4つの代表的な方法がある．ファブリーペロー干渉法，フーリエ

	Fourier transform Spectrometer	Grating-Polychrometer	Heterodyne Radiometer	Fabry-Perot Interferometer
Time Resolution	~ 20 ms	< 1 μ s	~ 10 ms	~ 2 ms
Frequency Resolution	3 ~ 15 GHz	3 GHz at 150 GHz	100 MHz	3 GHz at 120 GHz
Detector	InSb	InSb	Shottky Diode	InSb
Specifications	<ul style="list-style-type: none"> • Full Spectral coverage • Obtain $T_e(r)$ profile within single discharge 	<ul style="list-style-type: none"> • Good time resolution • Simple 	<ul style="list-style-type: none"> • Operate at room temperature • Excellent spatial resolution 	<ul style="list-style-type: none"> • Fast scan time • Obtain $T_e(r)$ profile within single discharge • Available for 3, 4, 5, ... f_{ce}
使用 トーラス	JIPP T-II JT-60	JIPP T-II JT-60	HELIOTRON	WT-III

川端 et al. JJAP 21 ('82) 1633 より

変換分光法，グレーティングポリクロメーターの方法の3つは遠赤外測定手法を用いてECEを測定するものである．検出器はpassiveな方法で液体ヘリウムで冷却したInSb hot electron detectorを用いる．これらに対し第4のヘテロダイナラジオメーターの方法はマイクロ波の技術を用いて測定するものである．これは局部発振器の周波数を掃引することによって受信周波数を掃引する．受信機への入力信号は局部発振器の出力に比例して大きくなること，受信機の帯域幅を狭くすることができるので，雑音入力が少なくできることのために信号対雑音（S/N）比を大きくとれることと，周波数分解能（従って位置精度）を高くすることができる利点がある．従って信号検出のためのミキサ（Shottky diode）は液体ヘリウムで冷却する必要はなく室温で用いることができる．局部発振器は後進波管（BWT）を用いて周波数掃引をする．周波数掃引は加速電圧の掃引によって行うことができるので μ secのオーダーで周波数掃引を行うことができる．この速い周波数掃引時間はファブリーペロー，フーリエ分光法，に比べて約2桁以上の速い周波数掃引を可能とするのでヘテロダイナラジオメーターの方法の有利な点である．しかしながら周波数掃引に応じて局部発振器の発振出力が変化するので，局部発振器の出力を一定に制御するようにフィードバックコントロールを行うと約10 msecの程度の時間を必要とするようになる²⁾．掃引時間がFTS（フーリエ変換スペクトロメーター）と同程度の長い時間を必要とするのではヘテロダイナラジオメーターの魅力は半減してしまう．このような時間レスポンスではプラズマの速い不安定に基づく変化を追従できないので，ヘリオトロンではもはや周波数掃引は行わないで単一周波数の強度変化を時々刻々と追うという固定周波数ラジオメーターとして使っているにすぎないそうである²⁾．周波数掃引型ヘテロダイナ検波法が速いscan時間を実用できない

ということになると, これを使うメリットはなくなるので, FTS と同程度の高価なこの測定法はコストパフォーマンスの点から見て使われ無くなるだろうと思われる. ファブリー・ペロー干渉計 (FPI) については次節以下に詳しく述べる. FTS はマイケルソン干渉計の 1 つのパスの長さを約 20 msec の時間で scan するものである. 従って直接の測定結果は scan した距離に対する干渉出力として得られる. これをフーリエ変換すると波数に対する光の出力が得られる. 干渉計の scan の長さは基本波の 1 波長程度にわたっている. これをフーリエ変換すると実際上は 4 倍ないし 5 倍の高調波までのスペクトルを得ることができる. 他の 3 つの方法では周波数帯域幅は 2 倍の高調波または 3 倍の高調波というような 1 種類の高調波成分だけを測定するものであるが, FTS は基本波から 4 倍ないし 5 倍までの高調波の測定を一挙に行ってしまうことができるという利点がある. その代わりに周波数 scan に要する時間は 20 msec 程度を必要とするので他の測定法に比べて長い時間を必要とする. 従ってこの測定法はプラズマの時間変化のタイムスケールがゆっくりしたもの, すなわち, JT-60 クラスの極めて大型のトカマクの測定に対して適しているといえる. グレーティングポリクロメーターはトカマクのトロイダル磁場の最も弱い所から最も強い所までのサイクロトロン周波数をおよそ 10 等分ぐらいに分けてその周波数成分を回折格子で 10 チャンネルぐらいに分けて測定するのである. 例えばプラズマ研の JIPT-IIU の場合には周波数を 150 GHz から 300 GHz までの間の周波数を (これがトカマク子午断面にわたる $2f_{ce}$ の周波数範囲である) 回折格子で 10 チャンネルに分けて, 各チャンネルごとに検出器を置いてその強度の時間変化を記録する. この測定法では各周波数の強度 (従って各半径位置における電子温度) を連続的に記録することができるので, その時間分解能は InSb のレスポンスタイム ($\sim 1 \mu\text{sec}$) で測定することができるというのが最大の利点である. 半径方向にわたって 10 箇所ぐらいの点をとっておけば半径方向全体にわたって連続的に scan すると同程度の情報とみなしてよい. 従って連続的な測定でなしにディスクリットであるといってもそれは大して欠点とはならない. むしろ μsec の時間分解能で測定を行う事ができるというメリットの方が大きい. 各チャンネルごとに検出器 (~ 100 万円) を必要とするので高価になるというのが難点である. FPI に比べておよそ 2 倍強の費用を必要とする. グレーティングポリクロメーターの場合も FPI の場合と同様に高周波の除去が必然的に必要となるけれども実際上の高調波除去に対する労力は FPI の場合に比べて少なくすむようである. これは主としてグレーティングポリクロメーターの場合には, 自由空間中をかなりの距離をサブミリ波を走らせることがフィルターの性能を楽にしているからのようである. 我が国における ECE の測定に対する実績は JIPT-IIU のグレーティングポリクロメーターによる測定が最も多くの成果を挙げているように思われる³⁾.

この報告は開発ノートとして実際上の経験を記すことにしているので参考のために費用のおよそを示しておくことと次のようになる. FPI は 3 倍, 4 倍の測定のコンポーネントまで含めておよそ 1000 万円程度を必要とする. グレーティングポリクロメーターの場合はグレーティングポリクロメーターそのものがファブリーペローのバイブレーションメッシュシステムよりはやや高価につくこと, および InSb ディテクターの数チャンネルの数だけ必要となるということから FPI のおよそ 2 倍の金額となるようである. FTS の場合

は光学系がFPIに比べて難しいということとscanの長さが長くなるということもあってFPIに比べて装置本体は約2倍以上の金額を要することになる。しかしFPIの場合にはlow path filterにかなりの金と労力を必要とするので、そのようなことを含めると、同じ測定範囲すなわち2倍から5倍程度までのマイクロトン高調波を測定することを考えると、FTSはFPIの約2倍の金額をかけても、コストパフォーマンスの点で優れていると言えるだろう(但し、20 ms くらいもの長時間一定のプラズマパラメータを保っているというような超大型トカマクでしか使えない)。この報告は§1から§3までを百々が執筆し、§4から§6までを須川が執筆した。FPIの周波数特性の較正等に関しては両者の記述で重複した部分があるけれども、それをあえて調整をとることはしなかった。

2. ファブリーペロー干渉計による測定法

ファブリーペロー干渉計(FPI)による測定法は、2枚の半透膜を平行に置いて、その平行平板の間の定在波の周波数が測定したい周波数であるというところに持って行くものである。ミリ波領域におけるこの半透膜は、金属の薄板に四角い穴、又は十文字の穴、のような穴を測定したい波長よりもやや短いピッチで繰り返しパターンを作った穴あきmeshを反射板として使うものである。これはinductive meshと名づけられているものである⁴⁾。この両方の板の間隔が半波長となるような電波が共鳴周波数となる。この穴あき板での反射の場合、完全反射ではないので、位相変化が180度からわずかずれていることによって、この両方の金属板の間隔もちょうど半波長よりは僅かにずれている。周波数のscanを速く行うためには、この2枚のmeshのうちの1枚をスピーカ-の音響板を振動させる要領で振動させる。現在使われているFPIは、約200 Hzで振動させている。したがって、周波数のscanの時間は、約2.5 msecである。このFPIの原理と使用上の注意については、National Physical Laboratoryのグループのレポート⁵⁾がよい。

このFPIの測定で最も注意しなければならない事は、このmesh間隔は基本波が半波長に対して、このmeshの間に、1波長立つ場合、1.5波長立つ場合、というように2倍3倍4倍……の高調波が基本波と同様に立つことである。したがって正しい測定のためには、高調波成分をカットすることが極めて重要な事である。もう一つ技術的に重要な事は、InSb hot electron detectorの検出器としての原理がそれほど単純ではないことに基いている。したがってこの後、高調波の除去に関する事、及びInSb hot electron detectorの原理に基づいたいくつかの測定上の注意、の2つを重点的に説明することにする。

高調波を除去するためのlow pass filterの原理は、次のようなものである。先ほどのFPIのレゾナンス・キャビティを作るinductive metal meshの構造と丁度相補的な図形のmetal meshをlow pass filterとして使うことになる。どういう構造かと言うと、先ほどのFPIのmetal meshすなわち、四角とか十文字に穴のあいたmeshの代わりに、例えばマイラー・フィルムの上に、四角、あるいは十文字のパターンを焼きつけたmeshを作る。この構造の板はcapacitive meshという名前で呼ばれている⁴⁾。

capacitive meshがlow pass filterとなる理由は、次のような例を考えるとわかりやすい。板が等間隔

に水面上に並んでいるところに、波が打ち寄せて来た場合を考えると、波の波長が板の間隔よりも長ければ、板の列は大した障害物とはならないで、波は板の列の後ろまで伝わっていくけれども、波長が板の幅よりも短ければ、板の後ろにその影ができる。このように長波長の波は板の列の影響を受けないで通り抜けるけれども、短波長の波はこの板で阻止されるということが分かる。この analogy は、さらに真実を表わしていて、波長が極めて短くなって、板の間のすき間よりも短くなれば、板の列の間をすりぬけて通り抜けて行くことができる。それと同様にミリ波においても、長波長の波だけが通りぬけて low pass filter となるが、metal 板の間のすき間よりも波長がもっと短い波は、この filter を通り抜けて行ってしまふことができる。したがって、これは low pass filter という名前が付いてはいても、うんと短い波長の波をかえって通してしまう、ということがあるということに留意していなければならない⁶⁾。

inductive mesh filter による band pass filter, high pass filter, capacitive mesh filter による low pass filter などに関する優れた review がある⁷⁾。

capacitive mesh を 3 枚ないし 4 枚重ねて作った low pass filter の周波数特性の例を図 1 に示す。これを見ても分かるように、mesh を適当な間隔で何枚か重ねると、非常にシャープな cut off 特性の low pass filter が得られる。これらの mesh filter は、フォト・エッチングの方法で作られるので、実験室で自分で作ることは無理であって、ある程度の費用を必要とする。mesh filter 1 枚につき数万円、あるいはこれを重ね合わせてシャープな cut off 特性をもった filter の場合は、数十万円の費用がかかることを覚悟しなければならない。

これに対して、金属板に格子状に溝を切った cross-ruled reflection grating filter⁸⁾ を使うこともできる。この grating filter は、工作室で自分で作ることが出来るので、費用の点では格段に安くつく。しかし、この grating filter は、図 2 に見るように高周波域に 10% 位の透過率を持つことになる。この grating filter は見かけ上大根おろしのような凸凹の寸法に対して、波長が長ければこの板は平面の板の様に作用するから、これに 45 度の角度で入射したマイクロ波は 45 度で反射し、即ち 90 度曲げられて通っていくけれども、このグレーティングの凸凹と同じ程度あるいは短い波長のマイクロ波は、この凸凹の一つづ

図 1. 210 GHz cut off capacitive mesh low pass filter の特性.

(a) 縦軸 (透過率) linear scale. (b) 縦軸 log scale. 横軸は高波数まで測定してあり、短波長での透過が問題となることが分かる。13カイザーにピークを持つ 10% 程度の透過は、メッシュの重ね方を上手にすれば 1% 以下におさえることが出来る。(本文での説明した短波長での透過は更に高波数のところである)。

図2. (a) grating low pass filter の特性 (格子間隔 $D=0.86\text{mm}$) (川端氏より提供), (b) 原理的な周波数特性.

つによって乱反射されるので、90度曲げられた方向へはほとんど通って行かない、ということによって low pass filter の働きをする。こういう直感的な見方からしても、もちろん短波長のマイクロ波も90度方向にはいくぶん通り抜ける、ということがあるので、この板一枚では完全な low pass filter とはならないということが分かる。原理的には、この low pass filter を2枚所置いてやって、2回90度曲げてやるということをすれば、low pass filter の特性は非常に良くなるはずであるけれども、実際上はそれほどうまく行かない。この low pass filter が上手に働くためには、over size 導波管の中を通ってくるマイクロ波がその基本モードで伝播してくる、即ち over size 導波管の中でマイクロ波は殆ど平面波として伝わってきている、というような状況にしなければ、この low pass filter は有効な働きをしない。この grating low pass filter に限らず、他の種類

の low pass filter に対しても、あるいは band pass filter に対しても、それが正しい周波数特性をもつためには、伝搬してくる波は平面波であるということが必要である。ECEの測定においてはマイクロ波は相当の長い距離(～10 m)を over size 導波管で導かれるのが普通である。この導波管の中をマイクロ波は高次のモードではなしに、基本モード即ちほとんど平面波として伝搬させるようにする、ということは実際の測定上極めて重要な事に思われる。プラズマからのECEの受信は、波長に比べてかなり大きな面積の受光面のホーンで受けるのが普通である。波長に比べて大きな面積で受けた場合、これをホーンで一旦絞ることをしないで、そのまま太い導波管のままで伝送することになるとマイクロ波の伝搬は高次のモードをたくさん含むことになるので low pass filter は有効に働かないということになる。ECEは一旦、丸型または角型のホーンで細い導波管にまで絞って、それから再びホーンで over size 導波管に広げて伝搬させる、ということが伝搬用の導波管内で基本モード、すなわち平面波の状態で伝搬させていくためには、重要な事である。ホーンで一旦絞り、再びホーンで広げるというのは、伝送用の導波管内で平面波として伝えるという重要な役割の他に、まだ、つぎの2つのメリットもある。一旦細く絞ってしまうためにその導波管寸法の cut off 周波数よりも低い周波数のマイクロ波は detector の方へ伝わって行くことは出来ない。トカマクの

初期の gas break down の段階では, two-stream instability によって ω_p 付近の極めて強いマイクロ波が輻射される. この輻射の強度は定常的なトカマクになってからの ECE の輻射に比べて極めて強いので, そのまま受信機の方に行くと detector を dead にする事さえある. このやや低い周波数 ω_p の輻射を導波管を絞ることによって cut してしまうことは, 実際上の測定には大切な事である. また, この細く絞った導波管の所に中央に blade を立てることによって, マイクロ波の偏波面を選択することができる. このことによって, 受信をしているマイクロ波が ordinary mode であるか extraordinary mode であるかの区別をすることができる. このようにして, トカマクからの ECE の測定をファブリーペロー干渉計で行う場合の, 全系の Block Diagram は § 5 図 14 に示すようなものとなる. ホーンで受けたマイクロ波を, 今の述べた理由で一旦絞りこれを再び広げて over size 導波管の中を平面波に近い状況で伝搬さす. 90度曲げる所に grating filter を付けておいて low pass filter の役割をさせる. この grating filter によってマイクロ波強度は, ある程度減衰させられるので, 場合によっては, ここは平板で曲げるということも行われる. こうして, ほぼ平面波となって伝搬してきた ECE の信号は inductive mesh で作られた band pass filter すなわちファブリーペロー干渉計に入射する. FPI の mesh に対して斜めに入射した平面波の場合にどれだけ band pass 特性が変わるかということ松尾が調べている⁹⁾. この結果からみると平面波として伝播してこないで高次モードで入ってきた場合には, その FPI のスペクトルアナライザとしての性能がかなり劣化するということが容易に想像できるであろう. FPI の後ろに capacitive mesh を何枚か重ねた low pass filter が置かれる. これを透過した基本波が TPX レンズで

絞られて検出器の方へ導かれる. 77 K, 4 K の魔法瓶の入口窓が 20 mm ϕ の小さい面積であるのでレンズで集光するのである. detector へは ECE の輻射の他に可視光, 熱輻射等が入射していく. 従ってこれらを cut してやる必要がある. これらの可視光, 赤外線輻射を cut する手だては, むしろ detector の前につけた cut off filter から順に説明していくことにする (図 3). InSb detector は He⁴ で 4 K に冷やされている. その前には 4 K で冷やされたブラックポリエチレンが可視光を遮断する. このブラックポリエチレンと共に通常数 10 μ m より短波長の赤外線を cut する Fluorogold (市販名)¹⁰⁾ と称するガラス繊維を埋めこんだテフロンシートをとりつけてある. 我々はこの Fluorogold とブラックポリエチレンの代わりに, 後に説明するガラスビーズを埋めこんだブラックポリエチレンを作っ

図 3. InSb とその前にとり付けた filter 群

- 1: InSb
- 2: ガラスビーズ入りブラックポリエチレン
- 3: Wedged z-cut Quartz with diamond powder
- 4: parabolic cone
- 5: Wedged z-cut Quartz
- 6: 魔法瓶窓のテフロン
- 7: マイラーシート
- 8: ガラスビーズフィルター
- 9: capacitive mesh LPF

てこの4 Kの filter とした。この filter の交換によって、我々の場合には S/N 比をおよそ1桁近く改善することができた¹¹⁾。それは市販の Fluorogold と称するガラスの low pass filter よりは、後で説明する glass beads filter¹²⁾の方が極めて良好な low pass filter 特性とマイクロ波の透過率を持っていることによるものである。glass beads 入りブラックポリエチレンの前にダイヤモンド粉末付のくさび型の z-cut 水晶が付いている。この filter は 100 μm 以下の短波長の赤外線のカットのために使われている。水晶 filter の前には集光用のコーンが付いている。detector の面積は 5 mm $\times$ 5 mm であるが、dewar の入り口はおおよそ 20 mm ϕ であるので 20 mm ϕ から 5 mm ϕ に収束するためのコーンが付いていて 77 K に冷やされている。Infrared Lab. 製の魔法瓶は、集光用コーンの前面には真空封じ用のテフロン窓のみがついている。我々はこの窓の前に更に遠赤外線カット用に glass beads filter およびマイラーシートを取りつけた。この glass beads filter は後に詳しく述べるが、capacitive mesh low pass filter がかなり短い波長の波は通すので、その部分の赤外線を完全に cut するために取り付けたものである。glass beads filter の遮断特性はシャープなものではないけれども glass beads の大きさを適当に選ぶことによって例えば 100 μm より短波長の赤外線はほとんど完全に cut するとか、あるいは 500 μm より短波長の光を完全に cut するとか言うようなことを十分果たさせる事ができる。マイラーシートはかなり短波長、数 10 μm 程度よりも短波長の赤外に対する遮断特性が利用される。glass beads filter は glass beads のすき間を通しての極めて短波長の赤外線は通してしまうので、その分をマイラーシートで cut する。もう一度くりかえすと FPI が 2 倍、3 倍の高調波を通すので 2 倍、3 倍の高調波を cut するためにはシャープな遮断周波数特性を持つ capacitive mesh を何枚か重ねた low pass filter が使われる。これで、漏れの生ずるさらに短波長の赤外をカットするためには、glass beads filter が使われる。そして、glass beads filter で漏れの生ずる恐れのあるさらに短波長の数 10 μm 以下の赤外線に対する filter としてはマイラーシート、くさび型的水晶、可視光部分に対しては glass beads を埋めこんだブラックポリエチレンが使われる。これらを用いて信号である ECE の波以外 detector に入らないようにされている。

(1) glass beads filter

我が国で使用している FPI, FTS, グレーティングポリクロメーターの detector としての InSb hot electron detector は、Infrared Laboratories から魔法瓶と共に購入している。これには、ブラックポリエチレンと Fluorogold を InSb detector の前に 4 K で冷やした filter として用いられている。Fluorogold というのは商品名であってテフロンの中に glass 繊維を埋め込んだものである。この Fluorogold の周波数特性は文献 10 に記載されている。この Fluorogold の遮断周波数特性は極めてゆるやかなものであって、信号となる ECE の信号そのものもかなり減衰させている。それから赤外線の cut も必ずしも十分でないので、信号波のおそらく 1/5 倍程度の波長の cut は十分行われていないのではないと思われる。(信号波の 5 倍程度の周波数というのは、capacitive mesh filter は 2 倍、3 倍のところは十分 cut するが 5 倍、7 倍程度の短波長の cut は十分ではないのである⁶⁾。市販の Fluorogold は、cut off の周波数特性が極めてゆ

るやかであること、従って信号として検出したいECEの信号そのものも減衰させる。そして、なおかつ信号波の5倍、7倍程度の短波長も、ごくわずかながら透過させるというようなfilterとしての性能は、はなはだよろしくないものであると私には思える。これに対して佐藤、阪井、松尾達の発明したglass beads filter¹²⁾はFlourogoldよりもはるかに良いcut offの周波数特性を持っている。従って筆者はFlourogoldのかわりにこのglass beads filterをお使いになることを強く推奨する¹³⁾。ガラスは1mm程度から短波長側へ赤外線吸収しはじめるのでlow pass filterの補助としてこの波長領域に対して用いることができる¹⁰⁾。しかしながら5mm厚みのパイレックスガラスでは1mmの赤外線は50%以上透過してしまう¹⁰⁾。また、WT-Ⅲのように弱いトロイダル磁場の測定の場合波長2mm(150GHz)以下の赤外線をガラスの吸収で行うというようなことは不可能なことである。glass beads filterはガラス自身による赤外線の吸収がきいてくる1mmより短波長に対してはガラスの吸収とガラスの表面における反射によって赤外線の透過を少なくする。1mmよりも長波長の赤外線に対しては、もっぱらそのガラス表面の反射、散乱によってglass beadsを埋め込んだ板を透過する光の量を減少させるという役割をするのである。我々の実験を行ったWT-Ⅲトカマク($R=65\text{ cm}$, $a=20\text{ cm}$, $B_t \leq 1.75\text{ Tesla}$)はトロイダル磁場が比較的弱いので $2f_{ce}$ のECEはおよそ70GHzから120GHzにわたっている。WT-Ⅲのトカマクの測定に対して使用するglass beads filterとしてはglass beadsの直径が1.2, 0.8, 0.5mmのglass beadsをポリエチレンに2層埋め込んだfilterを作った。その周波数特性を図4(a)に示す。波数をglass beadsの径で規格化してkdを横軸にし、

図4. (a) ガラスビーズフィルター (ガラスビーズ径=0.55, 0.8, 1.2mm) の透過特性,
(b) (波数k) × (ガラスビーズ径d) で規格化された透過特性.

縦軸に透過率をとってこの3つの filter の透過特性を描くと、図4(b)に示すように3つの filter はほぼ同一の特性を示すようになる。このことはこの波長領域に対してはガラスの吸収は効かないで、ガラスによる散乱がこの filter の特性を支配しているということを示している。これらの glass beads filter は測定する周波数領域において急峻な遮断特性を持つ capacitive mesh filter と組み合わせて用いている。4°K のところに取り付けた glass beads を埋め込んだブラックポリエチレンの filter を Infrared Laboratories から購入した flourogold とブラックポリエチレンの代わりに用いたことによってECEの測定におけるS/N を約1桁改善できた。ガラスの吸収のきかない1mmよりも長波長のマイクロ波を扱うときにはこの glass beads filter は極めて有用なものである¹³⁾。

(2) ECEの測定法の要約

InSb detector がかなり特殊な検出方法であるのでいくつかの注意が必要となるが、それを使うための全体の測定系についての説明を前もって行っておく方が好都合なので、ごく簡単に説明を行う。この測定法については後の、実際のトカマクの測定に先だって説明がもう一度 § 4 で行われる。FPI による ECE スペクトルの測定は図14に描いたFPI キャビティの mesh 間隔を scan することによってECEスペクトルをとる。キャビティの mesh を振動させるのはスピーカーの音響板を振動させるのと同じ要領で、振動板の代わりにキャビティの mesh の2枚のうちの1枚を振動させるのである。Specac 社で市販しているFPI の scan は 200 Hz で行われている。mesh scan を 200 Hz で行うと片道 2.5 msec で周波数の scan が行われることになる。キャビティの周波数の変化に応じてそのスペクトル強度は変化するので InSb からの出力も 200 Hz で変調された交流となっている。従って交流アンプで増幅されて記録計へ導かれる。キャビティの mesh 間隔に比例した電圧が mesh 間隔の信号として出力されているので、この電圧対 InSb 出力を描くことによって周波数に応じた ECE 出力の変化、すなわち ECE スペクトルが示されることになる。これが FPI の最も標準的な測定方法である。

場合によってはプラズマの変化が極めて短時間で起こる際の記録をとりたいということが起こる。その場合には、周波数を scan していると 2.5 msec を必要とするので、その間にプラズマの状態が大幅に変化する。従ってそのようなときに 2.5 msec の時間を費やしてとったスペクトルというのは何ら意味を持たないものになる。このような場合には特定の周波数に tune をしておいてその周波数成分の intensity の時間変化を追うということによってプラズマの速い時間変化を観測するということになる。この時の time response は InSb の response time で支配されるわけであって、これはだいたい 1 μ sec である。従って FPI の周波数を固定しておくならば、プラズマの 1 μ sec 程度までの時間変化を追うことは可能になる。ところで後で説明するように InSb は直流 bias をかけて信号のこない状態でも bias 電流が流れているように電圧が印加されている。この状況の所に一定周波数の信号が入射すると、もちろん electron の mobility が変化するのでアンプへの入力信号は変化する。しかしながら、もしこの ECE の信号レベルがほとんど一定であれば、その後この InSb からの出力は変化したレベルで一定に持続される。そうすると交流増幅器の方へはこ

の直流的な信号を伝達することができないわけであるから、交流増幅器の出力というのは ECE の信号が入射した最初に変化して、それから後はアンプの入力の CR 時定数で decay するような信号がアンプ出力として得られるにすぎない。このような状況では一定周波数成分の ECE の出力を測定できないので、chopper を回して信号を断続させて交流に変換し、これによって信号出力を得るようにする。この場合は、この chopper を lock-in amp の reference phase として入れて lock in amp の出力をとるということで S/N を上げることができる。しかしながらプラズマの変化が時間的に激しい時には lock in amp で積分をしているということはできなくなるから、単に InSb の増幅器からの出力を検出器信号として取り出すということが行われる。chopper の周波数は Specac 社の FPI の場合に 200 Hz を採用している。この固定周波数での ECE の輻射強度の時間変化の測定というのは、なにも FPI を使わないでも、かえってマイクロ波ラジオメーターで行う方がずっと S/N 比がよくなるし、元来決まった周波数を想定しておるならばそのような装置の方がずっと安価につくわけであるから FPI を使う必要は毛頭ないわけである。しかしながら、FPI を使って固定周波数で測定するのはその mesh cavity の resonance 周波数をいろいろな所に変えることができるから、例えば $3 f_{ce}$ あるいは $4 f_{ce}$ というような高い周波数における測定も単に mesh 間隔を狭めて固定しておくということだけでできるわけであるから、それはそれなりのメリットがあるわけである。何といっても FPI の他の方法に比べて最も有利な点は測定周波数はわりあいに変えることができるということである。勿論そのためには cavity mesh をその周波数帯に応じたパターンを持つものにとり変えること（高い周波数に於いてはパターンの繰り返し間隔は短くして短波長を測定するのに応じたようにしなければならない）、及び low pass filter もそれに応じた周波数のものを使わなくてはならないということはあるわけであるけれども、他の方法に比べて簡単に周波数を変えて測定することができるというメリットがある。

(3) 測定系全体としての周波数感度特性について

FPI の測定系の各 component は、周波数特性は原理的には flat である。例えば、capacitive mesh による low pass filter の pass band における透過率は周波数に依らず一定のはずである。事実、capacitive mesh low pass filter 単体の周波数特性は、図 1 に見るように pass band においてはほぼ flat であって、それほど大きな構造を持つものではない。ファブリーペローの resonance cavity は、その mesh 間隔の scan の範囲内においては、inductive mesh の反射率などの周波数依存性はそれほどものではないので、ファブリーペローキャビティの Q -value は、その scan 周波数範囲内においてはほぼ一定である。したがって、ファブリーペローキャビティ-mesh そのものの周波数特性も flat である。InSb detector は、その受信周波数と、InSb の carrier 電子の衝突周波数が同程度となると、感度は約 1/2 に低下する。電子の衝突周波数より高い周波数に対しては、感度はさらに低下する。しかし、測定周波数が InSb の電子の衝突周波数の 1/2 以下程度の低い周波数に対しては、感度は原理的には一定である。しかしながら、実際の InSb の低周波数における感度は、周波数の低下とともに急激に低下する。実測値の一例を図 5 に示す。この図において、高い周波数で感度が落ちるのは、周波数が電子の衝突周波数よりも高くなるために、電子による電波の

吸収が少なくなることによるものである。また、低周波で感度が落ちるのは detector の厚みが、電波の吸収長よりも短くなって、電波が InSb に十分吸収されないで通り抜けてしまうということ、及び InSb の表面積が $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ 程度であって、電波の波長と同程度になるということも感度を落とす原因になっていると思われる。結局、系全体の周波数スペクトルを flat でないようにしている原因は、低周波領域において InSb の感度が低下していること、capacitive mesh low pass filter が pass band では完全に flat な特性でなく少し凸凹を持っていることである。それからまた、位相空間の体積は周波数の増加と共に ω^2 で増えていくから、周波数が高い方が黒体輻射のエネルギーは高いということがあって、InSb からの出力は、極めて凸凹したものになる。その実際は § 4 の図 11 に示されている。

図5. InSb 素子の周波数対感度特性の一例。

3. InSb hot electron detector の測定原理と、その使用上の注意

InSb の電子の mobility は、シリコンにおけるそれよりは、2桁程度良好である。そして、その mobility は電子温度が上昇するとさらに上昇する、という性質がある。したがって、電場が印加されている状態での電子の mobility は、外部から印加電場がゼロの時の mobility よりも、大きな値を持っている¹⁴⁾。外部電場が印加されたときの、InSb の電気伝導度は、

$$\sigma = \sigma_0 (1 + \beta E^2)$$

という形で表現される¹⁴⁾。 βE^2 の項は、ジュール加熱によって電子温度が上昇することによって mobility が増加する、ということを表わしている。印加電圧がさらに強くなると、avalanche breakdown が生じてしまう。電気抵抗を印加電圧の関数として描くと図 6 のようになる。InSb の電気伝導度のこの性質を利用してミリ波（遠赤外）の detector として使うのは次の様にする。図 6 の A 点の辺りに直流電場を印加する。この直流電場を印加しておいた所に、交流のわずかの電場がかかるとさらに電気抵抗が減少するということを用いて効果的に外部からの入射電波の電場による電子加熱を検出するという方法をとる。したがって、この detector は直流電場を印加しておいて、絶えず電流を流した状態で使っているという点に留意する必要がある。そして、電磁波によって電子が加熱されて電気抵抗が減少したことを検出して、これを増幅してマイクロ波の入力信号とするのである。Infrared Lab. から購入した InSb の印加電圧対 InSb に流れる電流の V-I 特性を図 7 に示す。この V-I 特性が直線でなしに下に凸になったカーブになっているということは、electron が加熱されると電気抵抗が減少するということを表わしている。実際の仕様では 9 V の電

図6. 印加電圧の関数としての InSb の電気抵抗 (ジュール加熱で電子温度が上昇すると電気伝導度が上昇することを示している) (IPPJ-T-31; 市村, 坂井, 川端, 藤田の Fig. 1 を引用).

図7. 我々の使用している InSb の V-I 特性図. InSb には, 270mV 程度が印加されて 36 μA が流れている状況で使用される. 遠赤外電場 (周波数は電子の衝突周波数より低いので直流電場の増加と同等) が入射した時の抵抗変化 (図の曲線の接線) から受信感度が定まる.

源電圧を 250 kΩ を直列抵抗として InSb に印加して 36 μA の base current を流している. そして, 感度を支配する先に書いた β は,

$$\beta = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(E^2)} = \frac{1}{\sigma} \frac{1}{2E} \frac{d\sigma}{dE}$$

と書ける. 感度 R は, $R = \beta V / v \sigma$ と定義される¹⁴⁾. この感度は Volt/Watt という dimension を持っている. この R の定義式で V は印加電圧, v は detector の volume である. この R はいま示した InSb の V-I 特性のカーブから求めることができる. InSb に V_1 の電圧へ印加されていて I_1 の電流 (現在の場合 36 μA) が流れている状態がベースカレントを流した状態である. ここでの V-I 曲線の微係数が detector の感度を定めるわけである. この V-I 曲線を持つ InSb の感度を求めると 5 kV/Watt という感度が得られる.

次に detector の noise figure について説明をする. 通常のアンプの noise figure は, 熱雑音出力に比べて増幅器の出す noise level がどれだけ多いかということで noise figure 何 dB というような表現をする. そして熱雑音は周波数幅に比例するわけであるから, 雑音電力は周波数幅に比例する. しかしながら InSb hot detector の場合には, bias の直流電流が流れた状態になっていて使用されるものであるから, 直流電圧が印加されて detector に直列に抵抗がつながれている. したがって, この直列抵抗の両端に現れる熱雑音電圧というものが熱雑音を表現することになる. $V^2/R = kT\Delta f$ と書いた熱雑音から熱雑音電圧を求める

と、現在の detector の場合、 R が $250 \text{ k}\Omega$ であって T が 4 K であるという値を入れると熱雑音電圧は $3.7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ ということになる。この detector の試験成績書では 200 Hz における amp noise は $2.7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ となっているので、ここに算出した $3.7 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ というのは same order である。なお使われているアンプの帯域幅は 600 kHz であるので、このアンプ自身の出す noise 電圧は約 $3 \text{ }\mu\text{V}$ ということになる。

図8. InSb によるミリ波の検出回路系。InSb と無誘導巻線の $250 \text{ k}\Omega$ は 4°K に冷やされている。

ところで InSb hot detector の noise figure というのは、このような実際上の使用と関連して次の様に定義される。noise equivalent power というものは、いまの noise 電圧 $/\sqrt{\text{Hz}}$ を InSb の感度 (現在の場合 $5 \text{ kV}/\text{Watt}$) で割り算をした値を noise equivalent power という。我々の使っている detector の場合には noise equivalent power (N. E. P.) は $N. E. P. = (2.7 \times 10^{-9} \text{ V}/\sqrt{\text{Hz}}) / (5 \text{ kV}/\text{Watt}) = 5.4 \times 10^{-13} \text{ Watt}/\sqrt{\text{Hz}}$ ということになる。この程度の N. E. P. は、response time $1 \text{ }\mu\text{sec}$ 程度を持つ遠赤外 detector の figure of merit の代表的な値のようである。 2.7 K の宇宙背景輻射を測定するようなゲルマニウムの bolometer の場合には、この N. E. P. は InSb の N. E. P. よりもまだ2桁くらい低い値を持っているようである⁷⁾¹⁵⁾。しかしなが、もちろんこのゲルマニウムの bolometer の time response はずっとゆっくりしたもの ($\tau \sim 40 \text{ ms}$) であって、我々のような速い時間変化を測定するようなものの detector としては使えない。

detector に bias DC current を流しているためと、信号は AC で得られるものであるという制約からくることに伴って、測定上の注意が必要である。増幅器は 10 Hz の order から 600 kHz 程度までの帯域幅を持たしてあるが、ファブリーペローキャビティの mesh を振動させる 200 Hz においてもこの増幅器は完全に flat な周波数特性の状態にはなっていないので、 200 Hz の信号に対しては信号の入力に対して amp の出力は少しの time lag を持っている。実測によればこの time lag は $240 \text{ }\mu\text{sec}$ である。ECE のスペクトルは mesh 間隔に比例した電圧を横軸にとり、InSb の output を縦軸にとってスペクトルを描くことになるが、この amp の入力と出力との間に $240 \text{ }\mu\text{sec}$ の time lag があることを考慮にいれて data 処理をしなければならない。mesh の scan が、mesh 間隔が狭いところから広いところへ行くととき、広いところから狭いところへ scan する場合とで、同一電圧に対してたとえプラズマが定常状態であっても同じアンプ出力を示さないことになるわけであるから、この点を注意する必要がある。以上で § 3 のタイトルの内容は終わりで、これまで注意しておきたかった事を幾つか補足しておく。

プラズマ研では、low pass filter は capacitive mesh low pass filter のような高級なものは使わないで、コーナーに cross ruled grating low pass filter を付けただけで用が足りている¹⁶⁾。これはプラズマ研のグレーティングポリクロメーターの場合にはミリ波が自由空間中を相当の距離走って分散用グレーティングに到達するので、grating low pass filter のような高周波成分を少し残すものであっても、これを

2 段使えば十分高調波成分の rejection を行うことができているようである。

トロイダル磁場が 1.5 T 以下のような弱い磁場のトカマクであれば, ECE の周波数領域は 100 GHz よりも低い周波数ですむ。この周波数領域のマイクロ波の立体回路その他の部品はそれほど高価なものではないので, むしろ JIPP T-2U において 10 チャンネルのグレーティングポリクロメーターが極めて有効な働きをしているのと同様な意味でこのような弱磁場トカマクに対しては 10 チャンネルくらいのラジオメーターを付けるというのは最もコストパフォーマンスの良いやり方になると思われる。

較正, 及び較正用光源について

測定系の各コンポーネント, capacitive mesh low pass filter, glass beads filter, grating low pass filter, ... 等の単体は Fourier transform spectrometer でその周波数特性を測定できる。これの実行は遠赤外計測の専門家である大阪大学工学部阪井講師の FTS で較正をしてもらうか, さらに長波長領域では, 長波長領域の良い detector を備えている名古屋大学理学部物理学教室 U 研で較正をしてもらうことができる。系全体の較正のためには, トカマクの測定系を組み立てておいてトカマクプラズマのかわりに標準光源を使って較正を行う。その光源としては現在のところ高圧水銀灯が輻射温度が高い黒体として最も有用である。高圧水銀灯は超高圧水銀灯よりも光源として周波数特性が flat で好ましいものである。その理由は, 超高圧水銀灯においては輻射を出すプラズマの密度が高いのでその輻射源から外へ出てくる途中でかなり高い密度のプラズマを透過してくることになる。そして, 密度はかなり高いけれども温度はそれほど高くないプラズマの領域を通過して出てくる。そうするとやや長波長の輻射に関しては, その低い温度のプラズマを通過するときにそのプラズマ振動数の輻射は減衰をされるので, 長波長領域においてむしろ温度は低くなる。従って超高圧水銀灯の場合は, 10 カイザー (周波数 300 GHz, 波長 1 mm) よりも短波長で黒体輻射になっているが, それよりも長波長側では輻射温度が低下している。これに対して高圧水銀灯 (ことに Philips HPK-125 高圧水銀灯) の場合には, 測定した範囲 3 カイザーまでは短波長と同じ輻射温度をもった黒体輻射を放射していることが確かめられている。この長波長側の限界は, これを測定してくれた野辺山電波天文台の松尾氏の持っている detector への集光用 parabola cone が 3 カイザー (90 GHz) よりも長波長をカットしてしまうので, 3 カイザーより低い周波数で同じ輻射温度を持っているか, あるいは輻射温度が低下するかについては今のところ不明である。この水銀灯の輻射温度はセラミックスにヒーターを巻いて作った 500 °C 程度の黒体輻射¹⁷⁾をさらに標準光源として, 相互に calibrate して高圧水銀灯の輻射温度の絶対値を定めている。

随分古くから 10 GHz 程度のマイクロ波領域に対しては普通のガス放電管が輻射温度 2 万度程度の輻射光源として用いられている¹⁸⁾。このような放電管では電子温度は 2 万度程度 (照明用の蛍光灯はおよそ 1 万 8 千度から 2 万 5 千度) である。10 GHz ないし数十 GHz の周波数領域においては電子温度 2 万度程度の雑音源というのが低気圧放電管で得ることができる。この放電管においては電子温度が 2 万度程度であるが, 中性ガス温度, イオン温度などは室温に近い低温である。これに対して高圧水銀灯はプラズマ密度がずっと

(a)

(b)

図9. 超高压及び高压水銀灯の波数対輻射温度。(a)超高压水銀灯(10カイザー以下で輻射強度が低下している), (b)高压水銀灯(Philips HPK-125, 3カイザーより長波長については本文を見よ)。(a), (b)とも波数輻射強度にリップルがあるのは, 放電管のガラス厚みが光の半長波の整数倍となる波数の所で透過率が高くなるからである。

が 100 GHz をこえるような高い密度のプラズマであること, この高い封入ガス圧と高い電流密度においても放電はいわゆる非熱平衡的な放電であって, 電子温度だけがなくてガスの温度などは低い状態でミリ波が輻射されるような光源であると考えられる。したがって, これはいわゆる黒体輻射とはなっていない。ゆえにこの光源は FTS を使用するとかの方法で輻射スペクトルをとる必要がある。このような放電管を作る試みは行われており, かつ市販されているとのことである。その学術的な報告²⁰⁾を読んでみると放電電流密度がかなり低いものであり放電管そのものもかなり太いものでプラズマ振動数は 10 GHz の order としか考えることはできず, とうていこのような放電管から 100 GHz 以上の電子温度 2 万度に相当するような輻射が放射されているということはとても無理なように思われる²¹⁾。周波数領域はミリ波領域に限られてしまうけれども, 非熱平衡で高い輻射温度を持った noise tube を作ることは ECE 測定器の較正用の光源としては必要度が極めて高い。したがって, 波長 1 mm 程度から波長 5 mm 程度の領域 (300 GHz ないし 60 GHz) の高い温度 (～2 万度) の光源となるような放電管を, 我々 (阪大工阪井氏, 核融合研川端氏の協力を得て) は作ろうと思っている。

高く電子, イオン, 中性ガス, 輻射場の温度が熱平衡にあるというような状態になっている。10 GHz 程度の温度の高い雑音源としての放電管をさらに高い周波数 100 GHz 以上に間で使用できるようにする試みは, P. A. H. Hart¹⁹⁾ によって行われた。Hart の noise source は導波管のなかに放電管を作りこんだようなタイプのものであるので, 我々のような測定のための光源としてそのまま使うことはできない。しかしながらこの Hart の研究結果を参考に考えると, 高い周波数まで高い電子温度を持って高い輻射温度を持つ光源というものを作るにはどうすればいいかというヒントは得られる。それは封入ガス圧力を高くして数十 torr, 放電管を細くして高い放電電流密度 (～1 A/cm²) で放電をさせると, 低圧ガス放電で数十 GHz のマイクロ波の noise source を作っていたのと同様な noise source がつくれると期待できる。この場合輻射を出すプラズマのプラズマ振動数

4. ファブリーペロー干渉計の校正

ここでは、ファブリーペロー干渉計と検出器との系における校正法と WT-Ⅲ トカマクにおける電子サイクロトロン輻射の測定の結果を述べる。図10は高速走査型ファブリーペロー干渉計 (FP干渉計) とローパスフィルター及び検出器 (InSb) の系にお

けるプラズマからの電子サイクロトロン輻射 (ECE) の計測に対する校正法の概略図を示す。FP干渉計は Specac 社製で, finesse (Q 値) ≈ 40 ; a scan time ≈ 2.5 msec, a scan length ≈ 0.5 mm である。赤外或は遠赤外の短波長領域の電磁波の除去のための基本的ローパスフィルターとして, 1.5 mm の厚さの Teflon (300 K で使用, カットオフ波長 $\approx 20 \mu\text{m}$), 1 mm の厚さの Crystal quartz (77 K で使用, カットオフ波長 $\approx 25 \mu\text{m}$)

図10. FP干渉計の校正法の概略図.

及び black polyethylen 基板に glass beads (直径 $d \approx 0.2$ mm) をうめ込んだガラスビーズフィルター (4 K で使用, カットオフ波長 0.17 mm) のものを用いている。しかしながら, 我々が目的とした周波数 $f = 60 - 200$ GHz (波長 $\lambda = 1.5 - 6$ mm) のミリ波帯の計測には, 更に別のフィルターを必要とするため ECE の測定周波数帯に対応して Specac 社で 3 種類のメッシュ (キャパシティブ型) フィルターを製作した。各々 カットオフ周波数が 110 GHz (A), 130 GHz (B), 210 GHz (C) のメッシュローパスフィルターである。これらのメッシュローパスフィルターだけでは, ファブリーペロー干渉計における n 倍の高調波 (nf 波) の高次の成分が除去できないことが分かった。そのため直径 d の大きいガラスビーズフィルターを幾つか製作した。各々 $d = 0.4$ mm, 0.55 mm, 0.8 mm, 1.2 mm のものである。これらのフィルターの周波数特性は図 4 で示した通りである。これらのフィルターは全て室温で用いた。又校正用光源としては, Philips 社の高圧水銀灯 HPK-125 W を用いた。これは図 9 で示したように平均輻射温度は約 3870 K である。この光源の面積 (面の径 ≈ 10 mm) は受光ホーンの面積より小さく, 光源の実効的温度は, 上記輻射温度より低い値を示す。そして, この輻射温度における InSb 検出器の増幅出力強度は高周波帯 ($f \geq 140$ GHz) で数百 μV のオーダーであり, 周波数が低くなると急激に減少し, $f \approx 120$ GHz では数十 μV に, $f \leq 90$ GHz では数 μV になり, InSb 検出器の雑音レベルに近くなる。低周波帯で出力強度が急激に低下するのは InSb 検出器 ($5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$) の大きさが波長の長さと同程度になるためと思われる。この校正法に従って FP 干渉計を用いた ECE の測定系の校正の結果を示す。図11 (a) はフィルターとして C のメッシュフィルターのみを用いたときの波長に対する検出器の出力強度を示したものであり, 110-190 GHz の透過帯 (F_T) 以外に 300 GHz にピークをもつ 260-450 GHz 帯の透過帯 (F_L) 及び F_T 帯中においても 120 GHz 近傍の透

過帯 (F_2) があることが分かる。長波長帯での他の透過帯はこれら F_T , F_1 , F_2 が nf 波とする透過帯であると考えられる。 F_1 , F_2 の透過帯は後にも言及するが、より高次の nf 波の透過によるものと考えられ、このようなキャパシティブメッシュフィルターは、 F_T を中心に F_1 , F_2 のような共鳴的なピークをもつバンドパスフィルターの特性をもつと思われる。ここで周波数 f に於ける信号レベルを S とし、その周波数におけるフィルターによって除去出来ないレベルとノイズレベルの和を NR とする。この時の S/NR 比は 3.4 程度であり非常に低い。図 11 (b) は C のメッシュフィルターと $d = 0.55$ mm のガラスビーズフィルターを組合せて用いたときの波長に対する検出器の増幅出力強度を示す。

図11. ローパスフィルターの波長に対する特性. (a) メッシュフィルター(キャパシティブ型)フィルターの特性, (b) メッシュフィルターとガラスビーズフィルターを組み合わせたフィルターの特性.

110–190 GHz の透過帯 (F_T) のみが表れ、長波長帯での透過帯は F_T を nf 波とする透過帯であることが分かる。このときの S/NR 比は 9.2 程度となり図 11(a) の場合の約 2.5 倍になる。これはガラスビーズフィルターにより図 11(a) で見られた F_1 , F_2 の帯域が除去されているが、 $d = 0.55$ mm のガラスビーズフィルターは図 4 で示したように $f \simeq 400$ GHz でカットオフであるからメッシュフィルターのみで表れた F_1 , F_2 はより高次の nf 波の透過にもとづくものと思う。一方、ガラスビーズフィルターのみを用いたとき、この系での S/NR 比は約 2.0 程度であり非常に低い。従って現在のミリ波帯の ECE の測定系としては、メッシュフィルターとガラスビーズフィルターを組合せたローパスフィルターを用いることが現段階では最も望ましい。図 12 は組合せたローパスフィルターの周波数特性を示す。図 12(a) は A のメッシュフィルターと $d = 0.8$ mm のガラスビーズフィルターの組合せ (LPF1), (b) は B のメッシュフィルターと $d = 0.8$ mm のガラスビーズフィルターの組合せ (LPF2), (c) は C のメッシュフィルターと $d = 0.55$ mm のガラスビーズフィルターの組合せ (LPF3) の周波数特性を各々示す。図 11(b) で見たように、共鳴的なピークをもつ透過帯域があり、ピークより高周波側で急激に減少してカットオフ周波数 F_{cut} に近づき、一方、ピークより低周波側ではゆるやかに減少し、次の nf 波の透過帯域において再び上昇することが分かる。従って、 S/NR 比はピークの周波数で最大であり、それより高周波側では急激に小さくなり、また低周波側ではゆるやかに小さくなり、透過帯域の端では殆ど 1 程度になってしまうのが分かる。ローパスフィルター LPF1 においては $F_{cut} \simeq 110$ GHz であり又 FP 干渉計の ECE の測定系の測定使用周波数帯域 F_T は 60–100 GHz であり、又 $S/NR \simeq 5.0$ (90 GHz において) – 1.5 (60 GHz において) である。LPF2 においては $F_{cut} \simeq 150$

図12. メッシュフィルター (カットオフ周波数 F_{cut}) とガラスビーズフィルター (ビーズの直径 d) を組合せたローパスフィルターの周波数特性. (a) $F_{\text{cut}}=110\text{GHz}$, $d=0.8\text{mm}$, (b) $F_{\text{cut}}=130\text{GHz}$, $d=0.8\text{mm}$, (c) $F_{\text{cut}}=210\text{GHz}$, $d=0.55\text{mm}$.

図13. 組合せたローパスフィルターの感度曲線. (a), (b), (c) は図12の (a), (b), (c) に対応している.

GHz, $F_T = 80 - 130\text{GHz}$, $S/NR \approx 10.0$ (125 GHz において) - 2.0 (80 GHz において), LPF 3 においては $F_{\text{cut}} \approx 210\text{GHz}$, $F_T = 110 - 190\text{GHz}$, $S/NR \approx 9.0$ (165 GHz において) - 2.4 (110 GHz において) である. 従って, これら 3 種類のローパスフィルターの組合せにより, FP 干渉計は 60 - 190 GHz のミリ波帯で ECE の測定に使用できる. 図 13 は図 12 のデータから得られた周波数を関数とした感度曲線を示す. 感度は較正用光源としての高圧水銀燈の温度の周波数依存性を示す図 9 のデータから評価した Planck 関数で, 図 12 の各周波数に依存したスペクトル強度を割った値である, (a), (b), (c) は各々図 12 の (a), (b), (c) に対応している. この図 13 に見られるようにメッシュフィルターとガラスビーズフィルターの組合せたローパスフィルターは, 共鳴的な周波数特性をはっきり示している.

5. WT-III トカマクにおけるジュール加熱プラズマからの ECE の測定

ここでは WT-III トカマク (主半径 $R_0 = 65\text{cm}$, 副半径 $a = 20\text{cm}$, トロイダル磁場 $B_t \leq 1.75\text{T}$) におけるジュール加熱プラズマでの FP 干渉計の ECE の測定結果を示す. 図 14 に示すように ECE の観測は主半径に平行な方向の水平方向からコルツ窓 (256 mm × 500 mm × 12 mm) を通して行う. ECE はオーバーサイズ円形導波管 (直径 51 mm) の開口端で受信して, そのままオーバーサイズ円形導波管を通して FP 干渉計へ

導く．このプラズマは $2\omega_c$ (ω_c : 静止質量に対する電子サイクロトロン周波数) のECEについては Optically thick [Optical thickness $\tau(2\omega_c) \approx 5.0$] と見なされ^{22,23)}，それ故輻射温度 T_B と黒体輻射の温度は等しくなり¹⁾，プラズマの温度 T_e を与える．このとき周波数 ω のスペクトル強度 I_ω と T_e の関係は

$$I_\omega = \omega^2 T_e / 8\pi^3 c^2, \quad \omega = 2\omega_c / \gamma, \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - v^2/c^2} \quad (1)$$

(c : 光速, v : 電子の速度) で与えられる¹⁾．従って T_e は ω_c と共に変わる．図15はプラズマパラメータの時間発展を示す．(d)で示されるように，ハードX線の放射 I_{HX} は初期の位相を除いて殆ど存在しない．それ故高エネルギーの電子テイルはないと思われるので，このプラズマは熱平衡プラズマと考えられる．(e) はF-P干渉計で得られた周波数掃引を行ったときのECEのスペクトル強度 I_{ECE} の典型例が示されてい

図14. FP干渉計によるECE測定系の概略図.

図15. ジュール加熱プラズマにおける放電波形．(a) プラズマ電流，(b) 一周電圧，(c) プラズマ密度，(d) 硬X線輻射，(e) ECEのスペクトル強度．

図16. 電子温度の空間分布．(a) $2\omega_c$ のECEの計測による，(b) トムソン散乱の計測によるもの．

る．この例は掃引時間が 2.5 msec でその時間内に 80–115 GHz の範囲で周波数が変わり，周波数変化に対応して I_{ECE} が変化するのが見られる．従って水平方向からの $\omega = 2\omega_c(R)$ の ECE の観測は $T_e(R)$ (R : 主半径距離) の分布を表す．図 16(a) は測定された $t = 70$ msec での $T_B(R)$ の分布を表す．ここで $T_B(R)$ は図 13 の感度曲線を用いて生のデータを校正した Brightness temperature を示したものである． $R > 70$ cm ($f < 80$ GHz) では検出器の感度が悪くなり，S/N 比が小さく検出限界に達し信頼できるデータが得られなかった．図 16(b) はトムソン散乱による測定から得られた(a)に対応した時刻における $T_e(R)$ の分布を示す． $T_B(R)$ と $T_e(R)$ の分布の形状はよく一致している．しかしながら校正に用いた高圧水銀燈の輻射温度 3870K (0.33keV) から $R = 65.5$ cm で推定した温度は 0.35keV でありトムソン散乱から得られた値 0.67keV に比し 48% 小さくなる．これは主に校正用光源の面積が受光ホーンの面積 (50ϕ) より小さく受信信号の大幅な低下をもたらし，見かけの光源温度の低下がおこることに基づくものである．図 17(a) は $\omega = 3\omega_c(R)$ の ECE から得られた $T_B(R)$ を示す．ここで $T_B(R)$ の値は図 16(a) と同様に図 13 の感度曲線を用いて生のデータを校正した Brightness temperature を示す．ここで $R > 70$ cm ($f < 120$ GHz) では $\omega = 2\omega_c(R)$ の ECE のスペクトルが現れ $\omega = 3\omega_c(R)$ の ECE による $T_B(R)$ は測定できない．比較のため $\omega = 2\omega_c(R)$ の ECE から得られた $T_B(R)$ を図 17(b) に示した．このプラズマでは $3\omega_c$ における Optical thickness は $\tau(3\omega_c) \simeq 0.034$ であり Optically thin であるが，プラズマのステンレス容器における多重反射が存在しかなり Optically thick となる．しかしながら(a)と(b)は分布の形が幾分違い又 $T_B(R)|_{3\omega_c}$ の値は $T_B(R)|_{2\omega_c}$ の値にくらべ 20% 程度小さい．この(a)と(b)の同じ R における出力強度の比から容器による反射の反射係数 R_{ref} が推定でき， $R_{\text{ref}} = 0.94 - 0.96$ あることが分かった．多重反射を考慮するため

図17. 電子温度の空間分布. $3\omega_c$ (a)と $2\omega_c$ (b)の ECE 計測によるもの.

$$T_B = \frac{8I\omega^3c^2}{\omega^2} \frac{1 - \exp[-\tau(3\omega_c)]}{1 - R_{\text{ref}} \exp[-\tau(3\omega_c)]} \quad (2)$$

で計算した結果が点線の曲線(1)で図 17(a) に示されている．ここで $\tau(3\omega_c)$ は $(T_B/2mc^2)^2$ (m : 電子の静止質量) の関数であるが 0.034 と一定の値とした．図 17(a) の点線の曲線(1)と図 17(b) はよく一致している．しかしながら数百 eV 程度のプラズマでは $\omega = 3\omega_c(R)$ の ECE からは正確な $T_e(R)$ の分布は得

られなく、近似的(2割程度小さい)な値しか得ることができない。

6. 低域混成波電流駆動プラズマからのECEの測定

次にRF電流駆動プラズマの高速電子流からのECEのFP干渉計による測定結果について述べる。

図14に示されているように、この場合はトロイダル磁場 B_T が一定の位置($R = 65\text{ cm}$)を観測できるように主半径方向に垂直な方向からコルツ窓を通して行う。ECEは円形ホーンアンテナで受信し、直径5mm、長さ5cmの円形導波管($f > 33\text{ GHz}$)へ導き、直径51mmのオーバーサイズ円形導波管を通してFP干渉計に導かれる。図18は、測定したプラズマパラメータの時間発展を示す。ジュール加熱したプラズマに $t = 40\text{ msec}$ から低域混成波($P_{\text{LH}} \approx 100\text{ kW}$, $f_{\text{LH}} = 2\text{ GHz}$)による電流駆動(LHCD)を行ったものである。LHCDにより、(a)で見えるように電流 I_p は立ち上がり上昇し、対応して一周電圧 V_L は低下しているのが(b)から分かり、それと共に硬X線 I_{HX} が大きく増加するのが(d)で見られ高速電子の存在を示す。周波数掃引を行ったときのFP干渉計のInSb検出器の出力強度の典型例が(e)に示されている。この例では掃引時間2.5 msecでこの時間に110 GHzから155 GHzまで周波数が掃引される。ECEの輻射強度は周波数の

図18. ジュール加熱にLHCDを重量したプラズマの放電波形。(a)プラズマ電流、(b)一周電圧、(c)プラズマ密度、(d)硬X線輻射強度、(e)ECEスペクトル強度。

図19. LHCDプラズマにおける ω/ω_c に対するECEのスペクトル強度。

変化に対応して変化し, LHCDにより時間と共に増加しているのが分かる. 図 19 は F P 干渉計で測定された検出力強度の周波数についての依存性を時間 t をパラメーターとして示した. ここで周波数 ω は電子サイクロトロン周波数 ω_c で規格化されており, ECE スペクトルは図 13 の感度曲線で較正されている. 相対論シフトした $2\omega_c/\gamma$ 及び $3\omega_c/\gamma$ のスペクトルが観測できる. $2\omega_c/\gamma$ のスペクトルは周波数が 85 GHz 以下にあり, 前節で示したようにどのローパスフィルターを用いても $S/N \leq 2.0$ となり非常に InSb 検出器の出力強度の S/N 比が小さくなる. そのためスペクトルの絶対値については信頼性に欠ける. しかしながら $2\omega_c/\gamma$ のピークスペクトルの周波数はヘテロダイナラジオメーターでの測定から得られたものに十分近い値を示す^{22,23)}. 従って $2\omega_c/\gamma$ のスペクトルの形は定性的には得られていると思う. 時間発展に伴い, 2 倍及び 3 倍の電子サイクロトロン周波数のピークのシフトはわずかしは見られないがその出力強度は大きくなっているのが見られる. このことから n_h/n_p (n_h : 高速電子流の密度, n_p : プラズマの密度) が時間と共に増加しているのが分かる. また $I_{ECE}(3\omega_c/\gamma)$ と $I_{ECE}(2\omega_c/\gamma)$ の比が時間と共に増加するのが見られる. これは高速電子流の磁場に垂直方向のエネルギーが時間と共に増加することを示す. このように LHCD の電流駆動により高速電子流の密度およびその磁場に垂直方向のエネルギーの増大がもたらされることが $3\omega_c$ の ECE の測定を同時に行うことによって分かった.

次に高速電子流の速度分布関数を調べるためモデル計算を以下の式にしたがって行った.

$$\frac{d I_{\omega}}{d s} = j \omega - \alpha_{\omega} I_{\omega} \quad (3)$$

(s : 光路). ここで

$$j \omega = \int \eta_{\omega} f_e(\mathbf{p}) d\mathbf{p},$$

$$\alpha_{\omega} = -\frac{8\pi^3 c^2}{\omega^2} \int \eta_{\omega} \frac{\partial f_e(\mathbf{p})}{\partial E} d\mathbf{p} \quad (4)$$

($\mathbf{p}$: 電子の運動量, E : 電子のエネルギー, f_e : 電子の速度分布関数). また η_{ω} は一個の電子の輻射係数であり詳細は Fidone et al.^{24,25)} で示されている. プラズマはマックスウェル分布関数とし, 高速電子流は次の分布関数を仮定した.

$$f_e(\mathbf{p}) = n_h \exp \left(-\frac{E_{\parallel}}{T_{\parallel}} - \frac{E_{\perp}}{T_{\perp}(p_{\parallel})} \right)$$

$$(0 \leq p_{\parallel} \leq p_{\parallel}^{\max}),$$

$$f_e(\mathbf{p}) = 0 \quad (p_{\parallel} \leq 0, p_{\parallel} \geq p_{\parallel}^{\max}),$$

$$T_{\perp}(p_{\parallel}) = T_{\perp 0} (1 + c p_{\parallel}) \quad (5)$$

ここで $p^{\max}$ は低域混成波の伝播の限界の磁場に平行方向の屈折率 $N_{\parallel}^{\min}$ から $p_{\parallel}^{\max} = r v_{\parallel}^{\max} / c = r / N_{\parallel}^{\min}$ の関係によって定められる．図20は n_h / n_p をパラメータとした数値計算から得られた ω / ω_c の関数としてのECEのスペクトル強度を示す．相対論的シフトした電子サイクロトロン周波数の n 倍のスペクトルのピークの周波数は変化しないが全体のスペクトル強度が高速電子流の密度の増加に伴い増大するのが分かる．

図20. ω / ω_c に対する ECE のスペクトル強度. $n_p = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 0.6 \text{ keV}$, $T_{\parallel} = 100 \text{ keV}$, $T_{\perp 0} = 50 \text{ keV}$, $c = 0.5$.

図21. ω / ω_c に対する ECE のスペクトル強度. $n_p = 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, $T_e = 0.6 \text{ keV}$, $n_h / n_p = 0.01$, $T_{\parallel} = 100 \text{ keV}$, $c = 0.5$.

図21は $T_{\perp 0}$ をパラメータとした ω / ω_c の関数としてのECEのスペクトル強度の計算結果を示す． $T_{\perp 0}$ の増加に伴い $I_{\text{ECE}}(3\omega_c/r) / I_{\text{ECE}}(2\omega_c/r)$ の値は大きく増加するが、各々のピークのスペクトルの周波数はわずかに低周波側に移動するだけである．これらの数値結果と図19の観測結果を比較することにより磁場に平行方向のエネルギー $T_{\parallel} \simeq 100 \text{ keV}$ ，垂直方向のエネルギー $T_{\perp 0} \simeq 50 \text{ keV}$ ， $n_h / n_p \simeq 0.008$ の高速電子流が LHCD により生成され時間と共に $T_{\perp 0} \simeq 70 \text{ keV}$ ， $n_h / n_p \simeq 0.01$ 程度まで増大しているのが見られる．

図22(a)-(f)は高速電子流の速度空間における異方性に基づく不安定性が起こる場合の放電波形を示す．この不安定性はプラズマ電流、プラズマ密度に変化を与えないが、(e)のヘテロダイナミックメーター ($f = 90 \text{ GHz}$) で測定したECEスペクトルの $t \simeq 53 \text{ msec}$ の時刻に典型的に示されるように非常に短時間で成長し、その後数 msec の時間で緩和する時間的スパイクとして現れる．このスパイク的变化は一周電圧(b)にも

図22. ジュール加熱に LHCD を重畳したプラズマの放電波形: (a) プラズマ電流, (b) 一周電圧, (c) プラズマ密度, (d) 硬 X 線輻射強度, (e) 90GHz の ECE スペクトル強度, (f) ECE スペクトル強度と ω/ω_c に対する ECE スペクトル強度 (g)–(i).

変化は小さいが観測される. 硬 X 線輻射 I_{LH} は (d) で見られるように不安定性が起こると徐々に増加し, その後もそのスペクトル強度を保つ. 周波数掃引を行ったときの F P 干渉計の InSb 検出器の出力強度の例が (f) に示されこの場合は 110 GHz から 160 GHz まで掃引されている. これから不安定性の起こる時刻で出力強度が強くなるのが分かる. (g)–(i) に F P 干渉計からの ECE スペクトルの ω/ω_c に対する依存性を時刻をパラメータとして示した. (g) は LH 波印加直後, (h) は LHCD の定常状態, (i) は不安定性の発生からその緩和時間帯の 2.5 msec の間の ECE スペクトルを示す. $3\omega_c/r$, $4\omega_c/r$ ECE スペクトルについて見ると, LH 波印加直後では $3\omega_c/r$ のスペクトルは非常に小さいが, 10 msec 程度で定常状態になり $3\omega_c/r$ のスペクトルは増大し飽和する. これら 2 つの時刻で $4\omega_c/r$ のスペクトルは殆どない. 不安定性が起こると $3\omega_c/r$ のスペクトルはさらに増大しその相対論的シフトも大きくなる, $4\omega_c/r$ のスペクトルが増大するのが分かる. これは不安定性により急激に磁場に対して垂直方向のエネルギーが増大することによる. モデル計算したものと比較すると $T_{\perp 0} \approx 90-100$ keV と推定され, $T_{\parallel} \approx 100$ keV と同程度のエネルギーになることが分かる.

我々は本来遠赤外の測定については全く素人である. たまたま WT-III の研究を分担することになり, 我

々がFPIによる測定を担当することになった。従って我々にとって技術的なバックグラウンドが全くない状態で遠赤外計測技術を修得しなければならなかったもので、実に多くの人々の指導・協力を得た。次に主だった方々の名前をあげて謝意を表わします。プラズマの遠赤外計測に関してはその第一人者である阪大工学部坂井講師の全面的な指導と協力を得た。ECEの計測全般について、FPI以外の3つの測定法・low pass filterの使用経験・その他諸々のECE計測の経験について百々の古くからの友人核融合研究所の川端助教授の全面的な協力を得た。glass beads filterの使用は我々の計測に対して非常に大きな助けとなった。これは現在文部省野辺山電波観測所の松尾氏の全面的な指導と協力があった。又、low pass filterその他測定系の各コンポーネントの測定は名大理学部物理教室U研FTSを用いて測定していただいた。これの実際に関しては先の松尾氏及びU研の佐藤氏をはじめとする多くの人々の協力があり、そのマネジメントに関しては名大早川学長、名大理学部松本教授の助力があった。WT-ⅢのECEの測定に関しては京大理学部井手氏（現原研那珂研究所）が全面的に我々と共同で実験を行ってくれた。WT-ⅢにおけるECEの計測・WT-Ⅲの実験および科学研究費関係のマネジメントに関しては京大理学部田中教授、畦道助教授の全面的な支持があった。この研究に関して以上の方々をはじめ実に多くの人々の協力があって始めてここで報告したような内容の仕事を行うことが出来たことを深く感謝します。

参 考 文 献

- 1) G. Bekefi: *Radiation Processes in Plasmas* (Wiley, New York, 1966) Chap. 1, 2.
- 2) 図子氏（京大ヘリオトロン）による。
- 3) K. Kawahata, K. Sakai, R. Ando, S. Ohara and J. Fujita: Jpn. J. Appl. Phys. 27 (1988) 2349; K. Yamazaki, K. Kawahata, Y. Abe *et al.*: *Proc. 11th IAEA Conf. on Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Research*, Kyoto, 1986, IAEA-CN-47/A-V-5; K. Toi, K. Kawahata, S. Morita *et al.*: Phys. Rev. Lett. 64 (1990) 1895.
- 4) R. Ulrich: *Infrared Phys.* 7 (1967) 37.
- 5) B. Walker, E. A. M. Baker and A. E. Costley: J. Phys. E, Sci. Instrum. 14 (1981) 833; E. A. M. Baker and B. Walker: *loc. cit.* 15 (1982) 25.
- 6) R. Ulrich: *Infrared Phys.* 7 (1967) 65.
- 7) K. Sakai and Genzel: *Review of infrared and millimeter waves* (Plenum Press, New York, 1983) Chap. 6; 坂井清美: 日本原子力研究所委託研究報告（遠赤外フィルターに関する調査）坂井清美: 応用物理 58 (1989) 859.
- 8) A. Eberhagen: *Proc. Joint Workshop on ECE and ECRH*, Oxford, 14-15, July 1980.
- 9) H. Matsuo: PhD Thesis *Near-Millimeter Observations with the 45-m Telescope* (Nagoya University, 1989) p. 19. Fig. 14.
- 10) M. Halpern, H. P. Gush, E. Wishnow and V. D. Decosmo: Appl. Opt. 25 (1986) 565.
- 11) 名大理学部U研に持ち合わせのものを借用して非常に効果があったので、改めて我々の波長域に適する寸法のものを製作した。
- 12) S. Sato, S. Hayakawa, T. Matsumoto, H. Matsuo, H. Murakami, K. Sakai, A. E. Lange and P. L. Richards: Appl. Opt. 29 (1989) 4478.
- 13) 我々の所にはガラスビーズフィルターを作るための治具を持っており、必要な方には所要性能のフィルターを提供できる。
- 14) E. H. Putley: Appl. Opt. 4 (1965) 649.
- 15) A. E. Lange, S. Hayakawa, T. Matsumoto, H. Matsuo, H. Murakami, P. L. Richards and S. Sato: Appl. Opt. 26 (1987) 401.
- 16) 川端氏の私信による。

- 17) K. Kawahata, M. Sakamoto, J. Fujita, H. Matsuo and K. Sakai : NIFS-19 (1990, February), Jpn. J. Appl. Phys. **29** (1990) 1824.
- 18) 例えば鈴木桂二著 : マイクロ波測定 (コロナ社, 1957) 227頁.
- 19) P. A. H. Hart : Philips Res. Repts. **22** (1967) 77.
- 20) K. D. Möller, R. G Zoeller, N. G. Ugras, P. Zablocky, J. B. Heaney, K. P. Stewart and R. A. Boucarut : Appl. Opt. **27** (1988) 2078.
- 21) 図子氏によれば文献20)に書いてあるミリ波 noise tube に似た型番 TN165 (70万円) はヘリオトロンのスキャンニングヘテロダインラジオメーターの標準光源として使われているそうである. しかしこの標準光源は全くのブラックボックスになっていて放電管の現状, 放電の電流密度, その他も一切不明である.
- 22) S. Ide, M. Iida, K. Ogura, H. Tanaka, A. Yamazaki, K. Iwamura, K. Hanada, T. Itoh, M. Iwamasa, A. Ando, M. Nakamura, T. Maekawa, Y. Terumichi and S. Tanaka : J. Phys. Soc. Jpn. **57** (1988) 2606.
- 23) S. Ide, K. Ogura, H. Tanaka, M. Iida, K. Hanada, T. Itoh, M. Iwamasa, H. Sakakibara, T. Minami, M. Yoshida, T. Maekawa, Y. Terumichi and S. Tanaka : Nucl. Fusion **29** (1989) 1325.
- 24) I. Fidone, G. Granata and R. L. Meyer : Phys. Fluids **25** (1982) 2247.
- 25) I. Fidone, G. Giruzzi G. Granata and R. L. Meyer : Phys. Fluids **26** (1983) 3284.