コンピュータトモグラフィを用いたプラズマ計測

正 員 桂 井 誠 (東京大学工学部電気工学科)

1. 序

コンピュータトモグラフィ(以下CTと略記)は、今日、医療用診断装置の一つとして人体内諸器官の断層像を得るのに欠くことのできない装置として広く用いられている⁽¹⁾。ちなみに、我が国では今日約7,000台の医療用CT装置が設置されており、アメリカの6,000台、ECの3,000台に比べてみると人口当りの設置台数は諸外国を大きく上回っている⁽²⁾。しかし、他の多くの工業製品と同様、このCTも原理の発案と実用化開発は欧米においてなされたものである。例えば、古くは1907年、今日のようなコンピュータがまだ存在しない時点においてRadonによって像再生理論が発表されている。更に1979年HounsfieldおよびCormackの両氏がX線CT装置開発に対する貢献によってノーベル生理学医学賞を受賞している。

今日CTの応用は、医療診断に限らず、物質の非破壊検査とかりモートセンシング等、多方面に及び、そこで用いる探査媒体もX線のみならず、超音波、各種波長の電磁波などに広がり、また像再生のアルゴリズムについても状況に応じて後述するように各種のものが考案されている。更には静止している対象ばかりでなく、例えば人体で言えば心臓のように時間的に変化している器官であるとか、あるいは測定器の設置スペースが制約されていて、測定視野が理想的には取れないような対象にまで拡大されつつある。このようなCTに対する要求の拡大は、以下に述べるプラズマ計測への応用においても共通するものである。

2. プラズマ計測におけるCTの利用

今日、未来のエネルギー源を求めて核融合研究が世界の規模で進展している⁽³⁾。この核融合研究において

もCTによるプラズマ測定が注目されはじめており、専門的に優れた解説が長山氏によって著されている⁽⁴⁾。そこで、本解説ではもう少し初步的、基礎的な部分に焦点を当ててみたい。

ここでプラズマ閉じ込め性能として最先端をゆくトカマク装置について述べてみよう。今日、日本、アメリカ、ECのそれぞれでは三大トカマク(JT-60, TFTR, JET)と呼ばれる大形のトカマク装置が稼働しており、次期計画として、いよいよ核融合反応を起こせるような実験炉建設を議論する段階に到達している。しかし、実はここに至って専門家の間では色々と困難な問題があることが認識され始めた。その代表的なものとして次の三つの問題がある。

(1) ディスラプション問題

トカマクプラズマ内には膨大な量の熱エネルギーと磁気エネルギーが蓄えられているが、ここで問題になるのがトカマクプラズマ内部に発生する周波数1~10 kHz程度の電磁流体的力学的な激しい運動の存在である。この運動の典型的な様子を図1に示す。この運動はミルノフ振動と名付けられているキンク不安定であって、プラズマ電流が磁力線と共にトーラス方向へ

図1 トカマクのキンク不安定の様子とCT測定の適用(ポロイダル断面上)

Plasma Diagnostics by Computer Tomography. By Makoto Katsurai (Dept. Electrical Eng. Univ. Tokyo).

キーワード: プラズマ計測, トモグラフィ, トカマク, 軟X線計測, キンク不安定, コルマク法

ヘリカル状にくねって断面内を回転する事によって生ずる。この運動のために、本来は同心円状であるはずの磁気面は、例えば図1に示すように内部分裂してしまい、結果としてプラズマのエネルギー閉じ込め特性を劣化させる。またそのみならず、場合によってはこの不安定が確率的に大きく成長して、プラズマ閉じ込めに必要な基本的磁力線構造を突然破壊し、プラズマ電流は50 MA/s以上で急速に減衰してしまう。これがディスラプションと呼ばれるもので、これをなんとかコントロールしないと次期の核融合実験炉の信頼設計が大変困難となる。ところで、一般にプラズマの電子は磁気面上で自由に運動でき、同一磁気面上で電子温度は一樣と考えられる。そこで放出される軟X線をCTで測定すると、電子温度自体の空間分布のみならず磁気面の様子をも観測でき、上記不安定の成長様子が観測される。このような発想が出発点となってプラズマに対する軟X線を用いたCTの適用が研究されるようになった。

(2) Lモード相似則の問題

次の問題として、プラズマ加熱時におけるエネルギー閉じ込め時間の伸び悩み、研究者はこれを“Lモード相似則”の問題と呼んでいるものがある。これはトカマクにおいては、当初の期待に反してプラズマに対する加熱量を増やしても予想されたほどプラズマ温度が上がらない、という経験的事実を指しており、次期装置の設計者を悩ましてきた。ところが今日までの研究によると、Lモードの性能を上回ることころの“Hモード”ないし“改良Lモード”と呼ばれるプラズマ動作条件が発見されてきた。しかし、これらの好ましい動作条件は、現段階において常時実現できる状況にはない。これらはプラズマ内の密度、温度、不純物粒子などの空間分布の様子と密接な関係があり、特にプラズマ加熱時の熱注入位置に大きく依存していることまではわかっているが、いまだ十分に正体がつかみきれていない。そこでCTを活用して、加熱時のプラズマパラメータとか不純物粒子分布などの空間分布を測定することによって、特性の改善をもたらすための有効的な手段を見つけ出せる期待がある。

(3) 熱負荷の問題

次期大形実験炉において、プラズマから常時放出される膨大な熱をいかにして容器壁で吸収するかは装置の基本設計上大きな問題である。このことから、プラズマ周辺部の発光とか熱流をCT測定して、周辺部の温度分布と熱流分布の様子を多次元的に捉え、それを制御することが重要である。最近では大形トカマクの通常動作において‘marfe’と呼ばれている周辺部での

局在化した熱放射領域の存在が問題となっていて、その特性説明が求められている。

以上の説明によって、核融合研究の今後の発展に対して、各種CTによる測定に大きな期待が寄せられていることがわかっていただけたことと思う。この事情は慣性核融合（レーザー核融合）研究においても同様である。

3. CTにおける像再生の原理

ここでは二次元問題に限って像再生の原理について簡単に説明する。一般的な原理については文献(1)、(5)、(6)に詳しい。いま図1のある断面S1を取り上げ、それを図2に示す。その上のx-y座標によって原画が $g(x, y)$ で表されるものとする。ここで原画 g とは、医療用X線CTにおいては人体各部のX線吸収率であったり、プラズマ計測においては軟X線の放射強度分布であったりする。ここで簡単のために、外部に検出器を置いて、角 Ω と座標 γ で指定される方向 δ 方向の直線光路（コード） $l(\gamma|\Omega)$ に沿っての g の線積分、これを投影信号と呼ぶ

$$p(\gamma|\Omega) = \int_{l(\gamma|\Omega)} g(x, y) d\delta \dots \dots \dots (1)$$

を測定する。実際には、このような線積分量を検出するためには、検出システムのコリメーションなどに色々な技術的工夫を必要としよう。ここで Ω を固定して γ を原理上は $-\infty$ から ∞ まで走査し、 γ に対する p の変化を測定する。次に Ω を0から 2π まで連

図2 フーリエ変換法の原理

統的に変えて Ω に対する p の変化を測定する。このようにして収集された $p(\gamma|\Omega)$ より元の関数 $g(x, y)$ を決定することが CT 問題である。

CT 問題の解法としては通常、解析的手法⁽⁵⁾と代数的手法⁽⁶⁾の2種類に分類されている。以上2種の方法それぞれについて、更に数多くの変形された方法が提案されているが、ここでは代表的なものについてののみ簡単にその原理を述べる。

3.1 解析的手法⁽¹⁾⁽⁵⁾

この方法は、(1)式の $g(x, y)$ を $p(\gamma|\Omega)$ から解析的に求める方法である。

(1) フーリエ変換法

いま座標 x, y それぞれの空間周波数を X, Y として $g(x, y)$ のフーリエ変換を $G(X, Y)$ で与える。一方、投影信号 $p(\gamma|\Omega)$ について、 γ に対する空間周波数を Γ として p の γ に対するフーリエ変換 $P(\Gamma|\Omega)$ を考えると、これは(1)式より

$$\begin{aligned} P(\Gamma|\Omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} p(\gamma|\Omega) \exp[j(\gamma\Gamma)] d\gamma \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) \exp[j(\gamma\Gamma)] d\gamma d\delta \\ &\dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

となる。更に γ と直交する座標軸を δ [これは $l(\gamma|\Omega)$ に平行] としてその空間周波数を Δ とすると、

$$P(\Gamma|\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\gamma, \delta|\Omega) \exp[j(\gamma\Gamma + \delta\Delta)] d\gamma d\delta \quad \Delta=0 \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $g(\gamma, \delta|\Omega)$ は $g(x, y)$ と同じ値を与えるものであって、すなわち後者を $-\Omega$ だけ回転した関数形を有する。そこで同様に $G(X, Y)$ を $-\Omega$ だけ座標回転して、 Γ と Ω の関数で表したものを $G(\Gamma, \Delta|\Omega)$ とすると、

$$P(\Gamma|\Omega) = G(\Gamma, 0|\Omega) \dots\dots\dots (4)$$

よって、 $P(\Gamma|\Omega)$ は $G(X, Y)$ の X - Y 面上における Ω 方向の直線、すなわち G の Γ に沿った値、を与えることになる。そこで Ω を連続的に変えて、それぞれの投影 $p(\gamma|\Omega)$ を求めることができれば、そのフーリエ変換より G を完全に決定することができる。この G を逆変換すれば g が決定される。

(2) 重畳式逆投影法

以上が基本的なフーリエ変換法の原理であるが、ここで上記最終段階での逆変換の計算を X - Y 面上の極座標 Γ - Ω を用いて行ってみる。ただし、逆変換積分領域としては $0 \leq \Omega \leq \pi$ 、 $-\infty \leq \Gamma \leq \infty$ を取ることにする。すなわち

$$\begin{aligned} g(x, y) &= (1/2\pi) \int_0^\pi d\Omega \\ &\times (1/2\pi) \int_{-\infty}^{\infty} d\Gamma |G(\Gamma, 0|\Omega) \exp[-j\Gamma\gamma] \\ &\dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

この積分において、二番目の $\int d\Gamma$ のフーリエ逆変換を、 $|\Gamma|$ の実空間波形 $f(\gamma)$ と、 $G(\Gamma, 0|\Omega) = P(\Gamma|\Omega)$ の実空間波形、すなわち投影信号 $p(\gamma|\Omega)$ 、の γ に対する畳み込み積分で計算することができる。その結果、 γ と Ω の関数が求められる。これが逆投影過程であって、これに対して最後に $\int d\Omega$ の演算を行えば g が求められる。この方法は今日、医療用 X 線 CT のほとんどで採用されている方法で、それについての評価も確立されている。ところで今日の研究対象となっているプラズマは時間的変動が早いので、上記2例のように測定に時間のかかる方法は適用できない。しかし将来の話としては、目下国立核融合研究所で計画されている大形ヘリカル装置 (LHD) は、完全定常状態の高温プラズマの生成を目標としているから、原理的には上記の CT が適用できてプラズマ空間分布の詳細な様子が描画できるようになる。一方、プラズマが断面内で剛体のように回転している場合には、一組の検出器列のみで、等価的に Ω を連続的に変えた場合のデータが得られるから、上記の方法が適用できる。

(3) コルマック法⁽⁷⁾

プラズマ研究では、Cormack によって提案された方法がしばしば用いられてきた。この方法においては原画 $g(x, y)$ を極座標 r - θ で表し、それを $g(r|\theta)$ とする。ここで、(1)式の g と p を θ および Ω の周期性を利用して次のようにフーリエ級数に展開する。

$$g(r|\theta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m(r) \exp(jm\theta) \dots\dots\dots (6)$$

$$p(\gamma|\Omega) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} p_m(\gamma) \exp(jm\Omega) \dots\dots\dots (7)$$

m は断面内の周方向 (ポロイダル方向) モード数である。これを(1)式に代入して整理すると、 $p_m(\gamma)$ を用いて $g_m(r)$ を求める解析式が得られる。すなわち、投影分布の展開から原画が求められることになる。しかし、この変換式においては (d/dr) の微分演算が含まれているから、雑音などの外乱に対して大変弱い。この弱点に関して Cormack は原画 $g_m(r)$ をゼルニク多項式で展開する方法を発見し、その問題を回避することに成功した。この方法は、トカマクなどの磁気面の形状が(6)式のように展開しやすく、かつ m につ

いて低次のモードのみを対象とすれば良いことが多いため都合がよい。

ここでモード数 m の意味について述べておこう。 $m \pm 1$ とは図形の中心位置がずれる変形を、 $m \pm 2$ とは左右あるいは上下にひしやげる変形を、一般に m は図形が m 角形にひしやげる変形を表している。投影方向が 1 方向のみのときは $m=0$ 、すなわち軸対称分布しか再現できない。これは従来アーベル変換として知られてきた。投影方向の数と再現できるモード数の関係は一般には次のようになる。すなわち、2 方向のときは $m=\pm 1$ の変形まで再現できる。しかし、より正確に言えば $|m|=1+1/2$ まで再現できる。この意味を説明しよう。いま簡単のために半径一定の円周上の信号 $g_r(\theta)$ を再現することを考えてみる。2 方向のそれぞれにおいてその円に接する対称関係にある 1 対のコードによって二つの投影信号、すなわち全部で四つの投影信号が得られる。よって

$$g_r(\theta) = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \sin \theta + a_3 \cos 2\theta + \dots \quad (8)$$

と四つの係数まで決定でき、 $m=\pm 2$ 成分の半分、すなわち 2θ 成分の半分 ($m=\pm 2\frac{1}{2}$) までわかる。後出の図 5 においてこのことが参照される。

(4) その他の関数展開法⁽⁴⁾⁽⁵⁾

以上紹介した方法は何らかの関数展開法を用いたものであって、この方法の原理は用いる展開関数によって色々なバリエーションが考えられ、それぞれの展開関数の性質に応じた特長と問題点をもっている。例としては、 $g(r|\theta)$ をフーリエベッセル展開する方法⁽⁸⁾、 $g(x, y)$ をスプライン関数で展開する方法⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾などが提案されている。

さて、解析的手法においては (1) 式の変換式の解析解をもとに測定を実行するわけであるが、実際の解析的手法においては何らかの展開法を採用しており、それを実際に適用する際には展開次数の制限であるとか、装置の具体的構成、例えば測定器数の有限性、数値演算におけるビット数、更には投影信号に対する雑音の混入などを考慮しなければならない。そして、それらの要因で発生する再生誤差を軽減し、特に虚像 (artifact) の混入を阻止するよう、各種フィルタ回路を挿入するなど、種々の工夫を取り入れる。また、関数展開法を実際に実行するときには展開を有限項で打ち切り、種々の誤差の混入している測定データを基にしてその展開係数を推定する。この段階では最小二乗法などデータ処理法の最近の成果を用いることが多い。そこで、結局は解析的手法と言っても、次第に述

図 3 代数的手法における領域の分割と測定コードの設定

べる代数的手法、特に最小二乗法⁽¹¹⁾を利用する事が多い。

3.2 代数的手法⁽¹⁾⁽⁶⁾

ここで紹介する代数的手法においては、図 3 のようにまず最初に測定領域 $x-y$ あるいは $r-\theta$ 面を適当な微小形状の N 個の有限要素 (ピクセル) に分割して、各領域での信号強度 $g(n)$; $n=1, 2, \dots, N$, は一様、あるいは所定の関数で与えられるものとする。一方、検出器は K 本の光路 (コード) を用いて投影信号 $p(k)$; $k=1, 2, \dots, K$, を受ける。すなわち、 $g(n)$ の線形結合によって投影信号 $p(k)$ を表現する。

$$p(k) = \sum_{n=1}^N A(k|n)g(n) \quad \dots \quad (9)$$

ここで、 $A(k|n)$ は k 番目の検出器の測定コードとピクセルの構成によって決定されるもので、そのコード上のピクセルからの放射エネルギーが、検出器 k によって受光される割合で決まる係数で、装置の構造設定によって一意的に決定される。要は、この式の左辺の K 個の既知信号から、右辺の N 個の元の像 $g(n)$ を求めれば良い。

(1) 単純逆変換法

プラズマの CT のように A の規模があまり大きくないとき、例えば 100 以下のとき、単純な逆マトリックスを用いる方法が有用である。いま求めたい原画は N 個の未知数からなる。そこで検出信号器を十分に設置して、検出信号の個数 K を N と等しくすれば、(9) 式の独立性が確保されているという条件のもとで g はユニークに決定される。 A の逆マトリックスはあ

らかじめ計算しておけるから、原理的に計算時間は短い。

(2) ART 法

上記の(1)項の方法は実際には色々な問題が存在する。特に空間分解能を医療用の並に上げたいときは実行不可能と言える。例えば、50 cm 四方の物体の断層像を1 mm の精度で再現しようとする、25 万個のピクセルとそれと等量の検出信号を解析することが必要となって、実用上は無理が多い。この場合でも逐次近似的手法で代数的に再構成法像を求める ART 法と呼ばれる方法が各種考案されている。

(3) 最大エントロピー法

通常の CT システムにおいては、検出器の数に制限があって $K \ll N$ である。すなわち、測定された $p(k)$ より幾つもの解が $g(n)$ として可能となる。このような問題は、条件不足方程式 (underdetermined equation, under constrained) と呼ばれている。この条件不足方程式に含まれる幾つもの解の中から最も原画に近いものをコンピュータに選ばせる必要がある。その一つとして最大エントロピー法 (MEM 法) がある。すなわち、ここでピクセル n 領域の発光強度 $g(n)$ は、そこに存在する発光媒体の存在確率に比例すると考える。そこでエントロピー

$$S = - \sum_{n=1}^N g(n) \log g(n) \dots\dots\dots (10)$$

を定義して、実際の発光強度の分布 $g(n)$ は、このエントロピーが最大になるようなものが実現されていると考える。そのような g を(9)式を満たすものから探す方法として、種々のアルゴリズムが提案されている。統計力学の知識から予想されることであるが、エントロピー最大ということは熱平衡状態に対応しており、時間的緩和する現象に対しては最も落ち着いた状態を表している。この解釈からわかるように、この原理で求められた発光分布 $g(n)$ は、検出された信号 $p(k)$ を実現する種々の $g(n)$ のなかで、最も滑らかな分布を示すものを求めることになる。

(4) 最小二乗法

実際のプラズマ装置構成において、CT 計測に都合の良いようなピクセルの設定、コードの設定および検出器の設置等が困難であることが多い。特に一般のプラズマからの信号は微弱であって、その上には時間変動するノイズが乗っているし、更に測定対象の時間変化も数 μs 程度と大変短く、時間的ジッタも問題となる。このような状況によって、(9)式には確率のおよび体系的な誤差要素が入り込んでいることは避けられない。そこで、この線形代数式より元の信号を求める

図 4 皮剥き法の説明図

問題は、純粹の代数方程式を解くという観点よりも、いわゆる統計学の推定問題とみなす立場が必要になる。この立場にたった場合は過去におけるこの分野での多くの成果が利用できる。代表的な方法として各種の最小二乗法⁽¹¹⁾の成果が利用でき、その積極的利用も試みられている。

(5) 皮剥き法(解析的手法との組み合わせ)

直観的な方法として“皮剥き法”と呼ばれる方法⁽¹²⁾がある。これは図 4 に示すように、領域を幾つかの同心円あるいはだ円に分割して、各方向からのコードの一对が境界線に対して接線になるように取る。そこで、まず一番外側のコードに対して(8)式を適用して、最外領域の再生像を決定する。この操作を次々と内側のコードに対して適用していけば(このとき当然内側のコードの投影信号に対しては、既に解決定されている外側の領域の寄与は差し引いておく)全領域が再生される。ただし誤差の集積が問題となる。

4. プラズマ計測への CT の応用例

今日までのところ興味の対象となっているプラズマは、核融合研究を目的とした磁気閉じ込めプラズマである。特に問題となっているのはトカマクプラズマの内部で発生しているヘリカル状の不安定運動であって、その時定数は数十 μs のオーダーである。

4.1 トカマクにおけるポロイダル断面上の軟 X 線発光分布の CT

プラズマから放出される軟 X 線は、その場所の電子温度の関数である。そこで、軟 X 線発光の断面上の分布を知れば、電子温度の分布を知ることができる。更に、トラス方式の磁気閉じ込めプラズマにおいては、磁気面上で電子はほぼ等しい温度をもって

M は再現されたポロイダルモード数 m の最高次数

図 5 Tokamak de Varennes における 2 方向と 5 方向軟 X 線 CT 再生像の違い⁽¹³⁾

るから、結局軟 X 線分布を知ることができれば、磁気面の様子がある程度知ることが可能となる。実際のシステムは図 1 における S1 の平行コード方式ではなく、S2 に示すような扇状コード方式が用いられる。以下に代表的な研究を紹介する。

(1) トカマクとして世界最高の性能を誇る EC の JET 装置において、2 方向、具体的には図 1 における S2 のような扇状コード方式において、2 方向からの軟 X 線 CT が行われ、その断面内の電子密度の分布の時間変化が調べられた。その結果、磁気面がヘリカル不安定によって複雑に変化する様子が捉えられた⁽¹²⁾。その結果、従来信じられてきた不安定発生機構に疑問が投げかけられた。

(2) 断面内のプラズマが定常的に剛体的に回転しているのであるのなら、1 方向の検出システムによって、等価的に全方向からの投影信号が得られることになる。JIPP-TII トカマクにおいては 1 方向 29 チャンネルのシステムによって、軟 X 線発光強度分布の時間変化の様子を捉えている⁽⁸⁾が、実際には剛体回転モデルの信頼性を考慮して 3~5 方向システムと等価のデータしか活用していない。

(3) 以上の装置より分解能を上げたシステムとしては、カナダの Tokamak de Varennes 装置がある。この装置においては、5 方向より全部で 40 チャンネルの検出器が設置されており、 $m=4\frac{1}{2}$ のモードまでの挙動を解析することができる⁽¹³⁾。この研究においては 5 方向全システムを用いる方式と、JET のように 2 方向システムを用いる方式での再生像を比較検討して、図 5 に示すように両者に大きな違いが出ることを明らかにした。この結果、2 方向システムを採用している JET の結果⁽¹²⁾と、それに基づく不安定機構に対する新規の解釈に疑問をなげかける結果となった。

4.2 トカマクにおけるその他の CT

CT 計測に限らなければトカマクにおけるプラズマ測定は、軟 X 線のみならず、そのほか各種波長の電

(プラズマ中央部の低いピークはペレット入射を行ったために生じたもの)

図 6 TFTR 装置における 2 方向ボロメータ CT を用いた周辺部に集中した熱発生領域 (marfe) の計測⁽¹⁴⁾

磁波を用いる方式が試みられてきた。例えばマイクロ波を用いた密度分布測定、ミリ波を用いた電子サイクロトロン放射測定、ボロメータを用いた熱放射測定、可視光線を用いたスペクトル発光強度分布測定など、数多くの方法が実施されてきた。しかし CT 技術の発展によって、それらを CT 測定に発展させて、二次元分布の時間変化を調べようという試みが始められている。

アメリカ・プリンストン大学の大形トカマク TFTR に対しては 2 方向からのボロメータ CT 測定が実施され、図 6 に示すようにプラズマの周辺部でも特に内側領域に強い熱放出領域が存在することを検証した⁽¹⁴⁾。

トカマクの断面 CT については、トロイダル方向の均一性が仮定できる領域内ならば、図 1 の T で示すような接線方向の一方のみの二次元投影像から、元の強度分布を再生することができる。具体的実施例⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾においては像再生の方法としては、この測定の幾何学的構成から解析的方法は用いることができず、

代数的方法が採用された。代数的方法の問題点は結果に対する評価である。ART法、MEM法、スプライン関数展開法など種々の方法を同一測定データに適用して、総合的にその再生像の信頼性が評価されている。

4.3 その他のプラズマ装置におけるCT実験

我が国のプラズマ研究の特長は、多くの大学に中規模ないし小規模の装置が数多くあって、それぞれにおいて特長ある先駆的な研究が行われていることである。それらの小形装置の幾つかにおいてCT測定が試みられている。

例えば、逆転磁界ピンチ装置における軟X線CTがあるが⁽¹⁵⁾、トカマクと同様なCTによって、プラズマ電流の複雑なキンク運動が可視化され、特に興味をもたれているプラズマ電流によるトロイダル磁界の発生機構についての理解が深められている。更に小規模なCT測定としては、コンパクトトーラス装置における可視光CTの実施がある。コンパクトトーラス装置の規模とかプラズマパラメータはトカマクに比べ大変未成熟と言えるが、その装置構成の単純性によって、将来の経済的核融合炉実現の可能性が期待されている。コンパクトトーラス方式の特徴はプラズマの自律的配位形成能力を利用することによって、ここには電磁流体力学的運動が関与しており、従ってプラズマの三次元的形状変化を調べることが重要となる。目下の試みはそのようなプラズマの二次元的可視光像を再現する段階に留まっているが、将来はそれが三次元像にまで発展されて、複雑なプラズマの挙動の理解とその制御が可能となるものと期待されている。

5. 結 言

軟X線CTを初めとする各種のプラズマCT測定によって、今日特にトカマクプラズマの挙動に対しての理解が深められつつある。しかし、肝心のエネルギー閉じ込め特性の改善とか、ディスラプション問題の解決に対して積極的寄与ができるようになるには、CT再生像の空間的および時間的分解能と信頼性を一層向上させる必要がある。プラズマ実験データの特長は、本来雑音が多く再現性に乏しいということにある。この問題を克服することがプラズマCTの発展にとって重要である。しかし、プラズマの挙動が本質的に三次元問題であることから、将来CT技術は多くの問

題を抱えつつもこの分野の研究にとって不可欠な手段となろう。
(平成2年6月5日受付)

文 献

- (1) 例えば、竹中・長谷川：「医用電子診断の基礎——装置と応用——」，5章（1984）オーム社
- (2) 日本経済新聞1990年5月16日（夕刊）
- (3) 例えば、桂井：「磁気閉じ込め核融合研究の次期計画」，電学誌，103，273（1988）
- (4) 長山：「プラズマ診断におけるCT（計算機トモグラフィ）の応用」，核融合研究，62，427（1989）
- (5) R. M. Lewitt：「Reconstruction Algorithms：Transform Methods」，*Proc. IEEE*，71，390（1983）
- (6) Y. Censor：「Finite Series-Expansion Reconstruction Methods」，*ibid.*，71，409（1983）
- (7) A. M. Cormack：「Representation of a Function by Its Line Integrals, with Some Radiological Applications」，*J. Appl. Phys.*，34，2722（1963）；35，2908（1964）
- (8) Y. Nagayama, S. Tsui, & K. Kawahara：「Soft-X-Ray Tomography of Sawtooth Oscillations in the JIPP T-II Tokamak」，*Phys. Rev. Lett.*，61，1839（1988）
- (9) 高見・岩間・高村・築島：「スプライン関数によるトーラス接線方向投影からのプラズマ像再生」，核融合研究，54，278（1986）
- (10) 沈・高村・岩間・黒田・奥田：「可視光計算機トモグラフィによるプラズマ像の再生」，同上，59，30（1988）
- (11) 例えば、中川・小柳：「最小二乗法による実験データの解析」，東京大学出版会（1982）
- (12) R. S. Granetz & P. Smeulders：「X-Ray Tomography on JET」，*Nuclear Fusion*，28，457（1988）
- (13) C. Janicki, R. Decoste & C. Simm：「High-Resolution Soft-X-Ray Tomography of Sawtooth Oscillations on the Tokamak de Varennes」，*Phys. Rev. Lett.*，62，3038（1989）
- (14) J. Schivell：「Reconstruction of Plasma Radiation Features from Projection Measured with Two Bolometer Arrays」，*Rev. Sci. Instrum.*，58，12（1987）
- (15) N. Asakura, et al.：「Soft X-Ray Measurements on the REPUTE-1 Reversed Field Pinch」，*Nuclear Fusion*，29，893（1989）

桂 井 誠（正員）

昭和16年11月13日生。40年東京大学工学部電子科卒業。45年同大学大学院博士課程修了。同年同大学講師，46年同教授，62年教授，現在に至る。工学博士。この間53年10月～55年1月アメリカ・プリンストン大学プラズマ物理研究所に滞在。主として、プラズマ工学，核融合工学の研究に従事。著書：「電磁気学演習」，「電磁気学の学び方」，「プラズマ理工学」（共著），他。プラズマ・核融合学会，IEEE会員。