

JAERI-M
91-196

JT-60/JT-60Uにおける反磁性測定法

1991年11月

辻 俊二・閨谷 譲・細金 延幸・松川 誠
高橋 実・戸塚 俊之・木村 豊秋

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合せは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1991

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 日立高速印刷株式会社

J T - 60 / J T - 60 U における反磁性測定法

日本原子力研究所那珂研究所炉心プラズマ研究部

辻 俊二・閨谷 譲・細金 延幸

松川 誠⁺・高橋 実⁺・戸塚 俊之⁺

木村 豊秋⁺

(1991年10月16日受理)

J T - 60 と J T - 60 U における反磁性測定法について述べる。J T - 60 では、真空容器内に巻いた反磁性ループとトロイダル磁場コイル電流用ロゴスキー・コイル測定素子とし、新たに開発した極低ドリフト差動積分器を用いて反磁性磁束を取り出した。真空容器に流れる渦電流の影響はアナログ回路で補正し、ボロイダル磁場コイル電流による誤差磁束は数値演算で消去した。トロイダル効果も考慮してボロイダル・ベータ値を評価している。その結果、追加熱実験においてプラズマ蓄積エネルギーを10%以下の誤差で評価できるようにした。J T - 60 U ではロゴスキー・コイルを消去用ループに置き換え、測定精度を高めて誤差を5%以下に改善した。

Diamagnetic Measurements in JT-60/JT-60U

Shunji TSUJI, Yuzuru NEYATANI, Nobuyuki HOSOGANE
Makoto MATSUKAWA⁺, Minoru TAKAHASHI⁺
Toshiyuki TOTSUKA⁺ and Toyoaki KIMURA⁺

Departments of Fusion Plasma Research
Naka Fusion Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Naka-machi, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received October 16, 1991)

Diamagnetic measurement methods in JT-60 and JT-60U are described. A diamagnetic loop inside the vacuum vessel and a Rogowski coil for compensation were installed in JT-60 to evaluate the plasma stored energy. A very low drift integrator was developed to differentiate the two signals. The effects of eddy currents flowing on the vacuum vessel and poroidal coil support were compensated by use of an analog circuit. Error fluxes due to poroidal coil currents were numerically subtracted. Toroidal effects are included for the data analysis. The stored energy of beam heated plasmas is calculated within 10% errors. A compensation loop was installed in JT-60U in place of the Rogowski coil. The estimated error in the plasma stored energy was reduced to lower than 5%.

Keywords: Tokamak, Diamagnetic Measurement, Stored Energy Analog Integrator, Rogowski Coil

+ Department of Fusion Facility

目 次

1. はじめに	1
2. 測定方法	2
3. 精度向上のための誤差補正	6
3.1 湧電流補正	7
3.2 ポロイダル磁場コイル電流による誤差	11
3.3 トロイダル効果の補正	13
3.4 プラズマ電流位置による誤差	15
4. まとめ	18
謝 辞	20
参考文献	20

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Method	2
3. Improvements in Measurements	6
3.1 Compensation of Eddy Currents	7
3.2 Correction of Error Fluxes due to Coil Currents	11
3.3 Incorporation of Toroidal Effects	13
3.4 Coupling to Plasma Current	15
4. Summary	18
Acknowledgements	20
References	20

1. はじめに

トカマク・プラズマのエネルギー閉じ込め特性を評価するためにはプラズマに吸収された加熱パワーとともにプラズマに蓄積されたエネルギーを正確に評価する事が必要である。後者の、プラズマ蓄積エネルギーの評価にはプラズマ・パラメータの分布測定データから積分して算出する方法とプラズマの反磁性的特性を利用してトロイダル磁束の変化から磁気的に測定する方法がある。分布データから評価する方法は閉じ込め特性に対する物理的内容の解析が可能であるという利点を持っている反面、時間変化に対する情報を得ることが困難であり、また、高速イオンの蓄積エネルギーなどのように分布データから理論モデルにもとづいて計算しなければならず、実験的に評価することが困難である等の欠点がある。これに対して、反磁性測定法は、原理的には、プラズマのもつ全蓄積エネルギーを時間的に測定でき、また、プラズマ制御や実験計画に迅速に対応できる等の利点を持っている。したがって、プラズマ蓄積エネルギーの評価にはこれらの2つの方法の利点を組み合わせて行なう必要がある。プラズマの反磁性測定はトカマク実験開始の頃から始まっており、長い歴史を持っているが、1万分の1以下の精度でトロイダル磁束の変化を測定しなければならないという微妙な計測法であるため、蓄積エネルギー評価の精度を改善することが難しく、他に有力な計測手段のなかった初期のトカマク実験を除いて、補助的にしか使われていなかった。しかし、トカマク装置が大型化すると、相対的に測定精度が上がるようになり、また、測定法および解析手法も進歩もあって、プラズマ蓄積エネルギーの詳細な時間変化を調べる重要な測定手段として再認識されるようになってきた。

J T - 6 0 では、当初、測定精度に対する問題点から反磁性測定の計画がなく、1987年3月までは、MHD平衡計算から求めたシャフランフ・ラムダ $\Lambda = \beta_p + 1/2$ の値の時間変化をもとにプラズマ蓄積エネルギーの時間変化を評価していた。しかし、J T - 6 0 実験の進展し、加熱時間の長時間化や電流駆動実験等が始まると、 Λ の第2項の内部インダクタンス I_i の変化が無視できなくなり、プラズマ蓄積エネルギーの時間変化の解析が困難になってきた。このため、既存の測定素子の利用を含め、反磁性測定法の検討を行なった。まず、トロイダル磁場コイルのケース内側に巻いてあるアンバランス励磁検出用ループからの信号を利用する方法を検討したが、ループに静電シールドを施していないため、サイリスタ・ノイズが大きくて測定精度がないことが判明した。新たなループを巻くことも検討したが、完成後の装置ではスペースの余裕がほとんど無く、また、あったとしても固定することが困難であった。こうした検討の結果、真空容器内に取付けていたプラズマ電流

測定用ロゴスキー・コイルの4本のうちの1本の改造をおこない、ループ信号としてを取り出すことが可能となった。さらに、極低ドリフト積分器の開発、信号処理ロジックの開発、較正試験などを行なって、1987年6月以降、蓄積エネルギー評価に充分な精度を持った反磁性測定が可能になった。さらに、これらの経験をもとに、大電流化への改造をしたJT-60Uでは、当初から反磁性測定用ループを組み込むとともに検出精度の改善をはかり、1991年4月からは5%以下の精度で蓄積エネルギーの時間変化に対する評価が可能となった。

JT-60とJT-60Uには、異なる機能をもった4種のポロイダル磁場コイルが共通にある。ジュール一時巻き線にあたるF(flux)コイル、垂直磁場と水平磁場をそれぞれ発生するV(vertical)コイルとH(horizontal)コイル、そしてダイバータ配位を形成するD(divertor)コイルである。JT-60の外X点ダイバータ配位においては、Dコイルの代わりにQ(quadrupole)コイルとM(magnetic limiter)コイルを用いたが、本報告では下X点ダイバータ配位改造(1988年)後の通電波形を示す。

第2章では、測定原理とJT-60及びJT-60Uに組み込んだ検出系について説明する。実際の測定では理想的な計測からずれてさまざま誤差が生じる。それらの誤差要因に対する補正法について第3章で述べる。第4章でまとめと考察を行う。

2. 測定方法

トカマク・プラズマの反磁性によるトロイダル磁束の変化を見積るために、まず円柱近似で圧力バランスの式を復習する。

$$\langle p \rangle = \frac{B_\theta^2(a)}{2\mu_0} + \frac{1}{2\mu_0} \left(B_t^2(a) - \langle B_t^2 \rangle \right) \quad (1)$$

$$\langle p \rangle \approx \frac{B_\theta^2(a)}{2\mu_0} - \frac{B_t(a)}{2\mu_0} \frac{\Delta\phi}{\pi a^2} \quad (2)$$

$$\Delta\phi = \pi a^2 \langle B_t - B_t(a) \rangle \quad (3)$$

ここに、 $\langle \rangle$ は体積平均を表し、 p はプラズマ圧力、 a はプラズマ小半径である。 $\Delta\phi$ が求めるべき、トロイダル磁束の変化である。ポロイダル・ベータ値の定義から

測定用ロゴスキー・コイルの4本のうちの1本の改造をおこない、ループ信号としてを取り出すことが可能となった。さらに、極低ドリフト積分器の開発、信号処理ロジックの開発、較正試験などを行なって、1987年6月以降、蓄積エネルギー評価に充分な精度を持った反磁性測定が可能になった。さらに、これらの経験をもとに、大電流化への改造をしたJT-60Uでは、当初から反磁性測定用ループを組み込むとともに検出精度の改善をはかり、1991年4月からは5%以下の精度で蓄積エネルギーの時間変化に対する評価が可能となった。

JT-60とJT-60Uには、異なる機能をもった4種のポロイダル磁場コイルが共通にある。ジュール一時巻き線にあたるF (flux) コイル、垂直磁場と水平磁場をそれぞれ発生するV (vertical) コイルとH (horizontal) コイル、そしてダイバータ配位を形成するD(divertor) コイルである。JT-60の外X点ダイバータ配位においては、Dコイルの代わりにQ (quadrupole) コイルとM (magnetic limiter) コイルを用いたが、本報告では下X点ダイバータ配位改造（1988年）後の通電波形を示す。

第2章では、測定原理とJT-60及びJT-60Uに組み込んだ検出系について説明する。実際の測定では理想的な計測からずれてさまざま誤差が生じる。それらの誤差要因に対する補正法について第3章で述べる。第4章でまとめと考察を行う。

2. 測定方法

トカマク・プラズマの反磁性によるトロイダル磁束の変化を見積るために、まず円柱近似で圧力バランスの式を復習する。

$$\langle p \rangle = \frac{B_\theta^2(a)}{2\mu_0} + \frac{1}{2\mu_0} \left(B_t^2(a) - \langle B_t^2 \rangle \right) \quad (1)$$

$$\langle p \rangle \approx \frac{B_\theta^2(a)}{2\mu_0} - \frac{B_t(a)}{2\mu_0} \frac{\Delta\phi}{\pi a^2} \quad (2)$$

$$\Delta\phi = \pi a^2 \langle B_t - B_t(a) \rangle \quad (3)$$

ここに、 $\langle \rangle$ は体積平均を表し、 p はプラズマ圧力、 a はプラズマ小半径である。 $\Delta\phi$ が求めるべき、トロイダル磁束の変化である。ポロイダル・ベータ値の定義から

$$\beta_p = \frac{\langle p \rangle}{B_\theta^2(a) / 2\mu_0} \quad (4)$$

$$\beta_p \approx 1 - \frac{B_t(a) \Delta\phi}{B_\theta^2(a) \pi a^2} \quad (5)$$

$$\beta_p \approx 1 - \frac{8\pi B_t(a)}{\mu_0^2 I_p^2} \Delta\phi \quad (6)$$

と書き表せ、これをこれを $\Delta\phi$ について解くと次の式が得られる。

$$\Delta\phi = (1 - \beta_p) \frac{\mu_0^2 I_p^2}{8\pi B_t(a)} \quad (7)$$

$\beta_p < 1$ の時、 $\Delta\phi > 0$ 、すなわち常磁性となる。これは、ベータ値が低いときはトカマクの螺旋状磁力線に添って流れるプラズマ電流のポロイダル成分のために、トロイダル磁束が強まるからである。ベータ値が高くなるにつれて、プラズマの平衡式 $\nabla p = j \times B$ を満たすように電流と磁力線の向きのずれが大きくなり、 $\beta_p = 1$ の時プラズマ電流がちょうどトロイダル成分のみとなり、トロイダル磁束の変化が無くなる。それを越えると、プラズマの持つ反磁性が現われてくる。

(7)式から $B_t = 4.5$ Tの時、 β_p が0.1だけ変化するときの反磁性磁束の変化を評価すると次のようになる。

I_p (MA)	1	2	3
$\delta(\Delta\phi) / \phi_t^{DL}$	8.2×10^{-5}	3.3×10^{-4}	7.3×10^{-4}

ここで、 ϕ_t^{DL} は JT-60の真空容器内ループのトロイダル磁場との鎖交磁束である。1 MA放電では、1万分の1未満の変化を測らなければならない。従って、ループが拾う磁束

$$\phi_t^{DL} = \phi_t^{DL} + \Delta\phi \quad (8)$$

をそのまま測定するのは得策ではない。AD変換器を12ビット以上としても、アンプのノイズ等を考えると、4桁を越える精度を得るのは困難であるからである。従って、(8)式の主要な項である ϕ_t^{DL} を打ち消すよう差動入力とするのが普通である。

信号電圧は磁束の時間微分として得られるので、磁束に変換するために差動積分する。初段にアンプを通すとそのオフセットが積分のドリフトの原因となるので、積分するまでは受動的な回路素子しか使ってはならない。

J T - 6 0 の反磁性磁束の検出系の模式図を第1図に示す。真空容器内ループは、予備のプラズマ電流測定用ロゴスキー・コイルの巻き戻し線を転用し、コイル部は切り離して片側をアースに結んでシールドとした。このロゴスキー・コイルは、真空容器の厚内部とベローズ部の熔接用溝に取付けており、それを含む平面はトーラス主軸を通る平面に対して $R = 3\text{ m}$ の位置で約5度傾いている（第1図(b)参照）。そのため、ポロイダル磁場の水平成分を拾って誤差磁束となる。プラズマ柱が上下にシフトすると、プラズマ電流の作るポロイダル磁束とも結合する。その影響については、第3.4節で論じる。

予備用のループとして、真空容器外のポロイダル磁場コイルの支持体（メガネサポート）に取付けてある中空パイプに、二芯の静電シールド線を通して2本のループを作った。中空パイプは第1図(a)においてトーラス外側へ直線で伸びている所までしかなく、残る部分はスペースの制約から第1図(b)の平面図に示しているようにトロイダル方向にずらしてシールド線を固定した。

トロイダル磁場コイル電流の作る真空磁束を消去するために、新たにロゴスキー・コイルを製作した。実装の精度を上げて、かつ巻数を稼ぐために、第2図に示した両面プリント基板（ 8×2 ターン）を、 9 mm ピッチでロの字形に約440枚並べた。このロゴスキー・コイルはトロイダル磁場コイルのケースを内側に囲むように設置した。Tコイルの電気定数測定結果から、Tコイル・ケースのトロイダル磁束に対する時定数は0.34秒と見積られている。従って、コイル・ケースに流れれる渦電流込みの実効的Tコイル電流を測ることは、速い時間応答を得るために重要である。

J T - 6 0 U の反磁性磁束の検出系¹⁾の模式図は第3図に示す。真空トロイダル磁束を消去するために、J T - 6 0 で用いたロゴスキー・コイルの代わりに、主ループと同じポロイダル断面に消去用ループを外側に巻き込んだ。第3図(b)に示しているように、これらのループは、取付けスペースを確保できかつ剛性が高くて放電中の電磁力による真空容器壁の変形が小さい熔接部に設置した。S N を上げるために主ループを真空容器内側に4ターン、消去用ループを薄板二重構造の中間部に3ターン巻いている。第4図の平面図から分かるように、反磁性ループの組をトロイダル方向に4箇所設置して最も測定条件のよいものを選べるようにした。反磁性ループを含む平面はトーラス主軸を通るように設計しており、水平磁場成分との結合を避けた。

真空容器が室温の状態で、トロイダル磁場コイル電流 5.2.1 KA (R = 3 m で $B_t = 4.5 \text{ T}$) の通電での、それぞれの鎖交磁束を実測してみると、以下の値のようになっている。

J T - 6 0

真空容器内ループ (D L)	1 7.5 V s
中空パイプ内ループ (C L)	2 4.9 V s
ロゴスキー・コイル (R G)	9.8 V s

J T - 6 0 U

内側 (主) ループ (I L)	9 6.9 V s
外側 (消去用) ループ (O L)	7 6.5 V s

真空トロイダル磁束を消去するための回路の概念図を、第5図に示す。J T - 6 0 U では入力が一意的であるが、J T - 6 0 では同図に記入した3つの組み合わせが考えられる。鎖交磁束の大きさの違いは、入力のアッテネータで調整している。その減衰率を k として差動積分後の信号は以下のようになる。

$$D L - R G \quad k_1 \phi_t^{DL} - \phi_t^{RG} = k_1 \Delta\phi, \quad k_1 = 0.56 \quad (9)$$

$$C L - D L \quad k_2 \phi_t^{CL} - \phi_t^{DL} = (k_2 - 1) \Delta\phi, \quad k_2 = 0.70 \quad (10)$$

$$C L - R G \quad k_3 \phi_t^{CL} - \phi_t^{RG} = k_3 \Delta\phi, \quad k_3 = 0.39 \quad (11)$$

$$I L - O L \quad k_4 \phi_t^{IL} - \phi_t^{OL} = (4 k_4 - 3) \Delta\phi, \quad k_4 = 0.79 \quad (12)$$

いずれの場合も、残る正味の反磁性信号が弱まる。ループ同士の消去では、半分以上の反磁性磁束を打ち消してしまい、特に J T - 6 0 U では信号強度を強めるために 3、4 ターンとしたにもかかわらず鎖交面積の差が小さいので、正味の反磁性信号は 2 割弱しか残らない。

第6図は、具体的なアナログ積分器のブロック図である。オペアンプ A が積分用である。積分の時定数として、0.01、0.033、0.01秒の3種選べる。リレー R Y 1 を ON にすると、リセットされ待機状態になる。積分ドリフトを抑えるために、A S D E X で使用している積分器²⁾と同様な方法で、自動ゼロ調整の機能を持たせてある。A、B、C のオペアンプとしては、高性能チョッパー型の ICL

7652を採用した。これは、入力オフセット電圧が $1 \mu\text{V}$ で、入力バイアス電流は 15 pA 程度である。従って、オペアンプ自身による積分ドリフトはほぼ無視できる。自動ゼロ調整は、熱起電力等による入力信号のDCオフセットを打ち消すためのものである。Bのオペアンプの閉ループに含まれる大容量のコンデンサにオフセット補償電圧を溜め込み、リレーRY2をアース側に切り換えると、オフセット補正した積分を開始する。この自動ゼロ調整が威力を発揮して、入力に 1 mV 以上のDCオフセットがあっても、入力換算積分ドリフトは $2 \mu\text{V}$ 以下である。従って、 0.033 秒 の積分時定数で 100 秒 間積分しても、ドリフトは $2 \times 10^{-6} \times 10^2 / 0.033 = 6 \text{ mV}$ 以下となる。JT-60のTコイル励磁は放電開始前約30秒であり、 $10 \sim 15 \text{ 秒}$ の放電時間を合わせて1分近く精度よく積分を行わなければならぬが、この性能なら申し分ない。

オペアンプD、Eは、真空容器等に流れる渦電流が作る誤差磁束を差し引くために用意している。これについては第3.1節で説明を加える。

IN1の入力のアッテネータは実際には coarse と fine の二段階で調整して(9)式の k_1 を 4 枠以下の精度で合わせ込んでいる。JT-60の真空容器の温度が室温から 300°C に変化すると、真空トロイダル磁束を消去するのに必要な k_1 の値は 0.07 程度変化する。従って 10°C の変化でもゼロ点がトロイダル磁束の約 5 千分の 1 シフトしまうわけで無視できない。そこでサーボモータを使った自動調整機構も付け加えた。

JT-60Uでは、主ループと消去用ループが真空容器の熱膨張で同じように変形するので、鎖交するトロイダル磁束の変化のほとんどは差動積分で打ち消される。 10°C の真空容器温度変化での k_4 の値の違いは約 3 万分の 1 であり、自動調整機構は不要になった。ただし、履歴により真空容器位置が多少ずれるようで、同じ真空容器温度でも常に同じ k_4 の値となるとは限らない。このため真空容器温度が変化した後は、ゼロ点がシフトしていないかの確認が必要である。

3. 精度向上のための誤差補正

前章で述べた差動積分の出力を表す(9)～(12)式から得た $\Delta\phi$ をそのまま(6)式に代入してポロイダル・ベータ値を計算しても、誤差が大きくてそのままでは使えない。JT-60で一番大きな誤差要因は渦電流の影響であった。次いで、ループ面がトーラス主軸を通らないことから水平磁場コイル電流やプラズマ電流による誤差

7652を採用した。これは、入力オフセット電圧が $1 \mu\text{V}$ で、入力バイアス電流は 15 pA 程度である。従って、オペアンプ自身による積分ドリフトはほぼ無視できる。自動ゼロ調整は、熱起電力等による入力信号のDCオフセットを打ち消すためのものである。Bのオペアンプの閉ループに含まれる大容量のコンデンサにオフセット補償電圧を溜め込み、リレーRY2をアース側に切り換えると、オフセット補正した積分を開始する。この自動ゼロ調整が威力を発揮して、入力に 1 mV 以上のDCオフセットがあっても、入力換算積分ドリフトは $2 \mu\text{V}$ 以下である。従って、 0.033 秒 の積分時定数で 100 秒 間積分しても、ドリフトは $2 \times 10^{-6} \times 10^2 / 0.033 = 6 \text{ mV}$ 以下となる。JT-60のTコイル励磁は放電開始前約30秒であり、 $10 \sim 15 \text{ 秒}$ の放電時間を合わせて1分近く精度よく積分を行わなければならぬが、この性能なら申し分ない。

オペアンプD、Eは、真空容器等に流れる渦電流が作る誤差磁束を差し引くために用意している。これについては第3.1節で説明を加える。

IN1の入力のアッテネータは実際には coarse と fine の二段階で調整して(9)式の k_1 を 4 桁以下の精度で合わせ込んでいる。JT-60の真空容器の温度が室温から 300°C に変化すると、真空トロイダル磁束を消去するのに必要な k_1 の値は 0.07 程度変化する。従って 10°C の変化でもゼロ点がトロイダル磁束の約5千分の1シフトしまうわけで無視できない。そこでサーボモータを使った自動調整機構も付け加えた。

JT-60Uでは、主ループと消去用ループが真空容器の熱膨張で同じように変形するので、鎖交するトロイダル磁束の変化のほとんどは差動積分で打ち消される。 10°C の真空容器温度変化での k_4 の値の違いは約3万分の1であり、自動調整機構は不要になった。ただし、履歴により真空容器位置が多少ずれるようで、同じ真空容器温度でも常に同じ k_4 の値となるとは限らない。このため真空容器温度が変化した後は、ゼロ点がシフトしていないかの確認が必要である。

3. 精度向上のための誤差補正

前章で述べた差動積分の出力を表す(9)～(12)式から得た $\Delta\phi$ をそのまま(6)式に代入してポロイダル・ベータ値を計算しても、誤差が大きくてそのままでは使えない。JT-60で1番大きな誤差要因は渦電流の影響であった。次いで、ループ面がトーラス主軸を通らないことから水平磁場コイル電流やプラズマ電流による誤差

がある。JT-60Uでは水平磁場成分と結合しないようにし、消去用ループも真空容器中に設置したので、これらの誤差の影響は大幅に軽減された。

これまで簡単のため円柱近似しか述べなかつたが、トカマクのプラズマ蓄積エネルギーを正しく評価するには、断面が非円形であることとトロイダル効果も考慮して近似精度を上げた解析が必要である。

3.1 涡電流補正

JT-60において、DL-RGの組み合わせでTコイル電流の作る磁束を打ち消すようにアッテネータを調整した後の3MA放電での出力波形例を第7図(a)に示す。これは、第6図のアナログ積分器のOUT2の出力信号で、真空容器等に流れる渦電流の補正是していない。そのため全区間に渡ってゼロとはならない。flat topと記入している区間が、トロイダル磁場が一定となりプラズマ放電している時間である。ベータ値は低いのでプラズマは常磁性(図の定義で負方向)を示している。トロイダル磁場励磁中の前半は、磁束を増やさないように渦電流が流れ、ループが拾う磁束磁束は実効的Tコイル電流の作る磁束よりは弱まって正(見かけ上、反磁性)となっている。消磁に移ってからは、今度は磁束を保存するように渦電流が流れて負(見かけ上、常磁性)となる。波形がガタガタしているのは、それぞれの時刻でTコイル電源の電圧がステップ状に上昇または下降して、磁束の変化率が急激に変動するためである。10秒放電では、放電終了前にトロイダル磁場が消磁に移るので、渦電流の影響を考慮しないとプラズマ消滅後に反磁性信号がゼロに戻るか確認できない。(7)式から分かるように、反磁性信号は I_p^2 に比例するので、1MA放電では測りたい信号強度が第7図の約9分の1に減り、渦電流によるゼロ点の変化の方が大きくなる。

渦電流の効果を見積るために、次のようなモデル回路方程式を考える。厳密には三次元の構造物を扱うので、分布定数系として考えなければならないが、ここでは単純化して、一番時定数の長い渦電流のみを考慮することとし、それぞれ一つの回路定数で代表する。反磁性ループとロゴスキー・コイルの信号電圧を、それぞれ V_d 、 V_r とすると、次式で評価できる。

$$V_d = M_{dt} \dot{I}_t^{\text{eff}} + M_{dm} \dot{I}_m + M_{dv} \dot{I}_v + \Delta \phi \quad (13)$$

$$V_r = M_{rt} \dot{I}_t^{\text{eff}} \quad (14)$$

ここで、 I_t^{eff} は Tコイル・ケースに流れる渦電流を含めた実効的 Tコイル電流、 I_m と I_v はそれぞれメガネサポート（ポロイダル磁場コイル支持体）と真空容器に流れる渦電流、変数上部のドットは時間微分を表す。M はそれぞれの間の相互インダクタンスで、 $\Delta\phi$ はプラズマの反磁性によるトロイダル磁束である。(14)式を(13)式に代入して $\Delta\phi$ について解くと

$$\frac{M_{rt}}{M_{dt}} \Delta\phi = \int \left(\frac{M_{rt}}{M_{dt}} V_d - V_r \right) dt - \frac{M_{rt}}{M_{dt}} M_{dm} I_m - \frac{M_{rt}}{M_{dt}} M_{dv} I_v \quad (15)$$

が得られる。 I_m と I_v について計算するために、メガネサポートと真空容器上の回路方程式を立てる。

$$0 = M_{dt} \dot{I}_t^{\text{eff}} + L_m \dot{I}_m + M_{mv} \dot{I}_v + L_m I_m / \tau_v + \Delta\phi \quad (16)$$

$$0 = M_{vt} \dot{I}_t^{\text{eff}} + M_{mv} \dot{I}_m + L_v \dot{I}_v + L_v I_v / \tau_v + \Delta\phi \quad (17)$$

ここに L と τ は自己インダクタンスと渦電流の時定数を表す。(13)式から(16)、(17)式をそれぞれ引くと次の2式となる。

$$V_d = (M_{dt} - M_{mt}) \dot{I}_t^{\text{eff}} + (M_{dm} - L_m) \dot{I}_m + (M_{dv} - M_{mv}) \dot{I}_v - L_m I_m / \tau_m \quad (18)$$

$$V_d = (M_{dt} - M_{mt}) \dot{I}_t^{\text{eff}} + (M_{dm} - L_m) \dot{I}_m + (M_{dv} - L_v) \dot{I}_v - L_v I_v / \tau_v \quad (19)$$

ここで、 $M_{dv} \sim M_{mv} \sim L_v$ 、 $M_{dt} \sim M_{vt}$ の近似を用いると、連立微分方程式が分離されて簡単になる。

$$I_m + \tau_{\text{eff}} \dot{I}_m \approx - \frac{\tau_m}{L_m} V_d - \frac{\tau_m}{L_m} \left(\frac{M_{mt}}{M_{rt}} - \frac{M_{dt}}{M_{rt}} \right) V_r \quad (20)$$

$$\tau_{\text{eff}} = \tau_m \left(1 - M_{dm} / L_m \right) \quad (21)$$

$$I_v \approx - \frac{\tau_v}{L_v} V_d \quad (22)$$

以上のような考察により、(15), (20), (22)式を組み合わせると、第一近似として渦電流が補正できる。(15)式の右辺の第2、3項の加減算を、第6図のオペアンプFで行なっている。回路定数については、Tコイルに0.6~800Hzのサイン波を加え、ループとロゴスキー・コイルの出力をロックイン・アンプで測定し、その周波数特性を調べて概算値を評価した。この結果を図8にまとめている。メガネサポートの時定数の方が真空容器より約10倍長い。このようにして渦電流の時定数(τ_m)が分かっても、(21)式で表した実効的時定数(τ_{eff})は依然として決定できないので、Tコイル通電時のOUT1の出力波形を調べながら、回路のポテンショ・メータを微調整した。その結果、渦電流の影響をほぼ打ち消すことに成功し、第7図(b)の波形を見てのとおり、トロイダル磁場の励磁、消磁の区間においても出力信号はほとんどゼロとなっている。反磁性信号として、プラズマ電流の二乗に比例するものが鮮やかに得られている。ループ同士(CL-DL)の組み合わせだと、メガネサポートの中空パイプを通しているループ(CL)が通電中に動いていため、波形が少し歪み、放電終了後はゼロに戻らない。CL-DLの組み合せであれば、その中間に真空容器があるだけで、メガネサポートに流れる渦電流を考慮しなくてよいので渦電流の補正が楽である。そのため当初こちらを主体に使おうとしたが、この問題が判明し、補助測定の方に回した。

Tコイル単独通電の積分器出力波形を第9図に示す。Tコイル電流がフラット・トップに入っても、渦電流のためにループが拾う磁束は変化しているので、差動積分しただけではゼロとならない。渦電流補正を最適化すると、第9図(c)のように縦軸を拡大してみると分かるように、渦電流が原因でずれるゼロ・レベルはアナログ補正で2桁半落ち、無視できるレベルとなっている。

渦電流を補正した結果、反磁性測定はどのくらいの時間応答性を得ているであろうか。(21)式の τ_{eff} の最適値として61msの値を用いた。従って、少なくとも、それくらいの速さの変化には追随出来ることになる。もっと速い変化については、考慮外の時定数の短い渦電流が効いてくる。その値は不明であるが、デイスラブションの反磁性信号の変化率から応答特性の情報を得ることが可能である。(7)式から分かるように、低ベータ($\beta_p \ll 1$)でのデイスラブション時の磁束の変化は、主として I_p^2 の変化と見かけ上の $\Delta\phi$ の変化の仕方のずれから、応答の時定数を見積もれる。それによると、反磁性測定の時間応答は5ms程度と考えられる。

JT-60Uについても同様の解析をする。真空容器内側の4ターンと薄板二重構造の間の3ターンのループを、それぞれI、Oで表し、真空容器内側の薄板をvとして回路方程式を立てる。

$$V_o / 3 = M_{ot} \dot{I}_t^{\text{eff}} + M_{ov} \dot{I}_v + \Delta \dot{\phi} \quad (23)$$

$$V_i / 4 = M_{it} \dot{I}_t^{\text{eff}} + M_{iv} \dot{I}_v + \Delta \dot{\phi} \quad (24)$$

$$0 = M_{vt} \dot{I}_t^{\text{eff}} + L_v \dot{I}_v + L_v I_v / \tau_v + \Delta \dot{\phi} \quad (25)$$

ここでの I_t^{eff} は(14)式とは違って Tコイルと消去用ループとの間にあるすべての構造物に流れる渦電流を含めた実効的Tコイル電流である。相互インダクタンスMと自己インダクタンスLは1ターン分である。

求めるべき反磁性磁束は次の式となる。

$$\left(1 - \frac{M_{it}}{M_{ot}}\right) \Delta \phi = \int \left(\frac{V_i}{4} - \frac{M_{it}}{M_{ot}} \frac{V_o}{3}\right) dt + \left(M_{iv} - \frac{M_{it}}{M_{ot}} M_{ov}\right) I_v \quad (26)$$

$M_{ov} \sim M_{vt} \sim L_v$ 、 $M_{it} \sim M_{iv}$ の近似を用いると、 I_v に関する微分方程式が得られる。

$$I_v + \tau_{\text{eff}} \dot{I}_v \approx - \frac{\tau_{\text{eff}}}{(M_{ot} - M_{vt})} \frac{V_o}{3} - \frac{\tau_{\text{eff}}}{(M_{ov} - M_{iv})} \frac{V_i}{4} \quad (27)$$

$$\tau_{\text{eff}} = \tau_v \frac{(M_{ov} - M_{iv})(M_{ot} - M_{vt})}{L_v (M_{ot} - M_{it})} \quad (28)$$

J T - 60 Uでは、トロイダル磁束変化に対する渦電流の実測はまだ無い。そこで、真空容器設計寸法とインコネル625の体積抵抗率を用いて、回路定数を計算した結果、 $\tau_v = 3.8 \text{ ms}$ 、 $\tau_{\text{eff}} = 4.6 \mu\text{s}$ と見積られる。このように渦電流の実効的時定数が短いので、トロイダル電源電圧がステップ状に変化するときを除いて、渦電流の補正項は非常に小さい。JT-60 UでのTコイル単独通電の積分器出力波形は、第10図のようである。JT-60での第9図と比べてみると、渦電流の影響は約50分の1となっており、補正後の波形はTコイル励磁開始直後を除いて非常に滑らかである。渦電流補正として積分信号に加える信号電圧が大幅に下がっているので、加算でのるサイリスタ・ノイズが減った効果もある。励磁開始直後の波形変化は、渦電流が原因ではないと考えられる。その時定数が秒のオーダーで長いので、電磁力によるコイルの変形など、非線形効果によるものと考えられる。

3.2 ポロイダル磁場コイル電流による誤差

反磁性ループが拾うトロイダル磁束は、現実にはポロイダル磁場コイル電流 (I_i) やプラズマ電流 (I_p) の作る磁束も含みうるので、その項が(8)式に加わる。

$$\phi^{DL} = \phi_t^{DL} + \Delta\phi + \sum_i M_{di} I_i + M_{dp} I_p \quad (29)$$

ここに、 M_{di} と M_{dp} はそれぞれポロイダル磁場コイルやプラズマと反磁性ループとの相互インダクタンスである。前者はほぼ定数と考えられるが、後者はプラズマ位置や断面形状によって変る可能性がある。後者については、第3.4節で調べる。

第11図に JT-60Uでのポロイダル磁場コイル単独通電時の4組のループの積分出力波形を示す。ループにより個性があるが、一般にフィーダー部が大きな誤差要因であり、それが近いコイル通電で誤差磁束を拾いやすい。P-6 ループはVコイル・フィーダーが近く、P-14 ループはFコイル・フィーダーが近い。そのため、それぞれの通電時に誤差磁束が大きく、しかもフィーダーで発生する誤差磁場に対する渦電流の影響があるせいか、コイル電流に比例しない波形となっている。P-9 ループは、通常使わないDCW(Disruption Control Winding)コイルを除いて誤差が小さい。このため JT-60Uでは、このループを主として使っている。

JT-60のロゴスキー・コイルが理想的に巻けていないと、ポロイダル磁場コイル電流やプラズマ電流と結合する。

$$\phi^{RG} = \phi_t^{RG} + \sum_i M_{ri} I_i + M_{rp} I_p \quad (30)$$

(29), (30)式より、渦電流の影響が無視できる準定常状態での積分器の出力は、(9)式ではなく次のようになる。

$$\begin{aligned} k_1 \phi^{DL} - \phi^{RG} &= k_1 \Delta\phi + \sum_i (k_1 M_{di} - M_{ri}) I_i + (k_1 M_{dp} - M_{rp}) I_p \\ &= k_1 \Delta\phi + \sum_i M_i I_i + M_p I_p \end{aligned} \quad (31)$$

ポロイダル磁場コイル電流との結合を調べるために、JT-60において第12図に示すような波形で複合通電試験を行なった。一回の通電で、各 M_i の値が評価できるように各コイルの通電波形を時間的にずらしている。反磁性ループが水平磁場成分と結合しているので、HコイルとDコイル通電による誤差が大きい。トロイ

ダル磁場との電磁力で各コイルやフィーダー部が変形していることも考えられるので、Tコイル50%、75%、100%通電と組み合わせた。このすべての場合を説明するには、Fコイルについては(31)式のように線形な補正でよいが、V、H、Dコイルの係数については、Tコイル電流や他のコイル電流によって結合の仕方が違っている非線形なふるまいと見做さないといけないことが分かった。非線形性は2次の項までと仮定して、(31)式の右辺第2項を次の近似式で表現し、係数Cを定めた。

$$\sum M_i I_i = C_F I_F + (C_v + C_{vT} I_T) I_v + (C_H + C_{HT} I_T) I_H + C_D I_D \\ + C_{vH} I_v I_H + C_{HD} I_H I_D + C_{DV} I_D I_v \quad (32)$$

これらの係数を使ってポロイダルコイル電流による誤差磁束を数値的に消去した結果、コイル電流が急速に変化して渦電流の影響を無視できないときを除いて、ほぼゼロに補正できている。残る誤差はプラズマ蓄積エネルギーに換算して、30kJ以下である。

J T - 60Uでの通電パターンは第13図のようなものを用いている。J T - 60UではFコイルとVコイルの非線形性が強いことが判明しており、同図のA2762の放電では、この2つのコイル通電にしほり、さらにこのパターンでTコイル電流も3通りに変えて較正精度を上げている。これらの通電データから、次のような式で補正している。

$$\sum M_i I_i = (C_F + C_{FT} I_T) I_F + (C_v + C_{vT} I_T) I_v + C_H I_H + C_D I_D \\ + (C_{FV} + C_{FVT} I_T) I_F I_V \quad (33)$$

J T - 60Uではループと水平磁場成分との結合が弱くなっているので、補正前の誤差磁束は、J T - 60に比べて1桁ぐらい小さい。しかし、(9)、(12)式を比較すれば分かるように、正味の反磁性信号が4分の1程度に低くなっているので、補正後の誤差はプラズマ蓄積エネルギーに換算するとあまり差がない。補正後のコイル電流一定時の誤差は、p-9ループで20kJ程度であり、p-14ループでは15kJ程度である。

第11図で見たように、p-14ループはFコイル電流による誤差磁束が大きいのであるが、時間遅れ成分により波形がオーバーシュート気味となっているふるまいは差動積分で首尾よく打ち消し合っており、(33)式の補正で波形がほぼゼロになっている。p-9ループは、Vコイル電流変化時の渦電流の影響が無視できず、消去後

の波形は少し乱れている。p-6 ループは、Vコイル電流による非線形なふるまいが強く、(33)式ではすべての通電は補正できないことが分かったので、予備としても使っていない。

第14図にJT-60Uでの高イオン温度放電での反磁性信号をトロイダル磁場波形と合わせて示す。実線が渦電流補正を加えた積分器出力波形であり、破線はポロイダル磁場コイル電流に起因する誤差を差し引いた結果である。トロイダル磁場が一定でなくなった後でも真空磁場の消去が正しく行われており、15秒のプラズマ放電においてもゼロ点のずれはほとんど無い。1秒間の中性粒子加熱でポロイダル・ベータ値が約2へ上昇したので、その間の反磁性信号は正となっている。プラズマ電流は1.1MAであるが、SNは十分取れている。プラズマ電流が高くなるとその二乗で信号強度が強まるので、相対精度はその分さらに高まる。

3.3 トロイダル効果の補正

前章では円柱近似で反磁性信号を扱ってきたが、厳密にはトロイダル効果とプラズマ断面が非円形であることを考慮しなければならない。軸対称なトロイダル配位でのプラズマ平衡にビリアル定理を適用して、以下のように正確な表式が得られている。^{3), 4)}

$$\beta_p^\perp = s_1 + s_2 (1 - R_t / R_0) + \mu_1 \quad (34)$$

$$s_1 = \frac{\pi}{V \bar{B}_p^2} \oint R B_p^2 (R e_R + Z e_Z - R_0 e_R) \cdot n \, dl \quad (35)$$

$$s_2 = \frac{\pi R_0}{V \bar{B}_p^2} \oint R B_p^2 e_R \cdot n \, dl \quad (36)$$

$$R_T = \int g \, dV / \int g/R \, dV \quad (37)$$

$$g = P_{II} + (B_p^2 + B_{tv}^2 - B_t^2) / 2 \mu_0 \quad (38)$$

$$\mu_1 = \frac{1}{V \bar{B}_p^2} \int (B_{tv}^2 - B_t^2) dV \\ \approx -\frac{4\pi B_{t0} R_0}{V \bar{B}_p^2} \Delta \phi \quad (39)$$

$$\Delta \phi = - \int (B_t - B_{tv}) dS \quad (40)$$

$$\bar{B}_p = \oint B_p dl / \oint dl = \mu_0 I_p / \oint dl \quad (41)$$

s_1 、 s_2 はプラズマ境界上でポロイダル方向の積分である。 R_0 は座標の基準であり、真空容器中心またはプラズマ主半径 R_p を使う。 n は境界の法線ベクトルである。プラズマが無い時の真空トロイダル磁場を B_{tv} としている。同じ表式でMHD平衡のポロイダル β 値とは次の関係がある。

$$(\beta_p^{||} + \beta_p^\perp) / 2 + I_i / 2 = s_1 / 2 + s_2 (1 + R_t / R_0) / 2 \quad (42)$$

プラズマ圧力が等方的 ($p_p^{||} = p_p^\perp$) として、反磁性信号からプラズマ蓄積エネルギーを計算すると(43)式となる。

$$W_s = \frac{3}{2} \beta_p^\perp V \bar{B}_p^2 / 2 \mu_0 \\ = \frac{3}{2} \frac{V \bar{B}_p^2}{2 \mu_0} \{ s_1 + s_2 (1 - R_t / R_0) \} - \frac{3 \pi R_0 B_{t0}}{\mu_0} \Delta \phi \quad (43)$$

この式で注目すべきことは、右辺第2項から分かるように反磁性磁束はプラズマ蓄積エネルギー変化に直接対応することである。そのため $\Delta \phi$ に含まれる誤差は、ポロイダル・ベータ値ではなくプラズマ蓄積エネルギーの絶対誤差として表現できる。

ここまで厳密な式であるが、 R_t はプラズマ内部の分布の情報を反映し、これは正確なMHD平衡解が求まらないと計算できない。 s_1 、 s_2 については、プラ

ズマ電流を6本のフィラメント電流で近似して計算⁵⁾するFBI(Fast Boundary Identification)コード⁶⁾で高速に算出できる。 $R_0 = R_p$ としてテスト計算してみると、 R_t を電流重心 R_j で近似するのは $R_t \sim R_p$ とするよりも精度が落ちることが判明した。そこで、(43)式の s_2 の項を落として、 W_s を計算している。

J T - 6 0 及び J T - 6 0 U のリミタ配位について MHD 平衡計算して調べると、 $\beta_p + l_i / 2 < 1$ の時は、プラズマ電流に依らず $s_1 < 1$ となっている。従って、円柱近似計算にあたる $s_1 = 1$ とすると I_p が大きくなるほど W_s を過大評価してしまう。他方、ダイバータ配位の場合は、通常で $s_1 > 1$ と逆の傾向となっている。また、 $\sqrt{B_p^2 / 2\mu_0}$ を円柱近似の表式である $\mu_0 R_p I_p^2 / 4$ で近似するのは、円形断面のリミタ配位では 0.5 % の精度で成り立つが、外側 X 点のダイバータ配位では 3 ~ 4 % 前者の方が大きくなる。非円形度が約 1.6 の J T - 6 0 U の配位では、円柱近似では 9 % 程度、ポロイダル・ベータ値にして約 0.1、4 MA 放電のプラズマ蓄積エネルギーにして約 2 MJ 過大評価となる。であるので、(43)式右辺の第 2 項の精度をいくら上げても、第 1 項の評価が疎かになると片手落ちとなる。

MHD 平衡解析で $(\beta_p'' + \beta_p^\perp)$ と l_i を精度よく分離することができれば、反磁性測定からの β_p^\perp との比較することにより、プラズマ圧力の非等方性を議論することも可能である。⁷⁾

3.4 プラズマ電流位置による誤差

第 2 章で述べたように、J T - 6 0 の反磁性ループは水平磁場成分を拾い、プラズマが上下方向にずれるとプラズマ電流に起因する誤差磁束が大きくなる。リミタ配位ではプラズマ電流重心の垂直位置 Z_j の赤道面からのずれは小さいが、下 X 点ダイバータ配位では 10 cm 程度シフトしている。反磁性ループとプラズマ電流との鎖交磁束は、第一近似で I_p と Z_j の積に比例する。それによる誤差は、プラズマ電流を 1 本のフィラメントで近似して計算してみると、 $I_p \times Z_j = 1 \text{ MA cm}$ あたり、プラズマ蓄積エネルギーに換算して約 120 kJ となる。従って、3 MA 放電において 10 cm 垂直にシフトしていると、4 MJ 近くの誤差となる。

プラズマ電流との結合は、原理的にはトロイダル磁場を反転することによって調べることができる。(31)式の $\Delta\phi$ の符号が逆になるので、 $M_p I_p$ の寄与の仕方が逆になる。従って B_t を反転して全く同じプラズマを生成できれば、プラズマ電流との結合による誤差磁束の 2 倍だけ、プラズマ蓄積エネルギーがずれてみえるはずである。しかし、実際にはポロイダル磁場コイル電流との結合 $\sum M_{di} I_i$ の項があり、この補正誤差も含んでいる。(32), (33)式に表されているように、この補正是トロ

イダル磁場コイル電流にも依存するので、符号が変わると補正係数は違ってくる。であるから、 $\sum M_{di} I_i$ の項の精度で決まる限界がある。^{*)}

さらに、トロイダル磁場を反転して同じ平衡配位であるかを検証する問題もある。プラズマ電流重心位置については、磁気プローブの設定精度で 1 cm 以内は不確定となっている。全系制御計算機で採用している多重極モーメント法や統計法で計算したシフト ΔZ と F B I コードで計算した Z_j は、リミタ、ダイバータ配位に関係なく 6 ~ 8 mm くらい違っている。この違いは磁場反転によっても変化する。そのため、反磁性測定で評価したプラズマ蓄積エネルギーは、プラズマ電流 1 MA あたり、100 kJ 程度の系統誤差を持ち得る。磁場反転しても不確定要因を増やすだけで、この系統誤差は改善できない。放電中に $I_p \times Z_j$ の値が変化していない時間については、プラズマ蓄積エネルギーの変化量についてはもっと精度がよいはずであるが、実際の $I_p \times Z_j$ がどう変化しているかはよく理解されていないところがある。たとえば、 ΔZ が一定になっているように制御しているとき、H コイル電流が F コイル電流の変化に相似に近い波形になっているなど未解明な現象がある。

トロイダル磁場の向きを反転すると、H コイルの初期バイアス電流値を変えなければならなかったことから分かるように、T コイル電流も誤差水平磁場を作っている。これは軸対称となりえないので、 ΔZ はトロイダル方向に一様でなくなる。トーラス内側リミタの損傷がトロイダル方向で決まった場所に集中していることから、トロイダル磁場が真空容器に対して偏心していると考えられる。その偏心を ΔR とすると、T コイル電流による水平磁場成分は $B_t \Delta R / R_p$ 程度となる。 $B_t = 4.5 T$ 、 $\Delta R = 1 mm$ 、 $R_p = 3 m$ とすると、 $B_t \Delta R / R_p = 15 G$ となる。H コイル電流 1 kA で約 10 G の水平磁場を作っていることを考えると、偏心の影響が大きいことが分かる。偏心によりプラズマの赤道面が真空容器に対して傾くことになり、さらにポロイダル磁場コイル系の偏心や基準面のずれもありうるので問題は複雑である。

プラズマ電流と反磁性ループとの結合は、ループに沿っての次の線積分から評価した。

^{*)} I_p と B_t の両方を反転すると、コイル・フィーダー等に加わる電磁応力の向きが同じになるので、(32), (33) 式の補正係数はそのまま同じものを使えることは実験で確かめられている。しかし、これでは(31) 式の右辺のすべての符号が逆転しまうので、反転しない放電との違いがなくなる。

$$M_{dp} I_p = \oint A_p \cdot dl = \oint \Psi_p / R \, dl \quad (44)$$

ここに A_p , Ψ_p は、それぞれプラズマ電流の作るベクトル・ポテンシャルとポロイダル磁束である。ループ面はトーラス主軸を通る平面に対して $R = 3\text{ m}$ の位置で 5 度傾いているとした。プラズマ電流とロゴスキー・コイルとの結合は無いと仮定して、(44) 式からプラズマ蓄積エネルギーの評価を行ないゼロ点のチェックをおこなった例が第 15 図である。下 X 点ダイバータ配位での低電子密度・1 MA 放電について、(a) は放電中に垂直位置を変化させ、(b) は水平位置を変化させた。プラズマ体積が大きくなってしまっても（同図右方向）、プラズマ蓄積エネルギーが下がる不自然な場合が多く、実際にはありえない負の値も多く現われている。この誤差要因として反磁性ループ面が設計より傾いていたり、多少のねじれでループが平面上に沿っていなかったり、あるいはプラズマ電流とロゴスキー・コイルとが結合していたりする可能性が考えられる。残る誤差を消すために、ジュール放電のプラズマ蓄積エネルギーが JT-60 の経験則⁸⁾

$$W_{OH} (\text{MJ}) = 0.157 \times I_p^{0.86} (\text{MA}) \times \bar{n}_e^{0.62} (10^{19} \text{ m}^{-3}) \quad (45)$$

からあまりずれなく、かつ負の値は算出されないように、次式で与えられる経験的補正を加えた。

$$W_z = C_0 ((C_1 R_j - C_2) R_j + C_3) Z_j I_p I_T \quad (46)$$

この処理を第 15 図のデータに施した結果が第 16 図である。プラズマ体積に対してプラズマ蓄積エネルギーは単調増加となっている。しかし、(46) 式では補正しきれない誤差が残っているようで、プラズマ電流重心位置に依存する系統誤差は、プラズマ電流 1 MAあたり 100 kJ 程度、依然としてあり得る。

JT-60 U では、反磁性ループを含む面がトーラス主軸を通るように設計し、ポロイダル磁場の水平成分との結合を避け、さらに消去用ループが主ループとほとんど同じ面にあり、これらのループが拾う誤差磁束の大半は差動積分で相殺する。そのため、JT-60 で問題になった誤差要因は大幅に減らしたので、プラズマ電流との結合はほとんど無いと考えられる。従って、1991年10月現在、プラズマ電流位置による補正是加えていない。

実験データを解析したところ、p-14 ループから計算したプラズマ蓄積エネルギーは、リミタ配位からダイバータ配位に移行したときに値がずれるなど不自然なふるまいをしている。であるから、p-14 ループはプラズマ電流との結合が無視できないようである。ポロイダル磁場コイル電流に起因する誤差磁束の補正が p-9 ループよりは正確に行われているにもかかわらず、p-14 ループの方を予備としたのはこのためである。p-9 ループについても、プラズマ電流と多少結合している可能性は否定できない。今後実験データを積み重ねて、検討を続ける必要がある。

4.まとめ

J T - 6 0 及び J T - 6 0 U のエネルギー閉じ込め特性を評価するために、プラズマの反磁性に基づいた計測法の開発を行った。プラズマ蓄積エネルギーの評価に当たっては、プラズマ断面が非円形であることとトロイダル効果も考慮して、円柱近似より厳密な式に基づいて計算した。

J T - 6 0 では、真空容器内に巻いた反磁性ループとトロイダル磁場コイル電流用ロゴスキー・コイル測定素子とし、新たに開発した極低ドリフト差動積分器を用いて反磁性磁束を取り出した。ポロイダル磁場コイル支持体（メガネサポート）に流れる渦電流が主原因で、反磁性ループの拾うトロイダル磁束に時間遅れがあり、差動積分だけでは真空磁束の消去が不完全である。この渦電流によるトロイダル磁束変化の遅れはアナログ回路で補正して、トロイダル磁場の消磁開始でのゼロ点の変化を 2 枝半下げた。この結果、ゼロ点のずれはプラズマ蓄積エネルギーに換算して、10 kJ 程度である。

反磁性ループが理想的な面に巻かれていないことにより、水平ポロイダル磁場成分との結合が大きく、プラズマの垂直方向のシフトにより誤差が生じる。ポロイダル磁場コイル電流に起因する誤差磁束は、通電試験から定めた補正係数を用いて数値的に消去した。この補正誤差はプラズマ電流 1 MA あたり 20 kJ 程度である。プラズマ電流流重心位置に依存する誤差磁束は、経験則も加味して補正した。これで補正し残った系統的誤差は、プラズマ電流 1 MA あたり 100 kJ 程度ある。これは 20 MW レベルの追加熱実験において、プラズマ蓄積エネルギーを 10 % 以下の誤差で評価できることになる。実際、プラズマ温度・密度分布測定から全エネルギーを評価した値とは 10 % 程度の範囲で一致している。⁹⁾ プラズマ配位を固定すると、プラズマ電流やポロイダル磁場コイル電流との結合による誤差がほぼ一定となるので、相対精度は上がり、20 kJ 以下のプラズマ蓄積エネルギーの

実験データを解析したところ、p-14 ループから計算したプラズマ蓄積エネルギーは、リミタ配位からダイバータ配位に移行したときに値がずれるなど不自然なふるまいをしている。であるから、p-14 ループはプラズマ電流との結合が無視できないようである。ポロイダル磁場コイル電流に起因する誤差磁束の補正が p-9 ループよりは正確に行われているにもかかわらず、p-14 ループの方を予備としたのはこのためである。p-9 ループについても、プラズマ電流と多少結合している可能性は否定できない。今後実験データを積み重ねて、検討を続ける必要がある。

4.まとめ

J T - 6 0 及び J T - 6 0 U のエネルギー閉じ込め特性を評価するために、プラズマの反磁性に基づいた計測法の開発を行った。プラズマ蓄積エネルギーの評価に当たっては、プラズマ断面が非円形であることとトロイダル効果も考慮して、円柱近似より厳密な式に基づいて計算した。

J T - 6 0 では、真空容器内に巻いた反磁性ループとトロイダル磁場コイル電流用ロゴスキー・コイル測定素子とし、新たに開発した極低ドリフト差動積分器を用いて反磁性磁束を取り出した。ポロイダル磁場コイル支持体（メガネサポート）に流れる渦電流が主原因で、反磁性ループの拾うトロイダル磁束に時間遅れがあり、差動積分だけでは真空磁束の消去が不完全である。この渦電流によるトロイダル磁束変化の遅れはアナログ回路で補正して、トロイダル磁場の消磁開始でのゼロ点の変化を 2 衝半下げる。この結果、ゼロ点のずれはプラズマ蓄積エネルギーに換算して、10 kJ 程度である。

反磁性ループが理想的な面に巻かれていないことにより、水平ポロイダル磁場成分との結合が大きく、プラズマの垂直方向のシフトにより誤差が生じる。ポロイダル磁場コイル電流に起因する誤差磁束は、通電試験から定めた補正係数を用いて数値的に消去した。この補正誤差はプラズマ電流 1 MA あたり 20 kJ 程度である。プラズマ電流流重心位置に依存する誤差磁束は、経験則も加味して補正した。これで補正し残った系統的誤差は、プラズマ電流 1 MA あたり 100 kJ 程度ある。これは 20 MW レベルの追加熱実験において、プラズマ蓄積エネルギーを 10 % 以下の誤差で評価できることになる。実際、プラズマ温度・密度分布測定から全エネルギーを評価した値とは 10 % 程度の範囲で一致している。⁹⁾ プラズマ配位を固定すると、プラズマ電流やポロイダル磁場コイル電流との結合による誤差がほぼ一定となるので、相対精度は上がり、20 kJ 以下のプラズマ蓄積エネルギーの

変化を追うことが可能である。これ故に反磁性測定から、ジュール・プラズマのエネルギー閉じ込め特性を詳細に調べることが可能となった。

J T - 6 0 Uではロゴスキー・コイルを消去用ループに置き換え、トーラス主軸を通る主ループと同じ平面に設置して、J T - 6 0で一番大きな誤差原因であった水平磁場との結合を大幅に減らした。消去用ループを真空容器の薄板二重構造の間に巻きこんだので、渦電流の影響はJ T - 6 0の約50分の1となった。ベーキングで真空容器温度が変化しても、熱膨張によるトロイダル磁場との鎖交磁束変化の大部分は主ループと消去用ループとで相殺するので、積分器入力での信号の減衰率調整は、微調で済むようになった。また、ポロイダル磁場コイル電流に起因する誤差磁束の補正係数の真空容器温度依存性も弱まった。

ポロイダル磁場コイル電流による誤差補正後の精度は、プラズマ蓄積エネルギーに換算して、プラズマ電流1 MAあたり10 k J程度である。なお、補正係数を定めた通電試験のコイル電流値は、トロイダル磁場コイルに加わる転倒力の制限から、約2.5 MA放電までに対応している。第3.2節で述べたように、J T - 6 0 UではFコイルとVコイル電流に対する補正が非線形となっており、3 MA以上放電では、これらのコイル電流値も増大するので、誤差の消去の精度が数十 k Jよりは落ちている可能性がある。これ以上の精度の向上には、転倒力の制限を緩和した通電試験を必要としている。

以上のようにJ T - 6 0での経験を生かし、J T - 6 0 Uの実験開始後すぐに反磁性測定の精度を高めることができた。反磁性計測からエネルギー閉じ込めを評価を行い、短期間での放電の最適化に貢献した。J T - 6 0 Uでは、プラズマ電流に起因する誤差磁束は小さく、この補正を加えなくても、ジュール放電のエネルギー閉じ込め特性を調べることが可能である。反磁性ループとプラズマ電流との結合による誤差がどの程度あるかは、まだ正確には把握できていない。試みに2 MA放電について、プラズマ電流重心位置の違いによるプラズマ蓄積エネルギーのバラツキを調べたところ、100 k J以下となっている。従って、反磁性測定の誤差はJ T - 6 0の半分以下に改善している、すなわちプラズマ蓄積エネルギーを5%以下の精度で評価できているものと推測される。いずれにしても、今後、プラズマ・パラメータの分布測定から計算したプラズマ蓄積エネルギーのデータとの比較を行い、さらに反磁性測定の精度を高める余地がある。

謝辞

本計測のデータ解析の開発に当たって有益な議論をしていただいた安積正史氏、下村安夫氏、二宮博正氏をはじめ、炉心プラズマ研究部の皆様に感謝いたします。また、測定素子の開発に協力いただいた、山本正弘氏、堀池寛氏をはじめ、JT-60第2試験室及びJT-60第1試験室制御グループの関係者に感謝いたします。さらに、渦電流の実測に当たっては、JT-60第1試験室電源グループにお世話になりました。

参考文献

- 1) Y. Neyatani, N. Hosogane, M. Matsukawa, H. Ninomiya, H. Horiike, S. Tsuji, "Development of Magnetic Sensors in JT-60 Upgrade." in Proc. of 14th Symposium on Fusion Engineering (1991).
- 2) D.E. Groening, "Optimierung von Integratoren" IPP III/63 (1980).
- 3) V.D. Shafranov, Plasma Phys. 13 (1971) 757.
- 4) W.A. Cooper, A.J. Wootton, Plasma Phys. 24 (1982) 1183.
- 5) D.W. Swain, G.H. Neilson, Nucl. Fusion 22 (1980) 1015.
- 6) 辻俊二、林和夫、吉田英俊、細金延幸、菊池満、芳野隆治、二宮博正、関省吾、「磁場測定に基づくJT-60のMHD平衡解析法」JAERI-M 86-006 (1986).
- 7) JT-60 Team, "Review of JT-60 Experimental Results from January to October, 1989" JAERI-M 90-066 (1990), sec. 6.3.
- 8) M. Kikuchi et al., Nucl. Fusion 27 (1987) 1239.
- 9) O. Naito, N. Hosogane, S. Tsuji et al., Nucl. Fusion 30 (1990) 195.

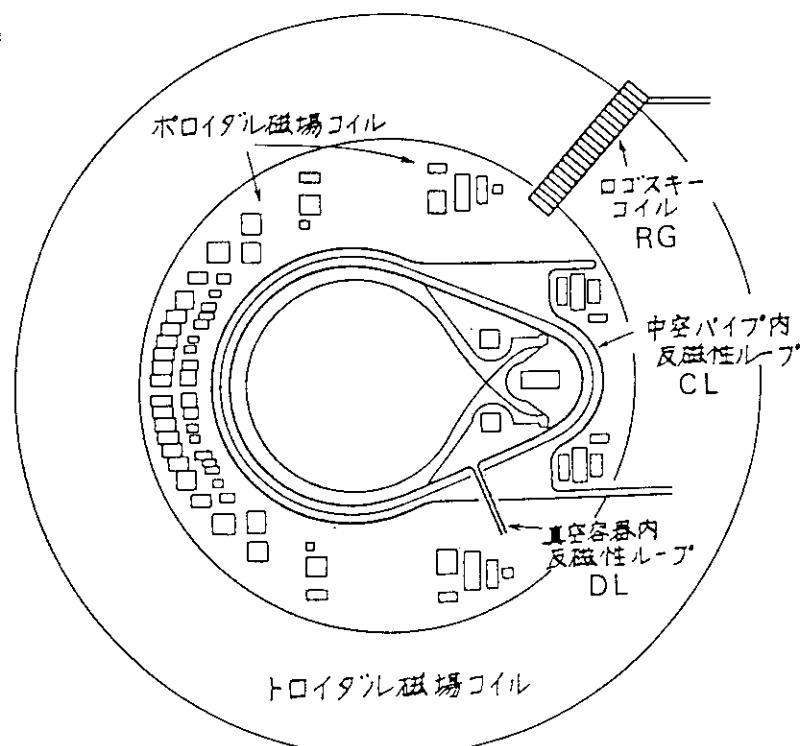
謝辞

本計測のデータ解析の開発に当たって有益な議論をしていただいた安積正史氏、下村安夫氏、二宮博正氏をはじめ、炉心プラズマ研究部の皆様に感謝いたします。また、測定素子の開発に協力いただいた、山本正弘氏、堀池寛氏をはじめ、JT-60第2試験室及びJT-60第1試験室制御グループの関係者に感謝いたします。さらに、渦電流の実測に当たっては、JT-60第1試験室電源グループにお世話になりました。

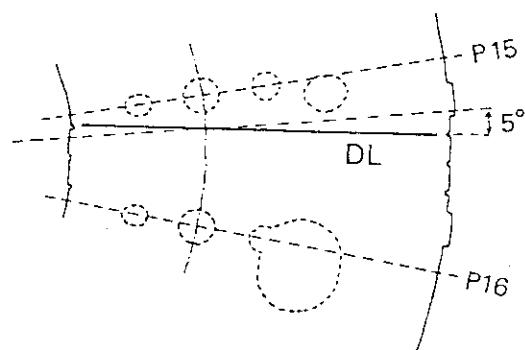
参考文献

- 1) Y. Neyatani, N. Hosogane, M. Matsukawa, H. Ninomiya, H. Horiike, S. Tsuji, "Development of Magnetic Sensors in JT-60 Upgrade." in Proc. of 14th Symposium on Fusion Engineering (1991).
- 2) D.E. Groening, "Optimierung von Integratoren" IPP III/63 (1980).
- 3) V.D. Shafranov, Plasma Phys. 13 (1971) 757.
- 4) W.A. Cooper, A.J. Wootton, Plasma Phys. 24 (1982) 1183.
- 5) D.W. Swain, G.H. Neilson, Nucl. Fusion 22 (1980) 1015.
- 6) 辻俊二、林和夫、吉田英俊、細金延幸、菊池満、芳野隆治、二宮博正、関省吾、「磁場測定に基づくJT-60のMHD平衡解析法」JAERI-M 86-006 (1986).
- 7) JT-60 Team, "Review of JT-60 Experimental Results from January to October, 1989" JAERI-M 90-066 (1990), sec. 6.3.
- 8) M. Kikuchi et al., Nucl. Fusion 27 (1987) 1239.
- 9) O. Naito, N. Hosogane, S. Tsuji et al., Nucl. Fusion 30 (1990) 195.

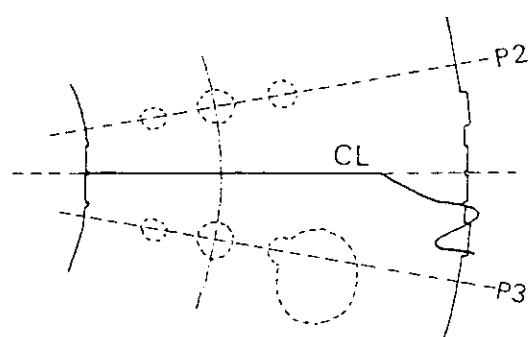
(a)



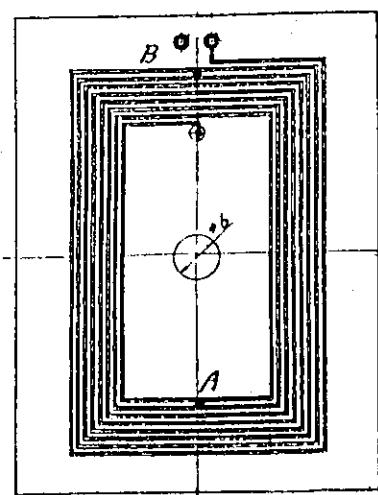
(b)



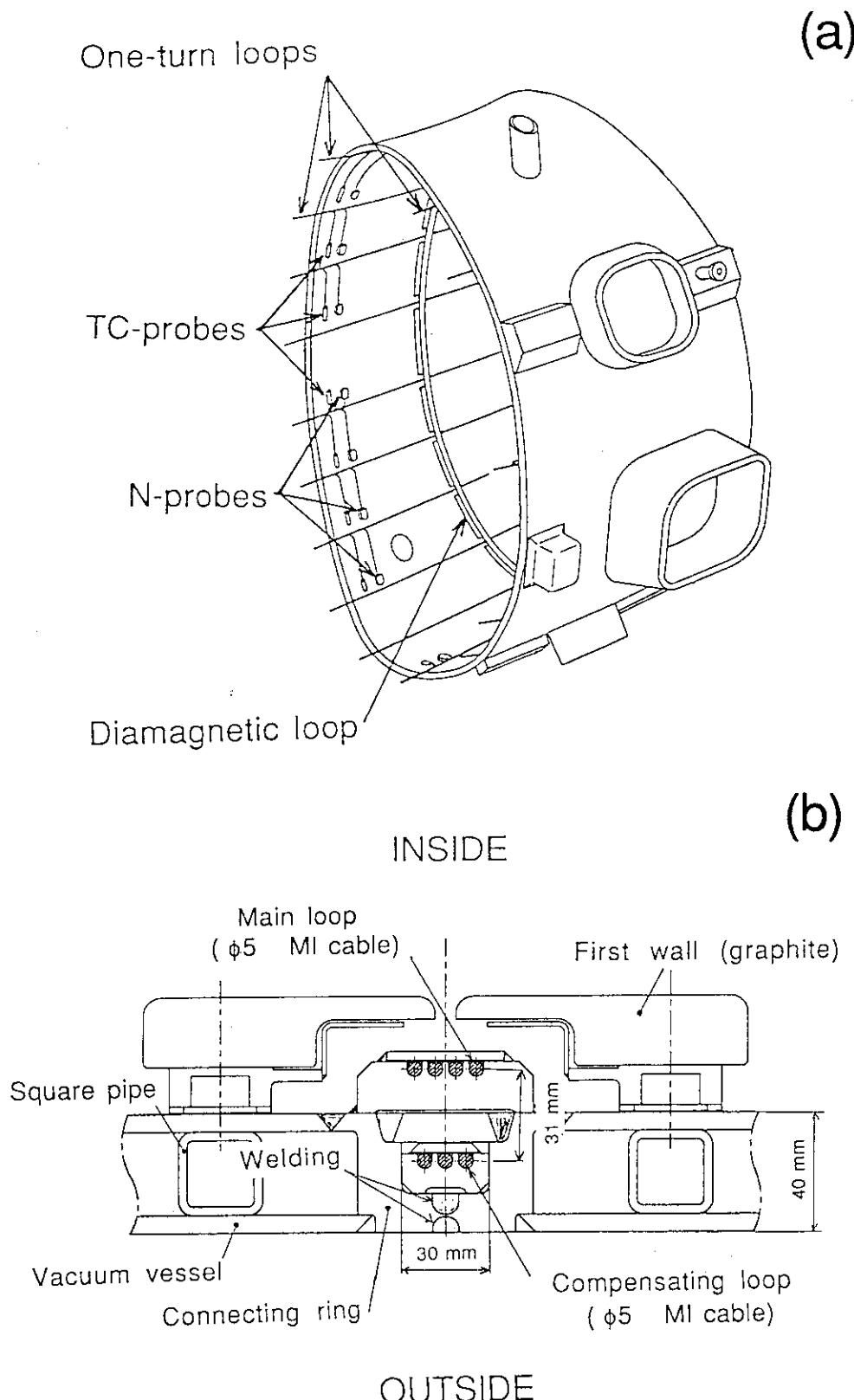
(c)



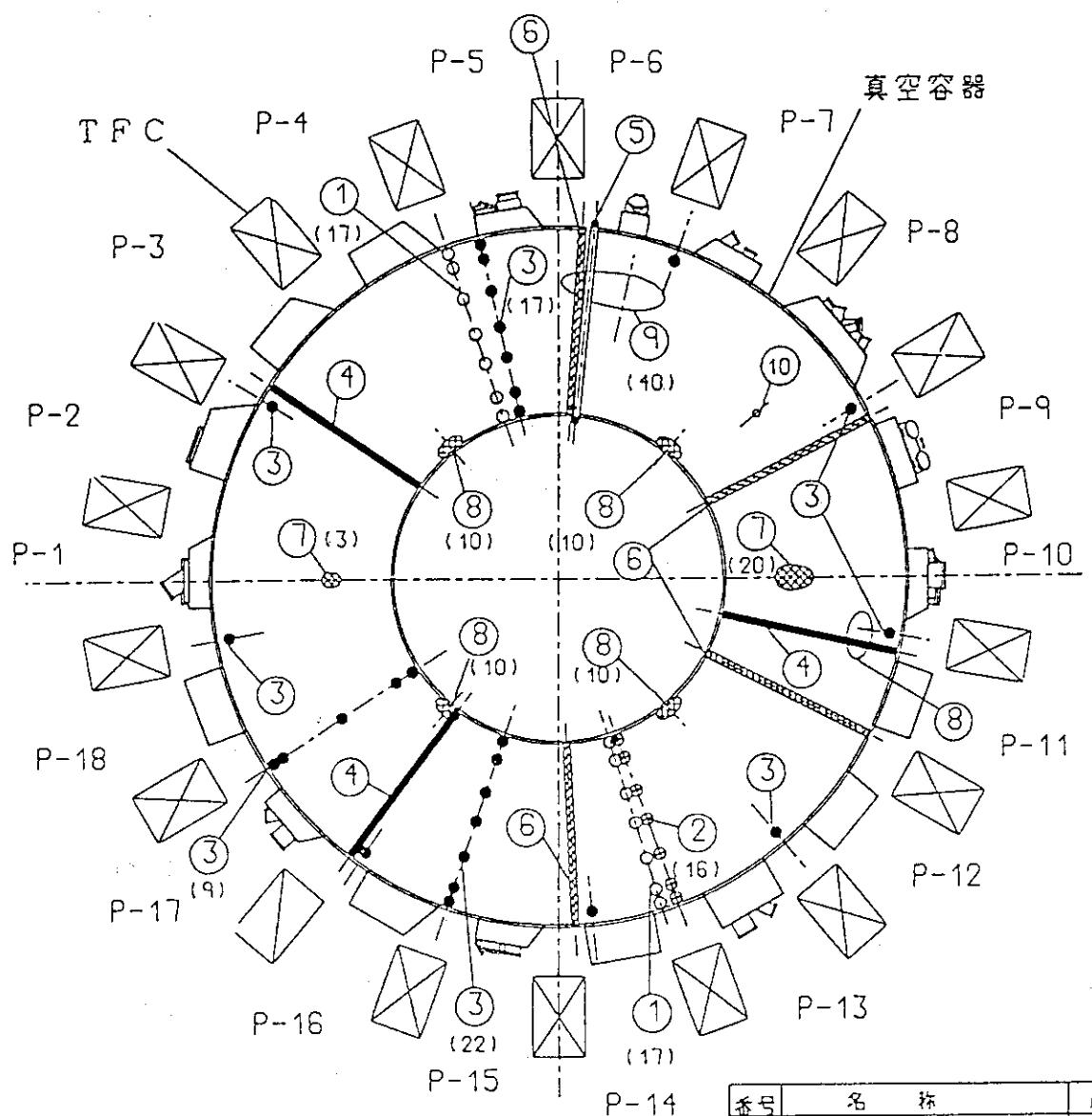
第1図 (a) JT-60の反磁性測定のためのループとロゴスキーコイル配置。
(b) ループ設置の平面図。



第2図 ロゴスキー・コイルの構成要素であるプリント基板。
両面で 2×8 ターンある。

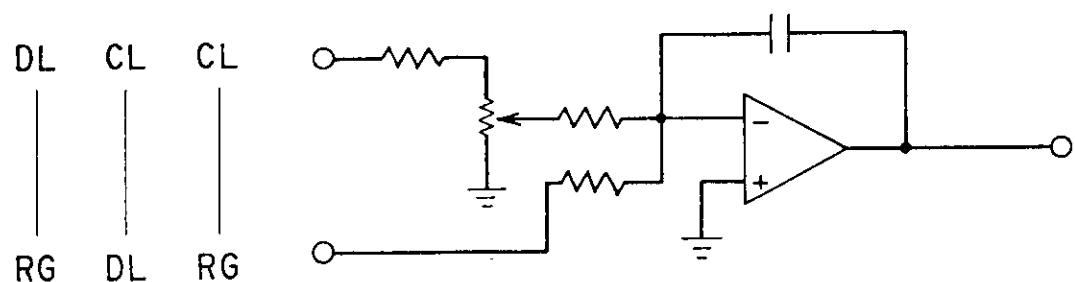


第3図 (a) JT-60Uのボロイダル磁束ループ、磁気プローブ、反磁性ループの取付け位置。(b) 反磁性ループの断面図。MIケーブルからなる4ターンの主ループと3ターンの消去用ループの間は、熔接構造を含んだ製作精度の限界である 31 ± 2 mmに保っている。

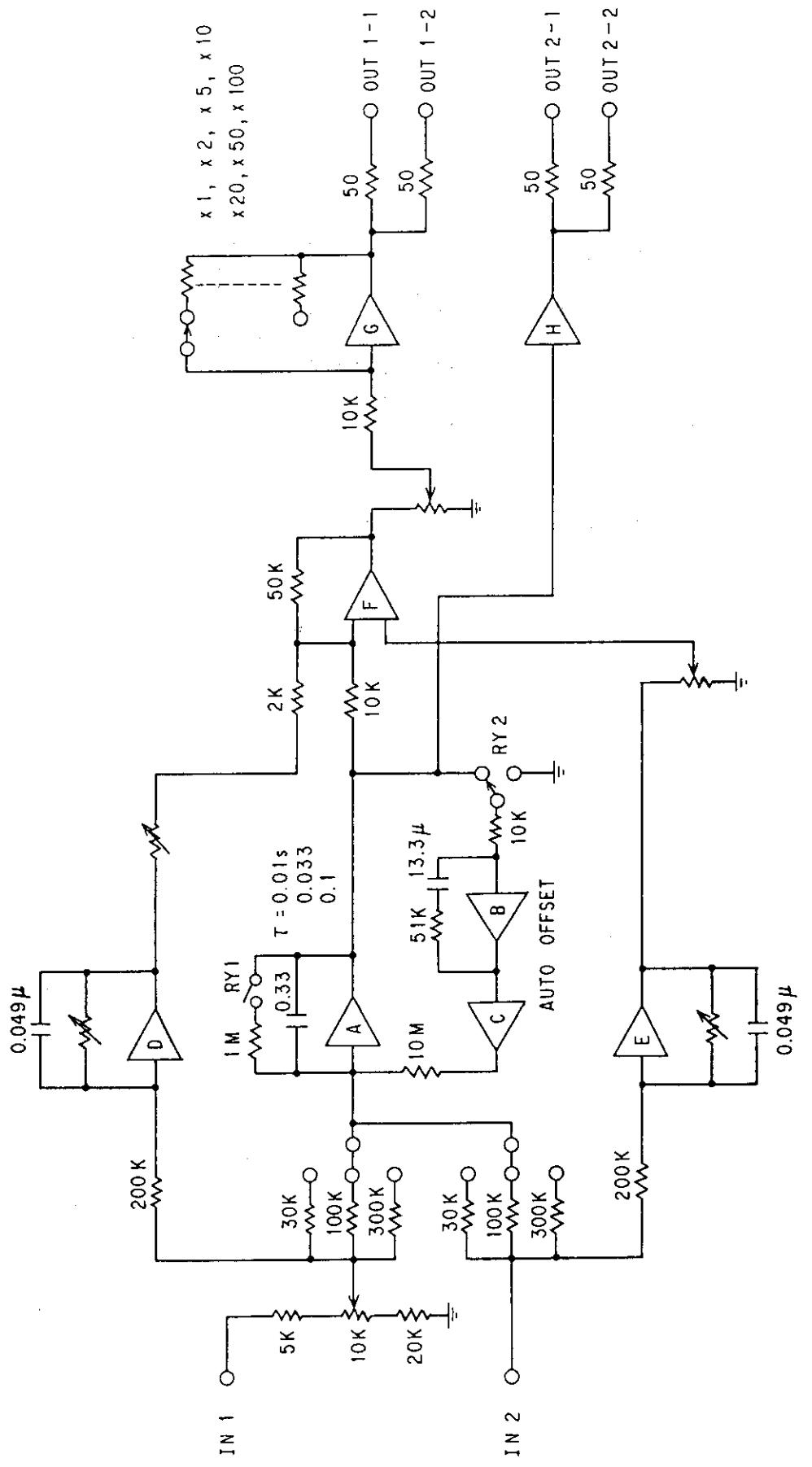


番号	名 称	数
(1)	T C フローブ	34
(2)	N フローブ	16
(3)	TM フローブ	56
(4)	ロゴスキーコイル	3
(5)	容器外ロゴスキーコイル	1
(6)	反磁性ループ	8
(7)	ダイバータ熱電対エリア	23
(8)	N B I 热電対エリア	48
(9)	リップルロス熱電対エリア	44
(10)	能動粒子数用熱電対	1

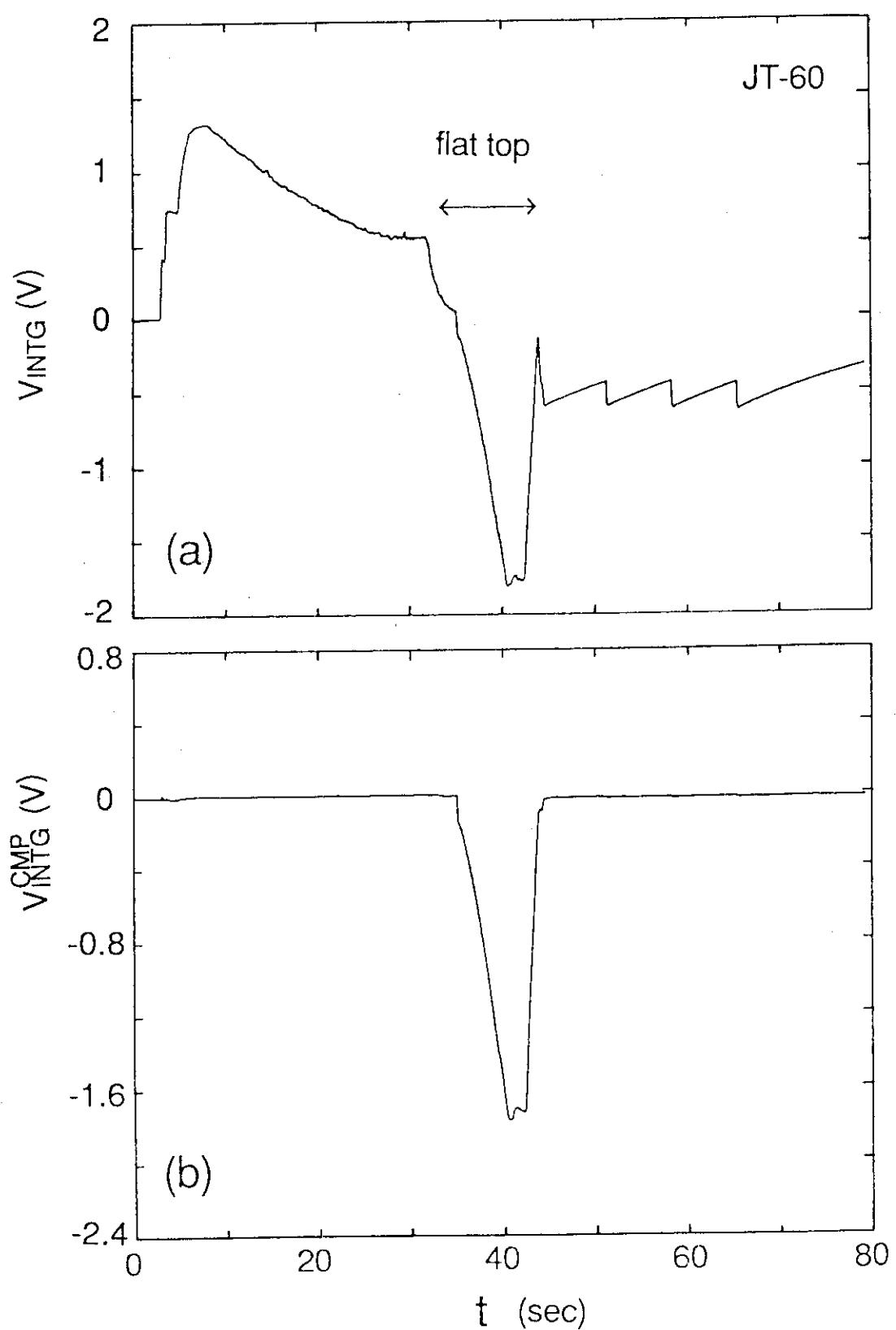
第4図 JT-60Uの電磁気検出器の配置を示す平面図。反磁性ループ(6)は4箇所に設置されている。



第5図 JT-60で考えられる反磁性測定のための差動入力の組み合わせ。

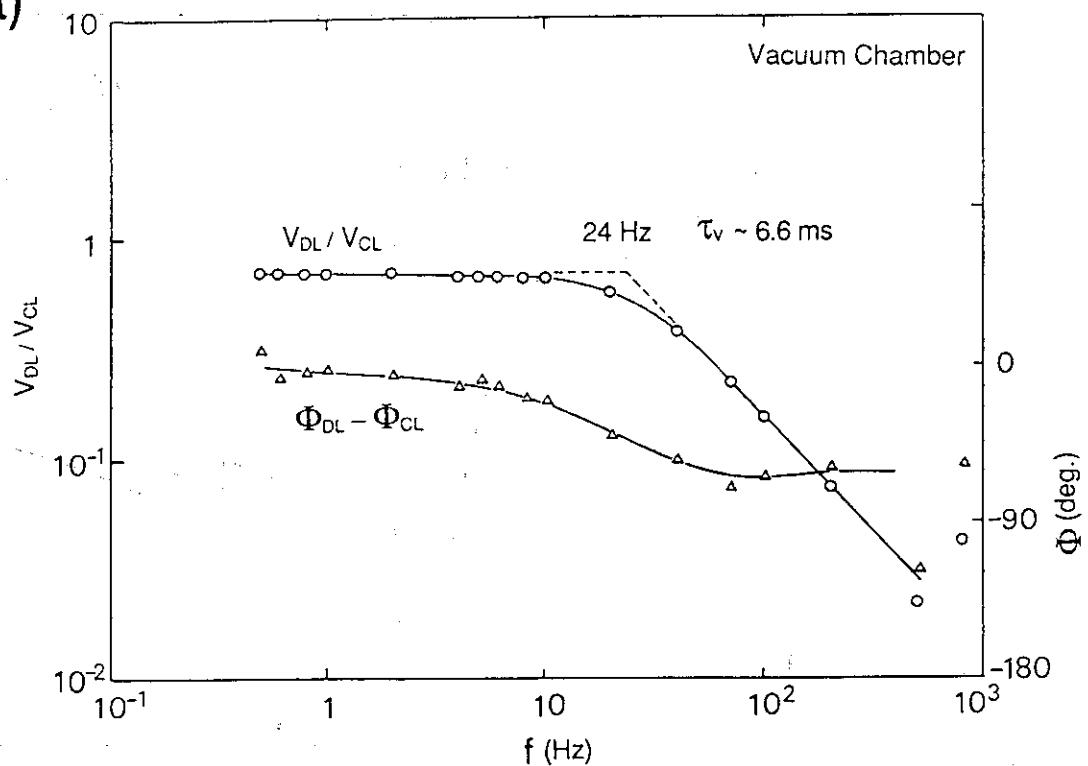


第6図 反磁性測定用アノログ積分器のブロック図。

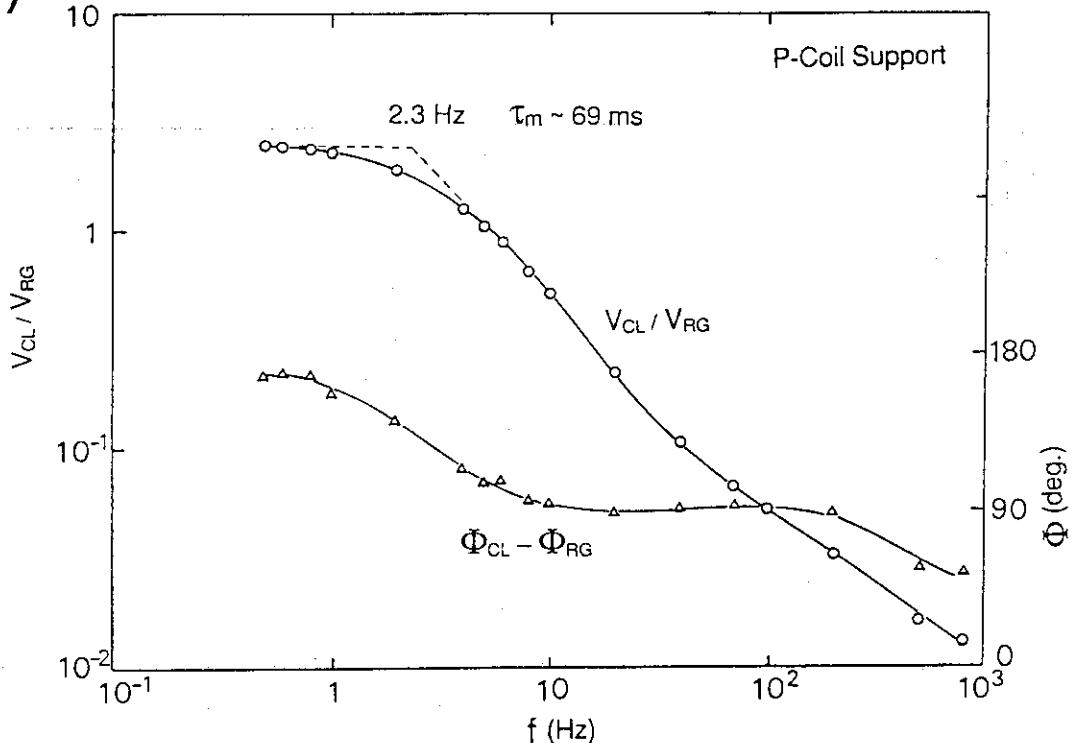


第7図 JT-60の3MA放電の積分器の出力波形。(b)は渦電流消去後である。

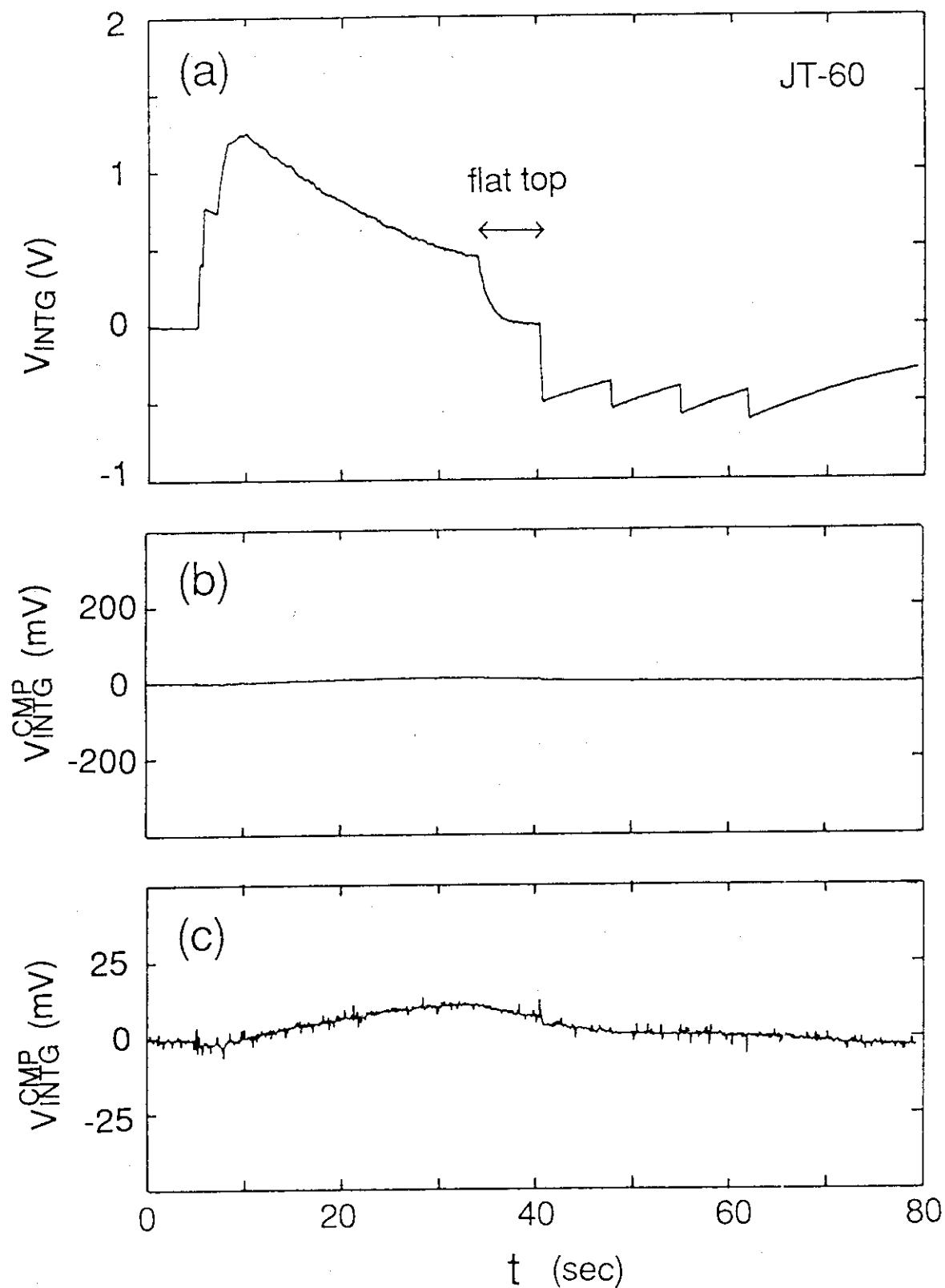
(a)



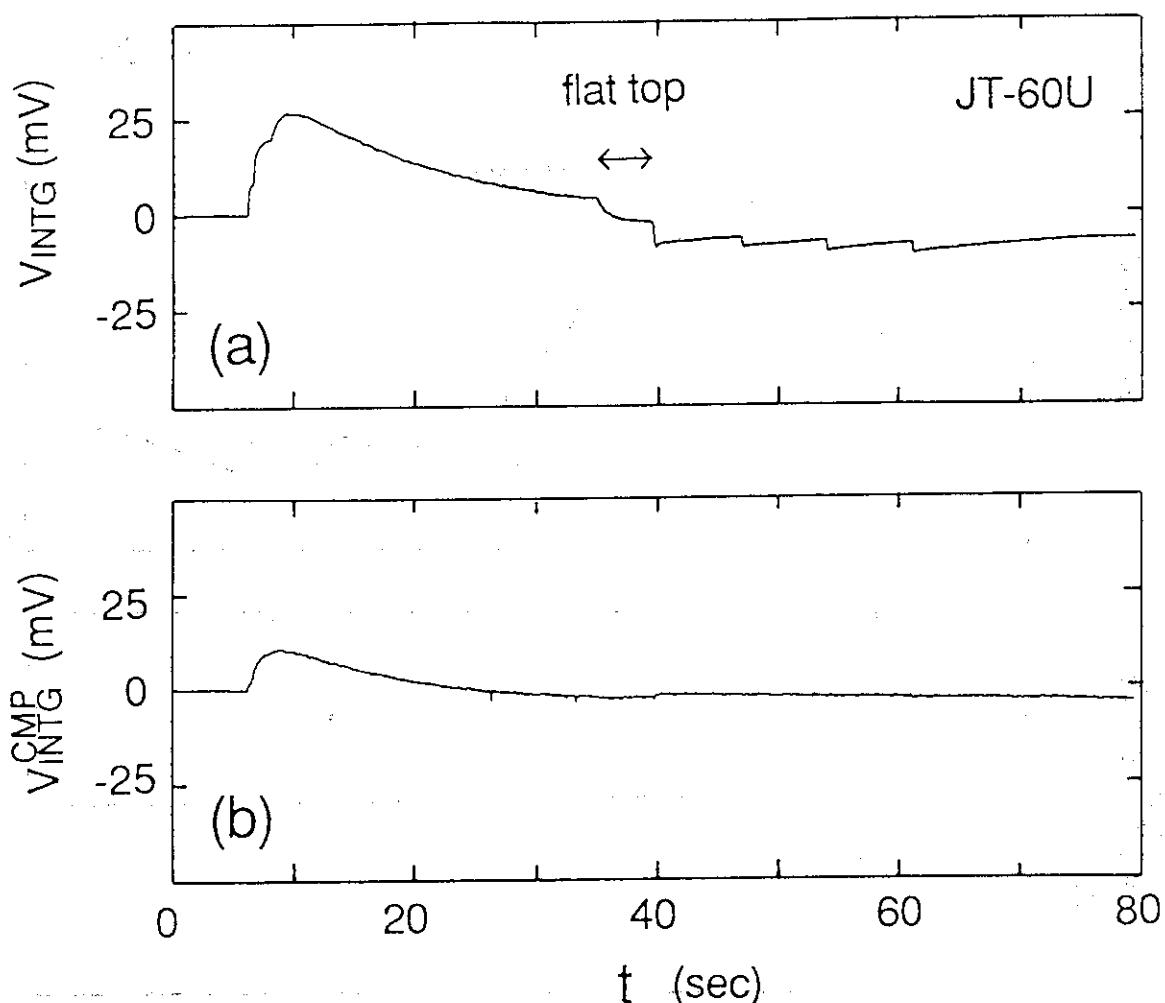
(b)



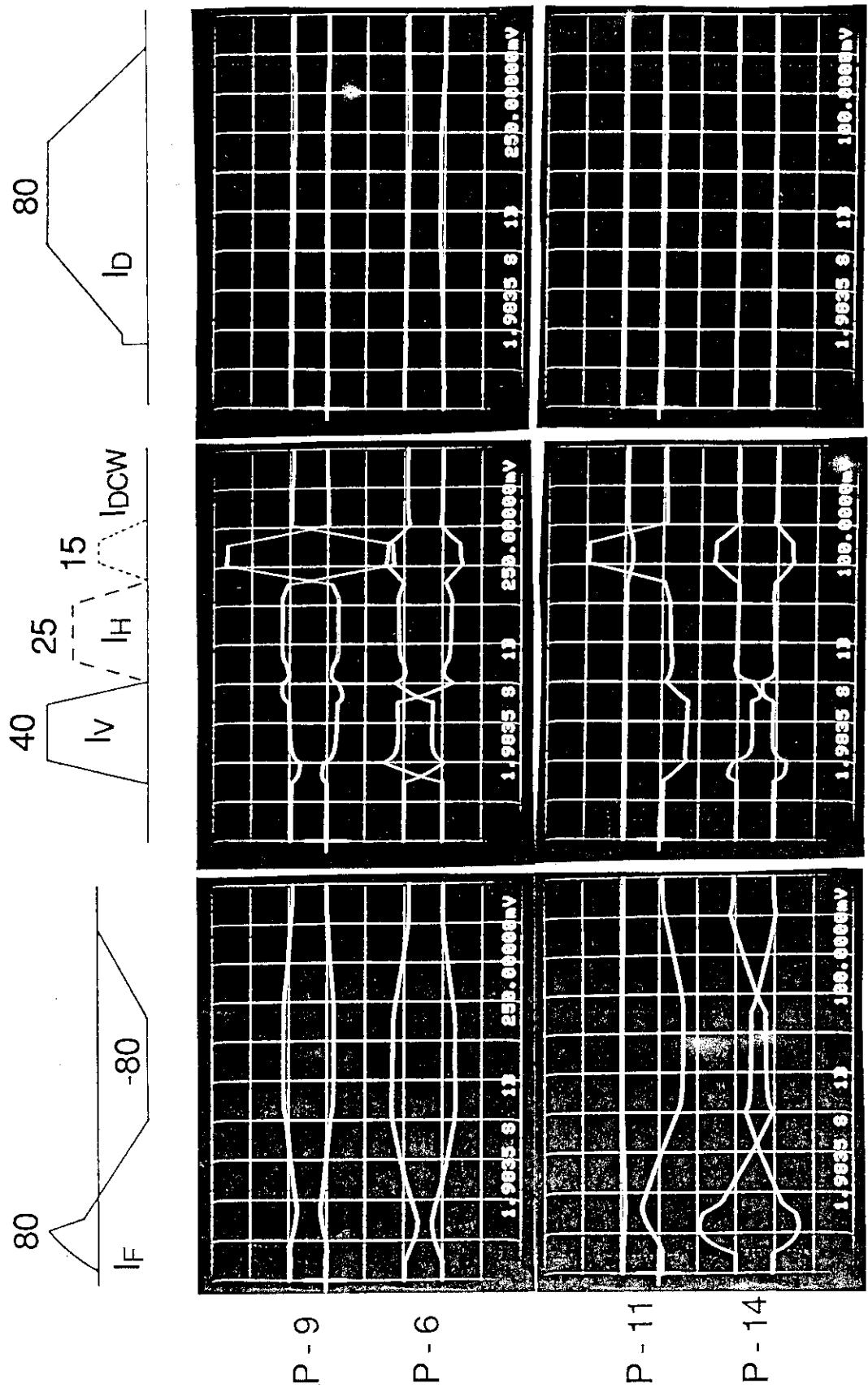
第8図 中空パイプ内ループと真空容器内ループ(a), ロゴスキーコイルと中空パイプ内ループ(b)の信号強度比と位相差の周波数依存性。



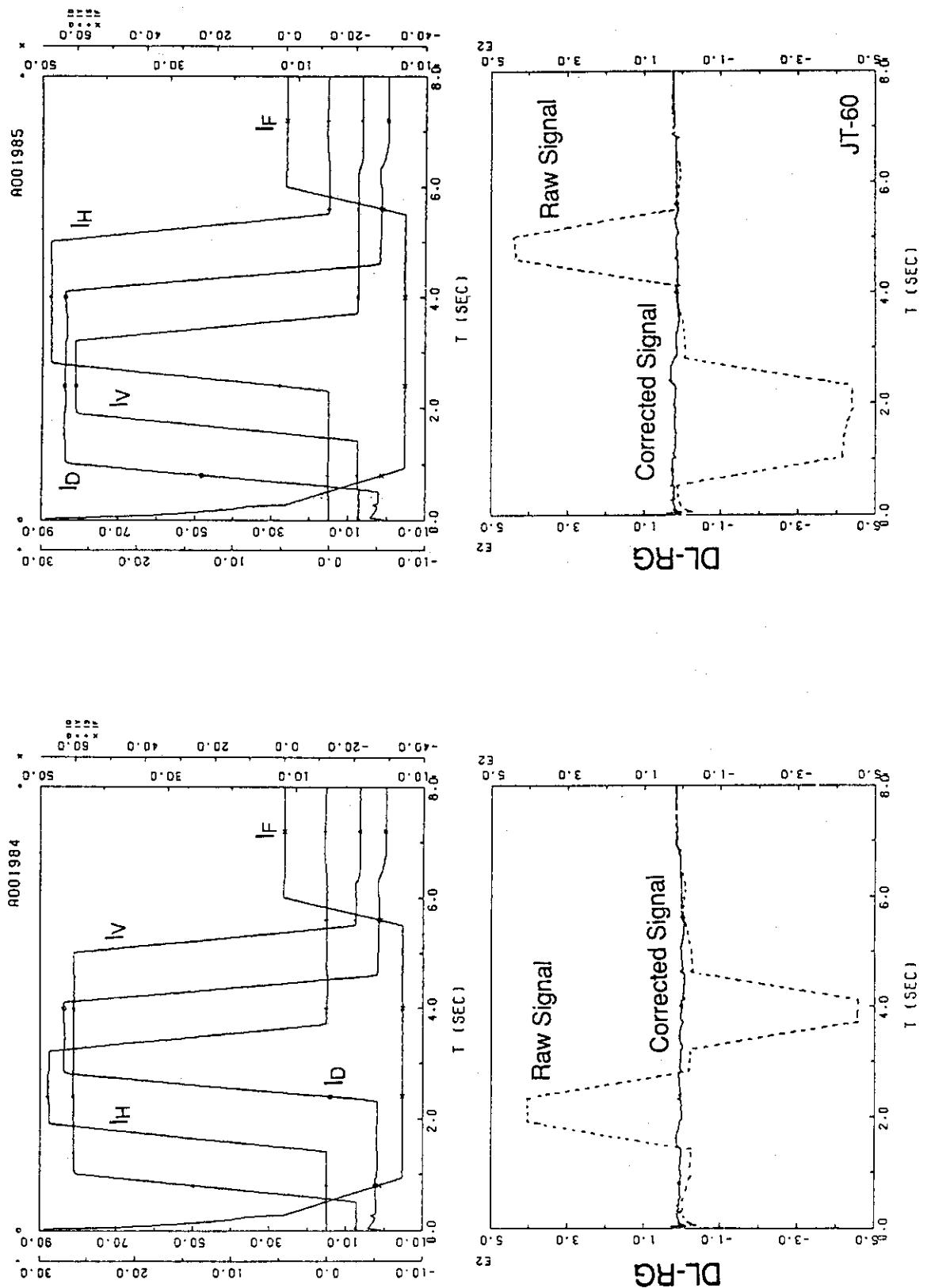
第9図 JT-60でのトロイダル磁場コイル単独通電の積分器の出力波形。(b)と(c)は渦電流消去後の同じ波形を縦軸を変えて表示している。



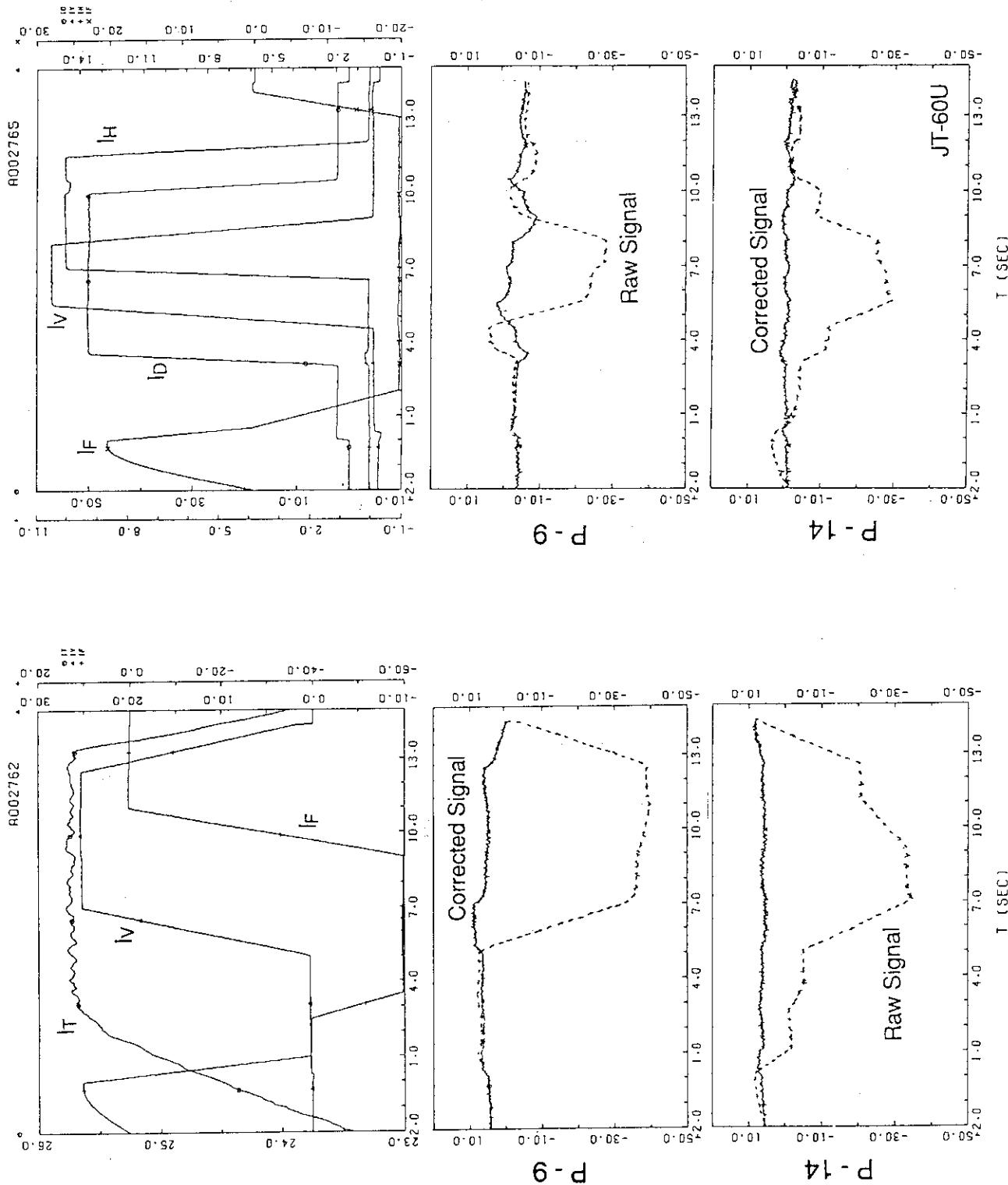
第10図 JT-60 Uでのトロイダル磁場単独通電の積分器の出力波形。渦電流の影響(a)は JT-60の約50分の1となっている。



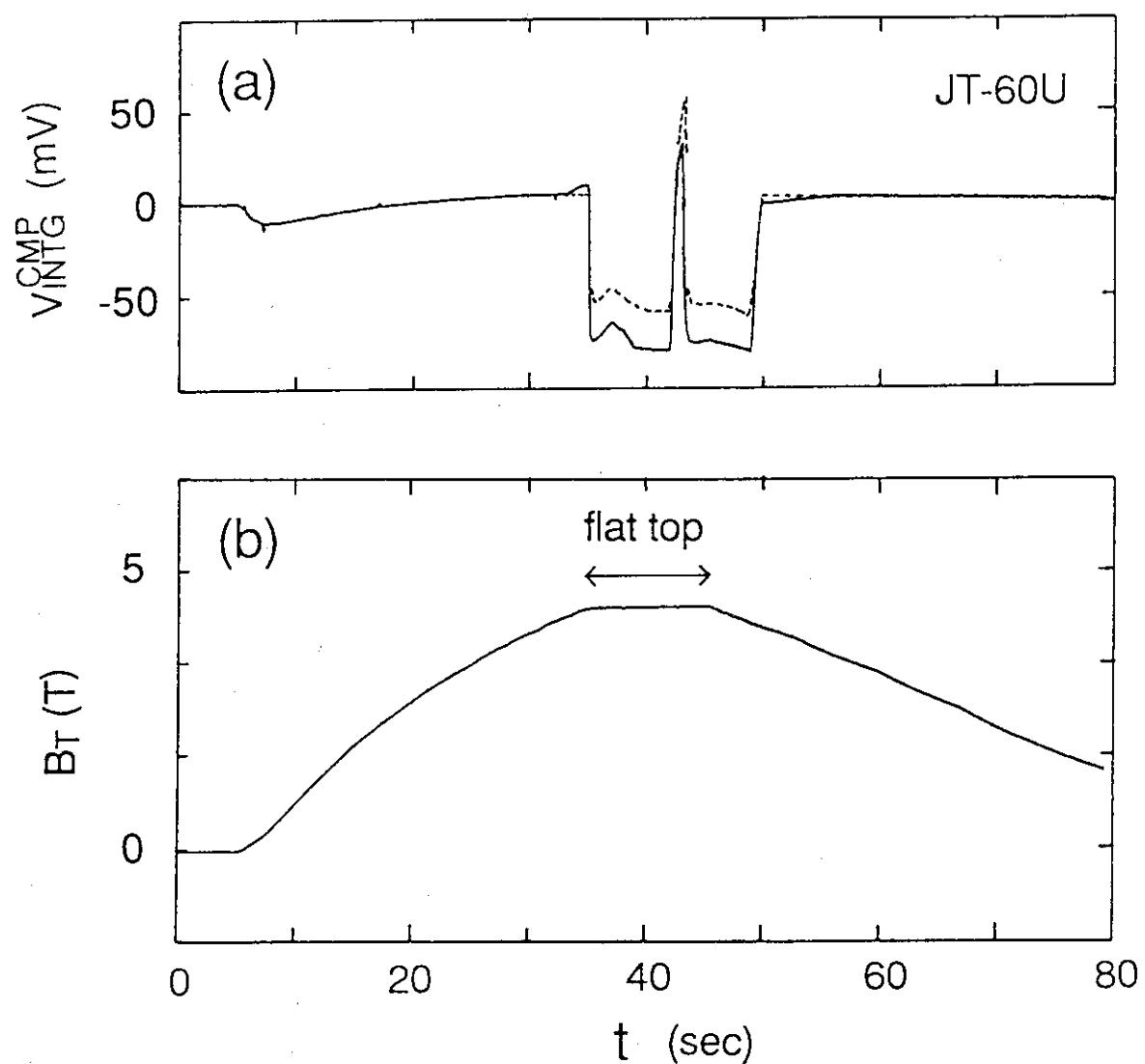
第11図 JT-60U反磁性プロープが拾うのボロイダル磁場コイル単独通電による誤差磁束波形。内外のループの極性を逆にしているので、信号は反転しており、たし合わせるとほどんど打ち消しあう。トロイダル位置を示す記号p-6, p-9, p-11, p-14(第4図)でループを区別している。p-11の主ループは真空容器が高温の時、ショート気味で信号が弱まっている。



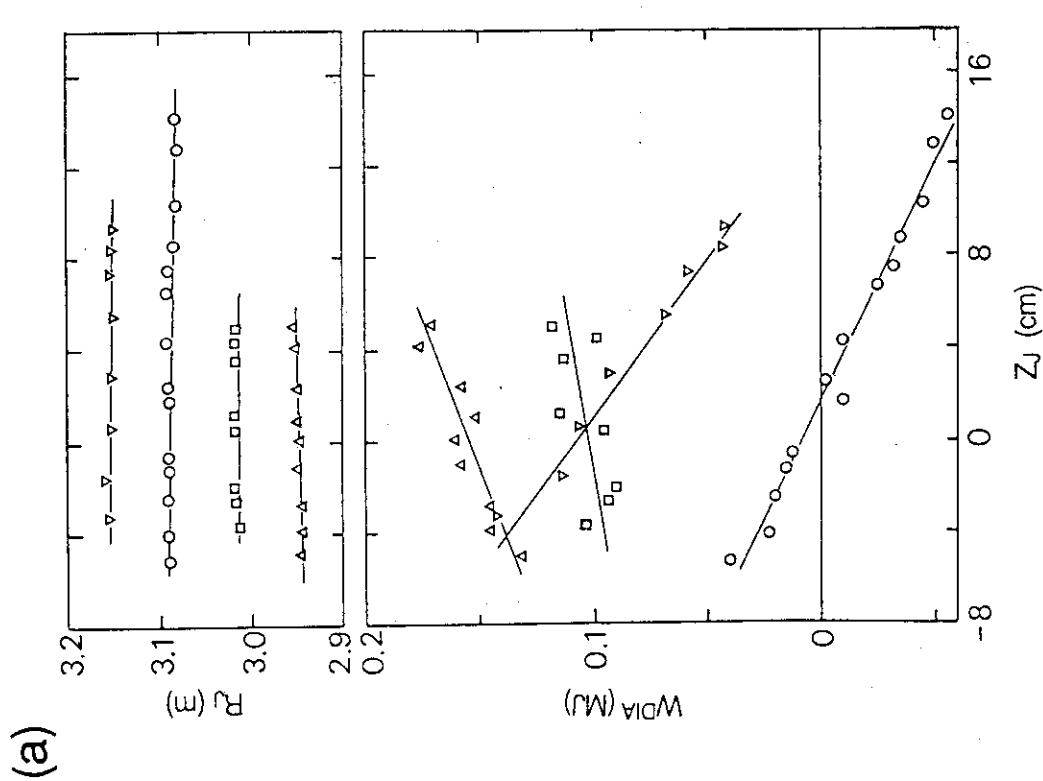
第12図 JT-60でのボロイダル磁場コイル複合通電による誤差信号を調べるための通電波形 (kA単位) と反磁性信号 (mV単位)。誤差磁束を数値的に消去した波形 (Corrected Signal) も合わせて示している。



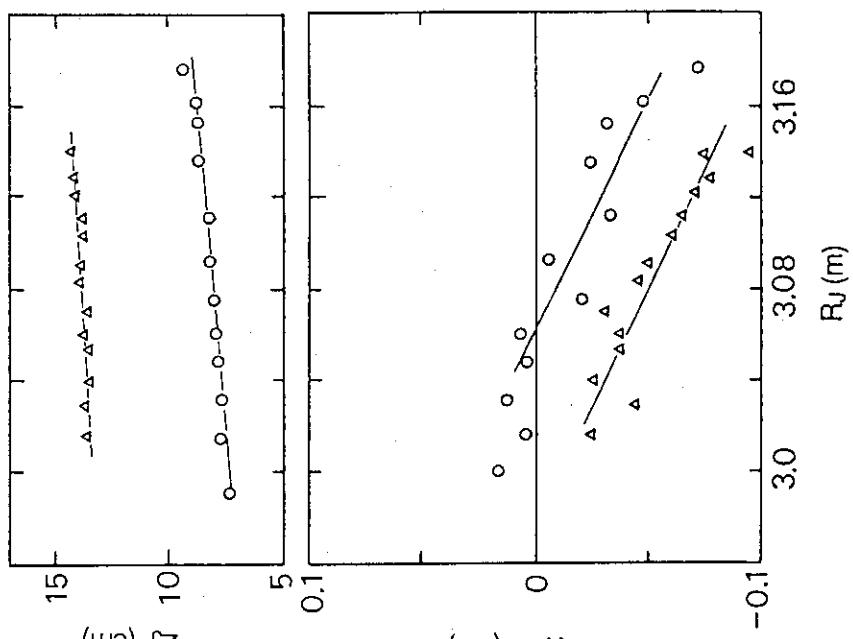
第13図 $J \sim T = 60 U$ のボロイダル磁場コイル複合通電による誤差信号を調べるための通電波形 (T 単位) と反磁性信号 (mV 単位)。誤差磁束を数値的に消去した波形 (Corrected Signal) も合わせて示している。



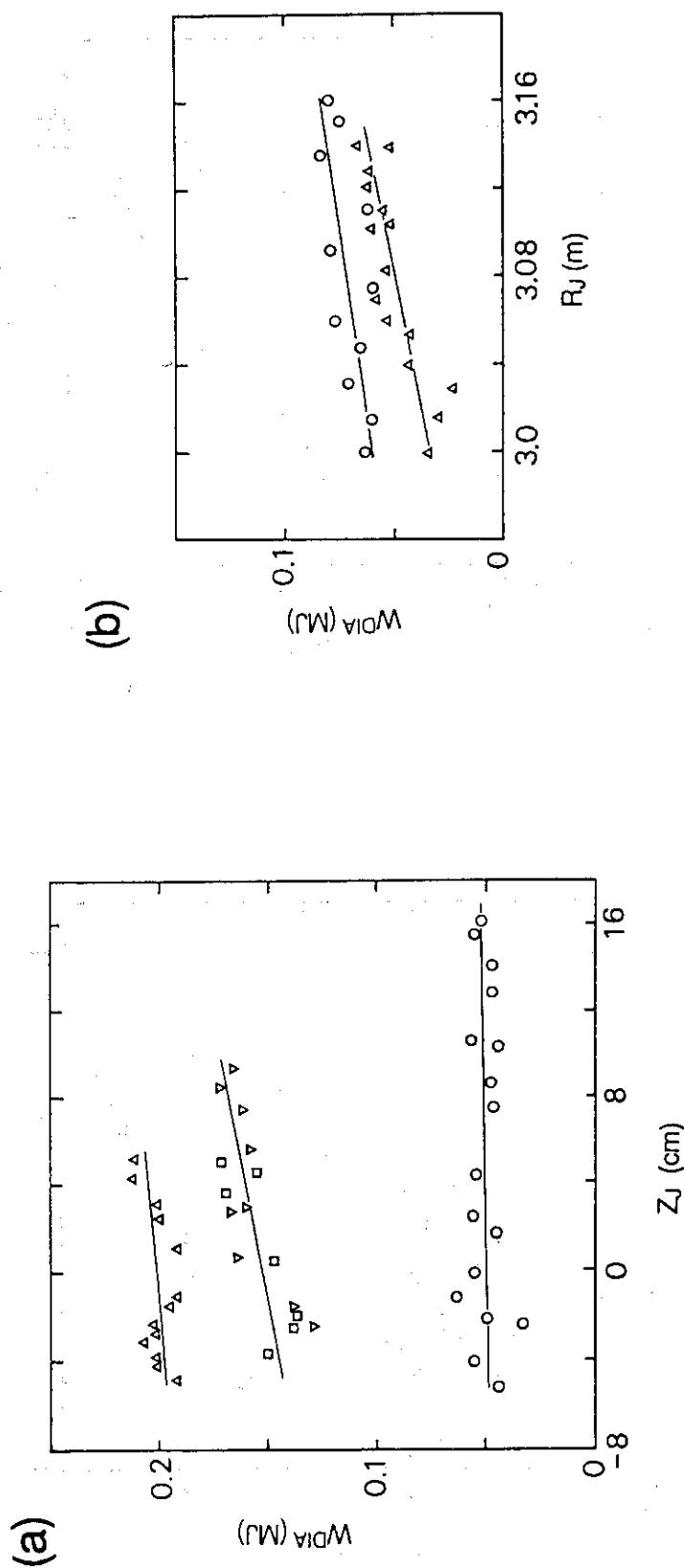
第14図 JT-60Uでの高ポロイダル・ベータ放電の反磁性信号とトロイダル磁場波形。破線はポロイダル磁場コイルによる誤差磁束を補正した後の波形である。



(b)



第15図 JT-60の低密度放電でのプラズマ電流重心位置の変化による見かけ上のプラズマ蓄積エネルギーの変化。



第16図 プラズマ蓄積エネルギーが負とならないように、プラズマ電流重心位置に依存する
経験的補正を第15図のデータに加えた結果。