



Title	逆転磁場配位方式による超高温プラズマの閉じ込め
Author(s)	谷津, 茂男; Yatsu, Shigeo; 笠原, 達雄 他
Citation	北海道大學工學部研究報告, 139, 171-181
Issue Date	1988-02-20
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/42082">https://hdl.handle.net/2115/42082</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	139_171-182.pdf



## 逆転磁場配位方式による超高温プラズマの閉じ込め

谷津茂男\* 笠原達雄\*  
小川雄一\*\* 小澤保知\*\*\*

(昭和62年9月30日受理)

### High Temperature Plasma Confinement by Field Reversed Configuration

Shigeo YATSU, Tatsuo KASAHARA  
Yuichi OGAWA, Yasutomo OZAWA  
(Received September 30, 1987)

#### Abstract

The formation process of field reversed configuration was studied experimentally. Plasma diamagnetism, cross sectional figure, integrated electron density, and electron temperature were measured. From the results of measurements some experimental facts which characterized the formation process were extracted as follows. After the radial implosion, elliptical deformation in the central cross section and radial shift of plasma axis were observed. In the axial contraction phase, the oscillatory variation of diamagnetism and radially integrated electron density was found. The sudden decay of trapped poloidal flux was observed after the field reversal.

The analysis of the temporal change of axially integrated electron density distribution measured from end-on holographic interferometry shows that plasma is plowed to the coil center region from the coil end area by the strong axial contraction after the reconnection of magnetic lines of force. Another estimation implies that axial motion of plasma and magnetic field may play an important role in the oscillatory phenomena. It is also shown that loss mechanism of poloidal flux may be closely related with radial implosion and axial contraction processes.

#### 1. 緒 言

核融合の研究開発が大型トカマク装置による臨界プラズマの実現にさしかかった現在、将来の融合炉に向けた炉工学的研究の重要性が増しているが、工学的な見地から、トカマクをより簡単な炉構造を持つものに改良することの要請も強くなっている。コンパクト・トーラスと総称されている一群の方式<sup>1)</sup>も、この要請に対する炉心工学の側からの新しい試みとして登場してきた。コンパクト・トーラスとは軸対称な閉じたトーラス配位の磁気面を持ちトーラス主軸上にトロイダ

\* 工学部附属直接発電実験施設 \*\* 工学部原子工学科原子炉工学講座

\*\*\* 北海道自動車短期大学

ルコイル等の構造物を設置しないものと定義されており、逆転磁場配位 (Field Reversed Configuration; FRC) 方式や安定化磁場を有するスフェロマク方式<sup>2)</sup> などがある。逆転磁場配位方式によるプラズマ閉じ込めはポロイダル磁場のみで行われ、閉じ込められたプラズマは全ての磁気閉じ込めプラズマの中で最も高いベータ値 (ベータ値=プラズマ粒子圧/磁気圧) を持っている。これは、核融合出力密度がベータ値の二乗に比例することから、最も小型で経済的な炉を考え得ることを意味すると共に、その高い許容ベータ値から、この方式がプラズマ温度を数十億度とすることを必要とする Cat. D, DD<sup>3</sup>He および D<sup>3</sup>He 燃料サイクルを用いる所謂 Advanced Fusion に適するものであると言える<sup>3)</sup>。

Advanced Fusion では、核融合出力が大部分荷電粒子によって担われるので荷電粒子エネルギーの取り出しが必要になるが、逆転磁場配位方式を用いる場合、コンパクト・トラスの特徴の一つであるプラズマを囲んで存在する開いた磁場が自然なダイバータ配位を形成することを利用して、高効率の直接エネルギー変換系を考え得る<sup>4)</sup>。

逆転磁場配位方式によるプラズマ閉じ込めは、1971年のEberhagen, Grossmannによるアルヴェン遷移時間の100倍のオーダーの間の閉じ込めを示した実験以来、幾つかの実験装置が建設され研究されてきた。この間、主要な損失機構の推定がなされると共に、閉じ込めスケージング則の導出<sup>5),6)</sup>、プラズマの寿命を決定していた $m=2$ 回転不安定性の抑制<sup>7),8)</sup>、将来の炉構成に重要な意味をもつプラズマ移送の実証<sup>9)</sup>などの進展があった。ところで、逆転磁場配位の発生においては、磁気エネルギーの大部分を配位形成時間内に注入する必要があり、将来の炉規模のプラズマに対してはこれに伴って巨大な電力注入が必要になる。もし、配位形成時間がアルヴェン遷移時間程度に短いことを求められるとすると(高速形成)、注入電力は10 TWのオーダーの値になってしまう。一方、配位形成時間が磁場の拡散時間程度で良いとしたら(低速形成)、注入電力は1 GWのオーダーの値で済み、これは現在の技術で充分に対応できる<sup>10)</sup>。それ故逆転磁場配位の低速形成法の確立は現在の最も重要な課題となっている。しかしながら、低速形成においては、配位形成時に外部磁場の弱くなる時間が長いために、プラズマ及び捕捉磁束の損失が増えることが懸念され、これに対処する問題がある。今までのところ、この問題に対する研究が充分に行われてきたとは言えず、低速形成の実現のためには、配位形成過程の詳細な解明を行い、その結果に基づいて損失を抑制する方法を確立していくことが求められている。

本論文では、筆者らが逆転磁場配位の形成過程を調べることに主眼を置いて行ってきた実験の結果と、配位形成時におけるプラズマ-磁場の軸方向挙動、捕捉磁束の損失機構等について考察した内容を報告する。

## 2. 実験方法及び結果

### 2.1 テータピンチによる逆転磁場配位の形成

逆転磁場配位を形成する方法としては、回転磁場を用いる方法<sup>11)</sup>とテータピンチを用いる方法があるが後者の方が一般的である。テータピンチを用いる方法では、あらかじめ主圧縮磁場と逆方向にソレノイドを励磁しておき、予備電離・加熱を行ってプラズマを発生・加熱し逆磁場をプラズマ中に捕捉した後、主放電を行って主圧縮磁場を印加する。主放電後、テータコイル両端近くのプラズマ導電率があまり高くない領域において磁力線の再結合が発生し、中心部のプラズマを取り囲む閉じた磁場がえられる。その後、閉じた磁場は磁気張力によりコイル軸に沿って内側へ収縮する(軸方向収縮)。プラズマへの主な加熱は、主圧縮磁場による半径方向の圧縮と磁力

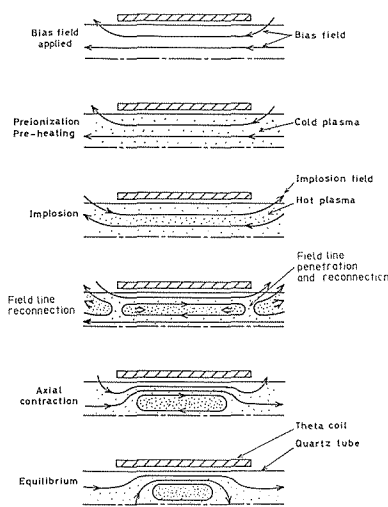


図-1 逆転磁場配位の形成過程

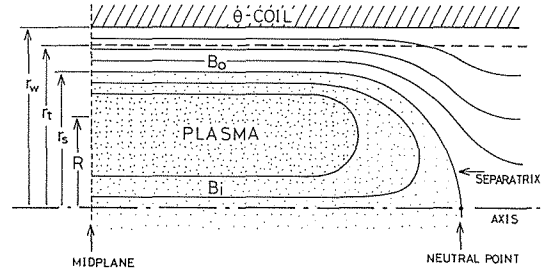


図-2 平衡時の逆転磁場配位の1/4断面

記号

- $r_w$  ; テータコイル内半径,
- $r_t$  ; 放電管内半径,
- $r_s$  ; セパラトリックス半径,
- $R$  ; トーラス主半径
- $B_0$  ; 外部磁場,
- $B_i$  ; 内部ポロイダル磁場

線再結合後の磁場が軸方向収縮することにより受ける圧縮に依る。プラズマが加熱され、プラズマ粒子圧と磁気圧とが全体として均衡した時点で平衡状態が達成される。以上の諸過程の様子を図-1に示した。

図-2に平衡時の逆転磁場配位の1/4断面を示す。 $R, r_s$ は、それぞれトーラス主半径、セパラトリックス半径で、平衡時には $r_s = \sqrt{2}R$ の関係<sup>12)</sup>がある。また、平均ベータ値 $\langle\beta\rangle$ は、コイル内半径 $r_w$ を用いて、

$$\langle\beta\rangle = \frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^{r_s} \beta \cdot 2\pi r dr = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r_s}{r_w}\right)^2 \tag{1}$$

で与えられる<sup>12)</sup>。(1)式より $\langle\beta\rangle = 0.5 \sim 1.0$ となることがわかり、逆転磁場配位方式の高ベータ特性が示される。

### 2.2 小型複合テータピンチ装置 HOCT による実験

(1) 実験装置 本実験におけるプラズマの生成、閉じ込めには、筆者らが開発、建設した、3系のコンデンサーバンクから成る複合テータピンチ装置(コードネーム; HOCT)を用いた。

図-3に装置の体系を、表-1に実験時の装置諸元を示す。テータコイルは、長さ40cm、内半径6.3cmのワンターンコイルで、10分割された要素コイルから成り、中央の4個の要素コイルには、プラズマに対する径方向からの光学測定を可能とするために、各々4個のスリット状窓(幅4.8mm)が設けてある。また、テータコイルは3系のコンデンサーバンク放電回路の共通インダクター負荷となっている。主圧縮バンクを30kVに充電した場合の放電では、コイル中央断面の中心で最大1テスラの軸方向磁場が得られ、また、クローバー放

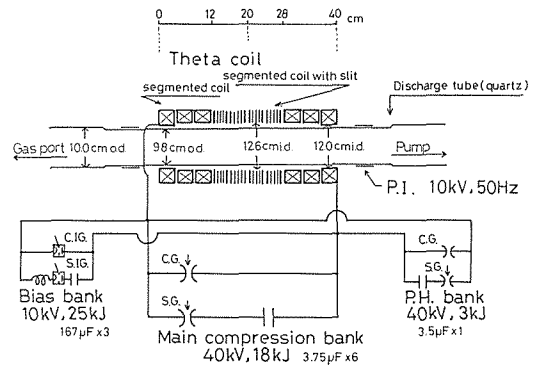


図-3 テータピンチ装置体系

(a) テータコイル，放電管のサイズ及び主圧縮バンク回路定数

Coil length [cm]	40
Coil diameter [cm]	12
Discharge tube length [cm]	150
Discharge tube diameter [cm]	9.2
Discharge gas	D <sub>2</sub> or He
Total inductance of fast start [nH]	116
Total inductance of fast crowbar [nH]	110
Total resistance of fast start [mΩ]	13.1
Total resistance of fast crowbar [mΩ]	1.3
L/R (crowbar) [μsec]	87

(b) 各バンクの放電パラメータ

	Pre Ionization	Bias	Pre Heat	Main
コンデンサ容量 μF		501	3.5	23.9
充電電圧 kV	10	4.0~5.8	30	30
充電エネルギー kJ		4.0~8.4	1.6	10.8
放電周期 μsec		200	6	10.4
最大放電電流 kA		37~54	73	397
最大磁場 kG		1.1	2.2	10.1

表-1 テータピンチ装置諸元

電を行うことにより， $1/e$  減衰時間  $87 \mu\text{sec}$  での磁場印加ができる。放電管は内半径  $4.6 \text{ cm}$  の石英製放電管で，管内の基底真空度は圧力で通常約  $3 \times 10^{-7} \text{ Torr}$  である。あらかじめ放電管内に満たしておく資料気体としては，初期圧力  $10 \sim 90 \text{ mTorr}$  のヘリウムないしは重水素を用いた。本論文の実験結果は，一部を除き，ヘリウム  $30 \text{ mTorr}$  の初期圧条件で得ている。図-4 に本実験における装置の放電シーケンスを示した。

(2) 磁気ループによる反磁性測定 放電管外周上の磁束測定用ループと同位置の磁気プローブにより管内磁束と外部磁場を測定した。 $\phi_1$  を磁束測定用ループの磁束とし，真空放電時の  $\phi_1$  を  $\phi_{1v}$ ，プラズマを生成した際の  $\phi_1$  を  $\phi_{1p}$  と表わす。同様に，真空放電時，プラズマ生成時の外部磁場強度をそれぞれ， $B_v$ ， $B_p$  とする。磁束測定用ループ半径を  $r_1$  とすると，次式で与えられる  $r_e$  (excluded flux radius) は，平衡時にはセパトロックス半径  $r_s$  と等しくなるので，ほぼプラズマの半径とみなし得る<sup>13)</sup>。

$$r_e = r_1 \left( 1 - \frac{\phi_{1p}}{\phi_{1v}} \cdot \frac{B_v}{B_p} \right)^{1/2} \quad (2)$$

図-5 にバイアスバンク充電電圧  $4 \text{ kV}$  の条件で得られた excluded flux radius の時間変化を示す。測定位置は，コイル中央断面 ( $z=0$ ) より軸方向に  $1 \text{ cm}$  離れた位置である。

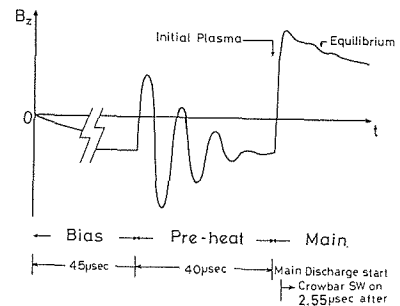


図-4 実験における放電シーケンス

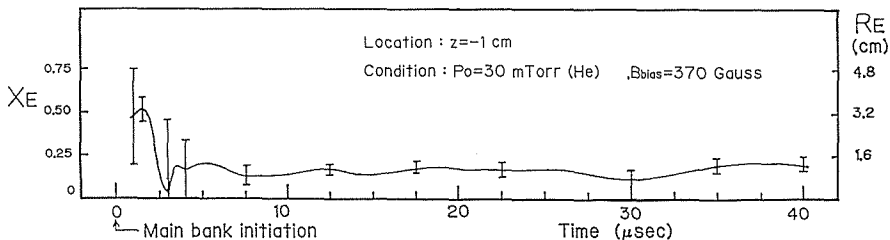


図-5 excluded flux radius の時間変化  
縦軸左はコイル内半径で規格化した半径を示す。

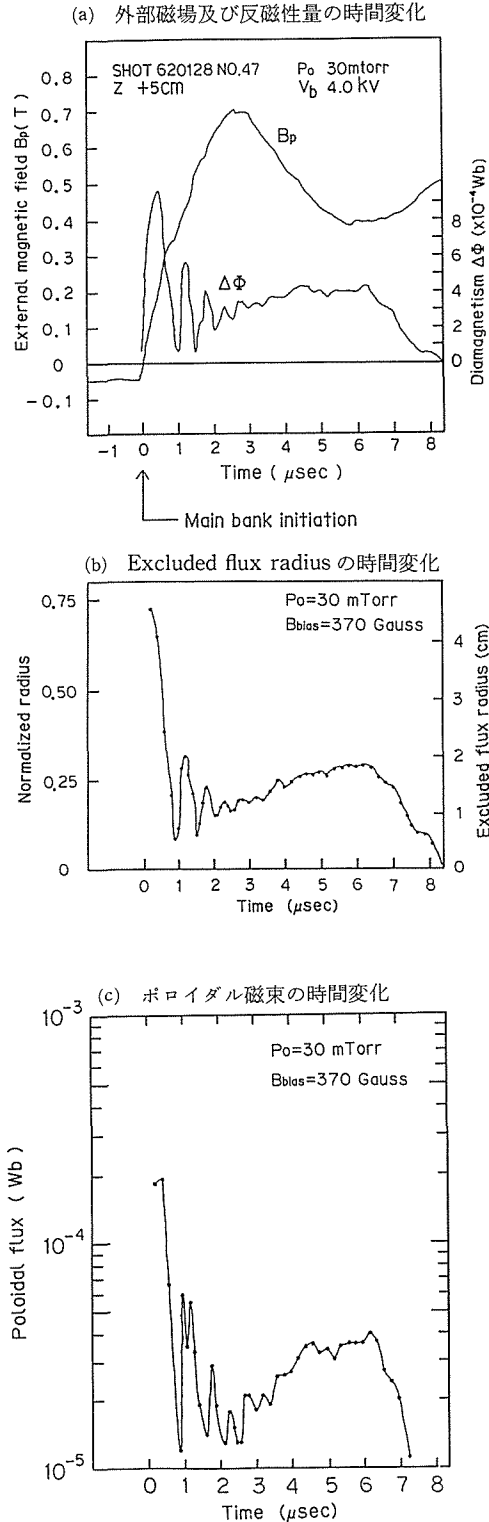


図-6 補償回路を用いた反磁性測定の結果

図の横軸の時間は主放電開始後の時刻を示す。初期圧力 30 mTorr の条件では、主放電開始後 3  $\mu$ sec までに半径が 1 cm 以下に圧縮されるが、その後は再び径が太くなり、少くとも 20  $\mu$ sec 以上の時間にわたり見掛けはほぼ一定の半径を維持しているのがわかる。しかしながら、 $r_e$  が認められる限り逆転磁場配位が維持されているとは、本測定においては言えない<sup>13)</sup>。図-5 の結果は、 $\phi$  及び  $B$  について各々5回の放電で得た結果を統計処理して得ている。図中のエラーバーは標準偏差を示す。

図-6(b) は、別の一回の放電で得た結果で、測定位置はコイル中央断面より 5 cm 離れた位置である。この測定では、プラズマの反磁性量  $\Delta\phi = B_p \pi r_e^2 - \phi_p$  を補償回路を用いて直接得た。(図

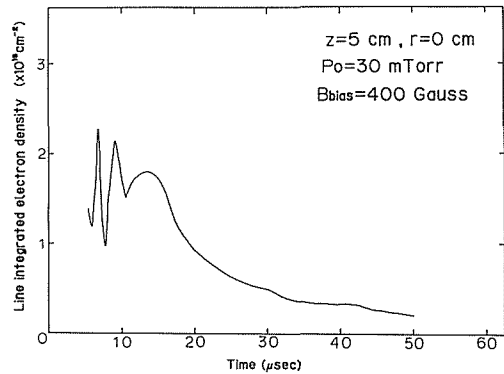


図-7 径方向線積分電子密度の時間変化

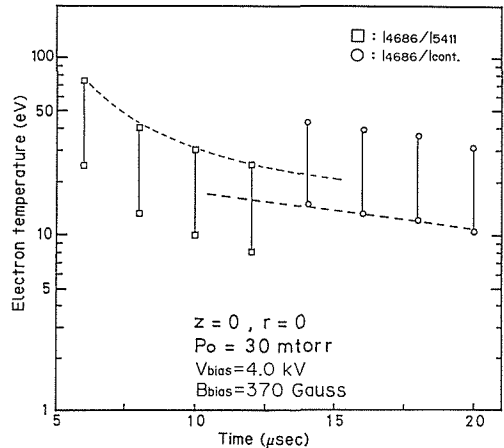


図-8 スペクトル強度比より求めた電子温度の時間変化



次元測定が必要である。既存の測定手段である可視光レーザー使用のホログラフィー干渉測定は、一般に、測定可能なプラズマ線積分密度の下限が高く（ルビーレーザー；波長 694.3 nm で  $3.2 \times 10^{16}/\text{cm}^2$ ）、逆転磁場配位プラズマの消滅に至る全過程の測定には不向きであるが、配位形成過程の比較的高い密度のプラズマの測定には適する。

上述の観点に立ち、ルビーレーザーを用いたホログラフィー干渉測定<sup>17)</sup>を行い、主放電後の早期のプラズマの分布を調べた。測定では共通路時分割干渉であり光学ノイズの影響の少ない2重露光法を用いた。図-9に、用いたエンドオン・ホログラフィー干渉体系を示す。

図-10(a)~(c)の左側に、得られた軸方向線積分電子密度の放電管断面上分布を、右側に、計算機処理により得た線積分密度の等高線図を示す。図中の時間は主放電開始後の時刻である。右側の図の中の+印は放電管中心軸（=コイル中心軸）を示している。

右側の図から第一に認められることは、プラズマの断面形状にかなり凹凸のあることである。

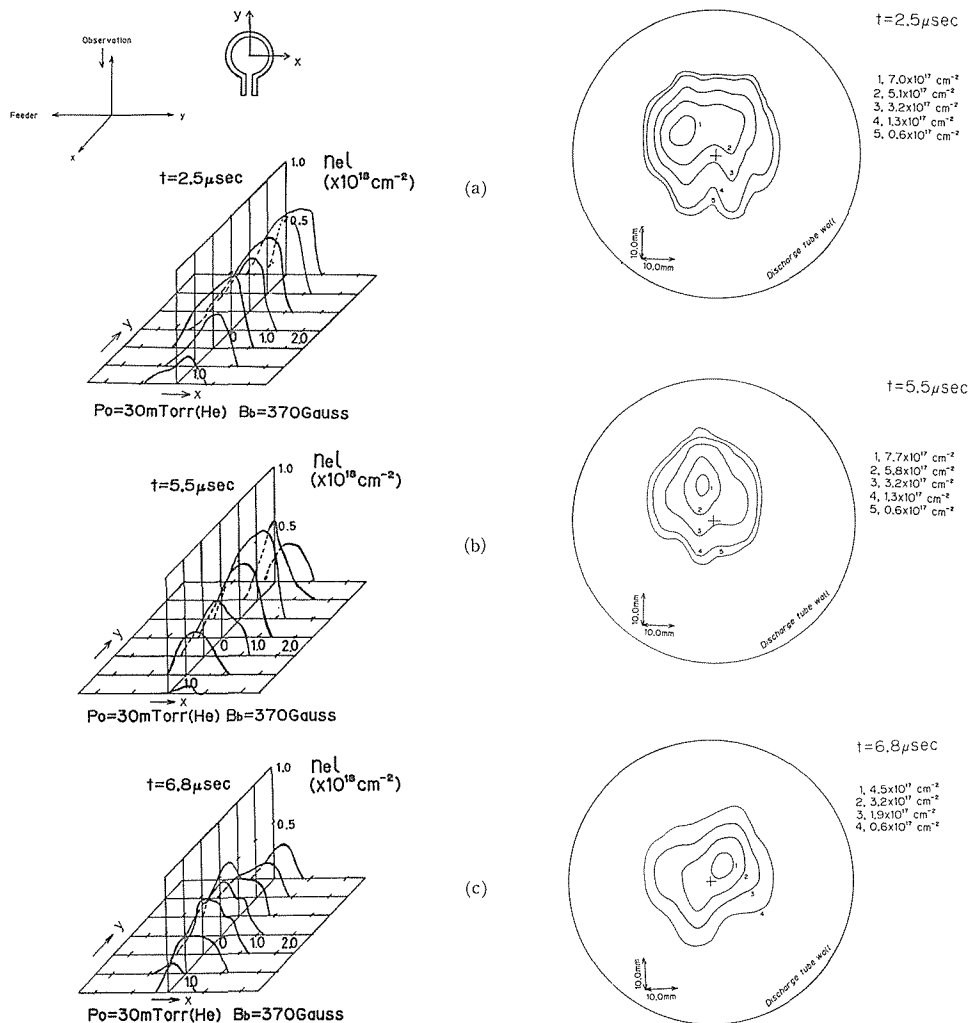


図-10 エンドオンホログラフィー干渉測定より得られた軸方向積分電子密度の2次元分布

これは時間が早期である程顕著である。また、プラズマは全体として管軸からテータコイルのフィーダーの逆方向にシフトしていることがわかる。次に、プラズマ中心部の分布形態を観ると、全体として楕円に近い形をしていることが認められる。以上のことは、バイアス磁場を 370 Gauss から 540 Gauss により強くした場合の測定結果にも同様に認められた。

断面形状の凹凸はフルートモードないし内部テアリングモードの存在を予想させるが明確ではない。いずれにしても主放電開始直前の初期プラズマの非対称な分布に起因すると考えられる。プラズマのシフトは、バイアス磁場を入れない通常のテータピンチの場合と逆で、フィーダーの存在による磁場の不整分布と合わせてプラズマの或る特有な運動の存在を示唆する。また、中心部の楕円形に近い分布形態は、プラズマの軸方向に沿った巨視的変形ないしプラズマ柱の回転運動が起きていることを予想させる。

図-10 の各図は一放電毎に得られた結果であり、また、プラズマの再現性も良好ではない条件で得ているので、必ずしも時間的に連続した変化を示しているとは言えない。そこで、時間変化を観るために、再現性の良い高い初期圧での放電を行い、測定から得たコイル断面のフィーダー部を通る直径上の線積分密度分布を測定時刻順に並べて、図-11 を得た。初期圧が高い場合には、温度が上がらずプラズマの導電率が低くなるので、逆転磁場配位の持続時間は短くなるが、主放電開始後の短い時間内のプラズマの振る舞いは、初期圧の低い場合のプラズマの振る舞いと定性的には同様になると考えられる。また、図-11 の(a)と(b)を得た際の測定条件の違いを考えると、バイアス磁場強度は(b)の場合が(a)の場合より 50%強く差が顕著であるが、初期圧に関しては 10 mTorr の違いでもととの高い初期圧に比して差は無いとみなせる。

図-11(a), (b)両図共に、バイアス磁束がプラズマ中に捕捉されたことを示す積分密度の双峰分布が認められるが、双峰分布の消失はバイアス磁場の弱い(a)の方が早い。また、分布の広がりと比較すると、明らかに(b)の方が広がりが大きく、最大広がりになる時刻も(b)の方が早いことがわかる。以上の事柄は、バイアス磁場が強い程、配位形成過程の進行が素速く行われ、また、その後の配位の持続が長期化するとするこれまでの報告<sup>18)</sup>を裏付けている。

### 3. 考 察

図-6(a)の反磁性量、図-7 の径方向積分密度に現われている半径の最大圧縮時刻後の振動には、半径方向の平衡を達成するための緩和振動に加えて軸方向の緩和運動が強く働いていると考えられる。この理由は、プラズマの密度分布を Rigid Rotor モデルで与え Bodin らの方法<sup>19)</sup>で、半径方向の緩和振動を規定するラディアルオシレーション周期を計算すると、0.1 μsec のオーダーの

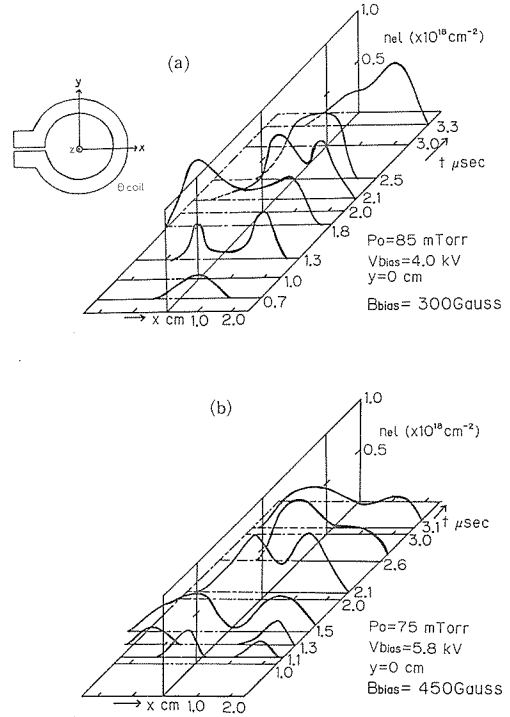


図-11 軸方向積分電子密度分布の時間変化

時間が得られることによる。この値は、観測された周期の値より一桁小さい。

コイル軸方向の運動が卓越していることは、図-11のエンドオンホログラフィー干渉測定の結果からも看取できる。同図(a), (b)から、プラズマは主放電開始後  $1.8 \mu\text{sec}$  前後で最大広がりを示し、同時に総粒子数も最大になっていることがわかるが、雪かきモデル<sup>20)</sup>により半径方向の最大ピンチ時刻を計算すると、初期圧  $75\sim 85 \text{ mTorr}$  で約  $0.7 \mu\text{sec}$  となり、半径方向の圧縮効果のみでは図に表れている現象を説明できない。むしろ現象の大方を軸方向収縮に起因させると、半径方向の最大ピンチ以後磁力線再結合が進行すると共に軸方向収縮が起こり、テータコイル両端近くの放電管内に磁力線に沿って希薄な状態で取り残されていたプラズマが、磁場の収縮に併なってテータコイル中心部へ向かってかき集められてゆき、中心部に到ると、既に半径方向ピンチにより磁場が捕捉されていて磁気圧の強い軸近傍域の周囲に集積してゆくとする解釈が成り立ち、図-11で主放電開始後、時間と共に分布が広がり、分布総粒子数も増えてゆく現象を合理的に説明することができる。この軸方向収縮の様子を、1本の閉じた磁力線について、図-12に模式的に示した。この解釈が成り立つには、テータコイル両端付近で磁力線再結合前の磁場が外へ開いていることが前提になる。本実験に用いたHOCT装置では、テータコイル両端の要素コイルに強いパンプミラーコイルの役割をもたせておらず、発生磁場は、他装置より直線磁場の割合が少なく、コイル両端部では外へ向かって大きく開いた磁場となっているが、このことが、軸方向現象を強調して現出させた可能性がある。

次に、捕捉磁束の損失について考察する。

主放電開始後、磁場の反転が完了して半径方向の圧縮が開始される時刻は、外部磁場の強さがプラズマ内の磁場の強さを上回りプラズマが放電管壁から離れる時刻であるとする<sup>21)</sup>、図-5及び図-6(b)の結果より、この時刻は  $0.25 \mu\text{sec}$  以前にある。また、磁力線再結合がほぼ完了する時刻は、半径方向圧縮が開始された後、バイアス磁束と同程度の量の磁束が主放電により供給される時刻と考えられるが、磁場反転時にバイアス磁束が失なわれることを考慮すると、この時刻は本実験では主放電開始後  $0.3 \mu\text{sec}$  付近にある。

図-6(c)より、 $0.25 \mu\text{sec}$  の時刻でのポロイダル磁束は約  $2 \times 10^{-4} \text{ Wb}$  であることから、磁場反転が完了した時点では  $2 \times 10^{-4} \text{ Wb}$  以上の捕捉磁束が存在していたことになる。一方、図-6(a)の外部磁場波形より、主放電開始直前のバイアス磁束は約  $3.3 \times 10^{-3} \text{ Wb}$  と見積もれる。則ち、主放電開始後の磁場反転時間内での磁束損失は、約40%である。このことと、磁場反転後約  $1 \mu\text{sec}$  の最大圧縮に至る過程で1/10以下に急減することを合わせて考えると、本実験の場合には、最終的にポロイダル磁束として取り込まれる捕捉磁束を決定している主な損失機構が、磁場反転時よりもその後の半径方向圧縮及び磁力線再結合後の軸方向収縮の過程に在ると推定できる。

半径方向の圧縮過程では異常抵抗<sup>22)</sup>の存在が知られており、これによる磁束の異常拡散が考えられる。軸方向収縮過程における磁束損失のメカニズムは、プラズマの加熱とも関係し<sup>23)</sup>、不明の点が多いが、前述のプラズマ-磁場の軸方向の緩和運動と密接に関連していると考えられる。

#### 4. 結 言

逆転磁場配位の形成過程に関して、実験的に得た外部磁場、反磁性量、半径、ポロイダル磁束

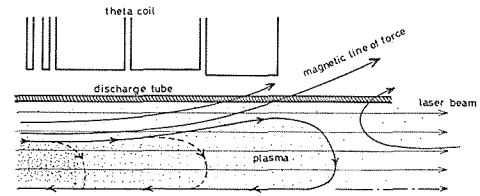


図-12 軸方向収縮によるプラズマのかき集め

及び径方向積分電子密度、電子温度、軸方向積分電子密度分布の結果から、次の知見が得られた。

- (i) 半径方向の最大圧縮が起きた後のプラズマは、断面中心部が楕円状の、全体として凹凸のある形態をしており、偏心も認められる。
- (ii) 反磁性量、半径及び径方向積分電子密度は、半径方向の最大圧縮後、振動を呈する。この現象には半径方向の緩和振動に加えて軸方向の緩和運動が大きな役割を果たしている可能性がある。
- (iii) 磁力線再結合後の軸方向収縮によるコイル中心部へのプラズマのかき集めが卓越して起きている。
- (iv) 捕捉磁束の損失は、磁場反転時よりも半径方向圧縮、軸方向収縮の過程で高率で起こる。

低速形成を行う場合には、半径方向の圧縮が、磁力線再結合の進行に比べて、全体としてより遅く進行するため、半径方向の運動と軸方向の運動がより複雑に関係し合うことが予想される。できる限り捕捉磁束の損失を抑えて配位形成を行うためには、磁場反転時の半径方向の損失を少なくするための磁気的な障壁の採用と合わせて、軸方向の端損失抑制、軸方向収縮の制御を行うことが必要と考えられる。

## 謝 辞

本研究を進めるに当たり、懇篤な指導助言を賜りました粥川尚之教授、青木義明助手（以上、原子工学科エネルギー変換工学講座）及び榎戸武揚助教授（瞬間強力パルス状放射線発生装置研究室）に、謹しんで感謝の意を表します。また、技術的な面で御指導いただきました北市雅敏技官及び北川広貴技官に厚く感謝の意を表します。

## 参 考 文 献

- 1) Grossmann, E., et al.: Proc. 8th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Brussels, July 1-10, 1980, Vol. 1, p. 455, IAEA, Vienna (1981)
- 2) Bussac, M. N. et al.: Proc. 7th Int. Conf. Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Innsbruck, August 23-30, 1978, Vol. 3, p. 249, IAEA, Vienna (1979)
- 3) Momota, H., Tomita, Y., and Nomura, Y.: Inst. Plasma Phys., Nagoya Univ. Rep., IPPJ-460 (1980)
- 4) 谷津茂男, 小川雄一, 小澤保知: 日本原子力学会昭和58年秋の分科会予稿集, (1983), 第I分冊, p. 51
- 5) Hoffman, A. L. and Milroy, R. D.: Phys. Fluids, **26** (1983), 11, p. 3170
- 6) 石村 勉: プラズマ・核融合学会第2回年会講演予稿集, (1985), p. 86
- 7) Ohi, S., et al.: Phys. Rev. Lett., **51** (1983), p. 1042
- 8) Shimamura, S. and Nogi, Y.: Fusion Technology, **9** (1986), No. 1, p. 69
- 9) Siemon, R. E., et al.: Fusion Technology, **9** (1986), No. 1, p. 13
- 10) 桂井 誠: プラズマ・核融合学会第3回秋季講演会予稿集, (1986), p. 19
- 11) Hugrass, W. N., et al.: Phys. Rev. Lett., **44** (1980), 23, p. 1676
- 12) Armstrong, W. T., et al.: Phys. Fluids, **24** (1981), **11**, p. 2085~2086
- 13) Tuszewski, M.: Phys. Fluids, **24** (1981), **11**, p. 2126
- 14) Morse, R. L.: Los Alamos Report, LA-3844-MS (1968), Pts. I and II
- 15) Huddleston, R. H. and Leonard, S. L.: *Plasma Diagnostic Techniques*, (1965), p. 222-227, Academic-Press
- 16) Griem, H. R.: *Plasma Spectroscopy*, (1964), p. 279-283, McGraw-Hill
- 17) 姫野俊一, 他: 電気学会誌A, (昭54), **99**, p. 458

- 18) Milroy, R. D. and Brackbill, J. U.: Phys. Fluids, 25 (1982), **5**, p. 775
- 19) Bodin, H. A. B. and McNamara, B.: Plasma Physics, 9 (1967), p. 505
- 20) 木山 学: 電子技術総合研究所研究報告, (昭53), **787**, p. 88-91
- 21) Hoffman, A. L., et al.: Fusion Technology, 9 (1986), No. 1, p. 43
- 22) Sgro, A. G.: Proc. of the Third Symposium on Physics and Technology of Compact Toroids in the Magnetic Fusion Energy Program, (1980), p. 169
- 23) Steinhauer, L. C.: Phys. Fluids, 26 (1983), p. 254