パルスのガス絶縁放電による高温プラズマの発生

日大原研 宮 本 徹

(54年11月15日受理)

Production of High Temperature Plasma by Means of Pulsed Discharge in High Pressure Gas

Tetsu Miyamoto*

(Received November 15, 1979)

Abstract

The possibilities of pulsed gas isolation are investigated as one of fusion approaches. It is essentially based on the production and use of transient, high pressure gas tube. Several types of discharge in a high pressure gas tube are displayed and studied.

§ 1. は じ め に

ガス・ブランケットあるいはガス絶縁¹⁻³⁾についての先駆的研究は Alfven, Smars, Falthammer 達により行なわれた。炉心プラズマからの第1壁の保護、壁からの不純物流入の抑制等の課題が問題になって来た最近、関心が高まりつつある。これらの研究には大別して2つの流れがある。第1は磁場により閉じ込められた炉心プラズマと第1壁の間に低密度のガスを

* Atomic Energy Research Institute, Nihon University, Kanda-surugadai, Chiyoda-ku, Tokyo, Japan

入れるガス・ブランケットの立場である。第2は高気圧ガス中においてガス絶縁された高温プラズマを発生させようとする立場である。^{*})

前者においては、少なくとも高温プラズマ領域で作られる中性粒子の荷電交換の平均自由行程程度の厚さのブランケットは必要である。同時に高温プラズマが共存しうるようなものでなければならず、実際に実現可能なプラズマ及びガスの密度分布がどのようなものを明らかにすることが重要となる。これに関して、定常的な場合についてはLehnert⁽⁴⁾、過渡的な場合についてはOliphant⁽⁵⁾の解析がある。当然のことながら、高温プラズマを維持した上でガスの密度を高くすることはかなり困難である。最近多くの関心を集めているのは、この型のガス・ブランケットであり、多岐にわたる問題点の整理はEngelman et al⁽⁶⁾によって与えられている。

後者の典型的なものとしてはKapitza⁽⁷⁾により提案された炉構想がある。これは回転する高気圧ガス中で強力なRF放電により、高温プラズマを発生させようとするものである。この提案に先立って、彼は2.5 Tの磁場中において数気圧の重水素ガスを用いた放電で $\sim 100\text{ eV}$ の高温プラズマを発生させたと主張した。⁽⁸⁾ その正否は別として、この型の最大の問題点は高気圧ガス中で高温プラズマを発生させるところにあり、Kapitzaの提案で想定されているような高気圧ガス中では極めて困難だと予想されている。荒田⁽⁹⁾は軸上と壁での圧力差を大きくするため軸にそって大きな吸い込みをもうけたガス・トンネルの提案を行ない、実際に100 torr以上の圧力差を得たと報告している。しかし、§2で述べるように、実際に達成できる圧力差には限度があるだろう。またKurtmullaev et al⁽¹⁰⁾は通常の放電条件で作られた高温プラズマを $10^3 \sim 10^4$ 気圧のガスで圧縮することを提案した。これらの外 $\beta > 1$ をねらう一連の研究は主にソ連で行なわれている。

この論文で我々が関心をもっているのは、第2の型の高気圧ガスによるガス絶縁である。Kapitzaの提案は定常的な系であるが、パルス的な系では真空中に噴出される高気圧ガスの過渡的過程を利用することが可能となる。もし、真空もしくは低気圧ガスをつめた高気圧ガス円筒を短時間えることができるなら、高気圧ガス中での放電の困難を取除き高温プラズマを発生させることができる。しかし、その加熱が主としてジュール加熱である場合には、猶その到

*) “ガス・ブランケット”，“ガス絶縁”という言葉は、必ずしも明確に使い分けられていないようであるが、この論文では上記のように定義し、区別して用いることにする。

達温度は原理的に 10^7 °K 以下に制限されるであろう。それ故この論文ではパルスのなガス絶縁放電の外，高気圧ガス円筒中でピンチ放電を発生させる方法，プラズマ・ライナーの発生，二成分系の発生についての可能性を検討する。

§ 2. 高気圧ガス円筒の発生

まず定常的に回転するガス円柱について考えよう。定常的なときは，粘性のため剛体的に回転するとしてよいから，温度が一定ならナーヴィエ・ストークスの式より容易にガスの密度分布

$$n = n_w \exp \left[- \frac{1}{2} \left(\frac{v_{\theta w}^2}{v_{th}^2} - \frac{v_{\theta}^2}{v_{th}^2} \right) \right] \quad (2.1)$$

をうる。但し， v_{th} は熱速度， v_{θ} は θ 方向の速度であり，今後 $r=0$ ， $r=r_w$ での値を添字 0，w で区別することにする。これから，軸上と壁での密度の比は

$$\frac{n_0}{n_w} = \exp \left[- \left(\frac{v_{\theta w}}{v_{th}} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

となる。軸上での密度を下げるためには， $v_{\theta w}/v_{th}$ を大きくすればよいことになる。

さらに我々は静止している放電容器中での流れを考えており，このような回転流は容器周囲からガスを吹き込み，軸近傍に吸い込みをもうけて作られる。このときの流れは軸から離れたところで (2.1) 式の自由回転流，軸近傍では吸い込みが強いとき強制回転流となり，原理的にはかなり大きな圧力差を作ることができる。しかし，軸に沿って一様な吸い込みを作ることとはできず，また吸い込みの強さにも限度があるので現実実現できる圧力差には限度がある。

その限界を知るため，実際に則して，長さ l_g のガス柱について，その両端の半径 r_a の面を通して軸方向に排気されている第1図のような場合を考えよう。但し，簡単のため，軸方向の不均一性は無視し，長さ l_g の外部は真空としよう。面積 πr_a^2 から外部へ吸い込まれる速度を v_o とすると，質量の保存から

$$2 \cdot \pi r_a^2 \cdot n_o v_o \approx 2 \pi r_a l_g n_a v_{ra} = 2 \pi r_w l_g n_w v_{rw} \quad (2.3)$$

が成り立つ。それ故，密度比は，

第 1 図

$$\frac{n_o}{n_w} \sim \frac{r_w l_g}{r_a^2} \frac{v_{rw}}{v_o} \quad (2.4)$$

となる。これから、たとえ軸に沿うポンプの排気速度が大きくとも、 r_w/r_a 、及び l_g/r_a は通常 1 より大きく、また v_{rw}/v_o は v_o が $v_o < (v_{rw}^2 + v_{\theta w}^2 + v_{th}^2)^{1/2}$ に制限されることから、実際にはそれ程 n_o/n_w を減少させることはできない。

以上の定常流に対し、過渡的な場合は真空容器の周囲から高気圧ガスを噴出させ、 n_o/n_w の値を飛躍的に小さくすることが可能のように思われる。スリットから噴出された噴流の速度は両側から拡散の影響が及ぶまでポテンシャル流を維持する。この流れの中心部のポテンシャル流の領域 — ポテンシャル・コア — が消滅する路離 l_c は、レイノルト数、噴出口の形状、初期乱れ等に影響されるが、ほぼ噴出口の中 Δr の 5 倍程度である。それ故、ポテンシャル・コアの維持されている流れを円周に沿って作るために必要な噴出口の数 N_g は (第 2 図)

$$N_g \gg \frac{2\pi r_w}{l_c} \sim \frac{2\pi}{5} \cdot \frac{r_w}{\Delta r} \quad (2.5)$$

となる。ガス円筒が形成されたとすると、この円筒の特徴的な持続時間は、熱速度を v_{th} として、

$$t_g = \frac{r_w}{v_{th}} \quad (2.6)$$

である。これは常温の重水素ガスでも $t_g \sim 6.3 \times 10^{-4} r_w$ sec 程度となり、通常のパルス放電の発生時間としては十分な長さである。

パルスのガス絶縁放電による高温プラズマの発生

第 2 図

z 方向の一様性は噴出口のスリットを十分長くすることで解決されるが、 θ 方向の一様性及び真空との境界のはっきりしたガス円筒の形成は、かなり問題のあるところである。ガス流に淀みや、乱れの起らないよう構造上に注意を払う必要があることは勿論であるが、 N_g を減らし、 t_g を長くするためには、入射速度 $v_{\theta w}$ が大きく、熱速度 v_{th} の小さな超音速流を発生させる必要がある。そのため、

(i) 高気圧ガスの噴出口に、第 3 図のようなラバール管をつけ超音速を発生させる。

第 3 図

- (ii) 噴出するガス流の前部，即ち高圧ガスと真空の境界部に低温ガスの領域を作り，ガスの拡散を減らす（第4図）。

第 4 図

等の方法が考えられる。

§ 3. 高気圧ガス円筒中での放電

真空との境界がはっきりした高気圧ガス円筒が形成されたとしよう。このとき，放電はパッシェンの法則に従い真空及び高気圧ガス領域では起りえず，両者の境界層の適当な圧力領域でのみ起る。ガス円筒中に稀薄なガスが存在しているときにもこれは本質的に変わりなく，真空—高気圧ガス境界が，通常の放電管の役割をはたす。かくして，従来の高気圧ガス中で放電を発生させることの困難や高温プラズマを発生させることの困難を基本的に解決しうる。

高気圧ガス円筒中での放電では，通常の放電に必要な絶縁物放電管（例えば，硝子放電管）は不用となり， θ 放電の場合には第5図のように真空及び圧力容器がコイルを兼ねた構造となりうる。同じことは z 放電， θ 及び z の重畳型についても可能である。これらの放電は

(I) 磁場閉じ込め型

(II) ガス絶縁型

と分類でき，更に(II)を修正したものとして，

(III) ライナー圧縮型

(IV) Chaos 放電型

パルスのガス絶縁放電による高温プラズマの発生

第 5 図

第 6 図

等の可能性も考えられる。

(I) はプラズマ周囲のガス圧が低いときに対応している。§ 5 で述べる放電発生位置制御等により、ガス円筒内面から離れた内部で放電が発生するときにも、ガス円筒の持続時間の範囲で、磁場閉じ込めの性格が現われる。これに対し(II) では、高温プラズマが連続的にその周囲に分布している高気圧ガスにより保持され、磁場は熱伝導によりエネルギー損失を抑制する役割をはたしている。第 6 図(a), (b)は(I), (II) の型を概念的に示したものである。

(II) 型での熱伝導を軽減するため、高気圧ガス円筒内部において、高温プラズマを真空磁場層により高気圧ガスから隔離することが考えられる。これは第 6 図(c)のようにガス円筒内面に中心のプラズマより十分温度は低いが、電気伝導度は十分良いプラズマ層を作ることができれば可能となる。このようなプラズマ層は、同時に後方の高気圧ガスの圧力を、磁場を介して高温プラズマに伝達する一種のライナーとしての役割りをはたすことになる。

またガス絶縁されたプラズマ中での不安定性は、エネルギー損失の増加に結びつき、常識的には好ましいものではない。しかし、大電流放電では、 $m=0$ 不安定等により局所的に高エネルギー・イオンが発生しうる。その結果一種の二成分系になりうるなら、標的プラズマとなるプラズマの温度を下げる事が可能となりうる。恐らく不安定な大電流放電によるこの種の可能性は、ガス絶縁に伴う熱伝導損失を前提としている現在の場合にのみ考えうる。この種の放電の詳細は極めて乱れた混沌とした状態のものであろうから、Chaos 放電と呼ぶことにする。

ところで(I)の型では磁場に閉じ込められた高温プラズマを発生させることが問題で、ガス円筒の存在は単に別の困難を附加するだけである。むしろ Lawson 条件を満たす高温プラズマの磁場閉じ込めが達成されたとき、それを妨たげぬようにガス・ブランケットとして考えるべき性格のものであろう。それ故、この論文では以下において、その他の型にのみ着目する。

§ 4. ガス絶縁

§ 4.1 定常的ガス絶縁

Alfven, Kapitz a 等により研究された定常的なガス絶縁放電の問題点は、高気圧ガス中での放電の開始及び高温プラズマ発生の困難さにあった。高気圧ガス円筒は、前節で述べたごとくこの困難を解決する目的で用いることができる。同時に、それ独自にも、パルスのなガス絶縁放電による核融合の可能性も示唆する。

まず温度 T ，密度 n の高温プラズマを定常的に維持している場合を考えよう。単位時間単位体積当りの外部的な追加熱， α 粒子加熱，輻射損失を P_h ， P_α ， P_b ，単位表面積当りの熱伝導による損失を P_c とすると，

$$(P_h + P_\alpha) V = P_b V + P_c S \quad (4.1)$$

が成り立つ。但し， V ， S はプラズマの体積及び表面積である。また，輻射損失のうち，励起，電離による輻射はプラズマ表面でのみ問題になるので P_c の中に含まれ，制動輻射のみを考慮すればよいでしょう。このとき，

$$P_b \simeq 3.8 \times 10^{-29} n^2 T_e^{1/2} \quad (\text{w/m}^2) \quad (4.2)$$

となる。熱伝導は磁場が存在しないとき，温度を共に増加し，地上で核融合に必要な高温プラズマを定常的に維持することは不可能となる。磁場 B に垂直な熱伝導のみを考えればよい場合を考えよう。最初電子による熱伝導が大きい，磁場の増加と共にイオンによる熱伝導が重要となる。イオンのラーマー振動たる，平均衝突時間を ω_{Li} ， τ_i とすると，

$$\omega_{Li} \tau_i \simeq 1.54 \times 10^{48} \frac{T_i^{3/2} B}{n} \gtrsim 1 \quad (4.3)$$

では磁場閉じ込めの場合と同様，イオンによる寄与のみを考慮すればよい。但し，ガス絶縁では，外部の磁場を B_e としたとき，

$$\beta = \frac{\eta T}{B_e^2 / 2 \mu_0} > 1 \quad (4.4)$$

とする。かくして熱伝導係数は

$$\kappa \simeq \kappa_{i\perp} \simeq 2 \frac{n \tau_i T_i}{m_i} \frac{1}{(\omega_{Li} \tau_i)^2} \quad (4.5)$$

* この節での数値は，特にことわらず，クーロン対数を $\ln \Lambda = 10$ ，温度を $T_e = T_i = T$ とおき，また水素ガスを仮定する。

で与えられることになり，プラズマを半径 r_p の円柱とすると，

$$P_c \simeq \frac{\kappa_{i\perp} T_i}{r_p^2} \simeq 8.1 \times 10^{-30} \frac{n^2 T^{1/2}}{B^2 r_p^2} \quad (\text{w/m}^2) \quad (4.6)$$

となる。一般にガス絶縁では，輻射損失より熱伝導損失が重要になるので，(4.2)，

(4.6)式から

$$B^2 r_p^3 \ll 0.43 \quad (4.7)$$

が成り立っている。更に

$$t \gg \frac{3nT}{P_c} \frac{V}{S} \sim 1.9 \times 10^{29} \frac{T^{1/2}}{n} B^2 r_p^3 \quad (4.8)$$

が成り立っているとき，入力に対する出力の比は

$$Q_s \simeq \frac{P_r}{P_c} \frac{V}{S} \simeq 4.3 \times 10^{16} \frac{\langle \sigma v \rangle_{DT}}{T^{1/2}} B^2 r_p^3 \quad (4.9)$$

となる。但し，DT反応を考えることにし，

$$P_r = \frac{1}{4} q n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} \quad (4.10)$$

$q = 17.6 \text{ MeV} = 2.82 \times 10^{-12} \text{ Joule}$ とおいた。(4.9)式から， $Q_s > 1$ なるための条件として，

$$B^2 r_p^3 > 2.3 \times 10^{-17} \frac{T^{1/2}}{\langle \sigma v \rangle_{DT}} \quad (4.11)$$

がえられる。 $T/k = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ のとき，(4.11)式は $B^2 r_p^3 > 7.7 \times 10^{-3}$ という非現実的でない値を与える。

このように定常的ガス絶縁は原理的に可能であるが，実際には定常的にプラズマを加熱しうるかどうかは疑問のあるところであり，また(4.4)を満たしている条件下では，熱伝導損失が大きく，これに伴って装置も大規模にならざるをえない。⁽⁷⁾

§ 4.2 パルスのガス絶縁

制動輻射は体積的に起り、温度 T のプラズマが制動輻射のみにより減衰するとすれば、その特徴的な減衰時間 t_b は

$$t_b = \frac{nT}{P_b} \approx 2.6 \times 10^{28} \frac{T^{1/2}}{n} \quad (4.12)$$

となる。一方熱伝導は面的に起るので、プラズマが表面から冷却されてゆく。その特徴的時間は

$$t_c = \frac{nT}{P_c} \frac{V}{S} \approx 6.2 \times 10^{28} \frac{T^{1/2} B^2 r_p^3}{n} \quad (4.13)$$

で与えられる。

エネルギー損失が体積的か面的かという相違から、制動輻射損失は追加熱あるいは α 粒子加熱により補なわれるが、熱伝導損失によりプラズマ柱の温度がその表面から減小し、それに伴って反応体積が减小する場合を想定しうる。この場合の Q 値は

$$Q_p = \frac{\int_0^t P_r V dt}{3nT + \int_0^t P_h V dt} \approx \frac{P_r / 3n^2 T}{(\zeta n t_c)^{-1} + P_h / 3n^2 T} \quad (4.14)$$

となる。但し、 P_α は無視し

$$\zeta = \frac{1}{V_0 t_c} \int_0^{t_c} V dt \quad (4.15)$$

とおいた。(4.14)式から、Lawson 条件⁽¹¹⁾に対応する条件は nt の代わりに $\zeta n t_c$ を用いればよいことになる。(4.13)を考慮し、

$$B^2 r_p^3 \sim 1.6 \times 10^{-29} \frac{(nt)_{\text{Lawson}}}{\zeta T^{1/2}} \quad (4.16)$$

がえられる。 $(nt)_{\text{Lawson}} = 10^{20} \text{ (m}^{-3} \text{ sec)}$, $\zeta = 0.3$ $T/k = 10^8 \text{ }^\circ\text{K}$ のとき, $B^2 r_p^3 \sim 0.14$ 程度となる。

上記のようなパルスの過程は、熱伝導に打ち勝ちながらプラズマを加熱させるのでは実現されない。まず最初に核反応しうる高温プラズマの発生を前提としており、このこと自身が困難な問題を含んでいることは明らかである。その解決方法としては、高温プラズマの入射や次節で論じるガス円筒中でのピンチ放電が考えられる。条件(4.16)は、定常的な場合の(4.11)より磁場については厳しい条件となっている。しかし、重要なことは、事実上熱伝導の問題から解放されることである。また出力規模も当然小さくなる。

§ 5. 高気圧ガス円筒中でのピンチ放電

高気圧ガス円筒が生成されるとき、§ 3で述べたごとく通常の放電管の存在しない、第5図のような装置での θ 放電が可能となる。この場合放電管壁の代りに、ガスの内面を境界条件として放電が発生する。しかし、或る程度の高温プラズマ生成の後、加熱は主としてプラズマと高気圧ガスの境界領域で起る。この加熱は主にジュール加熱であり、また所謂ピンチ現象も期待できない。それ故、特別な機構が存在しない限り到達温度はたかだか $10^7 \text{ }^\circ\text{K}$ 以下に止まると考えられる。

核融合に必要な高温プラズマを得るための一つの方法は、高気圧ガス円筒内部でピンチ放電が発生させることである。そのためには高気圧ガス円筒内面での放電を禁止し、放電の境界条件をその内部に任意に作れなくてはならない。この目的で、例えば多重極磁場のような磁場を用いることができる。通常のテーター・ピンチ放電で、多重極磁場がプラズマと放電管の相互作用を減らし、平均的な圧力をプラズマに及ぼしうることは宮本等によって示された⁽¹²⁾。これはまた多重極磁場が放電管に代り、放電のための境界条件になりうることも意味しており、ガス円筒中での放電にも応用しうる筈である。多重極磁場(第7図)がこのような役割りを果たしうるのは、テーター・ピンチの主電流及び磁場と独立であるということによる。それ故、同じ目的はZピンチの場合についても、第8図のピケット・フェンス磁場を用いることにより達せられる。

このことを第7図の多重極磁場を重畳したテーター・ピンチについて少し詳しく考えよう。ピンチの発生条件を考えるので、初期プラズマは一様で静止しているとしても一般性を失わないであろう。一般化されたオームの法則は、

パルスのガス絶縁放電による高温プラズマの発生

第 7 図

第 8 図

$$\mathbf{E} + \mathbf{V} \times \mathbf{B} = \left(\delta_{cl}^2 \frac{\partial}{\partial t} + \delta_r^2 \omega \right) \mu_0 \mathbf{i} - \mu_0 \frac{e}{m_e} \delta_{cl} (\nabla P_e + \mathbf{i} \times \mathbf{B}) \quad (5.1)$$

と書ける。ここで、 ω は放電の角振動数、また

$$\delta_{cl} = \frac{c}{\omega_{pe}} = \left(\frac{m_e}{\mu_0 n e} \right)^{1/2}, \quad \delta_r = \left(\frac{\eta}{\mu_0 \omega} \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

はそれぞれ無衝突及び抵抗表皮厚である。

$$\nabla \times \mathbf{E} = - \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathbf{i} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (5.3)$$

を用いて(5.1)式を書き直し、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \right) \mathbf{B} + \mathbf{B} \nabla \cdot \mathbf{V} = \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{V} + \left(\delta_{cl}^2 \frac{\partial}{\partial t} + \delta_r^2 \omega \right) \Delta \mathbf{B} \\ + \frac{e}{m_e} \delta_{cl}^2 \nabla \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \end{aligned} \quad (5.4)$$

をえる。更に $\mathbf{V}_r \sim 0$, $\partial/\partial z = 0$, $\partial/\partial t = i\omega$ 等とおくと(5.4)式のZ成分は次のようになる。

$$(\delta_{cl}^2 - i\delta_r^2) \Delta B_z + B_z = \frac{1}{i\omega} \mathbf{B} \cdot \nabla V_z + \frac{e}{m_e} \frac{\delta_{cl}^2}{i\omega} [\nabla \times (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}]_z \quad (5.5)$$

(5.5)式はその右边が消えるとき、単純なテーター・ピンチが発生するための条件の一つ

$$\delta_{cl} \ll a \quad \text{or} \quad N_p = \pi a^2 n \gg 8.82 \times 10^{13} \text{ m}^{-1} \quad (5.6)$$

$$\delta_r \ll a \quad \text{or} \quad a\omega^{1/2} (T/k)^{3/4} \gg 2.3 \times 10^4 \quad (5.7)$$

を与える。(5.5)式右边第1項は、多重極磁場が存在しているとき、運動方程式から

パルスのガス絶縁放電による高温プラズマの発生

$$V_z \sim - \frac{j_\theta B_r}{i \omega \rho} \sim - \frac{B_r}{i \omega \rho \mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial r}$$

なることを考慮すると,

$$\frac{1}{i \omega} \mathbf{B} \cdot \nabla V_z \sim \delta_A \frac{\partial}{\partial r} \delta_A \frac{\partial B_z}{\partial r}$$

とかける。但し,

$$\delta_A = \frac{1}{\omega^2} \frac{B_r^2}{\mu_0 \rho} = \frac{V_A}{\omega} = \sqrt{\frac{\omega_{Le} \omega_{Li}}{\omega^2}} \delta_{cL} \quad (5.8)$$

とおいた。 V_A , ω_{Le} , ω_{Li} は B_r と関係したアルフェン速度, 電子及びイオン・ラーマー振動数と同じ形をもつ量である。

(5.5) 式の右辺第2項について考えよう。ピンチのごく初期における(5.1)式のZ成分の主要項は, 右辺第1項と第4項であるから,

$$j_z \sim \frac{e}{m_e} \frac{1}{i \omega} j_\theta B_r = - \frac{e}{m_e} \frac{1}{i \omega} \frac{B_r}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial r}$$

なる電流が B_z の増加に伴って流れる。それ故,

$$\frac{e}{m_e} \frac{\mu_0}{i \omega} \delta_{cL}^2 [\nabla \times (\mathbf{i} \times \mathbf{B})]_z \sim \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \delta_H^2 \frac{\partial B_z}{\partial r})$$

をうる。但し,

$$\delta_H = \frac{\omega_{Le}}{\omega} \delta_{cL} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \delta_A \quad (5.9)$$

である。

δ_A , δ_H は一般に場所の関数であり, δ_{cL} , δ_R と全く同じに扱かうことはできないが, 第7図のように次数の高い多重極磁場で起るとき, 平均的な意味でそれらに準じて考えることができる。それ故, 電流路に沿う2乗平均

$$\bar{\delta}_H = \left[\frac{1}{L} \int_L \delta_H^2 dL \right]^{1/2}, \quad \bar{\delta}_A = \left[\frac{1}{L} \int_L \delta_A^2 dL \right]^{1/2} \quad (5.10)$$

をその起因に従って、ホール表皮厚及びアルフヘン表皮厚と呼ぶことにしよう。 $\bar{\delta}_A$ はピンチの初期に多重極磁場を横切って流れる j_θ 電流により、プラズマが Z 方向に加速されるため起る散逸効果の結果として起る。一方同じ原因で電子も Z 方向に加速される。そのため発生する j_z 電流が、多重極磁場を横切るため起るプラズマの θ 方向の加速と関係して起るのが $\bar{\delta}_H$ である。

多重極磁場を重畳したテーター・ピンチでは、電流層形成のための条件として

$$\bar{\delta}_H \ll a \quad \text{or} \quad \frac{B_r}{\sqrt{N_p} \omega} \ll 6.4 \times 10^{-26} \quad (5.11)$$

を (5.6), (5.7) に附加せねばならないことになる。しかし、Z 電流が短絡される機構の存在するときは、 $\bar{\delta}_H$ の代りに $\bar{\delta}_A$ を考慮する必要がある。このように (5.6), (5.7) が満たされていても、(5.11) が満たされていないければ、電流層は形成されないが、多重極磁場は一般に半径が小さくなると急速に減少するので

$$\bar{\delta}_H \sim \delta_R \quad (5.12)$$

となる半径が存在し、この近傍で電流層が形成されることになる。電流層形成後は、電流層内部に捕捉された磁場及びプラズマの圧力と外部磁場及び多重極磁場の圧力の大小関係に従い膨脹するか収縮を始める。前者の場合も、外部磁場の増加と共に収縮することになる。

Z ピンチにおけるピケット・フェンス磁場の場合も本質的には同じである。相違はホール電流の方向及びイオンの加速が θ 方向に起るだけである。

テーター・ピンチに重畳された多重極磁場について $\bar{\delta}_H$, $\bar{\delta}_A$ の具体的な形を求めよう。第 7 図の電流は

$$j_z(r, \theta) = \frac{I}{2\pi r} \sum_{n=1}^{2N} (-1)^n \delta(r-a) \delta\left(\theta - \frac{n\pi}{N}\right) \quad (5.13)$$

と書けるから、そのベクトル・ポテンシャルは

$$A_z(r, \theta) = - \frac{\mu_0 I}{4\pi} \ln \frac{r^{2N+a^{2N}} - 2r^N a^N \cos N\theta}{r^{2N+a^{2N}} + 2r^N a^N \cos N\theta} \quad (5.14)$$

で与えられる。電流路を円で近似できる時

$$\begin{aligned} \langle B_r^2 \rangle &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} B_r^2 d\theta = \langle B_\theta^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{\mu_0 N I}{\pi a} \right)^2 \frac{\left(\frac{r}{a} \right)^{2(N-1)}}{1 - \left(\frac{r}{a} \right)^{4N}} \end{aligned}$$

なることを考慮すると、

$$\bar{\delta}_H = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \bar{\delta}_A = \frac{e}{m_e} \frac{\mu_0 N I}{\sqrt{2} \pi a \omega} \frac{\left(\frac{r}{a} \right)^{N-1}}{\sqrt{1 - \left(\frac{r}{a} \right)^{4N}}} \quad (5.15)$$

で与えられる。

Zピンチに重畳されたピケット・フェンス磁場（第8図）の場合、電流分布は

$$j_\theta(r, z) = \frac{I}{2\pi r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \delta(r-a) \delta(z-n\ell) \quad (5.16)$$

とおける。対応するベクトル・ポテンシャルは $r < a$ の範囲で

$$A_\theta(r, z) = \frac{\mu_0 I a}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \int_{-\infty}^{\infty} K_1(|k|a) I_1(|k|r) e^{ik(z-n\ell)} dk \quad (5.17)$$

により与えられる。多重極磁場の場合と同様に電流路が $r = \text{const.}$ で近似できるとき、

$$\begin{aligned} \langle B_r^2 \rangle &= \frac{1}{2\ell} \int_{-\ell}^{\ell} \left(-\frac{\partial A}{\partial z} \right)^2 dz \\ &= \frac{(\mu_0 I_a)^2}{\pi \ell} \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-1)^n \int_0^{\infty} dk [k K_1(ka) I_1(kr)]^2 \cos nk\ell \end{aligned}$$

となる。これから $\bar{\delta}_H$, $\bar{\delta}_A$ を前と同様に求めうる。

§ 6. 高気圧ガス円筒中における種々の放電

過渡的な高気圧ガス円筒中での放電は通常の高気圧絶縁あるいはピンチ放電以外に種々の興味ある可能性を与える。それらのうち2つの場合について述べる。

§ 6.1 高気圧ガスによるプラズマの圧縮

高気圧ガス円筒内面にできる高気圧ガス—真空境界層での放電では、前節で述べたように核融合プラズマを発生させることは困難と考えられる。しかし、十分電気伝導度の高い高温プラズマを発生させることは可能である。もし真空領域に、ガス円筒内面に平行な磁場が存在しているなら、発生したプラズマは高気圧ガスと真空磁場をへだてる一つの層を形成する。この層を今後“電導層”と呼ぶことにしよう。この状態で高気圧ガスの圧力が磁場の圧力より大きければ、この電導層は金属ライナーに似た役割を演じ、磁場を圧縮することができる。この目的のため電導層に要求される条件は、電導層の厚さを δ 、温度を T とすると (5.7) 式に従って

$$\delta \gg \delta_R \quad \text{or} \quad \frac{T}{k} \sim 1.3 \times 10^6 \left(\frac{t_c}{\delta} \right)^{2/3} \text{ } ^\circ\text{K} \quad (6.1)$$

で与えられる。但し、 t_c は特徴的持続時間である。これから常識的な規模の装置で必要な温度は $10^5 \sim 10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$ となる。

更にこの電導層内部に、何らかの方法により、電導層プラズマとは別に、真空磁場を隔だて高温プラズマを発生させることができたとして。この高温プラズマは電導層内部の磁場が圧縮されたとき、その磁場により圧縮されることになる。このような配位は内部の高温プラズマについては磁場閉じ込めとなっており、それを直接ガス絶縁する Kapitza 達の場合と比べ、 $10^6 \text{ } ^\circ\text{K}$ 程度のプラズマのガス絶縁を行えばよいという利点を持っている。

電導層内部に高温プラズマを発生させる方法として

- (1) 別に発生した高温プラズマをガス円筒内に入射する。
 - (2) § 5 で述べた補助的磁場を用いて、高気圧ガス円筒内のピンチ放電により発生させる。
- 等が考えられる。前者は、電導層の発生と真空磁気層による熱伝導の抑制を考えていない形で、Kurtmullaev 達によっても提案されている⁽¹⁰⁾。後者は高気圧ガス円筒内部につめられた稀薄ガスについて、§ 5 の方法を用いてピンチ放電を行なった後、高気圧ガス円筒内部の沿面放電により電導層を発生させるという過程により達せられる。第 9 図は θ 放電について、その一例を概念的に示したものである。ピンチ放電を行なう時間の間、多重極磁場によ

第 9 図

り、ガス内面での放電を阻止し、電導層を発生させる時はこの磁場を取り除けば目的をはたしうると期待される。我々は軸方向の端損失については、これまで問題にしてこなかったが、第 9 図の operation mode II はそのために必要とあれば逆磁場配位を容易に作りうることを示している。

第 2 の方法は勿論 θ 放電についてだけでなく、Z 放電についても可能である。

§ 6.2 Chaos型放電

定常的に高温プラズマをガス絶縁で保持するとき、熱伝導、対流等によるエネルギー損失を低い水準に押えることが重要であり、それ故、安定で乱れの小さなプラズマが要求されることになる。パルス的な場合も常識的にはこれと変わらない。一般に大電流放電でも、過渡的過程を経て到達した巨視的な意味で準定常状態を対象とするのが通例である。しかしパルスの(即ち、高密度プラズマ)核融合のアプローチにおいては、準定常状態だけでなく、その過渡的過程を対象にする可能性も追求しうる。

その一例としてZピンチを考えよう。単純なZピンチ放電は、一般に激しいMHD不安定を起こすが、同時にその際非熱的な核反応により、大きな中性子束の発生することが知られている⁽¹³⁾。これは主としてソーセージ型($m=0$ 型)不安定と関係して起る局所的圧縮や局所的高電圧により発生する高エネルギー粒子(数100 keV)の核反応の結果である。かくして、ソーセージ型不安定が発生しているZピンチでは、速度分布が一般に2成分系になっている。2成分系による核融合の可能性はDawson等によって提案された⁽¹⁴⁾。彼等の考察した二成分系と比較して、Zピンチの場合は、

- (1) 低温プラズマは安定に閉じ込められておらず、高エネルギーイオンの発生とともに崩壊する。
- (2) 高エネルギーイオンのエネルギー、密度は、ソーセージ不安定の状態及び発生回数により内在的に決まる。

等の根本的な相違点をもっており、単純な外挿では、Dawson等の提案した二成分系にはつながらずとは限らない。

ガス絶縁されたZ放電が二成分系の核融合プラズマとなるためには、最低次のような条件を満たす必要がある。

- (i) 高エネルギーイオンの標的プラズマによる減速が大きくならないため、ガス絶縁されるプラズマの電子温度は数keV以上でなければならない。
- (ii) 高エネルギーイオンの密度が十分高くなるよう、ソーセージ不安定が繰り返し発生する。
- (iii) MHD不安定の発生している乱れた数keVの標的プラズマが必要な時間維持される。

Z放電によるジュール加熱では、条件i)を満たしうる程プラズマを加熱することは出来ないと考えられる。それ故、不安定性により発生した高エネルギーイオン及び α 粒子により加熱

されねばならない。また条件(iii)は通常の磁場閉じ込めにより実現されるとは考えられない。そこでガス絶縁されているプラズマを考えよう。簡単のため P_a , P_b は無視できるとすると,

$$P_c \frac{S}{V} \approx T_H n_H n_c \langle \sigma v \rangle_e \quad (6.2)$$

が成り立つ。但し, $n_c \langle \sigma v \rangle_e$ は高エネルギーイオンの弾性衝突に関する平均衝突振動数であり, 添字 H 及び c は高エネルギーイオン及び標的プラズマに関係する量を示す。熱伝導が (4.6) 式で与えられる場合, (6.2) 式が満たされるためには

$$\frac{n_H}{n_c} \approx 1.6 \times 10^{-29} \frac{1}{\langle \sigma v \rangle_e} \frac{T_c^{1/2}}{T_H} \frac{1}{B^2 r_p^3} \quad (6.3)$$

でなければならない。単位時間にソーセージ不安定で発生する高エネルギーイオンの数を $\dot{N}_H$ とすると, 準定常状態で

$$0 \approx \frac{\partial n_H}{\partial t} = \frac{\dot{N}_H}{V} - n_H n_c \langle \sigma v \rangle_t$$

ここで, $\langle \sigma v \rangle_t \approx \langle \sigma v \rangle_e + \langle \sigma v \rangle_r \approx \langle \sigma v \rangle_e$ とおけるから (6.3) 式は

$$\dot{N}_H \approx 5 \times 10^{-29} \frac{T_c^{1/2}}{T_H} \cdot \frac{n_c^2 \ell_p}{B^2 r_p} \quad (6.4)$$

とも書ける。但し, $V = \pi r_p^2 \ell_p$ である。(6.4) 式で与えられる高エネルギーイオンが, ソーセージ不安定により発生させられれば条件(i)を実現しうる。但しこれは不安定の発生にもかかわらず, 熱伝導が (4.6) 式で与えられるとしていることを注意しておく。条件(ii), (iii)を実現するため, ガス絶縁と共に第8図のビケット・フェンス磁場の存在が重要であろう。

現在の場合の Q_c 値は,

$$Q_c \approx \frac{g n_H n_c \langle \sigma v \rangle_r t V}{P_c t S} \approx \frac{g n_H n_c \langle \sigma v \rangle_r V}{3 N_H T_H} \quad (6.5)$$

となる。 P_c が (4.6) 式で与えられるなら (4.9) と比較して n_c/n_H (通常 1 より大)

だけ改善される。(6.5)には時間が含まれていないが、以上の議論から明らかなように
 $t \gg 1 / \langle \sigma v \rangle_t$ を前提としている。

問題はソーセージ不安定により発生させうる高エネルギーイオンの数量にある。ソーセージ不安定に対する安定化条件は

$$-\frac{d(\ell n p)}{d(\ell n r)} < \frac{4\gamma}{2+\gamma\beta} \quad (6.6)$$

で与えられる⁽¹⁵⁾。但し、 γ は比熱比である。これを満たす圧力分布は軸から遠くからに従って緩く減少するようなものである。この条件は通常満たすことより、破ることの方が容易であり、またこれが満たされたとしても $m=1$ モードは安定化されず、その結果としてこの条件が破れうる。現実のZピンチ装置ではソーセージ不安定の結果として発生する高電圧に対する耐圧、特に放電管壁での沿面放電の発生等が、不安定の反復発生を妨げると考えられる。しかし、それら技術的問題をここでは考えないことにし、第10図のような長さ ℓ_p 、放電半径 r_p のプラズマ柱を考えよう。ソーセージ不安定の繰り返し周波数を ν_s 、波長を λ_s とすると、全体での平均的発生率は

$$\nu_t \approx \frac{\ell_p}{\lambda_s} \nu_s \quad (6.7)$$

第 10 図 Classification of fusion reactors

とおける。1ヶ所のソーセージから発生する高エネルギー・イオンの平均発生数を N_s とすると全体の発生率は

$$\dot{N}_H \approx N_s \nu_t = N_s \frac{\ell_p}{\lambda_s} \nu_s \quad (6.8)$$

とおける。ソーセージ不安定の成長する特徴的時間 t_s は、その間電流 I は一定として、

$$t_s = \sqrt{\frac{M}{\mu_0}} \frac{2\pi r_p}{I} \approx 5.7 \times 10^{-10} \frac{n_c^{1/2} r_p^2}{I} \quad (6.9)$$

である。但し M はプラズマ柱の線密度である。これから $\nu_s \sim 1/2 t_s$ ，更に $\lambda_s \sim 2 r_p$ とおいてよいだろうから、(6.8)は

$$\dot{N}_H \sim \frac{N_s}{4 t_s} \frac{\ell_p}{r_p} = \frac{\sqrt{\mu_0}}{8\pi} \frac{N_s I \ell_p}{\sqrt{M} r_p^2} \quad (6.10)$$

とおける。(6.4)，(6.10)を比較して、

$$\frac{T_c}{k} \sim 1.7 \times 10^{24} \frac{N_s^2 I^6}{n_c^5 r_p^8} \cdot \left(\frac{T_H}{k} \right)^2 \quad (6.11)$$

がえられる。但し、 $M = m_g n_c \pi r_p^2$ ， $B = \mu_0 I / 2\pi r_p$ とおき、また $m_g = 3.34 \times 10^{-27}$ kg (重水素の場合)とおいた。1箇所のソーセージ不安定から発生する高エネルギー・イオンの数 N_s は当然 I ， r_p ， n_c 等に依存するであろうが、十分な知識がない。(6.7)は与えられた条件の下で、 N_s が決まれば、それにより維持されうる標的プラズマの温度を与える。典型的な場合として、 $T_H/k = 10^9$ °K， $T_c/k = 5 \times 10^7$ °K， $n_c = 10^{24}$ m⁻³， $r_p = 0.1$ mとしたとき、与えられた I に対し一ヶ所のソーセージから発生する必要のある高エネルギーイオンの平均発生数は $N_s \sim 5.4 \times 10^{38} I^{-3}$ となる。このような数の高エネルギー・イオンの発生が期待できるとき、ガス絶縁された大電流放電が一種の2成分系となりうる可能性がある。但し、以上の議論で完全に閉じ込めを仮定している。即ち、高エネルギーイオンの閉じ込め時間 t_{hc} について、

$$t_{hc} \gg \frac{1}{n_c \langle \sigma v \rangle_t} \quad (6.12)$$

を前提としている。

§ 7. 結 び

この論文では、高気圧ガス円筒の発生及びその中での放電について検討し、パルスのなガス絶縁放電が従来の定常的ガス絶縁放電の実験に新たな展望を与える可能性のあることを示した。

同時にこの論文は、核融合における高温プラズマ閉じ込めの一分野である“パルス閉じ込め”をどのような方向に追求すべきかについての考察を基礎として行なわれたことを強調しておきたい。パルス炉という言葉はこれまでも暫々用いられてきた。しかし、一般に曖昧な形で用いられてきたきらいがあった。核融合炉を目指す高温プラズマ発生及び閉じ込め装置は、これまでいろいろな観点から分類されて来た。燃料補給形態に基づく杉浦氏の分類⁽¹⁶⁾もそれなりの妥当性を持っている。これに対し、Lawson条件では閉じ込め時間 t （または密度）が一義的に決まらないことから、炉としてより閉じ込め方式の観点で、閉じ込め時間をパラメーターとした分類も可能である⁽¹⁷⁾。そのとき、“準定常閉じ込め”と“慣性閉じ込め”の間には、閉じ込め時間（あるいは密度）について大きなギャップがある（第10図）。このギャップは“準定常閉じ込め”及び“慣性閉じ込め”の基本的概念に基き外挿してゆけない程離れており、両者と別の観点に立つ閉じ込め方式の存在を許しうる程である。もし両者の概念の外挿範囲を越える $10^{-8} < t < 10^{-3}$ (sec)領域で炉が可能とするならば、それは単に閉じ込め時間の長短という量的な差を意味するだけでなく、結果として、炉心プラズマの発生方法、閉じ込め装置の炉構成その他の相違、炉概念とその t との質的な相違に結びつかざるをえないといってよいであろう。その意味で、この領域は他の2者と区別し、“パルス閉じ込め”とでも呼びうる。^{*} “パルス閉じ込め”に分類されるべきピンチ現象を基礎とした研究は、各所で行なわれて来たが、これが“パルス炉”に発展するためには、それ独自の炉概念の確立なしには考えられず、それは今後の課題であるが、次のような特徴を指摘しうる。

- (1) 磁気圧、プラズマの慣性力だけでなく、ガス、液体、固体等通常の物質による閉じ込めの可能性が開ける。

*) 閉じ込め方式についてのこの定義は、杉浦の炉の定義と実際面で矛盾するものではない。しかし、準定常炉の炉概念に基いて燃料を最初にのみ与えるといった型の“パルス炉” これでは一般にパルスのであることが不利であろう が含まれないという意味で、より狭い定義になっているとはいえる。

- (2) その結果として、“磁場閉じ込め”とは全く異った立場で、第一壁その他の問題を取り扱うという。
- (3) 閉じ込め時間が短かく、密度が高いため不純物の蓄積その他の影響が相対的に低くなる。
- (4) “磁場閉じ込め”の性格が相対的に低く、炉としての原理的、技術的要請に従い開放端装置にしうる^{**}。
- (5) 炉の出力規模を小さくしうる⁽¹⁷⁾。

この論文では、§ 6においてテーター・ピンチの逆磁場配位を用いた端損失の抑制について触れた以外、所謂端損失について殆んど触れなかった。しかし、磁場を用いるとき、勿論これを無視することはできず、端損失あるいは、磁場方向の熱伝導損失の抑制は今後の課題である。

**）“開放端装置”を“磁場閉じ込め”における磁場配位の分類 “開放端磁場”及び“環状磁場” と混同すべきではない。核融合炉で問題となるのは、磁場の配位ではなく炉の構造である。“開放端磁場”を用いた装置が“開放端装置”となるのは明らかであるが、“環状磁場”で閉じ込められたプラズマについても、装置として開放端装置になる可能性が必ずしも否定されるわけではない。アストロン装置はそのよい例である。

宮 本

文 献

- 1) C.G.Falthammer: Phys. Fluids 4 (1961) 1145
- 2) E.A.Smars et al: Phys. Fluids 4 (1961) 1151
- 3) H.Alfven et al: Nucl.Fusion Suppl. Part I (1962) 33
- 4) B.Lehnert: Nucl.Fusion 8 (1968) 173
- 5) T.A.Oliphant et al: Nucl Fusion 16 (1978) 263
- 6) F.Engelmann et al: Comments Plasma Phys. Cont. Fusion 3 (1977) 63
- 7) P.L.Kapitza: Sov. Phys. JETP 31 (1970) 199
- 8) P.L.Kapitza: Sov. Phys. JEPT 30 (1970) 972
- 9) 荒田吉明:核融合研究 38 (1977) 233
- 10) R.Kurtmullaev: Nucl.Fusion Suppl. (1975) 155
- 11) J.D.Lawson: Proc. Phys. Soc. LXX (1957) 31
- 12) T.Miyamoto et al: J. Phys. Soc. Japan 30 (1971) 591
ibid 34 (1973) 1059
- 13) O.A.Anderson et al: Phys.Rev. 110 (1958) 1375
- 14) J.M.Dawson et al: Phys.Rev. Let. 26 (1971) 1156
- 15) B.B.Kadomtsev: "Reviews of Plasma Physics" Vol. 2
- 16) 杉浦賢: "核融合研究の進歩と動力炉開発への展望" 日本原子力学会編 (1976, 8)p17
- 17) J.G.Linhart: Nucl.Fusion 10 (1970) 211