考えられてきた酸による脱着法を可能とした点に意義がある。

V. 総 括

$\text{Ti}(\text{SO}_4)_2$ 溶液に尿素を加えて加熱して調製した、いわゆる均質沈殿法で調製したチタン酸を海水中に浸漬してUを吸着させ、そのチタン酸からUを分離するために、 $(\text{NH}_4)_2\text{CO}_3\text{-NH}_4\text{OH}$ 混合溶液、 $\text{Na}_2\text{CO}_3\text{-NaHCO}_3$ 混合溶液、希 H_2SO_4 溶液、希 HCl 溶液を用いて脱着した場合の基礎的条件を検討した。炭酸塩による方法は、チタン酸溶解量が少なく脱着液中の不純物も少ないが処理薬品費が高く、チタン酸の再使用の際U吸着能力が低下すると予測された。酸による方法は処理薬品費が安くチタン酸中の残存不純物が少なく、チタン酸の再使用の際U吸着能力の低下が少ないと予測されたが、チタン酸の溶解量は炭酸塩による方法に比してやや多い欠点がある。しかし、従来不利と考えられた酸脱着は、酸に対する溶解性が低い上記チタン酸を用いることにより可能となった。脱着条件としては、 $\text{Na}_2\text{CO}_3\text{-NaHCO}_3$ (8/2~0/10)混合溶液を用いて炭酸塩濃度を高くして高温長時間加熱する方法、およ

び HCl (1+20)を用いて高温長時間加熱する方法を適当と認めた。

本研究にご指導頂いた東京工大垣花秀武教授および終始実験に協力して頂いた日本専売公社小田原製塩試験場井上信子氏に厚く御礼申し上げる。

— 参 考 文 献 —

- (1) 尾方 昇: 本誌, 13 [3], 121 (1971).
- (2) 尾方 昇, 井上信子, 垣花秀武: 海水誌, 24, 68 (1970).
- (3) DAVIS, R.V., KENNEDY, J., McLROY, R.W., et al.: *Nature*, 203, 1110 (1964).
- (4) KEEN, N.J.: *Brit. Nucl. Energy Soc.*, 7, 178 (1968).
- (5) 尾方 昇: 本誌, 10 [12], 672 (1968).
- (6) 尾方 昇, 井上信子: 海水誌, 24, 149 (1971).
- (7) 石川 馨, 藤森利美: 化学と工業, 16, 583 (1963); 15, 1163 (1962).
- (8) 尾方 昇, 井上信子: 海水誌, 23, 148 (1970).
- (9) SANDELL, E.B.: "Colorimetric Determination of Trace of Metals", p. 420 (1944), Intersci. Publ., New York.

研究論文

545. 核融合炉の熱的安定性

太田 充*, 大和春海**, 森 茂*

(1970年 11月17日 受理)

(1970年 12月19日 再受理)

Thermal Stability of Fusion Reactor

By Mitsuru OHTA, Harumi YAMATO and Shigeru MORI

The stability of equilibrium density and temperature of plasma is discussed for a steady state D-T fusion reactor operated without any dynamic control. A critical temperature above which the reactor is stable may be determined from the dependence of the durations of energy and particle confinement on the temperature and density.

If the confinement duration is independent of these parameters, the critical temperature is given by the minimum value

* 日本原子力研究所 (Japan At. Energy Res. Inst.)

** 東京芝浦電気(株) 総合研究所 (Res. & Develop. Center, Tokyo Shibaura Elec. Co. Ltd.)

of $n\tau_E$, the product of density and energy confinement durations, which is a function of temperature. This critical temperature is about 28 keV in a charged particle heated reactor. When the confinement durations are proportional to $1/T$ as in Bohm diffusion, the critical temperature is lower than in the previous case, and higher on the other hand if the confinement durations are proportional to $T^{1/2}n^{-1}$ as in classical diffusion. A wider range of stable operating temperature can be expected in an injection heated reactor.

Lastly we analyze by means of analog computer the time dependent behavior of the plasma density and temperature in a fusion reactor with charged particle heating.

I. ま え が き

現在核融合を目指したプラズマの閉込め実験が世界各地で行われており、その進歩は著しい。しかし、核融合炉の炉心となるプラズマの閉込めが可能になった場合でも、炉としての機能を発揮するまでには解決せねばならぬ種々の工学的問題がある。その中で炉心となるプラズマ自体に着目した場合、プラズマの動特性および制御、プラズマ加熱、燃料補給などの問題がある。現在まで、炉心であるプラズマの動特性および制御についてはほとんど解析されておらず、Mills⁽¹⁾が単純なモデルでD-T炉の場合の安定解析をしているにすぎない。彼は、粒子数の変動および制動放射損失を無視し、核反応でHe粒子に与えられるエネルギーと冷たい燃料の加熱エネルギーとの釣り合い状態にある核融合炉の安定解析を行なっている。その結果、閉込め時間が温度によらず一定の場合、炉は一般に温度の変動に対して不安定であり、プラズマ温度が28 keVのときのみ安定である。また閉込め時間がボーム型で温度に反比例するときは7~28 keVで安定であると結論している。

本報では、D-T炉の炉心プラズマに対し、温度の変動のほか密度の変動および両方の変動が同時に存在する場合の安定解析を行なった。プラズマのエネルギー損失としては制動放射損失、プラズマ粒子損失に伴うもののほか熱伝導、荷電交換などによる損失を考慮するため、粒子の損失時間 τ_n とエネルギーの損失時間 τ_E とを区別した。安定性には損失時間 τ_n と τ_E の温度、密度依存性が重要であるが、核融合炉プラズマについて、これらの温度、密度依存性は現在のところ不明である。ここでは、(1)一定、(2)ボーム型⁽²⁾、(3)古典型⁽³⁾の3種について解析した。注入される燃料については、プラズマ内で加熱される“荷電粒子加熱方式”と燃料を高エネルギー粒子として注入する“高エネルギー粒子注入方式”の場合を議論した。また、荷電粒子加熱方式の核融合炉の場合について、アナログ計算機を用いてプラズマの動特性を調べて安定条件式の確

証を行なった。

II. 炉心のモデル化と平衡解

核融合に興味のある反応はD-T反応とD-D反応である。D-T反応の反応率はD-D反応のそれに比べて2桁大きく、発生熱エネルギーも約5倍大きい。このためD-T反応が核融合炉として有利であると考えられている。以下はD, T 50%ずつを燃料とする核融合炉について議論を進める。

炉心となるプラズマを次のような仮定のもとにモデル化する。

- (1) 核反応エネルギーのうち中性子に与えられるエネルギーは系外へ出てプラズマの熱平衡には寄与せず、Heに与えられる3.52 MeVのエネルギーはすべてイオンと電子に分配される。
- (2) イオンと電子の温度は等しい。
- (3) エネルギー損失としては制動放射損失のみを考える。
- (4) 燃料が注入された場合プラズマの温度と燃料の温度とは異なるが、エネルギーは各粒子に等分配されて温度は均一化されるものとする。

反応によって作られたHeイオン(α 粒子)は磁場中に捕捉され、その捕捉時間が充分長ければ α 粒子の持つエネルギーの大部分はD, Tイオンおよび電子に分配される。実際の核融合炉の場合 α 粒子のエネルギーは主として電子に与えられ、イオンには僅かしか与えられない。そのため電子がイオンより高温になり、電子からイオンへとエネルギー流れが生じてイオンが加熱される。本報では簡単のため電子、イオン間のエネルギー授受の時間は短いものとし、(1),(2)の仮定を設けた。放射損失としては、制動放射損失のほかにサイクロトロン放射損失もあるが、サイクロトロン放射の大部分が真空容器壁で反射されてプラズマにより再吸収される、と考えてこれを無視した。

1. 荷電粒子加熱方式

荷電粒子加熱方式では、入射された燃料は核融合反応で発生したエネルギーのうち、Heイオンの持つエネ

ルギーによって加熱されてプラズマの熱平衡が成立する。まず、粒子の釣合いは

$$\frac{dn}{dt} = S - \frac{n}{\tau_n} \quad (1)$$

で与えられる。 n は粒子密度、 s は単位時間に単位体積に注入される燃料の割合、 τ_n は粒子の閉込め時間である。ここでは、核反応によって失われるイオンの割合はプラズマ外へ失われる粒子の割合 n/τ_n に比べて無視できるものとする。

エネルギーの釣合ひ式は

$$3 \frac{dnkT}{dt} = \frac{Q_e n^2 \langle \sigma v \rangle}{4} - P_0 - 3 \frac{nkT}{\tau_E} \quad (2)$$

で与えられる。ここで、 T はプラズマの温度、 k はボルツマン定数、 σ は核反応断面積、 $\langle \rangle$ は粒子の熱速度分布での平均、 Q_e は反応によって得られたエネルギーのうち He イオンの持つエネルギー (3.52 MeV)、 τ_E はプラズマのエネルギー閉込め時間(放射損失を除く)である。制動放射損失 P_0 は次式で与えられる。

$$P_0 = 5.35 \times 10^{-31} T^{1/2} n^2 \text{ (W/cm}^3\text{)} \quad (3)$$

ここで、 T は keV 単位である。 n と T を $1/\text{cm}^3$ と keV の単位で表わして(2)式を書き直すと、

$$\frac{dnT}{dt} = f(n, T) \quad (2')$$

$$f(n, T) \equiv \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle}{12} Q_e - c_1 n^2 T^{1/2} - \frac{nT}{\tau_E} \quad (4)$$

$$c_1 = 1.12 \times 10^{-15} \text{ ((keV)}^{1/2} \cdot \text{cm}^3\text{)}$$

となる。平衡状態では時間微分の項をゼロとして

$$n\tau_E = \frac{12T}{\langle \sigma v \rangle Q_e - 12c_1 T^{1/2}} \quad (5)$$

のよく知られた関係式を得る⁽⁶⁾。ただし、一般には左辺は $n\tau$ とおかれ、 τ には粒子の閉込め時間 τ_n が使用されている。熱伝導その他、粒子損失以外のエネルギー損失があるときには左辺は τ_E を入れるべきものである。(5)式の右辺は温度のみの関数であり、温度との関係を Fig. 1 に示す。

2. 高エネルギー粒子注入方式

プラズマの熱の釣合ひが He イオンによるエネルギーのみでは不十分である場合、高エネルギー粒子注入方式がとられる。粒子密度の釣合ひは荷電粒子加熱方式と同じ(1)式で与えられる。エネルギーの釣合ひは次式で与えられる。

$$\frac{dnT}{dt} = \frac{n^2 \langle \sigma v \rangle}{12} Q_e + S \cdot T_s - P_0 - \frac{nT}{\tau_E} \quad (6)$$

ここで、 T_s は入射される燃料の温度 (keV) である。平衡状態では時間微分の項をゼロとして

$$n\tau_E = \frac{12T \left(1 - \frac{1}{R} \cdot \frac{T_s}{T}\right)}{Q_e \langle \sigma v \rangle - 12c_1 T^{1/2}} \quad (7)$$

Fig. 1 $\langle \sigma v \rangle$ and $n\tau_E$ as a function of plasma temperature

$$R \equiv \tau_n / \tau_E \quad (8)$$

で表わされる。したがって、高エネルギー粒子注入方式の場合の平衡状態の $n\tau_E$ は、荷電粒子加熱方式の場合のそれとは因子 $(1 - T_s/RT)$ だけ異なる。

(7)式からわかることは、 $R \sim 1$, $T_s > T$ では右辺の分子は負になり、 $n\tau_E > 0$ であるためには分母が負の状態では炉が運転されることになる。すなわち、核反応によって α 粒子に与えられるエネルギーよりも制動放射損失エネルギーが大きいことであり、炉がこのような温度で運転される可能性は少ない(分母が負になる温度範囲は $T < 3.7 \text{ keV}$ のときである)。したがって、 $R \sim 1$ のときには $T_s < T$ が考えられる運転状態である。また $R \gg 1$ でエネルギーの閉込め時間が粒子の閉込め時間よりも特に短いときには、 $T_s > T$ の高エネルギー粒子入射加熱が効果を発揮する。

III. 炉心プラズマの安定性

炉心プラズマの動特性には、プラズマの閉込め時間の密度、温度への依存性が大きく影響する。現在のところ閉込め時間の密度および温度への依存性は明確にはわかっていない。プラズマが古典的拡散をする場合には、閉込め時間は温度の $1/2$ 乗に比例し密度に反比例する。ボーム拡散の場合には温度に反比例する。また、最近の論文ではトーラス型磁場中のプラズマの場合、古典的な衝突による拡散が磁場の形状の効果のため単純な磁場の場合よりも大きくなることが明らかになってきた。この場合の拡散は粒子の平均自由行程の

大きさによって2つの領域, すなわちバナナ領域⁽⁵⁾とプラトー領域⁽⁶⁾に分けられる。前者では閉込め時間の密度, 温度依存性は古典的な場合と同じになり, 後者では温度の $3/2$ 乗に反比例する。

ここでは, まず荷電粒子加熱方式について τ_n, τ_E が一定の場合, $\tau_n = \tau_E$ でボーム型および古典型の閉込め時間の場合について, 線形化された方程式によって安定性の判別式を求め, 荷電粒子加熱方式の場合の安定性, 高エネルギー入射の場合との比較検討を行うことにする。

1. 荷電粒子加熱方式の安定条件

密度, 温度の平衡解および揺動をそれぞれ n_0, T_0, n', T' で表わし, $n' \ll n_0, T' \ll T_0$ を仮定して線形化すれば(1), (2')式より温度および密度の変動に対する安定条件を求めることができる。(1), (2')式はそれぞれ

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn'}{dt} = - \left(\frac{1}{\tau_{n0}} + \frac{1}{\tau_{n1}} \right) \frac{n'}{n_0} - \frac{1}{\tau_{E1}} \frac{T'}{T_0} \quad (9)$$

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn'}{dt} + \frac{1}{T_0} \frac{dT'}{dt} = \frac{1}{\tau_1} \frac{n'}{n_0} + \frac{1}{\tau_2} \frac{T'}{T_0} \quad (10)$$

$$\frac{1}{\tau_{n0}} \equiv \frac{S}{n_0} \quad (11)$$

$$\frac{1}{\tau_{n1}} \equiv n_0 \frac{\partial \tau_n^{-1}}{\partial n} \Big|_{n=n_0}, \quad \frac{1}{\tau_{E1}} \equiv T_0 \frac{\partial \tau_E^{-1}}{\partial T} \Big|_{T=T_0} \quad (12)$$

$$\frac{1}{\tau_1} \equiv \frac{1}{T_0} \frac{\partial f}{\partial n} \Big|_{T=T_0} = \left[\frac{1}{T} \frac{\partial f_1}{\partial n} - \frac{1}{\tau_E} - n \frac{\partial \tau_E^{-1}}{\partial n} \right]_{T=T_0, n=n_0} \quad (13)$$

$$\frac{1}{\tau_2} \equiv \frac{1}{n_0} \frac{\partial f}{\partial T} \Big|_{T=T_0} = \left[\frac{1}{n} \frac{\partial f_1}{\partial T} - \frac{1}{\tau_E} - T \frac{\partial \tau_E^{-1}}{\partial T} \right]_{T=T_0, n=n_0} \quad (14)$$

$$f_1 \equiv \frac{Q_e}{12} \langle \sigma v \rangle n^2 - c_1 n^2 T^{1/2} \quad (15)$$

と表わすことができる。ここで, n_0, T_0 は平衡を表わす(5)式の解で, $f(n_0, T_0) = 0$ を満たす。また S は一定であることを仮定した。

(1) τ_n が一定の場合

τ_n が T および n によらない場合は(12)式の第1式, 第2式は共にゼロとなり, (9)式は

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn'}{dt} = - \frac{1}{\tau_{n0}} \frac{n'}{n_0} \quad (9')$$

となる。(9'), (10)式より解として

$$\begin{aligned} \frac{n'}{n_0} &= c_2 e^{-t/\tau_{n0}} \\ \frac{T'}{T_0} &= c_3 e^{t/\tau_2} - \frac{(\tau_1 + \tau_n)}{(\tau_2 + \tau_n)} \frac{\tau_2}{\tau_1} c_2 e^{-t/\tau_{n0}} \end{aligned} \quad (16)$$

を得る。 c_2, c_3 は初期条件で決まる定数である。 τ_n は

常に正と考えられるので, 安定条件は温度が発散しない条件として $\tau_2 < 0$ である。ここで τ_E もまた一定とすると, $\tau_2 < 0$ の条件は(14)式より

$$\frac{\partial f_1}{\partial T} \Big|_{T=T_0, n=n_0} < \frac{n_0}{\tau_E} \quad (17)$$

である。一方, 平衡のときは

$$n_0 \tau_E = \frac{n_0^2 T_0}{f_1} \quad (18)$$

であり, 上式を T_0 で微分すると

$$\frac{\partial(n_0 \tau_E)}{\partial T_0} = \frac{n_0^2}{f_1^2} \left(f_1 - \frac{\partial f_1}{\partial T_0} T_0 \right) \quad (19)$$

となり, 安定条件は, 実は

$$\frac{\partial(n_0 \tau_E)}{\partial T_0} > 0 \quad (20)$$

である。すなわち, Fig. 1で $n_0 \tau_E$ が最小となる温度を $T_{\min}$ とすると, 安定領域は

$$T > T_{\min} \quad (21)$$

である。 $T_{\min}$ の値は約28 keVである。

(2) τ_n がボーム型の場合

粒子の閉込め時間がボーム型の場合は

$$\tau_n = K_B / T \quad (22)$$

とおける(K_B は比例係数)。このときは

$$\tau_{n0} = K_B / T_0 = n_0 / S \quad (23)$$

となるので, (9)式を書き直すと,

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn'}{dt} = - \frac{1}{\tau_{n0}} \left(\frac{n'}{n_0} + \frac{T'}{T_0} \right) \quad (9'')$$

となる。 $n'/n_0, T'/T_0$ に対して

$$\frac{n'}{n_0}, \frac{T'}{T_0} \propto e^{\gamma t} \quad (24)$$

とおけば, γ は(9''), (10)式より

$$\gamma = \frac{1}{\tau_2} \pm \left[\frac{1}{\tau_2^2} - \frac{4}{\tau_{n0}} \left(\frac{1}{\tau_1} - \frac{1}{\tau_2} \right) \right]^{1/2} \quad (25)$$

となる。安定領域は平方根の中が負のときは $\tau_2 < 0$ となる範囲であり, 逆に $\tau_2 > 0$ のときには平方根内の符号に無関係に γ の実数部を正にする解が存在し, 不安定である。

ここで, τ_E と τ_n とが共にボーム型の温度依存性を持つときの τ_1, τ_2 の大きさを調べる。(13)式において f_1 は n^2 に比例すること, および平衡の条件を使って

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{\tau_{E0}} - n_0 \frac{\partial \tau_E^{-1}}{\partial n} \Big|_{n=n_0} \quad (13')$$

である。ここでは τ_E^{-1} が n_0 によらないことを仮定しているので $\tau_1 = \tau_E$ の関係がある。また, τ_E が $1/T$ に比例するとき(14)式より

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{n_0} \frac{\partial f_1}{\partial T} \Big|_{T=T_0} - \frac{1}{\tau_{E0}} \quad (14')$$

である。(25)式から平方根の中が負である条件を求めると、

$$\frac{1}{\tau_2} < \frac{2}{\tau_{n0}} [(1+R)^{1/2} - 1] \quad (26)$$

であり、 $1/\tau_2 < 0$ のときにはこの条件は常に満たされている。したがって安定条件は $\tau_2 < 0$ であり、安定な温度範囲は(14')式によって

$$\frac{1}{n_0} \frac{\partial f_1}{\partial T_0} < \frac{2}{\tau_E} = \frac{2f_1}{T_0} \quad (27)$$

であることがわかる。上式を書きかえると

$$\left. \frac{\partial(n\tau_E)}{\partial T} \right|_{T=T_0, n=n_0} > -\frac{n_0 \tau_{E0}}{T_0} \quad (27')$$

であり、 $\partial(n\tau_E)/\partial T$ が負の領域にも安定な領域がある。したがって、この条件は(17)式の τ_E, τ_n が一定のときよりもゆるい条件になっている。

(3) τ_n が古典型の場合

粒子の閉込め時間が古典型の場合は

$$\tau_n = k_c T^{1/2}/n \quad (28)$$

とおける(k_c は比例係数)。このときは平衡条件から

$$\tau_{n0} = k_c T_0^{1/2}/n_0 = n_0/s \quad (29)$$

となり、(9)式は

$$\frac{1}{n_0} \frac{dn'}{dt} = -\frac{1}{\tau_{n0}} \left(\frac{2n'}{n_0} - \frac{1}{2} \frac{T'}{T_0} \right) \quad (9'')$$

で表わせる。この式と(10)式によって安定領域が求まる。 $n'/n_0, T'/T_0$ を(24)式のようにおけば、

$$\gamma = \left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{5}{2\tau_{n0}} \right) \pm \left[\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{5}{2\tau_{n0}} \right)^2 + \frac{4}{\tau_{n0}} \left(\frac{1}{2\tau_1} + \frac{2}{\tau_2} \right) \right]^{1/2} \quad (30)$$

が求まる。ここでも τ_E がまた古典的拡散時間に比例するものとする、(13)式によって τ_1 はゼロとなり、(30)式の平方根の中は常に正であることがわかる。したがって、このときの安定条件は

$$\frac{1}{\tau_2} - \frac{5}{2\tau_{n0}} + \left[\left(\frac{1}{\tau_2} - \frac{5}{2\tau_{n0}} \right)^2 + \frac{8}{\tau_{n0}\tau_2} \right]^{1/2} < 0 \quad (31)$$

であり、書きかえると

$$\frac{1}{\tau_2} < 0 \quad (31')$$

となる。また(14)式によって $1/\tau_2$ を求めれば

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{n_0} \frac{\partial f_1}{\partial T_1} - \frac{1}{2\tau_{E0}} < 0 \quad (32)$$

となり、安定条件は

$$\left. \frac{\partial(n_0\tau_{E0})}{\partial T} \right|_{T=T_0} > \frac{n_0\tau_{E0}}{2T_0} \quad (33)$$

となる。この条件は $\partial(n_0\tau_{E0})/\partial T$ が正のところのみ安定領域をもち、(27)式の条件よりもきびしい。

2. 安定領域の検討

これまで荷電粒子加熱方式を例にとって安定判別式を求めてきた。まず τ_n, τ_E が温度密度によらず一定の場合には、安定領域は $n\tau_E$ を T の関数としたときの $n\tau_E$ の最小値に対応する温度 $T_{\min}$ 以上の温度で安定であることがわかった。このことは τ_n 必ずしも τ_E に等しくなくとも成立する。この場合の安定性は(10)式の温度のみの外乱を考えて n'/n_0 をゼロにしたときにも同じ安定条件式が得られ、密度のみの外乱に対しては安定であることも(9)式から容易にわかる。

τ_n, τ_E が一定の場合の不安定の条件は物理的にも容易に理解し得るものである。 f_1 が発生するエネルギー(実際にこの項は制動放射損失を除いた正味のエネルギーである)を表わし、 $n_0 T_0/\tau_E$ の項がエネルギー損失を表わすことを考えれば、 $T > T_{\min}$ では、外乱によって温度が少し上昇するとエネルギー発生もエネルギー損失も増大するが、エネルギー損失の増えの方が大きく、逆に外乱によって温度が下がればエネルギー発生の方が相対的に大きくなることが(17)式によって理解できる。 $T < T_{\min}$ ではこれと逆のことが起る。

τ_n が一定でないときはさらに複雑である。例えば、密度の変化が核反応の割合またはエネルギー損失の割合を変え、温度の釣合いをくずして温度変化がまた τ_n を変えて密度を変えることになる。その結果、密度の外乱があるときにも密度変化は必ずしも指数関数的に変化せず振動項が現われる。 τ_n がボーム型のときには安定条件は(25)式の平方根の中が負である限り τ_n が一定のときと同じ形になる。 τ_E も τ_n と同じくボーム型のときには、安定領域の下限は τ_E が一定の場合の安定領域の下限 $T_{\min}$ よりも低い温度になる。 τ_E が $1/T$ に比例するときは、温度の下限は約 14 keV である。また τ_E が τ_n と同程度の量であるときは、(25)式の平方根内を負にする条件はわれわれの興味のある温度範囲で満足されている。また τ_n が古典的拡散の場合には密度、温度によって不安定領域は増大し、 $T > T_{\min}$ でも不安定になる。 τ_E が τ_n に等しいときには安定領域は $T > 42$ keV である。

高エネルギー粒子注入方式の場合には、注入された燃料のエネルギー $3T_s$ および注入量 S が不変であれば、線形化された式(9)、(10)式は荷電粒子加熱の場合と全く同じになる。ただし、平衡状態のときの $n\tau_E$ と T との関係が(7)式で与えられたように $(1-T_s/RT)$ だけ異なり、安定の下限の温度が変化する。 $n\tau_E$ を最小にする温度 $T_{\min}$ は $R=10, T_s=50$ keV のとき 21 keV となる。これが τ_n, τ_E が一定のときの安定限界

である。その他の場合もまとめて Table 1 に示した。

Table 1 Stability criteria for charged particle heated and injection heated D-T reactors

	Stability criteria	Critical temperature	
		Charged particle heating (keV)	Injection heating† (keV)
τ_E, τ_n constant	$\frac{T}{F} \frac{\partial F}{\partial T} > 0$	28	21
τ_E, τ_n $1/T$	$\frac{T}{F} \frac{\partial F}{\partial T} > -2, -1/\xi_2$	14	5
τ_E, τ_n $T^{1/2}/n$	$\frac{T}{F} \frac{\partial F}{\partial T} > \frac{1}{2}, (1-5/R)/2\xi_2$	42	33

† $R=10, T_E=50\text{keV}$

Charged particle heating:

$$F(T) = n\tau_E = T \left(\frac{Q_c \langle \sigma v \rangle}{12} - C_1 T^{1/2} \right)^{-1}$$

Injection heating:

$$F(T) = n\tau_E = T \left(1 - \frac{T_E}{T} \cdot \frac{1}{R} \right) \cdot \left(\frac{Q_c \langle \sigma v \rangle}{12} - C_1 T^{1/2} \right)^{-1}$$

3. アナログ計算機によるプラズマの動特性の検討

以上でプラズマの動特性を線形化して安定判別式を導き、ある温度領域では炉心となるプラズマに不安定性があることを示した。実際の核融合炉のプラズマ動特性は非線形であり、その挙動は線形化されたモデルとは異なる。ここではアナログ計算機を用いて、荷電粒子加熱方式の核融合炉のプラズマの閉込め時間が異なる3つの場合について計算を行い、安定領域、不安定領域の挙動を示した。ここで $\langle \sigma v \rangle$ の値は、任意関数発生器で折線近似した。計算は、閉込め時間が異なる3つの場合について、プラズマ温度および密度の初期値が異なる6ケースについて行なった。そのときの初期値、燃料補給の割合および閉込め時間を Table 2 に示す。Case 1, 2, 3 はそれぞれ閉込め時間が一定、ボーム型、古典型の場合である。表の第2欄 No. の A, B, C はプラズマの初期温度が10, 30, 50 keV に対応する。閉込め時間は、Case 1 の場合は1 sec とし、Case 2, 3 の場合にはそれぞれの初期温度に対応する平衡解のとき1 sec となるように閉込め時間の係数を決めた。また燃料補給の割合は、それぞれの温度に対

Table 2 List of models used in analog computer analyses

Case	No.	Initial temperature (keV)	Initial density ($\times 10^{14}/\text{cm}^3$)	Injection rate ($\times 10^{14}/\text{cm}^3 \cdot \text{sec}$)	Confinement time (sec)
1	1A	10	3.7	3.56	$\tau = 1$
	1A'	10	3.4	3.56	1
	1B	30	1.7	1.57	1
	1B'	30	1.4	1.57	1
	1C	50	2.1	1.95	1
	1C'	50	1.9	1.95	1
2	2A	10	3.7	3.56	$K_b^{\dagger} = 10$
	2A'	10	3.4	3.56	10
	2B	30	1.7	1.57	30
	2B'	30	1.4	1.57	30
	2C	50	2.1	1.95	50
	2C'	50	1.9	1.95	50
3	3A	10	3.7	3.56	$K_c^{\dagger\dagger} = 1.124$
	3A'	10	3.4	3.56	1.124
	3B	30	1.7	1.57	0.285
	3B'	30	1.4	1.57	0.285
	3C	50	2.1	1.95	0.276
	3C'	50	1.9	1.95	0.276

† Confinement time of Bohm type τ_b is K_b/T .

†† Confinement time of classical type τ_c is $K_c T^{1/2}/n$, where T is temperature and n is density.

応する密度の平衡値を閉込め時間 1 sec で除した値を用いた。またプラズマ密度の初期値は、平衡解より多少大きい値と小さい値とを与えた。Case 1, 2, 3 の計算結果を Figs. 2, 3, 4 に示す。

Curves 1A, 1A' etc. correspond to conditions of Case 1 in Table 2.

Fig. 2 Time-dependent behavior of plasma density and temperature

Curves 2A, 2A' etc. correspond to conditions of Case 2 in Table 2.

Fig. 3 Time-dependent behavior of plasma density and temperature

閉込め時間が一定である Case 1 の場合、初期温度 10 keV ではプラズマ温度は不安定である。すなわち、平衡解より小さな密度では炉は冷えてしまい、平衡解より大きな密度では炉は 80 keV 以上となる。初期温度が 30, 50 keV の場合には平衡値におちつく。粒子密

Curves 3A, 3A' etc. correspond to conditions of Case 3 in Table 2.

Fig. 4 Time-dependent behavior of plasma density and temperature

度はすべての場合、時定数 1 sec で平衡値に近づく。Case 1 の場合の安定領域は 28 keV 以上であり、計算は前述の安定、不安定判別式を裏付けている。

閉込め時間がボーム型である Case 2 の場合、初期温度 10 keV ではプラズマ密度が平衡値より大きくても小さくても炉は冷えてしまう。すなわち、プラズマ密度が平衡値より小さい時には温度が下がる。それにつれて閉込め時間は増し密度も増すが、核反応の割合 $\langle\sigma v\rangle$ は密度の依存性より温度の依存性の方が大きいので減少する。プラズマ密度が平衡値より大きいときにはプラズマ温度が上昇し、それにつれて閉込め時間は小さくなり密度が減る。スタートから 2~3 sec 後には逆に温度は減少し始め密度は増す。これは温度が上昇すると温度を下げる傾向にある燃料補給の効果が効き始めるためである。しかし、初期値の与え方によっては温度が上昇する場合もある。プラズマの初期温度が 30, 50 keV のときは系が安定であることがわかる。また、それは Case 1 の場合に比べて減衰時間が早く、不安定効果を抑制する傾向にある。

閉込め時間が古典型である Case 3 の場合には、初期温度 10, 30 keV では系は不安定であり、初期温度 50 keV では系は安定である。すなわち、初期温度 10 keV でプラズマ密度が平衡値より小さいときは温度は減少し、閉込め時間は短くなり炉は冷える。逆にプラズマ密度が平衡値より大きいときは、温度が上昇するので閉込め時間が長くなり、ますます温度が上昇する。密度の効果は、温度とは逆で安定化の効果をもつ

が、その依存性は温度に比べて小さい。初期温度が30 keV のときにも炉は不安定であるが、初期温度が50 keV のときは安定である。これは前述の安定臨界温度42 keV を裏付けている。

IV. 結 論

われわれの考察の結果、次のようなことが明らかとなった。

- (1) 荷電粒子加熱方式でも高エネルギー注入方式でも、特別な制御をしなければ不安定な温度領域があること。
- (2) 閉込め時間の温度、密度依存性によって異なる安定領域を得たこと。
- (3) 高エネルギー粒子注入方式の方が安定領域の広いこと、その際の注入エネルギーの高い方が安定性からは有利であること。

また、この不安定性の挙動をアナログ計算機によって調べ、この結論の正しいことを示した。

最後に、アナログ計算機でシミュレーションしていただいた日本原子力研究所原子炉制御研究室長原昌雄氏に深く感謝します。また、この問題に関して討論していただいた核融合研究室の各位に感謝します。

— 参 考 文 献 —

- (1) MILLS, R.G.: The problem of control of thermonuclear reactors, LA-4250, p. B1-1 (1969).
- (2) BOHM, D.: "The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields", Chap. 2, (1949), McGraw-Hill, New York.
- (3) SPITZER, L.: "Physics of Fully Ionized Gases", (1962), John Wiley and Sons, New York.
- (4) For example, see ROSE, D.J.: On the feasibility of power by nuclear fusion, ORNL-TM-2204, (May 1968).
- (5) GALEEV, A.A., SAGDEEV, R.Z.: *Soviet Phys. JETP*, **26**, 233 (1968).

○物理学に関する計算機利用セミナー○

IAEA 主催セミナーが、下記のとおり開催されます。

○1971年 8月2～20日 (於イタリア・トリエステ理論物理センター)

○プログラム

- (1) Partial differential equations in classical physics
- (2) Particle calculation and the classical *N*-body problem
- (3) Quantum mechanical calculation
- (4) Methodology of computational physics
- (5) Various advanced applications of computer to physics

○核燃料サイクル分析法シンポジウム○

IAEA 主催シンポジウムが下記のとおり開催され、論文および会議参加者を募集している。

○1971年11月29日～12月3日 (於 ウィーン)

○討議議題

- (1) Analysis of raw materials used in the manufacture of fuels
- (2) Analysis of unirradiated and irradiated fuels
- (3) Sampling and standards

- アブストラクト (英文9部, 和文3部) 6月30日(水)
 ○本論文 (英文4部, 5000語以内) 9月15日(水)
 ○参加申込 (所定書式で) 8月10日(火)

○林学への応用を含む土壌、植物関係○ アイソトープ・放射線利用シンポジウム

IAEA・FAO 共催シンポジウムが下記のとおり開催され、論文および会議参加者を募集している。

○1971年12月13～17日 (於ウィーン)

○討議議題

- (1) Soil physics
- (2) Soil chemistry
- (3) Ion uptake and translocation in plants
- (4) Fertilizer usage
- (5) Other soil management practices

○アブストラクト (英文9部, 和文3部) 7月1日(木)

○本論文 (英文4部, 5000語以内) 10月15日(金)

○参加申込 (所定書式で) 11月1日(月)

上記3件の問合せ・申込先は、科学技術庁原子力局
国際協力課へ。(Tel. 03-581-5271)

Int. Symp. on Radioecology applied to the Protection of Man and his Environment

CEC 主催シンポジウムが下記のとおり開催されます。
(案内状在事務局)

○1971年 9月7～10日 (於ローマ)

○討議議題

- (1) Pathway and factors of transfer to man of radionuclides released into the environment (air, water, soil, food)
- (2) Development of the concept of a limiting radiological capacity of a receiving medium
- (3) Use of mathematical and analogical models to forecast pollutions
- (4) Role and importance of radioecology in establishing and applying discharge formulae
- (5) Contribution of radioecology to the solution of problems related to the siting and surveillance of nuclear installations.
- (6) New trends in radioecological research
- (7) Application of principles and methods peculiar to radioecology, to the study and control of non-radioactive pollutions