る場合の N_2 の挙動について検討する必要がある。これは高温での実際の内圧の推定において問題となろう。

- (2) 核分裂生成ガスは、スウェージ棒では燃料棒内ガスの1.2%くらい、ペレット棒では0.5%くらいで、この程度の燃焼度(2.700 MWD/T.- UO_2)では内圧への寄与はほぼ0.05 atm. であった。しかし内圧の推定には、ボイドの推定、ガス温度の推定等を含めて不確定性が多いので、その方面の検討も引きつづいて行なう必要がある。
- (3) 核分裂生成ガス Kr, Xe の放出率はコールドスウェージ棒で0.7%、ホットスウェージ棒で0.4%、ペレット棒で0.03%くらいで、3者ともガスの保

持力がよいことが示された。なかでもペレットは、コールドスウェージ棒の1/20程度の放出率であった。この放出率の差は主として比表面積の差異より生じていると考えられる。

三菱原子力工業(株)研究所長 大井上 博 博士は本報の公表を許可せられ、杉本一六研究所副長、渡辺 孝章 博士および小倉正士博士には、本研究の遂行にあたり有益なご配慮を賜わった。

以上の諸氏に対し、著者らはここ深甚なる謝意を表す。

(1963年 11月 2日 受理)

研究論文

369. 不均質、水原子炉における炉内過渡的熱伝達の研究、(Ⅱ)

林 重憲*, 桜井 彰**, 岩住 哲朗**

Transient Heat Transfer in the Heterogeneous Water Reactor, (Ⅱ)

By Shigenori HAYASHI, Akira SAKURAI and Tetsuo IWAZUMI

In the first paper of this serial report, the authors carried out the experimental and the theoretical studies on transient heat transfer in the heterogeneous water reactor when the reactor power increased exponentially, and pointed out that transient heat transfer coefficient can be dealt with approximately as a constant value defined by a reactor period as far as the transient heat transfer is assumed to occur solely by thermal conduction.

In the actual reactor power excursion, however, the reactor power does not infinitely increase as an exponential function, and the coolant will start to move along the fuel clad surface before nucleate boiling begins when the rate of the temperature rise of the fuel clad surface is very low. As a consequence of the start of natural convection, the heat transfer becomes better.

In this report, by the theoretical analysis of SPERT-I step transient tests, the authors studied on the relation between the transient heat transfer and the reactor power wave forms, and relation between the transient heat transfer and the flow of the coolant during the power excursions of the long reactor periods. In the power excursions of short reactor periods, the transient boiling heat transfer was also studied.

I. 緒 言

不均質、水原子炉において、冷却水が静止状態で急激な超過反応度が与えられた場合、炉出力脱走にとも

なう燃料板および冷却水の急激な温度上昇は、冷却水が炉出力脱走中に流動しなと仮定し、熱伝導として解

* 京都大学工学部(Faculty of Engng., Kyoto Univ.)

** 京都大学工学研究所(Engng.Res.Inst., Kyoto Univ.)

析することができることを第I報⁽¹⁾において示した。また、低出力より炉出力が指数関数状に上昇するかわり、燃料板被覆表面から冷却水への熱伝達係数は、その炉周期によって定まる一定値で近似されることを示した⁽¹⁾。

しかし実際の炉出力脱走では、炉出力が増大するとともに炉内に負の反応度が誘起されるため、炉出力が指数関数状の上昇から逸脱し、次第にその増大が停止せしめられる。このため炉出力脱走中の熱伝達係数は炉周期によって定まる一定値として取り扱うことは厳密にはできない。また、炉出力上昇の遅い出力脱走において、出力脱走中に冷却水の温度上昇にともなう冷却水の流動が予想される。

さらに、炉出力上昇の速い出力脱走において、燃料板被覆表面で核沸騰が起っているときの過渡的沸騰熱伝達が、いかなる経過をもつかほとんど明らかになっていない。

本報は、SPERT-I 出力脱走実験の結果⁽²⁾⁽³⁾を用い、出力脱走中に測定されている炉出力から、冷却水は流動しないと仮定して、燃料板被覆表面温度上昇を解析し、この解析結果と実験結果とを比較することにより、冷却水の温度上昇にともなう流動と、気泡発生にともなう攪拌が、いつ開始していたかを明らかにした。また、出力脱走中に測定された炉出力と燃料板被覆表面温度上昇から、出力脱走中に冷却水に伝達された実際の熱流束密度を解析的に求めた。この結果、炉周期の長い出力脱走において、冷却水の流動開始にともなう熱伝達の増大が定量的に明らかになり、炉周期の短い出力脱走において、過渡的沸騰熱伝達がいかなる経過をもつかを定量的に明らかにすることができた。

II. 熱伝導による炉出力脱走実験の解析

模擬実験の結果にもとづいて、炉出力脱走中に冷却水が流動しないと仮定して、指数関数状炉出力上昇にともなう燃料板および冷却水の温度上昇について、すでに検討⁽⁴⁾を行なった。本章においては、SPERT-I 出力脱走実験で測定されている炉出力変化を用い、炉出力脱走中に冷却水は流動しないと仮定し、熱伝導により燃料板被覆表面温度上昇を求める。この解析結果と、炉出力脱走中に測定されている実験結果とを比較し、両者の一致する初期の領域では、冷却水の流動が起っていないと考えられ、その後両者が分離する場合は、その時点において冷却水の温度上昇にともなう流動か、または燃料板被覆表面上で気泡発生にともなう

冷却水の攪拌が起っていると判断される。

燃料板の厚さ方向にのみ熱が流れて冷却水は動かないとすると、燃料板、被覆および冷却水の温度上昇に関してつぎの熱伝導方程式が成り立つ。

$$\frac{\partial T_1(x, t)}{\partial t} = \gamma_1^2 \frac{\partial^2 T_1(x, t)}{\partial x^2} + \frac{Q(t)}{\rho_1 c_1} \quad (0 \leq x \leq a) \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_1(x, t)}{\partial t} = \gamma_1^2 \frac{\partial^2 T_1(x, t)}{\partial x^2} \quad (a \leq x \leq b) \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_1(x, t)}{\partial t} = \gamma_1^2 \frac{\partial^2 T_1(x, t)}{\partial x^2} \quad (b \leq x \leq r) \quad (3)$$

境界条件として、

$$T_1(a, t) = T_1(a, t), \quad T_1(b, t) = T_1(b, t)$$

$$k_1 \partial T_1 / \partial x|_{x=a} = k_1 \partial T_1 / \partial x|_{x=a},$$

$$k_1 \partial T_1 / \partial x|_{x=b} = k_1 \partial T_1 / \partial x|_{x=b}$$

$$\partial T_1 / \partial x|_{x=0} = 0, \quad \partial T_1 / \partial x|_{x=r} = 0$$

初期条件として、

$$T_1(x, 0) = 0, \quad T_1(x, 0) = 0, \quad T_1(x, 0) = 0$$

ここに、

a, b, r : 燃料板中心から燃料部、被覆部の表面
および冷却水流路中心までの距離

$T(x, t)$: 場所 x , 時間 t における温度上昇

γ^2 : 熱拡散率 $(=k/\rho c)$

k : 熱伝導率, ρ : 密度, c : 比熱

$Q(t)$: 出力脱走中における炉心中心部の燃料
板単位体積あたりの発熱量

添数 I, II, III は、それぞれ燃料部、被覆部、冷却水部を表わす。炉周期が非常に長い場合、冷却水温度分布が広範囲に発達して冷却水流路中心において両側に対称な温度分布が存在するから、 r 点において $\partial T_1 / \partial x|_{x=r} = 0$ という境界条件を与えた。

この熱伝導偏微分方程式の解を求めるため、有限の階差方程式に置換する。すなわち、燃料板中心から冷却水流路中心までを燃料部 3、被覆部 7、冷却水部 12 の区間に分割し、おのおのの区間の中央温度を $T_1, T_2, \dots, T_{22}$ とすると、各区間において、つぎのような常微分方程式が成り立つ。

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_1}{dt} = Q(t) - \frac{2k_1}{\Delta x_0 (\Delta x_0 + \Delta x_1)} (T_1 - T_2) \quad (4)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_2}{dt} = Q(t) + \frac{1}{\Delta x_1} \left\{ \frac{2k_1}{\Delta x_0 + \Delta x_1} (T_1 - T_2) - \frac{k_1}{\Delta x_1} (T_2 - T_3) \right\} \quad (5)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_3}{dt} = Q(t) + \frac{1}{\Delta x_1} \left\{ \frac{k_1}{\Delta x_1} (T_2 - T_3) - q_1 \right\} \quad (6)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_4}{dt} = \frac{1}{\Delta x_1} \left\{ q_1 - \frac{k_1}{\Delta x_1} (T_4 - T_3) \right\} \quad (7)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_5}{dt} = \frac{1}{\Delta x_1} \left\{ \frac{k_1}{\Delta x_1} (T_4 - T_5) - \frac{k_1}{\Delta x_1} (T_5 - T_6) \right\} \quad (8)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_9}{dt} = \frac{1}{\Delta x_2} \left\{ \frac{2k_1}{\Delta x_1 + \Delta x_2} (T_8 - T_9) - \frac{2k_1}{\Delta x_2 + \Delta x_3} (T_9 - T_{10}) \right\} \quad (9)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_{10}}{dt} = \frac{1}{\Delta x_3} \left\{ \frac{2k_1}{\Delta x_2 + \Delta x_3} (T_9 - T_{10}) - q_2 \right\} \quad (10)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_{11}}{dt} = \frac{1}{\Delta x_4} \times \left\{ q_2 - \frac{2k_1}{\Delta x_4 + \Delta x_5} (T_{11} - T_{12}) \right\} \quad (11)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_{12}}{dt} = \frac{1}{\Delta x_5} \left\{ \frac{2k_1}{\Delta x_4 + \Delta x_5} (T_{11} - T_{12}) - \frac{2k_1}{\Delta x_5 + \Delta x_6} (T_{12} - T_{13}) \right\} \quad (12)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_{21}}{dt} = \frac{1}{\Delta x_{14}} \left\{ \frac{2k_1}{\Delta x_{13} + \Delta x_{14}} (T_{20} - T_{21}) - \frac{2k_1}{\Delta x_{14} + \Delta x_{15}} (T_{21} - T_{22}) \right\} \quad (13)$$

$$\rho_1 c_1 \frac{dT_{22}}{dt} = \frac{1}{\Delta x_{15}} \left\{ \frac{2k_1}{\Delta x_{14} + \Delta x_{15}} (T_{21} - T_{22}) - q_3 \right\} \quad (14)$$

a, b, r 点における熱流束密度 q_1, q_2, q_3 は、おのおのの境界における熱流束の連続条件から、つぎのように与えられる。

$$q_1 = \frac{2}{\Delta x_1} \left(\frac{k_1 k_1}{k_1 + k_1} \right) (T_3 - T_4) \quad (15)$$

$$q_2 = 2 \left(\frac{k_1 k_1}{\Delta x_3 k_1 + \Delta x_4 k_1} \right) (T_{10} - T_{11}) \quad (16)$$

$$q_3 = 0 \quad (17)$$

第1図に M. T. R. 型燃料体におけるおのおのの分割区間を図示する。各区間の間隔は、温度変化の大きい部分は充分に狭くとり、解析精度を高めるよう考慮した。これらの解析はすべて低速度型アナログ計算機を用いたが、解析結果の精度を確かめるために、炉出力上昇が指数関数状の場合 ($Q(t) = Q_0 e^{t/\tau_0}$) について、第1報で求めた熱伝達係数 $h(b, t) = q(b, t)/T_1(b, t)$ の

第1図 燃料板、被覆、冷却水内の各区分

計算結果⁽¹⁾と、アナログ計算機で求めた解析結果とを比較したが、ほとんど一致した結果を得た。この両者の解析結果の比較を第2図に示す。種々なる解析結果は第Ⅳ章に示す。

第2図 指数関数状炉出力における熱伝達係数の時間的变化

Ⅲ. 出力脱走中の過渡的熱伝達

第Ⅱ章の方法により、出力脱走中の熱伝達を熱伝導として解析した燃料板被覆表面温度上昇と、その実験結果との比較より、炉周期が 74 msec の速い炉出力上昇においても冷却水の温度上昇による流動が起ることが確かめられた。このような冷却水の流動にともなう熱伝達の増大、および炉周期の短い領域における気泡発生による冷却水の攪拌にともなう熱伝達の増大を定量的に明らかにするため、SPERT-I 出力脱走実験で測定されている炉出力と燃料板被覆表面温度上昇とを用い、出力脱走中の燃料板および被覆内の温度分布と、燃料板被覆表面から冷却水に伝達される熱流束密度とを求める。

前章と同様に、燃料板および被覆内において、つぎのような熱伝導方程式が成り立つ。

$$\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial t} = \gamma_1^2 \frac{\partial^2 T_1(x,t)}{\partial x^2} + \frac{Q(t)}{\rho_1 c_1} \quad (0 \leq x \leq a) \quad (1)'$$

$$\frac{\partial T_1(x,t)}{\partial t} = \gamma_1^2 \frac{\partial^2 T_1(x,t)}{\partial x^2} \quad (a \leq x \leq b) \quad (2)'$$

境界条件として,

$$T_1(a,t) = T_1(a,t), \quad T_1(b,t) = T_2(b,t)$$

$$k_1 \partial T_1 / \partial x|_{x=a} = k_1 \partial T_1 / \partial x|_{x=a}, \quad \partial T_1 / \partial x|_{x=0} = 0$$

初期条件として,

$$T_1(x,0) = 0, \quad T_2(x,0) = 0$$

$T_2(b,t)$ は出力脱走中に測定されている燃料板被覆表面温度上昇を示す。

$Q(t)$ および $T_2(b,t)$ が与えられた場合, (1)', (2)' 式を解くために第Ⅱ章の場合と同様に, 有限の階差方程式(4)~(10)式に置換する。この場合 q_1 の値は(15)式で与えられるが, q_2 として, つぎのような値を与える。

$$q_2 = A \{ T_{10}(t) - T_2(b,t) \} \quad (18)$$

ただし, A は充分大きい値をもつものとする。このような q_2 を与えることにより, Δx_3 の間隔が充分狭く選定されているかぎり, 計算機の解は $T_{10}(t) \simeq T_2(b,t)$ を満足するように動作する。

この解析結果から, 出力脱走中の熱伝達係数の時間的変化を求め, 熱伝導を仮定して第Ⅱ章で求めた熱伝

達係数と比較することにより, 冷却水の流動開始にともなう熱伝達係数の増大を定量的に明らかにすることができる。また, 気泡発生にともなう過渡的沸騰熱伝達が出力脱走中どのような経過をもつか, 定量的に明らかにすることができる。

Ⅳ. 解析結果の考察

本章においては, 第Ⅱ, Ⅲ章の解析結果を示す。さらに, 第Ⅰ報⁽¹⁾で示した指数関数状炉出力が限りなく増大する場合の熱伝達係数 $h(t_0) = \sqrt{k_1 \rho_1 c_1 / t_0}$ により実験結果をどの程度まで近似しうるかを同時に示す。種々なる出力脱走実験の解析にあたり, 炉周期について, つぎの3つの領域に分類して考察を行なった。

1. 長い炉周期の領域

炉周期の比較的長い領域として, 2, 0.85, 0.33, 0.17 sec の出力脱走実験の解析結果をそれぞれ第3図(a)~(d)に示した。この実験結果は, ステップ状超過反応度が即発臨界以下の出力脱走に相当している。図中において曲線①, ②は炉出力および燃料板被覆表面温度上昇の実験結果を示す。曲線③, ⑥は第Ⅱ章で述べたように, 冷却水は動かないという仮定により, 炉出力実験結果から求めた燃料板被覆表面温度上昇と熱伝達係数の変化を示す。また曲線④は熱伝達係数を $\sqrt{k_1 \rho_1 c_1 / t_0}$ と近似した炉出力実験結果から求めた燃料板被覆表面温度上昇を示し, 曲線⑤は第Ⅲ章で説明したとおり, 曲

第3図 炉出力脱走中の燃料板被覆表面温度上昇および熱伝達係数の実験結果と解析結果

線①, ②から求めた出力脱走中の実際の熱伝達係数の変化を示す。

図示するように、炉出力最大値の約1/2以下ですでに炉出力は指数関数状波形から逸脱し始めるため、曲線⑥は第2図で示す一定値から、後半著しく減少する傾向を示す。曲線③が曲線②と相当初期において分離し始めることは、冷却水の流動がいち早く起っていることを示している。曲線⑤は、冷却水の流動開始にともなって急激に増大し、冷却水が動かないとして解いた曲線⑥が、炉出力の指数関数状から逸脱するとともに一定値から減少するのを補い、ほぼ一定値に近い範囲を広くしている。この傾向は炉周期が短くなるほど顕著となり、実際の熱伝達係数は炉出力最大時近くまではほぼ一定値に近い値を示す傾向にある。すなわち、曲線④が炉出力最大時近くまで実験結果とほぼ一致するのはこの理由からである。ただし、炉出力最大時以後は、炉出力波形の変化が著しいので近似が悪くなり、この傾向は炉周期が長いほど著しい。

2. 中間的な炉周期の領域

中間的な炉周期として、ステップ状超過反応度が即発臨界以上であるが、炉出力最大時までには気泡が発生していない出力脱走として、炉周期 90, 74 msec の実験結果を解析し、それぞれ第4図(a), (b)に示した。

このような炉出力上昇の比較的速い場合でも、解析結果が示すように、燃料板被覆表面温度が冷却水の沸

点を充分越えて気泡発生する以前で、すでに冷却水の温度上昇にともなう流動が始まっていることが認められた。炉周期 2 sec ~ 74 msec について、すでに求めた解析結果から、逆炉周期と冷却水が流動開始する燃料板被覆表面温度上昇との関係を第5図に示した。この図から、ほぼ炉周期 70 msec 以上の速い出力脱走において、気泡発生が開始されるまで冷却水は全く動かないと容易に推定される。

第5図 炉出力脱走中冷却水が流動開始する燃料板被覆表面温度上昇と逆炉周期との関係

この中間的炉周期において、熱伝導として解析した熱伝達係数、曲線⑥は時間の経過とともに一定値から次第に減少するが、実際の熱伝達係数、曲線⑤は冷却水の流動により再び増大し、出力脱走中の広い範囲で指数関数状出力上昇の場合の一定値に近い値を示す。この結果、解析結果、曲線④がむしろ広い範囲で実験結果、曲線②に近い結果を与える結果となり、一方熱伝導として厳密に取り扱う解析結果、曲線③はかえって後半で著しく実験結果、曲線②と相異なる。

3. 短い炉周期の領域

短い炉周期として、炉出力最大時以前に気泡が発生する出力脱走を考え、炉周期 51, 23, 15.8 msec の実験結果を解析し、それぞれ第6図(a)~(c)に示した。ただし、炉周期 51 msec の場合、気泡発生以前の熱伝導領域で解析結果、曲線③と実験結果、曲線②が一致せず、かつ燃料板被覆表面温度が気泡発生温度以下で、熱伝達の急激な増大が認められ、実験結果が不正確であると判断した。一方、炉周期 23, 15.8 msec の解析結果は、充分満足できる結果が得られた。解析結果、曲線③と実験結果、曲線②は気泡発生以前でよく一致し、気泡発生とともに熱伝達が急激に増大するため、両者は分離すると判断される。また、解析結果、曲線③, ④が、炉出力最大時付近までほとんど一致することは、炉出力最大時近くまで炉出力が指数関数的に上昇することを示している。

第4図 炉出力脱走中の燃料板被覆表面温度上昇および熱伝達係数の実験結果と解析結果

第6図 炉出力脱走中の燃料板被覆表面温度上昇の実験結果と解析結果

実験結果、曲線①、②から求めた出力脱走中の熱流束密度と、燃料板被覆表面温度の冷却水沸点からの上昇分 ΔT_{sat} との関係を第7図に示した。図示するように熱伝導領域で熱伝達係数は第I報で示した結果と同様に、炉周期で定まる一定値で近似され、気泡が発生して熱伝達が急激に増大すると、炉周期には無関係な過渡的沸騰熱伝達に統一される。図中の解析点は燃料板被覆表面温度上昇および下降について時間々隔約2 msecごとに求められている。

この過渡的沸騰熱伝達領域における熱流束密度 q_2 と ΔT_{sat} との関係は、つぎのとおり表わされる。

$$q_2 = 0.0086 \Delta T_{\text{sat}}^{2.51} \quad (19)$$

この結果は、第7図に図示するように Ulrich⁽⁵⁾ により BORAX-II 出力脱走実験(炉周期 33~72 msec, 冷却水温度 26.7°C) から近似的に求めた同様の関係とよく似

第7図 炉出力脱走中の過渡的沸騰熱伝達

た結果が得られた。この両者が著しく近似していることは、この種の原子炉の過渡的沸騰熱伝達の一般的性質を示すものと考えられる。

しかし一方、Johnson らの模擬実験結果⁽⁶⁾は、上述の解析結果と著しい相異を示し、気泡発生にともなう熱伝達の増大は複雑な経過をたどっている。SPERT-Iの実験結果から求めた第7図の関係と、炉周期が近似した Johnson らによる模擬実験から求めたその関係との比較を第8図に示した。図示するような模擬実験結果の複雑な経過は、急激な気泡発生にともない加熱板温度が一時急激に低下し、その後再び上昇するという過程のためである。

第8図 炉出力脱走中の過渡的沸騰熱伝達と模擬実験結果との比較

この両者の相異の考える原因として、まず模擬実

験が実際の燃料板の条件と相異しているためと考えられる。すなわち、模擬実験の加熱板は白金箔 (2.54×10^{-3} cm) を用いているため、実際の燃料板と比較して著しく熱容量が小さい。この結果、気泡発生にともなう熱流束密度の急激な増大に対応できず、加熱板温度が一時急激に低下することが予想される。また、模擬実験はプール沸騰であるが、実際の炉内冷却水流路はごく狭く (流路幅 0.297 cm)、冷却水が拘束されているために気泡発生とともに過渡的圧力が発生する。このため気泡発生自身がおさえられて熱伝達が減少せしめられることも予想される。

つぎに、SPERT-I 出力脱走実験における測定上の問題も予想されないこともないが、第 6 図(b), (c) で示すように、気泡発生以前の実験結果、曲線②と解析結果、曲線③がほとんど一致していることは、少なくとも気泡発生以前で炉出力および燃料被覆表面温度上昇の測定結果が相当正確であることを示すものである。これらの点に関し、上述の影響を考慮して、模擬実験的に過渡的沸騰熱伝達の機構を詳細にするため、目下実験中であるが好結果を得ている。

第 7, 8 図に比較のために McAdams により与えられている定常状態の沸騰熱伝達⁷⁾を図示したが、上述の解析結果は著しくこれと相異し、かつ過渡的沸騰熱伝達は冷却水予冷温度に依存することが予想される。

つぎに、第 7 図で示した過渡的沸騰熱伝達領域と、おのおのの炉周期で定まる熱伝導領域との交点を、おのおのの炉周期の出力脱走における沸騰開始点と仮定し、Johnson⁶⁾らが模擬実験的に求めた炉周期と、初期気泡発生が起る加熱板温度 (冷却水の沸点からの上昇分) の関係との比較を第 9 図に示した。模擬実験結果は著しくバラついてはいるが、上述の仮定の結果はおおよそその平均的な値を示している。

第 9 図 炉出力脱走中の沸騰開始点と、
模擬実験による初期気泡発生点
との比較

V. 結 言

SPERT-I 出力脱走実験を用い、広い範囲の炉周期について出力脱走中の過渡的熱伝達について検討を行ない、炉内の熱的動特性の機構を明らかにした。

すなわち、比較的長い炉周期の領域については、冷却水の流動現象が相当初期に起っており、熱伝導として取り扱うことができないことがわかった。この長い炉周期の出力脱走停止機構に大きい不明な部分の存在がすでに認められている⁸⁾が、上述の結果は、この領域の出力脱走停止機構の詳細な解析に有効であろう。

また、比較的短い炉周期の領域における過渡的沸騰熱伝達について明らかにしたが、初期冷却水温度の依存性および模擬実験との相関はつぎの問題である。炉周期の短い領域における、この種の原子炉の出力脱走停止機構として、従来気泡発生そのものの影響を過大視する傾向があるが、冷却水予冷温度が大きいほどむしろ気泡発生にともなう熱伝達の増大を正しく解析することが、この種の原子炉過渡特性の解析にとり重要な要素であると考えられる。これらの出力脱走停止機構については、他の機会に発表の予定である。さらに冷却水が強制対流されている場合の過渡的熱伝達については目下検討中である。

終りにあたり、種々ご討論ならびにご助言いただいた京都大学教授岐美 格博士に感謝する。

(1963年 12月 9日 受理)

— 参 考 文 献 —

- (1) 林 重憲, 桜井 彰, 岩住 哲朗: 本 誌, 5, No. 5, 403~411 (1963).
- (2) J. C. HAIRE: IDO-16342, (1958).
- (3) F. SCHROEDER, et al.: Nucl. Sci. Engng., 2, 96~115 (1957).
- (4) S. HAYASHI, A. SAKURAI, T. IWAZUMI: Tech. Rept. Engng. Res. Inst., Kyoto Univ., No. 105, (1963).
- (5) A. J. ULRICH: ANL-5532, (1956).
- (6) H. A. JOHNSON, et al.: UCB-ENG 1473, (1961).
- (7) W. H. MCADAMS: "Heat Transmission", 3rd ed., (1954), McGraw-Hill.
- (8) 林 重憲, 桜井 彰, 岩住 哲朗: 第 3 回原子力研究総合発表会要旨集, C-102, (1962).