研究論文

95. Spert-1 Experiment の解析

林 重憲*, 若林二郎**, 桜井 彰**
 岩住 哲朗*, 青木 英人*, 北村 元彦*

Analysis of Transient Behavior in the Spert-1 Reactor Experiment

By Shigenori HAYASHI, Jirō WAKABAYASHI, Akira SAKURAI,
 Tetsuo IWAZUMI, Hideto AOKI and Motohiko KITAMURA

In this report we present our study about Spert-1 reactor experiment which is a major part of the reactor safety investigation program, the results of our analysis are compared with the experiments. Analyses of Spert-1 reactor experiment have been made by S. G. Forbes, et al. using the modified Fuchs model, but by this method we cannot exactly estimate the transient behaviors of reactor in advance. On the other hand, our analysis is based on the conduction boiling model, and in our analysis we use the design data of Spert-1 reactor and some results of our fundamental experiments concerning transient heat transfer and transient boiling, so that our analytical method will be applicable not only for the analysis of experiment but also for the preestimation of the transient behaviors of reactor. In this report we point out that the transient heat transfer before boiling occurs, heat transfer from fuel to aluminum cover, delay time of boiling, boiling temperature rise due to pressure rise and the life time of bubbles are important factors for the analysis of the transient behaviors of reactor. The results of analysis are sufficiently agreeable with experiment for our purpose.

緒 言

原子炉の安全性に関する研究計画の一環として、アメリカ Idaho の National Reactor Testing Station で Spert の実験が行なわれている。このうち Spert-1 の実験だけが詳細に報告されているので⁽¹⁾⁽²⁾、これについて解析を行ない、実験結果と比較検討した結果を報告する。

Spert-1 の実験に対する解析として、従来よく行なわれているのは、Fuchs Model を修正して、エネルギー放出と反応度変化の間に時間遅れがあり、さらに反応度は時間的に遅れたエネルギーの非線型関数であるとして、次式でその動特性を示すことである⁽³⁾。

$$\dot{\phi}/\phi = \alpha_0 - b [E(t - \tau)]^n \quad (1)$$

ここで、 ϕ は原子炉の出力、 α_0 は最初の炉周期の逆数、 E は放出エネルギー、 τ は遅れ時間、 b, n は定数である。この式で b, n, τ を適当に選べば出力波

形は実験結果とよく一致するが、これらの選定には理論的根拠がほとんどないため、実験結果を説明することは比較的容易であるが、実験結果を予測することは困難と考えられる。

これに対し、これまでわれわれが行なってきたように⁽⁴⁾、反応度変化は炉心材料の温度上昇ならびに炉心に発生する気泡によるものと考えて解析する方法、いわゆる Conduction Boiling Model による方法がある。この方法の欠点は、過渡的な表面沸騰、気泡発生などについて未だ充分な研究が行なわれていない点である。しかしこれらについてわれわれの研究室で行なった実験結果⁽⁵⁾および各種文献に示された実験結果⁽⁶⁾⁽⁷⁾を取り入れて解析を行なった結果、実験結果と定量的にかなりよく一致することが明らかになった。

* 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.)

I. Spert-1 原子炉の概要

Spert-1の実験のうち特に詳細に報告されているのは、燃料素子として厚さ約0.5mmの濃縮ウランアルミニウム合金を厚さ約0.5mmのアルミニウムで被覆した燃料板を、約3mmの水の層をへだてて17枚配置したMTR型燃料素子を用い、これをFig. 1のように配置した場合である。

Fig. 1 Relative importance of void channel

燃料板の実効高さは約62.5cm実効幅は約7.52cmである。この炉心を半径23.3cm、高さ62.5cmの円柱型炉心で近似し、周囲に軽水の反射体を仮定して、一組理論によりその中性子束を計算すれば次式をうる。

$$\phi_c = \phi_0 J_0(0.08582 r) \cos(0.04378 z) \quad (2)$$

動特性を解析する場合に、中性子束、温度などは平均値を用いて解析しなければならないので、できるだけ炉心を多くの部分に分割して、各部分につき平均値を用いて解析することが望ましい。ここでは演算器の容量の点より、炉心を4つの部分に分けて解析を行なう。すなわち炉心を半径16.48cmの内側円柱と、内径16.48cm、外径23.3cmの中空円柱に2分し、さらに内側円柱を高さの方向に3等分する。これら4つの部分を内側円柱の上より1, 2, 3外側円柱を4の添字で代表する。

中性子束分布と出力分布が同様になるので、いま1MWの出力を1に規格化して、各部分における燃料板表面の平均熱束を計算すればつぎのようになる。

$$\begin{aligned} \bar{Q}_1 = \bar{Q}_3 &= 0.4545 Q_0 = 0.5877 N \text{ cal/cm}^2\text{sec} \\ \bar{Q}_2 &= 0.7434 Q_0 = 0.9613 N \text{ cal/cm}^2\text{sec} \\ \bar{Q}_4 &= 0.2745 Q_0 = 0.3550 N \text{ cal/cm}^2\text{sec} \end{aligned} \quad (3)$$

ただし、 Q_0 は最大熱束、 N は炉の出力である。

自然対流のため炉心内部の水温が上下非対称になるが、これは燃料板温度にあまり大きな影響を与えないと考えると、燃料板の温度分布は出力分布と同様になると考えられる。したがって燃料板表面温度 T_c はつぎの式で与えられる。

$$T_c = T_{c0} J_0(0.08582 r) \cos(0.04378 z) \quad (4)$$

ただし、 T_{c0} は中心における燃料板表面温度である。

この原子炉の温度係数 K_{Tm} は温度上昇とともに大きくなるが、ここでは近似的に $1.0 \times 10^{-2} \% \Delta k / ^\circ \text{C}$ とする。各燃料素子に対する気泡係数の相対的な大きさは、Fig. 1の各燃料素子に記した数値で示されている⁽¹⁾。また気泡の垂直方向の位置に対する反応度減少の割合はFig. 2のようになる⁽¹⁾。

Fig. 2 Reactivity loss vs. vertical void position

これより炉心の4つの部分に対する気泡係数 K_{v1} , K_{v2} , K_{v3} , K_{v4} は、それぞれ0.156, 0.326, 0.283, 0.149 $\% \Delta k / \% \text{void}$ と近似することができる。また燃料板の温度上昇に対する温度係数は詳細に報告されていないが、これを近似的に $2 \times 10^{-3} \% \Delta k / ^\circ \text{C}$ と仮定する。

II. 過渡応答の解析に必要な諸項目

1. 各種定数および記号

解析に必要な各種定数および記号をつぎにまとめて示す。

l^* ; $5.5 \times 10^{-5} \text{ sec}$	即発中性子の平均寿命
$2 t_f$; 0.5 mm	ウランアルミニウム合金の厚さ

ρ_f ; 3.2 g/cm ³	ウランアルミニウム合金の 比重
C_f ; 0.184 cal/g°C	ウランアルミニウム合金の 比熱
t_c ; 0.5 mm	アルミニウム被覆の厚さ
ρ_o ; 2.703 g/cm ³	アルミニウム被覆の比重
C_o ; 0.23 cal/g°C	アルミニウム被覆の比熱
$2t_m$; 3.0 mm	水の層の厚さ
H_s ; 62.5 cm	燃料板の実効高さ
k ; 0.488 cal/cm ² ·sec°C	ウランアルミニウム合金の 熱伝導率
r ; 0.322 cal/cc	1 ccの気泡を発生するに要 する熱量
h ; 0.3 cal/cm ² ·sec°C	燃料板と水の間の熱伝達係 数

2. 燃料と被覆の間の熱伝導

現象が比較的ゆっくりしているときは、燃料板の温度は厚さの方向にはほぼ一様になっていると考えられるので、燃料板の厚さ方向に対する平均温度と表面温度を等しいとして解析してもよいが、現象が非常に速い場合には、燃料部分と燃料板表面の温度を区別して解析することが必要である。

ここでは簡単のため、燃料板表面の温度がアルミニウム被覆の温度に等しいと考え、燃料と被覆の間の接触面の熱抵抗をも考慮して、燃料と被覆の間の熱抵抗を、厚さ 0.625 mm のウランアルミニウム合金の熱抵抗に等しいとした場合、およびその約 3 倍程度の値を仮定した場合につき解析を行なった。

3. 熱伝達係数

燃料板温度が急速に上昇するような過渡状態での燃

Fig. 3 Heat flux vs. surface temperature

料板から水への熱伝達は、平常時の自然対流による熱伝達とはいちじるしく違っている。これについて実験を行なった結果、水温を一定としたときの熱束と表面温度の関係は、Fig. 3 に示すようになることが予想される*。これより表面沸騰を始める以前の熱伝達係数を、近似的に 0.3 cal/cm²·sec°C とする。

表面沸騰を始めると熱伝達係数は急に大きくなる。これについて実験した結果は、McAdams の定常状態における実験結果⁽⁶⁾とほぼ同様になったので、ここでは後者の結果を用いる。これを Fig. 4 に示す。

Fig. 4 Approximate correlation of surface boiling of water

さて炉心の第 1, 第 3 の部分および第 2 の部分について、表面温度が 100°C 以上になっている部分の割合と平均表面温度の関係を (4) 式より図式計算すれば、Fig. 5 をうる。曲線上に示した数値は、燃料板表面の

Fig. 5 Percentage of the surface area above saturation temperature vs. mean fuel plate surface temperature

うち 100°C を越えている部分の平均温度と 100°C の差である。Figs. 4, 5 より、平均温度と沸騰伝熱による熱

* 未発表、詳細については目下検討中。

束の関係を図式計算すれば、Fig. 6をうる。解析にあたってはこれを第1表のように折線近似して行なう。

Fig. 6 Mean boiling heat flux vs. mean fuel plate surface temperature

第1表 沸騰伝熱による熱束 $q_1(\bar{T}_{c1})$, $q_2(\bar{T}_{c2})$ の折線近似法

過熱温度が高い場合		過熱温度が低い場合	
$q_1(\bar{T}_{c1})$	$q_2(\bar{T}_{c2})$	$q_1(\bar{T}_{c1})$	$q_2(\bar{T}_{c2})$
温度 勾配	温度 勾配	温度 勾配	温度 勾配
0~48 0	0~68 0	0~46 0	0~60 0
48~53 0.05	68~78 0.09	46~50 0.02	60~70 0.006
53~57 0.30	78~88 0.50	50~53 0.06	70~78 0.105
57~64 1.20	88~96 2.0	53~55 0.24	78~88 0.50
64以上 4.30	96以上 6.0	55~60 0.57	88~92 1.20

4. 沸騰開始の時間遅れ

燃料板の表面温度が急速に上昇する場合に、表面温度が水の沸騰温度を越えても、しばらくの間気泡発生が起こらないことが知られている。気泡発生点と熱伝達係数が急に大きくなる点とは必ずしも一致しないと考えられるが、Rosenthalの実験によれば、比較的速い現象ではこの2つはほとんど一致することが知られている⁽⁷⁾。またわれわれの実験の結果、熱伝達係数が急に大きくなるまでに表面温度が過熱される大きさは、周囲の水温には無関係で、表面温度が水の飽和温度(約100℃)の近傍を横切るときの温度勾配によってのみ決まることが明らかになった⁽⁸⁾。この実験結果をFig. 7に示す。解析にあたっては、表面温度が100℃に達してから熱伝達が急に良くなるまでの時間が、4 msec 以下の場合には、気泡が発生し始めるまでの時間遅れとしてこの値を採用する。これは Rosenthal の

Fig. 7 Super heat temperature vs. time derivative of temperature at 100°C

実験およびわれわれの実験から充分妥当な仮定であると考えられる。またこの時間が 4 msec 以上の場合には、たとえ熱伝達が良くなくとも、4 msec 後には部分的に気泡が発生し始めると仮定する。これは Rosenthal の実験結果とは多少違っているが、われわれの実験から推測したもので、詳細については目下検討中である。なお、この場合を Rosenthal の実験結果を用いて解析しても、解析結果にはほとんど影響を与えない。

5. 気泡量の推定

沸騰熱伝達により燃料板表面から水に伝えられる熱量のある割合は、気泡の形を経て伝わると考えることができる。この割合の推定は困難であるが、ここでは簡単のため80および20%と仮定した場合について解析を行なった。

Rosenthal の実験より、1個の気泡が燃料板表面で形成され始めてから、やがて燃料板表面を離れて冷えた水の中に移り、徐々に小さくなって消えるまでに、約3 msec の間存在していることが知られている⁽⁷⁾。いま気泡の直径が時間とともに直線的に増大し、あるいは減少すると仮定すれば、存在時間中の気泡体積の平均値は最大体積の1/4となる。これより沸騰伝達によって伝えられる熱束を q 、1 ccの気泡を発生するに要する熱量を r とすれば、単位面積当たり発生する気泡体積 V は近似的に次式で与えられる。

$$V = a \frac{q}{r} \cdot \frac{(\text{平均気泡体積})}{(\text{最大気泡体積})} \cdot (\text{気泡の存在時間})$$

$$\approx 0.75 a \frac{q}{r} \times 10^{-3} \quad (5)$$

ただし、 a は0.8または0.2である。

6. 炉心の圧力

炉心の圧力上昇は沸点上昇を伴うため、動特性に非常に大きな影響を与える。これは主として内部で発生した気泡のため、流路内の水が炉心の外へ押し出されることにより生ずると考えられる。気泡が発生し始める初期において、気泡体積の増大する加速度がほぼ一定であるとして、これより圧力を計算してこの圧力による気泡体積の減少を考慮すると、内部圧力の第一近似はつぎのようにして計算することができる。

気泡が発生し始めてから t 時間後に気泡が流路中に占める高さを $2H$ 、気泡体積の増大する加速度を α 、沸騰伝熱による熱束を $q \text{ cal/cm}^2\text{sec}$ とすれば

$$H = V \cdot \frac{H_2}{2} \cdot \frac{1}{t_m} \approx 0.75 a \frac{q}{r} \times 10^{-3} \times 10 \times 1/0.15 \\ = 0.155 a q \quad (6)$$

Time scale factor を 100 として演算したとき、 q の時間微分が At の形で近似できたとすると、

$$dq/d100t = (1/0.155a) \\ \times (dH/dt) \times 10^{-2} \approx 100At \quad (7)$$

$$d^2H/dt^2 = \alpha \approx 0.155aA \times 10^4 \quad (8)$$

ただし、ここでは炉心の第2の部分で(高さ H_2)発生した気泡による気泡の高さに注目している。

この気泡により炉心の第1, 第3の部分の水(高さ約 20 cm)が炉心外に押し出されていくと仮定すると、圧力上昇による気泡体積の減少を考えないときの仮りの圧力上昇 p (atm) はつぎの式で与えられる。

$$p = m \alpha \times 10^{-6} \approx 0.031 a A \quad (9)$$

圧力上昇による気泡体積の減少を考えると、圧力 p_0 の第1近似はつぎの式で示される。

$$p_0(p_0 + 1) = p \quad (10)$$

解析にあたっては、最初圧力上昇がないと考えて演算し、このときの q の微分より p_0 を計算し、つぎに p_0 の圧力上昇を仮定して演算を繰り返す。

II. 動特性の解析

原子炉の動特性は、よく知られた特性方程式と熱方程式を組み合わせることで解くことにより与えられる。

$$dN/dt = (\Delta k - \beta) N / l^* + \sum \lambda_i C_i \quad (11)$$

$$dC_i/dt = \beta_i N / l^* - \lambda_i C_i \quad (12)$$

$$\sum \beta_i = \beta \quad i = 1, 2, \dots, 6, \quad (13)$$

$$t_j C_j \rho_j d\bar{T}_{j1}/dt = \bar{Q}_j - h'(\bar{T}_{j1} - \bar{T}_{c1}) \quad (14)$$

$$t_c C_c \rho_c d\bar{T}_{c1}/dt = h'(\bar{T}_{j1} - \bar{T}_{c1}) - h(\bar{T}_{c1} - \bar{T}_{m1}) - q_j(\bar{T}_{c1}) \quad (15)$$

$$t_m d\bar{T}_{m1}/dt = h(\bar{T}_{c1} - \bar{T}_{m1}) + q_j(\bar{T}_{c1}) - 2 t_m v_j \bar{T}_{m1}/H_j \quad (16)$$

j は炉心の4つの部分を代表する添字である。また H_j は炉心の j 部分の高さである。

$$\Delta k = \Delta k_e - K_{Tj}(\bar{T}_j/3 + 2\bar{T}_c/3) - K_{Tm} \bar{T}_m - \sum K_{vj} \bar{V}_j \quad (17)$$

ただし、 $\bar{T}_j = \bar{T}_{j1}/6 + \bar{T}_{j2}/6 + \bar{T}_{j3}/6 + \bar{T}_{j4}/2$ 、 $\bar{T}_c$ 、 $\bar{T}_m$ についても同様である。 $\bar{V}_j$ は炉心の第 j 部分に存在する気泡の炉心全体に対する百分率である。

$$h' = k/0.0625 = 7.806$$

$$\text{または} \quad k/0.1875 = 2.602 \quad (18)$$

$q_j(\bar{T}_{c1})$ は沸騰伝熱による熱束で、温度は上下対称と考えているので、 $q_1(\bar{T}_{c1}) = q_3(\bar{T}_{c3})$ である。炉心の第4の部分ではこの熱束は小さく、また解析結果にはほとんど影響を与えないと考えられるので、演算器の容量の点をも考え、 $q_4(\bar{T}_{c4}) = 0$ として解析を行なう。これらの関数の形は第1表に示されている。

v_j は炉心の第 j 部分における水の流速で、自然対流の場合はつぎの式で近似される。

$$v_1 = v_2 = v_3 \approx 1.1(\bar{T}_{m1} + \bar{T}_{m2} + \bar{T}_{m3})/3 \\ v_4 \approx 1.1\bar{T}_{m4} \quad (19)$$

現象が比較的速く、燃料と被覆の間の熱抵抗を取り入れて解析しなければならない場合は、演算器の容量が不足するので、炉心の第4の部分の温度上昇による反応度の減少は非常に小さいと考え、これを無視して解析を行なった。

現象が非常に速い場合には、比較的寿命の長い遅発中性子の密度変化は無視できるので、ここで用いたリアクターシミュレータでは、Time scale factor を 10 または 100 とした場合に、6 群の遅発中性子のうち寿命の長いもの2群または4群の密度化を無視するように作られている。

Fig. 8 に、Time scale factor を 100 とし、燃料と被覆との間の熱抵抗を考慮した場合の演算回路を示す。図で R.S. はリアクターシミュレータである。スイッチ S は、 $\bar{T}_{c2}$ がある設定値に達したときに自動的に閉路するように作り、これにより沸騰の時間遅れを与える。D.F.G. は二極管式関数発生器で、これにより沸騰伝熱の熱束を計算する。

リアクターシミュレータを用いて、 10^4 以上の範囲

Fig. 8 Block diagram of computing circuit (one example)

にわたり出力が変動する場合を解析することは困難である。反応度がステップ状に加えられる時は、炉周期が一定になったときに未だ温度上昇が起らない程度で、出力の初期値を実験の場合よりも大きくとって解析を行ない、適当に時間目盛を移動すれば充分満足な結果がえられるが、ランプ状に反応度が加わる場合は、このような簡単な手段では不充分である。この場合には、反応度を $\Delta k_e = a + bt$ の形で与え、 $t = t_0$

以降の出力が $\Delta k_e = bt'$ の形で与えたときの $t' = t_0 + a/b$ 以降の出力とほぼ一致するとともに、 $t = t_0$ 以前においては、温度上昇がほとんど起こらないように a を決定して解析を行なえばよい。

解析結果を、用いた仮定により A1, A2, B1, B2, C1, C2 と記号で示す。A, B, C は燃料と被覆の間の熱抵抗を 0, 0.0625/k, 0.1875/k とした場合を代表するものとし、1, 2 は沸騰伝熱により伝えられる熱量の、80 あるいは 20% が気泡の形を経て伝わるとした場合を示すものとする。

反応度をステップ状に加えたときの出力、温度の時間的变化を解析した結果の数例を Figs. 9~12 に実線で示す。また個々の解析結果に比較的近い炉周期で行なわれた実験結果を、解析結果と比較する意味で同じ図上に点線で示した。これらの結果より、出力の立上り部分、最高出力のみならず、下降する部分についても、解析結果は実験結果とかなりよく一致していることがわかる。しかし、Figs. 11, 12 からわかるように、出力が下降してから再び増大し始める点は、解析結果では実験結果に較べていちじるしく早くなっている。これは解析では中心部分の流路がすべて気泡で満たされるような状態になっても、気泡の存在時間を 3 msec としたためである。実際には、このような場合には気泡の周囲に水が存在しないため、気泡の消滅は炉心の上下から水が流れ込むために起こると考えられる。したがって、気泡の存在時間を 3 msec に比してかなり永くとる必要がある。すなわちひとたび出力が下降してから後の現象については、上記のことを考慮して別途解析を行なうことが必要である。しかしこの部分の現象は、実際問題として原子炉の安全性に対し

Fig. 9 Transient behavior of reactor power and fuel plate temperature

Fig. 10 Transient behavior of reactor power and fuel plate temperature

Fig. 11 Transient behavior of reactor power and fuel plate temperature

Fig. 12 Transient behavior of reactor power and fuel plate temperature

てはあまり重要な意味を持たないと考えられる。

Figs. 13, 14 は、最高出力あるいは最高温度と逆炉周期の関係を示すものである。これより出力の最高値に関しては、実験結果と解析結果は非常によく一致していることがわかる。特に逆炉周期の大きな場合には、

Fig. 13 Maximum reactor power vs. reciprocal period

Fig. 14 Maximum fuel plate surface temperature vs. reciprocal period

解析結果 C2 が実験結果と非常によく一致している。図には示されていないが、解析結果 C1, B1 は解析結果 C2, B2 よりも最高出力が 10% ほど大きくなる。これらの結果より、沸騰伝熱により伝えられる熱量のうち気泡の形を経て伝えられる割合は、最高出力にあまり大きな影響を与えないが、燃料と被覆の接触面における熱抵抗は、最高出力にかなり大きな影響を与えることがわかる。

中心温度の解析結果は、実験結果と傾向は一致しているが、最高値などはあまりよく一致していない。しかし、Fig. 14 からわかるように、最高温度の実験結果はかなりばらついていて、解析結果はこれらのほぼ平均的な値を示している。この場合も逆炉周期の大きな場合には、解析結果 C2 の方が解析結果 B2 よりも実験結果とよく一致していることがわかる。

反応度をランプ状に加えたときの出力の実験結果を検討した結果、温度上昇が未だ現れないと考えられる立上り部分は、即発中性子の平均寿命を 5.5×10^{-5} sec として、温度上昇を考えずに計算した結果と、時間および炉周期の点で多少ずれていることがわかった。これは解析に用いた即発中性子の平均寿命が、実際の場合と多少違っていることも原因しているが、むしろ実験における初期出力の読取り誤差、反応度を加える速さのばらつきが主な原因と考えられる。実際問題としてはこれらは重要な問題でないが、ただ解析結果と比較する場合には、最大逆炉周期がほぼ等しいものにつき、時間目盛を適当に移動して比較しなければならない。

このようにして出力の時間的变化を比較した結果の数例を、Figs. 15, 16 に示す。また最高出力と最大逆炉周期の関係は、Fig. 13 にステップ状に反応度を加えた

場合と一緒に示す。これらの結果より、実験結果と解析結果はかなりよく一致していることがわかる。

IV. 結 論

以上で説明したように、これまで定量的に解析することが困難と考えられていた Spert-1 の実験結果を、その設計データならびに、比較的容易に行なえるいくつかの基礎的な実験結果を用いて、充分満足すべき精度で解析することができた。

比較的炉周期の短い現象を解析する場合に特に考慮しなければならない問題は、燃料板表面の過熱温度で決められる沸騰の時間遅れおよび圧力上昇に伴う沸点上昇で、これらは出力の最高値に大きな影響を与える。初期温度と沸騰開始温度の温度差が小さくなるほど、これら過熱温度および沸点上昇に対して高い精度が要求されることは、原子炉の性質上明らかである。つぎに燃料と被覆との間の熱抵抗も重要な要素で、これにより燃料板表面が沸騰開始温度に達するまでに、燃料板に貯えられるエネルギーが異なり、結局出力の最高値に影響を与えることになる。また炉周期が数十 msec 以上の比較的ゆっくりした現象に対しては、沸騰開始以前の過渡的熱伝達係数が重要な要素となる。

すなわち、沸騰を起こさない場合には、燃料板の表面温度に大きな影響を与え、沸騰を起こす場合には、沸騰開始までの時間に影響を与え出力の最高値に大きな影響を与える。その他第 II 章で述べた気泡の存在時間、気泡の形を経て伝えられる熱量の割合などが重要な要素となっている。

これらの諸項目を考慮して、上記のような解析手段を用いることにより、軽水を減速材とする非加圧非沸騰型原子炉の出力脱走時の動特性を、充分満足すべき精度で予測することができると考えられる。

(1960年 10月10日 受理)

— 参 考 文 献 —

- (1) W. E. NYER, *et al.* : IDO-16285, (1956).
- (2) J. C. HAIRE, : IDO-16342, (1958).
- (3) S. G. FORBES, *et al.* : IDO-16528, (1959).
- (4) 林重憲, 若林二郎, 桜井彰, 岩住哲朗 : 第 3 回原子力シンポジウム報文集, I-31, (1959).
- (5) 林, 岩住, 若林, 桜井, 青木, 北村 : 本誌, **2**, No. 12, 736~741 (1960).
- (6) W. H. McADAMS, *et al.* : *Ind. Engng. Chem.*, **14**, 1945~1953 (1949).
- (7) M. W. ROSENTHAL : *Nucl. Sci. Engng.*, **2**, 640~656 (1957).

Fig. 15 Transient behavior of reactor power

Fig. 16 Transient behavior of reactor power