九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

自然循環気液二相流における流動不安定現象に関する数値解析

古賀, 健彦
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

饒, 燕飛
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

福田, 研二
九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

https://doi.org/10.15017/17431

出版情報：九州大学大学院総合理工学報告. 19 (1), pp.49-53, 1997-06-01. 九州大学大学院総合理工学研究科
バージョン：
権利関係：

九州大学大学院総合理工学研究科報告
第19巻 第1号49-53頁 平成9年6月

Engineering Sciences Reports, Kyushu University
(KYUSHU DAIGAKU SOGORIKOGAKU KENKYUKA HOKOKU)
Vol. 19, No. 1 pp. 49-53 JUNE 1997

自然循環気液二相流における流動不安定現象に関する数値解析

古賀健彦*・饒　燕飛**・福田研二**

(平成9年2月28日　受理)

Numerical Analysis of Flow Instabilities in Natural Circulation Two Phase Flows

Takehiko KOGA, Yan F. RAO and Kenji FUKUDA

This paper deals with fundamentals of the geysering and density-wave instabilities that may occur during the start-up process of a natural-circulation BWR, with the focus placed on revealing the difference in mechanisms of the two instabilities. Numerical analysis is conducted using a simple, one-dimensional homogeneous two-phase flow model with the effect of flashing taken into consideration. Through comparison of the numerical results with experimentally recorded void-distribution and flow rate oscillations, the different mechanisms of the geysering and the density-wave instabilities are revealed. The geysering instability is found to occur when the effect of flashing is strong enough to form a large, rapidly-growing bubble that can rapidly accelerate the liquid plug above it. An expulsion at the channel outlet actually starts at the moment when the liquid plug is pushed out of the channel.

1. 緒　　言

現在，炉心の上部にチムニーを設置して自然循環力を増加させ，これによって冷却水を循環させる新しいタイプの自然循環 BWR が提案されている．この自然循環 BWR では，安定な起動手順の検討のため，流動安定性に関する研究が不可欠であるが，自然循環条件下ではガイセリングや密度波不安定等が生じる可能性がある．

著者らはこれまでに，自然循環 BWR 起動時の流動特性を明らかにすることを目的として，**Fig. 1** に示すような自然循環流路を有する一体型の実験装置を用いて実験を行い，ガイセリングと密度波不安定の異なる二種類の振動現象を観察した．

本研究では，ガイセリングのメカニズム及びガイセリングと密度波不安定の差異を明らかにすることを目的として，自己蒸発の影響を考慮した一次元均質流熱平衡モデルを用いて数値解析を行った．

使用記号

D：管直径
f：混合流体の管摩擦係数
g：重力加速度
h：混合エンタルピー
h_g：気相のエンタルピー
h_l：液相のエンタルピー
P：圧力
q'''：加熱量
Re：混合流体のレイノルズ数
t：時間
u：流速
X：クオリテイー
z：位置
α：ボイド率
μ：混合流体の粘性係数
ρ：混合密度
ρ_g：気相の密度
ρ_l：液相の密度

2. 基　礎　式

基礎式としては以下の式を用いた。

連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial z}=0 \tag{1}$$

運動量式

$$-\frac{\partial p}{\partial z}=\frac{\partial(\rho u)}{\partial z}+\frac{\partial(\rho uu)}{\partial z}+\rho g+\frac{f}{D}\frac{\rho u^2}{2} \tag{2}$$

エネルギー式

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho uh)}{\partial z}=q''' \tag{3}$$

なお，管摩擦係数 f はレイノルズ数 Re によって以下のように与えられる．

*エネルギー変換工学専攻修士課程
**エネルギー変換工学専攻

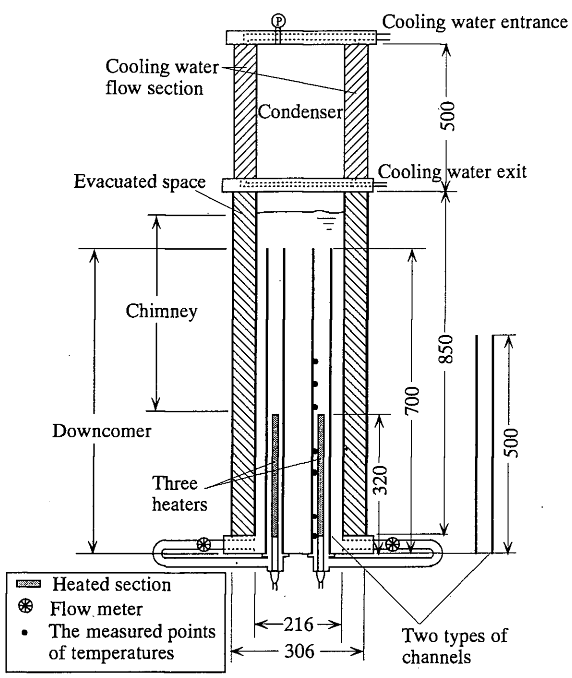

Fig. 1　Schematic of experimental apparatus

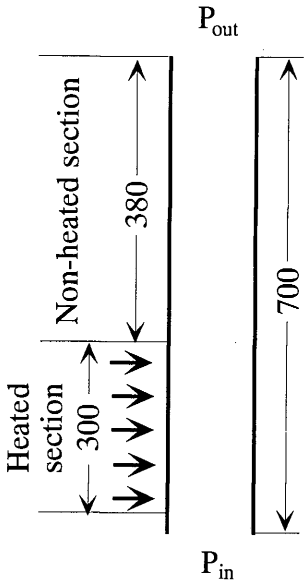

Fig. 2　Schematic of numerical model

$$f=64/Re \qquad (Re<2000) \tag{4}$$

$$f=0.3164/Re^{0.25} \qquad (Re>2000) \tag{5}$$

ここで，レイノルズ数 Re は次のように表される．

$$Re=\frac{\rho uD}{\mu} \tag{6}$$

また，状態方程式としては以下の式を用いた．

混合密度

$$\rho=\alpha\rho_g+(1-\alpha)\rho_l \tag{7}$$

混合エンタルピー

$$h=xh_g+(1-x)h_l \tag{8}$$

上の状態方程式中で用いる物性値は圧力依存性を考慮しており，九州大学大型計算機の PROPATH により求めたデータを多項式近似した式を使用した．

3. 解析方法

実験装置は３本の流路を有したが，本研究では１本の流路のみの場合について解析した．**Fig. 2** は解析体系を示している．流路下端より20mmから320mmまでが加熱部で加熱は一様であり，それより上部は非加熱上昇部である．解析手法としては，体系を36～351個のスタッガード格子に分割し，時間ステップを0.1～0.01ms として有限差分法を適用した．差分近似は対流項には一次の風上差分を，その他の空間微分に関する項には中心差分を用いた．また，時間積分には半陰解法[1]を用いた．

初期条件は非沸騰静止状態，エンタルピー一様，および水頭圧による圧力分布を仮定した．境界条件は流路上端での速度勾配がゼロ，下端でのエンタルピーが一定，および流路上端と下端との圧力差が一定とした．

本解析コードの実行には HP ワークステーション 9000シリーズを用いた．

4．解析結果及び考察

実験では流路内の沸騰による気泡の発生によって入口流量が振動する二種類の不安定現象が観察された．**Fig. 3 (a)**，**(b)** はその実験結果であり，それぞれ系圧力20kPa，60kPa の条件下における流路内の連続写真と入口流量の時間変化である．20kPa では入口流量ゼロの非沸騰状態から流路内でのスラグ気泡の急激な成長や膨張により入口流量が増加し，その後，流路内はサブクール液で満たされ非沸騰状態となって入口流量が再びゼロになるという周期的な現象がみられた．60kPa では20kPa の場合に比べ振幅が小さく，流路内で常に気泡が存在しているため，ある有限量の入口流量が保たれていた．これにより **Fig. 3 (a)** の流量振動はガイセリング，**Fig. 3 (b)** の流量振動は密度波不安定であると考えられる．しかし，これら２つの不安定現象におけるメカニズムの差異に関して，実験だけでは詳細まではわからない．そこで，本解析では，上に述べたような比較的低圧でのガイセリングおよび比較的高圧での密度波不安定を対象として数値解析を行った．

Fig. 4 (a) に解析で得たガイセリングにおける入口流速の振動例を示す。実験結果（**Fig. 3 (a)**）と比較

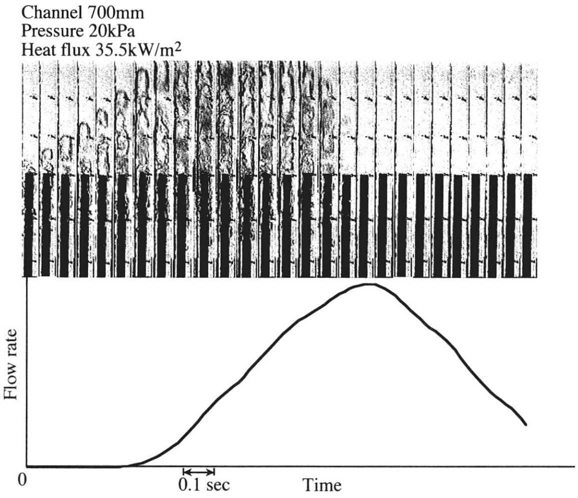

Fig. 3 (a)　Time variations of the void distribution and the inlet flow rate for the geysering instability; Experimental

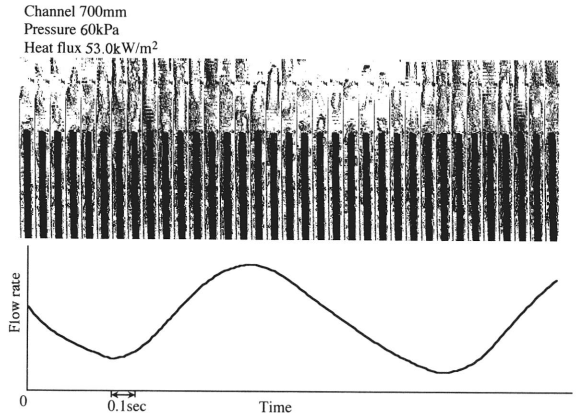

Fig. 3 (b)　Time variations of the void distribution and the inlet flow rate for the density-wave instability; Experimental

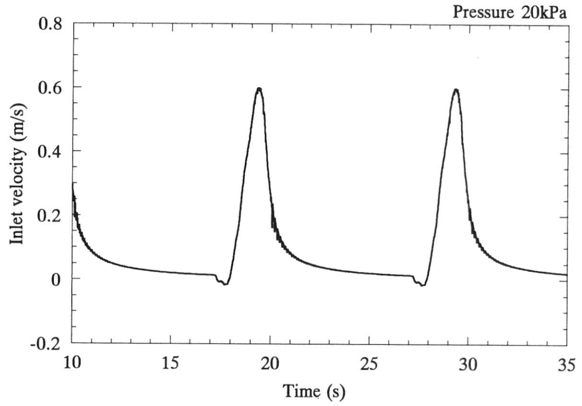

Fig. 4 (a)　Oscillation of the inlet flow rate for the geysering instability; Numerical

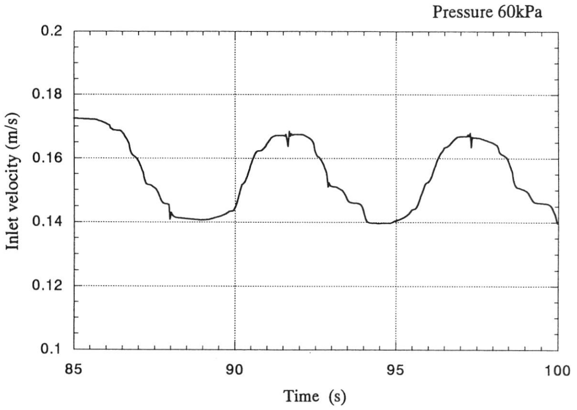

Fig. 4 (b)　Oscillation of the inlet flow rate for the density-wave instability; Numerical

すると，入口流速の増加している部分は定性的によく模擬できているが，減少している部分はなだらかであり，よく模擬できているとはいえない．これは本解析モデルではガイセリングにおける落水現象は模擬できないためである．しかし，流路上端から流体が急激に放出されるまでの現象（入口流速の増加している部分の途中まで）についてはこの問題はなく，解析結果は妥当なものである．**Fig. 4 (b)** に密度波不安定における入口流速の振動例を示す．実験結果（**Fig. 3 (b)**）と比較すると，数値的な不安定によって小さな変動はあるものの，定性的によく模擬できている．**Fig. 5 (a)**，**(b)** はそれぞれガイセリング，密度波不安定における流路内のボイド率と流路下端の入口流速の時間変化を表している．どちらも上図で縦軸が流路位置，横軸が時間であり，色の濃さによってボイド率の大きさを区別している．（黒い部分は液相で白い部分は気泡を表している．）この図は0.1s おきのデータを不連続的に示したもので，実験で得られた写真（**Fig. 3**）と容易に比較できる．また，下図では上図に対応する流路下端からの入口流速の時間変化を示している．ガイセリングの場合（**Fig. 5 (a)**），気泡は加熱部上端（約300mm）付近から発生し，加速的に成長しながら流路上部の液相を持ち上げるように上昇しており，流路上部の液相がプラグとなっている．入口流速は最初，沸騰が始まってもほとんど増加せずゼロ近くであるが，流路上部の液相プラグが上端から抜け切る11.0s 付近で増え始めていることがわかる．密度波不安定の場合（**Fig. 5 (b)**）も気泡は加熱部上端付近から発生するが，ガイセリングの場合と比べて沸騰が穏やかである．入口流速は流路内に気泡が常に存在するため，ある有限量が常に保たれており，流路内のボイド率がある程度大きくなった時に増加し始めていることがわかる．これらは実験結果である **Fig. 3 (a)**，**(b)** と比較すると定性的に一致している．

Fig. 6 (a) にガイセリングの場合の慣性項分布の時間変化を示す．この図は **Fig. 5 (a)** と時間的に対応している．これより，10.9sで流路上部の液相での加速

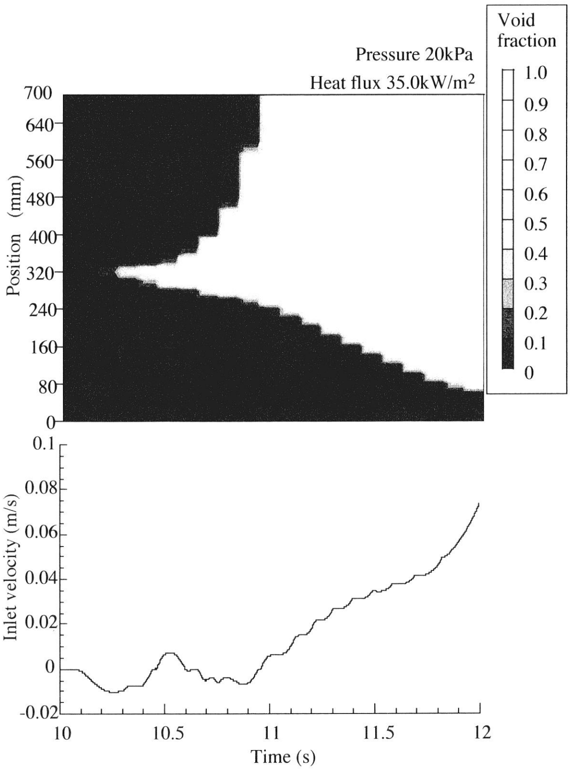

Fig. 5(a)　Time variations of the void distribution and the inlet flow rate for the geysering instability; Numerical

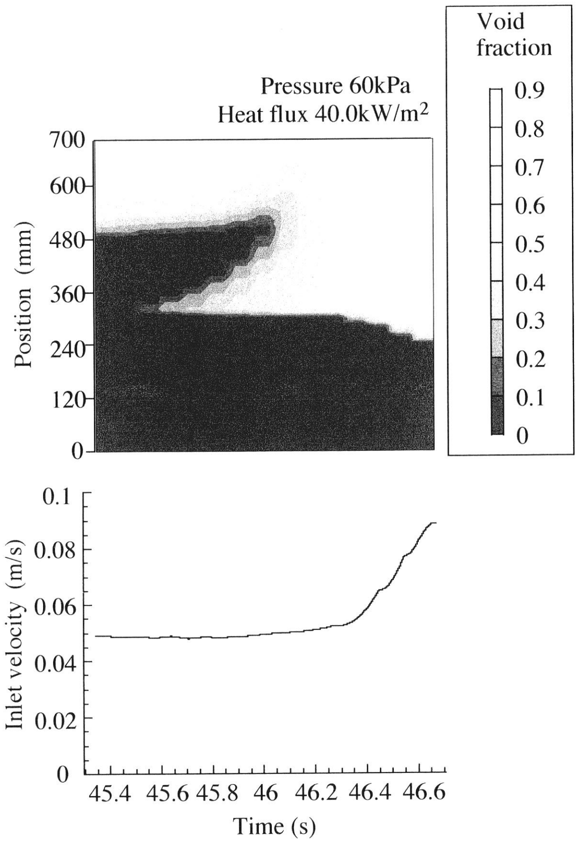

Fig. 5(b)　Time variations of the void distribution and the inlet flow rate for the density-wave instability; Numerical

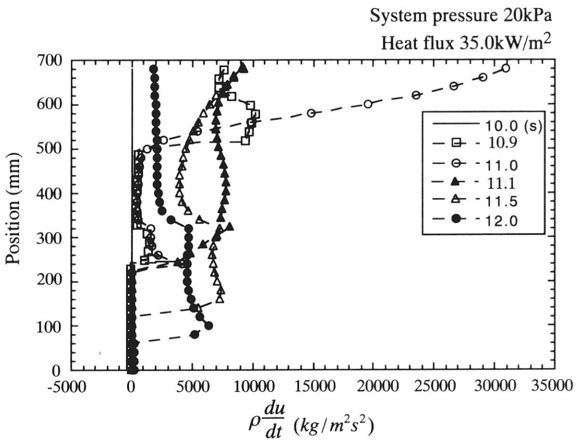

Fig. 6(a)　Distributions of acceleration during the geysering instability

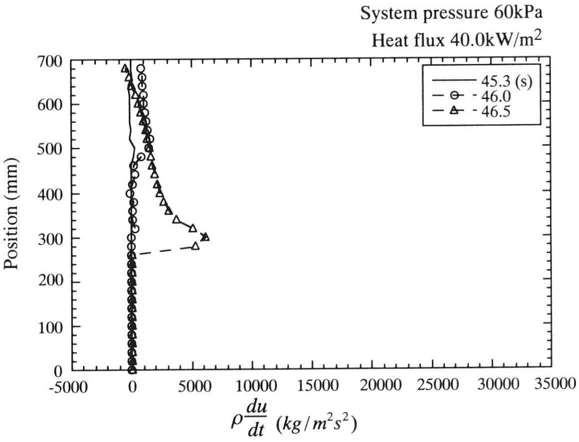

Fig. 6(b)　Distributions of acceleration during the density-wave instability

が増大しているのがわかる．これは主に気泡の上端付近で起こる自己蒸発により流路上部の液相が加速的に押し上げられていることによると考えられる．11.0s付近ではプラグとなっていた流路上部の液相が流路上端から抜け切り急激な流体の放出が生じるため，流路上端付近で加速がさらに大きくなっている．11.1sでは流路上部での加速が急激に減少しているが，これは自己蒸発によって慣性項の増加による過度の圧力上昇が起こり，その結果，そこでの自己蒸発がおさまってしまったためであると考えられる．**Fig. 6(b)** に密度波不安定の場合の慣性項分布の時間変化を示す．この場合，沸騰が比較的穏やかであり，ガイセリングの場合にみられたような自己蒸発による急激な加速の増大はみられない．

Fig. 7(a)，**(b)** にそれぞれガイセリング，密度波不安定の場合の圧力分布の時間変化を示す．ガイセリングの場合（**Fig. 7(a)** は10.9sから11.0sまでで加熱部上端付近より上方において圧力が大きいことがわ

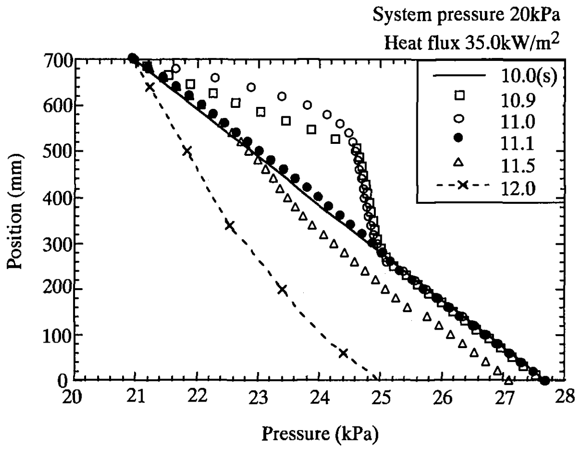

Fig. 7 (a)　Distributions of pressure during the geysering instability

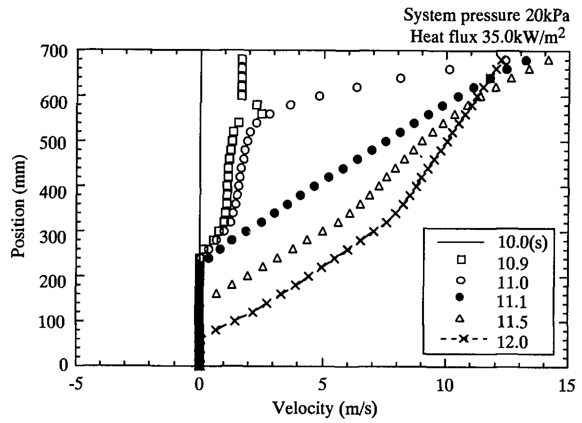

Fig. 8 (a)　Distributions of velocity during the geysering instability

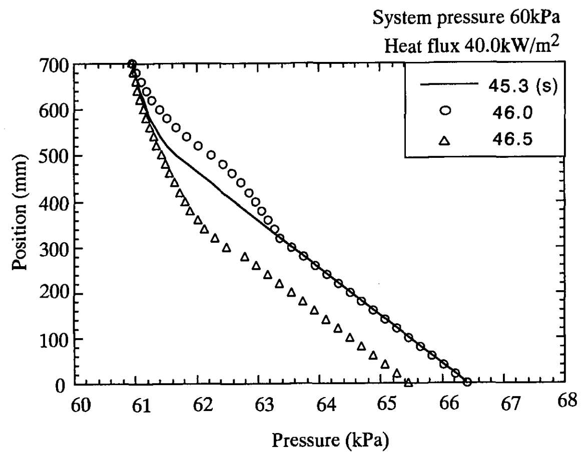

Fig. 7 (b)　Distributions of pressure during the density-wave instability

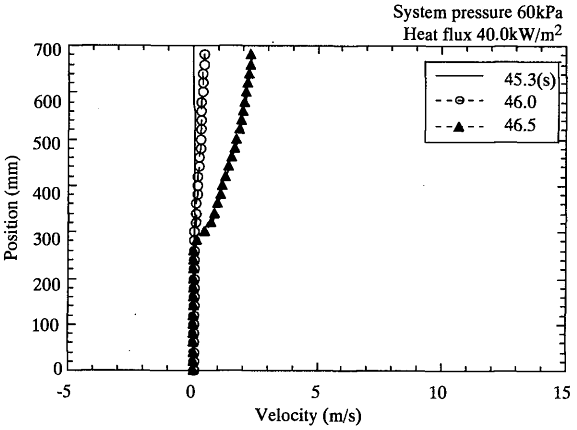

Fig. 8 (b)　Distributions of velocity during the density-wave instability

かる．これは上のように，流路上部で加速が増加したためであると考えられる．また，11.1sではこの部分は急激になくなっているが，これは上のように，流路上部で自己蒸発による過度の圧力上昇によって自己蒸発がおさまり，加速が急激に減少したことによると考えられる．これに対して，密度波不安定の場合（**Fig. 7 (b)**），激しい自己蒸発がないので圧力上昇部分はみられない．

Fig. 8 (a)，**(b)** にそれぞれガイセリング，密度波不安定の場合の速度分布の時間変化を示す．ガイセリングの場合（**Fig. 8 (a)**），10.9sから11.0sにおいて，流路上端付近で流速が急激に大きくなっており，急激な流体の放出が生じている．これに対して，密度波不安定の場合（**Fig. 8 (b)**），急激な流体の放出はみられない．

5. 結　　論

一次元均質流熱平衡モデルを用いた数値解析により，ガイセリングのメカニズムおよびガイセリングと密度波不安定の差異を調べた結果，次のような結論を得た．

（1）解析結果は実験結果と定性的に一致した．

（2）ガイセリングのメカニズムについて次のことがいえる．

自己蒸発による急激な気泡の成長および膨張によって気泡の上部の液体がプラグとなり急激に加速され，このプラグが流路上端より抜け出る時に急激な流体の放出が生じる．この時，加速の増大により，圧力が過度に上昇するために自己蒸発がおさまり，加速は低下する．また，気泡の下の流体はそれまでプラグにおける加速の増大と気泡の存在による重力ヘッドの減少が釣り合っていたのでほぼ静止しているが，この時，釣り合いが崩れ，入口流速が増加する．

（3）ガイセリングと密度波不安定の差異は自己蒸発が支配的であるか否かである．

参　考　文　献

1) 日本原子力学会熱流動部会編：気液二相流の数値解析，朝倉書店（1993）