

【整番】FE-20-TM-004	【標題】気液2相区間を含むポンプ系のサージングの可否
分類：流れ(流れ不安定)／種別：技術メモ	作成年月：H21.6／改訂：Ver0.0(21.8)

作成者：N.Miyamoto

全18枚

## 1. はじめに

(1) 気液2相流の不安定現象は、ボイラープラントの強制循環系あるいは石化プラントの加熱蒸発系などで発生し、バーンアウト/サーマルストライピングなど種々のトラブル/破損を引き起す。この不安定現象にはいろんなタイプがあり、Boure はこれらを分類して末尾のような表を与えてる。この中でも圧力降下型不安定は二相流圧損の特異性に起因する不安定現象で、密度波振動と並んでよく知られているが、実際のプラントの設備構成は複雑で常に意識的な事前検討がなされている訳ではない。そこで主に下記の Greitzer 文献に基づいて、サージング発生の可否を簡易的に判定する方法及び圧力降下型不安定の定性的傾向と対策を紹介してみたい。

The Stability of Pumping System—The 1980 Freeman Scholar Lecture

by E. M. Greitzer (J of Fluid Engineering June 1981 Vol.103/193)

(2) ここでは、ポンプ出口直後に気相部分を持ちその下流で加熱されて沸騰蒸発するシステムを、図1のようにモデル化して扱う。なおサージタンクは、アクチュレータやサージタンクそのもの、あるいは管路中のガス溜まり等をイメージ化したもの。気相部分の容積的な特性を扱う。

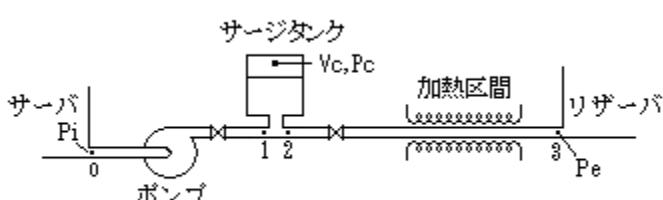


図1 圧力降下型不安定モデル

### <仮定条件>

- (1) 揚液は非圧縮性流体(液体)とする。
- (2) システムの出入口(0,3)の圧力は一定とする。
- (3) 短区間の圧損や動圧は無視できるオーダーとする。
- (4) 管路はフラットで位置ヘッドの変化はないとする。  
(位置ヘッドを考慮しても検討結果は変わらない、念為)

## 2. システムの特性方程式と安定性判定

(1) 系の安定性に関する特性方程式は次式の通り(詳しくは解説 2.による)。

$$s^2 + 2\alpha s + \beta = 0 \quad \dots \quad (1)$$

係数  $\alpha, \beta$  は次の通り。

$$\alpha = (1/2)[(d\Delta P_H/dm)(A_{in}/L_H) - \{\kappa P_c / (\rho V_c)\} / (d\Delta P_p/dm)] \quad \dots \quad (2)$$

$$\beta = [(A_{in}/L_H) \{\kappa P_c / (\rho V_c)\} \{1 - (d\Delta P_H/dm) / (d\Delta P_p/dm)\}] \quad \dots \quad (3)$$

ここで、 $s$ =増分率、 $d$ =微分演算子、 $m$ =質量流量(kg/s)、 $\rho$ =液体密度(kg/m³)、

$\Delta P_p$ =ポンプ実効差圧(Pa)、 $\Delta P_H$ =区間2~3の圧力降下(Pa)、

$P_c$ =タンク気相平均圧力(Pa)、 $V_c$ =タンク/気相容量部の気相容積(m³)、

$\kappa$ =気相部気体の比熱(-)、 $A_{in}$ =加熱区間の入口流路断面積(m²)、

$L_H$ =区間2~3の相当管長(m)= $\sum A_j L_j / A_{in}$  (但し  $A_j, L_j=j$  番目の流路断面積, 管長)

$(d\Delta P_H/dm)$ =運転流量における圧力降下一流量曲線の勾配、

$(d\Delta P_p/dm)$ =運転流量におけるポンピング曲線の勾配

- (2) 上記の特性方程式に基づく、運転流量における安定性判別は下記による。

$\beta < 0$ のとき	----- 静的不安定
-----------------	-------------

$\alpha < 0 \ \& \ \beta > \alpha^2$ のとき	----- 動的不安定
--	-------------

- (3) 判定手順は、次の通り。

ステップ 1) 運転流量とその前後流量に対して、区間 2~3 の圧力降下  $\angle P_H$  を計算する。

ステップ 2) 上記の結果を用いて、圧力降下勾配  $[d\angle P_H/dm]$  を求める(解説 3.(iv)参照)。

もし  $[d\angle P_H/dm]$  が負の勾配(右下り勾配)であれば次のステップに進む。正の勾配(右上り勾配)でであれば、通常、不安定化は起きないのでここで終了する。

ステップ 3)  $\angle P_p$  を運転流量における  $\angle P_H$  と等しくおいて、ポンプ出口絞り(流量調節弁)の圧損係数( $K_t$ )を求める。即ち

$$K_t = \{ \rho g H - (P_e - P_i) - \angle P_H \} / \{(1/2) \rho (Q/A)^2\}$$

ここで  $H$ =ポンプ特性曲線による運転点の揚程(m)、 $P_e$ =出口静圧(Pa)、

$P_i$ =入口静圧(Pa)、 $Q$ =運転流量( $m^3/s$ )、 $A$ =流路断面積( $m^2$ )、

$\rho$ =液体密度( $kg/m^3$ )、 $g$ =重力加速度( $\sim 9.81 m/s^2$ )

ステップ 4) ステップ 2 で求めた  $K_t$  を用いて、運転流量とその前後流量における区間 0~1 のポンプ差圧  $\angle P_p$  を計算する。

ステップ 5) 上記の結果を用いて、ポンプ差圧勾配  $[d\angle P_p/dm]$  をもとめる(解説 3.(iv)参照)。

ステップ 6)  $[d\angle P_H/dm]$  と  $[d\angle P_p/dm]$  の結果から特性方程式(8)の係数  $\alpha, \beta$  を求めて判別。

### 3. 圧力降下型不安定の定性的傾向

- (1) 圧力降下型不安定は、流送システムに生じる流動変動現象の一つであり、次の条件がそろった時、発生可能になる。

① 液を流送するラインで、上流側になんらかの加圧源(ポンプ/加圧タンク/重力差等)をもち、中途に加熱装置(加熱器/気化器/ラインヒータなど)があること。

② 加熱装置を通過する液体は沸騰して二相流になり、ラインの圧損-流量曲線の中に**負の勾配**(流量増加→圧損減少)部分が含まれること。

③ 加圧源～加熱装置の間に何らかの**圧縮性空間**(サージタンク/アキュムレータ/ガス溜まり等)が存在すること。

- (2) 流動不安定には、**静的不安定**と**動的不安定**の 2 つがある。静的不安定は**流量逸走**の形をとるが、振動にはならない。圧損-流量曲線がポンピング曲線(例えばポンプ特性曲線)より険しくなるとき、静的不安定は起きる。場合によって運転流量が過度に低下しバーンアウトの原因になる。

- (3) 動的不安定は、加熱区間で発生するエネルギーの発散が不足して起きる。一定の周期で圧損-流量曲線上を一定のルートで変動する。周期的に流量が変化するので、周期的にバーンアウトを起こして加熱チューブ壁温が揺らぎ、熱疲労などの原因になる。なお、密度波振動に似るが、密度波振動よりも高い流量域で発生し、周期も長い(振動数は低い)。おおむね 10sec.を越えることが多い。

[ 以上、詳細は解説 1. を参照のこと ]

#### 4. 不安定の防止策

- (1) システムの圧力降下量を増やす。図1の区間2~3(特に図1のようにサージタンク~加熱区間の間)に絞り(弁/制限オリフィス等)を入れて流れ抵抗を加える。但し加熱区間以降の気相容積が大きいとその効果が失われる。
- (2) 動的不安定に対しシステムの圧縮性を低める。例えば、気相圧力  $P_c$  の増加や気相容積  $V_c$  の縮少。
- (3) 管長を長くする。但し但し加熱区間以降の気相容積が大きいとその効果が失われる。

[ 以上、詳細は解説1. 及び2. を参照のこと ]

#### 【 解説 】

1. まず、本TSで取り上げている圧力降下不安定について解説する。圧力降下形不安定はテキスト類<sup>(1)(2)</sup>でも必ずとりあげられているが、事象とその背景の説明に発散的なところがあり、事象に対する総括を欠くところがあった。その点、Greitzer文献<sup>(0)</sup>は、事象の背景説明が明快で、適切に事象を総括しており、不安定問題を扱う上でもっとも有用である。以下その内容を紹介しておく。

\*\*\*\*\*

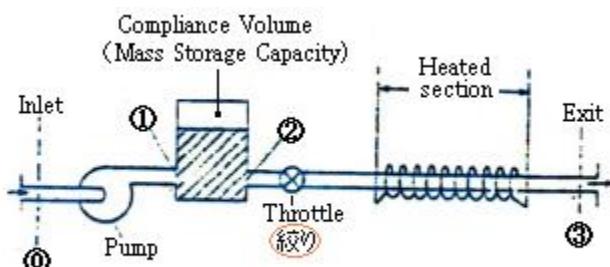


Fig.48 二相流ポンピングシステムのモデル

##### (1) 負性勾配を持った2相流の抵抗曲線

圧力降下不安定は、その系の圧力降下・流量曲線(ライン抵抗曲線)が負の勾配を持つときに発生する。ここではまず、何故、この負の勾配、即ち流量減少に伴う圧力降下(圧損)の増加ないし流量増加に伴う圧力降下の減少が発生するかを考える。

通常、2相流の圧力損失は次の3つの成分から構成されている。

$$\Delta P_{\text{overall}} = \Delta P_{\text{friction}} + \Delta P_{\text{momentum}} + \Delta P_{\text{gravity}}$$

これら3つの成分は、加熱沸騰状態において、いずれも負のスロープになる可能性がある。

まず、摩擦損失  $\Delta P_{\text{friction}}$ について。負のスロープになるのは、相當に高い熱流束のもとでサブクール沸騰が起きる場合である。今、熱流束/出口圧力/入口温度が一定の加熱チューブ流れを考えると、かなり速い流れでは伝熱表面の沸騰はなくその圧力降下は単相流と変わらない。しかし流量が減少すると、まず下流側で局部沸騰が始まり、更に流量が減るとそれは上流方向に移動し、やがてチューブのかなりの部分が大きな bulk exit subcooling を伴って沸騰するようになる。まだこの状態では、ボイド率は小さくモーメンタムに由る圧力降下も小さいが、流量の減少とともに加熱表面で気泡が急激に成長し崩壊する。これとともに壁面のせん断応力が増加して圧力降下が加速され、負性勾配になる。

[ 即ち、流量低下→気泡成長/崩壊→壁面せん断増加→圧力損失増加→負性勾配形成 ]

次に、モーメンタム損失 $\Delta P_{momentum}$ について。定常流れではボイド率が増加によってモーメンタムフラックス(運動量流束 $= \rho U^2$ )が増加してその分、圧力降下が増加する(\*1)。このボイド率の増加は、加熱によって、あるいは断熱状態での圧力レベルの減少によって起きる。ここでも熱流束一定の加熱流れを仮定すると流量の減少によって出口クオリティは増加する。もしその運転点が、小さなクオリティ変化で大きなボイド率変化が生じるような領域にあるなら、モーメンタム損失は増大する。

次に、重力損失 $\Delta P_{gravity}$ について。垂直管の流れでは2ポイント間のオーバーオールな圧力降下は重力ヘッド差に依存している。上向き流れでは流量減少に伴い圧力降下が減少し、下向き流れでは、流量減少に伴って圧力回復量がダウンする。言い換えれば圧力降下が増加する(\*2)。

以上、一定加熱状態で流量が減少する状態では、最小点(ミニマムポイント)と負性スロープをもつた圧力降下-流量曲線が存在する。この状態はFig.50の中に見られる。またこの図では熱流束の異なる幾つかの曲線が示されている。熱流束が増加するにつれて、負性勾配の規模が拡がっているのが判る。

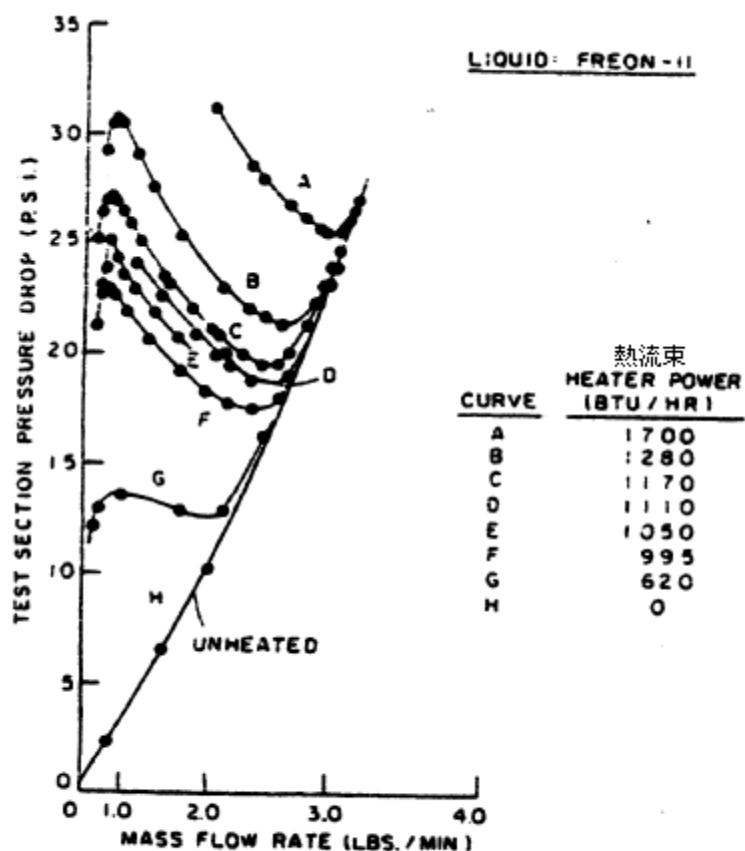


Fig. 50 Pressure drop - flow rate curves for two-phase flow in heated tube (steady-state measurements) [139]

加熱管の2相流における圧力降下-流量曲線

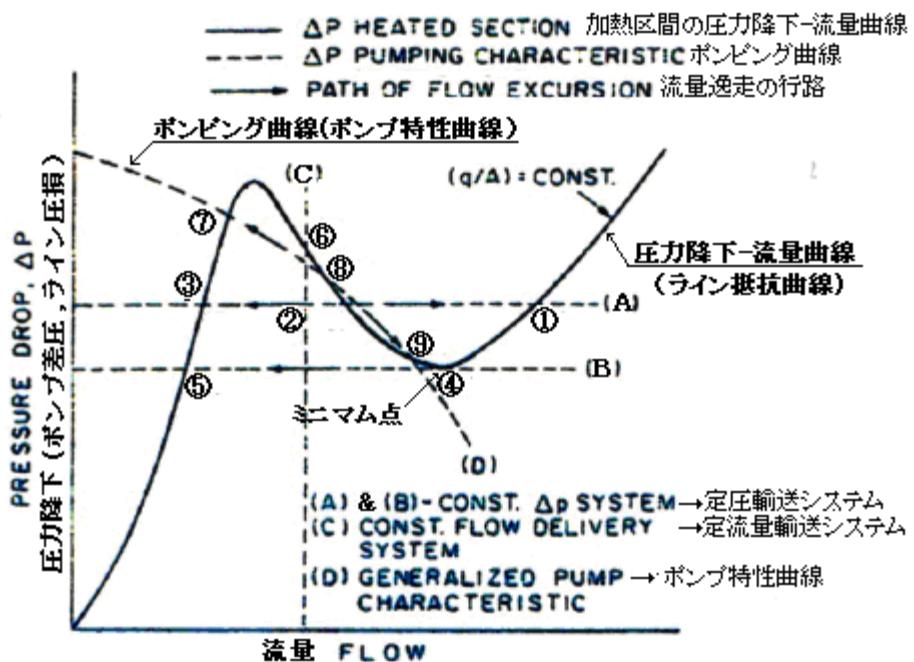


Fig. 51 Pressure drop static instability in forced convection flow with subcooled boiling [140] サブクール沸騰を伴う強制対流系の静的圧力降下不安定

## (2) 定量的な、系の安定性についての考察

Fig.51 は、ポンピング曲線(ポンプ特性曲線)に、熱流束一定下の圧力降下-流量曲線(ライン抵抗曲線)を重ね合わせたものである(\*3)。この図では、次の3種類のポンピング曲線が与えられている。

代表的なポンピング→(D)、定圧輸送システム→(A),(B)、定流量輸送システム→(C)

定圧輸送システムは、例えば、チューブ群の中の单一チューブであって出入口がヘッダーに接続しており、ヘッダーの差圧が一定に保たれているような場合に相当する。このような圧力一定のシステムでは、ポイント②におけるわずかなシステム流量の増減で、運転点が①または③に移る可能性があり不安定である。

通常、どちらの曲線も負のスロープ域にあるときは、圧力降下-流量曲線がポンピング曲線よりも険しくなると、静的不安定になる(\*4)。例えば、ポンプ特性曲線と圧力降下曲線の任意交点(図のポイント⑧⑨)をみてみると、ポイント⑧では圧力降下曲線の方が険しく、矢印のように⑦または⑨の方向に移動する可能性があり不安定である。またポイント⑨では逆にポンプ特性曲線の方が険しく静的には安定する。これは圧力降下が一定になるように維持されたシステムでは、静的不安定がミニマム点④の左側で発生することを暗示している。一方、流量が一定に維持されたシステム(例えば容積ポンプ)では曲線上に静的不安定の発生域はない。[朱記部分ー原文では“右側”になっているが、恐らく誤記と思われる]

不安定になって、例えば運転点がポイント③の位置に移って流量が減少すると、加熱管は過大な温度に曝されて破損する。いわゆるバーンアウト(boiling crisis)である。Fig.52 にこれを示す。この図は定流量システムと定圧システムの質量流量と限界熱流束(バーンアウト点)の関係を示している。定流量システムのバーンアウト点は白丸、定圧システムのバーンアウト点は白角で示され、逸走不安定の発生予想ポイント(流量-圧力降下曲線のミニマム点)は黒角で示される。白角と黒角はほぼ重なるので、逸走不安定によってバーンアウトが起きている。またこの例では、定圧システムは静的に安定した定流量システムにおける

限界熱流束の約 1/2 強の熱流束でバーンアウトしている。この Ledinegg 型の逸走不安定は静的不安定である。

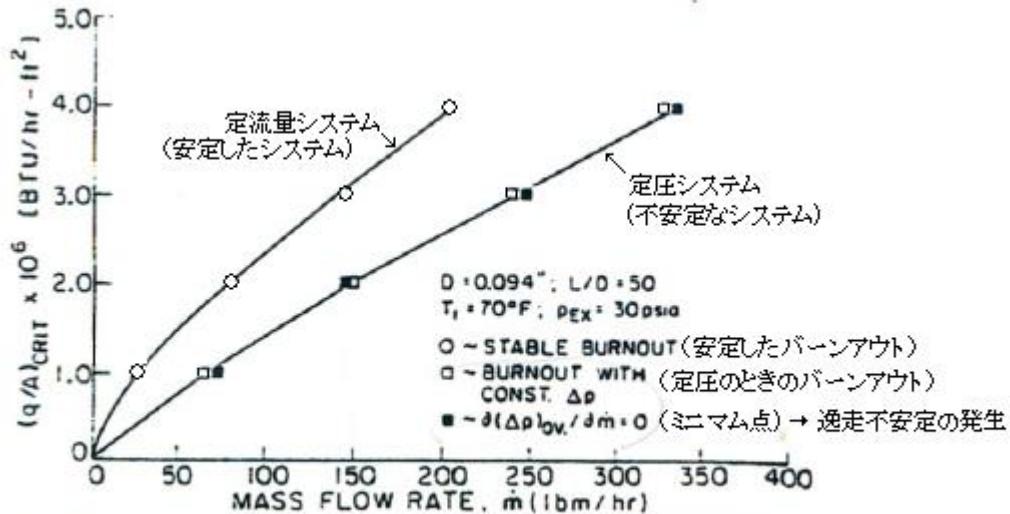


Fig. 52 Critical heat flux versus mass flow rate for constant pressure drop system [140] 定流量システム/定圧システムの限界熱流束 - 質量流量の関係

しかし、静的不安定とは異なる、別のタイプの圧力降下不安定もある。いわゆる動的不安定である。この場合、振動が起きる (Fig.51 に示される静的不安定はそれ自身で振動を起こすことではない)。

Maulbetch と Griffith は加熱チャンネルの集中パラメータモデルから、動的な圧力降下不安定の発生基準を導き、その予測が実験と合うことを示した。このモデルには、大きな質量貯蔵能力が含まれるので、動的不安定が圧力降下・流量曲線のミニマム点のすぐ近くで発生するようになっている。この場合、不安定の発生は加熱区間の破損につながるので、動的不安定の発生点が、事実上のバーンアウト点である。このバーンアウト点は、安定システムのバーンアウト点をかなり下回ったところ(低い熱流束)にくる。

システムの挙動をエネルギーの観点から追うと、この動的不安定はよく理解できる。ここでは Fig.48 に示すシステムの運転点廻りに微少な擾乱を想定し、振動サイクルにおいてシステム構成要素から派生する機械的エネルギーのトータルを吟味する。なお、出入口圧力と加熱管の入熱は一定とする。まずポンピング要素では、そのイナータンス(慣性)やキャパシタンス(容量)は機械的エネルギーの発生には結びつかない。更に想定の負性勾配領域では、ポンプや絞りを通過する非定常流れのエネルギー消費は、定常流れのときよりも増加する。従ってシステムにエネルギーを注入する唯一の要素は加熱区間だけである。この区間の振動流れには次の 2 つのケースが考えられる。

Case I : 運転点が負勾配の所にあるとき、 Case II : 運転点が正勾配の所にあるとき

Fig.53 にこれを示す。この図では加熱区間の質量流量の変動  $\delta m$  と圧力降下量の変動  $\delta \Delta P$  およびその積  $[\delta m \cdot \delta \Delta P]$  が示されている。非定常状態における  $[\delta m \cdot \delta \Delta P]$  の 1 サイクルの積分量がエネルギー消費の過不足の対象になる。

Case II の場合、加熱区間は抵抗そのものになり図のように正の消費になる。ところが Case I の場合、

非定常状態の消散程度は定常状態よりも低下して負の消散になり、機械的エネルギーの増加になる。これはマス・バネ・ダッシュポット系の[負性減衰力=負の減衰係数  $\times$  速度]によるものに類似している。この場合圧力はシステムの出入口で一定であるから、機械的エネルギーの流出はない。従って

[加熱区間の振動流れによるエネルギー余剰分] - [ポンプや絞りからのエネルギー発散分]

が、機械的エネルギー(→振動エネルギー)の増減となって発現する。なお伝熱の役割は曲線勾配に必要な条件を生み出すだけのもので、ここで云う機械的エネルギーバランスには寄与しない。

以上を要約して云えば、“運転点が負性勾配域にあると、高い質量流れに対して加熱区間のエネルギー消散が不足して、機械的エネルギーが増加し動的不安定が発生する”ということになる。

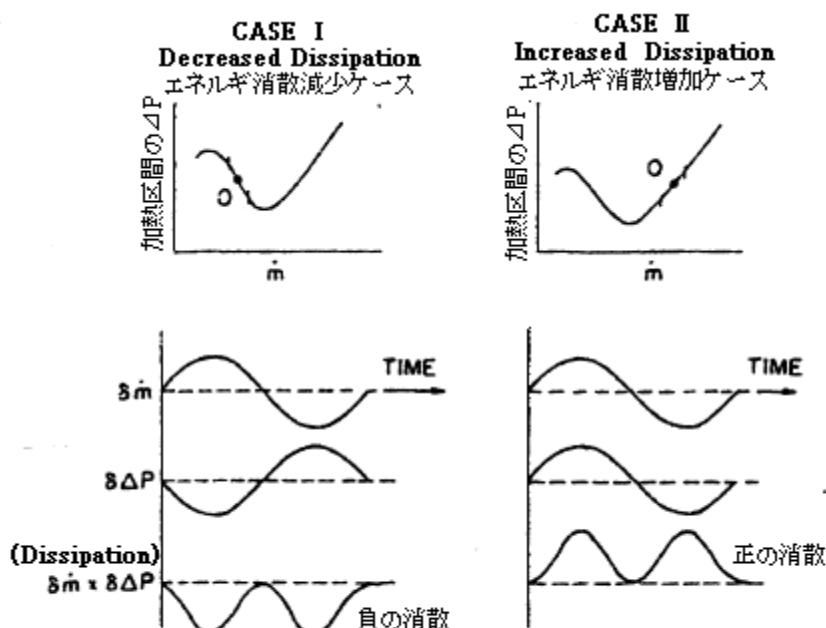


Fig. 53 Physical mechanism for pressure drop dynamic instability  
圧力降下不安定のメカニズム

ポンプや絞りのエネルギー消散の増加が加熱区間のエネルギー消散の減少と丁度バランスする運転を見出すには、システムの過渡応答について定量的な計算(安定性解析)を行わなければならない。

安定性解析の結果から、特定のイナータンス(慣性)/キャパシタンス(容量)を持つシステムでは、その不安定に必要な圧力降下一流量曲線の勾配にある限界値があることがわかる。例えばシステムの平均流量が減じて圧力降下曲線の局部最大点に向かって動く時、再びシステムが安定に向かう見込みがでてくる。Fig.54にこの様子を示す。圧力降下不安定が持続する区間は有限で、それよりも低い流量あるいは高い流量ではシステムは安定になる。流量が更に減少して局部最大点を過ぎると別種の密度波振動が起きる。図に示されている周波数はスタディ対象の設備に固有のものであるが、圧力降下不安定の方が密度波振動より長周期になる傾向がうかがえる。

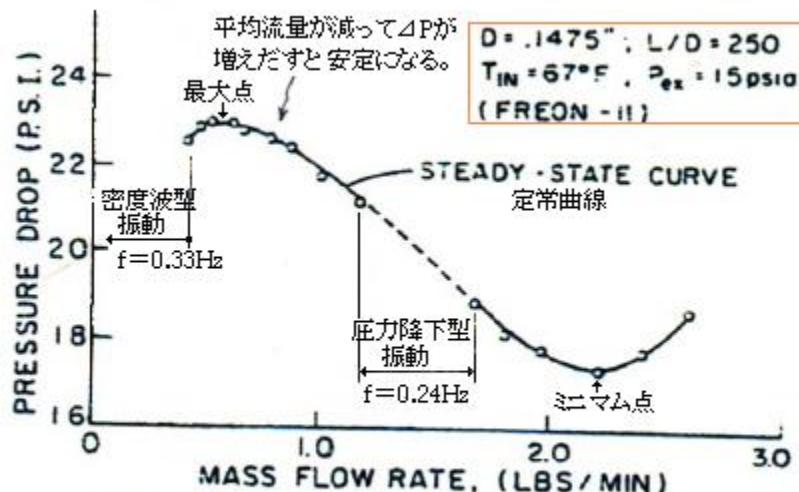


Fig. 54 Regimes of instability in two-phase flow [131]  
2相流不安定のパターン

圧力降下不安定が静的であれ動的であれ、その対策の一つはシステムの圧力降下を増やすことである。静的不安定に対しては、システムのどこか(Fig.48 の 0~3)に絞りを追加すべきである。一方、動的不安定に対しては、加熱区間の圧力降下を増加するように Fig.48 の 2~3 の間に絞りを加えるべきである。例えば、Fig.48 の絞りの位置は動的不安定の抑制に有効である。しかしシステムの内部質量貯蔵能力が主にベーパー相の固有の圧縮性によるものなら、その絞りは、区間に有意なキャパシタンスを持った長い加熱区間(実際の加熱区間を内包する区間)に在ることになり、この対策は効果的でない。このほかに、動的不安定に対し、システムの圧縮性(コンプライアンス)を減じる傾向にあるパラメータ( 例えはタンク容積)の変化も安定化に影響を持っている(圧縮性が減少すれば安定化傾向)。

### (3) 圧力降下不安定によるリミットサイクル振動

不安定現象はある条件で非線形のリミットサイクル振動になる。この例を Fig.55 に示す。この図では質量流量と圧力降下を軸にとっており、図中にサイクル中の時間が記されている。このサイクルは圧縮機のサーボサイクルに似ている(1 ポイントの特性より全体の特性に支配される)。実験では、システムの質量貯蔵要素に含まれる気相体積(コンプライアントボリューム)が増加するにつれて、圧縮システムのリミットサイクル振動(サーボ)のそれに類似した流量の大きな揺れが見られた。

過渡的なシステム挙動の理論的な検討としては非線形の集中パラメータを用いた中西らのスタディがある<sup>(3)</sup>。これはヴァンデアポール方程式に用い実質圧縮システムの議論を踏襲するもので、解析結果は実験と無理のない一致が見られる。補足説明(\*5)にリミットサイクル振動に関する文献(1)の記述を示す。

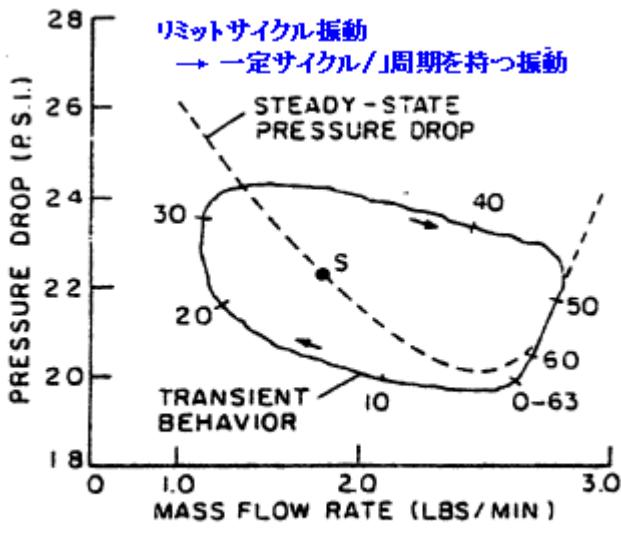


Fig.55 Limit cycle oscillation due to pressure drop dynamic instability

Greitzer 文献に関する補足説明(TS 作成者) :

(\*1) 均質流れを仮定すれば、ボイド率  $\alpha$ 、及び平均密度  $\rho_m$  は、

$$\alpha = [1 + \{(1-x)/x\}(\rho_g/\rho_1)]^{-1}, \quad \rho_m = \{x/\rho_g + (1-x)/\rho_1\}^{-1} \quad (= \text{均質密度})$$

$$\rho_m \text{ 式を変形すると } \rho_m = (\rho_g/x)\{1 + \{(1-x)/x\}(\rho_g/\rho_1)\}^{-1} = (\rho_g/x)\alpha$$

$$\alpha \text{ 式を変形すれば } 1/x = (1/\alpha)(\rho_1/\rho_g) + (1 - \rho_1/\rho_g), \quad \text{これを上式に代入して、}$$

$$\rho_m = (\rho_g/x)\alpha = \rho_1 - \alpha(\rho_1 - \rho_g)$$

$$\text{モーメントフラックス M.F. は、} \quad M.F. = m^2/\rho_m = m^2/\{\rho_1 - \alpha(\rho_1 - \rho_g)\},$$

液密度 > 気体密度 ( $\rho_1 > \rho_g$ ) ので、 $\alpha$  が大きくなると分母は小さくなり MF は大きくなる。即ちボイド率が大きくなるとモーメントフラックスも増加する。因みにボイド率は、クオリティ  $x$  に準じて増加する。

(\*2) 下図において①→②の変化を見る。流量がダウンすると、

流量の減少 → 加熱によるクオリティの増加 → ボイド率の増加 → 平均密度の減少

であるから、上向き流れではポイント①に対するポイント②の圧力減少量は減少し、下向き流れではポイント①に対するポイント②の圧力増加量は減少する。流量減少前の圧力変化と減少後の圧力変化を比べると

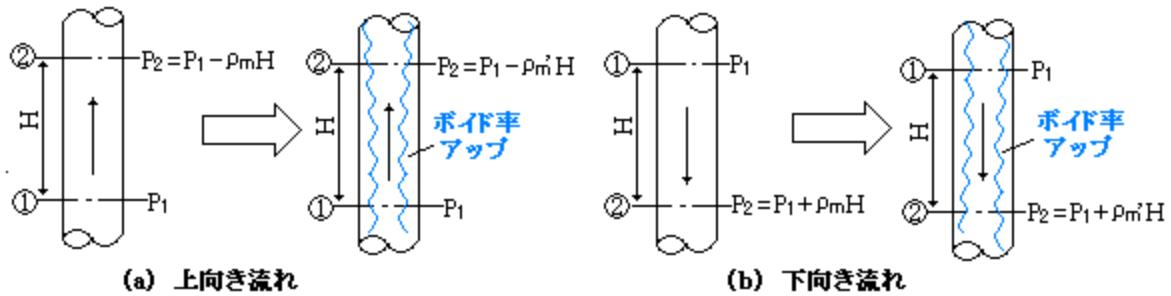
上向き流れ :  $P_{ch} = (P_2 - P_1) - (P'_2 - P_1) = (P_2 - P'_2) = (P_1 - \rho_m H) - (P_1 - \rho'_m H) = (\rho'_m - \rho_m)H$

下向き流れ :  $P_{ch} = (P_2 - P_1) - (P'_2 - P_1) = (P_2 - P'_2) = (P_1 + \rho_m H) - (P_1 + \rho'_m H) = (\rho_m - \rho'_m)H$

$\rho_m > \rho'_m$  であるから、上向き流れではマイナス、下向き流れでは  $P_{ch}$  はプラス。従って

上向き流れ : 流量減少によって圧力減少量 ( $-\rho_m H$ ) は低下し、圧力降下の減少

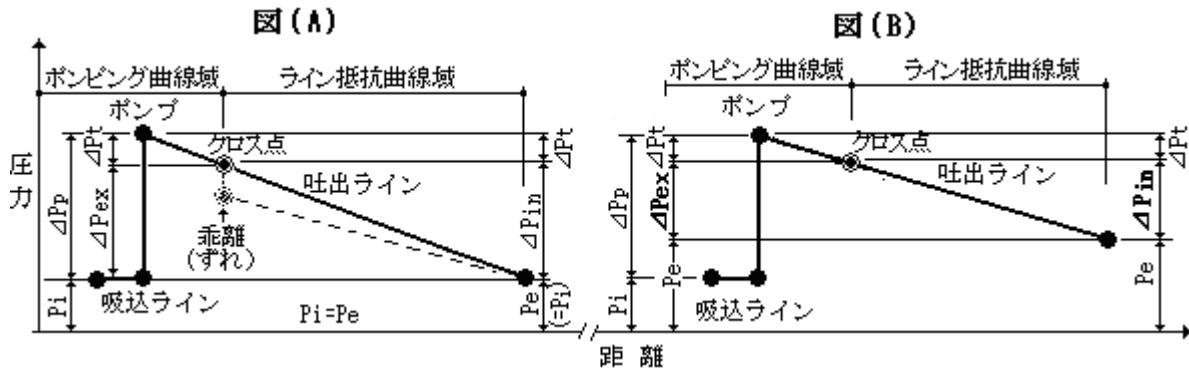
下向き流れ : 流量減少によって圧力増加量 ( $+\rho_m H$ ) は低下し、結果として圧力降下の増加



(\*3) Fig.51 はやや特異なグラフである。即ち縦軸の  $\angle P$  は、下記のような 2 つのパラメータの相乗りになっている。

図中のポンプ特性曲線に対し：ポンプ差圧  $\angle P_{ex} \rightarrow$  外力(外部仕事)

図中のライン抵抗曲線に対し：ライン圧損  $\angle P_{in} \rightarrow$  内力(内部仕事)



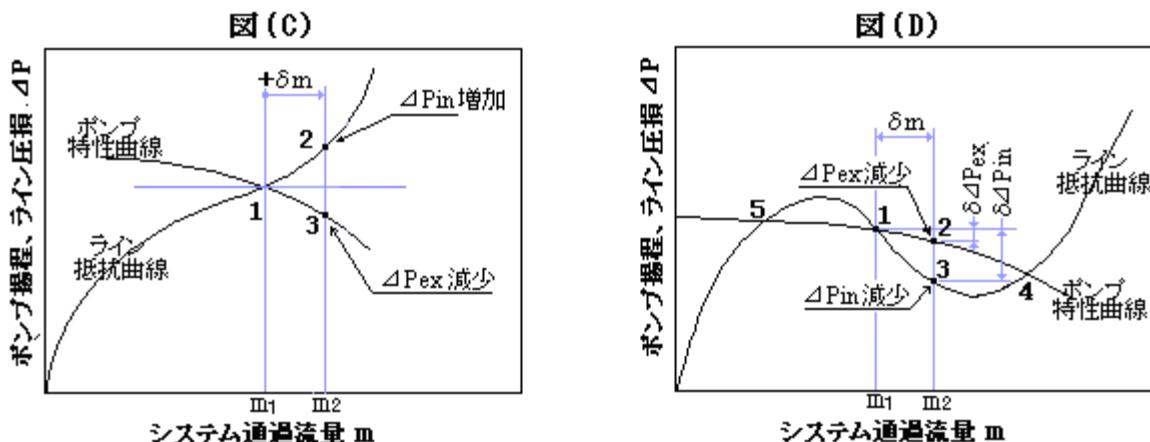
運転状態におけるこの 2 つの  $\angle P$  の関係を、図(A)と(B)に示す。これらシステムの出入口圧力は、いずれも一定だが、図(A)では[入口圧  $P_i =$  出口圧  $P_e$ ]、図(B)では[入口圧  $P_i \neq$  出口圧  $P_e$ ] である。

$$P_i = P_e \text{ の時 : } \angle P_{ex} = \angle P_{in} = \angle P_p - \angle P_t,$$

$$P_i \neq P_e \text{ の時 : } \angle P_{ex} = \angle P_{in} = \angle P_p - \angle P_t - (P_e - P_i)$$

となる。ここで  $\angle P_t$  はポンプ出口の絞りによる圧力降下であるから、 $\angle P_{ex}$  はいわゆるポンプ差圧 ( $\angle P_p$ ) とは異なり有効ポンプ差圧というべきかも知れないが、煩雑なのでここでは単にポンプ差圧と仮称した。Fig.51 は[上流のポンピング曲線域の  $\angle P_{ex}$ ]と[下流のライン抵抗曲線域の  $\angle P_{in}$ ]を相乗りさせたものである。図(A), (B) の何れがとられても議論そのものに影響はない。

なおクロス点は定常状態では合っているが、ライン側に流量変動があると乖離して合わなくなる。



(\*4) この“定理”的成立について少し具体的に考察してみる。まず単相流れの場合を考える。ラインの抵抗曲線は図(C)のように右上がりの曲線となる。定常運転において微少な流量増加があるとポイント 1

から2,3にぶれる。そのときの圧力差 $\Delta P$ は、

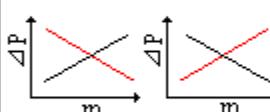
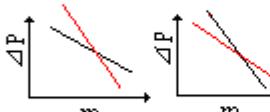
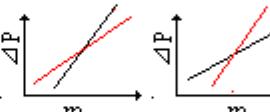
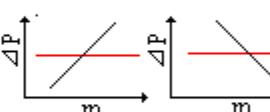
ライン抵抗曲線側：増加、ポンプ特性曲線側：減少

になり互いに牽制しあう。そのため流量増加にセーブがかかる。一方微少な流量減少あるときも、圧力差の増減は反転するものの、同じようにセーブがかかる。従って流量の微少変化が肥大化しても大きく変動することはない(静的不安定を起こすことはない)。

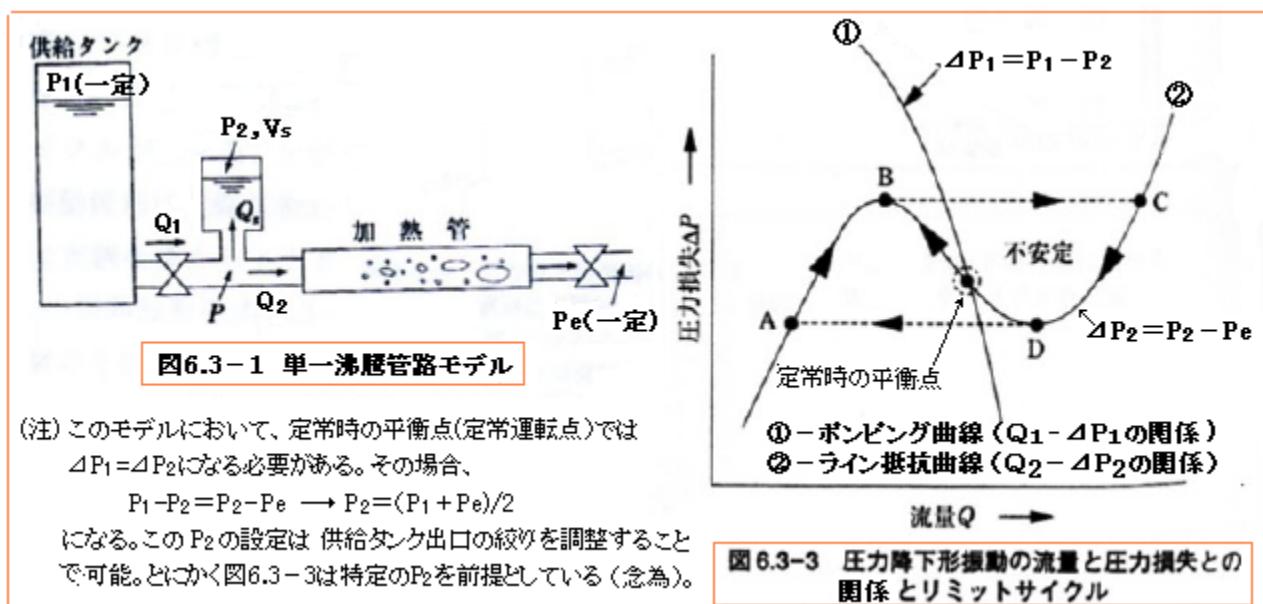
次に当該ケース—沸騰2相流の場合を考える。ポンプ特性曲線が、図(D)のようにライン抵抗曲線の負性勾配部分で交差するときはいずれの接線勾配も負であるから、流量の微少増加に対していずれも $\Delta P$ は減少し流量増加にセーブがかりにくくなる。特に図のようにライン抵抗曲線側の勾配が陥しくて $\Delta P$ の減少が特性曲線側よりも大きいと、流量の増加傾向はより強まる(静的不安定傾向が強まる)。この傾向は流量の微少でも同じ。

一方、同じ負勾配でも、ライン抵抗曲線の勾配が特性曲線より緩いと、流量変化の傾向も緩やかになるが、不安定傾向は消えない[(\*5)を参照のこと]。

なお、曲線勾配と安定性の関係は、下記のようにまとめることができと思う。

各曲線の勾配 いずれか正、いずれか負	各曲線の勾配 いずれも負	各曲線の勾配 いずれも正	ポンプ特性曲線 勾配なし(一定圧力)
			
(安定) (安定)	(不安定気味) (不安定)	(不安定気味) (不安定)	(安定気味) (不安定気味)
注記	—— ライン抵抗曲線( $\Delta P_{in}$ ) , —— ポンプ特性曲線( $\Delta P_{ex}$ )	$m = \text{流量}$	

(\*5) JSMEテキスト(1)は、中西氏らの結果<sup>(3)</sup>を以下のように説明している(但しTS作成者の解釈を含む)。



定常状態ではシステムは、曲線①と②のクロスポイントでバランスして運転されているが、加熱側に何らの微少擾乱があると、以下のプロセスで、曲線②上のリミットサイクル(動的不安定)が起こる。

- #1) 仮に  $P_2$  がわずかに増加するとすれば、抵抗曲線の負スロープに沿って  $\angle P_2$  は上昇し  $Q_2$  はわずかに減少する。出口流量  $Q_2$  がわずかに減少すると供給タンクからの入口流量  $Q_1$  が少し  $Q_2$  を上回って  $P_2$  はまた少し増加する。このスパイラル現象(循環変動)が繰り返されて非定常の運転点は B に達する。
- #2) しかし、B に達した時点では曲線①とは大きく乖離しているので B は定常運転点にならない。むしろ既にサージタンク内圧  $P_2$  と加熱区間出口圧  $P_e$  の差は大きく開いているので、流量  $Q_2$  が急増して運転点は C に飛び移る。
- #3) 飛び移りによって流量  $Q_2$  の増加で  $P_2$  は減少するので、流量  $Q_2$  は減少し運転点は抵抗曲線に沿って D に移動する。
- #4) しかし、D もまた曲線①から大きく乖離しているので定常運転点にはならず、流量  $Q_2$  は急減少して運転点は A に飛び移る。
- #5) 飛び移りによって流量  $Q_2$  の減少で  $P_2$  は増加するので、流量  $Q_2$  は増加し運転点は抵抗曲線に沿って B に移動する。
- #6) 以降、#2～#5 が反復され、振動状態になる。

このプロセスから、次のようなことが観察される。

- (a) サージタンクの圧力( $P_2$ )と加熱区間の流量( $Q_2$ )の相互応答で、サイクルが形成される。
- (b) 変動ポイントとポンピング曲線の相対位置によって動きの方向がきまる。変動ポイントが曲線の左にくるときポイントは右に移る。変動ポイントが曲線の右にくるとポイントは左に移る。

前者は、 $P_2$  の変動はサージタンク気相空間の圧縮性あるいは  $Q_2$  の変動が加熱区間の流れ抵抗の変化によって維持されているので、サージタンクの圧縮性と加熱区間の抵抗特性が、動的不安定の挙動を決めるファクタであることを示している。また、後者は、区間の流れ抵抗とポンプ特性の相対的関係で、安定性の可否が決まることを示している。形態としてはいわゆる弛緩振動となる。

なお安定/不安定に関する一般的な傾向は次のようである。

- ・ 圧力損失－流量特性の負勾配が急になるほど、加熱量を大きくするほど、出口圧力損失を大きくするほど、系は不安定化する。
- ・ 水平沸騰管の方が垂直沸騰管より安定である。

[ 後者については、重力損失項が加わって負勾配が急峻になることを指していると思われる ]

## 2. 次に、簡易判別式について、その導入過程を以下に示す。

(i) 図 1 のモデルを考える。区間 0～1において 1 次元非定常エネルギー式は、次式で与えられる。

$$\downarrow P_0 + \rho v_0^2/2 = P_1 - \angle P_p + \rho v_1^2/2 + \gamma z_{d1} + P_{loss1} + \rho \int_0^1 (\partial C_x / \partial t) dx$$

$$\downarrow P_0 - P_1 = \rho \int_0^1 (\partial C_x / \partial t) dx - (\angle P_p - \gamma z_{d1} - P_{loss1}) + \rho (v_1^2 - v_0^2) / 2$$

位置ヘッド [ $\gamma z_{d1}$ ] はモデルの上で零である。また慣性項 [ $\rho \int_0^1 (\partial C_x / \partial t) dx$ ] 及び圧損項 [ $P_{loss1}$ ] は区間長さが短いので無視できる。動圧項 [ $\rho (v_1^2 - v_0^2) / 2$ ] も通常ごく軽微なので無視できる。また、 $P_1 = P_2$  と置ける。従って、上式は次のような簡単な式になる。

$$P_0 - P_1 = -\angle P_p \quad \dots \quad (A1)$$

区間 1~2においては タンク出入部分の流量の変化は気相容積  $V_c$  の変化に等しいので、

$$m_1 - m_2 = -\rho (dV/dt) \quad \dots \quad (A2)$$

なお  $V_c$  は次の 2つの法則に支配される。

$$\text{質量の保存則 : } d(\rho_c V_c)/dt = 0 \quad \dots \quad (A2a)$$

$$\text{等エントロピ関係 : } P_c / \rho_c^\kappa = \text{一定} \quad \dots \quad (A2b)$$

区間 2~3においては 一次元非定常エネルギー式は、次式で与えられる。

$$P_2 + \rho v_2^2/2 = P_3 + \angle P_H + \rho v_3^2/2 + \gamma z_{d2} + \rho \int_0^1 (\partial C_x / \partial t) dx$$

$$P_2 - P_3 = \rho \int_0^1 (\partial C_x / \partial t) dx + \angle P_H + \gamma z_{d2} + \rho (v_3^2 - v_2^2) / 2$$

[ $\gamma z_{d2} + \rho (v_3^2 - v_2^2) / 2$ ] は無視できる。また、非定常流速  $C_x = Q/A_x = (m_2 / \rho) (1/A_x)$ 、及び等価長さ  $L_H = A_{in} \int_0^1 (1/A_x) dx$  を定義すれば、

$$P_2 - P_3 = \angle P_H + (L_H/A_{in})(dm_2/dt) \quad \dots \quad (A3)$$

(ii) (1)~(3)式を変分式を求める。各パラメータを次のように[平均成分(\*)+変動成分( $\delta$ )]で扱う。

$$m_1 = m_1^* + \delta m_1, m_2 = m_2^* + \delta m_2, P_0 = P_0^*, P_1 = P_1^* + \delta P_1, P_2 = P_2^* + \delta P_2, P_3 = P_3^*$$

$$\angle P_p = \angle P_p^* + \delta \angle P_p = \angle P_p^* + \{d(\angle P_p)/dm\} \delta m_1,$$

$$\angle P_H = \angle P_H^* + \delta \angle P_H = \angle P_H^* + \{d(\angle P_H)/dm\} \delta m_2$$

$$V_c = V_c^* + \delta V_c = V_c^* + (dV/dP)_c \delta P_2 \quad [\because \delta V_c / \delta P_2 \equiv (dV/dP)_c]$$

各式を[平均成分+変動成分]即ち変動状態で表わす。また変動成分零として[平均成分]のみで表わす。

そして、これら 2つの式を辺々差し引けば、変動成分のみを表わす式が得られる。即ち、

$$\delta P_2 = (d\angle P_p/dm) \delta m_1 \quad \dots \quad (A4)$$

$$\delta m_1 - \delta m_2 = -\rho (dV/dP)_c (d\delta P_2/dt) \quad \dots \quad (A5)$$

$$\delta P_2 = (dP_H/dm) \delta m_2 + (L_H/A_{in})(d\delta m_2/dt) \quad \dots \quad (A6)$$

これら 3つの式は 3つの未知数 ( $\delta P_2, \delta m_1, \delta m_2$ ) から  $\delta P_2, \delta m_2$  を消去して

$$\begin{aligned} d^2 \delta m_1 / dt^2 + [(d\angle P_H/dm)(A_{in}/L_H) + 1/\{\rho (d\angle P_p/dm)(dV/dP)_c\}] (d\delta m_1 / dt) \\ + [\{A_{in}/(\rho L_H)\}\{1/(dV/dP)_c\}\{(d\angle P_H/dm)/(d\angle P_p/dm) - 1\}] \delta m_1 = 0 \end{aligned}$$

(iii) 上記の式で、サージタンク気相に係わる  $(dV/dP)_c$  を以下のように改変する。

$$(2a) 式を微分すれば、  $\rho_c (dV/dt) + V_c (d\rho_c/dt) = 0 \rightarrow dV/dt = -(V_c / \rho_c) (d\rho_c/dt)$$$

$$(2b) 式より  $\rho_c = CP_c^{1/\kappa}$  であるから$$

$$\begin{aligned} dV/dt &= -(V_c / \rho_c) (d\rho_c/dt) = -\{V_c / (CP_c^{1/\kappa})\} (dCP_c^{1/\kappa}/dt) = -\{V_c / (P_c^{1/\kappa})\} (dP_c^{1/\kappa}/dt) \\ &= -(V_c / P_c^{1/\kappa}) (dP_c^{1/\kappa}/dP_c) (dP_c/dt) = -(V_c / P_c^{1/\kappa}) (1/\kappa) (P_c^{1/\kappa}/P_c) (dP_c/dt) \\ &= -\{V_c / (\kappa P_c)\} (dP_c/dt) \end{aligned}$$

従って (2)式は  $m_1 - m_2 = \rho \{V_c / (\kappa P_c)\} (dP_c/dt)$  になる。この変分式において  $P_c = P_c^* + \delta P_c$  とおき、 $\{V_c / (\kappa P_c)\}$  の  $V_c, P_c$  を平均成分とみなし、更に  $\delta P_c = \delta P_2$  とすれば、

$$\delta m_1 - \delta m_2 = \rho \{V_c^*/(\kappa P_2^*)\} (d \delta P_2/dt)$$

これと、(5)式を比較すれば  $(dV/dp)_c = -\{V_c/(\kappa P_c)\}$  となる。従って

$$\begin{aligned} d^2 \delta m_1 / dt^2 + [(d\angle P_H/dm)(A_{in}/L_H) - \{\kappa P_c^*/(\rho V_c^*)\}/(d\angle P_p/dm)](d \delta m_1/dt) \\ + [\{A_{in}/(\rho L_H)\}(\kappa P_c^*/V_c^*)\{1 - (d\angle P_H/dm)/(d\angle P_p/dm)\}] \delta m_1 = 0 \end{aligned} \quad (A7)$$

$\delta m_1 = e^{st}$  とすれば、上記の方程式は、次のようになる。

$$\begin{aligned} s^2 + 2\alpha s + \beta &= 0 \\ \alpha &= (1/2) [(d\angle P_H/dm)(A_{in}/L_H) - \{\kappa P_c^*/(\rho V_c^*)\}/(d\angle P_p/dm)] \\ \beta &= [\{A_{in}/(\rho L_H)\}(\kappa P_c^*/V_c^*)\{1 - (d\angle P_H/dm)/(d\angle P_p/dm)\}] \end{aligned} \quad (A8)$$

ここで、 $s$ =増分率、 $d$ =微分演算子、 $m$ = 運転質量流量(kg/s)、

$\angle P_p$ =ポンプ差圧(Pa)、 $\angle P_H$ =区間 2~3 の圧力降下(Pa)、

$P_c$ =タンク気相平均圧力(Pa)、 $V_c$ =タンク/気相容量部の気相容積(m<sup>3</sup>)、

$\kappa$ =気相部の気体の比熱(-)、 $\rho$ =液体密度(kg/m<sup>3</sup>)、 $A_{in}$ =加熱区間の入口流路断面積(m<sup>2</sup>)、

$L_H$ =区間 2~3 の相当管長(m)= $\sum A_j L_j / A_{in}$  (但し  $A_j$ ,  $L_j$ =j 番目の流路断面積, 管長)

この特性式の安定性は、別途 TS[FE-20-TM-001]より、

$\beta < 0$  のとき 静的不安定

$\alpha < 0 \ \& \ \beta > \alpha^2$  のとき 動的不安定

(iv) 係数  $\alpha$ ,  $\beta$  の計算においては、ポンプ差圧勾配  $[d\angle P_p/dm]$  と、区間 2~3 の圧力降下勾配  $[d\angle P_H/dm]$  の算定が重要である。これについて、以下。

ポンプ差圧  $\angle P_p$  は、ポンプ出口の絞りも含めて、下記で計算できる[図(E)も併せて参照のこと]。

$$\angle P_p = \rho g H - (1/2) K_t \rho (Q/A)^2 - (P_e - P_i) \quad (A9)$$

$$H = aQ^2 + b(N/N_R)Q + c(N/N_R)^2$$

ここで、 $H$ =ポンプ揚程(ポンプ特性曲線上の値)(m)、 $Q$ =体積流量[= $m/(\rho A)$ ](m<sup>3</sup>/s)

$P_e$ =ポイント 3 の圧力即ち出口境界圧力(Pa)、 $P_i$ =ポンプ吸い込み側圧力(Pa)

$K_t$ =ポンプ出口絞りの圧損係数(-)、 $A$ =流路断面積(m<sup>2</sup>)、 $N$ =ポンプ回転数(r.p.m)

$N_R$ =ポンプ定格回転数(r.p.m)、 $\rho$ =液体密度(kg/m<sup>2</sup>)、 $g$ =重力加速度(9.81m/s<sup>2</sup>)

$a, b, c$ =ポンプ特性の係数(メーカーデータ値)

$H$  式はポンプ特性曲線を近似したもの(例えば Excel の多項近似式)である。(9)式を  $m$  で微分すれば、ポンプ差圧勾配  $[d\angle P_p/dm]$  の式が得られるが、場合によって手間どるかもしれない。そのときは運転流量とその前後流量について、ポンプ特性曲線図から  $H$  を読み取り(9)式から  $\angle P_p$  を計算して、下図のようなやり方で、ポンプ差圧勾配  $[d\angle P_p/dm]$  を見積もってよい。

区間 2~3 の圧力降下量  $\angle P_H$  は、下記のように單一流と二相流の圧損からなる。

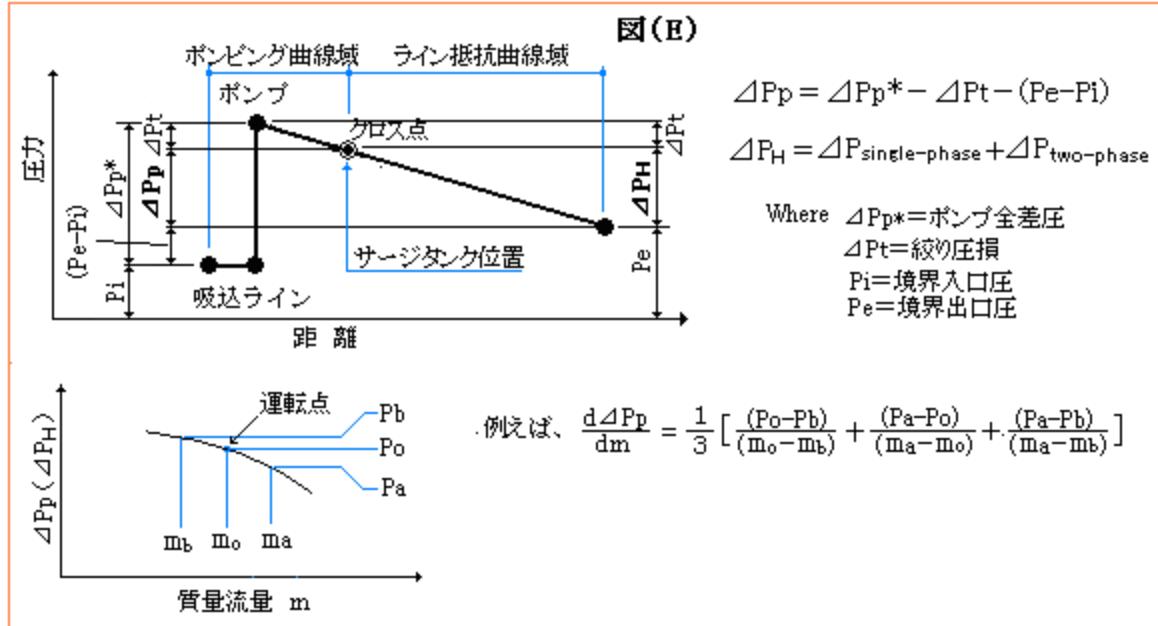
$$\angle P_H = (1/2) K_l (Q_l/A)^2 + \angle P_{two-phase} + (1/2) K_g (Q_g/A)^2 \quad (A10)$$

ここで  $K_l/K_g$  は、液体/気体の単相流れの全圧損係数。右辺第 3 項は完全に気化した場合の圧損である。

二相圧損  $\Delta P_{two\cdot phase}$  は負の勾配を持つので最も重要になる。もちろん沸騰管の圧損として計算する。

[沸騰管の圧損計算については別途[FE-03-TM-056]に拠る]

とにかく、運転流量とその前後流量について  $\Delta P_H$  を計算して、下図のようなやり方で圧力降下勾配  $[d\Delta P_H/dm]$  を見積る。



(v) 次に安定性を判別する上で、各パラメータがどう影響するか、検討してみる。 $\alpha, \beta$  を転記すると

$$\alpha = (1/2) [(d\Delta P_H/dm)(A_{in}/L_H) - \{\kappa P_c^*/(\rho V_c^*)\}/(d\Delta P_p/dm)]$$

$$\beta = [\{A_{in}/(\rho L_H)\}(\kappa P_c^*/V_c^*)\{1 - (d\Delta P_H/dm)/(d\Delta P_p/dm)\}]$$

$\alpha < 0$  のときは動的不安定になりやすい、また  $\beta < 0$  で静的不安定になりやすい。この場合

$$(A_{in}/L_H)、\{A_{in}/(\rho L_H)\} or \{\kappa P_c^*/(\rho V_c^*)\} > 0, \quad (d\Delta P_H/dm) or (d\Delta P_p/dm) < 0$$

まず  $(d\Delta P_p/dm)$  の傾向をみてみる。(A9)式を  $m$  で微分すると、フォームとしては、

$$d\Delta P_p/dm = -(X + Y k_t)m + Z \quad (X, Y, Z = 正の定数, k_t = 区間 0~1 の絞りの圧損係数)$$

絞り ( $k_t$ ) を大きくすると、 $[d\Delta P_p/dm]$  は負側に増加する。その場合、 $\beta$  式の変化に注目すると、

$$\{1 - (d\Delta P_H/dm)/(d\Delta P_p/dm)\} の第 2 項は減少し \{ \} は正側に向かうので、\beta > 0 即ち安定側に移行する。$$

一方、 $\alpha$  式の変化に注目すると、 $[(d\Delta P_H/dm)(A_{in}/L_H) - \{\kappa P_c^*/(\rho V_c^*)\}/(d\Delta P_p/dm)]$  の第 2 項の減少によって、(少しややこしいが)  $\alpha < 0$ 、即ち不安定側に移行する。

次に  $(d\Delta P_H/dm)$  の傾向をみてみる。(A10)式を  $m$  で微分すると、フォームとしては、

$$d\Delta P_H/dm = -(X' - Y' k_t')m + Z' \quad (X', Y', Z' = 正の定数, K_t' = 区間 2~3 の絞りの圧損係数)$$

絞り ( $K_t'$ ) を大きくすると、 $[d\Delta P_H/dm]$  は正側方向に減少する。その場合、 $\beta$  式の変化に注目すると、

$$\{1 - (d\Delta P_H/dm)/(d\Delta P_p/dm)\} の第 2 項は減少し \{ \} は正側に向かうので、\beta > 0 即ち安定側に移行する。$$

また  $\alpha$  式の変化に注目すると、 $[(d\Delta P_H/dm)(A_{in}/L_H) - \{\kappa P_c^*/(\rho V_c^*)\}/(d\Delta P_p/dm)]$  の第 1 項の減少によって、(少しややこしいが)  $\alpha > 0$ 、即ち安定側に移行する。

まとめると 区間 0~1 の間の絞り增加 → 静的には安定化へ ただし 動的には不安定化へ  
 区間 2~3 の間の絞り增加 → 静的にも動的にも安定化へ

故に 区間 2~3 の間に絞り弁/制限オリフィスを入れて流れ抵抗を加えることで、静的/動的に安定化に向かう。しかし、区間 2~3 が長くなり加熱区間下流の気相容積が大きくなると、この絞りの効果がないとされる。この Greitzer のコメントの背景はわからないが、圧縮性空間があると流量変動に対する制動が利かないためではないかと思う。

次に区間 2~3 の管長  $L_H$ について。 $\alpha$ について云えば、 $L_H$ が大きいと [ ]内の第 1 項が小さくなり  $\alpha > 0$  の方向に向かうので長い管長が効果的ということになるが、反面前述の如く下流の圧縮空間が大きくなつて、その効果が帳消しになる可能性がある。

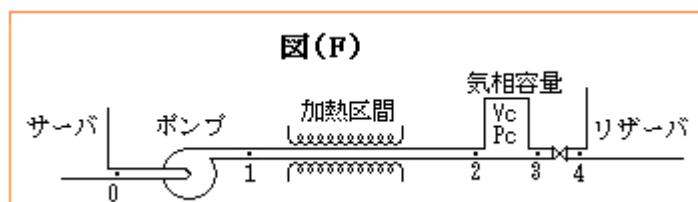
サージタンクの気相圧力  $P_c$ /気相容積  $V_c$ について。 $\beta$ には影響しないが、 $\alpha$ については影響が大きい。圧縮性が大きいとき即ち気相圧力  $P_c$ が小さく、容積  $V_c$ が大きいと、 $\alpha$ の[ ]内の第 2 項がダウンして不安定になる。 $P_c$ を大きくし、容積  $V_c$ を小さくすれば安定化に向かう。

(vi) 設計段階における安定性判別の手順は、次のようにする。

- ステップ 1) 運転流量とその前後流量に対して、区間 2~3 の圧力降下  $\Delta P_H$  を計算する。
  - ステップ 2) 上記の結果を用いて、圧力降下勾配  $[d\Delta P_H/dm]$  を求める。もし  $[d\Delta P_H/dm]$  が負の勾配(右下り勾配)であれば、次のステップに進む。正の勾配(右上り勾配)であれば、通常、不安定化は起きないのでここで終了する。
  - ステップ 3)  $\Delta P_p$  を運転流量における  $\Delta P_H$  と等しくおいて、ポンプ出口絞り(流量調節弁)の圧損係数( $K_t$ )を求める。
- $$K_t = \{ \rho g H - (P_e - P_i) - \Delta P_H \} / \{(1/2) \rho (Q/A)^2\}$$
- ステップ 4) ステップ 2 で求めた  $K_t$  を用いて、運転流量とその前後流量における区間 0~1 のポンプ差圧  $\Delta P_p$  を計算する。
  - ステップ 5) 上記の結果を用いて、ポンプ差圧勾配  $[d\Delta P_p/dm]$  をもとめる。
  - ステップ 6)  $[d\Delta P_H/dm]$  と  $[d\Delta P_p/dm]$  の結果から特性方程式(A8)の係数  $\alpha, \beta$  を求めて判別。

(vii) 図 1 のモデルはティピカルな例としてしばしば引用されているが、必ずしもそのままの形で実際のプラント設備に登場するわけではない。例えば、ポンプは加圧タンクとか、中途にプレヒータがつくとか。しかし加熱沸騰区間と気相容積部が並存するケースは多くモデルの形はその都度異なつても、不安定化のチェックを要する場合は多い。その場合は、新たにモデルを作つて、前項で示した方法で特性方程式を作成すればよい。なお位置レベル  $z$  の影響は、変分式に殆ど現れないもので気にする必要はないと思う。

3. 以上で検討した図 1 のモデルは加熱区間(二相流区間)の上流に気相部分があつた。然るに上流に気相空間がなく、加熱区間の下流の気体単相流れ部分が長くなると、この部分が容積空間となつて不安定化しないかという懸念がある。そこで、図(F)のモデルで特性方程式を作つてみる。



各区間の変分式は次のようになる(中途は、前項の説明でわかると思うので割愛)。

$$\delta P_1 = (d\angle P_p/dm) \delta m_1 \quad \dots \quad (a)$$

$$\delta P_1 - \delta P_2 = (d\angle P_H/dm) \delta m_1 + (L_H/A_{in})(d\delta m_1/dt) \quad \dots \quad (b)$$

$$\delta m_2 - \delta m_3 = (\rho_g V_c / \kappa P_c)(d\delta P_2/dt) \quad \dots \quad (c)$$

$$\delta P_3 = (dP_T/dm) \delta m_3 \quad \dots \quad (d)$$

(d)を変形して  $\delta m_3$  を求め、これを(c)式に代入し、 $P_2=P_3$ 、 $m_1=m_2$  とおけば

$$\delta m_1 = \delta P_2/(dP_T/dm) + (\rho_g V_c / \kappa P_c)(d\delta P_2/dt) \quad \dots \quad (c')$$

(a)を(b)に代入し、

$$\delta P_2 = \{(d\angle P_p/dm) - (d\angle P_H/dm)\} \delta m_1 - (L_H/A_{in})(d\delta m_1/dt)$$

これを(c')式に代入して、 $\delta m_1 = e^{st}$  において次の特性式が得られる。

$$s^2 + [\{(L_H/A_{in})/(dP_T/dm) - (\rho_g V_c / \kappa P_c)(d\angle P_p/dm - d\angle P_H/dm)\}/\{(\rho_g V_c / \kappa P_c)(L_H/A_{in})\}]s + \{1 - (d\angle P_p/dm - d\angle P_H/dm)/(dP_T/dm)\}/\{(\rho_g V_c / \kappa P_c)(L_H/A_{in})\} = 0 \quad \dots \quad (e)$$

従って、

$$s^2 + 2\alpha s + \beta = 0$$

$$\alpha = (1/2) \{(L_H/A_{in})/(dP_T/dm) - (\rho_g V_c / \kappa P_c)(d\angle P_p/dm - d\angle P_H/dm)\}/\{(\rho_g V_c / \kappa P_c)(L_H/A_{in})\}$$

$$\beta = \{1 - (d\angle P_p/dm - d\angle P_H/dm)/(dP_T/dm)\}/\{(\rho_g V_c / \kappa P_c)(L_H/A_{in})\}$$

$\beta > 0$  のとき 静的不安定

$\alpha < 0 \ \& \ \beta > \alpha^2$  のとき 動的不安定

複雑なので、少し数値を入れてスタディする必要があると思うが、動的に不安定化することもあり得るのではないかと思う(?)。

添付 表 6.1 沸騰二相流の不安定流動に関する Bouré らの分類<sup>1)</sup>

ク ラ ス	形	機 能	特 徴
1. 静的不安定 ① 基本静的不安定	1. 流れ逸走, または Ledinegg 形不安定	$\partial \Delta P / \partial G_{in} \leq \partial \Delta P / \partial G_{ex}$	流れは逸走し, 新しい安定な状態へ移る
	2. パーンアウト	加熱面から熱が有効に除去されない	壁温逸走と流れの振動
② 基本弛緩不安定	1. フローバターン遷移不安定	気泡流は現状流よりボイド率は低いが, $\Delta P$ は大	フローバターンの周期的遷移と流量変化
③ 複合弛緩不安定	1. バンピング, ガイセリング, チャギング	発泡核の欠如による周期的な準安定状態の調節	放出, 再流入を伴う過熱突沸の周期的繰返し
2. 動的不安定 ① 基本動的不安定	1. 音波振動	圧力波の共鳴	系を圧力波が伝ばす時間に依存する高周波(10~100 Hz)
	2. 密度波振動	流量, 密度, 圧力降下間の遅れとフィードバック	連続波の伝ば時間に依存する(1 Hz)
② 複合動的不安定	1. 热的振動	熱伝達率の変化と流れの動的挙動の干渉	膜沸騰の際に起こる
	2. BWR 不安定	流れの動的挙動と発熱に対するボイド反応度の干渉	燃料要素の時定数が小, かつ低圧時にのみ激しい
	3. 並列流路不安定	少數の並列流路間の干渉	各種の流れの再分配モード
③ 二次的現象としての複合動的不安定	1. 圧力降下振動	流量逸走が流路と圧縮空間の動的干渉を誘起	低周波の周期的過程(0.1 Hz)

## 引用文献)

- (0) 「The Stability of Pumping System—The 1980 Freeman Scholar Lecture」 by E. M. Greitzer  
VI. B. Pressure drop instabilities (J of Fluid Engineering June 1981 Vol.103/193)
- (1) JSME 編「事例に学ぶ流体関連振動(第 2 版)」(技報堂出版) 6.3 沸騰に伴う流体振動  
(2) JSME 編「気液二相流技術ハンドブック(初版)」(コロナ社) 6.3.1  
(3) 「蒸発管系の不安定流動(第 1 報 圧力降下振動)」中西、石谷、小沢ら  
JSME Vol.44 No.388 (昭和 53-12)