

【整番 FE-03-TM-082】	【標題】 Taitel & Dukler のフローパターン判別法(垂直上昇管)	
分類：流れ(気液 2 相流)/種別：技術メモ	作成年月：H31.03/改訂：Ver.0.0(H31.5)	作成者：N. Miyamoto

全 16 枚

1. はじめに

垂直上昇管の 2 相流パターンは、フラッシングやスラギングの見地からプロセス設計的にも装置設計的にもそれなりに重要である。設計的に有効な垂直管のフローパターン(流動様式)判別法としては次のようなものが知られている⁽¹⁾。

Griffith-Wallis 線図、Golan 線図、世古田線図、Hewitt-Roberts 線図、Taitel-Dukler 線図

この中で特異性が強いのは **Taitel-Dukler 線図** で、理論ベースであるため比較的妥当な流動様式判別が期待できると思われる。ただ固定座標軸に対しフローパターン境界が流動的になるため、固定座標を用いた判別図にくらべて煩雑になる。そこで本 TS ではこの判別法導入の背景紹介を含めその判定手順を提案してみたい。なお本 TS は下記資料をベースにしている。

Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tube

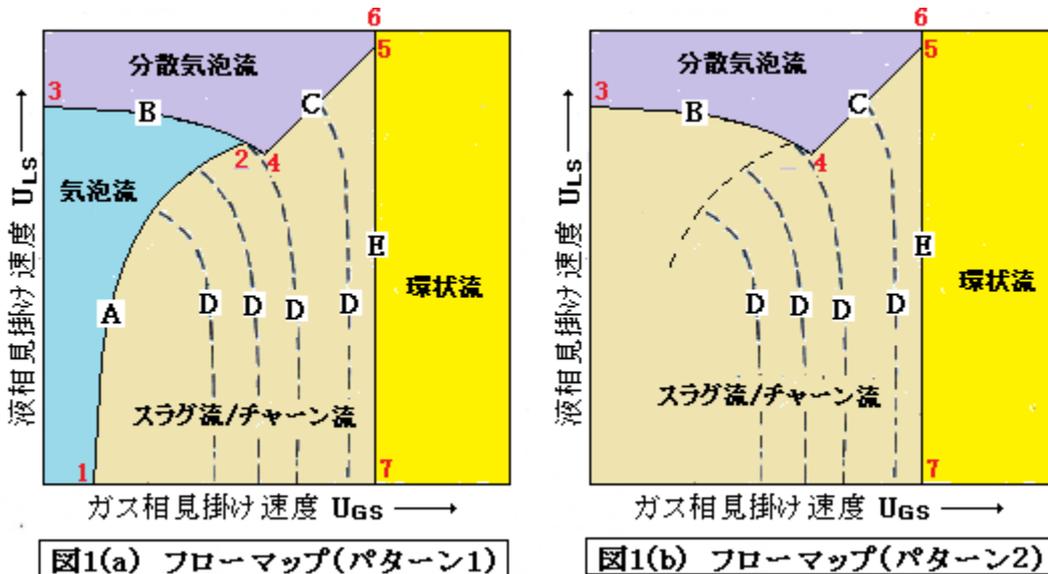
by Yehud Taitel , Dyora.Bornea & A.E.Dukler (AIChE Journal Vol.26 No.3)

なお本 TS の 2 相流は非凝縮性ガスと非圧縮性液体の混合物で、管外からの加熱はなく流体特性は流れ区間で変化しないものとする。

【 本 TS で使用する記号の説明 】

Q = トータル体積流量(m³/s)、U_G = ガス相(気泡)上昇速度(m/s)、U_L = 液相(液スラグ)上昇速度(m/s)、
 U_{GS} = ガス相の見掛け速度(m/s)、U_{LS} = 液相の見掛け速度(m/s)、U_M = 気液混合流速(=Q/A)(m/s)、
 U₀ = 液に対する変形気泡上昇速度(m/s)、U_{0*} = 平均液速度に対するテーラー気泡上昇速度(m/s)
 U_a = 大気泡間の平均接近速度(m/s)、U_c = 管中心の大気泡上昇速度(m/s)、
 t = 連続気泡の結合時間(sec.)、D_p(または D) = 管内径(m)、A = 管流れ断面積(m²)、ℓ = 垂直管長(m)
 x = 管軸方向の位置(m)、ℓ_s = 安定スラグ間隔(m)、ℓ_L = スラグ間隔(m)、ℓ_E = 助走区間長さ(m)、
 d = 気泡径(m)、d_{max} = 分散気泡相の最大安定直径(m)、d_{crit} = 剛球挙動としての気泡直径(m)、
 α = ボイド率(-)、α_T = スラグ遷移点のボイド率(-)、
 ρ_L = 液密度(kg/m³)、ρ_G = ガス密度(kg/m³)、σ = 表面張力(N/m)、ν_L = 液の動粘度(m²/s)、
 C = ブラジウス式の定数、n = ブラジウス式のべき乗数、β = 減衰に関する実験定数(-)、
 k = 単位質量当りのエネルギー分散率(-)、
 K = 限界ウェーバー数(-)、ε = 単位質量/単位時間当たりのエネルギー拡散率(m²/s³)、
 f = 摩擦損失係数(-)、C_d = 抗力係数(-)、g = 重力加速度(m/s²)、

(注) 見掛け速度 U_{GS}, U_{LS} → ガス相体積流量や液相体積流量(m³/s)を管流れ断面積(m²)で除したもの



2. Taitel-Dukler 線図による判定手順(案)

(1) Taitel-Dukler 線図の構成

基本的な線図(フローマップ)を図1の(a)(b)に示す。横軸にガス相の見掛け速度、縦軸に液相の見掛け速度をとる。判別されるフローパターンは次の5種類である。

気泡流、分散気泡流、スラグ流、チャーン流、環状流 (→ベース資料の Fig.1 参照)

気泡流と分散気泡流は一般には気泡流で括られることが多いが、ここでは流域を拡げて細かい気泡からなる分散気泡流とまれに大きな気泡を含む気泡流に別けている。またチャーン流については定常状態における過渡的な助走区間流れと見なしスラグ流に並置して扱っている。

図1(a)のパターン1は通常のパターンで5つのフローパターンに区分される。図1(b)のパターン2はパターン1にくらべて気泡流とスラグ流/チャーン流の境界が現れないパターンで、非常に小さい口径で起きる。

図1のA,B,C,D,Eはそれぞれの遷移境界線を表わしており次の基準式で定義される。

区間	遷移	遷移境界基準式
A	1-2 気泡-スラグ	$U_{Ls} = 3U_{Gs} - 1.15 \{g(\rho_L - \rho_G)\sigma / \rho_L^2\}^{1/4}$
B	3-4 気泡-分散気泡	$U_{Ls} + U_{Gs} = 4.0 \{D_p^{0.429} (\sigma / \rho_L)^{0.089} / \nu^{0.072}\} \{g(\rho_L - \rho_G) / \rho_L\}^{0.446}$
C	4-5 スラグ/チャーン-分散気泡	$U_{Ls} = 0.923 U_{Gs}$
D	~ スラグ-チャーン	$l_E / D_p = 40.6 \{U_M / (g D_p)^{0.5} + 0.22\}$
E	6-7 チャーン/分散気泡-環状	$U_{Gs} \rho_G^{1/2} / \{g(\rho_L - \rho_G)\}^{1/4} = 3.1$

以上はパターン1に該当する。境界Aは次式が成立するとき消滅しパターン2になる。

$$D_p \leq 19.1 \{ \sigma^{0.5} (\rho_L - \rho_G)^{0.5} / (g^{0.5} \rho_L) \}$$

Dの基準式は口径当たり助走区間長比(l_E/D_p)を定義する。 l_E でフローパターンは変わる、即ち

$l_E > \text{垂直管長} \ell \rightarrow$ チャーン流の後にスラグ流が現れる(チャーン流とスラグ流の併存)

$l_E \leq \text{垂直管長} \ell \rightarrow$ 全域がチャーン流

ただ運転点(U_{LS}, U_{GS})が境界 A にかなり接近するときはスラグ流、境界 E にかなり接近するときはチャーン流になるものとする。

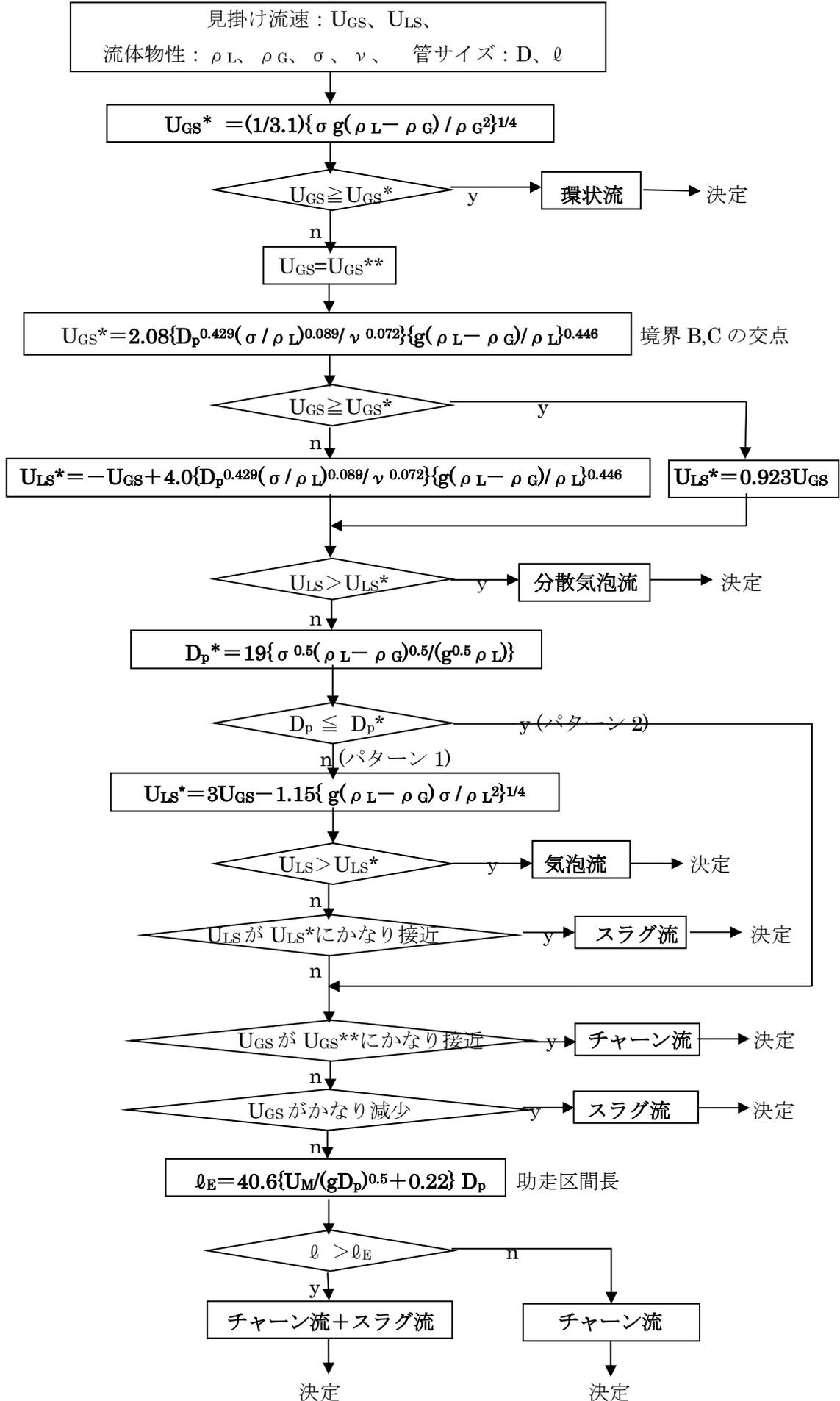
(2) Taitel-Dukler 線図に基づく判定手順

遷移境界の基準式は座標(U_{LS}, U_{GS})以外に流体特性(物性)および管サイズに依存しているのでマップは固定されず、境界線の位置はその都度変化する。従って設備/運転仕様によってその都度、マップを
作図するのがよい。これは流体特性、管サイズあるいは流量/流量配分を変えて試行する時に視覚的な効果がある。ただし作図プログラムがないと煩雑になるので、流量ケースが限られる時は下記のように手順化しておいて表ソフトなどでパターン判定を行なえばよいと思う。

- ステップ 1) 境界 E の基準式から環状流パターンの可否を判定する。
- ステップ 2) 環状率が不可なら、予め境界 B,C の交点を求めておいて境界 B または C の基準式から分散気泡流パターンの可否を判定する。
- ステップ 3) 分散気泡流が不可なら、境界 A の存否をチェックする。境界 A が存在しないならステップ 5 に移る。
- ステップ 4) 境界 A の基準式から気泡流の可否を判定する。
- ステップ 5) 境界 A が存在しないか、気泡流が不可ならば、境界 E 及び境界 A への接近度ないし境界 D の基準式から、スラグ流/チャーン流の賦存を判定する。

以上の手順をチャート化して次頁に示す。

【フローパターン判定手順】



3. Taitel-Dukler 線図の背景(解説)

ここでは Taitel-Dukler 線図の背景をベース資料の議論に基づいて要約的に紹介する。内容的には殆どベース資料^②の記述に準じている(必ずしも訳文ではない)。ただ TS 作成者なりの解釈/理解による部分やベース資料の補足部分も含まれるが、これは青字で記している。

(1) 新しい線図の提案の趣旨

気液 2 相流のフローパターンによって次の 2 つの設計要素が変わってくる。

- ・プロセス的要素) 熱/質量伝達率、運動量/圧力損失、バックミキシング率、滞留時間など
 - ・装置的要素) 設備サイジング、スラグ流/チャーン流の周期衝突や上下揺動による振動など
- プロセス的要素と装置的要素を考慮して設備を設計し運転の安定を維持するうえでフローパターンの予測(判定)は、重要なアクションになる。

フローパターンは基本的に次の 3 つのパラメータによって決まる。

気液流量とその割合、流体特性(物性)、パイプサイズ(主にパイプ径)

これらパラメータを如何に指標化してパターン分類(判定)に使用するか? 今まで多くのフローパターン判定方法が提案され適用されてきたが、これら既存の判定マップには次の 2 つの問題がある。

- ・実験データベースが大半で実験データの範囲では判定に根拠があるが、範囲外では? になることが多い。概して一般化が不発で不足している。
- ・既存の判定マップには不一致が多い。これはパターンの定義に不統一があるうえ観察者の主観が入り込んでデータ解釈が普遍化されていないためと考えられる。

フローパターンの判定はパターン間の遷移境界を設定し遷移の可否を判定することに外ならない。パターンの遷移を正しく見切るにはその物理的メカニズムを理解することが大事である。そのために

メカニズムを説明する物理モデル & **理論をベースにした遷移基準式**

の開発を行い、その結果を新規の実験データと比較する。

(2) フローパターン分類と判定

垂直上向き 2 相流の場合もいろんなタイプの分類があるが、概してカオス的で括りにくい。ここでは Hewitte & Hall-Taylor(1970)に準じ次の 4 つの上昇流の基本パターンを考える。Fig.1 参照。

- ① **気泡流**: ガス相は連続した液相の中にばらばらの気泡としておおむね一様に分布する。
- ② **スラグ流**: 大部分のガスは殆ど管径に等しい径をもった大きな弾丸状の気泡に封じられている。それらは一様に上方に移動し場合によって**テーラー気泡**と呼ばれる。テーラー気泡は管壁にブリッジし小さな気泡を含んだ連続液スラグで分離されている。テーラー気泡と管壁の間には薄い落下膜の形で液が下方に流れている。[このパターンは気液境界が十分定義される**低流量**において**プラグないしピストン流**、また気液境界があまりはっきりしない**高流量**においては**スラグ流**とも呼ばれている]。
- ③ **チャーン流**: チャーン流はスラグ流にやや似ている。しかしはるかにカオス的で泡立ち乱れる。弾丸状のテーラー気泡は狭くなり歪んでいる。連続したテーラー気泡の間のスラグの連続性はスラグ中の高い局部ガス集中で繰返し壊される。これが起きると液スラグは落下し、蓄積されてブリッジを形成し再びガスで持ち上げられる。チャーン流の典型は

液運動の揺動あるいはその方向の反復である[観察者によっては高液量とガス量の比率においてもっと完全に分散したものを**フロス流**と呼ぶこともある]。

- ④ **環状流**：環状流はパイプのコア内の連続したガス相に特徴づけられる。液相は、一部**波状の液膜**として、一部ガスコアに随伴する**液滴**として上昇する。

(環状流は巻込み相が大きな塊いわゆる **wisps** の形をとるとき、ウィスピー環状パターンと呼ばれる。チャン流や環状流パターンについてはフロス流、ミスト流あるいはセミ環状流という呼び方も用いられている)。

(注) ウィスピー環状パターン→液膜に気泡が含まれコア部に液滴の塊が見られる。

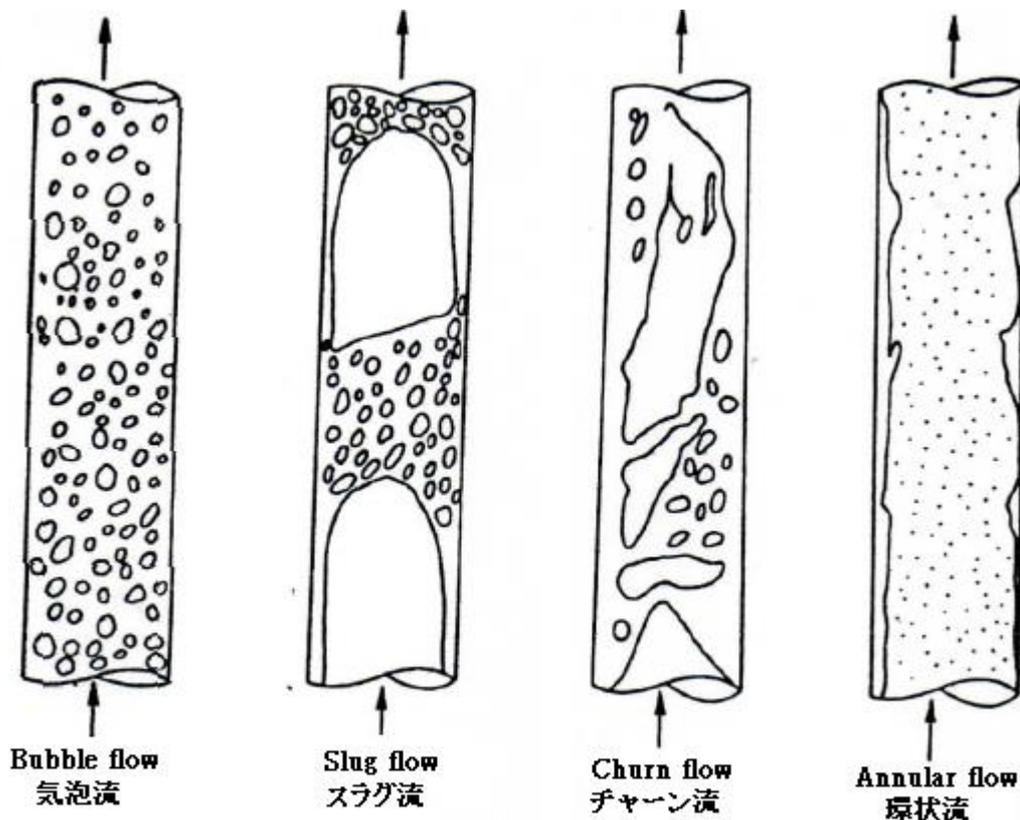


Fig.1 垂直流のフローパターン

次いで既存のフローパターンマップについて触れる。公開されている判定マップには次の2つのタイプがある。

- ① **次元座標**の2次元マップ：例えば見掛け流速 U_{Gs}/U_{Ls} を横軸/縦軸にとったマップ
- ② **無次元座標**の2次元マップ：例えば U_M^2/gD と U_{Gs}/U_M を座標にした Griffith-Wallius マップ

①の場合、多くのマップは遷移境界とそのロケーションが固定され座標に採られた変数の変化に応じて変化しないという欠陥を持つ。一方、②はもともと①の持つ欠陥を緩和するためのアイデアであるが、理論的根拠が不足してうまくいかないものが多く、たとえば Griffith-Wallis の座標はスラグ流・環状流の遷移には対応するが、他の遷移現象には？である。

既存マップには絶対値とその傾向に不一致が目立つ。これは座標と遷移式が経験則に流れてその物理モデルに根拠が欠けるためと思われる。

以上を考慮して本提案では、旧来のように次元座標をとるものの、パラメータとしての各相流量/

流体特性/パイプサイズの影響を考慮して遷移式に取り込む。その結果、判定マップは固定されずケースバイケースで遷移境界線とそのロケーションは変化することになる。

(3) 気泡流—スラグ流 遷移

本論としてのパターン遷移を議論する前に流量変化に伴う気泡流の基本的な挙動を説明しておく。ガス流量がかなり低いときは液体の乱流によってガスはバラバラになり次のような流況になる。

- ・液流量の割合が低い時→分散気泡+合体気泡→パターン分類では**気泡流**
- ・液流量の割合が高い時→合体した気泡は見られず分散気泡のみ→パターン分類では**分散気泡流**

例えば空気-水系の流れでは

- ・ばらばらの気泡サイズ < $\phi 0.15 \text{ cm}$ → 極小の球形気泡は剛球として挙動し分散気泡として挙動、
- ・ばらばらの気泡サイズ > $\phi 0.15 \text{ cm}$ → 気泡が液乱流で**変形**し始めランダムにジグザグ上昇そして集塊/合体し先端が**球形化**したテラータタイプの気泡に変化

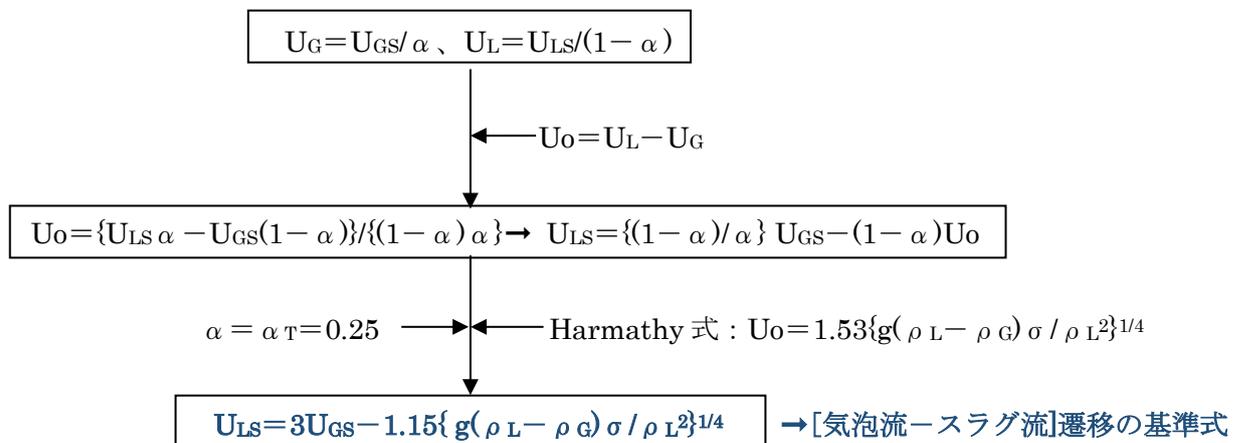
この状態で気液の流量が変化すると次のような変化が生じる。

- ・ガス流量割合の増加→気泡密度大→気泡の集塊・合体→合体気泡の発生とその増加
- ・液体流量割合の増加→乱流揺らぎ→合体気泡のブレイク→分散気泡化とその拡散

ガス量の割合が増加すると気泡の[密集→集塊→合体]プロセスいわゆる**パッキング**が起きて、遂にスラグ流への遷移が起きる。ガス量増加はいわゆるボイド率(ガスホールド) α の増加を意味しスラグ流への遷移は Griffith の議論では $\alpha = 0.25 \sim 0.30$ で起きるとされる。

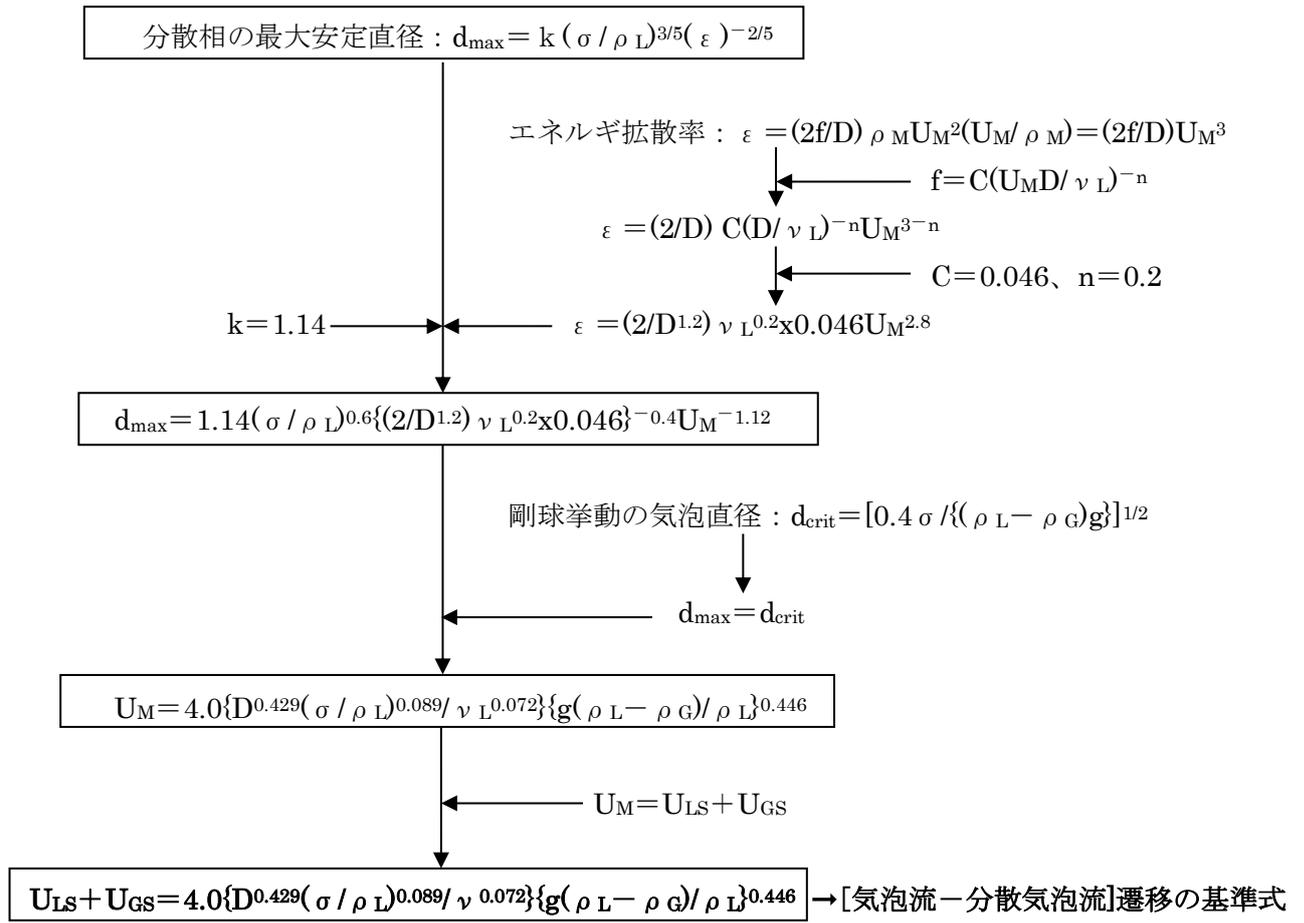
(気泡が球形で立方格子に詰まっているとすればスラグ化への**敷居値**は $\alpha = 0.52$ であるから $\alpha = 0.25$ は小さ過ぎるが、気泡の変形やジグザグ運動によって求心的にスラグ化が進むと解釈される。なお[密集→集塊→合体]プロセスにおいては**気泡サイズ**と**気泡上昇速度の影響**は避けられない。これについては後述する。)

さて以上の議論のようにボイド率 α はスラグ流化に強く係っている。Griffith の云う $\alpha = 0.25 \sim 0.30$ は $0.20 \sim 0.30$ に拡幅されることもあるが、一般には $\alpha = 0.25$ のとき起きると考えてよいと思われる。 α の影響を第 1 義的に考えると下記のように相関式が得られる。



この規準式は例えば Fig.2 の遷移境界線 A で表され、この式に依る限り遷移発生における気液の見掛け速度 U_{LS} と U_{GS} の関係は流体物性から決まりパイプサイズの如何によらず気泡流—スラグ流遷移は常に存在することになる。ところが実際にはパイプ径が小さいと気泡流そのものの存在が否定されることがある。気泡流はガス流量がかなり少ない時の現象であるが、そのガス量に見合う液流量

以下のようにして得られる。



なお上記の気泡サイズの縮小は流体特性/管サイズで決まりボイド率 α に関係なく起きることには注意すべきである。 $\alpha > 0.25$ でも気泡サイズは縮小することになるから、上記の基準式で与えられる境界AはFig.2のようにスラグ/チャン領域まで延び、スラグ/チャン流 \rightarrow 分散気泡流の遷移境界になると考えられる。ただ α が前(3)項で述べたスラグ化への敷居値0.52を超えると、いくら気泡サイズが小さくても気泡流(特に分散気泡流)は存在できない。この場合、気/液の上昇運動におけるスリップは無視できるので

$$\alpha \doteq U_{GS} / (U_{GS} + U_{LS})$$

になり、 $\alpha = 0.52$ とにおいて次の規準式が得られる。

$$U_{LS} = 0.923 U_{GS} \rightarrow \text{[スラグ流/チャン流-分散気泡流]遷移の基準式}$$

この規準式は例えばFig.2の遷移境界線Cで示される(ベース資料にはこの基準式は見当たらない)

(5) スラグ流-チャン流 遷移

スラグ流 \rightarrow チャン流の遷移を考えるとときまず、安定的で一定速度で流れるスラグ流に対しチャン流がかかり不安定になる現象をどう考えるかという議論が先行する。観察ではチャン流は絶えず攪乱(churning)され、口径が大きくなると上下振動がみられるようになる。もう少しこれを分析的に見れば

- スラグ流に較べチャン流の液スラグは相当に短く不安定である(先行気泡塊を支えきれない)。
- 先行気泡塊周りの液膜が落ちてきて液スラグに浸透し液スラグが崩壊/攪乱されてカオス化する。
- カオス化した液体スラグが後続気泡塊を押下げた後、その下に流れ込んで逆に気泡塊を持上げる。

このようにして誘起された上下揺動はチャーン流を特徴づける。チャーン流のメカニズムについて
 Nieklin & Davidson → テーラー型気泡周りの落下膜に対抗して流れるガス速度が
 フラディング条件に近づいた状態

Moissis → テーラー型気泡を仕切る液膜のヘルムホルツ不安定現象

Griffith & Wallis → スラグ流から環状流への遷移工程でテーラー気泡が長く引き伸ばされて
 起きる現象、環状流を引き起こすガス流量より低いガス流量で起きる。

といった説があるが、Taitel らは観察を繰り返して、チャーン流はパイプに沿い位置的に遠くにある
 スラグ流の存在に影響されて起きる入口区間現象に外ならないと結論づけた。そのメカニズムは、

- ・スラグ流状態でガス流量が増加するとごく入口部分で短い液スラグと気泡塊が形成される。
- ・液スラグの方はブリッジとしては不十分で落下して下方の液スラグと合体し2倍長さになる。
- ・これとともに気泡塊の方も合体して肥大化する。

下流に向かってこの現象は反復され、液スラグ長さ/気泡サイズとも増加して安定したスラグ流に
 戻る。安定したスラグ流に戻るまで流れは攪乱状態になっている(いわゆるチャーン流である)。ガス
 流量の増加に比例して“入口区間”は長くなる。そしてガス流量が十分な量に達した時点で垂直管
 全長にわたって内部にガスコアを持った環状流が現れる。

(Taitel らの入口区間現象論は Griffith & Wallis の議論から出発したもので、大雑把にはここで云う
 “入口区間”は “十分に発達した乱流があらわれるまでの助走流れ区間”に引き当てられると思う。)

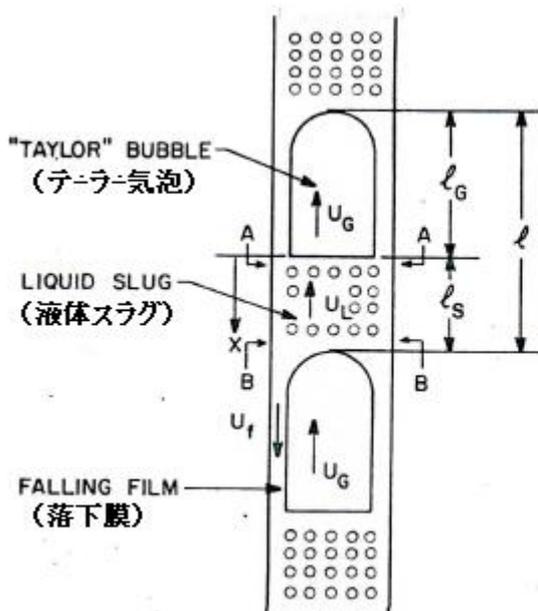


Fig.4 スラグ流形状

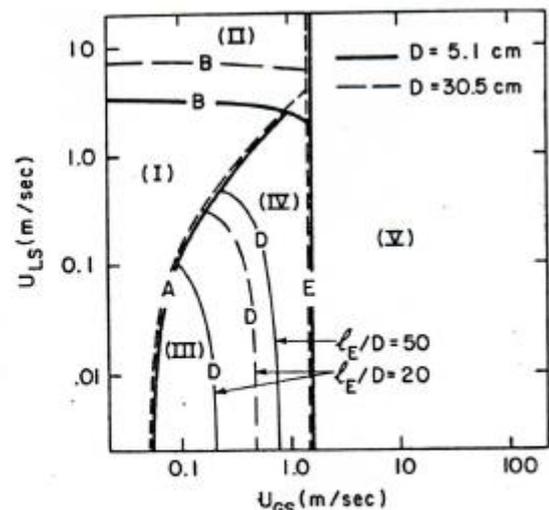


Fig.5 垂直管のフローパターン
 (原油=天然ガス38℃670N/cm²)

チャーン流については Fig.1 の例を参照。安定化したスラグ流を Fig.4 に示す。スラグ流では気泡は
 集合合体した砲弾型の大気泡(テーラー気泡)と大気泡間の液スラグの中の小気泡に別れる、テーラー
 気泡速度 U_G と液スラグ速度 U_L にはズレがあり、浮力効果などで前者の方がどうしても高くなる。
 この場合、定常状態では連続則により流量 Q =一定である必要があるので液スラグからテーラー気泡
 周りの壁沿いに下方へ流れる落下膜(falling film)が存在する。

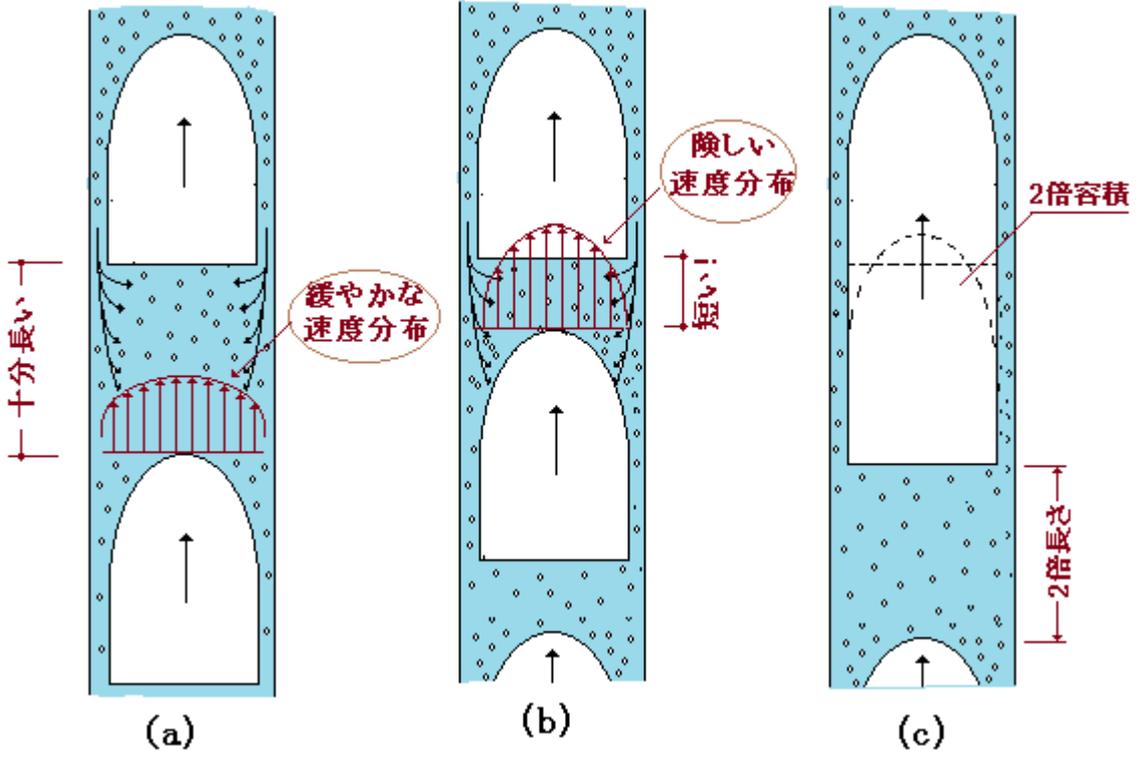
スラグ流における各流速は次のようになる。

$$\begin{aligned} \textcircled{1} \quad U_G &= 1.2U_L + U_G^* = 1.2U_L + 0.35(gD)^{0.5} \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \leftarrow \textcircled{2} \quad Q = U_M A = (U_{GS} + U_{LS})A = U_L A(1 - \alpha_T) + U_G A \alpha_T \\ &\quad \downarrow \\ \textcircled{3} \quad U_G &= \{1.2U_M / (1 - \alpha_T) + 0.35(gD)^{0.5}\} / \{1 + 1.2\alpha_T / (1 - \alpha_T)\} \\ \textcircled{4} \quad U_L &= (U_M - U_G \alpha_T) / (1 - \alpha_T) \end{aligned}$$

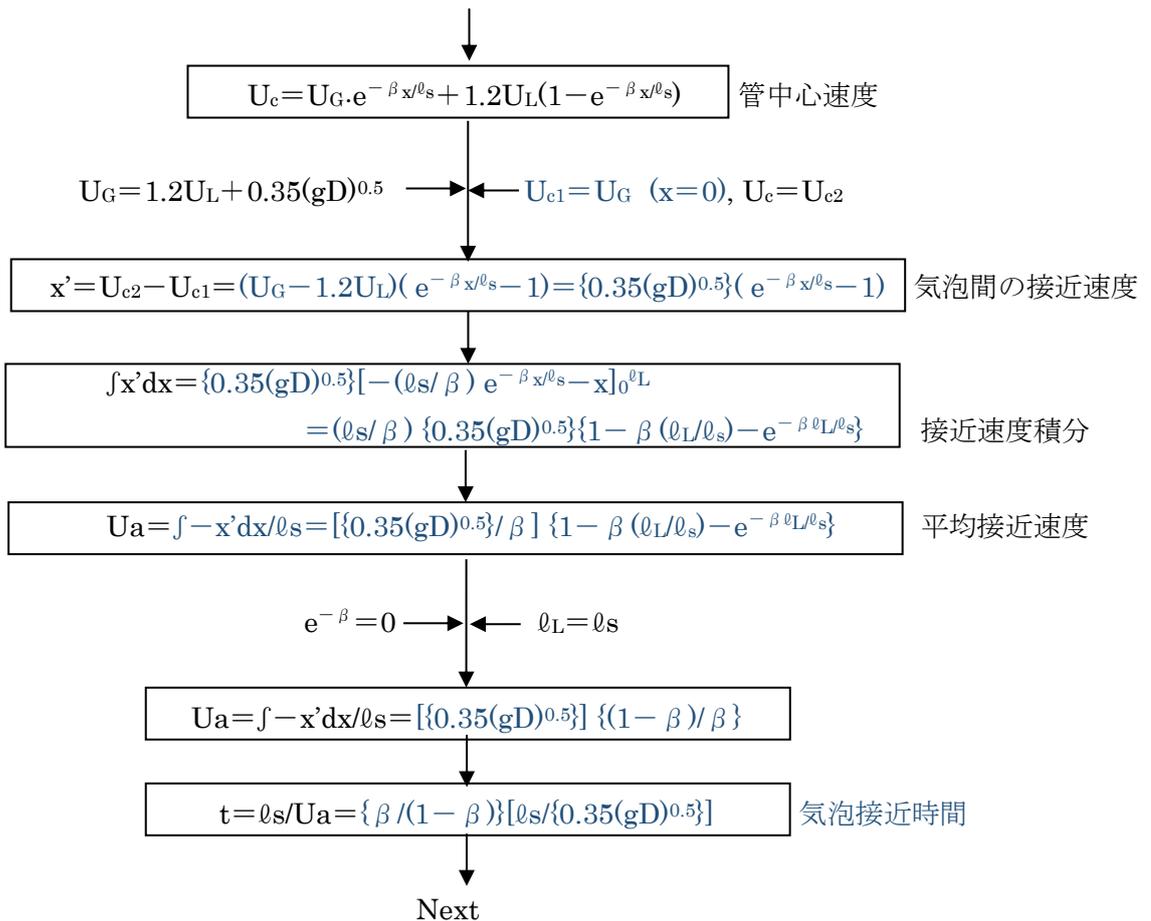
①の右辺第1項は液スラグ中央の絶対速度で完全発達した乱流を想定している。また第2項は第1項に対するテーラー気泡の相対速度すなわち淀み液中の大気泡の上昇速度を表わしている。②はトータルの体積流量を示しており、 U_M は各見掛け流速(容積流束) U_{GS}, U_{LS} の和で、トータルの見掛け流速(全容積流束)になる。なお $U_{GS} = U_G \alpha_T$ 、 $U_{LS} = U_L(1 - \alpha_T)$ の関係がある。③④はその右辺が液スラグ速度を含まずガス速度とボイド率で表された式を示す。

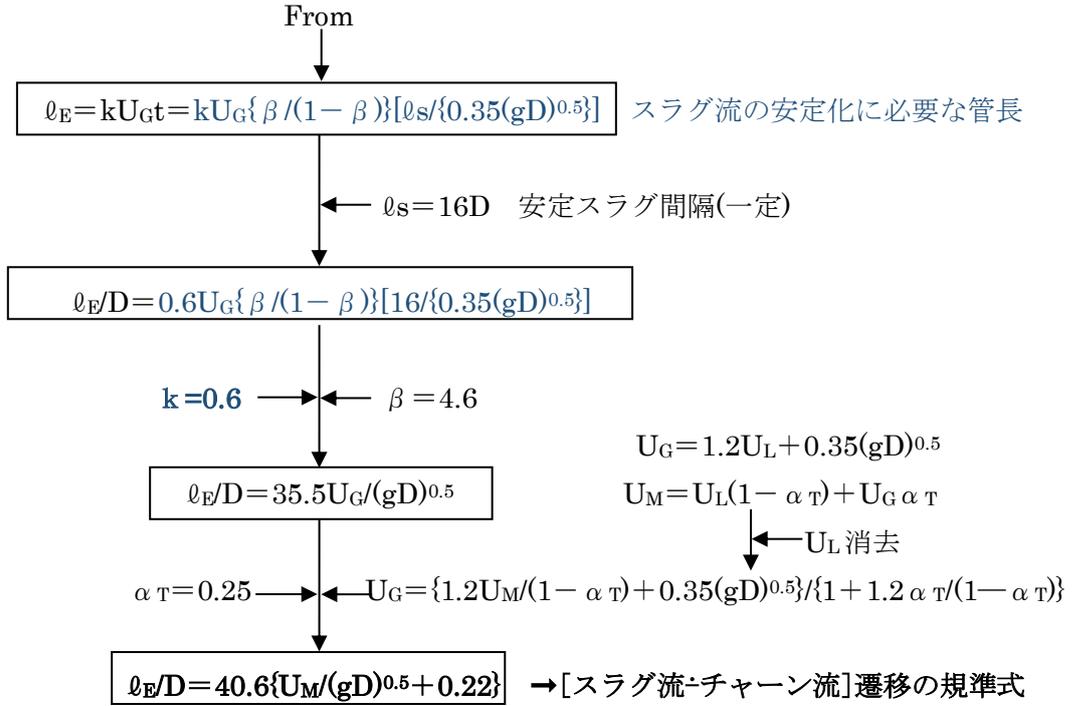
前述のように U_G と U_L には差があるがその差にも拘らず連続して流れるテーラー気泡間の間隔が保たれる(保たれなければ流れは非定常化する)にはテーラー気泡間の液スラグが十分な長さを持つ必要がある。 U_G 式中の第1項 $1.2U_L$ は完全に発達した乱流の中心速度でありイメージ的には下図(a)のようにテーラー気泡の前端における液スラグの速度分布の最大値である。もし下図(b)のように液スラグ長さが短いと落下被膜の進入による擾乱によって液相が破壊され完全乱流はとて無理ということになり、連続則を満たすべくテーラー気泡前端の速度分布は突出し中心速度は高くなる。そうすると後続するテーラー気泡の速度は先行するテーラー気泡速度を上回りすぐに先行気泡に衝突し合体する。合体が起こると下図(c)のようにテーラー気泡は伸長し排除された液スラグは下方の液スラグと合体して同じく伸長する。このような衝突合体は玉突き衝突のように連鎖して起こる。衝突は破壊的なので流れは乱れ攪乱し泡立つ。いわゆる**チェーン流の出現**である(この現象はガス流量の増加傾向のもとで激化するのでやがて中心ガスコアが現れて環状流に変貌することは容易に想像できる)。

しかしテーラー気泡/液スラグの玉突き衝突の連鎖は無低減ではない、もしガス流量の増加がなければ減衰が働いてある距離で停止する。すなわちチェーン流区間は限定的である。この安定区間の長さ l_s を Taitel らは反復的な実験によって $16D$ としている。他の観察者(例えば赤川ら)は $l_s = 8D$ をもって限界としているが、最終合体直前でエポケーしたことになる。Taitel は $16D$ の妥当性を壁噴流モデルを用いて議論しているが、ここでは省略する。



2つのテーラー気泡流はそれぞれ速度を持つので最終的な安定スラグ間隔 $\ell_s (=16D)$ を接近して合体するまでの合体時間は結構長い。その間に速度 U_G で上昇するテーラー気泡が到達する距離 ℓ_E が垂直管長さ ℓ を上回るときはその垂直管は全区間でチェーン流になるが、もし ℓ_E を越える時は ℓ_E を越える部分はスラグ流で流れることが予想される。 ℓ_E が以前に議論した助走区間(チェーン流区間)長である。助走区間長さ ℓ_E はチェーン流からスラグ流への遷移の基準を与える。以下のチャートでこれを示す。





(ベース資料の基準式の導入には不明があるので TS 作成者で調製した。)

(6) 環状流への遷移

スラグ流/チャーン流あるいは液率の高い分散気泡流はガス流量が高くなると環状流に遷移する。環状流ではパイプ壁に沿って液膜が、パイプのコア部分を通してガスがいずれも上向きに流れる。液膜とコアガスの界面は Fig. 1 に示すように波立ち、巻き込まれた液が細かい液滴になってガスに同伴して上昇する。液膜が重力に逆らって上向きに流れるのは気液界面のせん断力に由る。コアガスの強力な上昇流とせん断力の存在が環状流の全てといってもよい。もしガス流量が減少してその運動量が不足すると液滴は落下・蓄積してブリッジを形成し、チャーン流/スラグ流あるいは分散気泡流に戻る。

環状流界面のせん断力は液膜の波立ちと液滴の同伴を引き起こすが、波成ちは液膜の上昇を暗示しており 2 相流の議論では液滴の同伴が起これば液膜の上昇があると考えられる(ガス中の液滴は界面の波が破断したもので十分なせん断力の介在を暗示している)。液滴がガス中で宙づりになるには液滴に作用する重力とドラッグのバランスが必要である。即ち

$$(1/2)C_d(\pi d^2/4) \rho_G U_G^2 = (\pi d^3/6)g(\rho_L - \rho_G) \quad (\text{ここで } C_d \text{ は球体の抗力係数})$$

左辺は直径 d の液滴に作用するドラッグである。このバランス式からバランスに必要なガス速度が得られる。すなわち $U_G = (2/3^{0.5}) [g(\rho_L - \rho_G)d / (\rho_G C_d)]^{1/2}$

d は液滴の最大限界径で、Hinze(1955)はこれを次式で表した。

$$d = K \sigma / (\rho_G U_G^2)$$

K は限界ウェバー数で、Hinze はこれを 20~30 としている。ここで d 式を U_G 式に代入して

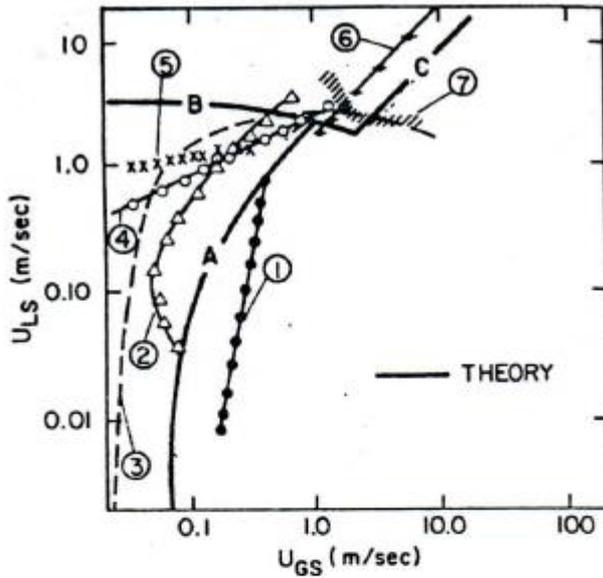
$$U_G = \{ 4 K / (3 C_d) \}^{1/4} \{ \sigma g (\rho_L - \rho_G) \}^{1/4} / \rho_G^{1/2}$$

この場合の U_G は液滴を宙づりにするのに必要な限界速度であり、これ以下では環状流は成立しない

限界のコアガスの流速である。安全側に $K=30$ 、 $C_d=0.44$ を設定すると次式が得られる。

$$U_{GS} \rho_G^{1/2} \{ \sigma g (\rho_L - \rho_G) \}^{1/4} = 3.1 \quad \rightarrow \text{環状流への遷移の基準式}$$

この遷移規準式は環状流パターンへの遷移が液流量とパイプ径に依存しないことを表わしている。Fig.2, 3 を見ればわかるように遷移境界線は屹立しており敷居値のガス見掛け速度 U_{GS} は一定である。(上記の基準式は Pushkin ら(1958)の $\phi 6 \sim \phi 309$ 径のフラidding実験結果とほとんど同じ。)



- ① Covier & Aziz(1972)、② Griffith & Wallis(196
- ③ Sternlng(1965) ④ Gould(1974)
- ⑤ Oshinawa & Charles(1974) ⑥ Wallis(1969)
- ⑦ Hewitt & Roberts(1969)

Fig.6 気泡-スラグ遷移
(理論と他マップの比較)

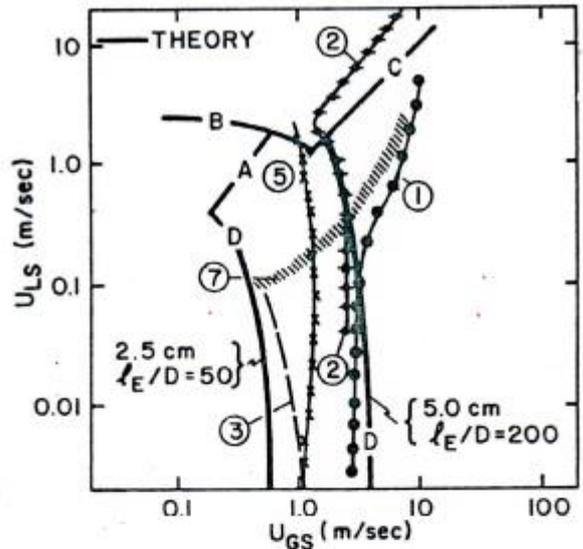


Fig.7 スラガー-チャーン遷移
(理論と他マップの比較)

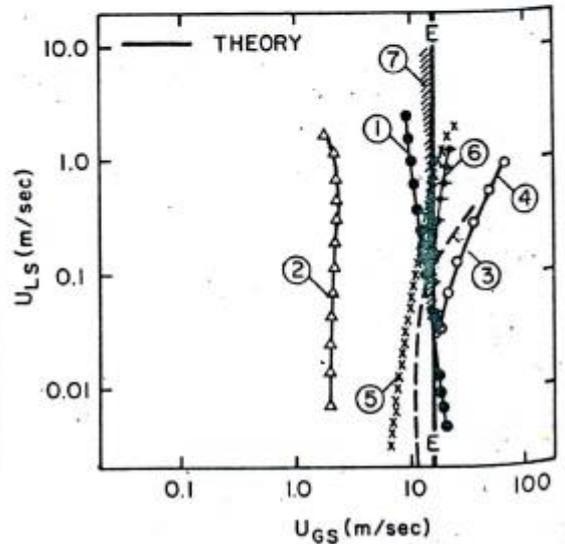


Fig.8 環状流への遷移
(理論と他マップの比較-Fig6と比較)

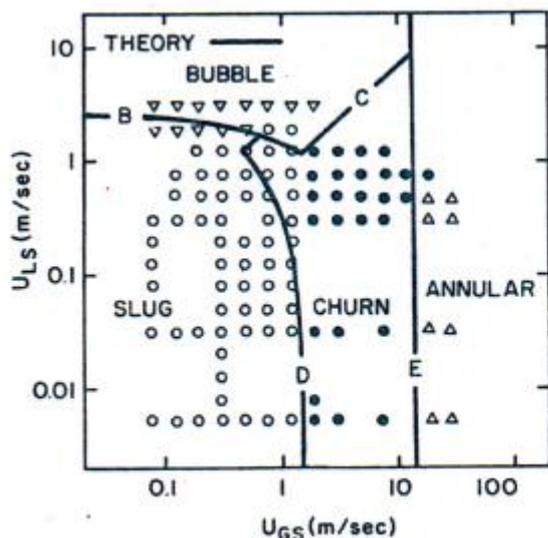


Fig.9 新規データとの比較
(水-空気25°C10N/cm²、φ2.5cmx1300)

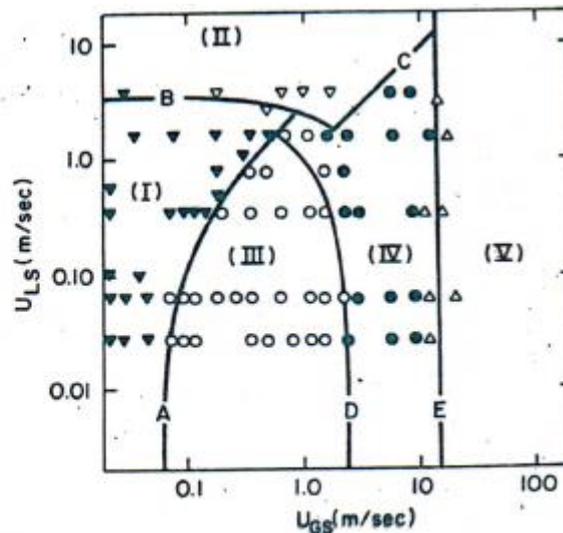


Fig.10 新規データとの比較
(水-空気25°C10N/cm²、φ5.1x1650)

(7) 比較とまとめ

既存の判定マップとの比較を Fig.6 ~Fig.8 に示す。また新規の計測データとの比較を Fig.9 と Fig.10 に示す。

① 気泡流/分散気泡流-スラグ流遷移 A,B,C :

基本的にはテラー型の大気泡は境界 B より上には存在せず、B より下で A より左には存在する。しかし 5 cm以上の口径では後者の領域でも分散気泡が現れる。既存マップの比較(Fig.6)では Goiver & Azizを除き境界 A,Bは既存マップを内包しているがこれはスラグ型の大気泡の存在を気泡流のひとつのパターンと認めたからである。口径の小さい Fig.9 では境界 Aは消え、境界 B以下ではスラグ流になるが、これは前(3)項の遷移境界解消の議論とマッチする。一方、口径の大きい Fig.10 では境界線 Aによって気泡流とスラグ流が区切られる。

② スラグ流-チャーン流遷移 D :

Fig.7では理論的に認められる $l_E=50\sim 200$ の範囲を示している。むろん既存マップには遷移観察点のデータは示されていないが、Fig.7では Hewitt&Robertを除いて粗々マッチしている。

Fig.9,10では低流量で理論境界とデータはだいたいマッチしている。しかし高流速ではスラグとチャーンの識別が難しい。

③ 環状流への遷移 E :

Fig.8では Griffith & Wallisを除いて既存マップは理論境界とかなり合っている。ただ高い液率では不一致が見られる。Fig.9,10では理論境界とデータはよくマッチしている。

以上の比較結果では理論的な遷移境界の基準式の妥当性が十分認められる。

【 あとがき 】

できるだけベース資料の記述に沿って Taitel らの判別法を紹介してみた。物理的な遷移メカニズムをセットして境界条件式を導いており、水平管のパターン判別法と同じように合理的で妥当な結果が得られるのではないかと思う。ただ

スラグ流への遷移境界分別 と スラグ流-チェーン流の境界基準式導入

に不明が残る。前者では、気泡流からスラガーチェーン流に遷移する過程で別種のメカニズムが働いて Taitel の云う助走区間が急激に縮退する現象があるのではないか？ 後者では、手持ちのコピーの写りが悪いこともあって導入過程が追えない(ミスプリ?)。運用上注意して欲しい。

引用文献/テキスト)

- (1) 日本機械学会「気液 2 相流技術ハンドブック」
- (2) Modelling Flow Pattern Transitions for Steady Upward Gas-Liquid Flow in Vertical Tube
by Yehud Taitel , Dyora.Bornea & A.E.Dukler (AIChE Journal Vol.26 No.3)