PNC TY9602 97-004

公開資料

液面の非線型不安定現象に関する基礎研究

―先行基礎工学分野に関する平成８年度報告書―

１９９７年３月

東　京　大　学

動力炉・核燃料開発事業団

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせ下さい。
〒311-13　茨城県東茨城郡大洗町成田町4002
動力炉・核燃料開発事業団
大洗工学センター
システム開発推進部・技術管理室
Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section, O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-machi, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-Ken 311-13, Japan.

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation) 1997

Ⓦ

公　開　資　料
PNC TY9602 97－004
1 9 9 7 年　3 月

液面の非線型不安定現象に関する基礎研究
－ 先行基礎工学分野に関する平成８年度報告書 －

班目 春樹 *1)、岡本 孝司 *1)
飯田 将雄 *2)

要旨

自由液面や温度成層界面などの界面は変形を伴うことから、流体に対して非線型な境界となっている。この非線型境界条件に起因する、さまざまな非線型挙動が観測されている。高速増殖炉などの大型容器内においては、冷却材自由液面において、自励スロッシングなどの不安定現象が発生することが懸念されている。本研究においては、自由液面における非線型不安定現象を、基礎実験および解析の両面から検討した。

液面に衝突する上向き平面噴流の自励振動「ジェットフラッタ」について、その振動数決定機構やエネルギー供給機構を知るため、諸変動量の振幅、位相関係を調べた。液面の振動に対し噴流の横変移は下流ほど位相が遅れていること、隆起位置の振動はその直下の噴流位置に対応していることが確認された。噴流の変移について計算する簡易モデルを作り実験と比較した結果、定性的にはよく記述できることが確認できた。液面隆起は噴流衝突点の移動に直ちには追従できないため、移動前面には低圧、背面には高圧の不釣合が発生する。不釣合は波として伝播していくが、衝突点が振動するときそこに液位の段差が現れ、これは水平方向に伝わる波で緩和されることはない。このため上下方向の液柱振動が励起される。これがジェットフラッタである。液柱振動と噴流衝突点振動の位相差と、衝突点振動から不釣合発生までの位相遅れの和がある条件を満たすとき、振動への供給エネルギーが正となる。

さらに、自由液面における非線型性を考慮する上で重要となる自由液面と乱流との相互作用を、LDV や可視化によって計測し、自由液面における乱流現象について検討を実施した。実験では、水と高分子溶液の各自由液面に噴流を用いて乱流エネルギーを与え、界面乱流に対する Toms 効果の影響を観測し、窒素ガス噴流、溶液噴流により自由液面に発生した界面乱流は、Toms 効果によって抑制されることがわかった。

*1) 東京大学工学部 附属原子力工学研究施設
*2) 動力炉・核燃料開発事業団 大洗工学センター 基盤技術開発部 熱流体技術開発室

目 次

1 はじめに 1
1.1 目的 1

2 ジェットフラッタ発生機構に関する検討 2
2.1 緒言 2
2.2 現象の特徴 4
2.3 変動量の測定 5
2.4 噴流軌跡の解析 6
2.5 噴流軌跡に対する考察 7
2.6 隆起の移動により発生する液位の段差 8
2.7 液柱振動 10
2.8 振動へのエネルギー供給機構 11
2.9 振動発生領域 11
2.10 自励スロッシングの発振機構との比較 13
2.11 各変動量の位相関係 13
2.12 結論 13

3 鎖状高分子希釈溶液による自由液面乱流の検討 34
3.1 緒言 34
3.2 本研究の目的 34
3.3 高分子溶液 35
3.3.1 高分子溶液の作成 35
3.3.2 物性値（表面張力） 35
3.4 実験 35
3.4.1 実験装置及び測定系 35
3.4.2 実験結果 36
3.5 考察 37
3.6 結論 38

4 まとめ 49

Chapter 1

はじめに

1.1 目的

自由液面や温度成層界面などの界面は変形を伴うことから、流体に対して非線型な境界となっている。この非線型境界条件に起因する、さまざまな非線型挙動が観測されている。高速増殖炉などの大型容器内においては、冷却材自由液面において、自励スロッシングなどの不安定挙動が発生する事が懸念されている。本研究においては、自由液面における非線型不安定現象を、基礎実験及び解析の両面から検討することにより、その発生機構を解明しようとするものである.

本研究で具体的に研究対象とした現象は、ジェットフラッタ現象と呼ばれる、自由液面と噴流の相互作用による液面の振動現象である。まず、実験装置において、振動時の過渡データを取得した。具体的には、画像処理による自由液面形状の詳細測定を行い、振動時の噴流近傍、液面挙動を明らかにする。これらの実験データを元に、理論解析を行い、ジェットフラッタの発生機構を議論した。

本研究では、さらに、自由液面と乱流との相互作用に関して、実験的検討を行った。流体中に高分子ポリマーを混入することによる乱流制御を行うことができる。この現象は Toms 効果として知られている。そこで、ポリマーを混入した条件と、混入しない条件に対して、自由液面と乱流との相互作用を、LDV や可視化によって計測し、自由液面に置ける乱流現象について検討を実施した。

Chapter 2

ジェットフラッタ発生機構に関する検討

2.1 緒言

容器内に自由液面と噴流や循環流がある場合、条件によっては液面の自励振動を生じることがある。噴流－液面系自励振動の典型的なものは、矩形タンクを中央で仕切る位置にあり液面に衝突する上向き平面噴流が引起こす現象で、これには自励スロッシング [1] とジェットフラッタ [2] の２種のものがあるが、本研究は後者を対象とする。この現象は噴流位置で仕切られ、噴流流入口付近すなわち根元部でだけ連結された連通タンク内の液面振動と振動数が一致すること、流入口と液面の距離で決まる限界値を噴流速度が越す場合に発生することなどが分かっている。しかし振動へのエネルギ供給機構はもちろん、なぜ振動数が連通タンク系のそれと一致するのかも解明されていない。本論文はこれらについて説明を加えることを目的とする。そのためまず現象の特徴を整理し直すとともに、振動発生中の各種変動量を測定し、その位相関係などを調べる。さらに噴流の軌跡を可視化し、これが簡易モデルを用いた計算結果とよく一致することを示す。さらに、この結果を利用し、なぜ噴流左右に液位段差が生じるのか、振動数はどのようにして決定されているのか、さらにはどのような機構で振動にエネルギーが供給されるのかについて説明するモデルを提唱する。このモデルを基に振動発生条件等を計算し、それをこれまでの測定結果と比較し考察する。

記号

B	噴流幅
b	噴流流入口幅
c	波動伝播速度
g	重力加速度
h	隆起のない状態での液深
h_s	隆起中央高さ (液面起点)
q	不釣合発生量
U	噴流の軸方向 (x 方向) 代表速度
u	x 方向速度
u_0	噴流入口速度
u_m	噴流中心速度
u_h	液面位置での噴流速度
V	噴流の横方向 (y 方向) 代表速度
v_e^-, v_e^+	噴流根元へ向かう流れの速度
v_t	見かけ上の噴流根元横断流速
x	噴流流入口からの鉛直距離
X	液位変動振幅
y	噴流流入口からの水平距離
Y	噴流変位 η の振幅
Y_s	隆起位置 η_s の振幅
Y_h	液面位置での噴流変位振幅
Δp	噴流左右の圧力差
Δy	噴流の幅
ϵ_1	液位振幅 X と噴流変位振幅 Y_h の比
ϵ_2	噴流液面振幅 Y_h と生成液位段差振幅の比
ζ	液位変動
η	噴流の横変位
η_h	噴流の液面衝突点の y 座標
η_s	隆起中央の y 座標
ϕ	η_h の $-\zeta$ からの位相遅れ
ϕ_1	噴流液面衝突点 η_h の $-\zeta$ からの位相遅れ (ζ は液位振動)
ϕ_2	不釣合発生 q の η_h からの位相遅れ
ρ	流体の密度
ω	円振動数

2.2 現象の特徴

図2.1に示すように、矩形タンク底面中央から流入する上向き平面噴流が液面に衝突し、局所的液面隆起を生じさせるとき、隆起部が噴流の厚さ方向に振動するとともにその両側の液面が交互に上下する。振動は噴流がその入口流路において層流の場合にも乱流の場合にも発生する。タンクと噴流流入口の奥行が等しく流れが2次元的であり、かつ隆起があまり高くない場合の振動数は、噴流位置で2つに仕切られ噴流の根元部だけで連結された連通タンク系の固有振動数と一致する。隆起が高く噴水のようになる場合も、振動する液柱長さが隆起高さ h_s だけ長くなることを考慮すれば、ややばらつきは大きいもののよく整理できる。すなわち

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{h + h_s/2}} \tag{2.1}$$

なる関係がある。これを図2.2に示す。噴流の厚さは振動数にほとんど影響を与えない。測定振動数は式2.1より若干高いが、これは底面付近の液柱は一部振動に寄与していないことを示唆する。しかし定性的一致はよく、この振動数がスロッシングなど他種の振動の固有振動数でないことは明らかである。振動する隆起から遠方へ重力波が伝播していくが、必ずしも定在波とはならない。隆起の両側に跳水が観察されることから隆起が短い波長の重力波を遮っていることは確認できる。しかし定在波となりうる最も低次の波の伝播速度 c はタンクの幅を W とするとき

$$c = \sqrt{\frac{gW}{\pi} \tanh \frac{\pi h}{W}} \tag{2.2}$$

であるが、これは液深 $h = 0.1$ m のときで 0.855 m/s である。これに対し液面の流速は当然噴流流入流速以下であり、これよりかなり遅い。すなわち、隆起が重力波の伝播を完全に遮っているわけではない。

振動は噴流入口速度が液面までの距離 h で決まる下限値を越えると生じる。上限流速は装置上の制約で求められていない。下限流速は噴流厚さにも依存し、噴流が厚いほど低下する。流入口幅 $b = 10$mm のときの振動発生領域を図2.3に示す。以下の実験および解析については $b = 10$mm の場合に限って述べることとする。振動はタンクの奥行方向に必ずしも同位相ではなく、奥行方向に1つないし2つの節が現れることもあるが完全な定在波でないことが多い。図には最も安定な奥行方向のモードの節の数も合せて示す。なお、より液深が大きく跳水も現われないところでスロッシングが自励的に成長する自励スロッシング [1] が観察されている。こちらの特徴の1つは、噴流が流入口から液面に到達するまでの時間と振動周期とが一定の関係を満たすときだけ発生することである。これに対しジェットフラッタは噴流速度が限界値以上の広い領域で発生し、液面到達時間と振動周期とに特定の関係はない。

2.3 変動量の測定

自励振動が発生しているときのタンク内流体の挙動をより詳しく知るため、噴流根元付近での左右の圧力差と噴流に向かう流れの速さ、噴流の横変位や隆起位置を測定し、変動の大きさや位相関係等を調べた。なお、容器の奥行を狭めるなどにより変動が奥行方向に同位相であるようにして測定を行っている。図 2.4に各測定量のタンク内の位置と方向を示す。流入口幅は 10mm で、噴流左右の圧力差Δp は噴流流入口中心からそれぞれ 40mm 離れた底面 2 点間の値であり、右側 ($y > 0$ の側) の圧力が高いとき正とする。左右から噴流に向かう流れの速さ v_e^-、v_e^+ は同じく中心から 40mm の位置、底面から約 10mm の高さに設置した直径 9mm の電磁流速計による水平方向流速測定値である。これらのデータは AD コンバータを介してパーソナルコンピュータに集録した。噴流の軌跡測定では染料（ウォーターブルー／ C_{37} H_{27} O_9 N_3 S_3 Na_2）を投入してタンク内の水を十分染色し、染料の含まれていない噴流を透過光によって観察する「ネガ可視化」を用いた。噴流形状を液面形状とともにビデオ撮影し、その画像から噴流の変位 η と液面隆起位置 η_s を求めた。圧力差等のデータとの同期はビデオ画面に発光ダイオードを入れることで確保している。

変動の様子の一例を図 2.5に示す。波形は不規則な高調波成分を含み、基本周波数成分の振幅も揺らいでいるが、これは不規則に反射を繰返す重力波の重畳の影響と思われる。圧力差 Δp の振幅は噴流左右の液位の変化とほぼ対応している。隆起位置 η_s はビデオ画面から読取ったもので、1/30 秒おきのデータである。振れが最大になった瞬間にはそのピークは消滅し中央付近に新たにピークが生れることもある。このためピーク位置の特定が難しく読取り誤差は大きいが、およその挙動を知るにはこれで十分とした。v_e^- と v_e^+ は常に正で噴流に向かう流れがあることを示しているが、逆位相で変動している。したがって変動成分だけに着目すると噴流の根元を見かけ上横切る振動流が存在していることになる。この速度を右向きを正として $v_t = (v_e^- - v_e^+)/2$ で表した。

図 2.6には振動中の液面と噴流の可視化結果の一例を約 1 周期にわたって示す。根元付近の噴流の動きと比べると液面に近付くにつれその位相は遅れていく。隆起位置の振動は液面近傍の噴流位置を反映し、大きく位相が遅れている。これを定量化して整理したのが図 2.7である。

噴流のビデオ画像において輝度最大のところを噴流中心とすることで噴流軌跡を求めた。輝度最大の画素が水平方向に複数あるときはその中央をとった。精度を上げるため、フーリエ変換を用い基本周波数成分について複数サイクルの平均を取り、噴流各点の振幅と位相を求めた。図 2.7では位相遅れ ϕ について $x = 0$ での値がほぼ0°となるようにしている。流入口から液面に向けて振幅は大きくなり位相は遅れていくことが分かる。なお、$x = h$ の下方約 2cm から下流では局所的にこれと異なった挙動を示しているが、ここでは噴流と周囲流体の混合が進んでいるため信頼性が低く有意なデータとは考えにくい。機械的処理でなく目視で観察した結果でも液面近くで噴流が特異な挙動をしているようには見えなかった。またこれが何等かの意味を持っているとしてもそれは周囲流体との混合が少ない位置を表しているに過ぎず、運動量交換が進んだ下流では必ずしも速度最大のところを意味しない。図 2.7には隆起位置の振幅と位相も合わせて示している。隆起は $x = h$ より 2cm 以上下方の噴流軌跡の延長線上にほぼ位置しており、このことからも $x = h - 2$ [cm] から下

流のデータは無視すべきものと思われる。

$x=0$ の噴流変位の位相を 180°として基準とし、η_s、Δp および v_t のについて振幅を矢印の長さで位相を方向で示すと、図 2.8のようになる。図には $\eta(h/2)$ とともに η の矢印先端の位置の軌跡も記入した。なお振幅は円弧の位置で η、η_s が 5cm、Δp が 0.5kPa、v_t が 5cm/s である。位相は角度が大きいほど進んでいる。$\eta(0)$ の位相を 180°とするとき、Δp は約 30°、v_t は約 160°という位相にあることが分かる。

2.4 噴流軌跡の解析

横方向に変動外力を受ける噴流は曲線の軌跡を描く。この軌跡を正確に求めることは次の理由でかなり面倒である。噴流はその軸と直角な方向に大きな速度勾配を有し、中央部は速く外縁部は遅い。したがって一様な横方向の運動量を与えられると流跡線は平行を保ったまま曲がることはできず、中央部より外縁部のほうが曲がり角が大きい。流跡線の交差は噴流内部に無数の渦を生成し、その統計和が噴流全体の挙動、例えば曲がる方向を定める。原理的には基礎方程式を厳密に解くことで噴流の軌跡を求めることは可能なはずであるが、本研究の目的はジェットフラッタに力学的説明を与えることであるので、厳密さより見通しの良さを優先する。Nyborg[3] はエッジトーンの解析において噴流断面内の速度分布を無視し、噴流幅の内側では一様速度であると仮定している。さらに、噴流はその左右の圧力差により一体として横方向に運動するとしてその軌跡を求め、妥当な結果を得たとしている。本論文ではこの手法を参考にする。

解析の対象は図 2.9に示すような 2 次元体系である。液深 h の容器底面の幅 $b=10$mm の流入口から鉛直上向きに噴流が速度 u_0 で流入している。噴流流入口を原点とし、鉛直上向きに x 軸を、噴流の厚さ方向に y 軸をとる。噴流の y 方向の速度を V とすると y 方向変位は次式で計算される。

$$\eta(x,t)=\int_{t-\tau}^{t}(t-t')\frac{dV}{dt'}dt' \tag{2.3}$$

ここに τ は噴流が流入口から位置 x まで達するに要する時間で、

$$\tau(t)=\int_0^x \frac{dx'}{U(x')} \tag{2.4}$$

である。噴流左右の液位振動

$$\zeta=\pm X\cos\omega t \tag{2.5}$$

(複号は y の正の側で正) により発生する噴流左右の圧力差は x 方向にはどこも一様で

$$\Delta p=2\rho g X\cos\omega t \tag{2.6}$$

である。幅 B、密度 ρ の噴流はこれによって次式の y 方向加速度を受ける。

$$\frac{dV}{dt}=-\frac{\Delta p(t)}{\rho B(x)} \tag{2.7}$$

実際には自由液面付近では噴流は液面の境界条件の影響を受ける。ここではそれを無視し、噴流の速度分布に自由液面は影響しないものと仮定する。また、噴流の両側の領域の循環流の存在も無視する。このような噴流速度分布については多くの研究があるが、ばらつきも大きい [4]。ここでは次式で与えられる分布を考える。

$$u(x,y) = u_m(x)\ \mathrm{sech}^2\left\{\frac{4(y-\eta)}{B(x)}\right\} \tag{2.8}$$

ここに u_m は噴流の中心速度で、噴流相似領域の仮想原点を x_p とするとき

$$u_m(x) = 1.2u_0/\sqrt{2a(x-x_p)/b} \tag{2.9}$$

また

$$B(x) = (4a/0.96)(x-x_p) \tag{2.10}$$

である。定数 a は 0.11、仮想原点位置 x_p は $-0.41b/2a$ とした [5]。噴流流入口付近の助走領域では速度分布を式 (2.8) で表すことはできないが、ここでは簡単のため助走区間にも同じ形の分布を仮定する。式 (2.4) に用いられる軸方向速度 U には、噴流中の乱れが下流に伝播する平均速度を用いる必要がある。これを厳密に求めることは難しいが、ここでは次のように仮定する。

$$U(x) = 0.5u_m(x) \tag{2.11}$$

なお、噴流の幅 B は

$$B(x) = \int_{-\infty}^{\infty} u(x,y)dy/U(x) \tag{2.12}$$

を満足している。式 (2.4)～(2.12) を用いて式 (2.3) を Runge-Kutta 法で解くことにより、噴流の流跡線が求まる。さらにその同一時刻の点を結ぶことで各瞬間の流脈線が得られる。図 2.10に流脈線の例をいくつか示す。

図 2.10(a) は振動周期を無限大として計算した結果で、噴流が液面に衝突する位置 η_h が最も右に寄るのは $y>0$ 側の液面が最も低くなる時点である。すなわち η_h は ζ と逆位相である。図 2.10(b)～(d) では ω は $h_s = u_m(h)^2/2g$ として式 (2.1) で与えられるとしている。周期は h とともに若干長くなるが、噴流が流入口から液面に達するまでの時間は h にほぼ比例してそれ以上に長くなるので、h の増大により噴流は液面に達するまでに数周期を過ごすことになる。このため上流の軌跡の影響が残るようになり、η_h の $-\zeta$ からの位相遅れ ϕ は (b)、(c) と小さくなる。噴流の変位方向は根元部で受けた力の方向に主として支配されるので、ついには (d) のように η_h は ζ 最大の瞬間より遅れて最も右に寄る。

2.5 噴流軌跡に対する考察

図 2.7には噴流軌跡の計算結果も記入してある。ただし位相については $x=0$ の値を 180° とし、振幅については定数を掛けて $x=h/2$ の値が測定値と一致するようにしている。

h があまり大きくない場合は液面付近を除いてよい一致がみられる。振幅は規格化したのである程度の一致は当然であるが、位相についても測定誤差と考えられる液面近傍を除

いてはよく合っている。しかし h が大きくなると計算結果は測定結果より大きな位相遅れを与える。この理由は変動伝播速度 U が実際には計算で用いた値より大きいためと考えられる。液深が大きくなるとタンクの中には噴流に沿う定常循環流が形成され易くなる。このため噴流は順方向の流れの中に噴出したかのように振舞い、噴流中の乱れの伝播速度は噴流中心速度の 1/2 より大きくなり、位相遅れは小さくなる。すなわち循環流の存在を考慮すれば計算結果は測定結果とさらによく一致する。計算モデルは噴流の助走区間の速度分布を考慮しないなど粗い近似を多く用いているが、その割には位相の変化の様子についてはほぼ満足な一致が得られたといえよう。

計算では噴流左右の圧力差と $x=0$ の噴流変位は逆位相となる。したがって測定された圧力差 Δp が噴流の動きを支配するなら、図 2.8で Δp は 0°の方向にあるはずである。しかし測定値はほぼは 30°の方向にある。誤差の原因はいくつも考えられるが、大きなものとして噴流の振動によって生じた重力波の外側への伝播がある。このため変動の位相は外側ほど遅れる。すなわち測定された圧力差は左右の液位差を代表するものではない。圧力差の測定は噴流中心からそれぞれ 40mm 離れた位置で行っているが、噴流の動きにはもっと離れたところの圧力も影響し、全体として横方向の力を及ぼしている可能性がある。そうであれば、その力の位相は測定された Δp の位相より遅れ、計算と一致してくる。ビデオ画像は 1/30 秒間隔なので位相の比較においては 20°程度の誤差は避けられないことの影響も大きい。ビデオ画像を処理して液面形状を求め、圧力分布を細かく調べることも検討したが、流れが速く動圧分布の変動が大きいので液面形状も静圧分布を表しているとはいえず難しい。圧力差測定の難しさから、不一致の理由は計算のほうではなく測定のほうにあると思われるが、これ以上の検討は困難である。

測定された圧力差 Δp から液位振幅 X を求め、これで噴流振幅 Y を規格化した値 Y/X について図 2.11で比較した。測定結果は計算結果より 1 桁強小さく絶対値の一致は非常に悪い。しかし、同じ液深なら低流速ほど、また同じ流速なら高液深ほど Y/X は大きくなっており、定性的傾向はよく合っている。不一致の理由の 1 つは噴流の挙動は左右の圧力差の積分量的なものが支配するのに対し測定された圧力差は 1 点での値であることであろう。いずれにせよ計算モデルも非常に粗いものであり、これ以上の一致は望みにくい。ただ、計算結果と測定結果のある程度の一致は噴流の軌跡が噴流左右の液位差振動による運動であることを示しており、2.4 章の簡易解析手法の妥当性も示している。

流入口付近の横方向流速の測定結果として、噴流を根元で見かけ上横切る振動流れが存在することが明らかとなった。しかしこれが振動系の主要な構成要素となっているかどうかはまだ不明であり、さらなる検討を要する。

2.6 隆起の移動により発生する液位の段差

図 2.12に示すように噴流流入口を原点として上向きに x 軸をとり、水平方向に y 軸をとる。液面は噴流の作る隆起や振動がないときは $x=h$ にあるとする。

噴流の突上げによる隆起の中では重力は噴流の減速すなわち負の加速度と釣合うので、上下方向の圧力勾配は小さい。したがって等圧面は液面と平行ではなく、隆起があっても

その直下の圧力が高いわけではない。噴流が移動しているときは隆起形状が噴流の移動に直ちに追従できないので力の釣合が破れ、噴流の移動前面には負の付加圧力が、後面には正の付加圧力が現れる。噴流は速度分布形状 $f(y-\eta_h)$ を変えずにその中心位置 η_h が速度 $d\eta_h/dt$ で移動しているとする。不釣合が移動後ただちに現れるならばその発生の分布は f の導関数を f' として次式となる。

$$q(t,y) = f'(y-\eta_h)\frac{d\eta_h}{dt} \tag{2.13}$$

速度分布が $u_h\delta(y-\eta_h)$ で表される幅の狭い噴流が $d\eta_h/dt$ で移動しているとする。ここに δ はディラックのデルタ関数である。液面から上向き速度 u_h で飛び出した流体は重力作用下で自由運動し u_h/g 経過後に運動量を失って、その瞬間から下方の圧力上昇に寄与する。不釣合が発生するのはこの瞬間である。時刻 t' の液位不釣合発生量は δ' をデルタ関数の導関数として

$$q(t',y) = \frac{u_h^2}{2g}\delta'\{y-\eta_h(t'-\frac{u_h}{g})\}\left.\frac{d\eta_h}{dt}\right|_{t'-\frac{u_h}{g}} \tag{2.14}$$

となる。この不釣合は 1/2 づつ左右に分かれ、速度 $c=\sqrt{gh}$ で波として伝播する。位置 y $(y>0)$ の波高は $|\eta_h| \ll |y|$ として時刻 t に次式のようになる。

$$\zeta^+(t,y) = -\frac{u_h^2}{4gc}\delta(y-ct+ct')\left.\frac{d\eta_h}{dt}\right|_{t'-\frac{u_h}{g}} \tag{2.15}$$

逆に位置 y $(y<0)$ の波高は

$$\zeta^-(t,y) = \frac{u_h^2}{4gc}\delta(y+ct-ct')\left.\frac{d\eta_h}{dt}\right|_{t'-\frac{u_h}{g}} \tag{2.16}$$

である。式 (2.14) が伝播した結果として生じるインパルス状の波高が $y>0$ 側と $y<0$ 側で正負反転していることに注意しなければならない。

さて、噴流の突上げ位置 η_h が次式のように振動しているとする。

$$\eta_h = Y_h\cos\omega t \tag{2.17}$$

時刻 t に $y>0$ へ伝わってくる波の高さは次式のようになる。

$$\zeta^+(t,y) = \frac{\omega^2 Y_h u_h^2}{4gc^2}\sin\omega(t-\frac{y}{c}-\frac{u_h}{g}) \tag{2.18}$$

$y<0$ の波高は

$$\zeta^-(t,y) = -\frac{\omega^2 Y_h u_h^2}{4gc^2}\sin\omega(t+\frac{y}{c}-\frac{u_h}{g}) \tag{2.19}$$

である。

式 (2.18) と式 (2.19) は図 2.13に示すように $y=0$ で連続ではない。これは噴流の速度分布としてデルタ関数を用いたからである。噴流が有限幅の滑らかな速度分布 $f(y-\eta_h)$ を持つときの波高分布は次式で計算される。

$$\zeta = \frac{\omega^2 Y_h}{4gc^2}\left\{\int_{-\infty}^{y} f^2(y')\sin\omega(t-\frac{y}{c}-\frac{f(y')}{g})dy' - \int_{y}^{\infty} f^2(y')\sin\omega(t+\frac{y}{c}-\frac{f(y')}{g})dy'\right\} \tag{2.20}$$

σ を定数として速度分布が $u_h\mathrm{sech}^2\{(y-\eta_h)/\sigma\}$ であるときの波高分布を図 2.14に示す。$y=0$ の近傍には速度分布に依存する短波長の変動が現れ、これが両者を滑らかにつないでいることが分かる。ただ式 (2.18)、(2.19) からも分かるように、インパルス状の噴流で作られる液位の段差はその流速の 2 乗に比例するので、速度分布の裾すなわち低流速の部分の波高分布への寄与は小さく、分布が滑らかなときに生じる液位の段差もかなり急峻である。伝播する波の位相は速度分布の裾の存在により若干遅れが小さくなるが、その影響も小さい。すなわち式 (2.18)、(2.19) は噴流が速度分布を持つ場合についてもよい近似となっている。

さて、この段差は y 方向に伝わる波の影響を考慮した上で現れたものであり、さらに y 方向の波が生じて緩和されることはない。$y=0$ の点から正および負の方向に伝播する波の波長は振動数が約 $\sqrt{g/h}/2\pi$ であることから約 $2\pi h$ と比較的長い。したがって噴流付近だけを考えるなら $y>0$ および $y<0$ の液位はほぼ一定と見なし得る。すなわち液体が通過できない壁が $y=0$ にあり、その左右の液位が次のように変動している状態が生じていることになる。

$$\zeta = \pm\frac{\omega^2 Y_h u_h^2 \Delta y}{4gc^2}\sin\omega(t-\frac{u_h}{g}) \tag{2.21}$$

ここに複号は $y>0$ が正、$y<0$ が負で、噴流の幅を Δy とした。

2.7 液柱振動

既に述べたように $y=0$ の液位段差は y 方向に伝わる波、すなわち流体の y 方向の移動で緩和されることはない。しかし流体の x 方向すなわち上下方向の運動については別途考慮する必要がある。流体の運動はこの上下方向の運動と y 方向に伝わる波が重畳したものとなる。さて、噴流流入口と $y>0$ の液面を結ぶ液柱と、同じく噴流流入口と $y<0$ の液面を結ぶ液柱とを考える。両者は底面を共有しており、また液面はどちらも大気圧なので、液面と底面の圧力差は同じである。しかし液柱に働く重力は液位に比例するので、液位が平均液位より ζ だけ高いと液柱に次の加速度が作用する。

$$\ddot{\zeta} = -(g/L)\zeta \tag{2.22}$$

ただし L は液柱の長さで、$\zeta \ll L$ とした。式 (2.22) は振動方程式で、固有振動数は $\omega=\sqrt{g/L}$ で与えられる。$L=h+h_s/2$ とおくとき、これは式 (2.1) に一致する。

上記の振動は $y>0$ と $y<0$ とで逆位相なので、底面すなわち噴流流入口は全く振動しない。振動するのは液面近傍だけである。しかし振動方程式はあくまで式 (2.22) であり、固有振動数は $\sqrt{g/L}$ であることに注意が必要である。

以上の考察結果は、ジェットフラッタの振動数が噴流流入口位置で連結されその上部は仕切られた連通タンク内の液面振動のそれとなる理由を明瞭に説明するものである。液面に沿う流速が重力波の伝播を完全に遮るほど高くないにもかかわらず噴流があたかも仕切りの役割を果している理由も理解できる。

2.8 振動へのエネルギー供給機構

次式の液柱振動を考える。

$$\zeta = \pm X \cos \omega t \tag{2.23}$$

複号は $y>0$ の側を正とする。このとき $y=0$ の噴流両側の圧力差は x 方向にはほぼ一様で

$$\Delta p = 2\rho g X \cos \omega t \tag{2.24}$$

である。この圧力差による噴流の蛇行運動については上述の通りで、液面位置 $x=h$ の噴流位置は次式のようになる。

$$\eta_h = -\epsilon_1 X \cos(\omega t - \phi_1) \tag{2.25}$$

ここに増幅率 ϵ_1 と位相遅れ ϕ_1 は噴流流速や液深などで決まり、振動数が非常に小さければ $\phi_1=0$、有限振動数では $\phi_1>0$ である。η_h の振動は新たに式 (2.21) の液位差を発生する。その液位差によって液柱は上向きに次式の力を受ける。

$$F = \pm \rho g \epsilon_1 \epsilon_2 X \sin(\omega t - \phi_1 - \phi_2) \tag{2.26}$$

ここに $\epsilon_2 = \omega^2 u_h^2 \Delta y / 4gc^2$ であり、$\phi_2 = \omega u_h / g$ である。

式 (2.23) の振動をしている液柱に式 (2.26) の力が作用すると、1 周期あたり増加する振動エネルギーは次式となる。

$$\oint \frac{d\zeta}{dt} F dt = -\pi \rho g \epsilon_1 \epsilon_2 X^2 \cos(\phi_1 + \phi_2) \tag{2.27}$$

ϵ_1 と ϵ_2 は正であることから、振動エネルギーが増加する条件は $\cos(\phi_1+\phi_2)<0$ で与えられる。

2.9 振動発生領域

以上の解析によりジェットフラッタ発生に必要な条件の 1 つに $\cos(\phi_1+\phi_2)<0$ があることが明らかとなった。これを実験結果と比較するため、h と u_0 により ϕ_1 と ϕ_2 がどのように変化するかを調べる。このうち ϕ_1 は上述の簡易解析モデルで計算できる。ϕ_2 を求めるには液面位置に到達したところでの噴流の速度 u_h を知る必要がある。これについて

も上述の簡易モデルで用いた噴流中心流速 u_m の $x=h$ での値を用いることとする。すなわち

$$u_h = \begin{cases} \dfrac{1.2u_0}{\sqrt{2a(h-x_p)/b}} & (h \geq 0.72b/a + x_p) \\ u_0 & (h < 0.72b/a + x_p) \end{cases} \tag{2.28}$$

ここで u_0 は噴流入口速度、b は流入口幅、a は定数で 0.11、$x_p = -0.41b/2a$ は噴流の仮想原点である。簡易モデルの u_m は噴流流入口付近では入口速度 u_0 より大きくなってしまう。これは物理的に意味がないので u_0 を越えたときは u_0 とした。ところで隆起の高さは次式となるはずである。

$$h_s = \frac{u_h^2}{2g} \tag{2.29}$$

隆起高さを測定し式 (2.29) から求めた u_h を横軸に、式 (2.28) から求めた u_h を縦軸にとると図 2.15のようになる。両者が完全には一致しない理由は式 (2.28) が不完全な近似であること以外に、タンクの幅が有限なため強い循環流が存在している場で測定した隆起高さの誤差が大きい。u_h が大きいところで式 (2.29) のほうが小さくなる理由としては隆起形状に対する表面張力の影響も考えられる。表面張力の作用下では隆起内での流体の運動は重力下での自由運動ではなくなる。しかし 2 つの方法で求めた u_h がまずまずの一致をみせていることからここではこれ以上の考察は行わず、以下では u_h を求めるには式 (2.28) を用いることとする。また流入口幅 b については 10mm の場合に限って述べる。

$\omega = \sqrt{g/(h+h_s/2)}$ に式 (2.28) を代入し、簡易モデルを用いて求めた位相遅れ ϕ_1 を図 2.16に示す。$h=0$ すなわち縦軸上においては ϕ_1 は 0 であるが、h/u_0 が大きくなるにつれ ϕ_1 は増加していく。ϕ_2 の計算値を図 2.17に示す。$h=0$ では $\omega = \sqrt{2g/h_s} = 2g/u_h$ であるから $\phi_2 = \omega u_h/g$ は 2 で、$\pi/2$ (90°) より大きい。ϕ_2 は h/u_0 が大きくなるにつれ減少し 0 に近付く。図 2.18には $\phi_1+\phi_2$ を示す。位相遅れ 270°の線の左上の扇状の領域が $\cos(\phi_1+\phi_2) < 0$ の発振条件を満たす。

図 2.18では実験結果の発振領域と計算との比較も行っている。実験で振動が発生したときは必ず $\cos(\phi_1+\phi_2) < 0$ の条件を満たしていることが分かる。逆にこの条件を満たしていれば必ず振動が発生するわけではない。振動発生は供給されるエネルギーが粘性などによる散逸エネルギー以上となるときに限られる。供給エネルギーの大きさは ϵ_1 や ϵ_2 にも比例する。ϵ_2 は隆起の高さに比例するので h/u_0 が大きくなると急速に小さくなる。$\phi_1+\phi_2$ が 270°に近いところではこの影響で実験では振動を発生しなかったと考えられる。すなわちジェットフラッタの発生では噴流によりある程度の隆起が生成していることが必要条件であり、これは実験事実とよく一致している。なお $\phi_1+\phi_2$ は h/u_0 の増加とともにさらに大きくなり、図 2.18のもっと横軸に近いところで再び発振条件を満たすが、ここでは ϵ_2 は非常に小さく、実際に振動が発生することは考えられない。

以上、第 2.8章のエネルギー供給機構は振動発生領域の広がりをよく説明できるものである。

2.10 自励スロッシングの発振機構との比較

矩形タンク中央で液面に衝突する上向き平面噴流が引起こすもう1つの振動現象、自励スロッシング [1] は液面隆起の生成を伴わないで発生する。自励スロッシングについては噴流振動による運動量移流で生じる見かけの力がエネルギーを供給しているとしてその発生を説明できる [6]。これと同一の機構でジェットフラッタが発生する可能性について検討する。噴流の振動による $y>0$ 側流体の運動量の増加、あるいはそれにより液柱に見かけ上作用した力は、前報の簡易モデルで求めた噴流軌跡を使って次式で計算される。ただし変位は微小とした。

$$F=\rho\int_0^h u_m\frac{\partial\eta}{\partial t}dx \tag{2.30}$$

これが $d\zeta/dt$ とほぼ同位相、すなわち ζ より 180°～360°位相が遅れているなら、振動にエネルギーが供給されることになる。この位相遅れを図 2.19に示す。位相遅れが 180°～360°となるのは縦軸から離れた扇状の領域である。実際に振動が発生した h/u_0 が小さいところでは位相遅れは 180°以下で、この力は振動を成長させるのではなく逆に減衰させる。すなわち自励スロッシング発生機構のモデルでは発生領域について実験結果と合わない。このことは噴流運動量の移流がジェットフラッタ発生の原因とは考えられないことを意味している。なお、ジェットフラッタ発生時には式 (2.26) の力とともにこの力も作用している。しかしこれは h/u_0 がジェットフラッタ発生条件程度なら式 (2.26) の液位差による力よりずっと小さく、振動の発生を妨げるものではない。

2.11 各変動量の位相関係

本研究では諸変動量を測定したが、その結果を踏まえ代表的な位相関係を図 2.20に示す。噴流軌跡の根元の部分の位相、すなわち $x=0$ の η の位相を 180°とする。これは簡易モデルを正しいとして噴流変位の原因であった液柱振動 ζ の位相を 0°にとったことに相当している。隆起位置 η_s はこれに対し位相遅れを有するので第1象限ないし第2象限にくる。不釣合の発生と η_s の振動の位相関係を実験で求めることはできない。しかし η_s が η_h をほぼ反映しているという実験結果と不釣合の発生時点は η_h よりは 20°から 90° 遅れるという図 2.17の解析結果から、不釣合発生は 0°のあたりにくるものと考えられる。

不釣合の発生に対し液位段差の発生は第 2.6章で示したように理論的に 90°遅れる。したがって第3ないし第4象限にくる。振動にエネルギーが供給される条件とは発生液位段差が第3ないし第4象限にあることであり、この図はその関係が満足されている。

2.12 結論

液面に衝突する上向き平面噴流の自励振動「ジェットフラッタ」について、その振動数決定機構やエネルギ供給機構を知るため、諸変動量の振幅、位相関係を調べた。液面の振動に対し噴流の横変位は下流ほど位相が遅れていること、隆起位置の振動はその直下の噴

流位置に対応していることが確認された。噴流の変位について計算する簡易モデルを作り実験と比較した結果、定性的には良く記述できることが確認できた。

さらに、振動機構について検討を行った。液面隆起は噴流衝突点の移動にただちには追従できないため、移動前面には低圧、背面には高圧の不釣合が発生する。不釣合は波として伝播していくが、衝突点が振動するときそこに液位の段差が現れ、これは水平方向に伝わる波で緩和されることはない。このため上下方向の液柱振動が励起される。これがジェットフラッタである。液柱振動と噴流衝突点振動の位相差と、衝突点振動から不釣合発生までの位相遅れの和がある条件を満たすとき、振動へのエネルギー供給が正となる。この結果は、噴流入口速度と流入口・液面間距離で決まる振動発生領域の広がりについて、実験結果を良く説明できるものである。

参考文献

[1] 深谷征史・班目春樹・岡本孝司・飯田将雄, 機械学会論文集, 60-574, B(1994), 2014-2021

[2] 飯田将雄・班目春樹・岡本孝司・深谷征史, 機械学会論文集, 61-582, B(1995), 517-523

[3] Nyborg, W. L., Acoust. Soc. Am., 26-2(1954), 174-182

[4] 石垣博, 機械学会論文集, 48-433, B(1982), 1692-1700

[5] Abramovich, G. N., The Theory of Turbulent Jets (1963), 75, M.I.T. Press.

[6] 深谷征史・班目春樹・岡本孝司, 機械学会論文集, 62-594, B(1996), 541-548

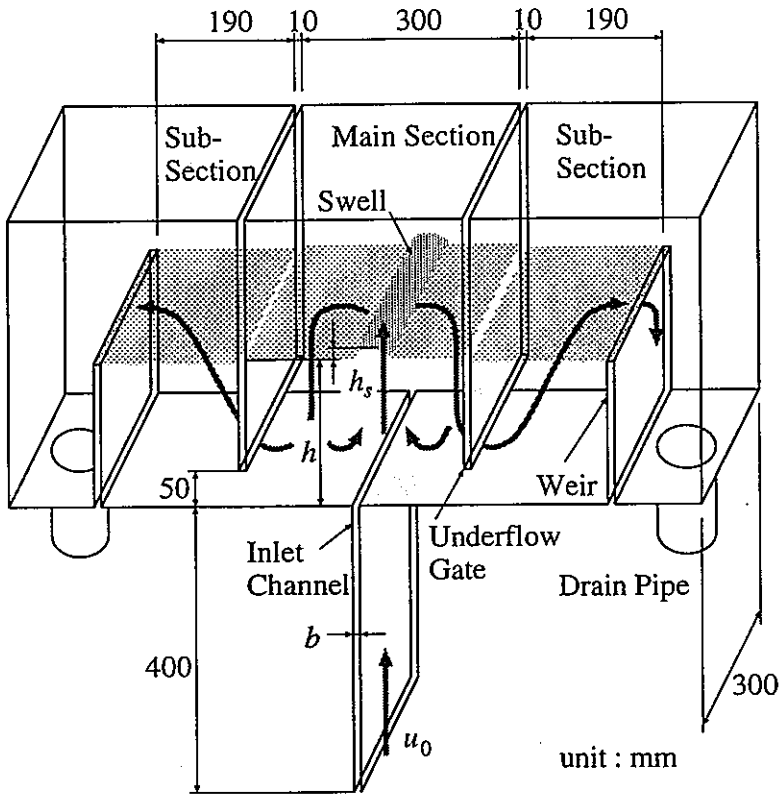


Figure 2.1: Test tank

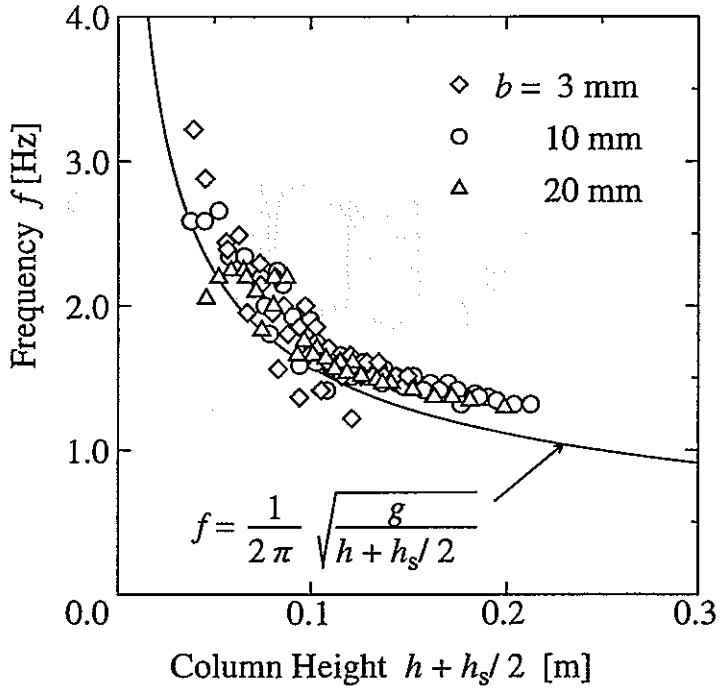


Figure 2.2: Frequency

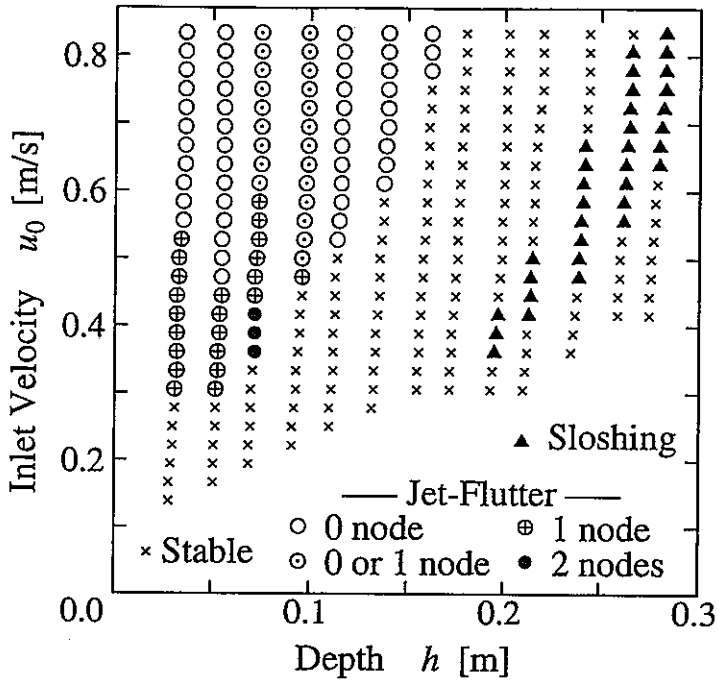


Figure 2.3: Oscillating region (b = 10 mm)

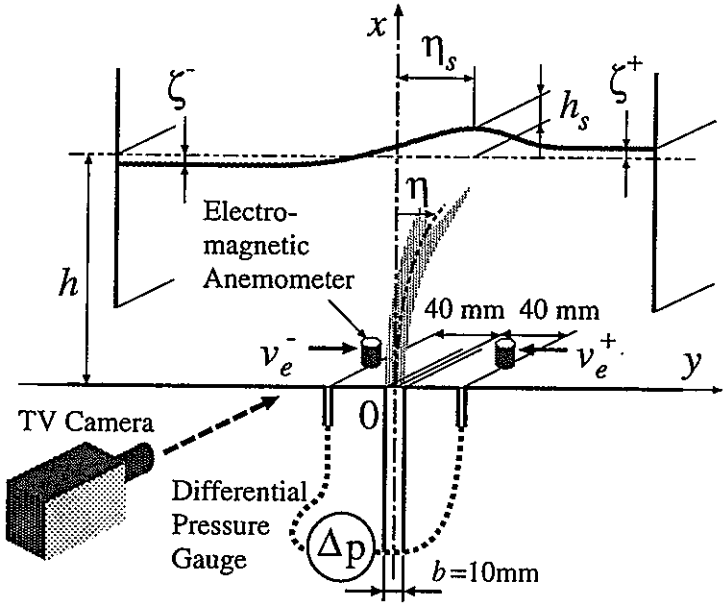


Figure 2.4: Measuring system

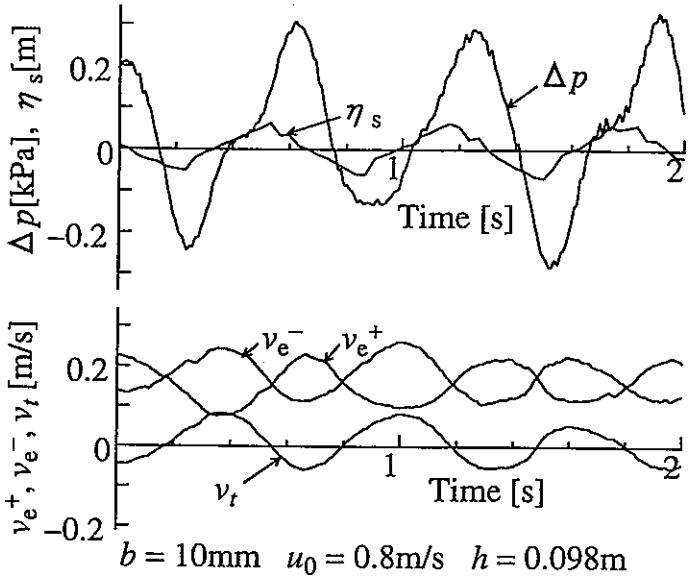
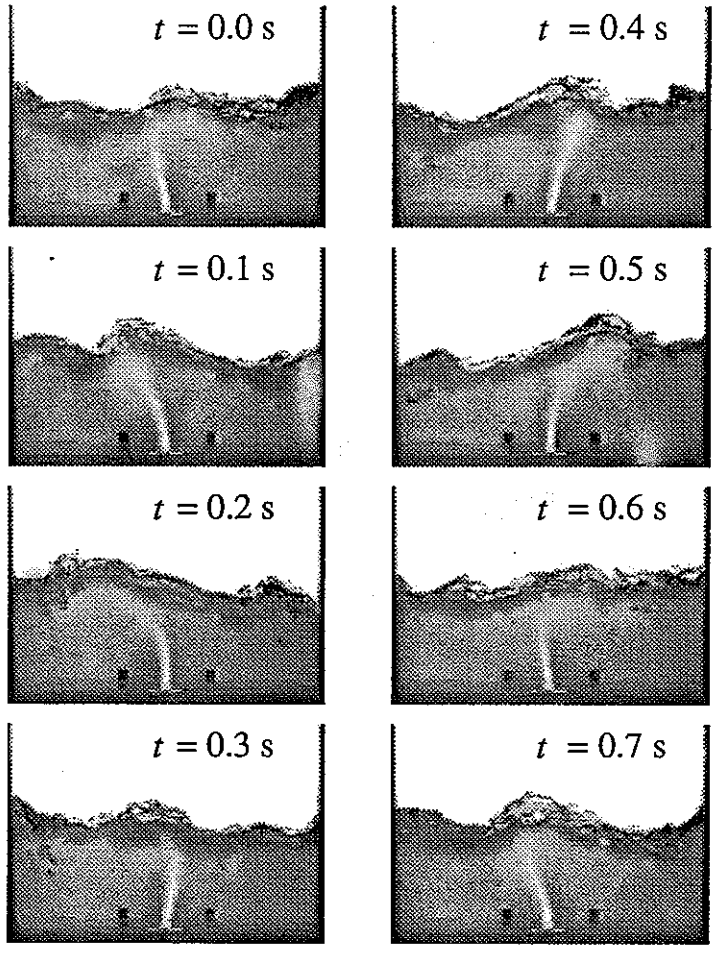


Figure 2.5: Measured data



$u_0 = 0.8\text{m/s} \quad h = 0.098\text{m}$

Figure 2.6: Jet-flutter

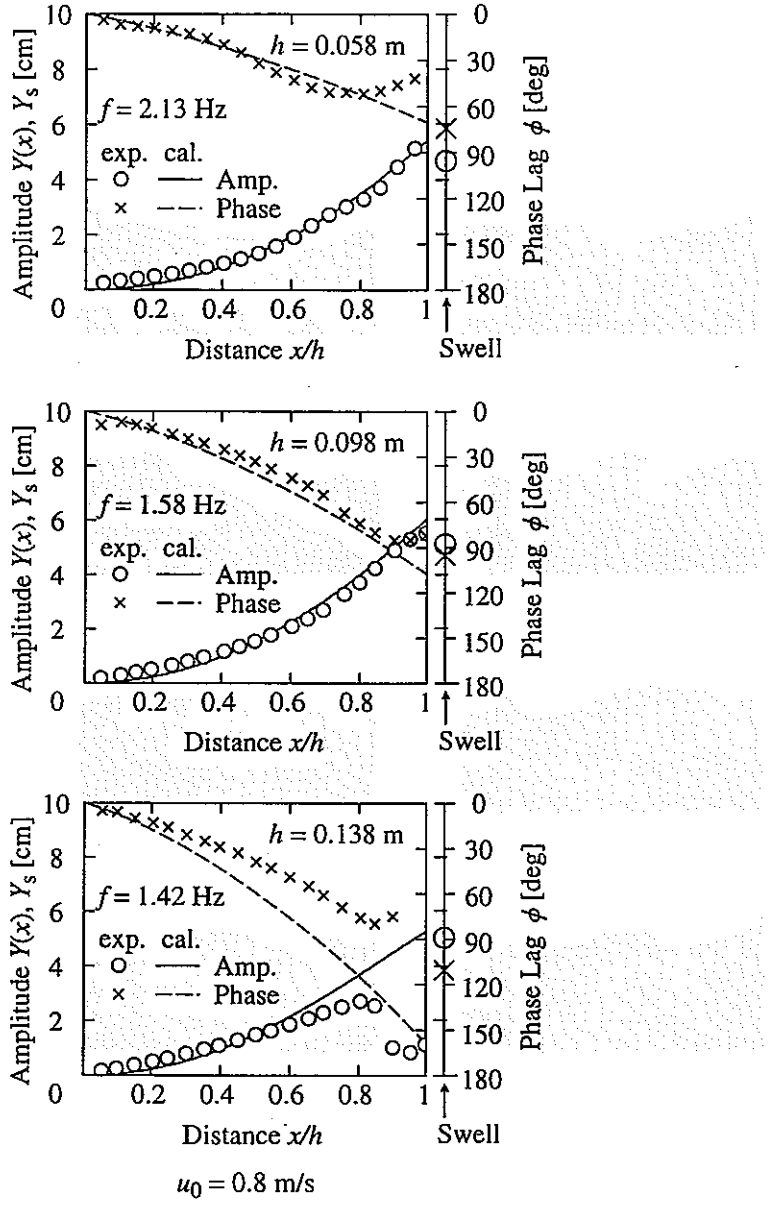


Figure 2.7: Measured and calculated jet displacement

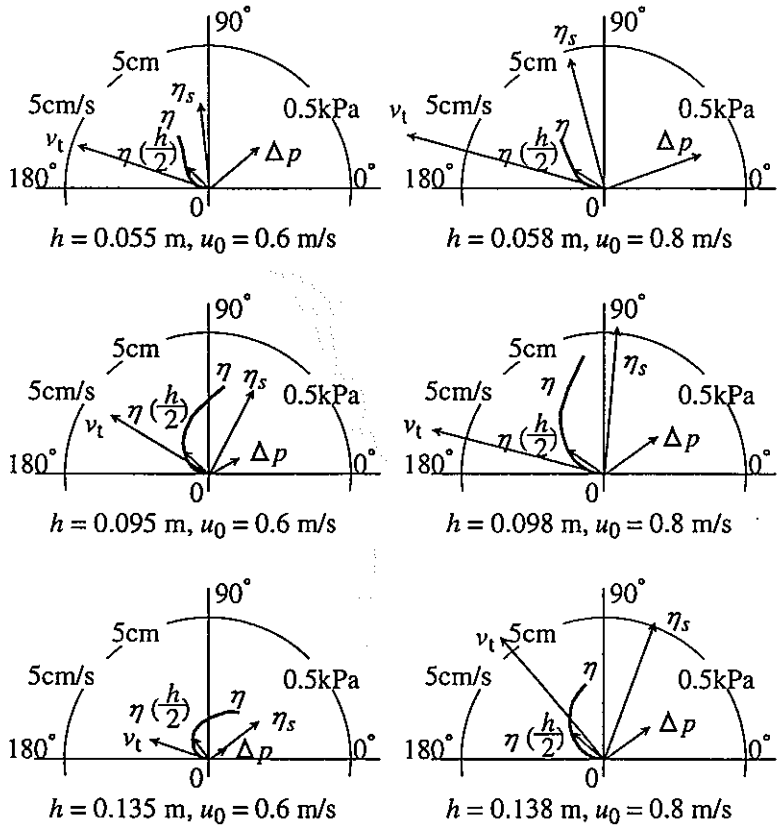


Figure 2.8: Phase and amplitude

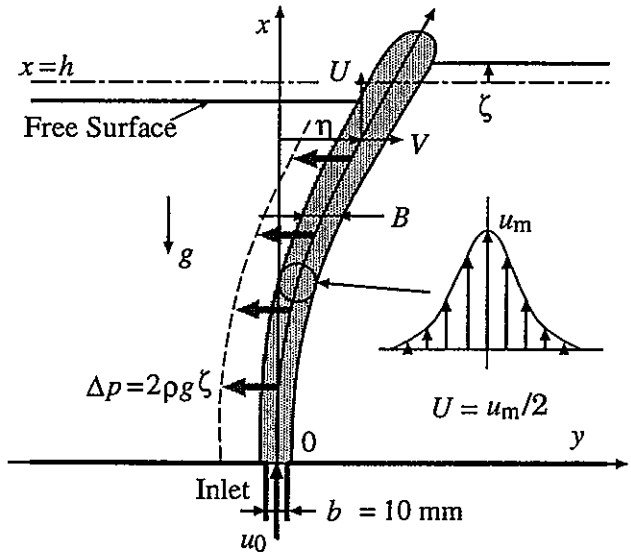


Figure 2.9: Calculational model

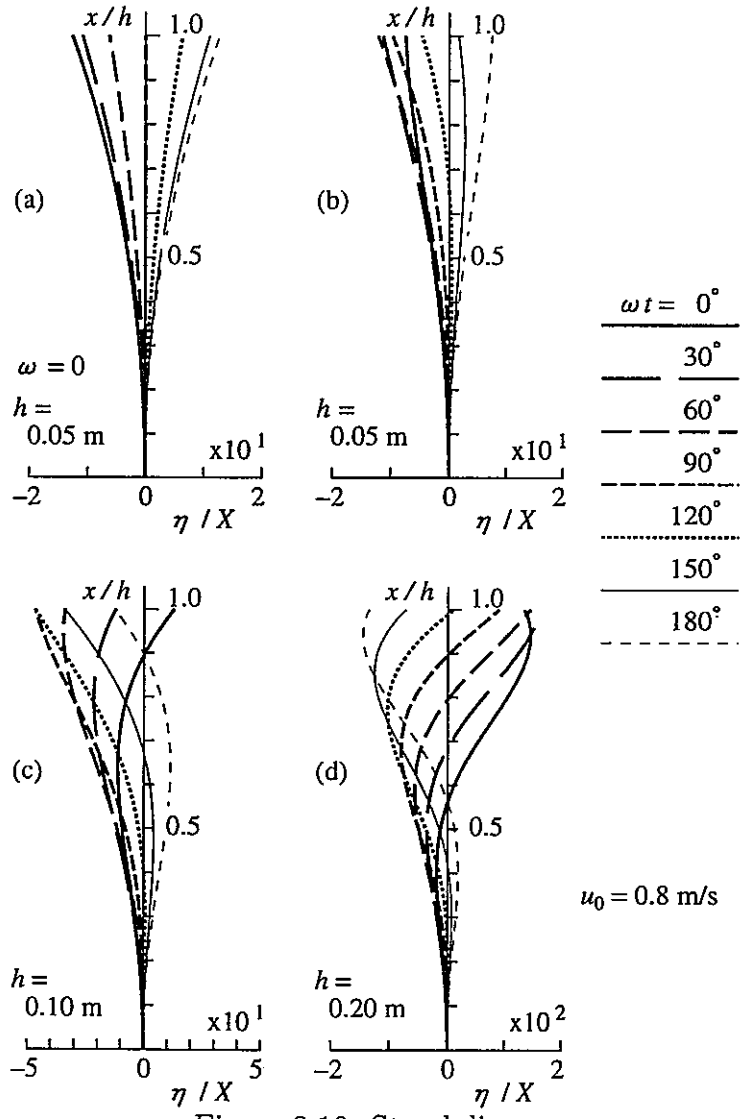


Figure 2.10: Streak lines

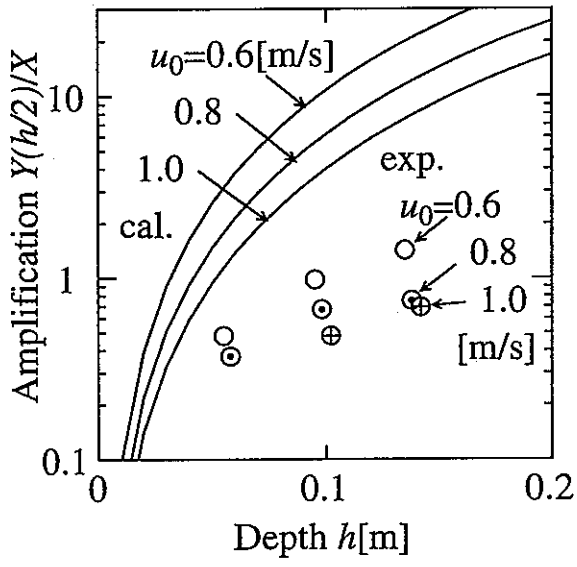


Figure 2.11: Amplification Y/X

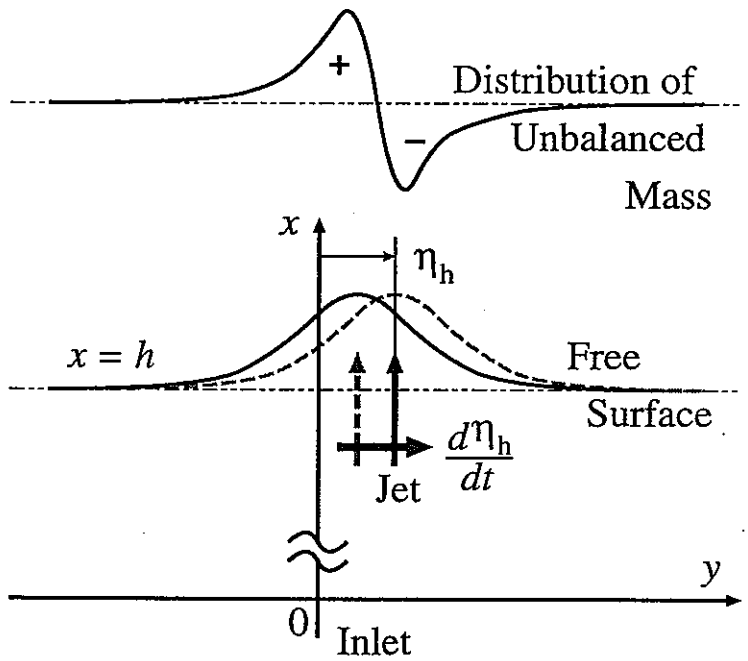


Figure 2.12: Moving jet and swell

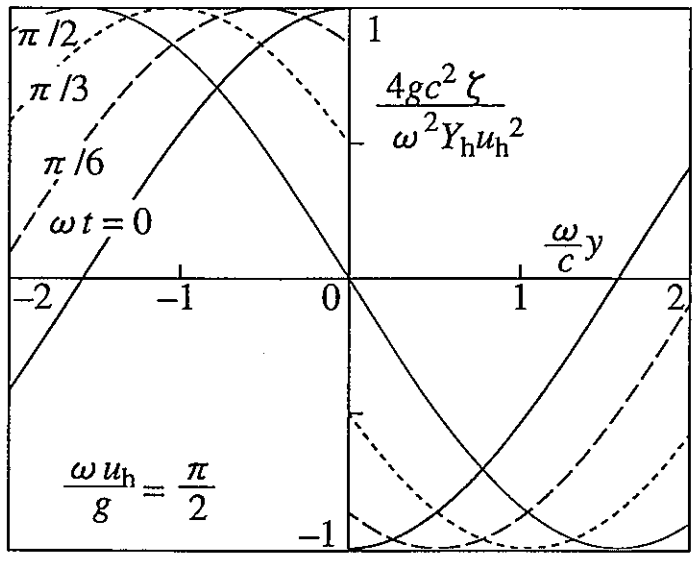


Figure 2.13: Generation of level difference
by extremely thin jet

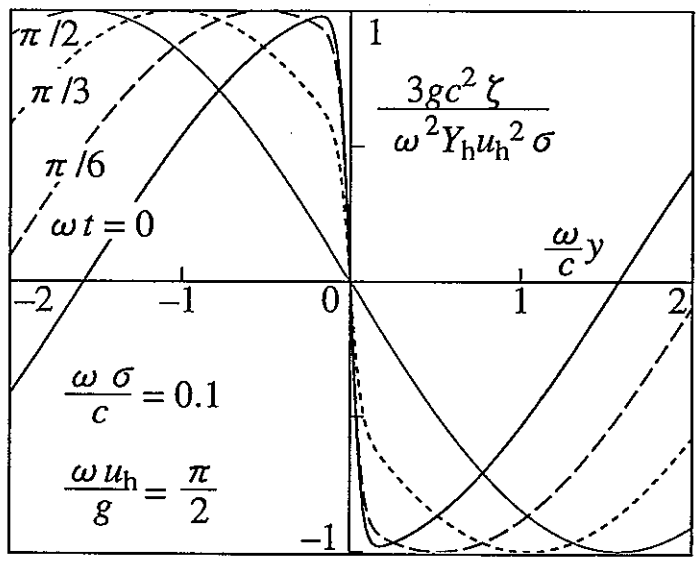


Figure 2.14: Generation of level difference
by jet of finite thickness

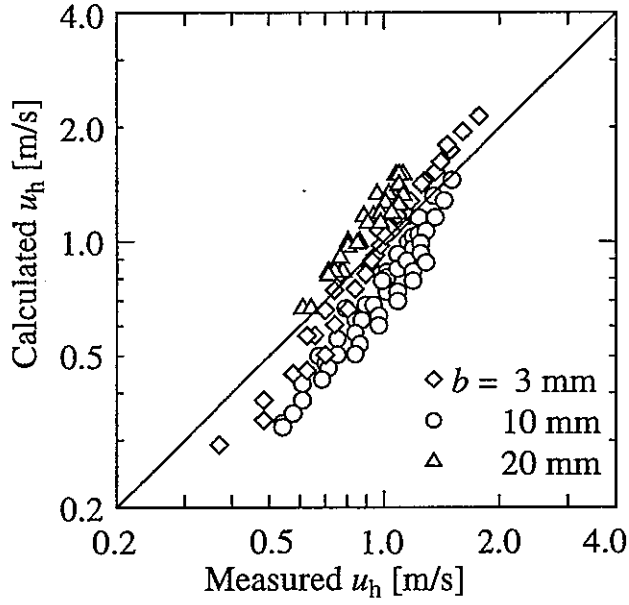


Figure 2.15: Jet velocity at surface

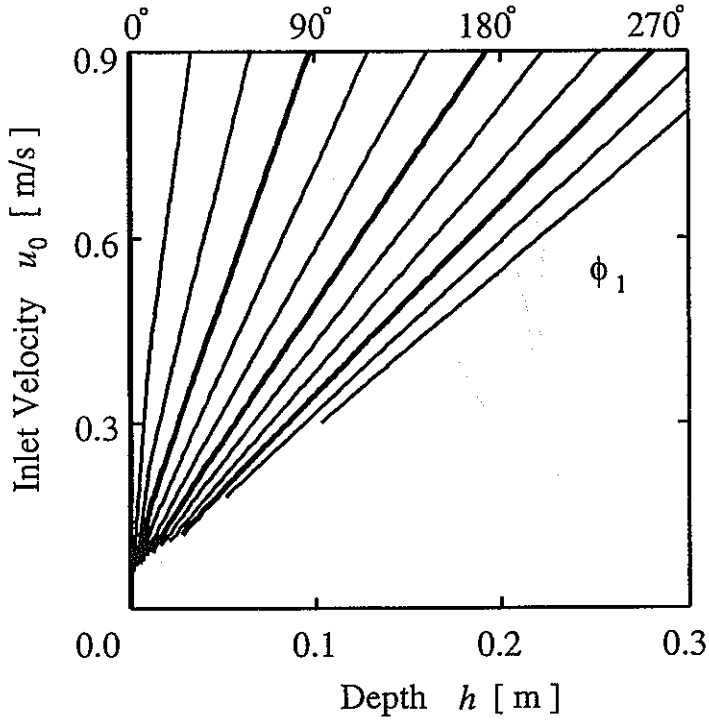


Figure 2.16: Phase lag of jet impinging point behind water column oscillation

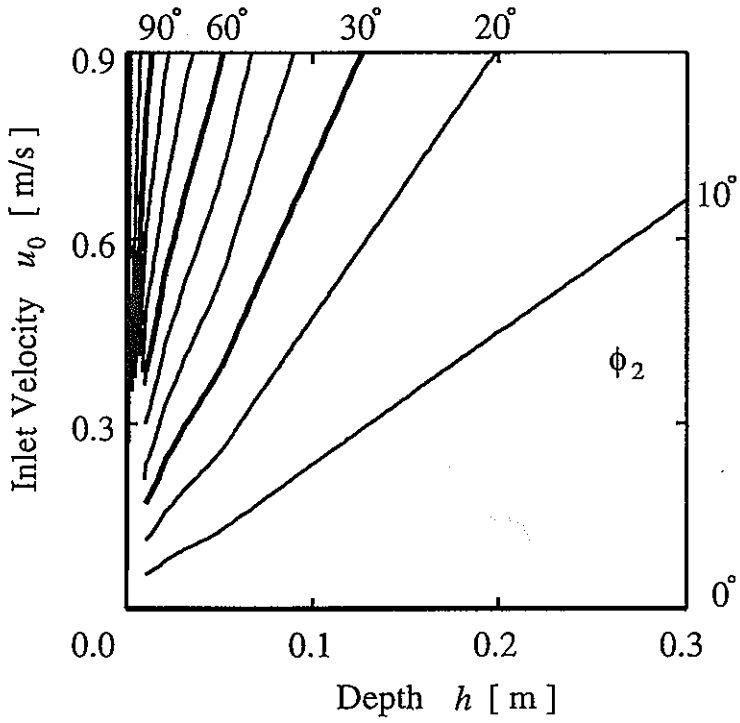


Figure 2.17: Phase lag of unbalance generation behind jet impingement

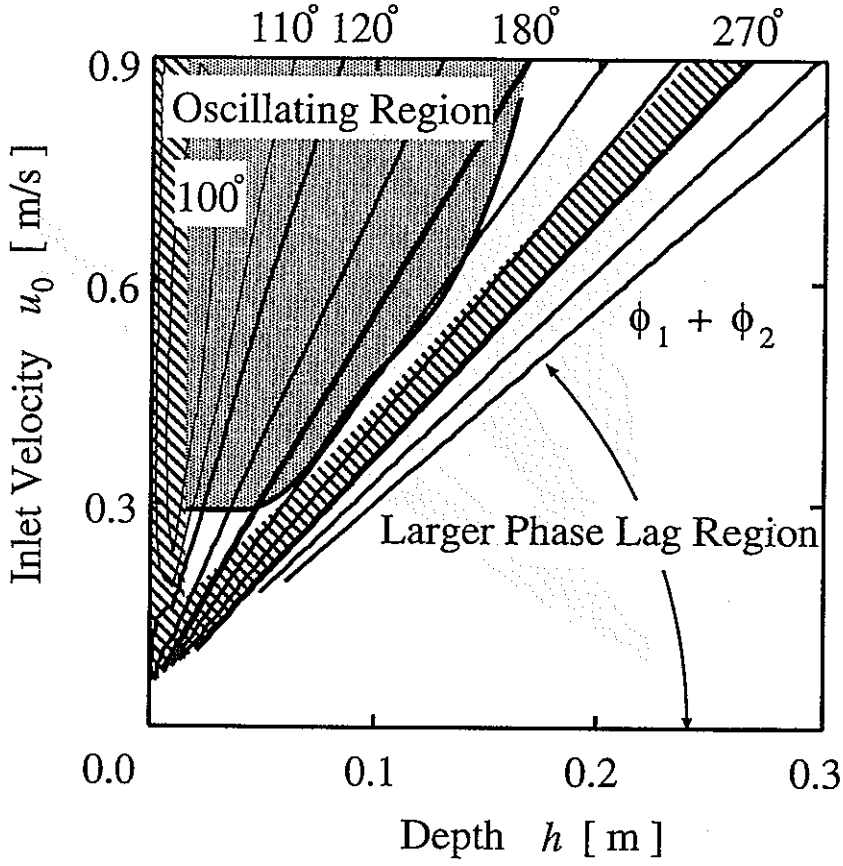


Figure 2.18: Total phase lag

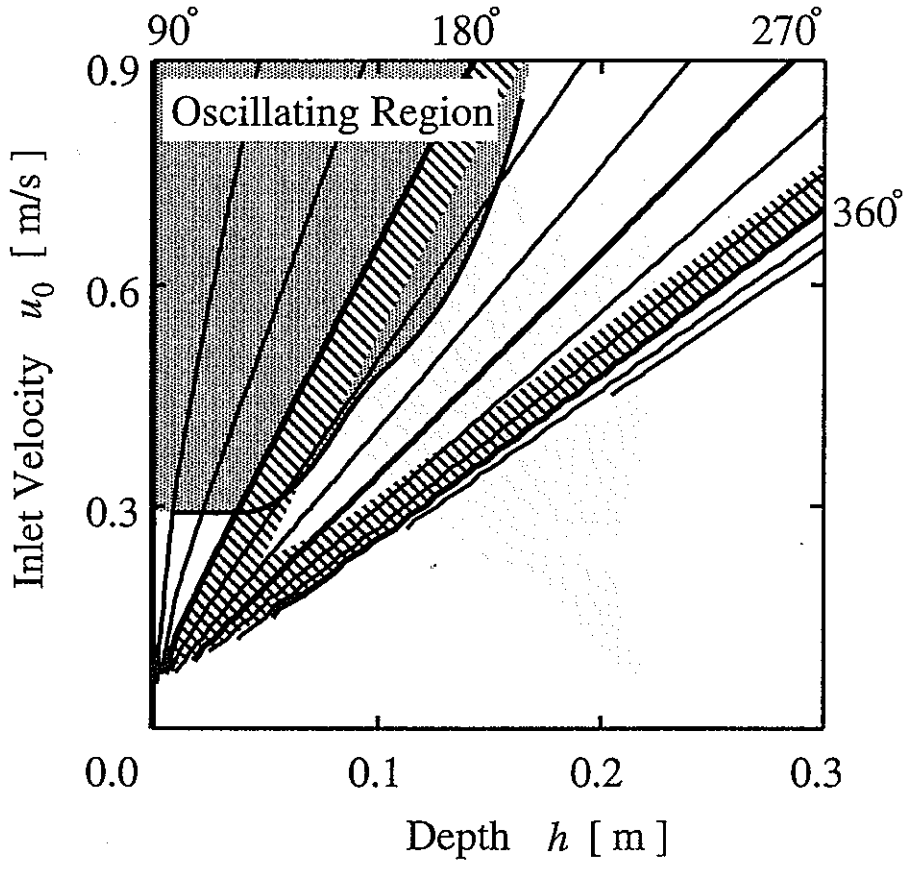


Figure 2.19: Phase lag of force
caused by momentum flux

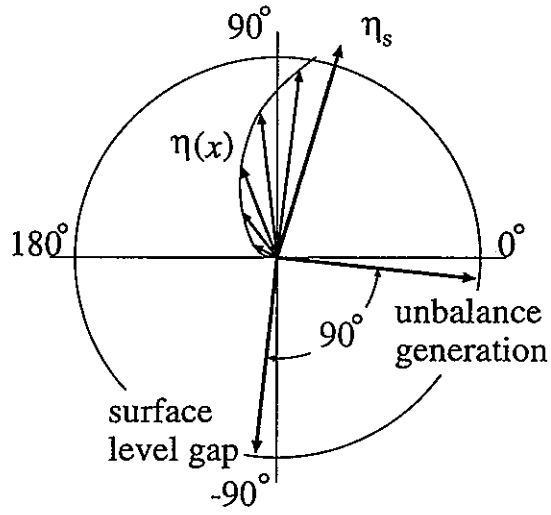


Figure 2.20: Phase of variables

Chapter 3

鎖状高分子希釈溶液による自由液面乱流の検討

3.1 緒言

原子力発電プラントをはじめ各種プラントにおいて、配管による流体輸送は配管内の流動状態が複雑になることから様々な問題を抱えている。特に流れが乱流状態にある場合には圧力損失が大きく、流動抵抗の低減に工学的な関心が寄せられている。管壁摩擦の低減にはリブレットや弾性管、鎖状高分子の添加～Toms 効果～などが挙げられるが、高分子の微量添加による摩擦低減は数十%にものぼり、様々な流動状態や実験体系に関する研究が報告されている [7] しかしながら、気液二相流や固液二相流など実用的に重要な多相流に関する研究は少ない。特に自由液面を境界面として含む系は、工業上、多くの分野で見られ、LMFBR をはじめ、原子力分野に関しても例外ではない。

純水の自由液面における界面乱流を扱った研究には Walker ら [8] の水平噴流—自由液面系実験がある。これは自由液面直下に噴流を平行に噴出させて、液面近傍に発生した乱流構造について検討を行なっている。しかし、高分子溶液を用いた実験はない。

本研究では、自由液面（気液界面）において鎖状高分子希釈溶液を用い、Toms 効果によって乱流の発達が抑制されるのか実験的検証を行ない、メカニズムを解明する手がかりを得ることを目的としている。

3.2 本研究の目的

これまでの実験的研究から、Toms 効果が発生するための条件として強いせん断応力が流れのなかに存在することが挙げられる。界面乱流を誘起するために、本研究では以下に示す実験を行なった。

実験 I 自由液面（水道水及び高分子溶液）上に窒素ガス噴流を平行に噴出させる。噴流により自由液面に界面乱流が誘起され液面上に波立ちが発生する。この波立ちを液位変動

として計測し、水道水と高分子溶液の計測結果の差異から鎖状高分子の微量添加が与える影響を定性的にとらえる。

実験 II 水道水中には水道水噴流、高分子溶液中には高分子溶液噴流を自由液面下、液面と平行に噴出させる。この時液面下の噴流流速を測定し、自由液面近傍の乱れ強度分布を求め、Toms 効果が界面乱流を抑制する機構をとらえる。なお、これは Walker ら [8] と同様の実験である。

3.3 高分子溶液

3.3.1 高分子溶液の作成

実験溶液の作成方法はまず、プラスチック製容器に蓄えた水道水に粉末状の高分子（ポリアクリルアミド：平均分子量 1000 万）を散布後、24 時間ほど静置する。静置している間は数回ゆっくりと撹はんする。なお、本実験における高分子溶液の濃度は、10～100[wppm] に調整されている。

3.3.2 物性値（表面張力）

本実験においては気液界面の現象を取り扱うため、希釈高分子溶液の表面張力の測定を各濃度に対して行なった。図 3.1 に結果を示す。なお、測定にはウィルヘルミー式表面張力計を用いた。いずれの濃度における値もほぼ一定値を示しており、溶媒（水道水）の値に等しい。従って、鎖状高分子の微量添加 (0～200[wppm]) により溶液の表面張力は変化していない。この結果は Rosehart ら [10] の実験結果と同じになる。

3.4 実験

3.4.1 実験装置及び測定系

実験装置全体図を図 3.2に示す。水道水及び高分子溶液は、大きさ 1200x600x300[mm] のアクリル製水槽に蓄えられている。窒素ガスはボンベから銅管 (内径 5.0[mm]) で導かれ、中心線が液面から 1/2D(2.5[mm]) に固定されたノズルから噴出される。また、噴流用の水道水及び高分子溶液 (100[wppm]) は円筒型タンクに蓄えられ、水槽液面下に平行に設置されたノズル (内径 5.0[mm]) から噴出される。ノズルの中心と液面との距離は 5.0[mm] で固定されている。溶液噴流の速度はレーザードップラー流速計（LDV）を用いて測定した。なお、LDV のトレーサー粒子として修正液中の微粒子を滴下して用いた。窒素ガス、水道水、及び高分子溶液噴流に対して自由液面が応答した結果である液位変動を、静電容量式水位計で測定した。水位計プローブ (直径 0.1[mm]) は波の進行方向に 10[mm] 間隔に並べてあり、4 点同時計測が可能になっている。実験 I、II における測定位置を図 3.3に示す。

液面の可視化のために、タンク下部に光源を設置し拡散シートを通し光を拡散させる。斜めより液面を撮影する事により、液面の凹凸が明るさの変化として捉えられる。撮影には通常のカメラを用いた。また、噴流と自由液面の相互作用を可視化するため、Ar レーザのシート光をタンク下部より、ノズルに平行な鉛直断面に照射した。噴流に 60μm の粒子を混入する事により、噴流と自由液面を可視化する事ができる。粒子画像はデジタルビデオカメラ (Sony DCR-DX1000) に記録し、IEEE1394 インターフェースを用い、直接デジタルデータをコンピュータに取り込んだ。

3.4.2 実験結果

実験 I:窒素ガス噴流実験 水道水及び高分子溶液それぞれの実験条件 ⟨ 窒素ガス流速：29.7[m/s](Re=10000)、高分子濃度：50 [wppm]⟩ における実験結果を示す。液面の様子を図 3.4 に、液位変動の時系列データ例を図 3.5に、さらに液位変動データを FFT 処理して求めた周波数スペクトルを図 3.6に示す。図 3.4にみられる明暗は液面の傾きを示しており、水道水と高分子溶液の液面形状の差異を定性的にとらえている。水道水液面上の波が細かく乱れて曲率が大きいのに対して、高分子溶液液面上の波は、曲率が小さく定性的に緩やかな波になっている。水と高分子溶液で表面張力は同じであるため、以上のような液面形状の差異は鎖状高分子の乱流抑制効果によるものであると考えられる。

液位変動の測定結果（図 3.5）から高分子添加による結果の違いが明確化できる。高分子溶液液面上の波は水道水と比較すると、平均波高にして 40%以上低減されており、ノズルから遠ざかるに従い、波高の低減率は上昇する。 液面の様子に見られる液面形状の差異は、液位変動の周波数スペクトル（図 3.6）にも見られる。水道水の周波数スペクトルに対して高分子溶液の場合は、高周波数成分は低下するが、低周波数成分は増加するという特徴を持っている。これらの結果からも高分子溶液自由液面における液体側の界面乱流は抑制されていると考えられる。

実験 II:溶液噴流実験 水道水、高分子溶液噴流それぞれの実験条件 ⟨ 噴流流入流速：1.8～2.1[m/s](Re≈ 6000～ 7000)⟩ における実験結果を示す。液面の様子を図 3.7に、液位変動データを図 3.8に、噴流の速度分布を図 3.9にそれぞれ示す。液面の様子（図 3.7）に関しては実験 I と同様の傾向が見られ、高分子溶液の場合の方が波立ちが抑えられている。液位変動（図 3.8）を水道水と高分子溶液で比較すると、高分子溶液・液面上の波の波高の方が値が低下しており、減少率は平均波高にして測定位置 8D で 40.7%、16D で 22.5%に達している。図 3.11,3.11 に噴流の速度分布（図 3.9）をノズル開口部における平均流速 U_0を用いて無次元化した速度分布を示す。なお、これは Walker ら [8] と同じ整理法である。これらの図より、高分子溶液噴流の方が液面付近で流速、速度勾配が大きく、せん断が強い流れになっていることがわかる。また、流速変動の r.m.s 値$\sqrt{\overline{u'^2}}$を各測定点の平均流速 U_mで無次元化して求めた乱れ強度 $I = \sqrt{\overline{u'^2}}/U_m$の分布を図 3.12,3.13に示す。乱れ強度分布（図 3.12,3.13）によると、液面近傍で高分子溶液噴流の乱れ強度の方が低下しており、高分子の微量添加が乱れ強度分布の変化を引き起こしていると考えられる。

3.5 考察

実験I、IIの結果から界面乱流においても鎖状高分子はToms効果を発揮して乱流を抑制していると考えられる。そこで、どのような機構で乱流の抑制を行なっているか検討を行なう。まず、実験Iによって鎖状高分子が液面の波立ちを抑えていることは確認された。

実験Iで液面上に発生した波は、窒素ガスが直接作るのではなく、液体側の流れ、自由液面、さらに窒素ガス噴流との相互作用の結果が波としてあらわれる。窒素ガス噴流によって液体側に加えられたせん断力が乱れを発生させ、乱れが窒素ガス噴流と相互作用して液面上に波立ちを生じさせる。鎖状高分子は液体側に発生した乱れに対して影響を及ぼしている。つまり、窒素ガス噴流から液体側に付与される乱れ量が水道水と高分子溶液の場合では異なっていると考えられる。窒素ガス噴流実験の場合、高分子の影響は液体側へのエネルギー付与と液体側乱流抑制の両方に影響している。そこで、実験II. 溶液噴流実験では、前者の影響を排除し、同じ乱れを液体に付与することにより、自由液面と液体内の乱れとの相互作用を明確化した。

自由液面との相互作用の結果生じる液面下の乱れ強度の分布（図3.12, 3.13）は、水道水と高分子溶液で、定性的な差異が存在することが実験結果より明らかになった。液面近傍の乱れ強度は高分子溶液の場合減少しており、高分子を添加することが、〈自由液面—乱れ〉間の相互作用に何らかの影響を及ぼし、乱れ量の分布を変化させているものと考えられる。また、水道水と高分子溶液における液位変動幅（波高）の差異は液面下の乱れ量と関係しており、乱れ強度の減少が平均波高の減少に影響を及ぼしていることが実験IIの結果から明らかになった。実験IIでは水道水と高分子溶液で液体側に付与されるエネルギーは同程度であるのに、高分子溶液の場合、液面近傍の乱れが抑えられているということは、高分子による乱れの緩和効果があると考えられる。

乱れ強度分布が変化し、液面近傍で減少することが、界面での乱流を抑制していることは実験結果から考察されるが、鎖状高分子の存在が流れにどうのような作用を施し、乱れ強度分布の変化をもたらすかは推測の域を出ない。しかしながら、得られた結果及び従来提唱されているToms効果のメカニズム仮説[9]から考察すると、高分子が液面への乱流エネルギーの流入を妨げていると同時に、乱れの緩和を行なっているのではないかと考えられる。せん断場の中で鎖状高分子は流れ方向に引き延ばされ、自由液面と平行に層状になって並んでいる。このような状態では液面垂直方向の物理量の輸送は妨げられ、また、鎖状高分子が弾性変形することによってエネルギーが消費されて乱れが緩和される。その結果、乱れ強度分布は変化し、液面に近づくにつれて減少することになるのである。本研究により得られた実験結果及び考察は、この様なToms効果のメカニズム仮説を検証する判断材料になると考える。

図3.14は、噴流の可視化画像である。水噴流の拡散角度は高分子噴流の拡散角度よりも大きい事が判る。噴流はタンク内の静止流体と相互作用し、渦を形成する。水噴流の場合はこの乱流拡散が大きく、自由液面近傍にも大きな影響を与えている事がわかる。これに対し、高分子噴流の場合は、噴流があまり拡散せずかたまりとなって流れている。すなわち、乱流拡散が抑制されている。このため、自由液面近傍に与える影響も比較的少なく、波立ちも抑えられているものと考えられる。また、噴流の乱流拡散が抑制されている事から、

図 3.9に示すような減衰の遅い、かつ、液面に寄った流れとなっている事が説明できる。

3.6 結論

水道水と高分子溶液の各自由液面に噴流を用いて乱流エネルギーを与え、界面乱流に対する Toms 効果の影響を観測した。その結果、以下のことが明らかになった。

- 窒素ガス噴流、溶液噴流により自由液面に発生した界面乱流は、Toms 効果によって抑制されることがわかった。
- 水道水と比較して高分子溶液の場合、乱れ強度分布が変化し、液面付近の乱れ強度が低下する。その結果として液面の波立ちが抑えられることがわかった。

今後定量的な議論を行なうことを目的とし、より詳細な速度分布及び乱れ強度分布を求めてエネルギーの流入状況を把握する必要がある。

参考文献

[7] P.S.Virk,1975,*AIChE J.*,**21**,625

[8] D.T.Walker,1995,*J.Fluid Mech.*,**291**,223

[9] J.W.Hoyt,1972,*J.Basic Eng.*,**94**-2,258

[10] R.G.Rosehart,1972,*AIChE.J.*,**18**-4,744

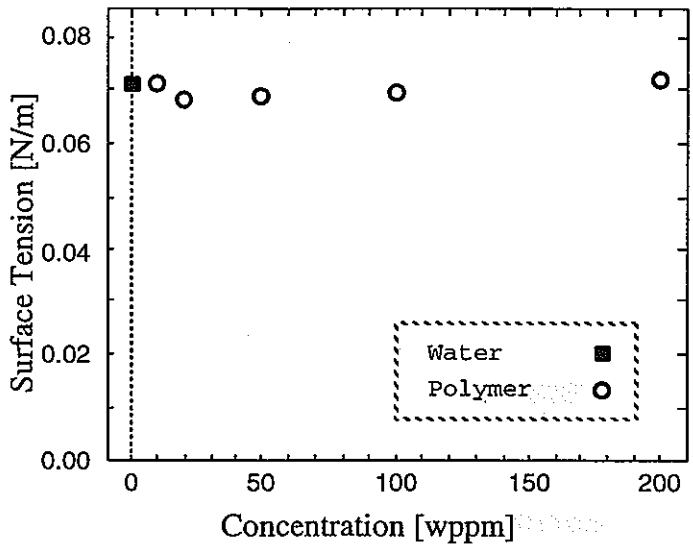


Figure 3.1: 表面張力

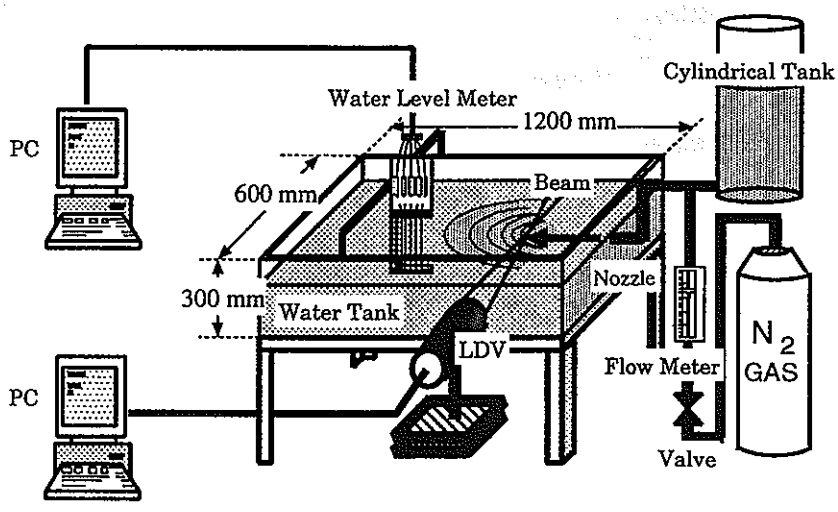


Figure 3.2: 実験装置全体図

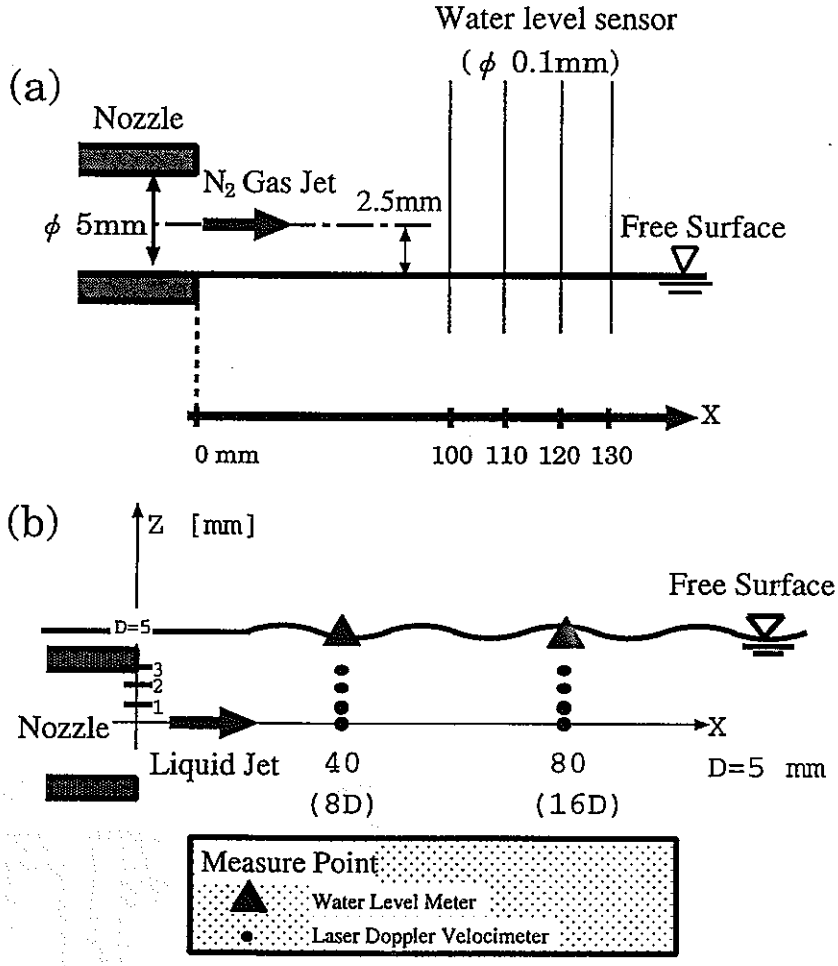


Figure 3.3: 測定点（(a) 実験 I,(b) 実験 II）

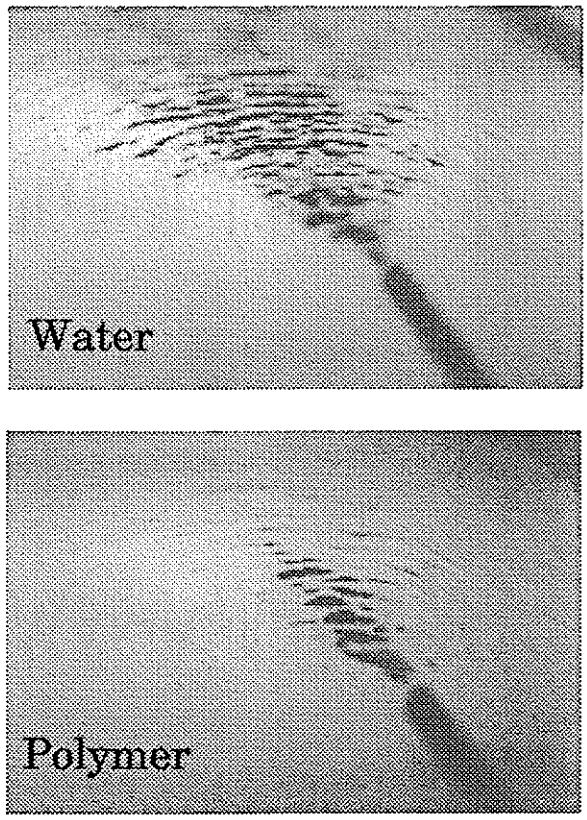


Figure 3.4: 液面の様子（実験 I）

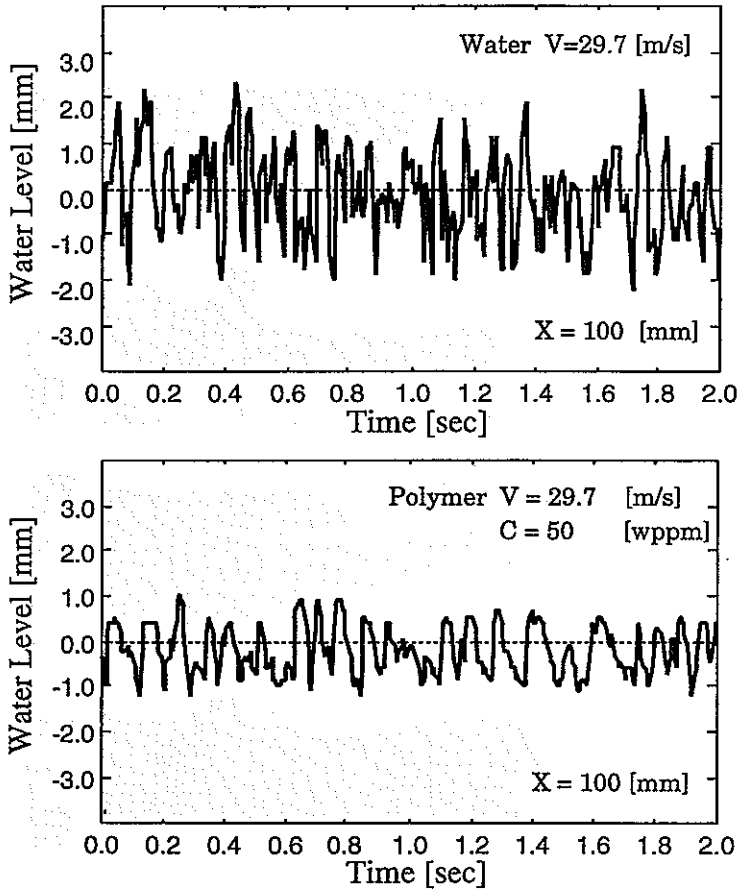


Figure 3.5: 液位変動（実験 I）

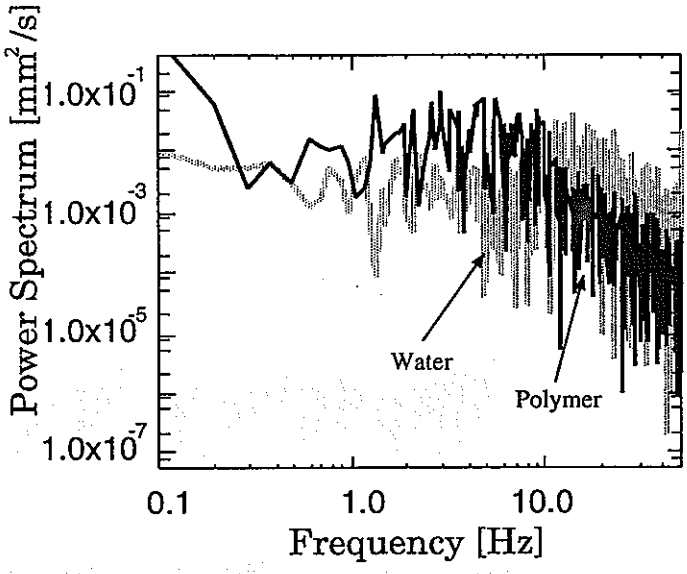


Figure 3.6: 周波数スペクトル

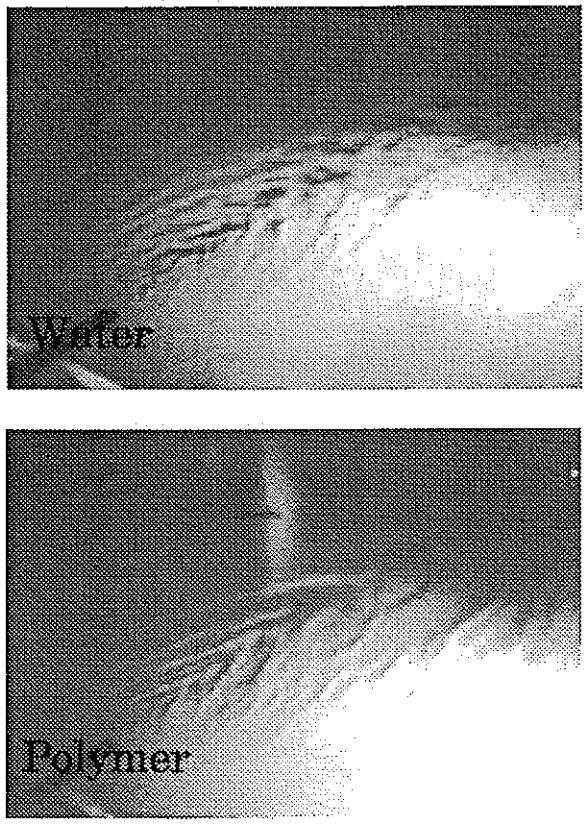


Figure 3.7: 液面の様子（実験 II）

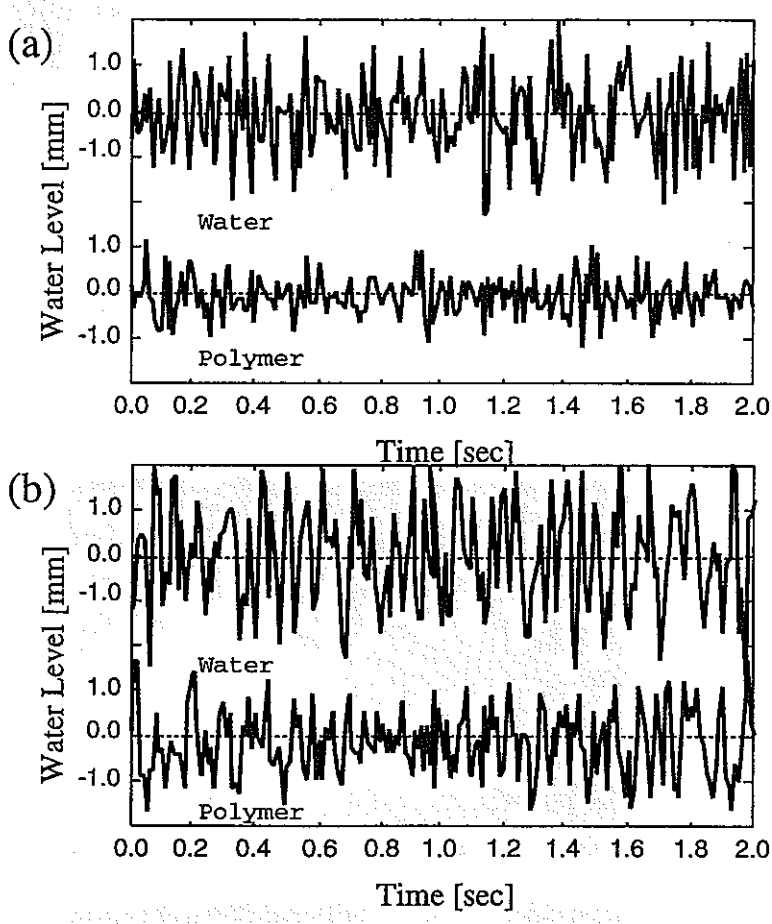


Figure 3.8: 液位変動（実験 II:(a)X=8D(b)16D）

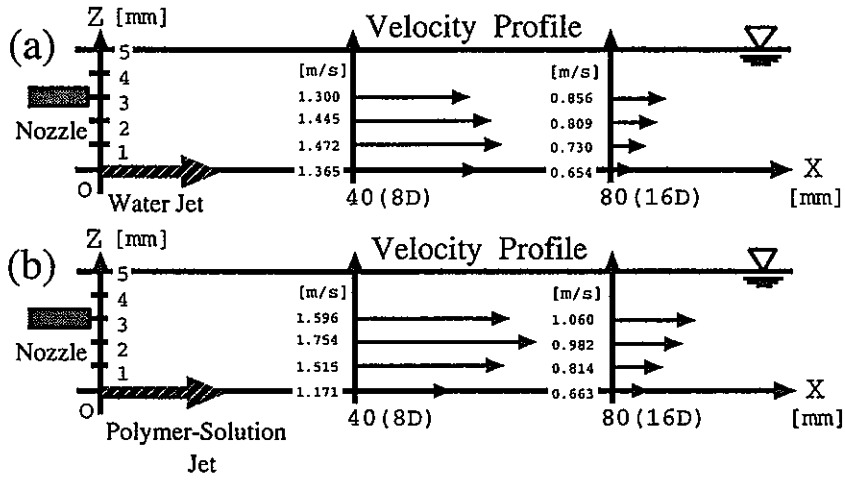


Figure 3.9: 流速分布（(a)Water(b)Polymer）

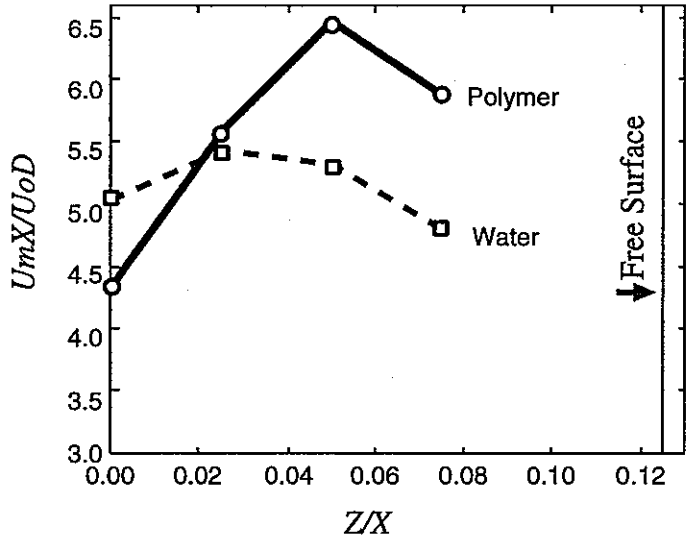


Figure 3.10: 無次元流速分布（X=8D）

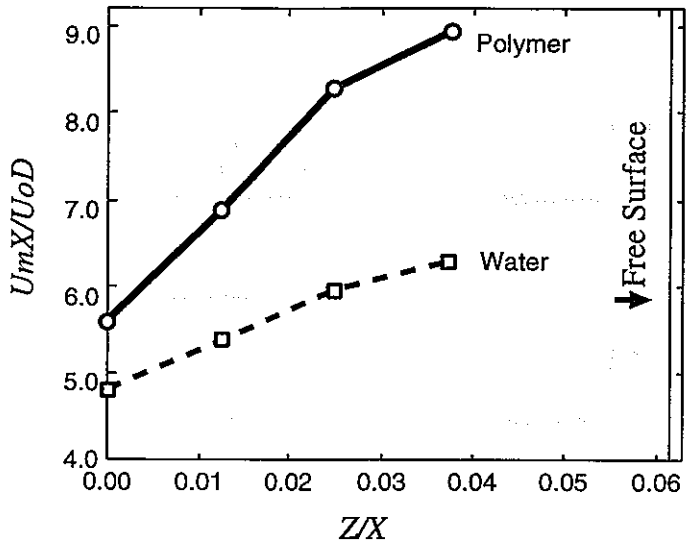


Figure 3.11: 無次元流速分布（X=16D）

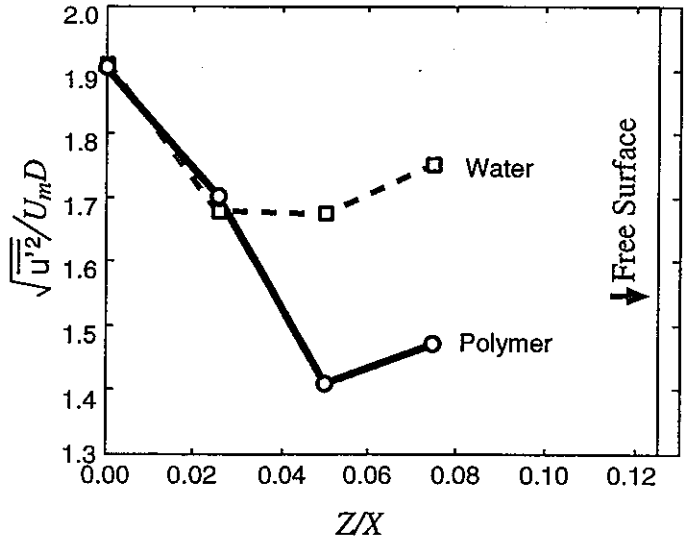


Figure 3.12: 乱れ強度分布（X=8D）

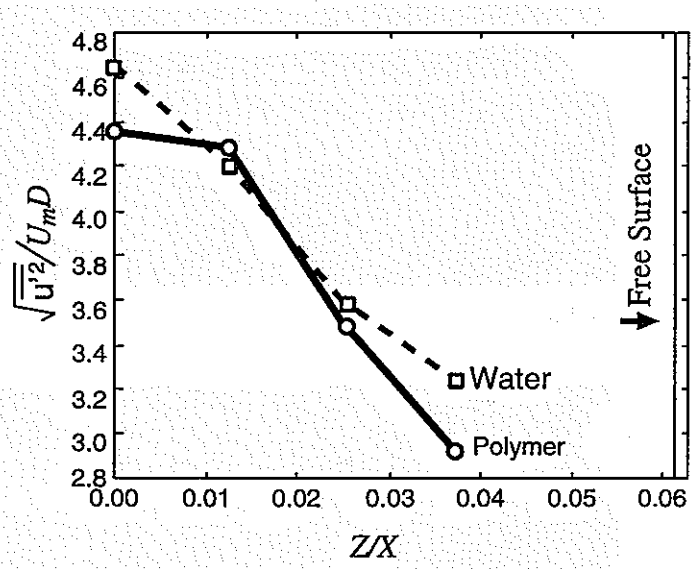


Figure 3.13: 乱れ強度分布（X=16D）

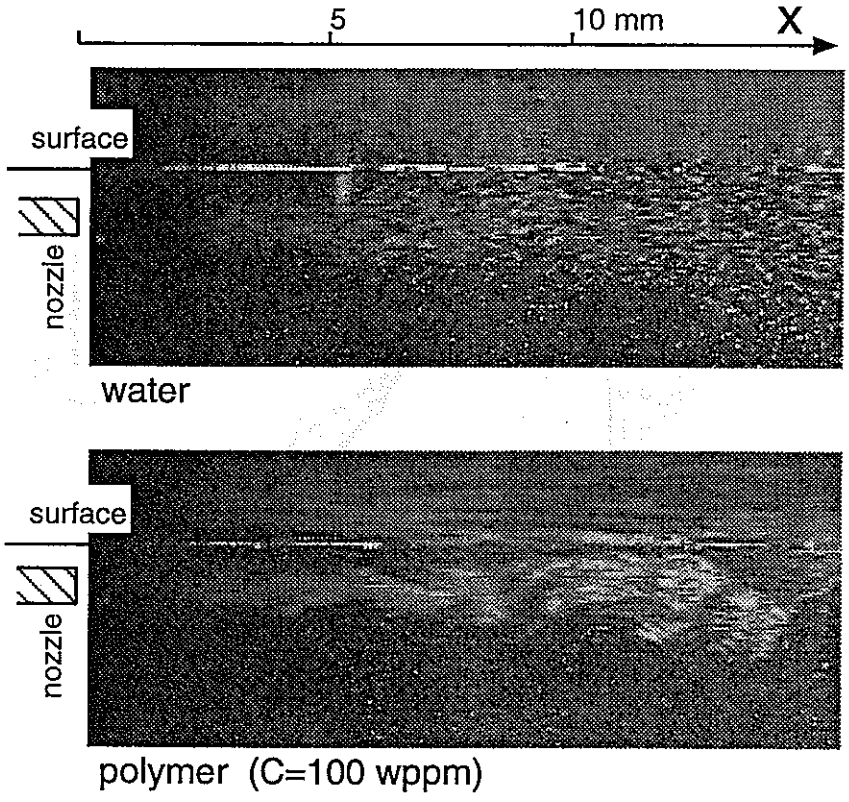


Figure 3.14: Visualized jet near the free surface

Chapter 4

まとめ

本研究の結果をまとめると以下のようになる。

1. ジェットフラッタ発生機構の検討

   液面に衝突する上向き平面噴流の自励振動「ジェットフラッタ」について、その振動数決定機構やエネルギ供給機構を知るため、諸変動量の振幅、位相関係を調べた。液面の振動に対し噴流の横変位は下流ほど位相が遅れていること、隆起位置の振動はその直下の噴流位置に対応していることが確認された。噴流の変位について計算する簡易モデルを作り実験と比較した結果、定性的にはよく記述できることが確認できた。

   さらに、振動機構について検討を行った。液面隆起は噴流衝突点の移動にただちには追従できないため、移動前面には低圧、背面には高圧の不釣合が発生する。不釣合は波として伝播していくが、衝突点が振動するときそこに液位の段差が現れ、これは水平方向に伝わる波で緩和されることはない。このため上下方向の液柱振動が励起される。これがジェットフラッタである。液柱振動と噴流衝突点振動の位相差と、衝突点振動から不釣合発生までの位相遅れの和がある条件を満たすとき、振動への供給エネルギーが正となる。この結果は、噴流入口速度と流入口・液面間距離で決まる振動発生領域の広がりについて、実験結果をよく説明できるものである。

2. 高分子による自由液面と乱流との相互作用に関する検討

   自由液面と乱流との相互作用を、LDV や可視化によって計測し、自由液面に置ける乱流現象について検討を実施した。実験では、水と高分子溶液の各自由液面に噴流を用いて乱流エネルギーを与え、界面乱流に対する Toms 効果の影響を観測した。

   - 窒素ガス噴流、溶液噴流により自由液面に発生した界面乱流は、Toms 効果によって抑制されることがわかった。
   - 水と比較して高分子溶液の場合、乱れ強度分布が変化し、液面付近の乱れ強度が低下する。その結果として液面の波立ちが抑えられることがわかった。