

極超音速剪断層とキャビティの干渉による
空力加熱への影響について

横井 宏尚

極超音速剪断層とキャビティの干渉による
空力加熱への影響について

Aerodynamic Heating due to Interaction between
Hypersonic Shear Layer and Rectangular Cavity

2012
横井 宏尚

記 号

c	音速, m/s
C_p	定圧比熱, $R\gamma/(\gamma-1)$, J/(kg K)
C_v	定積比熱, $R/(\gamma-1)$, J/(kg K)
e_t	単位体積当たりの全エネルギー, $\rho(C_v T + u_i u_i/2)$, J/m ³
\mathbf{E}_i	非粘性流束
$\mathbf{E}v_i$	粘性流束
H	Cavity の深さ, m
H	単位体積当たりの全エンタルピー, $\rho(C_p T + u_i u_i/2)$, J/m ³
h	側壁に沿う Cavity の深さ方向座標 ($0 \leq h \leq H$)
J	座標変換ヤコビアン
k	熱伝導係数, W/(m K)
\vec{l}_n	単位法線方向ベクトル
L	参照長さ, あるいは Cavity の長さ, m
M	マッハ数
p	圧力, N/m ²
Pr	プラントル数, 0.72
q	単位面積当たりの熱流束, W/m ²
\mathbf{Q}	保存量解ベクトル
r	相関係数, $r_{fg} = T^{-1} \int_0^T (f - \bar{f})(g - \bar{g}) d\tau / (\sigma_f \sigma_g)$
R	気体定数, 287.1 J/(kg K)
Re	単位レイノルズ数, $\rho_\infty M_\infty c_\infty / \mu_\infty$, 1/m
Re_{cell}	格子レイノルズ数, $\rho_\infty M_\infty c_\infty \vec{l}_n \cdot (\vec{x}_{w+1} - \vec{x}_w) / \mu_\infty$
Re_L	レイノルズ数, $\rho_\infty M_\infty c_\infty L / \mu_\infty$
St	スタントン数, $q / (\rho_\infty u_\infty C_p (T_0 - T_\infty)) = q / (1.583 * 10^7)$
T	温度, K
u_i	デカルト座標での流速, m/s
W	Cavity の幅, m
x_i	デカルト座標, m
ρ	密度, kg/m ³
γ	比熱比, 1.4
μ	粘性係数, Pa · s
ξ_i	一般座標

- δ 境界層厚さ, m
- δ_{ij} クロネッカーのデルタ
- θ 運動量厚さ, m

添 字

i, j, k 1,2,3 (総和規約に基づく)

0 澱部

n 法線方向

∞ 一様流

w 壁面

$w+1$ 壁面から流体側 (ξ 方向) に次の格子点

* 無次元量

σ 標準偏差 (rms 値), $\sigma_f = \sqrt{T^{-1} \int_0^T (f - \bar{f})^2 d\tau}$

$(\bar{\quad})$ 時間平均, $\bar{f} = T^{-1} \int_0^T f d\tau$

目次

1.1	スペースシャトルディスカバリーの表面損傷 (文献 [1] からの引用図)	5
1.2	不連続面上の流れ (文献 [4] からの引用図)	6
1.3	極超音速機, X-43 (文献 [9] からの引用図)	6
1.4	熱流束近似式 (1.1) の模式図	7
1.5	圧縮コーナー流れの模式図	8
1.6	曲率を持つ面上の流れ; ゲルトラー渦列 (文献 [14] からの引用図)	8
2.1	ピーク熱流束 St_{fl} の格子収束性, Cavity なしの場合	14
2.2	Cavity 後縁壁の熱流束の格子収束性	15
3.1	流れ場の概略図	31
3.2	計算モデル	32
3.3	ランプの座標系	32
3.4	計算格子, Cavity がある場合	33
3.5	実験模型の写真, CavityA の場合	33
3.6	密度の空間勾配分布 (計算), Cavity がない場合	34
3.7	シュリーレン写真 (実験), Cavity がない場合	34
3.8	密度の空間勾配分布 (計算; Spalart-Allmaras 乱流モデル), Cavity がない場合	34
3.9	壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), Cavity がない場合	35
3.10	熱流束の分布 \overline{St} , Cavity がない場合	36
3.11	熱流束のスパン方向断面平均値 $\overline{St_z}$, Cavity がない場合	36
3.12	密度の空間勾配分布 (計算), CavityA の場合	37
3.13	シュリーレン写真 (実験), CavityA の場合	37
3.14	密度の空間勾配分布 (計算), CavityB の場合	37
3.15	壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), CavityA の場合	38
3.16	壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), CavityB の場合	38
3.17	熱流束の分布 \overline{St} , CavityA の場合	39
3.18	熱流束の分布 \overline{St} , CavityB の場合	39
3.19	熱流束のスパン方向断面平均値 $\overline{St_z}$, Cavity がある場合	40

3.20	熱流束分布 (TSP), CavityA の場合	40
3.21	CavityA 近傍の流れ場	41
3.22	CavityB 近傍の流れ場	41
3.23	x' 方向渦度の瞬時値のコンター, Cavity がない場合 (再付着点近傍)	42
3.24	熱流束の瞬時値, Cavity がない場合	42
3.25	ランプ面の圧力分布 (感圧塗料; PSP), Cavity がない場合	43
3.26	ゲルトラー渦列と再付着点近傍の熱流束の関係図	43
3.27	ゲルトラー渦列と熱流束の相関値のコンター	44
3.28	x' 方向渦度の瞬時値のコンター (CavityA の近傍)	45
3.29	熱流束の瞬時値, CavityA の近傍	45
3.30	ゲルトラー渦列と Cavity 後縁壁の熱流束の関係図	46
3.31	ゲルトラー渦列の検査断面	46
3.32	$\Delta x'=6[\text{mm}]$ の検査断面	47
3.33	$\Delta x'=3[\text{mm}]$ の検査断面	48
3.34	$\Delta x'=0.5[\text{mm}]$ の検査断面	49
3.35	$\Delta x'=0.2[\text{mm}]$ の検査断面	50
3.36	$z=75[\text{mm}]$ 断面での熱流束最大値	51
3.37	熱流束の瞬時値, CavityB の近傍	52
3.38	Swirl の等値面 ($Swirl=(\text{curl}(\mathbf{u})\cdot(\rho\mathbf{u})) / (\rho\mathbf{u})^2$)	53
4.1	流れ場の概略図	64
4.2	計算対象	64
4.3	Cavity の座標	65
4.4	仕切り板の側壁の座標	65
4.5	計算格子	66
4.6	密度の空間勾配分布 (計算)	67
4.7	シュリーレン写真 (実験)	67
4.8	壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), 仕切りあり (タイプ A: $W=11.5$)	68
4.9	Cavity 後縁壁の面平均熱流束 St_0 の時間変化	68
4.10	Cavity 後縁壁の熱流束 \overline{St}	69
4.11	温度分布 (実験: TSP)	70
4.12	熱流束分布 (実験: TSP)	70
4.13	仕切り板の側壁面平均熱流束 St_0 の時間変化	71
4.14	仕切りの側壁の熱流束 \overline{St}	72
4.15	ゲルトラー渦列と仕切りの側壁の熱流束の関係	72

4.16	仕切り A: $W=11.5(z=55.75$ [mm]) と Cavity 後縁壁の熱流束の相関値	73
4.17	St1 の最大値と $St2 _{s=0,z=55.55}$ の波形	73
4.18	St1 の最大値と $St2 _{s=0,z=55.55}$ の波形の確率密度分布	73
4.19	壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), 10[mm] シフトした場合 (仕切り A: $W=11.5$)	74
4.20	Cavity 後縁壁の熱流束 \overline{St} , 10[mm] シフトした場合 (仕切り A: $W=11.5$)	75
4.21	仕切りの側壁の熱流束 \overline{St} , 10[mm] シフトした場合 (仕切り A: $W=11.5$)	75
5.1	Gap と座標	84
5.2	計算格子 (実線; 1st ブロック, 破線; 2nd ブロック)	84
5.3	TSP 測定システム	85
5.4	密度の空間勾配分布 (計算)	86
5.5	シュリーレン写真 (実験)	86
5.6	GapA の後縁壁のспан方向平均熱流束 $\overline{St_z}$	86
5.7	GapA の後縁壁の熱流束分布 (計算)	87
5.8	GapA の後縁壁の熱流束分布 (実験)	87
5.9	GapB($W=98$) の後縁壁の熱流束分布 (計算)	87
5.10	GapA と B の後縁壁のспан方向平均熱流束 $\overline{St_z}$ (計算)	88
5.11	後縁壁のサイドの拡大図	88
5.12	側壁の熱流束 \overline{St}	89
5.13	$z=0$ 断面での流線と速度ベクトル	89
5.14	Gap 中の流線と温度分布	90

表目次

3.1	一様流条件	30
3.2	計算条件	30
3.3	熱流束の時間平均値	31
3.4	熱流束のピーク値の標準偏差 $\sigma(St)$ ($z=-75[\text{mm}]$ 断面)	31
4.1	一様流条件	62
4.2	計算条件	62
4.3	Cavity 後縁壁の平均熱流束 $\overline{St_0}$	63
4.4	仕切り側壁の平均熱流束 $\overline{St_0}$	63
4.5	10[mm] シフトした場合 (仕切り A: $W=11.5$) の平均熱流束 $\overline{St_0}$	63
5.1	一様流条件	82
5.2	計算条件	82
5.3	GapA の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$	83
5.4	GapB の平均熱流束 $\overline{St_{zs}}$	83
5.5	最大熱流束 \overline{St}	83

目次

第1章	序論	1
1.1	本論文の背景	1
1.2	本論文の目的	2
1.3	本論文の構成	4
第2章	数値計算法	9
2.1	支配方程式	9
2.2	熱流束計算法	12
第3章	極超音速圧縮コーナー流れに設置した Cavity の空力加熱	16
3.1	はじめに	16
3.2	計算法	17
3.2.1	計算モデル	17
3.2.2	計算条件	17
3.2.3	計算環境	18
3.3	実験方法	18
3.3.1	熱流束の計測法	18
3.4	結果	18
3.4.1	Cavity なしの場合	18
3.4.2	Cavity ありの場合	20
3.4.3	ゲルトラー渦と熱流束の関係 (Cavity がない場合)	23
3.4.4	ゲルトラー渦と熱流束の関係 (CavityA の場合)	25
3.5	本章の結論	27
第4章	極超音速圧縮コーナー流れの Cavity 内に仕切り板を設置した場合	54
4.1	はじめに	54
4.2	計算法	55
4.2.1	計算モデル	55
4.2.2	計算条件	55

4.3	実験方法	56
4.4	結果	56
4.4.1	Cavity 後縁壁での熱流束	57
4.4.2	Cavity の仕切り側壁の熱流束	58
4.4.3	仕切り付き Cavity を流れ場下流にシフトさせた場合	59
4.5	本章の結論	60
第 5 章	極超音速層流境界層内にある Gap の空力加熱	76
5.1	はじめに	76
5.2	計算方法	77
5.2.1	計算モデル	77
5.2.2	計算条件	77
5.3	実験方法	78
5.4	結果	78
5.4.1	GapA	78
5.4.2	GapB	79
5.4.3	Gap 内の流線	80
5.5	本章の結論	80
第 6 章	結論	91
	謝辞	95
	参考文献	97

第1章

序論

1.1 本論文の背景

2003年スペースシャトル, コロンビア号の空中分解事故があったが, NASAの中に組織されたコロンビア事故調査委員会は, 事故調査報告書 [1]の中で以下のように述べている.
“During re-entry, this breach in the Thermal Protection System allowed superheated air to penetrate the leading-edge insulation and progressively melt the aluminum structure of the left wing, resulting in ... failure of the wing, and breakup of the Orbiter.”

極超音速下では, 機体の表面は高温下にさらされ機体への熱の侵入(熱流束)が重要な問題となる. さらには, 機体の表面は滑らかな状態であるとは限らず, 耐熱タイルの剥がれやへこみ等の損傷により複雑な表面形状となっている場合が考えられ(例えば, 図 1.1), そこでは, 気流は乱され気体間の摩擦熱が大きくなり通常より高温となり得る.

機体の損傷を模擬した極超音速下の Cavity, Gap, フォワードステップ流れ, バックステップ流れ等の不連続面上の空力加熱の研究は, 1960年代初頭に A.F.Charwat [2][3]らによりはじめられ, 1970-1980年代に盛んに行われていた. そして, それまでの不連続面上の空力加熱の研究をまとめる論文が, 1985年に, D.E.Nestler [4]により発表されている. その論文からの引用図 1.2より, 本論文の主題でもある Cavity と Gap 流れの大まかな特徴を以下に整理する.

$1 \lesssim L/H \lesssim 11$ を OpenCavity, $L/H \gtrsim 15$ を ClosedCavity として分類されている (L: Cavity の長さ; H: Cavity の深さ). OpenCavity の場合, Cavity の長さが相対的に短く, 剪断層は, 一部が Cavity の中に入るだけで, 大部分は, Cavity の上を通過する. 特に, $L/H \lesssim 1$ では, 基本的には OpenCavity 流れと同じであるが, Gap 流れとして分類されている. 一方, ClosedCavity の場合は, 剪断層が Cavity の底面に再付着し, Cavity 後縁壁の手前で逆圧力勾配の影響により再び剥離する. ちょうどバックステップとフォワードステップを組み合わせた流れ場になる. OpenCavity の場合より, 熱流束が大きくなる. 以上がこれまでに分かっている不連続面上の空力加熱の大まかな特徴となる.

コロンビアの事故の後, 極超音速下の不連続面上の空力加熱の研究は, 再び注目され

ようになり，将来の宇宙往還機（例えば，X-38）[5][6] や極超音速機（例えば，X-43(図 1.3)) [7][8][9][10] の機体の熱設計において，重要であることが再認識されつつある．最近では，特に NASA の J.L.Everhart [11][12]，W.A.Wood [13] らが中心となり，実験と Computational Fluid Dynamics (CFD) による極超音速下の不連続面上の空力加熱の研究が盛んに行われている．彼らは，壁面への熱流束が大きい不連続面である，Cavity 流れに特化し研究を行っている．彼らの最もインパクトがある成果としては，気流条件（境界層の諸量）と，Cavity 形状 (L/H) を代入することで熱流束を求める相関式 (式 (1.1)) を提案したことである [12]．

$$\frac{q_{cavity}}{q_{flat}} = e^{-3.1703} \left(Re_{\theta}^{0.1} \left(\frac{L}{\delta} \right) \right)^{3.006} \left(\frac{H}{\delta} \right)^{-3.3} \left(1 + \frac{L}{H} \right)^{-2.7} \quad (1.1)$$

ここで，図 1.4 に示すように， q_{flat} は，Cavity 前縁壁から 1-3[mm] 上流の位置での平均熱流束を示す．これは，Cavity がない場合の熱流束を Cavity の少し上流での熱流束で近似していると考えられる． q_{cavity} は，Cavity 底壁の両端 15% を除いた，0.15L-0.85L の区間の熱流束の平均値を示す． Re_{θ} は運動量厚さ θ に基づく，レイノルズ数を示す．本式により，機体の損傷形状 (L/H) と飛行経路（境界層の諸量）が分かれば，直ちに大まかな熱流束を見積もることが出来るようになった．

1.2 本論文の目的

著者らは，NASA の J.L.Everhart，W.A.Wood らが Cavity の形状 (L/H) と気流条件を振った研究を行ったのに対して，Cavity の設置場所に特徴を持たせ，極超音速下の圧縮コーナー流れの境界層の再付着点位置に Cavity を設置している (図 1.5(a))．その位置は発熱量，圧力，密度がピーク値を持ち，さらにはゲルトラー渦列を含んだ極超音速の剪断層が壁面に最近接する位置である．このような流れ場の特異点に Cavity を設置している．

はじめに，著者らが注目した，極超音速下の圧縮コーナー流れについて，発熱量の観点から説明する．図 1.5(a) に示す，圧縮コーナー流れでは，ランプ面 P2 の影響により，水平面 P1 上の境界層が剥離し剥離剪断層となる．これがランプ面 P2 に衝突して再付着する．図 1.5(b) に再付着点近傍の拡大図を示す．再付着点から境界層の壁近傍での速度分布は回復し，再付着点直後で境界層厚さは最小になり，その後は，境界層厚さは流れ方向に単調に増加する．また，再付着点付近の流れは曲率を持つため，遠心力の影響により流れは壁側に押され，境界層はさらに潰され，非常に薄い境界層が再付着点直後に存在する．境界層厚さが薄いことが意味するところは，流速が壁面上のゼロの状態から，わずかな距離（ここでは，0.1[mm] 以下）で，主流の極超音速まで加速することを意味する．その 0.1[mm] 以下の極薄い層内で，流速がゼロから，マッハ数 5 以上の極超音速まで変化するときの摩擦熱が膨大になることは，誰にでも容易に想像できる．このように，Cavity を設置した境

界層再付着点直後の領域には，流体間の摩擦発熱量がピークを持つ点が存在する．

次に，著者らが注目した，極超音速下の圧縮コーナー流れについて，ゲルトラー渦列の観点から説明する．極超音速下の圧縮コーナー流れの剥離剪断層の流線は，図 1.5 に示すように曲率半径 R が大きい曲率を持つが，その剥離剪断層は極超音速であるため，そこに発生する遠心力は非常に大きくなる．この遠心力により強力な二次流れが発生し，H.Schlichting [14] からの引用図 1.6 にあるような流れ方向に回転軸を持った縦渦 (ゲルトラー渦列) を発生させる．このゲルトラー渦列を伴った，剥離剪断層は，ランプ面 $P2$ に再付着し，その位置にてゲルトラー渦列は，壁面に最近接する．その後は平面 $P2$ に沿った境界層になるので，遠心力は発生しなく，ゲルトラー渦列は，衰退する．このように，Cavity を設置した境界層再付着点直後の領域には，ゲルトラー渦列が壁面に最近接する位置でもある．

本論文では，上記のように，発熱量，圧力，密度がピーク値を持ち，さらにはゲルトラー渦列が壁面に最近接する位置である流れ場の特異点に，これまで熱流束が小さいという認識がある，OpenCavity を設置している．

このような極限状態にある空間の特異点に OpenCavity を設置させたものは，著者らを除いて，これまで他に誰も行っていない．“どんな場合であっても，OpenCavity の空力加熱は大したことはない” といった，OpenCavity の認識を 180 度，変えて，OpenCavity の熱流束の未知なる世界を見つけることを第一の目的とした論文である．

また，極超音速下の圧縮コーナー流れにおける，ゲルトラー渦列の存在は，これまで多くの研究者により報告されている．ゲルトラー渦列が壁面に，最近接する境界層再付着点領域において，ゲルトラー渦列が，不安定要素になり，境界層厚さが変動させ，壁面への熱流束を増減させることが指摘されている (例えば，[15][16][17][18]) ．著者らの流れ場では，このゲルトラー渦列は，Cavity の真上に位置する．Cavity がない平板の場合のゲルトラー渦列が熱流束に与える影響については，上記のように，おおよそ明らかになっているが，ゲルトラー渦列がある位置に Cavity がある場合の情報は，皆無である．従って，本論文のを第二の目的としは，ゲルトラー渦列が Cavity 内の熱流束へ与える影響を明らかにし，そのメカニズムを示すことである．

最後に，著者らは，NASA が，あまり注目していない Gap 流れ (図 1.2(b)) についても調査した．これまで Gap 流れの空力加熱の研究は，1970 年代にスペースシャトルの耐熱タイルの継目を模擬した調査が主に行われてきている [19][20][21] ．そこでは，従来からの熱流束計測法である熱電対のアレイによる測定結果によるものであった．熱電対による測定は，これまで多くの研究者により行われた方法で，十分な測定実績はあるが，空間の測定点の数が限られるデメリットがある．そこで，著者らは，従来の熱電対による測定に加えて，最新の 3 次元ナビエ・ストークス方程式による数値計算と，著者が所属する研究室のメンバーらが開発した Temperature Sensitive Paint (TSP) による Gap の深溝部の測定シ

システムにより，空間の測定点を格段に上げて，改めてより詳細に Gap 流れを調査することにした．本論文では，これまで明らかにされていない，Gap 内部の流れに注目し，Gap のサイドが主流に開放されている場合と，閉鎖された場合について調査した結果を報告する．従って，本論文の第三の目的としては，これまでの Gap 流れの研究に対し，空間の測定点数を格段に上げて，改めて Gap 流れを調査し，Gap 内の流れを詳細に調査することである．

1.3 本論文の構成

本論文の構成は以下となる．

2章では，研究に使用した3次元ナビエ・ストークス方程式の数値計算法と熱流束計算法の概要について記述する．

3章では，極超音速下の圧縮コーナー流れの計算と実験を行い，計算の検証を行った後，その圧縮コーナー流れに Cavity を設置した場合について主に計算で調査し，著者らが提案する Cavity の特徴について記述する．

4章では，3章で明らかにした CavityA の中に，スパン方向に仕切り板を設置した．CavityA に仕切り板を入れた場合の特徴について記述する．

5章では，Gap 流れについて，計算と新たに確立した TSP による Gap 測定システムとの結果について記述する．

最後に6章では，各章の結論をまとめ，本研究の成果を記述する．

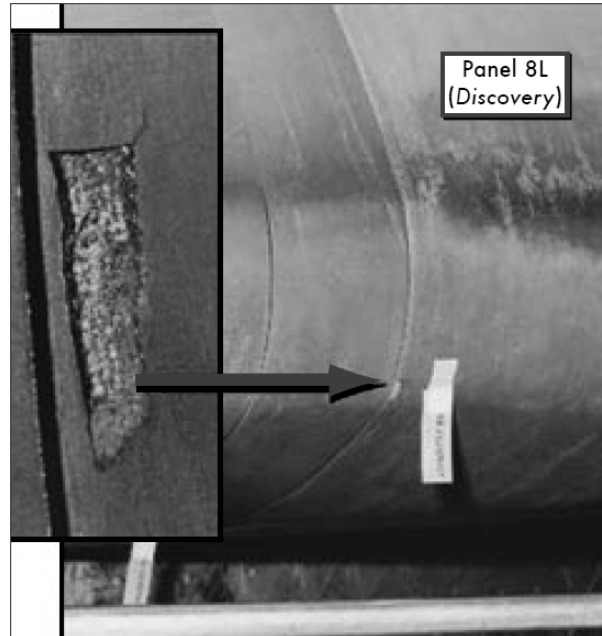
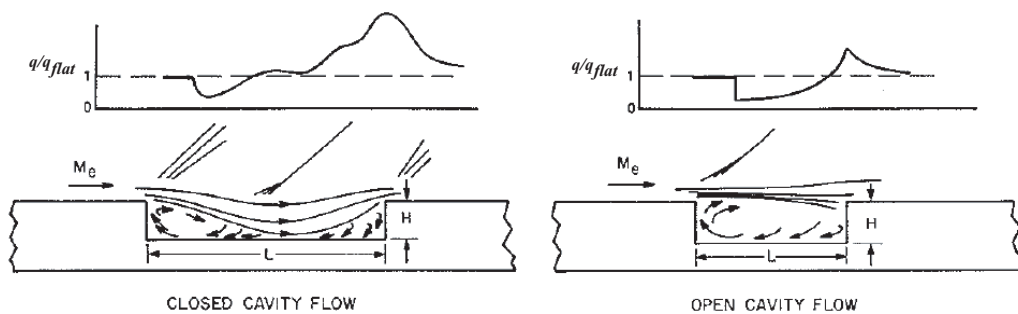
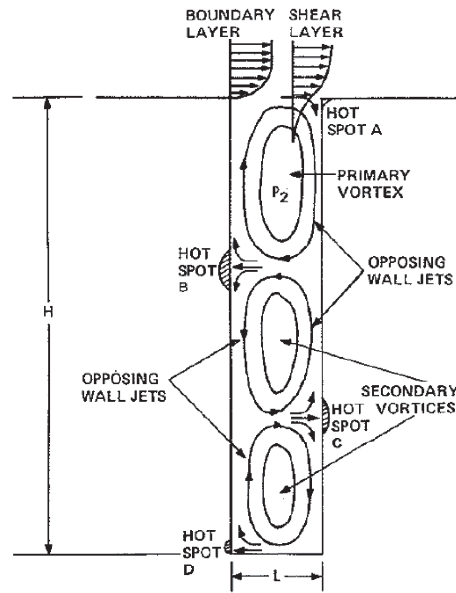


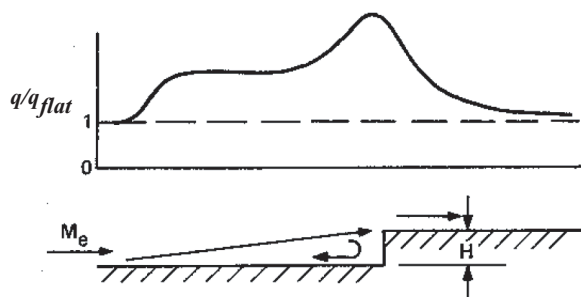
図 1.1 スペースシャトルディスクカバーの表面損傷 (文献 [1] からの引用図)



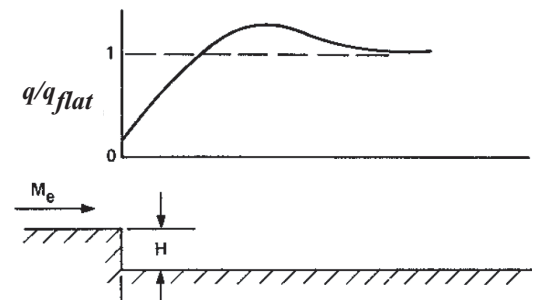
(a): Cavity



(b): Gap



(c): フォワードステップ



(d): バックワードステップ

図 1.2 不連続面上の流れ (文献 [4] からの引用図)

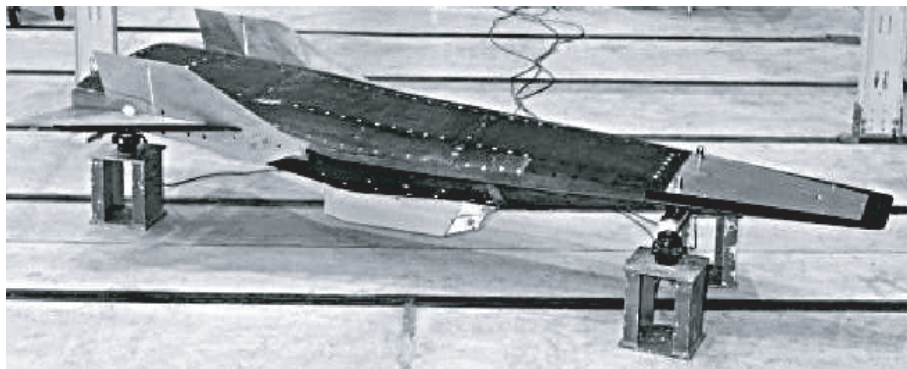


図 1.3 極超音速機, X-43 (文献 [9] からの引用図)

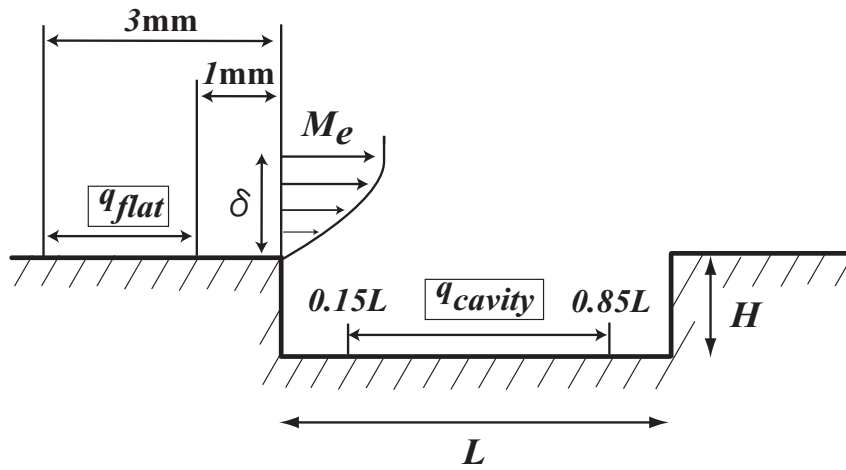
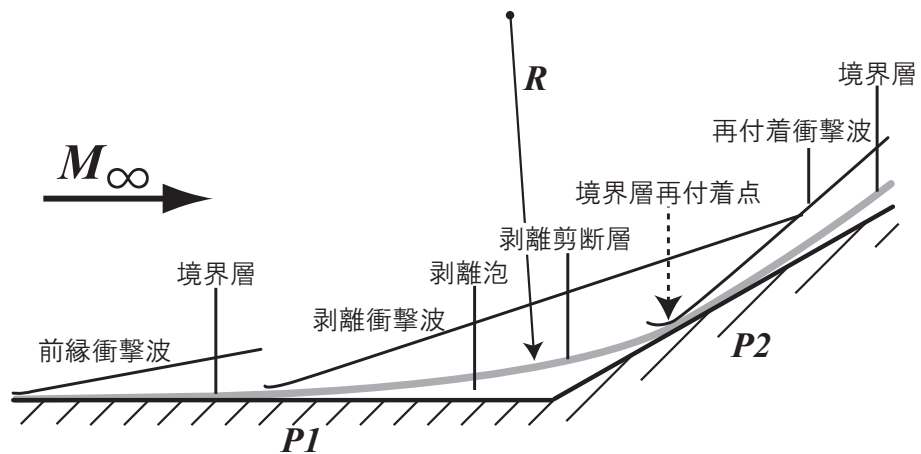
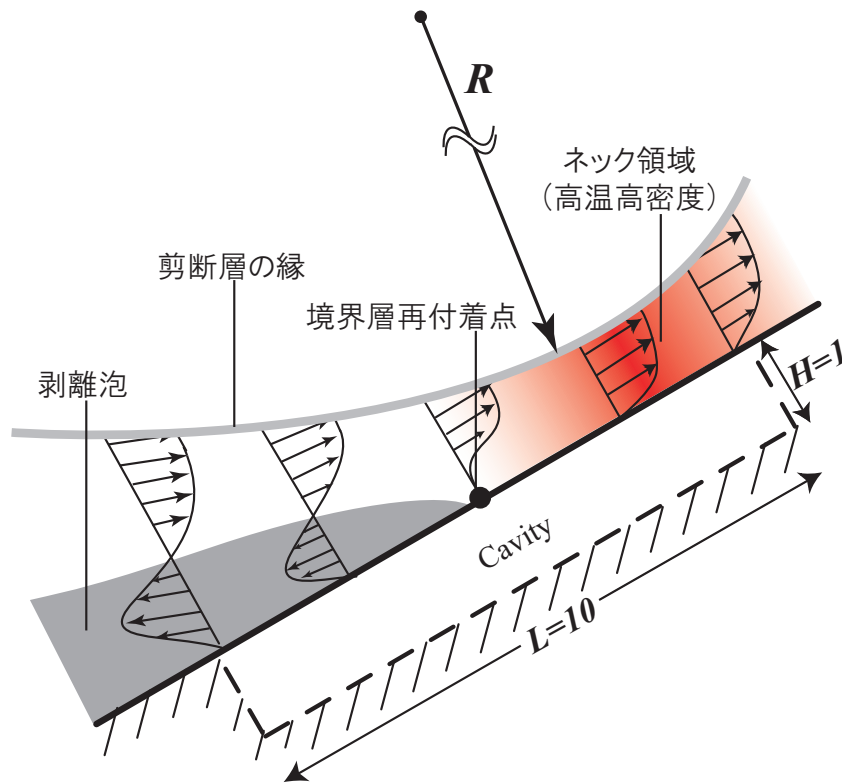


図 1.4 熱流束近似式 (1.1) の模式図



(a): 全体図



(b): 境界層再付着点近傍と Cavity の位置関係

図 1.5 圧縮コーナー流れの模式図

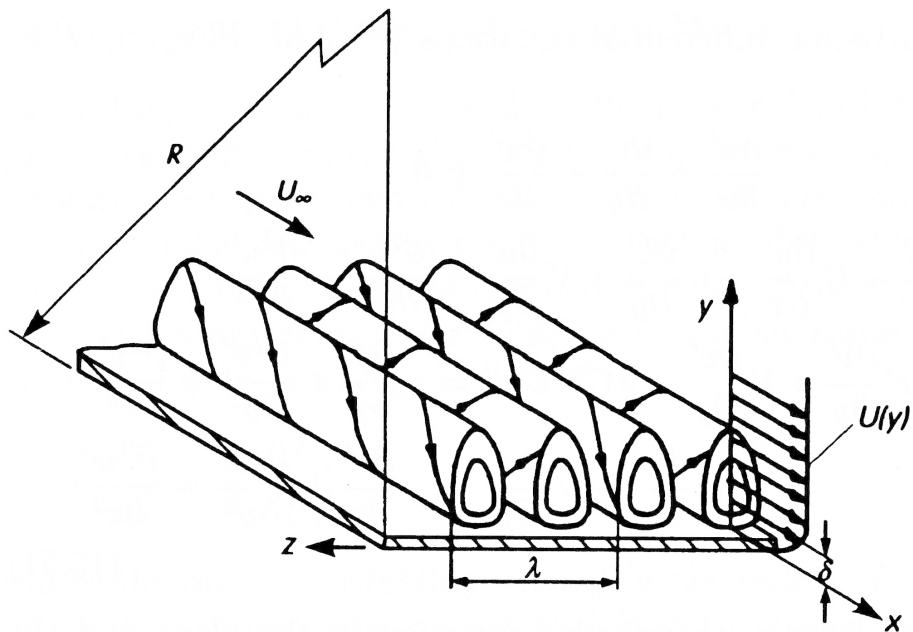


図 1.6 曲率を持つ面上の流れ；ゲルトラー渦列（文献 [14] からの引用図）

第2章

数値計算法

2.1 支配方程式

本研究において使用した方程式は、3次元の圧縮性ナビエ・ストークス方程式 (NS 方程式) となる。無次元化した NS 方程式を保存形にて表現すると、式 (2.1) となる。

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{Q}}}{\partial t^*} + \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_i}{\partial \xi_i} + \frac{M_\infty}{Re_L} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}v_i}{\partial \xi_i} = 0 \quad (2.1)$$

ここで、 $(\hat{\quad})$ は、一般座標系での変数を示す。一般座標系とデカルト座標系の変換は式 (2.2) となる。

$$\hat{\mathbf{E}}_i \equiv \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} \mathbf{E}_j^*, \quad \hat{\mathbf{E}}v_i \equiv \frac{1}{J} \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} \mathbf{E}v_j^*, \quad \hat{\mathbf{Q}} \equiv \frac{1}{J} \mathbf{Q}^* \quad (2.2)$$

ここで、 J は座標変換ヤコビアン行列を示す。 \mathbf{Q} 、 \mathbf{E}_i 、 $\mathbf{E}v_i$ は、それぞれ解ベクトル、非粘性フラックス、粘性フラックスを示し、デカルト座標系では、式 (2.3)-式 (2.5) として表現される。

$$\mathbf{Q}^* = \begin{pmatrix} \rho^* \\ \rho^* u_i^* \\ e_t^* \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

$$\mathbf{E}_i^* = \begin{pmatrix} \rho u_i^* \\ \rho u_i^* u_j^* + p^* \delta_{ij} \\ (e_t^* + p^*) u_i^* \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{E}v_i^* = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{ij}^* \\ \tau_{ij}^* u_j^* - k^* \frac{\partial T^*}{\partial x_i^*} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

ここで， τ_{ij} は，剪断応力を示し， k は熱伝導係数を示す． τ_{ij} と k は，それぞれ，式 (2.6) と式 (2.7) にて表現される．式 (2.6) 内の λ は，ストークスの仮説より $\lambda = -2/3\mu^*$ とされ，結局，体積粘性係数は考慮に入れないことを示す．また，式 (2.7) 内の Pr はプラントル数で，流れ場全域で， $Pr = 0.72(\text{const.})$ としている．

$$\tau_{ij}^* = -\mu^* \left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right) - \lambda \left(\frac{\partial u_k^*}{\partial x_k^*} \delta_{ij} \right) \quad (2.6)$$

$$k^* = \frac{C_p \mu^*}{Pr} \quad (2.7)$$

さらには，作動流体は空気とし，熱量的完全ガスとする．気体の状態方程式は式 (2.8) となる．

$$p^* = \rho^* R^* T^* \quad (2.8)$$

変数に記述された (*) は，一様流の諸量で無次元化された物理量であることを示し，以下の式で無次元化を行っている．ここで，本論文の計算では， $L = 0.1[\text{m}]$ として，長さスケールの無次元化を行っている．

$$\begin{aligned} x_i^* &= \frac{x_i}{L}, & t^* &= \frac{t}{L/c_\infty}, & u_i^* &= \frac{u_i}{c_\infty}, & \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_\infty}, & p^* &= \frac{p}{\rho_\infty c_\infty^2}, \\ T^* &= \frac{T}{T_\infty}, & R^* &= \frac{R}{c_\infty^2/T_\infty}, & k^* &= \frac{\mu^* \gamma R^*}{Pr(\gamma-1)} = \frac{k}{\gamma \mu_\infty R}, \\ \mu^* &= \frac{\mu}{\mu_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{T_\infty + 110.4}{T + 110.4} \right) \end{aligned}$$

式 (2.1) の NS 方程式は，セル節点有限体積法により数値的に解かれた．各セル側面の両側での物理量は，Van Albada 制限関数を用いた MUSCL 法 [22][23] により 3 次精度で計算し，これらを使って，SHUS スキーム [24] によりセル側面を通過する非粘性流束を求めた．また，そこでの粘性流束は，セル格子点での物理量を使用して，2 次精度の中心差分で求めた．

時間積分は，LU-SGS 法により陰的に数値積分された [25][26]．ここで，以下に簡単に数値スキームの説明を行う．式 (2.1) を，オイラー陰解法により離散化すると，式 (2.9) となる．

$$\frac{\hat{\mathbf{Q}}^{n+1} - \hat{\mathbf{Q}}^n}{\Delta t^*} + \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\hat{\mathbf{E}}_i + \frac{M_\infty}{Re_L} \hat{\mathbf{E}}_{v_i} \right)^{n+1} = 0 \quad (2.9)$$

$n+1$ ステップの非粘性流束と粘性流束を n ステップまわりにテイラー展開すると式 (2.9) は、式 (2.10) となる。

$$\left(\frac{1}{\Delta t^*} + \frac{\partial \hat{A}_i^n}{\partial \xi_i} \right) \Delta \hat{Q} = - \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\hat{\mathbf{E}}_i + \frac{M_\infty}{Re_L} \hat{\mathbf{E}}_{v_i} \right)^n \quad (2.10)$$

ここで、 \hat{A}_i^n は、式 (2.11) を示す。

$$\hat{A}_i^n \equiv \left(\frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_i}{\partial \hat{Q}} + \frac{M_\infty}{Re_L} \frac{\partial \hat{\mathbf{E}}_{v_i}}{\partial \hat{Q}} \right)^n \quad (2.11)$$

式 (2.10) に対する LU-SGS 法を式 (2.12) と式 (2.13) に示す。

ここで流束ヤコビアン \hat{A}_i^\pm は非粘性項と粘性項のスペクトル半径を用いて近似する (式 (2.14))。さらに式 (2.15) の近似により LU-SGS はスカラー演算のみとなる。

$$\begin{aligned} \text{forward sweep } \Delta \hat{Q}^{new'} \Big|_{i,j,k} = & \quad (2.12) \\ & \left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{\tilde{\rho}(\hat{A}_i)}{\Delta \xi_i} \right)^{-1} \left(- \frac{\partial}{\partial \xi_i} \left(\hat{\mathbf{E}}_i + \frac{M_\infty}{Re_L} \hat{\mathbf{E}}_{v_i} \right)^n \right. \\ & \left. + \left(\frac{\hat{A}_1^+ \Delta \hat{Q}^{new'}}{\Delta \xi_1} \right) \Big|_{i-1,j,k} + \left(\frac{\hat{A}_2^+ \Delta \hat{Q}^{new'}}{\Delta \xi_2} \right) \Big|_{i,j-1,k} + \left(\frac{\hat{A}_3^+ \Delta \hat{Q}^{new'}}{\Delta \xi_3} \right) \Big|_{i,j,k-1} \right) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{backward sweep } \Delta \hat{Q}^{new} \Big|_{i,j,k} = & \quad (2.13) \\ \Delta \hat{Q}^{new'} \Big|_{i,j,k} - \left(\frac{1}{\Delta t} + \frac{\tilde{\rho}(\hat{A}_i)}{\Delta \xi_i} \right)^{-1} \\ \times \left(\left(\frac{\hat{A}_1^- \Delta \hat{Q}^{new}}{\Delta \xi_1} \right) \Big|_{i+1,j,k} + \left(\frac{\hat{A}_2^- \Delta \hat{Q}^{new}}{\Delta \xi_2} \right) \Big|_{i,j+1,k} + \left(\frac{\hat{A}_3^- \Delta \hat{Q}^{new}}{\Delta \xi_3} \right) \Big|_{i,j,k+1} \right) \end{aligned}$$

ここで、 \hat{A}_i^\pm 、 $\tilde{\rho}(\hat{A}_i)$ は、式 (2.14) を示し、 $\hat{A}_i^\pm \Delta \hat{Q}$ は、式 (2.15) を示す。

$$\begin{cases} \hat{A}_i^\pm \approx \frac{\hat{A}_i \pm \tilde{\rho}(\hat{A}_i) \mathbf{I}}{2} \\ \tilde{\rho}(\hat{A}_i) = \frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} u_j^* + \sqrt{\sum_j \left(\frac{\partial \xi_i}{\partial x_j^*} \right)^2 \left(c^* + \frac{2M_\infty \mu^*}{Re_L \rho^* \Delta \xi_i} \right)} \end{cases} \quad (2.14)$$

$$\hat{A}_i^\pm \Delta \hat{Q} \approx 0.5 \left(\hat{\mathbf{E}}(Q + \Delta Q) - \hat{\mathbf{E}}(Q) \pm \tilde{\rho}(\hat{A}) \Delta \hat{Q} \right) \quad (2.15)$$

実際には、精度を上げるために、LU-SGS 法に Dual Time Stepping 法 [27][28] を組み込んだ時間積分法を使用している。このとき、時間微分項に 2 次の後退差分を適用しているので、時間的には 2 次精度となっている。

2.2 熱流束計算法

壁面への熱流束を式 (2.16) の 1 次精度のフーリエの法則により見積もった．

$$\begin{aligned}
 q &= k \left. \frac{dT}{dx_n} \right|_w \\
 &\approx \frac{C_p \mu}{Pr} \frac{(T_{w+1} - 300[K])}{(\vec{x}_{w+1} - \vec{x}_w) \cdot \vec{l}_n} + O(\Delta x_n)
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

壁面の格子点とその 1 つ上の流体側の格子点間の距離 $\Delta x_n|_w = (\vec{x}_{w+1} - \vec{x}_w)_i \cdot \vec{l}_n$ を代表長さを持つ，セルレイノルズ数 Re_{cell} は，壁面への熱流束に大きな影響を与えるため，壁面への熱流束の格子収束性について調査した．具体的には，本論文の主題である，極超音速下の圧縮コーナ流れの Cavity がない場合とある場合について (詳細は，第 3 章; 図 3.2 参照のこと)，壁面での最小格子サイズを変えた場合に式 (2.16) にて，見積もられる熱流束について 2 次元計算にてあらかじめ調査した．

図 2.1 に Cavity がない場合のピーク熱流束 St_{fl} と，壁面での最小格子サイズ $\Delta x_n|_w$ の関係を示す． $Re_{cell} \doteq 120$ ($\Delta x_n|_w \doteq 20[\mu\text{ m}]$) 以内であれば壁面への熱流束のピーク値 St_{fl} が格子間隔に依存しなく一定となった．

一方で，図 2.2 には，Cavity ありの場合で，Cavity 後縁壁の熱流束について，後縁壁での最小格子サイズ $\Delta x_n|_w$ との関係を示す．図 2.2(a) には，Cavity 後縁壁の平均熱流束 St_0 を，図 2.2(b) には，Cavity 後縁壁エッジの最大熱流束 St_{max} を示す．その結果，平均熱流束 St_0 は， $Re_{cell} \doteq 30$ ($\Delta x_n|_w \doteq 5[\mu\text{ m}]$) 以内であれば，ほぼ格子サイズに関係なく一定となるが，最大熱流束 St_{max} の場合は， $Re_{cell} \doteq 15$ ($\Delta x_n|_w \doteq 2.5[\mu\text{ m}]$) まで壁面での格子サイズを小さくしても，一定にはならず，小さくすればするほど大きい値を持つ結果となった．

最小格子サイズ $\Delta x_n|_w$ を小さくすることは，CFL 条件から，設定できる時間刻み Δt が小さくなることを意味する．つまり最小格子サイズをこれまでの半分に小さくすることは，設定できる時間刻み Δt は，半分以下にしなければ，計算は安定して回らなく，結局，計算に要する時間は 2 倍以上になってしまう．そのため，現状の計算機の能力では，最小格子サイズを $5[\mu\text{ m}]$ にするのが精一杯であると判断し，本論文での壁面の格子サイズは $5[\mu\text{ m}]$ としている．このとき，セルレイノルズ数 $Re_{cell} = 30.8$ となる．

また最小格子サイズについて，工学的側面から考察する．格子サイズを $5[\mu\text{ m}]$ として，Cavity の角を表現することは，工学上，十分な空間分解能があると考えられる．金属加工職人により，どんなに精密に作られた工芸製品の角であっても，実際に厳密にピン角を表現することは不可能であり，せいぜい数十 $\mu\text{ m}$ の R の丸みが付いた角を作ることが精一杯であると思われる．そのため，最小格子サイズ $5[\mu\text{ m}]$ をさらに小さくして，厳密に Cavity 後縁壁エッジでの最大熱流束 St_{max} を求めることは，実在しない流れを解くことになり，計算時間と計算コストの割にそれほど，工学上重要でないと考えられる．それより Cavity 後縁

壁に平均的に作用する熱流束 St_0 を正確に計算する方が重要であると考え、そのため、工学的側面からも最小格子サイズは、 $5[\mu\text{m}]$ が妥当であると判断する。

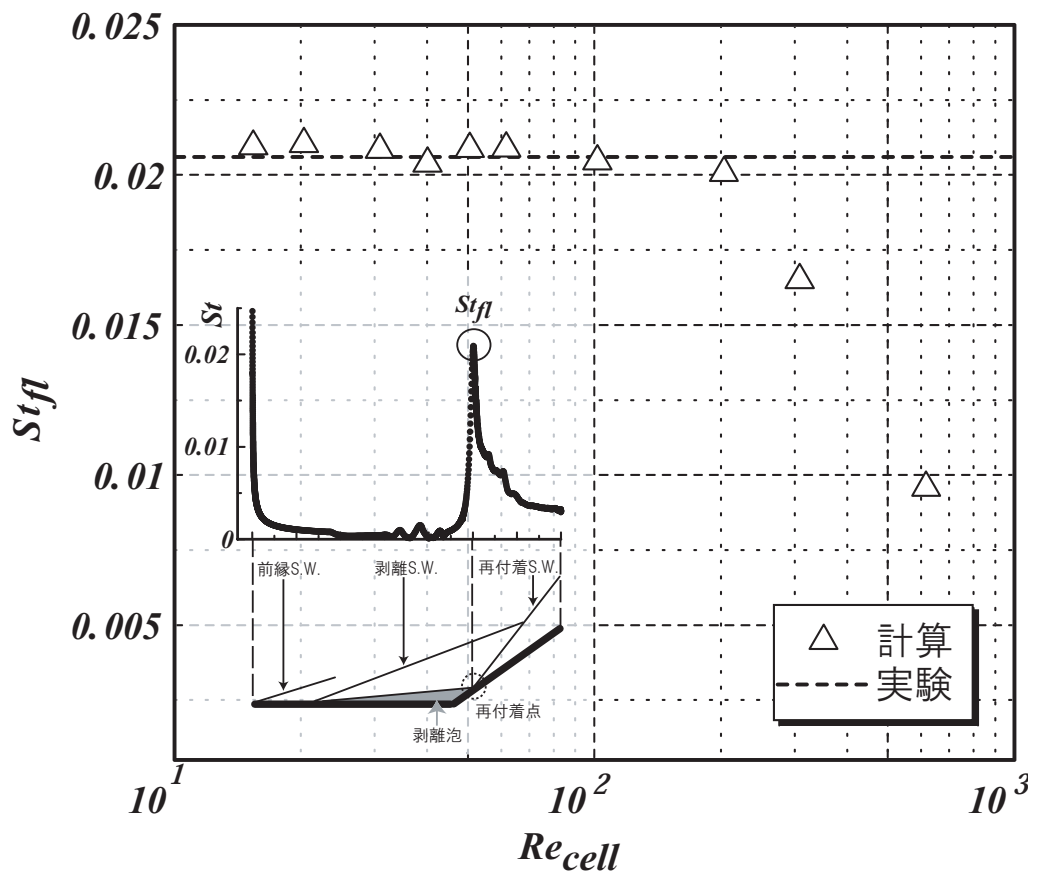
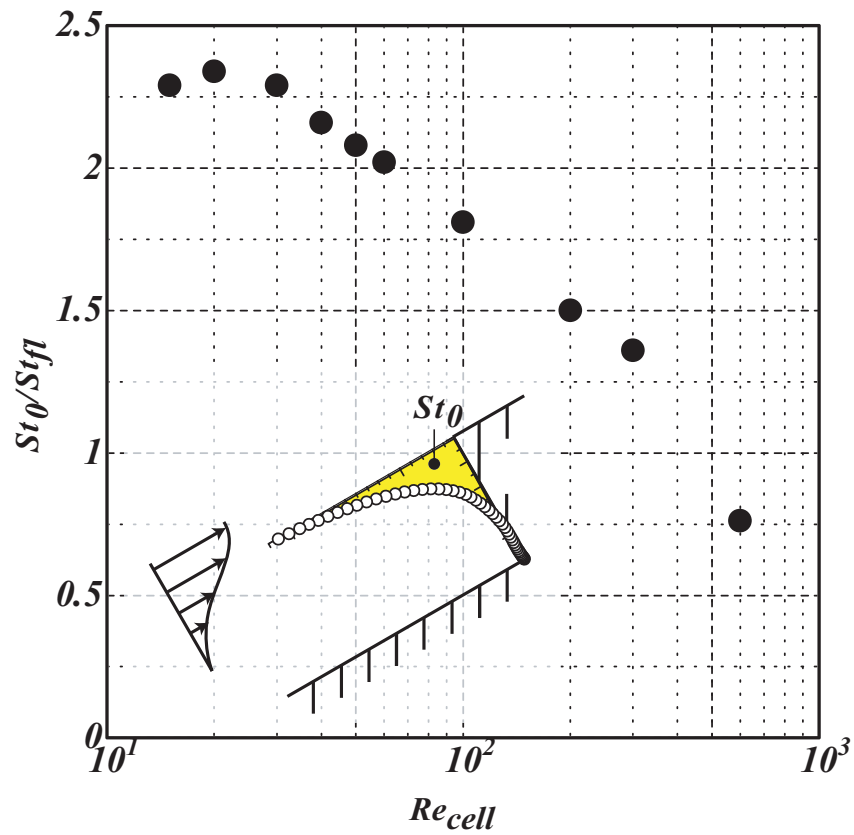
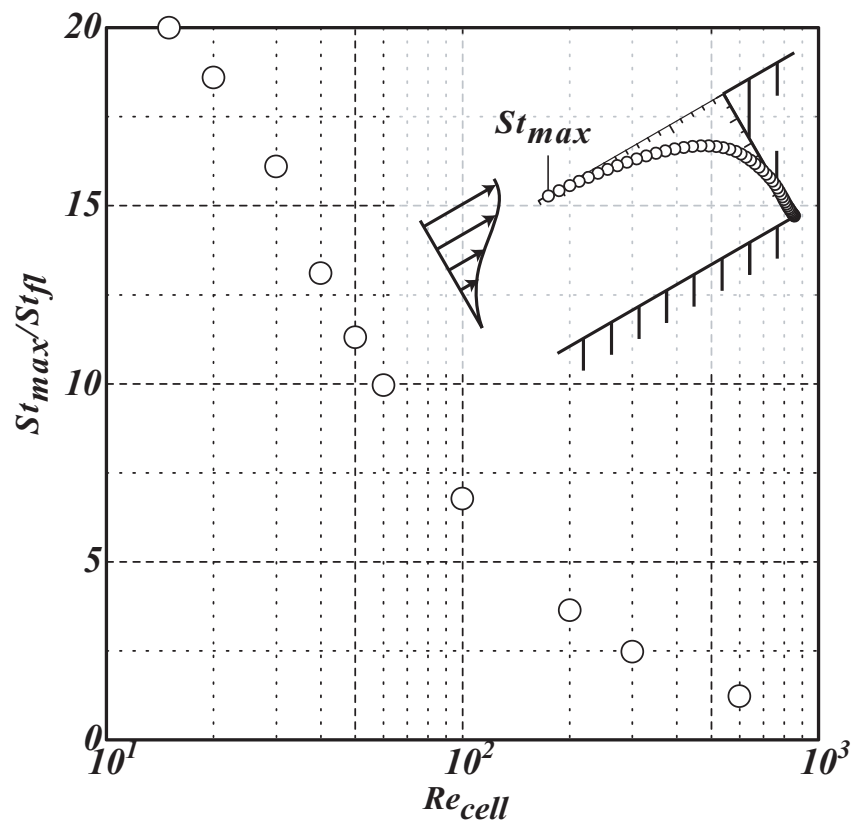


図2.1 ピーク熱流束 St_{fl} の格子収束性，Cavity なしの場合



(a) Cavity 後縁壁平均熱流束 St_0



(b) Cavity 最大熱流束 St_{max}

図2.2 Cavity 後縁壁の熱流束の格子収束性

第3章

極超音速圧縮コーナ一流れに設置した Cavity の空力加熱

3.1 はじめに

極超音速下の Cavity の空力加熱の研究は、1960 年代初頭に A.F.Charwat [2][3] らによりはじめられ、これまで多くの研究報告がなされている。代表的な研究成果としては、Cavity のアスペクト比 L/H により大きく流れ場が変化することから、 $1 \lesssim L/H \lesssim 11$ を OpenCavity、 $L/H \gtrsim 15$ を ClosedCavity として分類するのが通例である。

本研究では、従来の Cavity の研究との差別化を図るために、OpenCavity ($L/H=10$) を、圧縮コーナー上の剪断発熱量が最大となる (境界層厚さが最小となる) 位置に設置した。具体的な流れ場は、図 3.1 に示す。圧縮コーナー流れでは、ランプ面 P2 の影響により、水平面 P1 上の境界層が剥離し剥離剪断層となる。これがランプ面 P2 に衝突して再付着する。再付着点直後で境界層厚さは最小になり、剪断発熱量がピーク値をとる。

また剥離剪断層は、図に示すように大きい曲率半径 R の曲率を持つが、その剥離剪断層は極超音速であるため、そこに発生する遠心力は非常に大きくなる。このように遠心力が作用する流れには、二次流れが発生し、図 1.6 [14] に示すような流れ方向に回転軸を持った縦渦 (ゲルトラー渦列) を伴うことが一般に知られている。このゲルトラー渦列を伴った、剥離剪断層は、ランプ面 P2 に再付着し、その位置にてゲルトラー渦列は、壁面に最近接する。従って、著者らが設定した Cavity 位置は、圧力、密度、剪断発熱量がピーク値がとるだけでなく、ゲルトラー渦列が最も壁面に接近する位置でもあり流れ場の特異点であることを強調しておく。このような特異点に OpenCavity 設置することで、従来、どんな条件下でも熱流束が小さいとされていた OpenCavity の認識を変え、OpenCavity にも関わらず、熱流束が非常に大きくなる干渉パターンを発見することが目的である。

3.2 計算方法

3.2.1 計算モデル

名古屋大学衝撃風洞テストセクションの流れ(表 3.1)を計算の一樣流条件(表 3.2(c))とした。総温は、衝撃波の一次元理論 [29] 及び、衝撃風洞の直接数値計算 [30] を参考に決定した。

図 3.2(a) に一樣流に対し迎角 0 の水平面(流れ方向: 130[mm], スパン方向: 100[mm])とランプ面(30[deg])からなる Cavity なし圧縮コーナーの計算モデルを示す。図 3.2(b) に Cavity あり圧縮コーナーの計算モデルを示す。矩形 Cavity(幅 $W=10$ [mm], 高さ $H=1$ [mm])は、Cavity なしの境界層再付着点を中心に設置し(図 3.1), $L_0=158$ [mm] とした。これを今後、CavityA とする。CavityA の比較相手として、再付着点以外のランプ上に同じ形状の Cavity を設置した。これを今後、CavityB とする。CavityB は、 $L_0=168$ [mm] に設置し、CavityA より 10[mm] 下流とすることで、再付着点位置とは関係ない位置となっている。

3.2.2 計算条件

図 3.4 に計算構造格子と、一般座標系 (ξ, η, ζ) を示す。表 3.2(a) に格子点数と壁面での最小格子サイズを示す。Cavity なしの場合の格子点数は、17,928,320 点、壁面での最小格子サイズは、20[μm] とした。CavityA, B の場合は、それぞれ 30,738,960 点、19,512,000 点である。壁面での最小格子サイズは、どのモデルも 5[μm] まで小さくしてある。このときのセルレイノルズ数は、 $Re_{cell}=30.8$ である。熱流束の格子収束性については、2.2 節にて議論しているので参照されたい。

表 3.2(b) に示すように、設定できる CFL は、最小格子サイズが小さいために、せいぜい 1 程度であった。

境界条件を表 3.2(c) に示す。表中の番号は、図 3.4 中の番号に対応している。平板前縁から 5[mm] と、平板両側から 10-15[mm] 距離(図 3.4 中の (4))をおき、一樣流条件としている。Cavity は、プランク格子とすることで再現した。壁条件として、300[K] の等温壁条件とした。

初期条件としては、Cavity なしの場合は、計算全域を一樣流とするインパルシブスタートとした。Cavity あり A, B の場合は、2 次元計算の収束解を初期条件とし計算時間の短縮を行っている。

3.2.3 計算環境

名古屋大学情報基盤センター所有のスーパーコンピュータ (Fujitsu HX600) を使用し、スーパーコンピュータの CPU コア 128 個を使用した大規模並列計算を行った。例えば、CavityA の場合であれば、 $\xi \times \eta \times \zeta = 360 \times 133 \times 642$ からなる 1 個の巨大な構造格子であるが、それを ζ 方向に 128 分割し、 $\xi \times \eta \times \zeta = 360 \times 133 \times 5$ の構造格子として計算を行っている。並列計算ライブラリーの mpich を使用し、CPU 間のデータ通信を行いながら、128 個の CPU が同時に各領域の計算を行っている。このような並列化技術を使用することで、通常の 1CPU (Core i7 975) 計算では、1 つの条件の計算に 10 年以上掛かるところが、4 週間程度まで短縮することができた。

3.3 実験方法

実験は、Cavity が無い場合と CavityA の場合について行った。図 3.5 に、CavityA の場合の実験模型の写真を示す。熱電対による熱流束のスパン方向の測定位置は、 $z = 40\text{--}60\text{[mm]}$ の区間である。一様流等の実験条件は、計算条件と同じなので 3.2.1 節を参照されたい。Cavity 位置は、実験の場合の Cavity なしの境界層再付着点を中心に設置し (図 3.1) $L_0 = 143\text{[mm]}$ (図 3.2) とした。実験と計算の Cavity 位置の差異についての考察は 3.4.2 節を参照されたい。

3.3.1 熱流束の計測法

1.9[mm] 同軸熱電対 (MULLER 社製 Coaxial Thermocouple MCT/MCTB) と、感温塗料 (TSP: Temperature Sensitive Paint)[31] により温度の時間変化を計測した後、式 (3.1) [32] から壁面への熱流束を見積もった。熱流束は、総圧が 3.9[MPa] となる時刻を中心に約 10[msec] 区間での値を平均化した。この区間では、一様流中に水平に設置した直径が 23[mm] の半球円柱の澱点の熱流束が一定となり、総温が一定となることを確認している。

$$q(t_m) = 2\sqrt{\frac{\rho c k}{\pi}} \sum_{i=1}^m \frac{T(t_i) - T(t_{i-1})}{\sqrt{t_m - t_i} + \sqrt{t_m - t_{i-1}}} \quad (3.1)$$

3.4 結果

3.4.1 Cavity なしの場合

図 3.6 に、計算結果として、密度の空間勾配の分布と、図 3.7 に実験結果として、シュリーレン写真を示す。境界層の排除効果に伴う前縁衝撃波、圧縮コーナーランプ面による逆圧力勾配に伴い発生する境界層剥離と剥離衝撃波、及び境界層再付着点からの再付着衝

撃波は，計算と実験で定性的に一致している．一方で，計算結果は実験結果より剥離泡が若干大きくなり，再付着点位置が s 方向 (図 3.3(a)) に約 17.3[mm] 下流にずれた．

図 3.9 には，流れ場を 3 次的に観察できるように，密度の空間勾配の分布 ($z=0$) と，壁面での流線を示す．カラーは，式 (3.2) にて定義される，壁面剪断応力 τ_w^* を示す．

$$\tau_w^* = \mu^* \left. \frac{du_p^*}{dx_n^*} \right|_w \approx \mu^* \frac{\sqrt{(\vec{T} \cdot \vec{u}_{w+1}^*)^2}}{(\vec{x}_{w+1}^* - \vec{x}_w^*) \cdot \vec{l}_n} + O(\Delta x_n^*) \quad (3.2)$$

ここで，* は無次元量を示す (無次元量については，2.1 節を参照のこと)． \vec{T} は座標変換行列を示し，xz 平面に平行な水平板では， $\theta=0[\text{deg}]$ ，ランプ面では， $\theta=30[\text{deg}]$ となる． $\vec{T} \cdot \vec{u}_{w+1}^*$ を式 (3.3) に示す．

$$\vec{T} \cdot \vec{u}_{w+1}^* = \begin{bmatrix} \cos\theta & \sin\theta & 0 \\ -\sin\theta & \cos\theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{x,w+1}^* \\ u_{y,w+1}^* \\ u_{z,w+1}^* \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

壁面剪断応力をカラーで示したのは，壁面剪断応力と境界層内の発熱量の間には，ある程度の関連性があり，そのため，本論文のテーマである，熱流束ともある程度の相関があるためである．

図 3.9 より，境界層剥離点と境界層再付着点は， z 方向のどの位置においても，ほぼ同じで，二次元的な流れ場であることが分かる．また壁面剪断応力の値は，境界層の再付着点位置の上流側で大きくなり，再付着点では，ほぼゼロになり，再付着点の下流でピーク値を示す．これは，図 1.5(b) に示すように，再付着点では，境界層の速度分布は，壁面近傍でゼロになるため，壁面での流体の摩擦力はゼロになる．また，再付着点の上流では，再付着点を起点とする逆流があるため，壁面での流体の摩擦力は大きくなる．再付着点の下流では，境界層厚さが最小値 (0.1[mm] 以下) をとるネック領域があり，0.1[mm] 以下の薄い層内で，流速がゼロから極超音速まで変化するため，壁面での摩擦力は，非常に大きくなる．

本論文中の熱流束は，無次元数である Stanton 数 St にて表現している．Stanton 数は，極超音速下では，記号欄に示すように， $St \equiv q/(\rho_\infty u_\infty C_p (T_0 - T_\infty))$ と定義するのが，通例であるので，本論文においてもそれになっている．本論文の流れ場の一樣流の場合， $\rho_\infty u_\infty C_p (T_0 - T_\infty) = 1.583 \cdot 10^7 [\text{W/cm}^2]$ となる．従って，論文中の熱流束 St に $1.583 \cdot 10^7 [\text{W/cm}^2]$ をかければ，有次元量の熱流束 $q [\text{W/cm}^2]$ に変換することができる．

図 3.10 にランプ面上の熱流束の結果を示す．熱流束は，流れ場が定常状態になった区間の時間平均 ($(t_1=2 [\text{msec}]) \leq t \leq (t_2=20[\text{msec}])$) した結果を示す (式 3.4)．熱流束は，両端の 5[mm] が大きい値となることが分かる．これは，一樣流の影響だと考えられる．それ以外の領域では，どの z 方向断面もほぼ同じであること分かる．

$$\overline{St(z,s)} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} St(z,s,\tau) d\tau \quad (3.4)$$

次に図 3.11 には，一様流の影響を受ける両端を除いて，スパン方向 $((z_1=5[\text{mm}]) \leq z \leq (z_2=95[\text{mm}]))$ の断面平均値 $\overline{St_z}$ (式 3.5) を示す(式 3.4)。

$$\overline{St_z(s)} = \frac{1}{z_2 - z_1} \int_{z_1}^{z_2} \overline{St(z,s)} dz \quad (3.5)$$

境界層再付着点直後のピーク値は，計算値で， $\overline{St_z}=0.018$ ($28.5[\text{W}/\text{cm}^2]$) であり，実験値の場合は， $St=0.021$ ($32.9[\text{W}/\text{cm}^2]$) であった．また，ピーク値のばらつき幅として， $\pm 3\sigma$ を示す．ここで， σ は，ピーク値の標準偏差を示す．図 3.36(a) に代表断面として， $z=75[\text{mm}]$ でのピーク熱流束の生データを示す．ピーク熱流束は，ばらつき幅 $\sigma(St)=0.0016$ で，ほぼ正規分布に従ってばらついていることが分かる．計算値が平均値から，+側に $2\sigma(St)$ 値だけ変動すれば，実験値とほぼ一致する．計算値が実験値以上になる確率は，5%程度である．以上からある程度正確に熱流束の計算ができていると判断する．なお，実験値は，3.3.1 節にて示すように，温度の時間履歴より求めている．そのため，実験データのばらつき幅を議論することは困難と考える．

境界層再付着点が計算より実験の方が上流側にあるにも関わらず，熱流束のピーク値の位置は，計算と実験でほぼ一致している．これは，実験の方が，再付着点から熱流束がピーク値をとるまでの距離が大きいことを意味している．この実験と計算の差異についての原因究明は，今後の課題である．

3.4.2 Cavity ありの場合

本研究の目的に沿うように，CavityA の位置を計算と実験それぞれの境界層再付着点に設置した(図 3.1)．従って，境界層再付着点のずれに合わせ，計算での Cavity の位置は実験での位置より s 方向に $17.3[\text{mm}]$ 下流に設置した(図 3.2(b): 計算(CavityA) $L_0=158[\text{mm}]$ ，実験 $L_0=143[\text{mm}]$)．

計算上の剥離泡が実験より大きく出たことから，実験の境界層は乱流化しているとも推測できるが，実験に使用した名古屋大学衝撃風洞(表 3.1)に設置された水平平板(長さ $300[\text{mm}]$)上の境界層は，プレストン管にて総圧を測定しており，テストセクション全域で層流であることが確認されている [33]．また確認のために，剥離泡を伴う流れ場に適した一次方程式乱流モデル Spalart-Allamaras [34] を使用して計算も行ったが，図 3.8 に示すように，剥離泡が極端に小さくなり境界層再付着点が実験値から s 方向に $19.6[\text{mm}]$ 上流側にずれ，実験値からのずれが層流の場合より大きくなった．以上から，本流れ場への乱

流モデルの使用は不適當であると判断し，境界層再付着点について計算上で実験値への合わせ込みをするのではなく，実験と計算それぞれの境界層再付着点に Cavity を設置することにした．

CavityA の結果は，計算を図 3.12 に，実験を図 3.13 に示す．Cavity 後縁壁が流れの障害物になり，水平面上の逆圧力勾配が大きくなるために実験と計算共に Cavity がない場合と比較して剥離泡が大きく成長している．境界層再付着点はこの逆圧力勾配の影響により，Cavity 内部に位置することは出来ず，Cavity 後縁壁のエッジに位置している．CavityB について，計算結果を図 3.14 に示す．境界層再付着点位置は，Cavity がない場合とほぼ同じ位置にあり，剥離泡が大きくなることはなかった．

図 3.15 と図 3.16 には，それぞれ CavityA の場合と CavityB の場合の流れ場を 3 次元的に観察できるように，密度の空間勾配の分布 ($z=0$) と，壁面での流線を示す．カラーは，式 (3.2) にて定義される，壁面剪断応力 τ_w^* を示す．CavityA と B どちらの場合でも，スパン方向の中心部の断面にて，剥離泡が大きくなる傾向があった．Cavity がない場合では，このような傾向はみられなかった．これは，ランプ面に Cavity があることで，Cavity により遮られ高圧になった流れが，両サイドの低圧の一樣流へより多くの流体が流れるために，スパン方向の中心部で剥離泡が大きく，両サイドで小さくなるといった，スパン方向のばらつきが生じたと考えられる．

図 3.17 と図 3.18 に，それぞれ CavityA と B の場合の流れ場が定常状態になってからの Cavity 後縁壁付近の熱流束の時間平均 ($(t_1=0.3[\text{msec}]) \leq t \leq (t_2=0.91[\text{msec}])$; CavityA の場合， $(t_1=0.3[\text{msec}]) \leq t \leq (t_2=0.86[\text{msec}])$; CavityB の場合) を示す (式 3.4)．図 3.17, 3.18 中の座標系は，図 3.3(b) にあるように，Cavity の後縁壁エッジを原点とした，壁面に沿った座標 s としている．従って，Cavity 後縁壁は $0 \geq s \geq -1$ に位置し，Cavity 底壁は $-1 \geq s \geq -11$ に位置する．Cavity の効果により，CavityA, B 共に，後縁壁で最大のピーク値を持った．CavityA の場合は，図 3.15 の説明にて記述したように，スパン方向の中心部にて剥離泡が大きくなる傾向がある．そのために，スパン方向の中心部にて Cavity が完全に剥離泡に入ってしまう，再付着点と Cavity の後縁壁の干渉が起きなく，スパン方向の中心部で熱流束が小さくなるような分布になったと考えられる．CavityB の場合は，両端の一樣流の影響部を除いては，どのスパン方向断面も一定となった．

次に，図 3.19 には，一樣流の影響を受ける両端を除いて，スパン方向 ($(z_1=5[\text{mm}]) \leq z \leq (z_2=95[\text{mm}])$) の断面平均値 $\overline{St_z}$ (式 3.5) を示す．Cavity の効果による CavityA, B の後縁壁でのピーク値は，表 3.3(a) に示すように，CavityA では， $\overline{St_z}=0.180$ ($285 [\text{W}/\text{cm}^2]$) となり，Cavity がない場合のピーク値の 10 倍となった．CavityB は， $\overline{St_z}=0.126$ ($200 [\text{W}/\text{cm}^2]$) となり，Cavity がない場合のピーク値の 7 倍となった．

$$\overline{St_z} = \frac{1}{(s_2 - s_1)} \frac{1}{(z_2 - z_1)} \iint \overline{St(z, s)} dz ds \quad (3.6)$$

ピーク値ではなく，Cavity 後縁壁全体 ($(s_1=0[\text{mm}]) \leq s \leq (s_2=1[\text{mm}])$) で評価した $\overline{St_{zs}}$ (式 3.6) では，表 3.3(b) に示すように，CavityA は， $\overline{St_z}=0.051$ (81 [W/cm²]) Cavity がない場合のピーク値の 2.8 倍となったが，CavityB は，Cavity がない場合のピーク値の 1.1 倍となり，Cavity がない場合と同程度の結果となった。

Cavity 底壁には，2 番目のピークがあり，CavityA では， $\overline{St_z}=0.058$ (92 [W/cm²]) となり，Cavity がない場合のピーク値の 3.2 倍となった。

実験値は熱電対の空間分解能の制限によりピーク値の確認は出来ないが，ピーク値以外については計算結果とほぼ一致している。図 3.20; CavityA の TSP による熱流束の結果では，CavityA の後縁壁付近にて，熱流束のピーク値が観測されている。TSP の測定装置の制限より，直接 Cavity 後縁壁の測定はできないが，Cavity 後縁壁付近で，Cavity がない場合の 2-3 倍の熱流束が測定された。

以上より，CavityA による熱流束の上昇が実験においても確認された。さらには，CavityA(境界層再付着点に設置)は，CavityB(境界層再付着点から 10[mm] 下流に設置)より，約 3 倍大きい熱流束 ($\overline{St_{zs}}$) を発生することが分かった。

図 3.21，図 3.22 に，CavityA，B のそれぞれの Cavity 近傍の代表的な時間と断面の流れ場を示し，熱流束の増加のメカニズムについて考察する。CavityA の場合，剥離剪断層が曲率を持ち遠心力が作用することもあり，剥離剪断層が後縁壁に衝突する流れ場となっている。さらにその剥離剪断層は高速流れであるために粘性の効果による剪断発熱により，約 900[K]($T/T_\infty \cong 14$) まで加熱されている。Cavity の後縁壁では，この高温の高速流れが衝突し，澱点 (S1) が形成される。Cavity 底面にはこの澱点からの噴流が衝突し，同様に澱点 (S2) が形成される。これらの澱点では，断熱圧縮の効果が加わり，さらに高温となる。以上の理由から S1 では，Cavity がない場合のピーク値の 10 倍と S2 では 2.8 倍になったと考える。

一方 CavityB の場合は，剥離剪断層の流れは壁に平行で，剥離剪断層が CavityA の時とは違い，ほとんど Cavity の中に入らないため，Cavity 後縁壁との衝突も小さくなる。また剥離剪断層の剪断発熱も小さく，剥離剪断層の温度は，CavityA の半分以下である。そのため，CavityB の熱流束は CavityA の場合と比較して，小さくなったと考える。

CavityB は，壁に沿って剪断層があり，Cavity の中にほとんど入らないため，従来からある，典型的な OpenCavity の流れ場であると思われる。確認のために，CavityB の流れの諸量 (式 (3.7)) を NASA の熱流束の近似式 (1.1) に当てはめると，

$$M_e = 3.99, \quad \delta = 0.44[\text{mm}], \quad \theta = 0.064[\text{mm}], \quad Re_\theta = 274 \quad (3.7)$$

式 (1.1) と式 (3.7) より見積もられる，式 (1.1) は， $q_{cavity}/q_{flat}=0.28$ で，数値計算では， $q_{cavity}/q_{flat}|_{CFD}=0.22$ となった。このことから，CavityB は NASA の式でほぼ説明が出来るため，従来からある典型的な OpenCavity であるといえる。一方で，形状が CavityA と

B で同じにも関わらず，Cavity の設置場所を剪断層が曲率を持つ位置に設置した Cavity A の流れ場は，従来の Cavity 流れの分類では説明できない流れ場となっている．

3.4.3 ゲルトラー渦と熱流束の関係 (Cavity がない場合)

図 3.23 には，Cavity がない場合の境界層再付着点近傍の流れを示す．壁面には，壁での流線を示す．コンターは，xyz 座標系の z 軸を 30 度回転した x'y'z 座標系 (図 3.3(a)) での，x' 軸の渦度 $\Omega_{x'}$ を示し，式 (3.8) で定義される．ここで，* は無次元量を示す (無次元量については，2.1 節を参照のこと)．

$$\Omega_{x'} = \frac{\partial u_z^*}{\partial y'^*} - \frac{\partial u_{y'}^*}{\partial z^*} \quad (3.8)$$

$\Omega_{x'}$ が意味するところは，値が正であれば，x' 軸を回転軸とした，右ねじ回りの流体の回転運動があることを意味し，値が負であれば，左ねじ回りの回転運動があることを意味する．図 3.23 から分かるように，境界層の再付着点近傍には，右ねじ回りと左ねじ回りの x' 方向の縦渦が z 方向に交互に存在していることが分かる．これは，図 3.1 に示すように，境界層再付着点近傍に，曲率を持った極超音速剪断層が存在するため，この剪断層には，強力な遠心力が作用し，図 1.6 に示すような，ゲルトラー渦列が存在していることを意味する．この $\Omega_{x'}$ のコンターが示す，ゲルトラー渦列はスパン方向に位置が決まってなく，位置が左右上下に変化する非定常性がみられた．

図 3.24 には，Cavity がない場合のランプ面上の熱流束の瞬時値を示す．熱流束の結果には，流れ方向 (s 方向) に縦縞がみられ，流れ方向に回転軸を持つ縦渦 (ここでは，ゲルトラー渦) が存在していることを連想される結果である．また，縦縞によりピーク値はばらつきがあり，これもゲルトラー渦列と同様に，位置は，左右に変化する非定常性がみられた．また，感圧塗料 (PSP) による壁面圧力の実験結果，図 3.25 から境界層の再付着点位置近傍に縦縞が観察されている．このように極超音速下の圧縮コーナー流れに，ゲルトラー渦列が存在し熱流束に縦縞が生じることは，多くの研究者がこれまでに指摘していることであり ([15][16][17][18])，本研究の流れ場にも同様のゲルトラー渦列が存在しているものと考えられる．

以上のことから，図 3.26 に，ゲルトラー渦列と熱流束の関係を推定した．ゲルトラー渦列は，x' 軸周りに右ねじ回りと左ねじ回りの渦が交互に存在し，上昇気流 (upstream) と下降気流 (downstream) の流れを誘起する．下降気流の位置では，壁面に濺部が形成され，熱流束が周りより少し大きくなる hot spot を形成する，一方で上昇気流の位置では，その逆が起きる．また，ゲルトラー渦は流れ方向に軸を持った縦渦なので，流れ方向のどの位置でも同様のことが起きるため，熱流束の分布に縦縞が発生したと推定する．

このゲルトラー渦と熱流束の関係が正しいことを示すために，壁面の熱流束 $St(s,z)$ と，

その位置から, y' 方向に, $20[\mu\text{m}]$ 離れた場所での y' 方向の流速成分, $u_{y'}^*(s, z, \tau)$ (式 (3.10)) との相関値 $r_{u^*, St}$ (式 (3.9)) を調べた. ゲルトラー渦により誘起された下降気流 ($u_{y'}^*$; 減少) の場合に, 熱流束 St が増加し, 上昇気流 ($u_{y'}^*$; 増加) の場合に, 熱流束 St が減少するのであれば, $r_{u^*, St}$ は, -1 に近い値を示すはずである.

$$r_{u^*, St}(s, z) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} (u_{y'}^*(s, z, \tau) - \overline{u_{y'}^*(s, z)}) (St(s, z, \tau) - \overline{St(s, z)}) d\tau / (\sigma_{u_{y'}^*}(s, z) \sigma_{St}(s, z)) \quad (3.9)$$

$$u_{y'}^*(s, z, \tau) = \vec{u}(s, z, \tau)^* |_{\Delta y' = 20\mu\text{m}} \cdot \vec{l}_n \quad (3.10)$$

ここで, $\vec{u}^*(s, z) |_{\Delta y' = 20\mu\text{m}}$ は, 壁面から y' 方向に $20[\mu\text{m}]$ 離れた位置での流速ベクトルを示す. またデータの区間は, 流れ場が定常状態になった ($t_1 = 2[\text{msec}] \leq t \leq t_2 = 20[\text{msec}]$) としている.

図 3.27 は, 熱流束 St と, その位置での y' 方向の流速 $u_{y'}^*$ の相関値 $r_{u^*, St}(s, z)$ (式 (3.9)) をすべてのランプ壁面の座標に適用した結果を示す. $s = 30 - 42[\text{mm}]$ の領域に, 相関値が $-0.6 \leq r_{u^*, St} \leq -1.0$ の領域がある. この位置は, 曲率を持つ剪断層が壁面に最も接近する領域である, 再付着点位置 $s = 32.3[\text{mm}]$ から, 境界層厚さが最小値をとり, ピーク熱流束の位置でもある $s = 39[\text{mm}]$ の領域と一致している. $s = 39[\text{mm}]$ 以降は, 剪断層は壁面に付着しているが, 曲率は持たず壁面に平行に流れるために, ゲルトラー渦は弱まり, 結果として, 上昇気流と下降気流は誘起されないため, $r_{u^*, St}$ もゼロに近づくと考えられる. ここで, 熱流束の瞬時値, 図 3.24 にあるような縦縞が, $r_{u^*, St}$ の相関マップ (図 3.27) にみられないのが若干気になるが, 熱流束の時間平均値, 図 3.10 では, 縦縞がみられないように, 相関値も時間方向に積分した値であるので, ゲルトラー渦特有の縦縞がなくなっているのではと推測する.

この図 3.27 の結果は, 著者らが提案するゲルトラー渦と熱流束の関係図 3.26 の正当性を示す証拠である. ここで, 熱流束と壁面の法線方向の流速 $u_{y'}^*(s, z)$ に, 壁面からの距離 $20[\mu\text{m}]$ を今回は, 使用して説明を行ったが, $20[\mu\text{m}]$ の距離に限ったことではなく, それより壁面から遠ざけても同様の相関マップが得られた.

ここで, 図 3.26 にあるようなゲルトラー渦と熱流束の関係の似たようなモデルは, これまでに提案されているが [16][17], 著者が行ったように, 実際に誘起された速度を定義し, それと熱流束との間の相関係数を求め, 統計的側面からこのモデルが正しいと主張している研究者は, 著者を除いて他にはいない.

3.4.4 ゲルトラー渦と熱流束の関係 (CavityA の場合)

図 3.28 には, CavityA 近傍の流れ場を示す. 壁面には, 壁での流線を示す. コンターは, xyz 座標系の z 軸を 30 度回転した $x'y'z$ 座標系 (図 3.3(a)) での, x' 軸の渦度 $\Omega_{x'}$ を示し, 式 (3.8) で定義される. Cavity が無い場合と同様に, 赤と青色のコンターが交互に存在しており, これは, x' 軸を回転軸とした, 右ねじ回りと左ねじ回りの流体の回転運動があることを意味する. x' 軸を回転軸とする縦渦, ゲルトラー渦列が Cavity のすぐ上を通過していることが確認できる. Cavity より下流域においては, 渦度 $\Omega_{x'}$ が弱まっていることが確認できる. これは, 剪断層が Cavity より下流域では, 曲率を持たず, 壁面に平行に流れたためにゲルトラー渦列が弱まり, 渦度 $\Omega_{x'}$ が小さくなったと考える. Cavity が無い場合と同様に, この $\Omega_{x'}$ のコンターが示す, ゲルトラー渦列はスパン方向に位置が決まらず, 位置が左右上下に変化する非定常性がみられ, その程度は, Cavity が無い場合より, 大きかった.

図 3.29 には, CavityA の後縁壁近傍の熱流束の瞬時値を示す. $-1 \geq s \geq 0$ が後縁壁の位置に相当する. 後縁壁の熱流束の瞬時値は, z 方向断面によってほとんどゼロのところもあれば, $St=0.45$ となり Cavity が無い場合のピーク値の 25 倍をとる断面もあり, ばらつき幅が大きい分布であることが分かる. このピークの位置は, 決まっていなく, スパン方向左右に時間変化する結果となった.

Cavity が無い場合と同様に, 図 3.30 に, Cavity がある場合の, ゲルトラー渦列と熱流束の関係を推定した. Cavity のすぐ上を通過するゲルトラー渦列により, 上昇気流 (upstream) と下降気流 (downstream) の流れが誘起される. 下降気流の位置では, 900[K] まで加熱された高温の剥離剪断層 (図 3.21) が, Cavity の中に押し入れられ, Cavity 後縁壁に衝突し, 激点を形成し, 図 3.29 にあるような hot spot (平板のピーク値の 25 倍の熱流束) を作る. 一方で, 上昇気流の位置では, 高温の剥離剪断層は, Cavity の中に入らず, Cavity 後縁壁との衝突は, 空振りに終わる. そのため, 図 3.29 にあるようなほとんどゼロの熱流束の断面を作ると推定する.

以上のゲルトラー渦列と Cavity 後縁壁の熱流束の関係が正しいことを確認するために, Cavity が無い場合と同様に, Cavity 後縁壁の熱流束と, ゲルトラー渦列により誘起された y' 方向の流速の相関関係を調べた.

具体的には, 図 3.31 にあるような Cavity 後縁壁から $\Delta x'$ だけ離れた位置に検査面を考える. その検査内の $z=\text{const.}$ の線上の y' 方向の流速成分 $u_{y'}^*(\Delta y, z, \tau)$ (式 (3.12)) と, 同じ $z=\text{const.}$ の後縁壁のピーク熱流束 $(St(z, \tau)|_{s=0})$ との間の相関係数 $r_{u^*, St}(\Delta y, z)$ (式 (3.11)) を調べた.

$$r_{u^*,St}(\Delta y, z) = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} (u_{y'}^*(\Delta y, z, \tau) - \overline{u_{y'}^*(\Delta y, z)})(St(z, \tau)|_{s=0} - \overline{St(z)}|_{s=0}) d\tau / (\sigma_{u_{y'}^*}(\Delta y, z) \sigma_{St|_{s=0}}(z)) \quad (3.11)$$

$$u_{y'}^*(\Delta y, z, \tau) = \vec{u}^*(\Delta y, z, \tau) \cdot \vec{l}_n \quad (3.12)$$

ここで、 $St(z, \tau)|_{s=0}$ は、ある $z=\text{const.}$ 断面の $s=0$ (Cavity 後縁壁のエッジ) での熱流束を表し、その断面の後縁壁のピーク熱流束に相当している。またデータの区間は、流れ場が定常状態になった ($t_1=0.3[\text{msec}] \leq t \leq (t_2=0.91[\text{msec}])$) としている。

図 3.32, 図 3.33, 図 3.34, 図 3.35 に、それぞれ、 $\Delta x'=6, 3, 0.5, 0.2[\text{mm}]$ の位置の検査面全域に $r_{u^*,St}(\Delta y, z)$ (式 (3.11)) を適用した結果を (a) に示し、各 $\Delta x'$ 位置での、 x' 方向渦度の瞬時値のコンターを (b) に示す。

$r_{u^*,St}(\Delta y, z)$ が -1 に近い値を示すことは、 $z=\text{const.}$ の線上の y' 方向の流速成分 $u_{y'}^*(\Delta y, z, \tau)$ が減速したときに (ゲルトラー渦列による下降気流が発生したときに)、同じ $z=\text{const.}$ の後縁壁のピーク熱流束 ($St(z, \tau)|_{s=0}$) が上昇することを示す。またその逆、 $u_{y'}^*(\Delta y, z, \tau)$ が増速したときに (ゲルトラー渦列による上昇気流が発生したときに)、後縁壁のピーク熱流束が減少することを示す。

図 3.32-図 3.35 より、 $r_{u^*,St}(\Delta y, z)$ が -1 に近い領域と、 x' 方向渦度がある領域がほぼ一致していることが確認できる。また、 $\Delta x'$ が小さくなり壁に近づくに従い、相関値 $r_{u^*,St}(\Delta y, z)$ と x' 方向渦度の分布が壁面に近づいている。このことは、図 3.31 にあるようにゲルトラー渦列が後縁壁に近づくに従い、曲率を持つため壁面に近づき、ゲルトラー渦列により誘起された上昇気流と下降気流が Cavity 後縁壁の熱流束に大きな影響力を持つことの証拠である。また図 3.32-図 3.35 の相関コンターの $z=50[\text{mm}]$ の中心付近で相関値が小さいが、これは、図 3.17 にあるようにスパン方向の中心部では、Cavity 後縁壁の熱流束は小さく、これは、スパン方向の中心部の剥離泡は大きく Cavity が完全に剥離泡に含まれてしまい、Cavity 後縁壁とゲルトラー渦列を伴った剪断層との干渉が起きにくいからと考えられる。また、図 3.35 において、 $\Delta y' \leq 1$ の Cavity の中において、非常に大きい負の相関がみられるが、これは、この検査断面が Cavity 後縁壁からわずか、 $0.2[\text{mm}]$ の距離しか離れていないので、Cavity 後縁壁の衝突した剪断層が向きを変えて、Cavity 後縁壁に沿って底壁に向かう流れを捉えていると考える。

以上より、著者らが、提案する CavityA の後縁壁の熱流束とゲルトラー渦列の関係図 3.30 の正当性が示された。

図 3.36 に熱流束の生波形を示す。図 3.36(b) に、 $z=75[\text{mm}]$ 断面の、Cavity 後縁壁エッジでの熱流束 $St(z)|_{s=0}$ の生波形を示す。波形は、熱流束の ON 時間と OFF 時間がはっきりと分かれた間欠的な分布をしている。これは、ゲルトラー渦列に誘起された上昇気流

と下降気流に起因する熱流束の分布の特徴といえる。ON 時間は、下降気流のタイミングで、と OFF 時間は上昇気流のタイミングを意味する。

続いて、ゲルトラー渦列の影響がない場合についてみる。図 3.36(c) には、比較として、Cavity の形状は同じでもゲルトラー渦列の影響のない場合 (CavityB) の熱流束の分布を示す。ゲルトラー渦列がある場合の図 3.36(b) とは大きく違い、ほぼ正規分布に従った分布になる。また、参考値として、図 3.36(a) に、より正規分布に近い Cavity なしのピーク値の生波形も示してある。

図 3.37 には、ゲルトラー渦列の影響の場合 (CavityB) の Cavity 後縁壁近傍の熱流束の瞬時値を示す。ゲルトラー渦列がある場合の図 3.29 とは大きく違い、どの z 断面も一様に熱流束が分布していることが分かる。

熱流束の変動幅について、表 3.4 にまとめる。ゲルトラー渦列の影響がある CavityA は、影響がない CavityB より、10 倍変動幅があることが分かる。参考値として、Cavity なしのピーク値の変動幅も示してある。

ゲルトラー渦列の影響がある CavityA と影響がない CavityB の流れ場を直感的に理解してもらうために、図 3.38 を示す。等値面は Swirl 関数 ($Swirl = (\text{curl}(\mathbf{u}) \cdot (\rho\mathbf{u})) / (\rho\mathbf{u})^2$) を示し、剪断層の一部を示す。ゲルトラー渦列の影響がある場合 (a): CavityA は、Cavity 後縁壁に高温の剪断層が間欠的に衝突する様子が分かる。ゲルトラー渦列の影響がある場合 (b): CavityB は、Cavity 後縁壁に剪断層が一様に衝突していることが分かる。

最後に、ゲルトラー渦列を含む極超音速の剪断層の真下に Cavity を設置したものは、著者らを除いてこれまで誰もいない。従って、ゲルトラー渦列が Cavity 内の熱流束へ与える影響を明らかにし、そのメカニズムの正当性を統計的に示したモデル図 3.30、図 3.31 は、著者らのオリジナルのモデルであり、本論文の最も重要な結論である。

3.5 本章の結論

マッハ数 $M_\infty=8.1$ 、単位レイノルズ数 $Re=6.1 \times 10^6 [m^{-1}]$ の極超音速流中に設置された水平面長さ 130[mm] でランプ面角度 30[deg] からなる圧縮コーナーに Cavity(幅 10[mm], 高さ 1[mm]) を設置した流れ場について、3次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式による計算と実験を行った。特にここでは、CavityA(設置位置; ゲルトラー渦列を含む極超音速の剪断層の再付着点) とその比較用として、CavityB(設置位置; CavityA の x 方向に 10mm 下流で剪断層は壁に付着しており、壁に沿った流れの位置) について調査を行った。以下に得られた結論をまとめる。

ゲルトラー渦列を含む極超音速の剪断層の再付着点に OpenCavity を設置 (CavityA) した場合、Cavity がいない場合のピーク値の 10 倍のピーク値が Cavity 後縁壁エッジに生じた。また、CavityA の後縁壁の熱流束は、極超音速剪断層が Cavity 後縁壁に衝突するタイミ

ングに大きい熱流束 (平板のピーク値の 25 倍の熱流束) を生じさせ、衝突しない場合は、Cavity 後縁壁の熱流束はほとんどゼロになる。この極超音速剪断層の Cavity 後縁壁への衝突は、極超音速剪断層に含まれるゲルトラー渦列が誘起した流れが強く影響を与えていることが分かった。

従来までの OpenCavity の熱流束の認識である、変動がなく静かで、その程度は小さいに属さない、OpenCavity の新しい側面を示すことが出来た。以下に詳細に結論を述べる。

- CavityA について、後縁壁による逆圧力勾配の影響のため、CavityA が無い場合と比較して、剥離泡が大型化した。(図 3.6, 図 3.7)
- CavityA, B の後縁壁にて熱流束は、ピーク値を持ち、Cavity が無い場合のピーク値のそれぞれ、10 倍と 7 倍となった。(図 3.19, 表 3.3(a))
- CavityA, B の後縁壁の平均熱流束と Cavity が無い場合のピーク値を比較した場合、2.8 倍と 1.1 倍となった。(表 3.3(b))
- CavityA の後縁壁には、900[K] まで加熱された剥離剪断層が衝突する流れ場となり、後縁壁には澱点が形成され熱流束がピークを持ったと考える。(図 3.21)
- Cavity がない場合について、計算結果より、境界層再付着点近傍の剪断層は、曲率を持つために、遠心力が作用し、ゲルトラー渦列が存在していることが分かった。そのために、熱流束瞬時値分布には、流れ方向に沿う縞がみられた。(図 3.23, 図 3.24)
- ランプ面上の熱流束と、ランプ面の法線方向の速度 (壁面から 20[μm] の位置) の間の相関係数 $r_{u^*, St}$ (式 (3.9)) を調べたところ、境界層再付着点近傍 (言い換えると、曲率を持つ剪断層が壁面に最近接する位置) で、相関係数が $-0.6 \leq r_{u^*, St} \leq -1.0$ となった (図 3.27)。これは、ゲルトラー渦列により誘起された上昇気流と、下降気流により熱流束の増減が影響を受けていることを表わしていると考えられる。(図 3.26)
- CavityA の後縁壁のすぐ上方に、ゲルトラー渦列を含む極超音速の剪断層が通過する流れ場となった。(図 3.28)
- CavityA 後縁壁から $\Delta x'$ だけ離れた位置に検査面を考え (図 3.31)、その検査内の y' 方向の流速成分と後縁壁エッジ ($s=0$) での熱流束との間の相関係数 $r_{u^*, St}$ (式 (3.11)) を調べたところ、ゲルトラー渦列が通過している位置において、相関係数が $-0.6 \leq r_{u^*, St} \leq -1.0$ となった (図 3.32 - 図 3.35)。これは、ゲルトラー渦列により誘起された上昇気流の位置では、剥離剪断層は CavityA の中に入りにくくなり、CavityA 後縁壁との衝突が起きない。一方で、下降気流の位置では、剥離剪断層は Cavity の中に押し入れられ、後縁壁と衝突するために大きい熱流束が生じると考えられる。(図 3.30)

- そのために，CavityA 後縁壁エッジ ($s=0$) の熱流束の時系列データは，変動幅が大きだけでなく，間欠的な分布をとり，熱流束の ON 時間と OFF 時間がはっきり分かれていた (図 3.36(b))．ON 時間に相当するのがゲルトラー渦列による下降気流であり，OFF 時間に相当するのが，ゲルトラー渦列による上昇気流であると考えられる．
- CavityA と同じ形状をする CavityB の場合は，切断層の流線はランプ面に平行であり，ゲルトラー渦列が存在していないため，上記のような CavityA の特徴はみられなく，熱流束が小さく (CavityA の 3-4 割)，変動幅も小さい (CavityA の 1 割程度)(図 3.36(c))，一般的な OpenCavity の流れ場となった．(図 3.22)
- 以上より，一般的に熱流束が小さく，流れが安定する OpenCavity であっても，そこにある流線が曲率を持ちゲルトラー渦列がある場合は，全く異なる流れ，CavityA になる．(図 3.38(a))

表 3.1 一様流条件

総圧 P_0 [MPa]	総温 T_0 [K]	マッハ数 M_∞	単位レイノルズ数 Re [1/m]
4.0	900	8.1	6.185×10^6

表 3.2 計算条件

(a) 格子点数

	Cavity なし	CavityA	CavityB
格子点数	17,928,320	30,738,960	19,512,000
$\xi \times \eta \times \zeta$	$320 \times 109 \times 514$	$360 \times 133 \times 642$	$360 \times 100 \times 542$
最小格子サイズ [μm]	20	5	5

(b) CFL

	Cavity なし	CavityA	CavityB
CFL	1.5	0.2	0.9
時間刻み Δt [nsec]	2.3	0.3	1.3
合計時間 $\Sigma \Delta t$ [msec]	20	0.91	0.86

(c) 境界条件

(1) 流入部	一様流条件
(2) 流出部	ζ 方向, 0 次外挿
(3) 壁面	等温壁条件, ($T_w=300$ [K])
(4) 底面	ξ 方向, 0 次外挿
(5) 両サイド	一様流条件
上面	一様流条件

表 3.3 熱流束の時間平均値

(a) ピーク値 $\overline{St_z}$

Cavity なし (再付着点直後)	CavityA (Cavity 後縁壁)	CavityB (Cavity 後縁壁)
0.018	0.180	0.126

(b) Cavity 後縁壁の平均値 $\overline{St_{zs}}$

CavityA	CavityB
0.051	0.021

表 3.4 熱流束のピーク値の標準偏差 $\sigma(St)$ ($z=-75$ [mm] 断面)

Cavity なし	CavityA	CavityB
1.6×10^{-3}	1.6×10^{-1}	1.2×10^{-2}

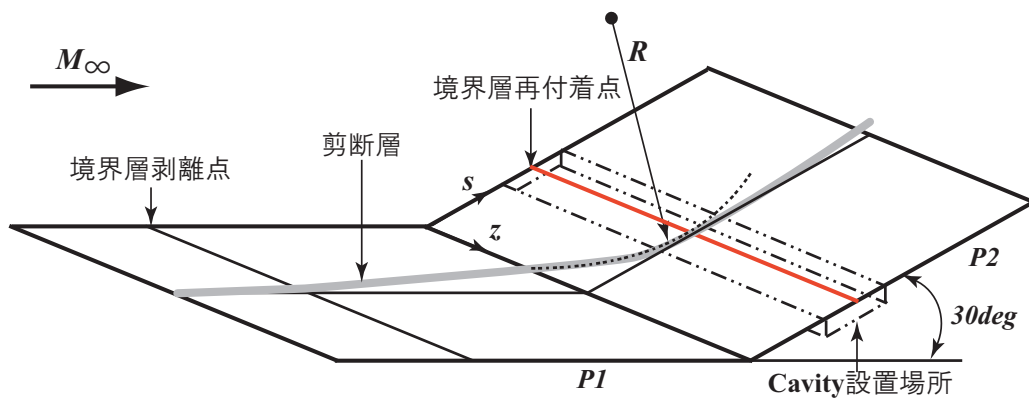


図 3.1 流れ場の概略図

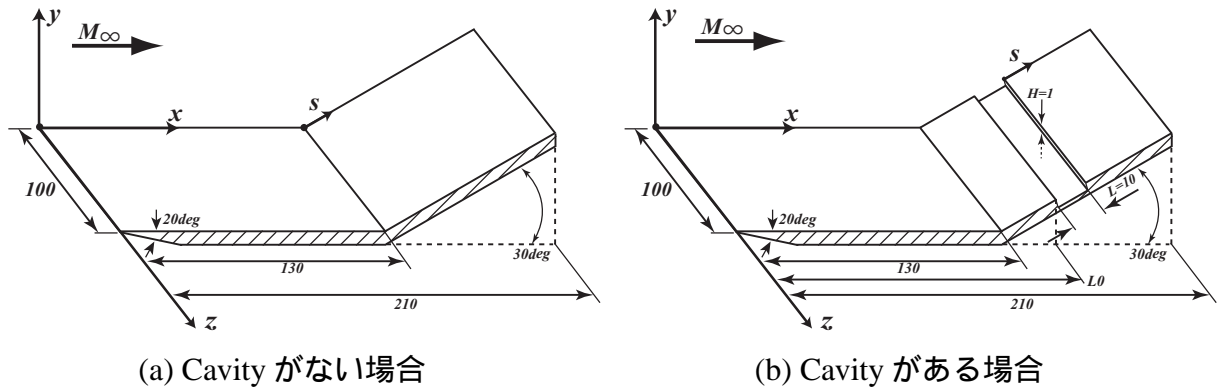


図 3.2 計算モデル

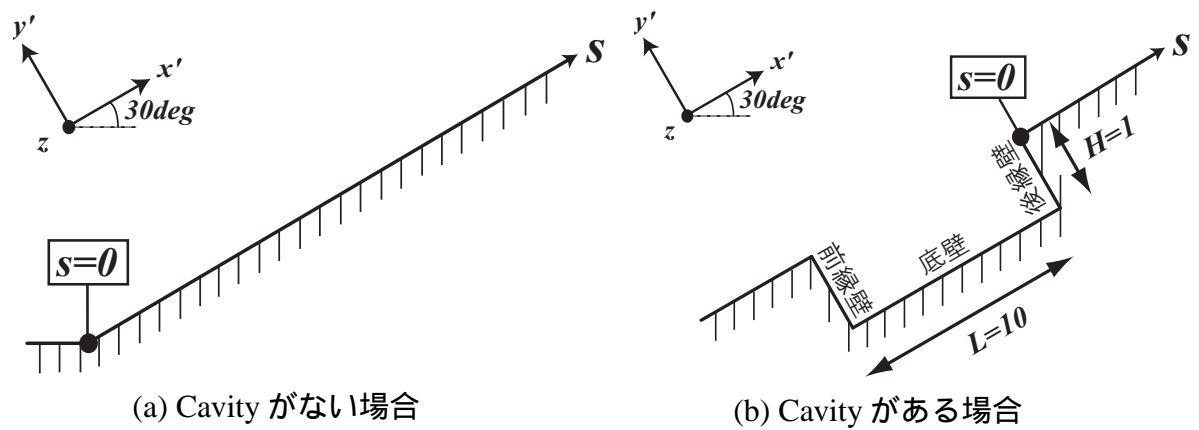


図 3.3 ランプの座標系

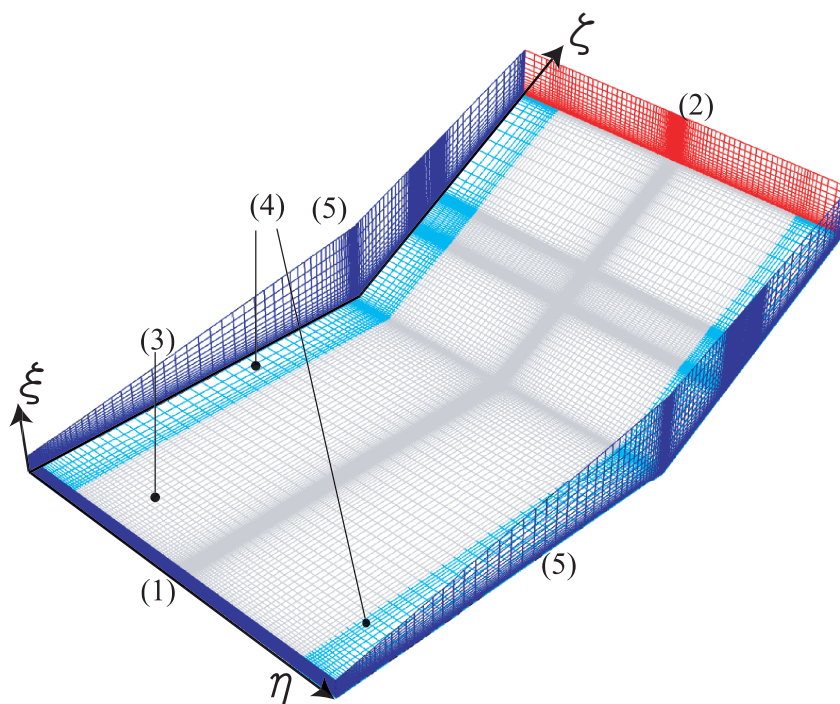


図 3.4 計算格子，Cavity がある場合



図 3.5 実験模型の写真，CavityA の場合

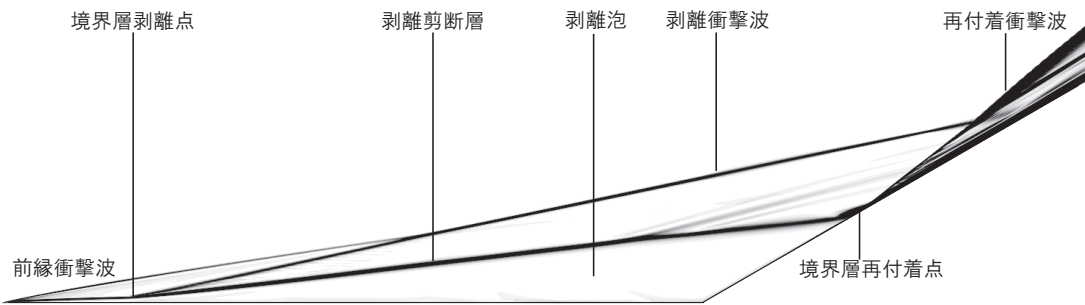


図 3.6 密度の空間勾配分布 (計算), Cavity がない場合

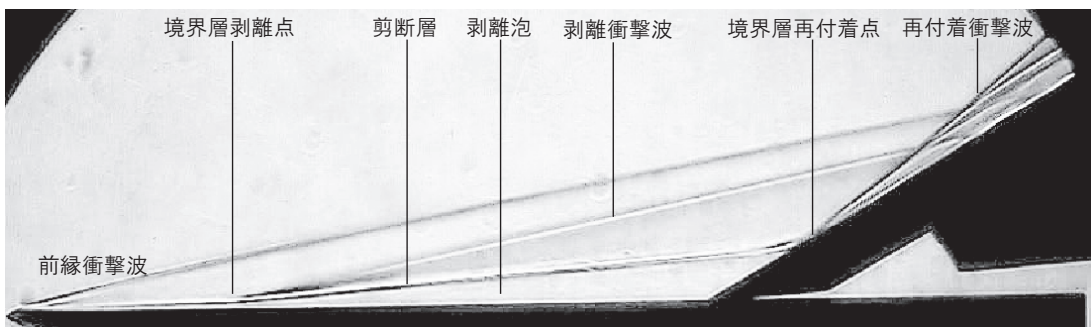


図 3.7 シュリーレン写真(実験), Cavity がない場合

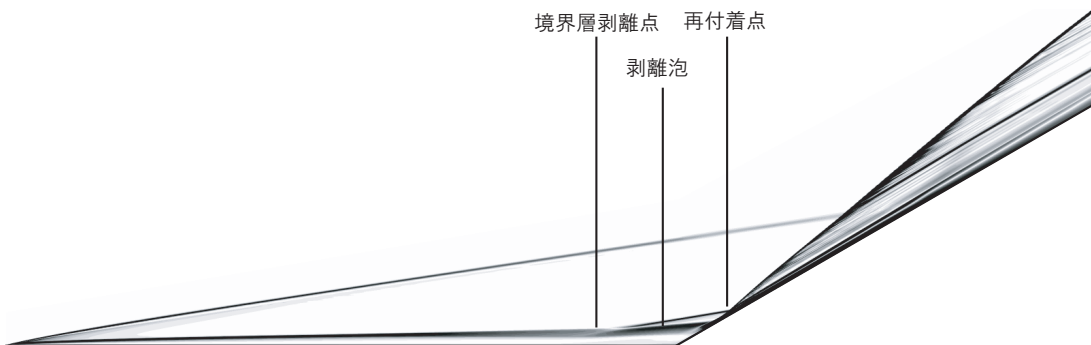


図 3.8 密度の空間勾配分布 (計算; Spalart-Allmaras 乱流モデル), Cavity がない場合

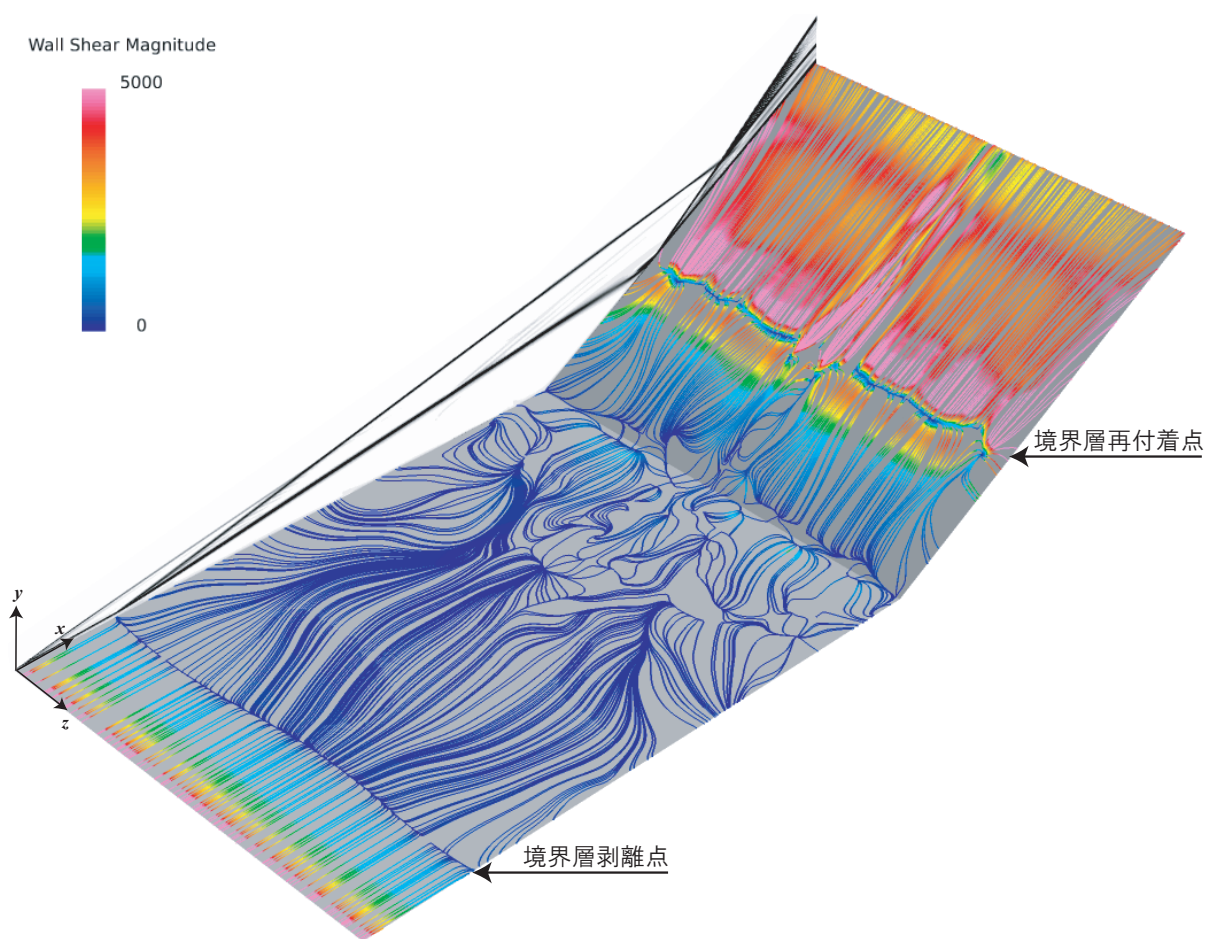


図 3.9 壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), Cavity がない場合

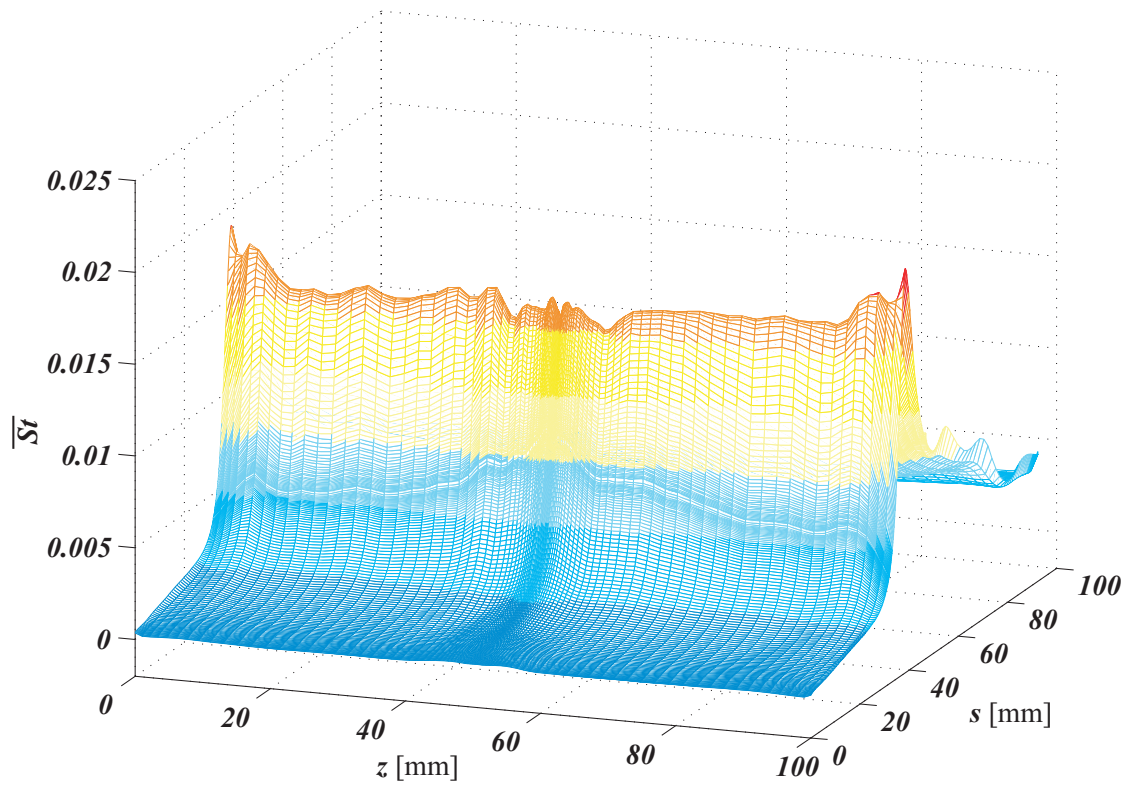


図 3.10 熱流束の分布 \overline{St} , Cavity がない場合

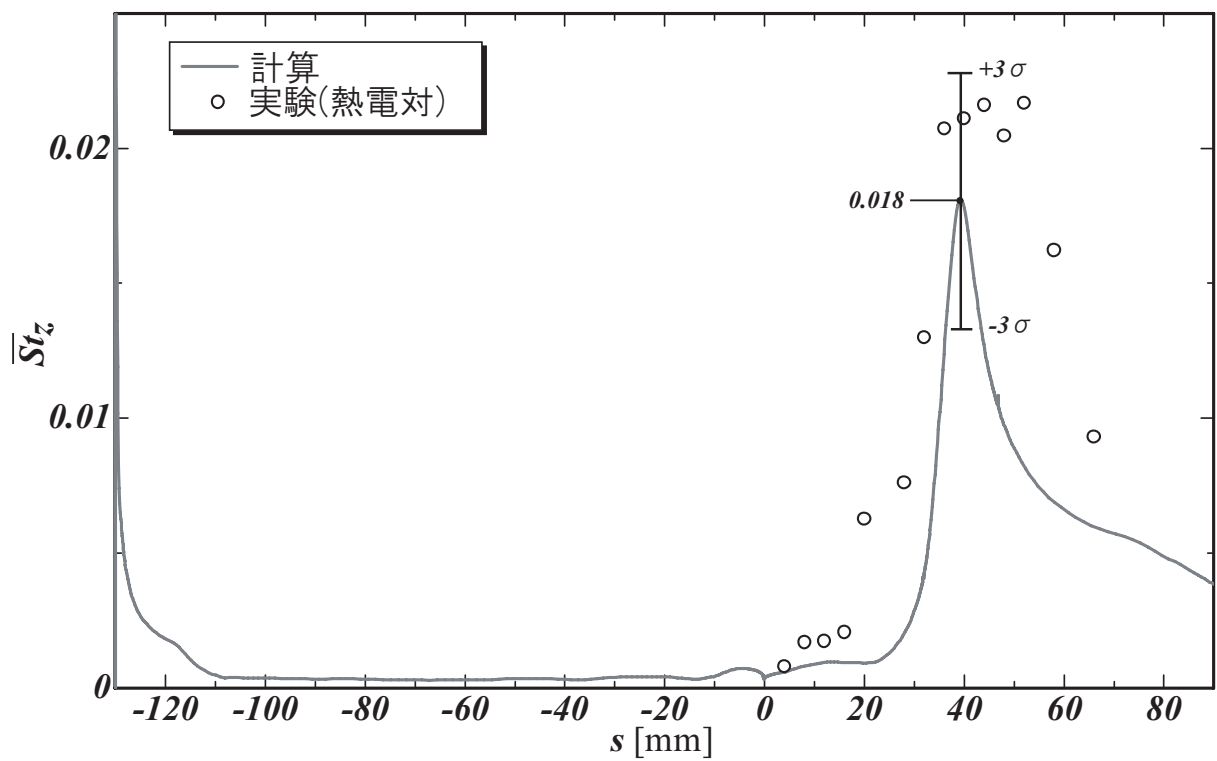


図 3.11 熱流束のスパン方向断面平均値 \overline{St}_z , Cavity がない場合

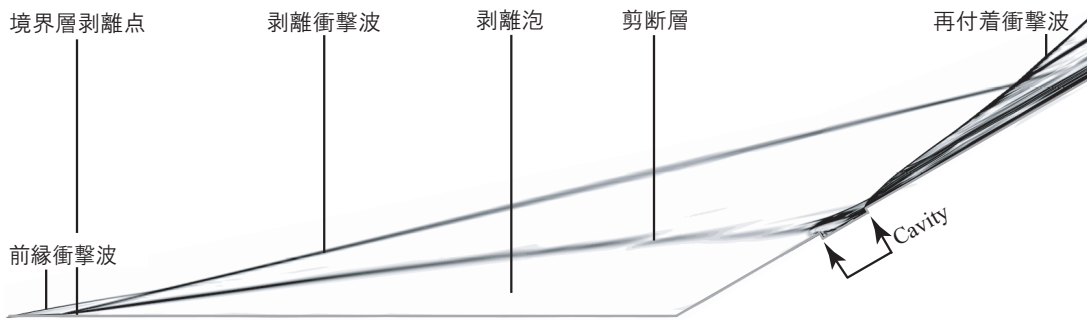


図 3.12 密度の空間勾配分布 (計算), CavityA の場合

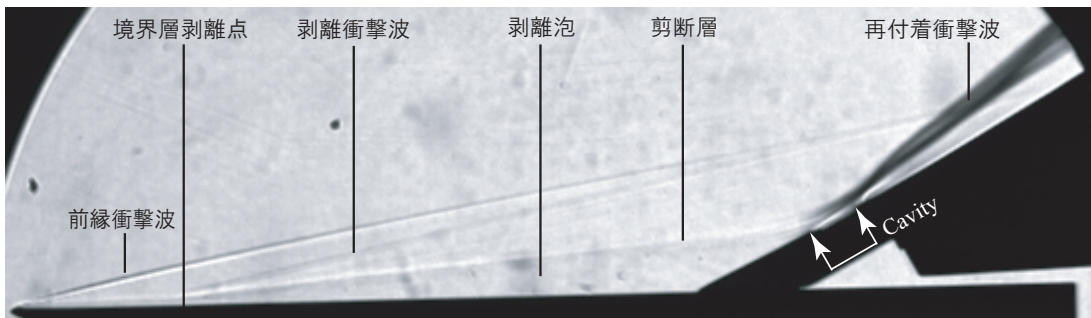


図 3.13 シュリーレン写真 (実験), CavityA の場合

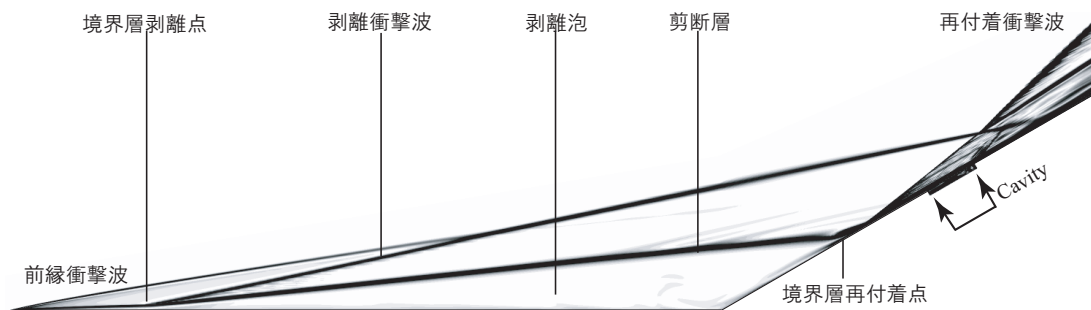


図 3.14 密度の空間勾配分布 (計算), CavityB の場合

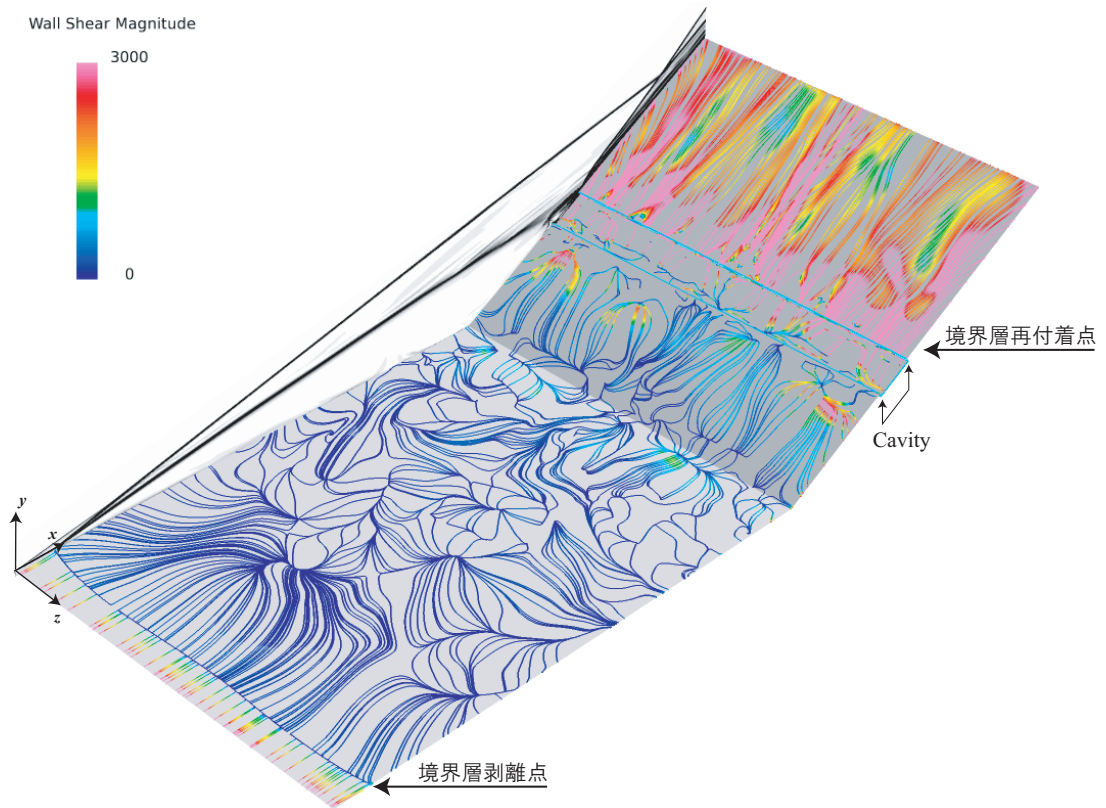


図 3.15 壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), CavityA の場合

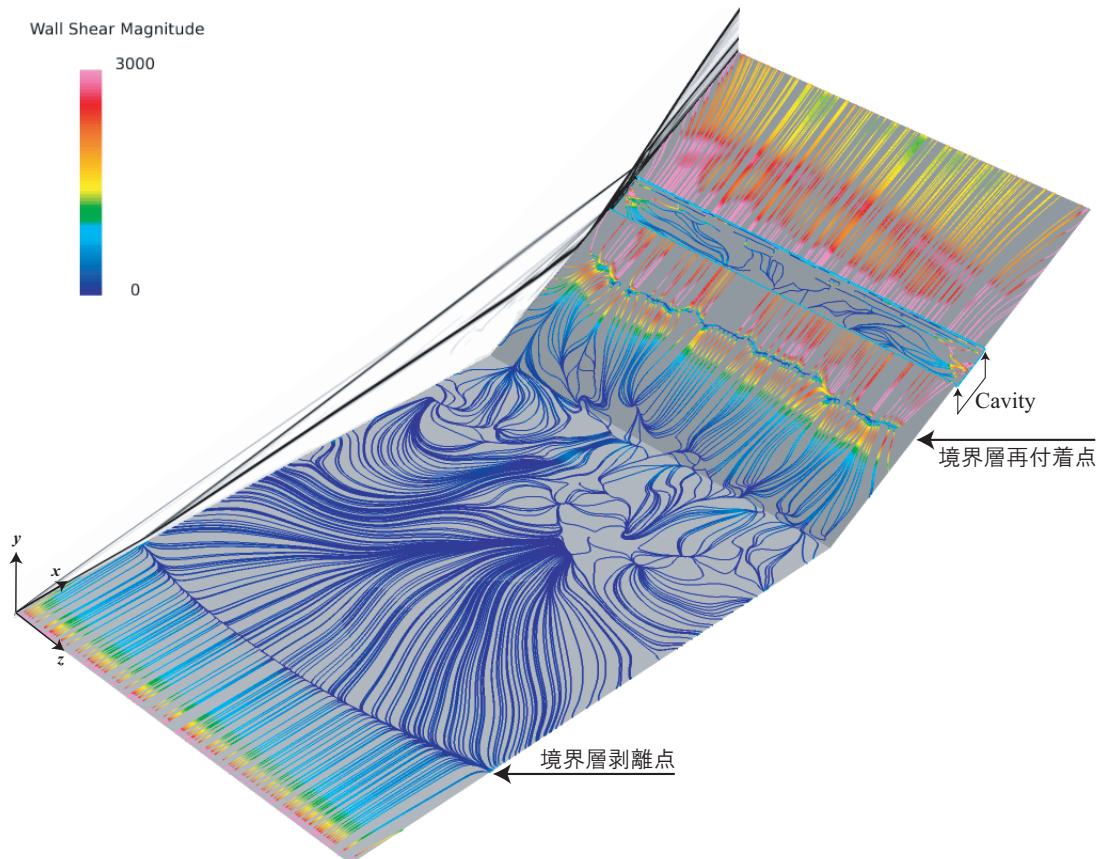


図 3.16 壁面の流線 (カラー; 壁面剪断応力), CavityB の場合

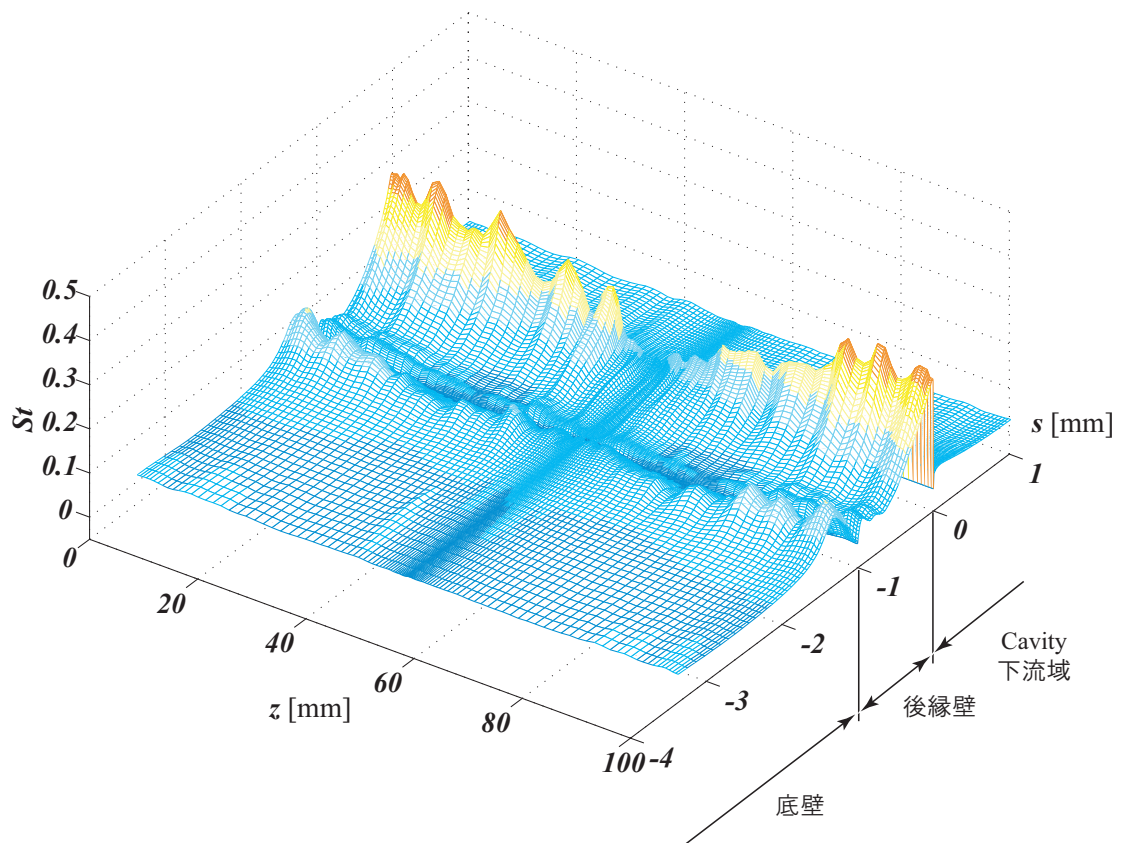


図 3.17 熱流束の分布 \overline{St} , CavityA の場合

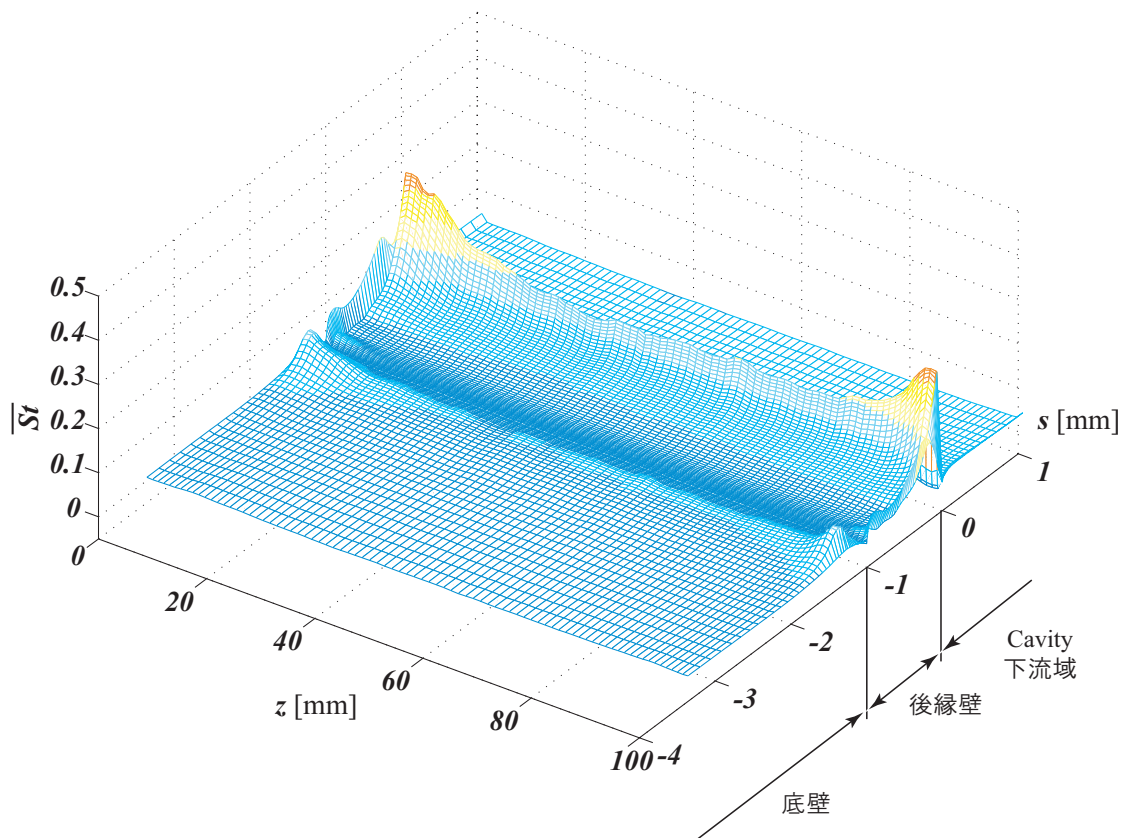


図 3.18 熱流束の分布 \overline{St} , CavityB の場合

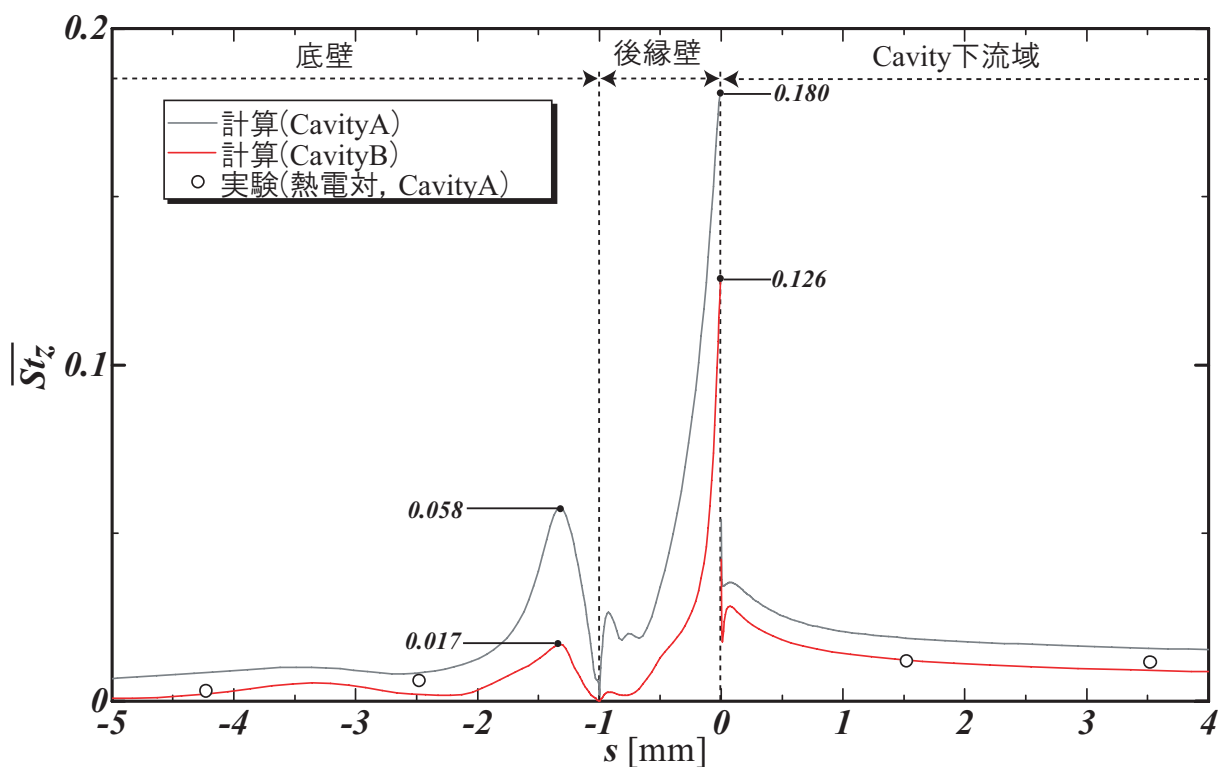


図 3.19 熱流束のスパン方向断面平均値 $\overline{St_z}$, Cavity がある場合

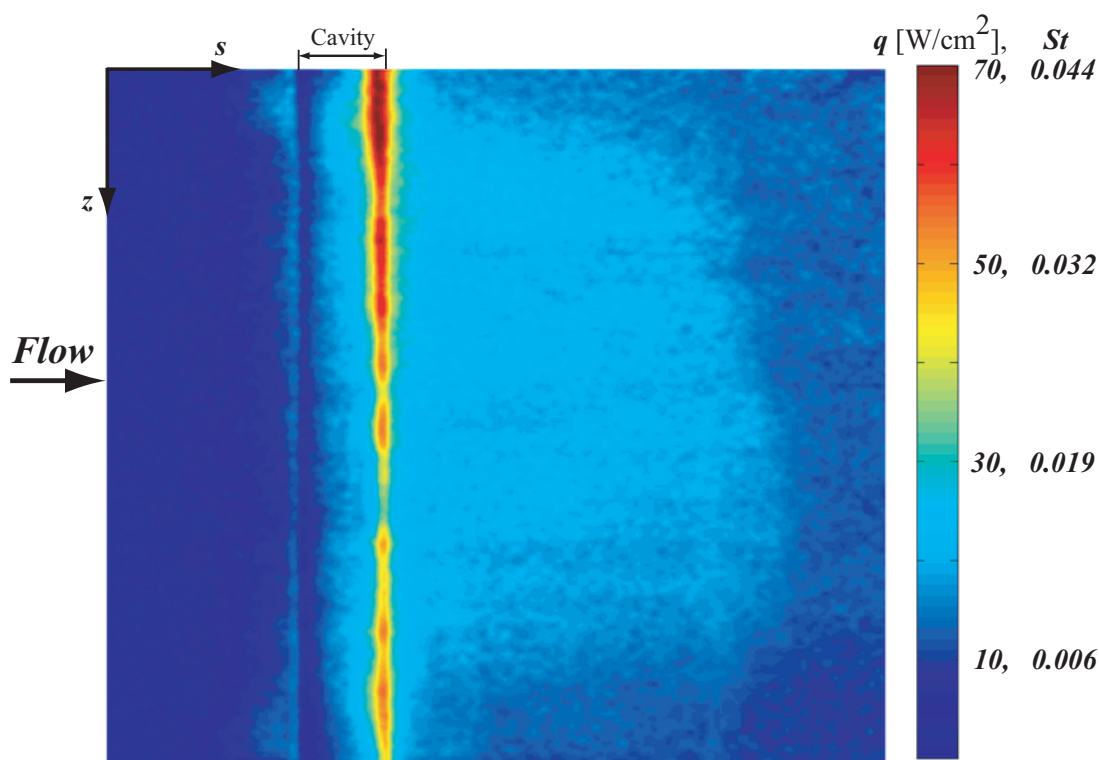
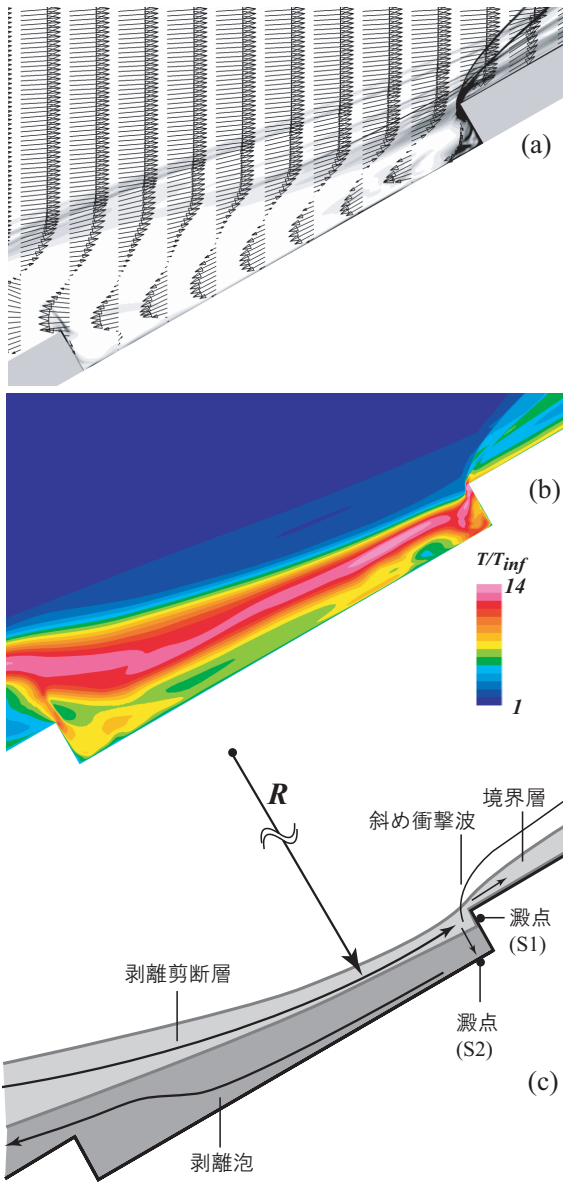
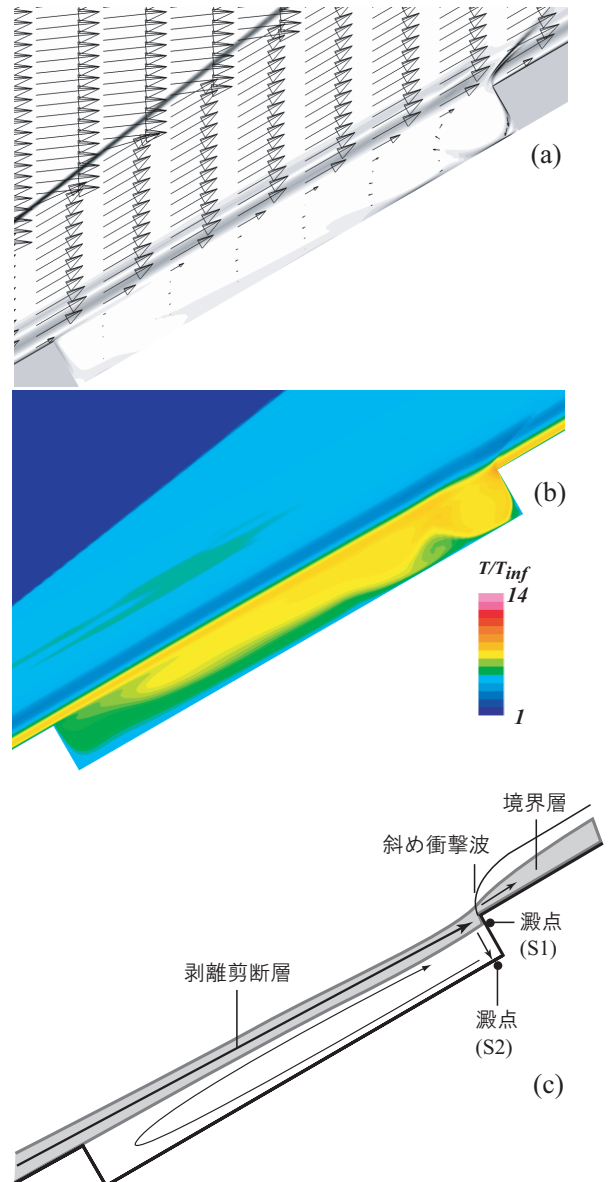


図 3.20 熱流束分布 (TSP) , CavityA の場合



(a): 速度ベクトル, (b): 温度分布, (c): 模式図

図 3.21 CavityA 近傍の流れ場



(a): 速度ベクトル, (b): 温度分布, (c): 模式図

図 3.22 CavityB 近傍の流れ場

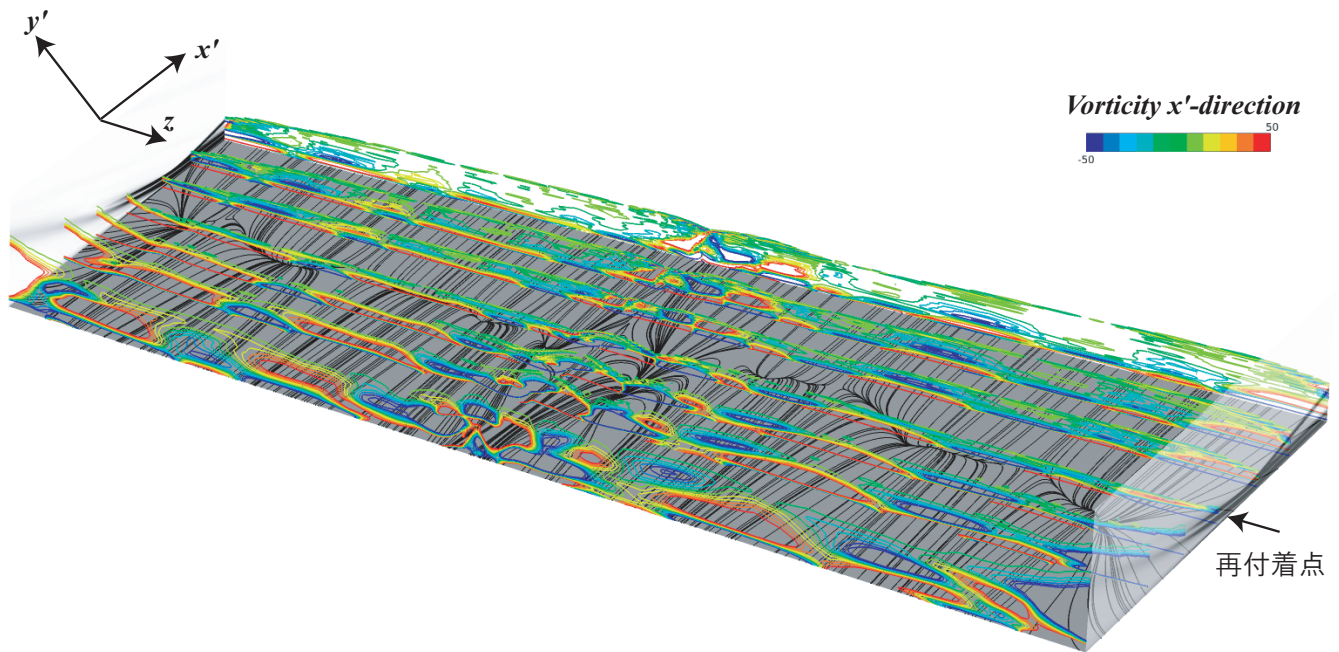


図 3.23 x' 方向渦度の瞬時値のコンター，Cavity がない場合 (再付着点近傍)

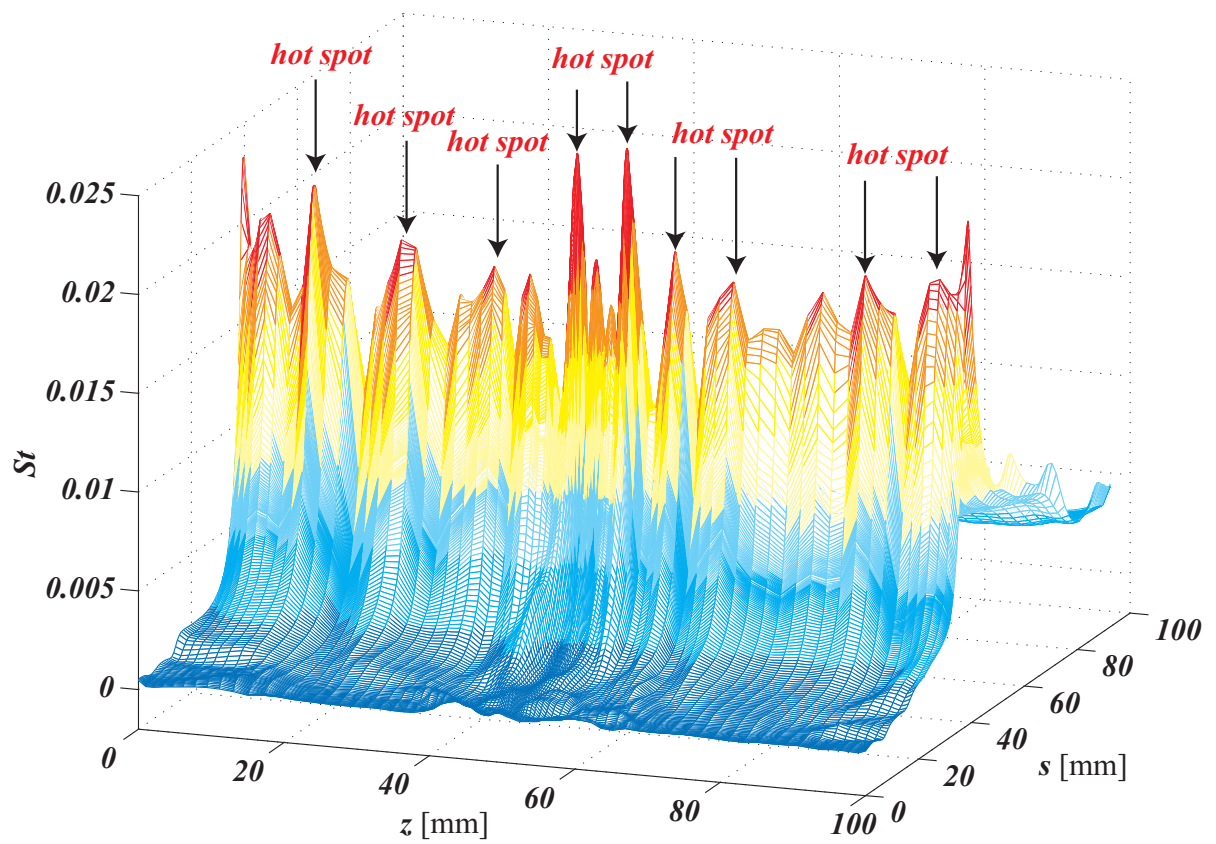


図 3.24 熱流束の瞬時値，Cavity がない場合

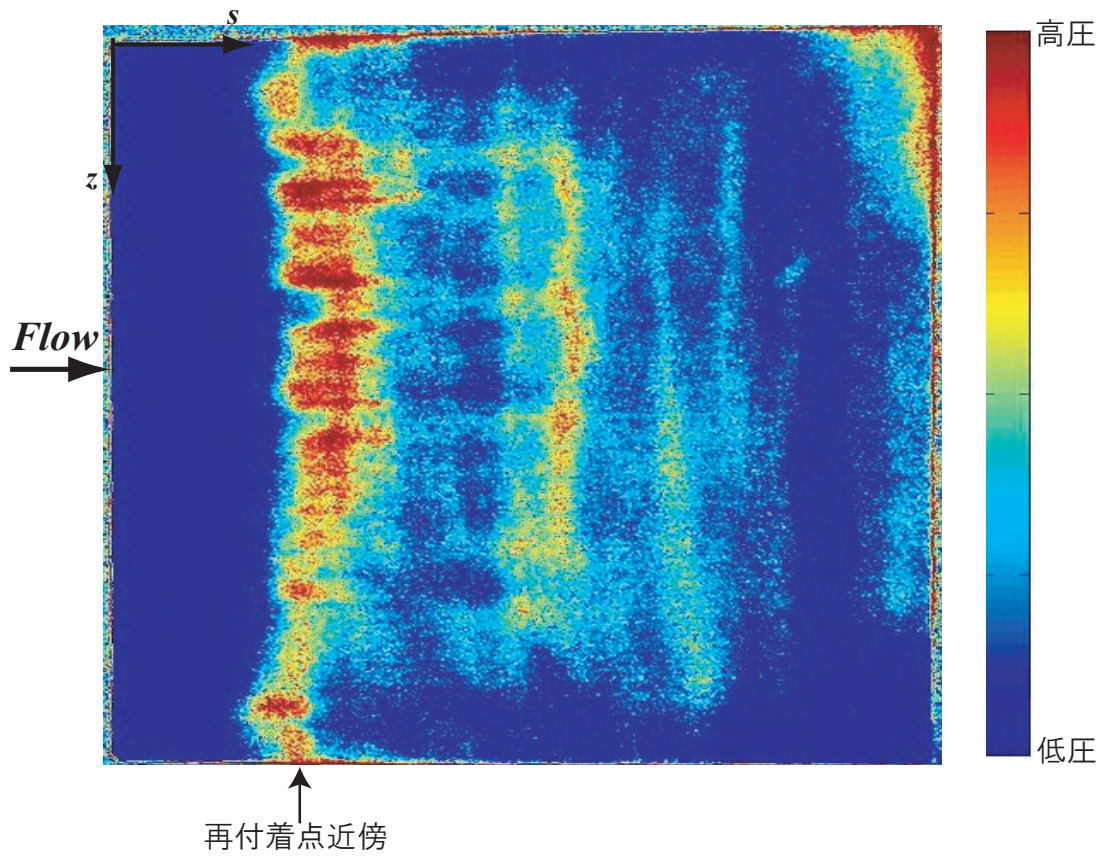


図 3.25 ランプ面の圧力分布 (感圧塗料; PSP) , Cavity がない場合

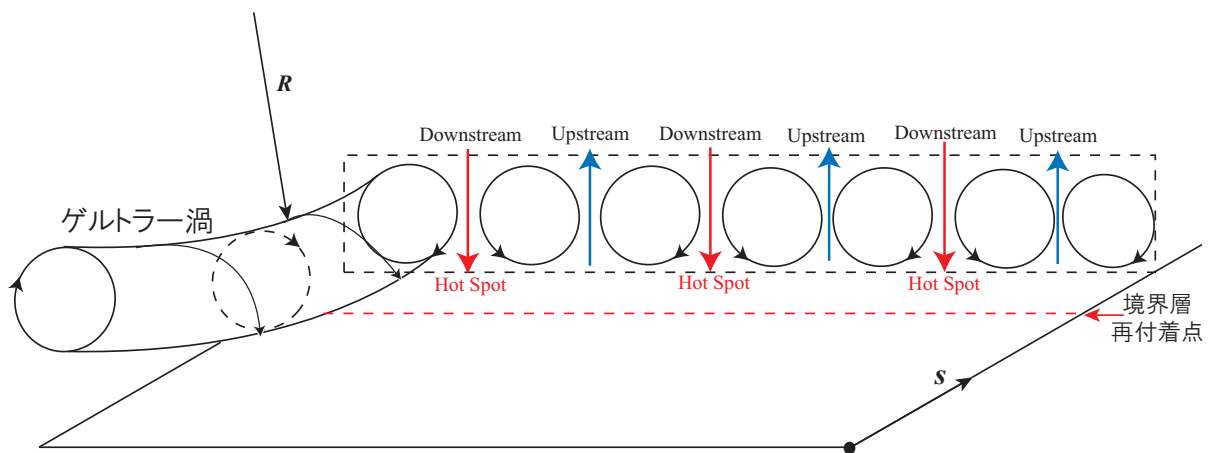


図 3.26 ゲルトラー渦列と再付着点近傍の熱流束の関係図

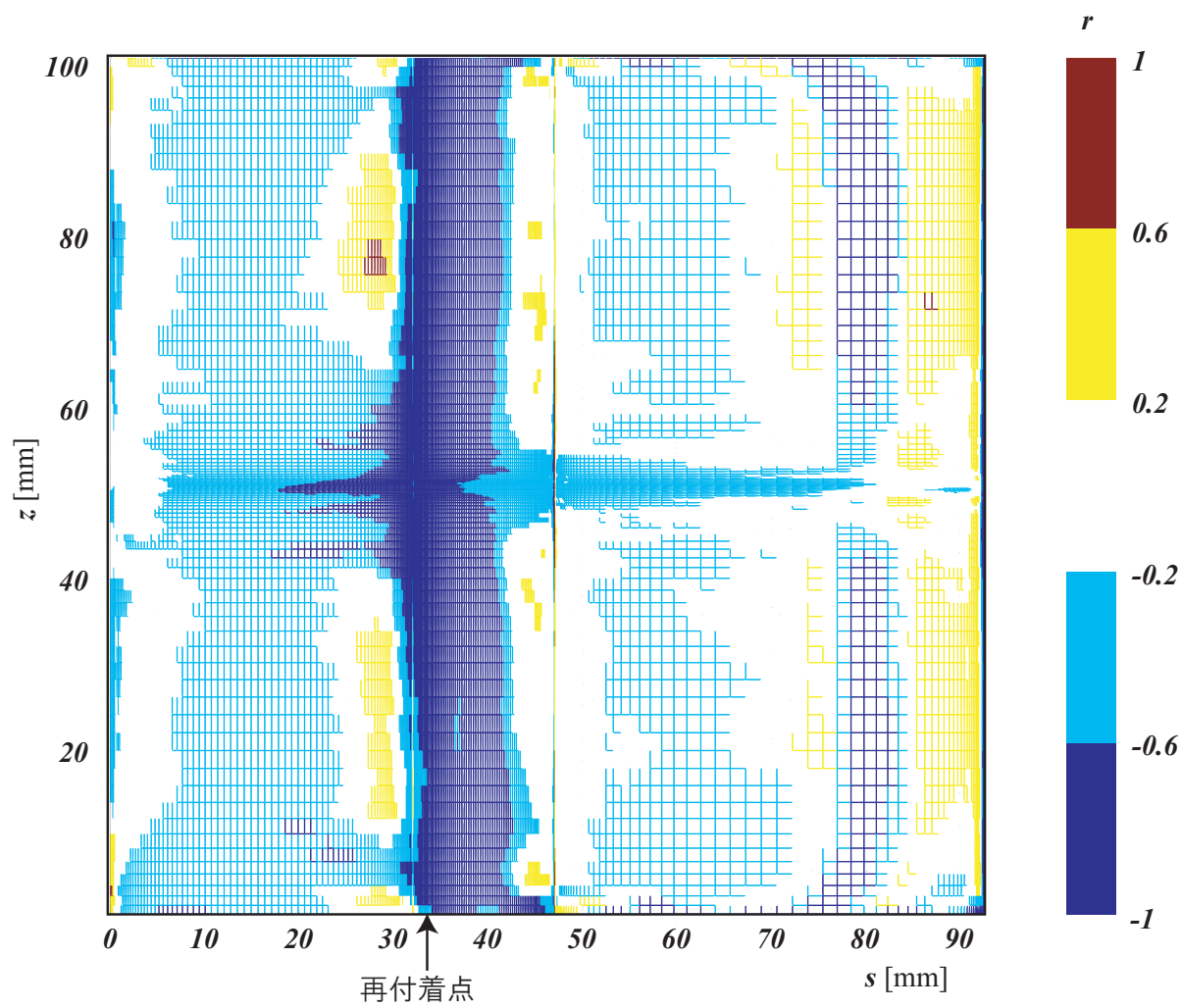


図 3.27 ゲルトラー渦列と熱流束の相関値のコンター

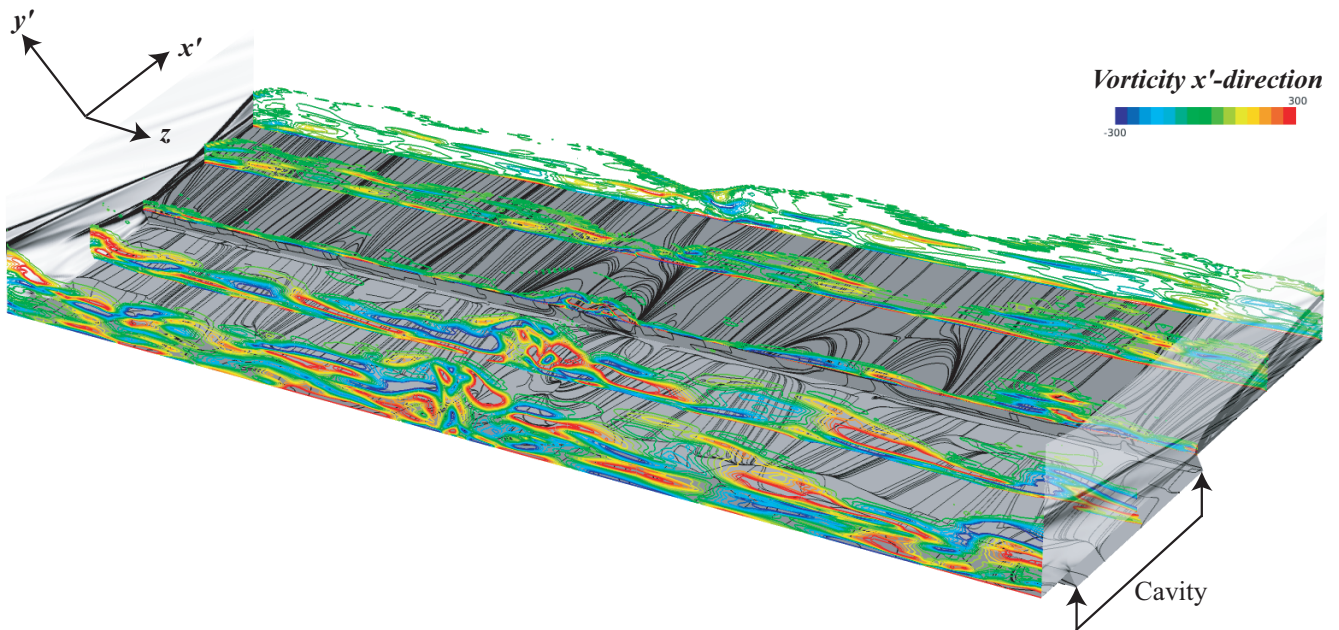


図 3.28 x' 方向渦度の瞬時値のコンター (CavityA の近傍)

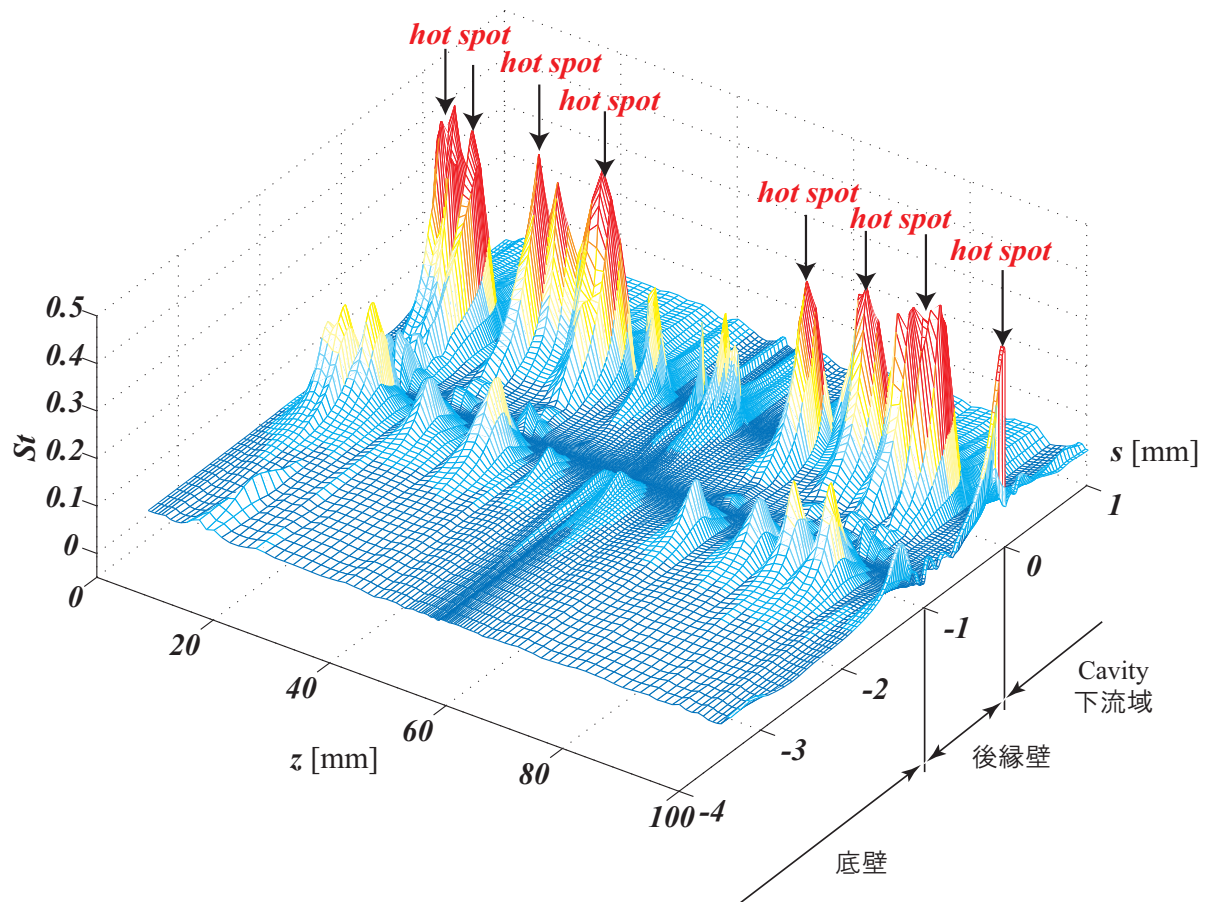


図 3.29 熱流束の瞬時値, CavityA の近傍

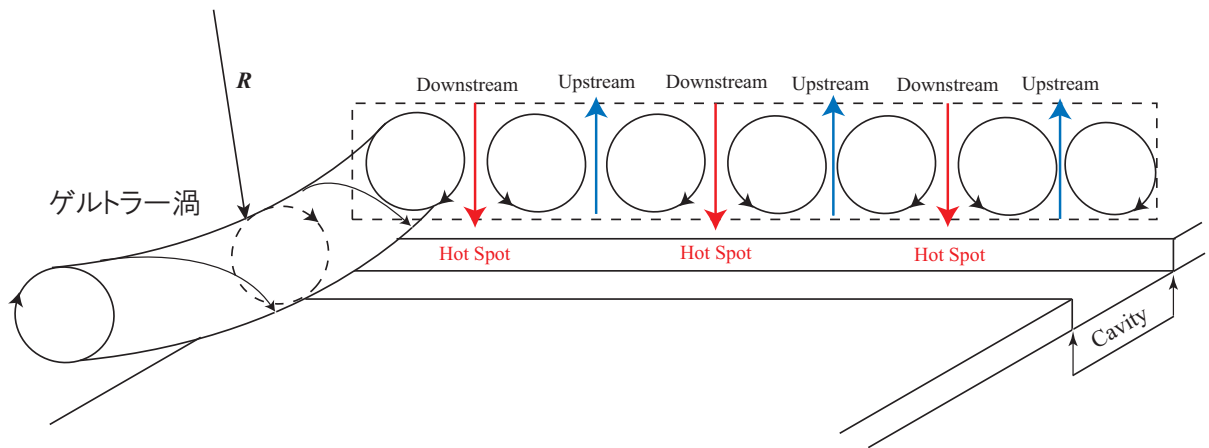


図 3.30 ゲルトラー渦列と Cavity 後縁壁の熱流束の関係図

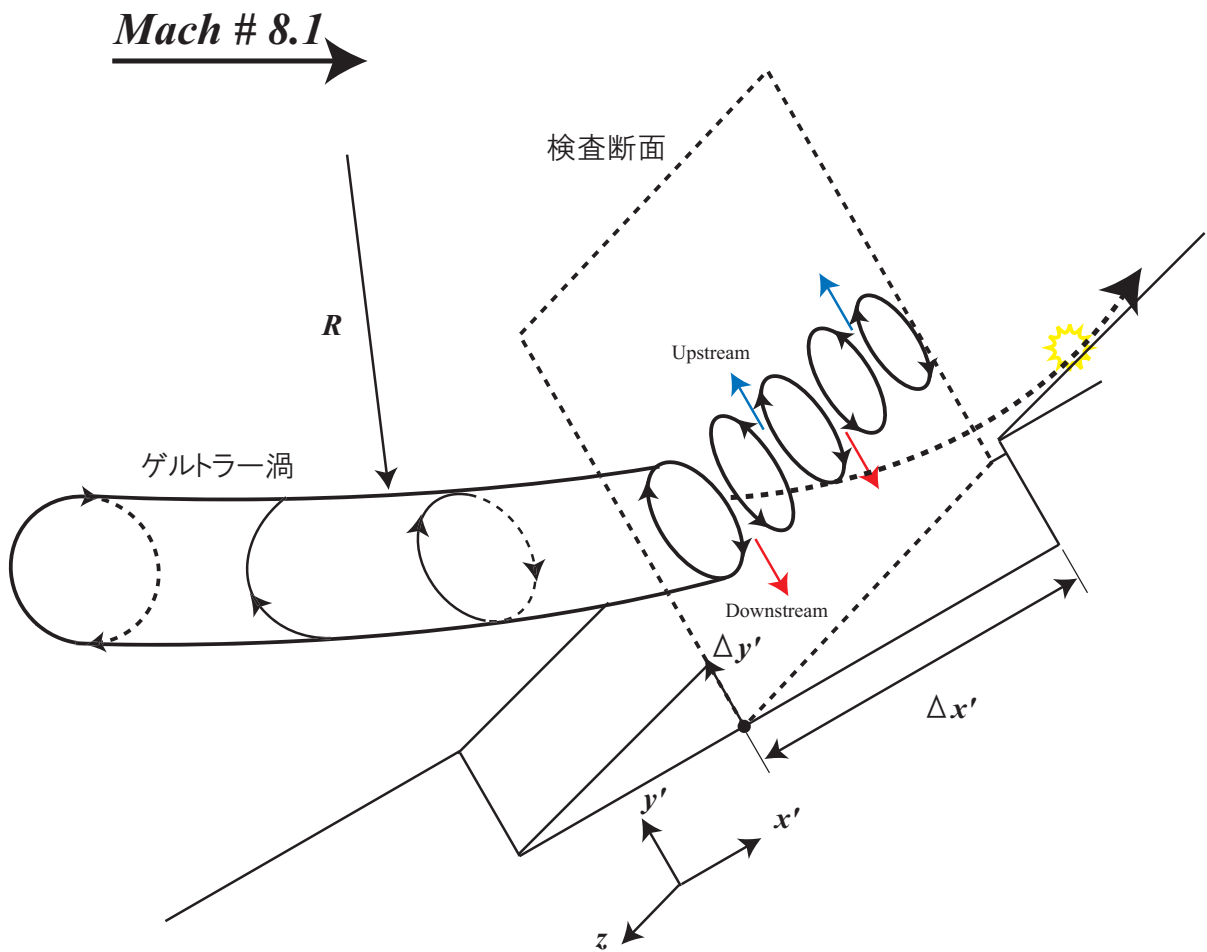
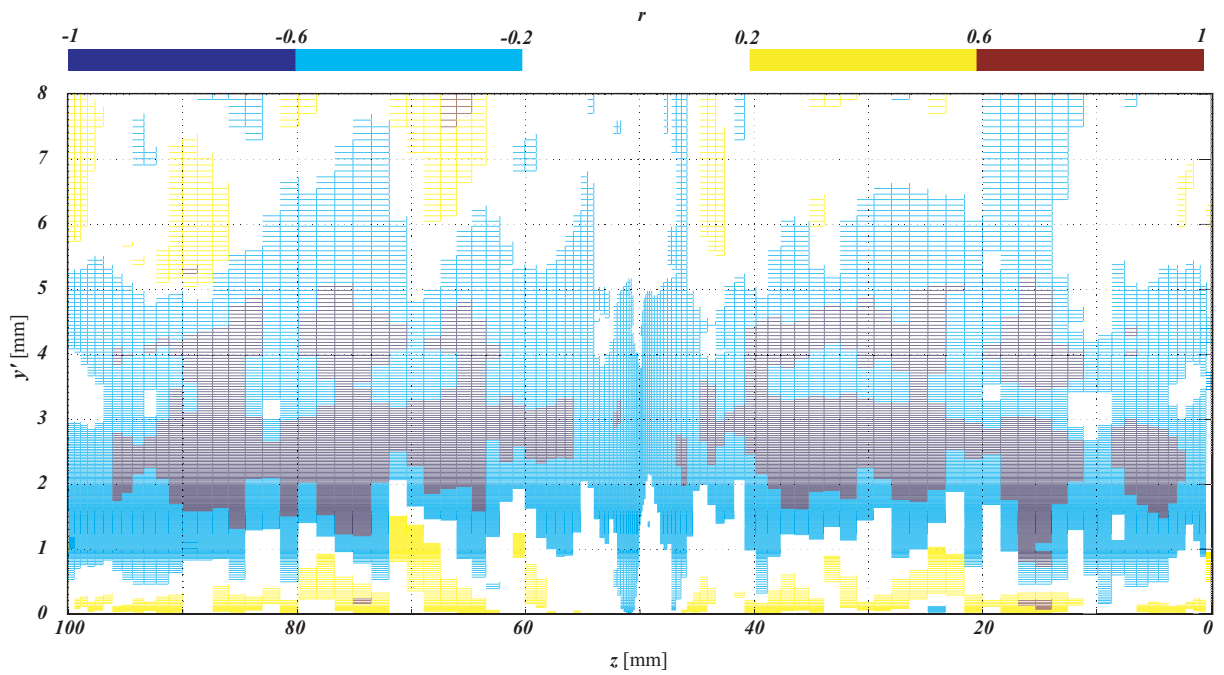
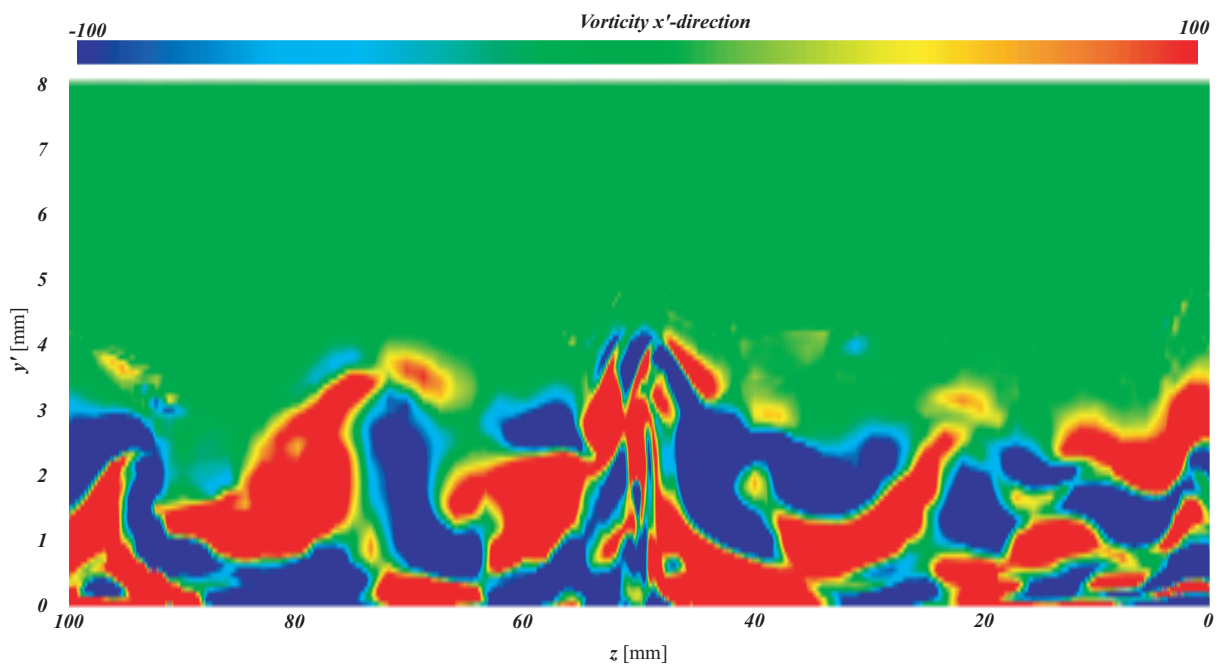


図 3.31 ゲルトラー渦列の検査断面

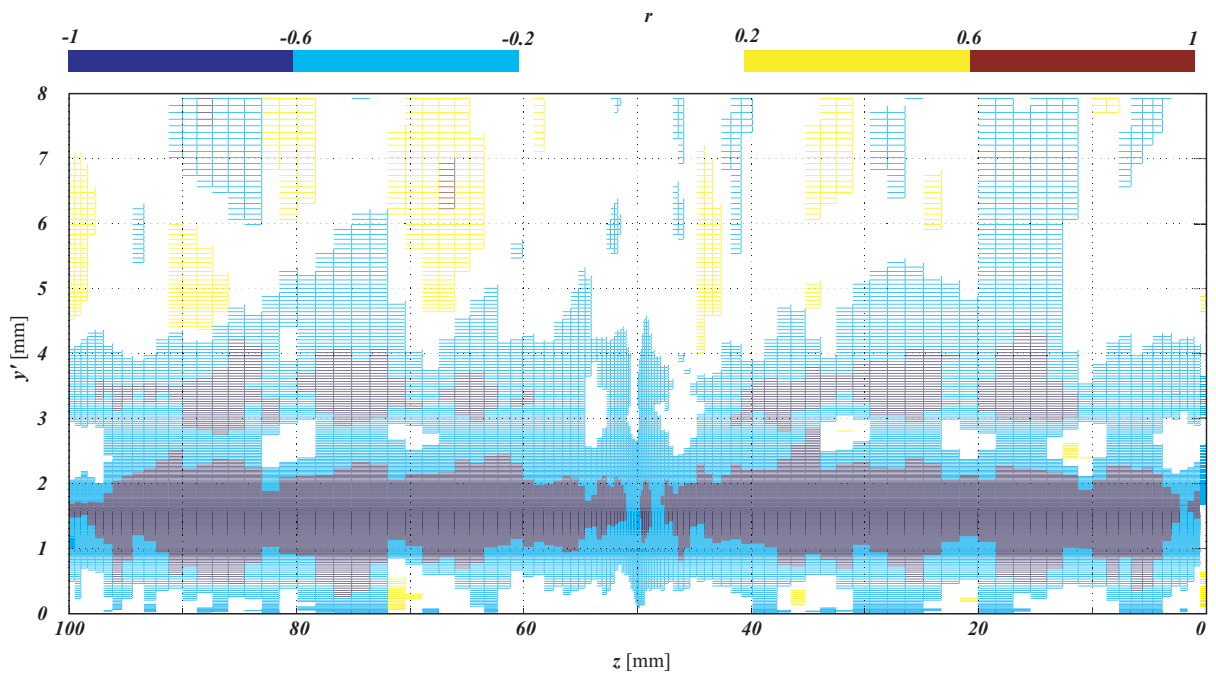


(a) 後縁壁熱流束 $St|_{s=0}$ と検査断面内の流速成分 $u_{y'}^*$ 間の相関値のコンター

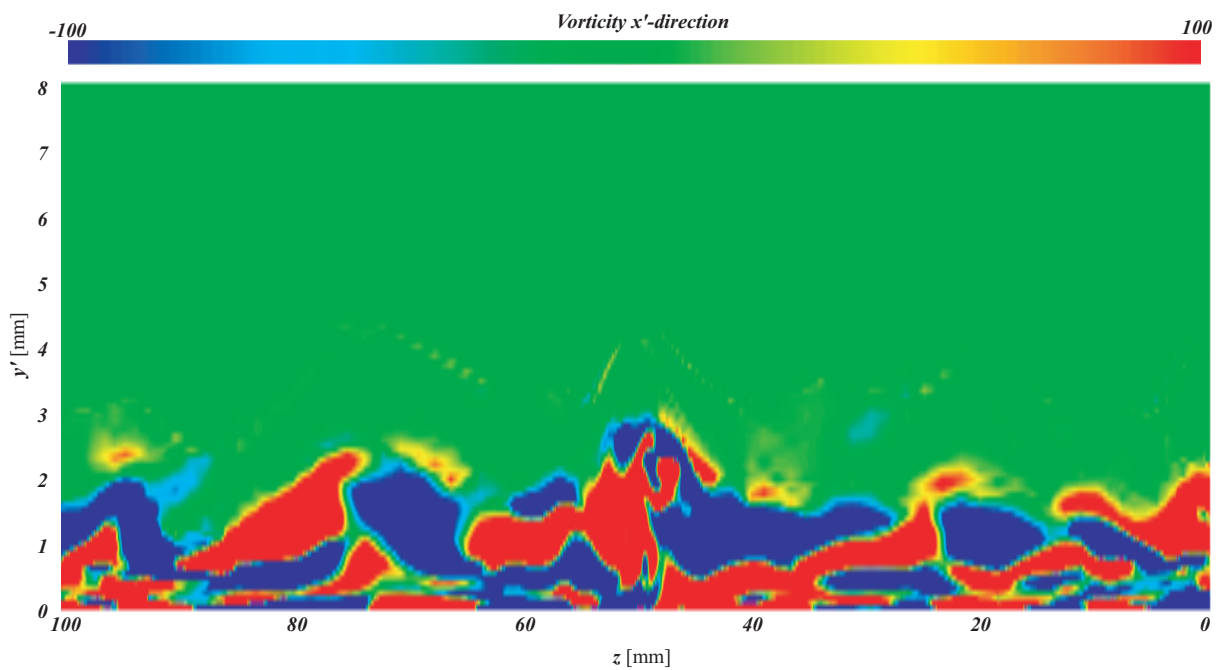


(b) x' 方向渦度の瞬時値のコンター

図 3.32 $\Delta x' = 6[\text{mm}]$ の検査断面

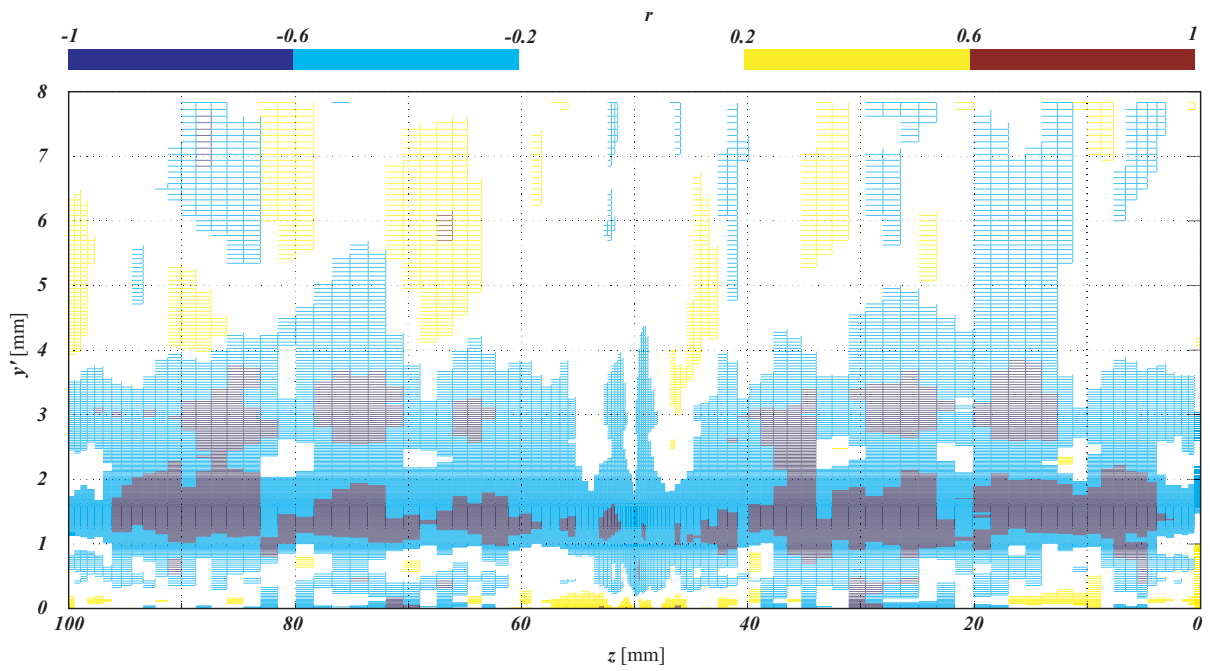


(a) 後縁壁熱流束 $St|_{s=0}$ と検査断面内の流速成分 $u_{y'}$ 間の相関値のコンター

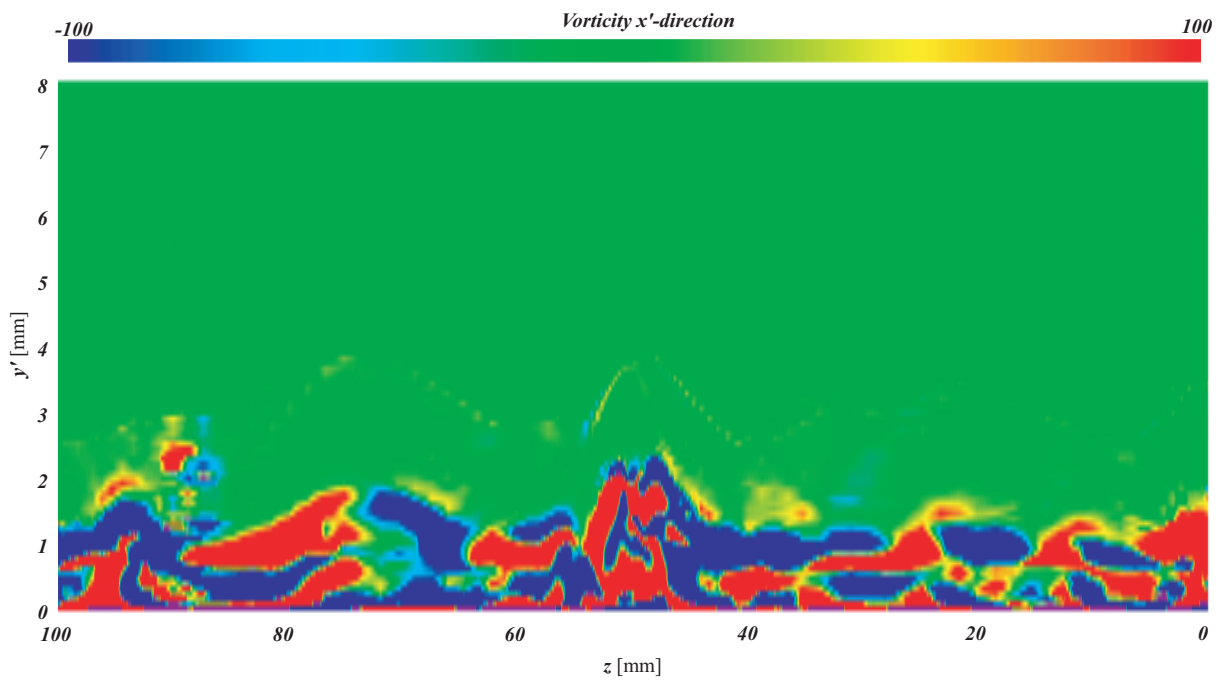


(b) x' 方向渦度の瞬時値のコンター

図 3.33 $\Delta x' = 3$ [mm] の検査断面

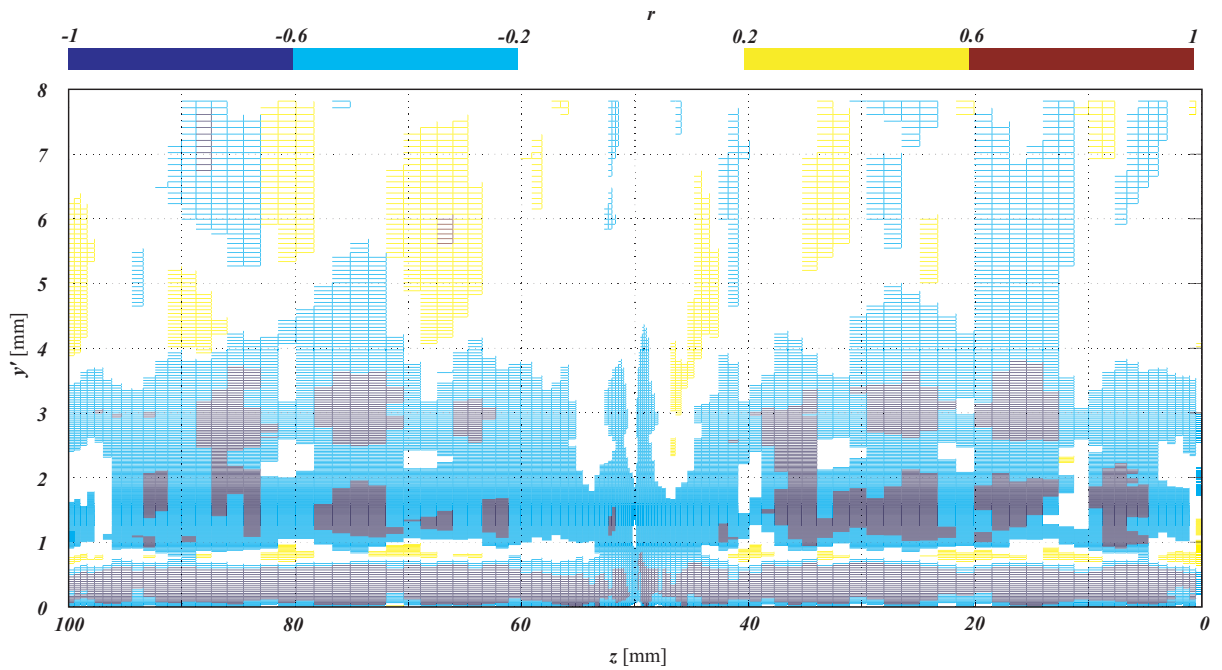


(a) 後縁壁熱流束 $St|_{s=0}$ と検査断面内の流速成分 u_y^* 間の相関値のコンター

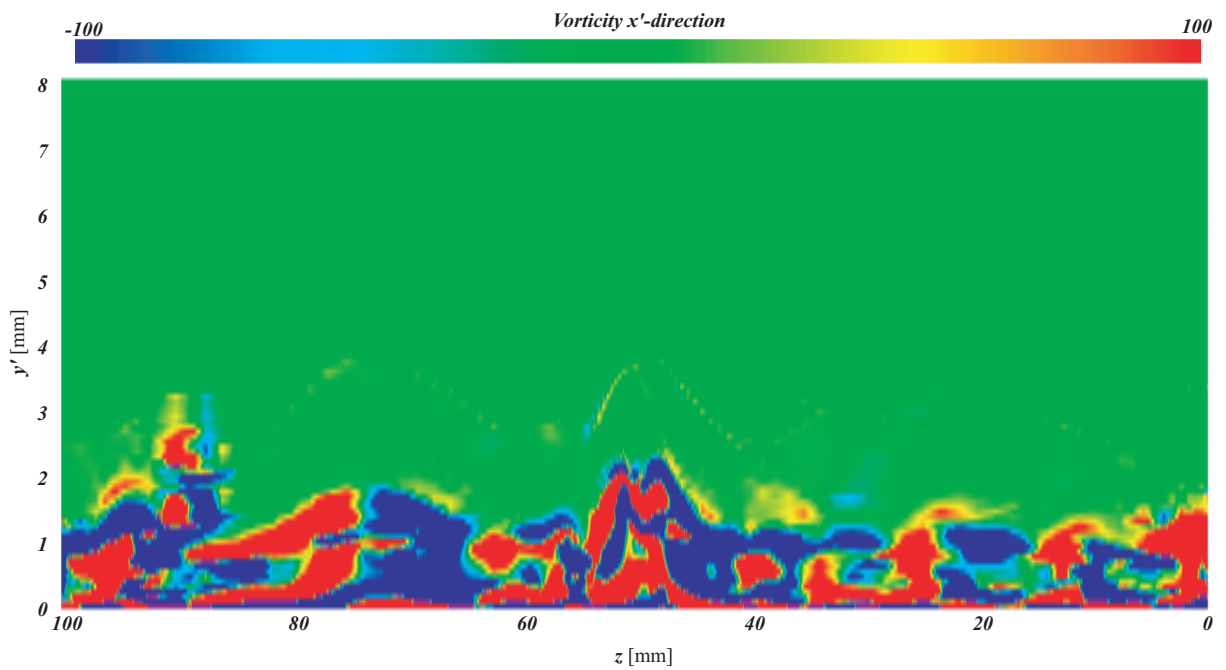


(b) x' 方向渦度の瞬時値のコンター

図 3.34 $\Delta x'=0.5$ [mm] の検査断面

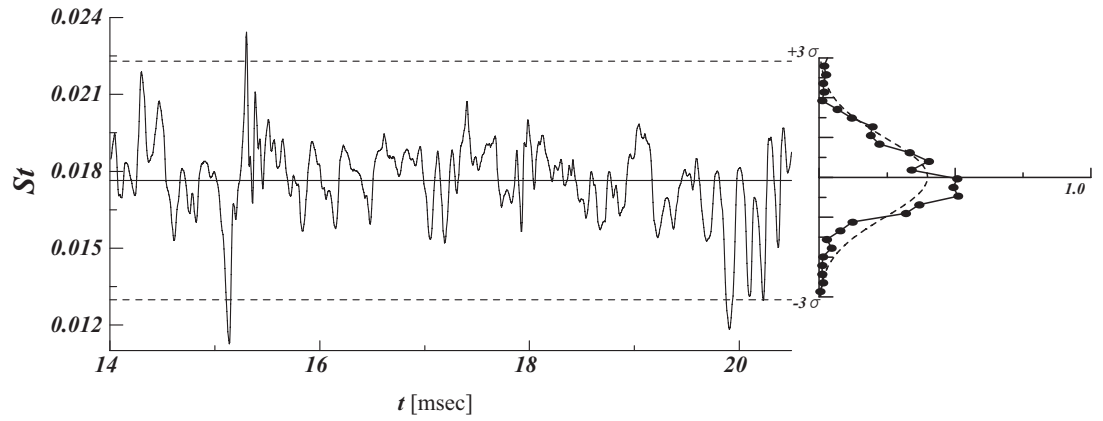


(a) 後縁壁熱流束 $St|_{s=0}$ と検査断面内の流速成分 u_y^* 間の相関値のコンター

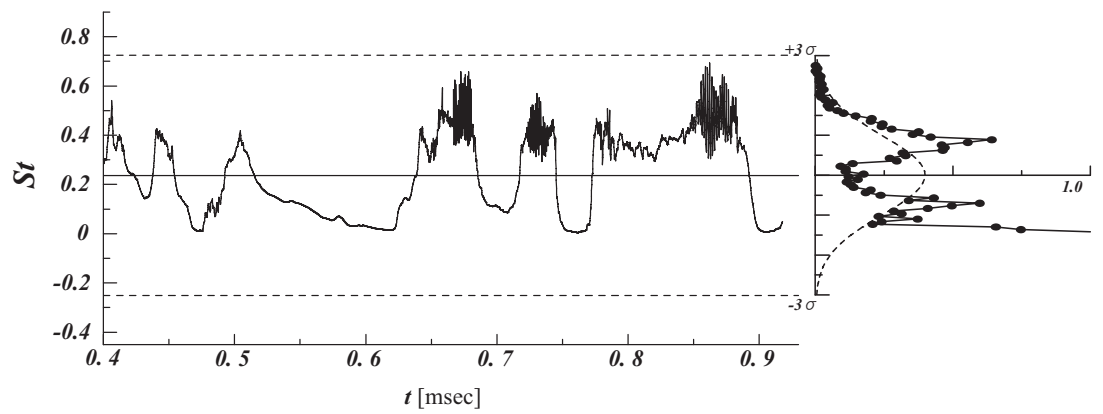


(b) x' 方向渦度の瞬時値のコンター

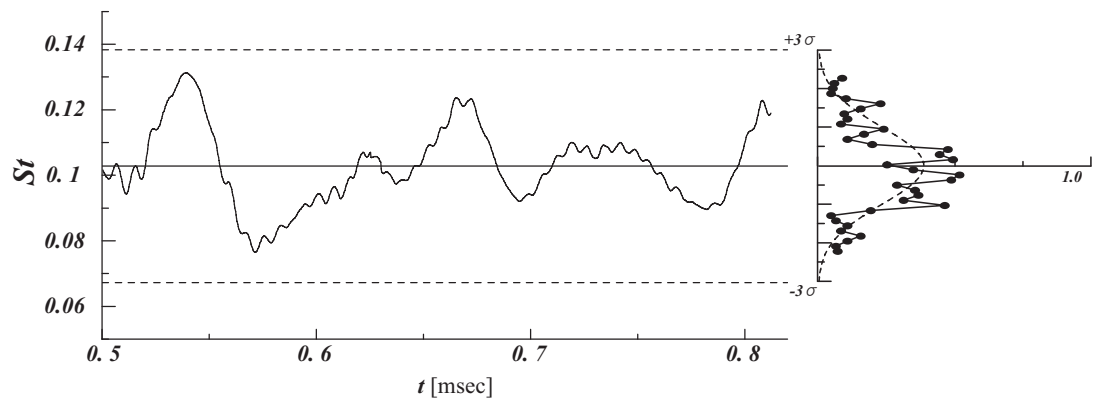
図 3.35 $\Delta x' = 0.2$ [mm] の検査断面



(a): Cavity なし (再付着点下流の最大値)



(b): CavityA(後縁壁の最大値)



(c): CavityB(後縁壁の最大値)

図 3.36 $z=75[\text{mm}]$ 断面での熱流束最大値

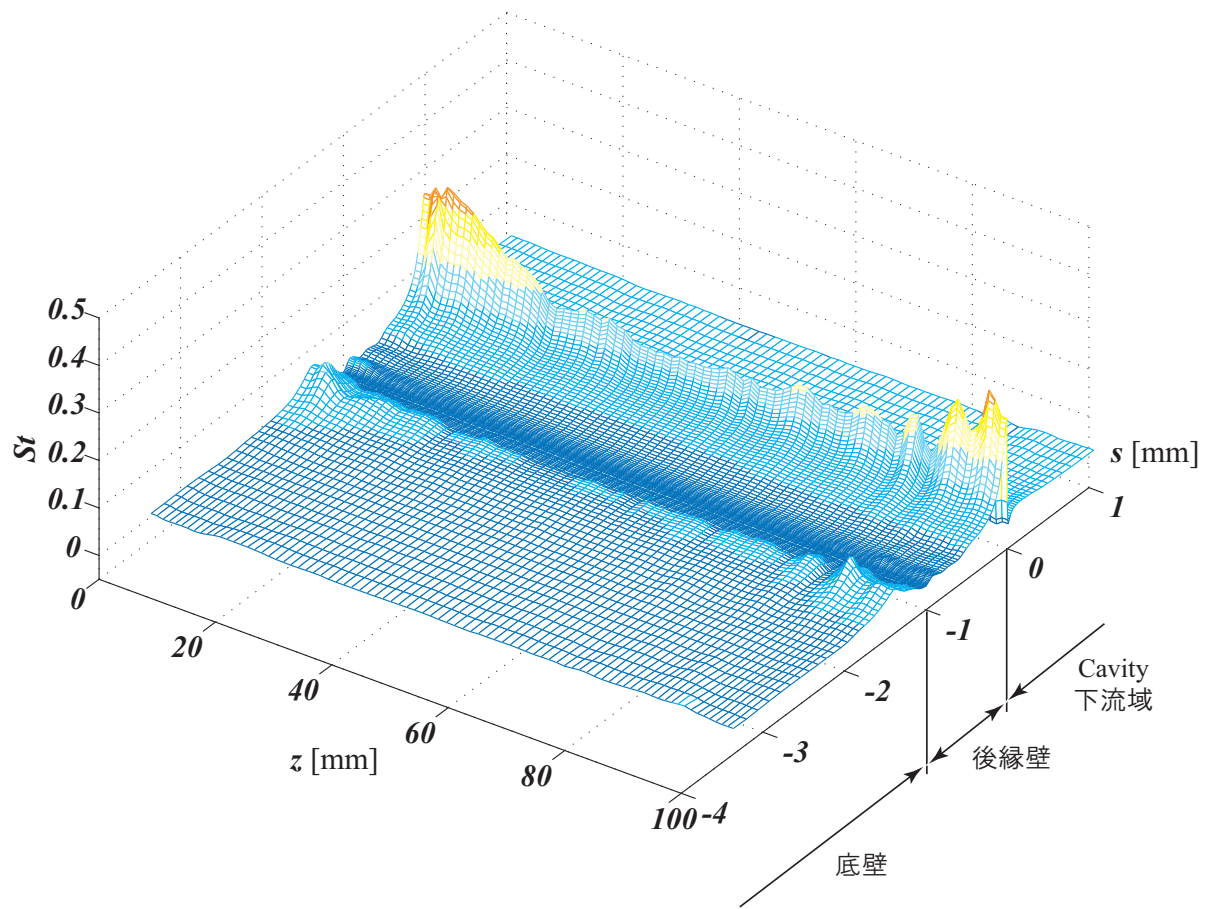
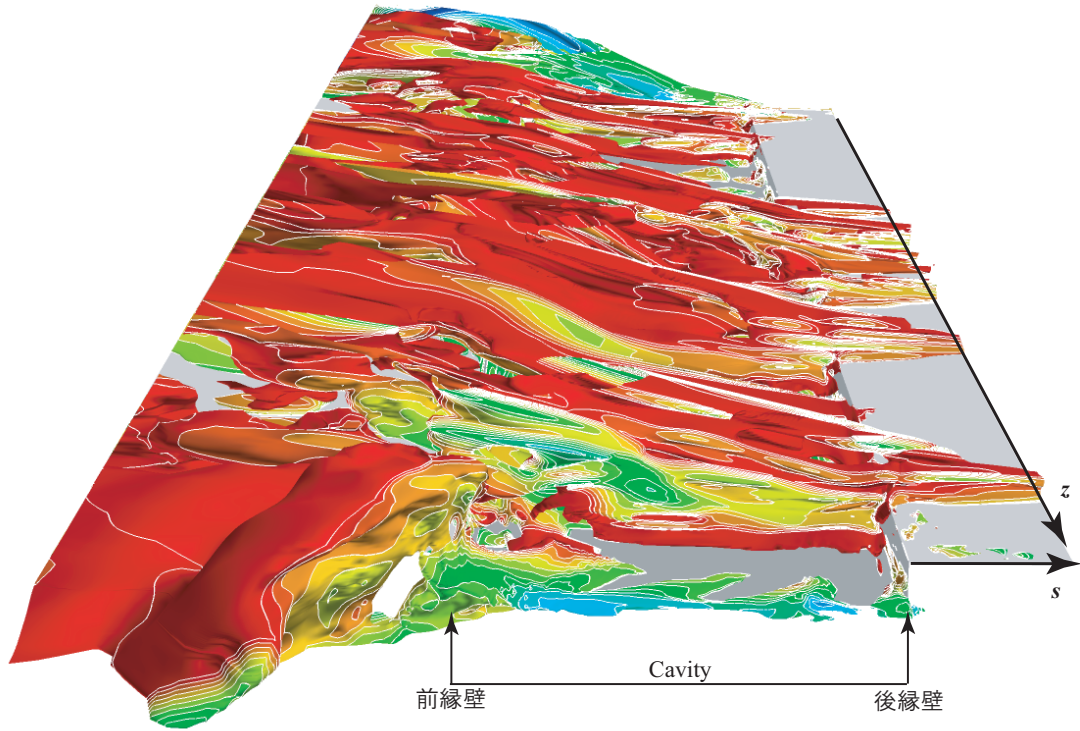
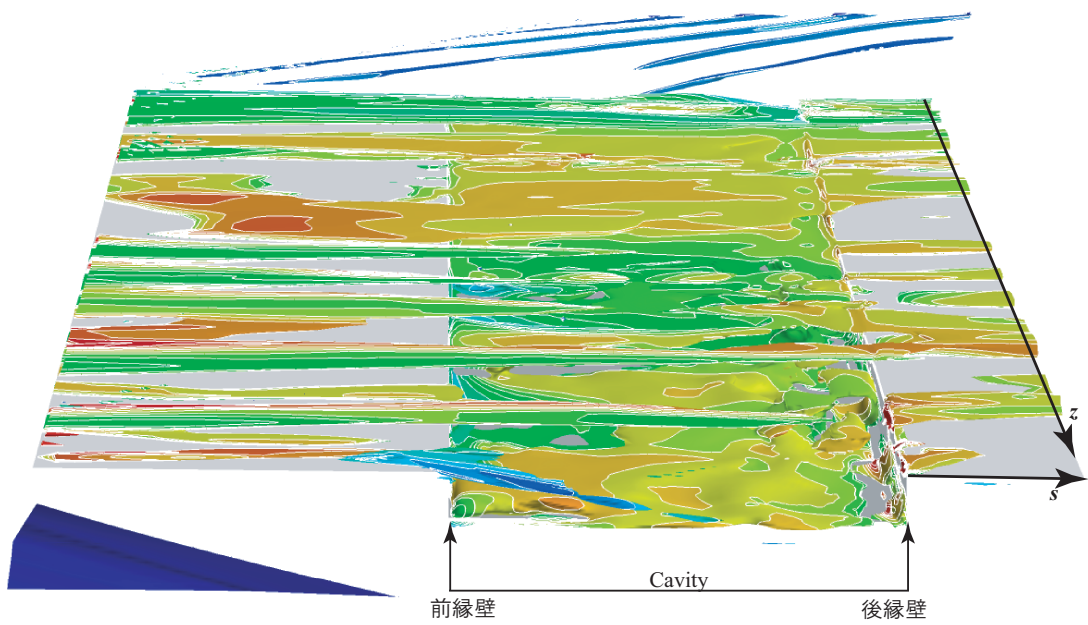


図 3.37 熱流束の瞬時値 , CavityB の近傍



(a): CavityA



(b): CavityB



図 3.38 Swirl の等値面 ($Swirl = (\text{curl}(\mathbf{u}) \cdot (\rho \mathbf{u})) / (\rho \mathbf{u})^2$)