

東京音楽大学リポジトリ

Tokyo College of Music Repository

オルガンにおけるエッジ音の発生機構の数値解析

メタデータ	言語: ja 出版者: 公開日: 1995-12-20 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	https://tokyo-ondai.repo.nii.ac.jp/records/754

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.



オルガンにおけるエッジ音の発生機構の数値解析

Numerical Analysis of the Edge-Tone Production Mechanism in Organ pipes

村 中 洋 子

概 要

空力音（非線形音響学）の研究分野に、流れと物体の相互作用による音の発生が挙げられる。楽器の音の発生機構の中でも、振動片を持たない、パイプオルガンやフルートの音は、エッジトーンと呼ばれる空力音の仲間である。ここでは、空気の流れとエッジ（楔形物体）がどのように相互作用を及ぼし、パイプオルガンの発音機構であるエッジトーンが生じるのか、数値流体力学の立場から流れ現象の解析を試みる。

1. はじめに

昔の音波の研究は、音の発生源は音を伝える媒質とは別のものだという概念があった。約40年前より、ジェットノイズの研究や、流れと物体の相互作用からなるノイズの研究がきっかけとなって、流れ場の中にも音源があるという見地から、空力音（aero acoustics）または、非線形音響学（non linear acoustics）の研究が確立されてきた。空力音または、非線形音響学における支配方程式は、流体力学の質量・運動量・エネルギーの保存の式からなる。この点は古典的な音響学と共通である。線形音響学理論では、流体の圧力変動に比べてオーダーが6桁も7桁も小さい音波を、微小変動として取り扱う。そして、微小変動の式を支配方程式に代入し、高次の項を省略した線形方程式から、流体中での音の伝播に注目するのが常であった^{*1)}。ところが、空力音または、非線形音響学の立場は、流れ場と音の場のかかわり合いを考察対象とするので、支配方程式の非線形項が重要な役割をしめる。つまり、流体運動の非線形効果のために、流体の移動運動としての流れ場と、縦波としての音の場が共存するとき、両者は互いに独立ではなく相互作用が生まれて多様な現象が現れる。この分野の開拓は、ライトヒル（Lighthill）によって研究が行われ、有名な論文^{*2)}を残している。それ以後多くの研究が理論、実験の両面でなされている^{*3)}。

私たちの身近で耳にする、流れから発生する音、つまり空力音といえば、風が吹いて鳴る電

線や木の枝、口笛もそうであるし、瓶の口に斜めから息を吹きかければ音が出ることは経験的に知っている。振動片をもたない楽器の笛の音なども、空力音の仲間である。しかし、同じ空力音ではあるが、ジェットノイズや、エオルス音などは、流れの不規則な変動（渦）がそのまま音に反映するのに対して、楽器の笛の場合は、特別な形をした個体壁の存在によって特定の周波数の音を出すことが可能になる。また、音によって流れが変化を受け自励振動が生じる。

上で述べたような空力音の研究がまだなされていない17世紀の終わり頃から、流れと物体の相互作用によって発生するエッジトーン（エッジ音）の音をもつパイプオルガンは、経験的知識の蓄積によって、かなり完成度の高いものが作られていた。このパイプオルガンの発する堂々とした音は、1本1本のパイプの一端に開けられたマウスを流れる空気のジェットと、パイプの内部の空気柱との相互作用から生まれる。パイプオルガンの音の発生機構を物理学の見地から、理論的に研究したのが、ヘルムホルツ（Helmholtz）とレイリー（Rayleigh）である。ヘルムホルツは、19世紀に著書“Tonempfindungen”の中でパイプオルガンの発音について、エッジトーンの説明を関連付けて述べている。その説明は現在でも受け継がれているが、「パイプがどのようにして無音状態から定常的発音状態へと急激な遷移をするのか」さらに「その定常的発音状態をどのようにコントロールしてパイプオルガン特有の音質を保つのか」という発音と維持に関しての、ジェットの振る舞いにおける問題を提起している。もっと詳しく述べれば、ジェットが静止物体であるエッジに当たることによって生じるエッジトーンの解析（発音）とすでに励起された音場（気柱）におけるジェット突入の流れ場の解析（音の維持）である。

今回の紀要においては、オルガンパイプの音の発生機構をテーマにした中で、「なぜジェットをエッジにあてると音が発生するのか」という、エッジトーンの発生問題に焦点を当てる。これらの空力音を支配する方程式を離散化して、高次精度の差分法を用いて数値解析法を行い、実際の空気の流れから、エッジトーンの発生源である渦などの流体现象についてシミュレーションし、今までなされてきた研究を基に考察するつもりである。

本文の構成であるが、2章では、オルガンパイプの構造と発音メカニズムについて述べる。3章では、これまでのエッジトーンの研究について説明する。4章では、エッジトーンの問題を数値解析するにあたり、計算法について述べる。まず、2次元圧縮性ナビエ・ストーク方程式を示し、物理空間から計算空間への一般曲線座標系の導入を示す。一般曲線座標系へ変換した圧縮性ナビエ・ストーク方程式を離散化して、高次精度の差分法を用いた数値計算法についての説明を行ない、さらに初期条件、境界条件などを設定をする。5章では、層流ジェットを平行にエッジにあてるとどのような流れ場が観察されるのか、宇宙科学研究所（藤井研）の計算コードを用いてコンピュータによるシミュレーションを行なう。実際には、エッジの角度を変えた場合と、ジェットの吹く幅を変えた場合について、流れ場の計算結果を示す。6章のまとめでは、これらのオルガンパイプの音の発生機構を研究するにあたり、現在の数値解析法を使うことによって、ジェットの振る舞いによる流れ現象をどこまで解析、考察できるかを検討

する。

2. オルガンパイプの構造と発音メカニズム

図2.1は、東京音楽大学のスタジオに設置してあるオルガンのパイプ群である。ここでは、オルガンパイプの構造と音の発生メカニズムを簡単に説明する。

パイプの種類には木製閉管、金属製閉管、金属製半閉管、金属製開管などがある。現在の一般的な金属製開管のオルガンパイプの各部の名称を示しているのが図2.2である。これらの名称は、口で吹くパイプにその起源を持っている。頭部は開き、底部は次第に細くなっている。この先細り部分の上側の平たく削られたところにかけて、マウス (mouth) と呼ばれるスロット状の口が開けてある。パイプの内部には、舌板とかラングウッド (languid) と呼ばれる水平な仕切版があり、これとマウスの下側のリップ (lip) との間に細長い隙間状の気道のフルー (flue) が作ってある。パイプを駆動する空気は大きなふいご (現在は送風機) を使って供給し、先細りしたパイプの脚 (foot) のところでは、空気圧が大体500~1000パスカルになるように調整される (図2.3参照)。引き出し式ストップ (drawstop) のつまみを引き、音鍵 (key) を押してパイプに空気を送り込むと、上向きの流れはシート状のジェットとなってフルーから噴出する (図2.4参照)。ジェットはマウスを通過して、エッジ状の上側リップ (upper lip) に当たる。ここで、ジェット流とこの上側リップの相互作用で、エッジトーンと呼ばれる発音現象が生じる。このエッジトーンは、パイプ内に伝わった音振動 (空気柱) との相互作用で、パイプの“発声” (speech) を決める定常的振動を作り出す。一旦、定常的発音状態が生じると、マウスから入ってくるジェットが音場に突入することによって、ジェットは進むに連れて振幅が増大し、曲がりくねった波に発達していく。そして、固有振動をもつ空気柱共鳴器 (パイプの胴) が駆動して、共鳴周波数の音のみが放射されるのである。簡単に言うと、パイプオルガンの音は、1本1本の一端に開けられたマウスを流れる空気ジェットと、パイプ内部の空気柱との相互作用から生まれ、その結果、パイプオルガン特有の音質を保って演奏できるのである。

3. エッジトーン

ここでは、これまで研究されてきたエッジトーンの実験や理論を解説する。

図3.1で示されるように、管の一端から空気を吹き込むと、空気はその管の中を流れるだけである。図3.2のように吹き込む方の一端でその空気に抵抗を与え、吹き出し口を狭くすると、空気の流れは渦を生じ、周期的に横揺れを起す。さらに、横揺れしたジェットが、正面のエッジに当たることによって不安定さを増幅し、渦がエッジの上下に吹き分けられる。この渦による空気の圧力変動により音波が励起される。この音源の形成過程は、第一章で述べたよう

に、オルガンパイプの発音メカニズムについてヘルムホルツが説明した内容である。

実際には、ジェットの色さや、エッジまでの距離に影響されるこの音は、1854年にゾントハウス (Sondhaus) によって初めて気付かれた現象であった*4)。その後エッジトーンと呼ばれて、多くの学者が興味を示し研究されてきた。ヘルムホルツに続いて、1904年にワッハズムス (Wachsmuth) は実験から、鋭いエッジを用いれば比較的小さい距離でもエッジトーンが発生してくるが、鈍いエッジだと距離を大きくとる必要があると結論した*5)。鈍いエッジの場合、距離が近すぎると、ジェットの上下の吹き分けが不可能になり発音につながらない。エッジを遠ざけると横揺れ振幅が十分成長するので、上下のジェットの吹き分けが可能になって発音するというのである。

1912年にケーニツヒ (König) はエッジトーン的发生機構についてさらに研究を重ね、フィードバック作用 (feed back) が重要な要素を占めているとの見解を発表した*6)。吹き出されたジェットがエッジに衝突すると、そこで一瞬流れが止められて圧力が上昇し、これが圧力波となって四方に拡散される。この圧力波がジェットの吹き出し口のところに到達して、送り出されてくるジェットに対して外乱としての作用を与える。この外乱がその空気流に乗り、不安定性に支えられて増幅されながら、再びエッジの正面に衝突し、前よりも大きな圧力波が誘発される。この“より大きな圧力波”が再び吹き出し口のところに戻って、送り出されてくるジェットに対して、より大きな外乱を与える。このようなフィードバックが何回も繰り返され、耳に聞こえる大きさを持ったエッジトーンが形成されていく。つまり、フィードバック作用によって、適当な条件が満たされたとき共鳴現象が加わり、さらに大きい音となるのである。

その後、1935~1937年にかけてブラウン (Brown) は、総仕上げ的にエッジトーンの精密な実験的検討を繰り返した。その結果、エッジトーンの色音周波数は、エッジまでの距離を変化していくと発音周波数が次々と飛び移り、1500Hz~4000Hz にわたる広い周波数成分をもった音源になり得ることが分かった*7)。このことから、空力音であるエッジトーンは、吹奏楽器用の音源として十分責任を果たし得ることが理解できる。

4. 数値計算法

オルガンパイプのフルーから出るジェットの速度を考えると、エッジトーンを対象とする流れ場は、本来非圧縮性流体の範囲である。しかしながら、エッジトーンの色音源である渦の流れ場を簡単に捉えやすいように、今回は、マッハ0.2にジェット速度を上げて設定した。このため、非圧縮性ではなく、圧縮性流体力学の支配方程式を用いる。

4.1 支配方程式

4.1.1 デカルト座標系における支配方程式

二次元圧縮性ナビエ・ストークス方程式は、デカルト座標系において次のように表される。

$$\partial_t Q + \partial_x E + \partial_y F = \text{Re}^{-1}(\partial_x E_v + \partial_y F_v) \quad (4.1)$$

ここで、 Q 、 E 、 F 及び E_v 、 F_v は、それぞれ以下の式で表されるベクトルである。

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ u(e+p) \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ v(e+p) \end{bmatrix} \quad (4.2)$$

$$E_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x \end{bmatrix} \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + q_y \end{bmatrix} \quad (4.3)$$

但し、

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3}\mu(2u_x - v_y) \quad \tau_{yy} = \frac{2}{3}\mu(2v_y - u_x) \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu(u_y + v_x) \quad (4.4)$$

$$q_x = -\frac{\mu}{(\gamma-1)M^2\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial x} \quad q_y = -\frac{\mu}{(\gamma-1)M^2\text{Pr}} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (4.5)$$

ここで、 ρ は密度、 u 、 v はそれぞれ x 、 y 方向の速度成分、 e は単位体積あたりの全エネルギー、 p は圧力を表す。第一式は質量保存則を、第二、第三式はそれぞれ x 、 y 方向の運動量保存則を、第四式はエネルギー保存則を表す。

圧力 p は、理想気体の状態方程式

$$p = (\gamma-1) \left\{ e - \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2) \right\} \quad (4.6)$$

を用いて、密度、全エネルギー、速度成分から求めることができる。ここで、 γ は比熱比である。なお、物理量は基準状態における密度、及び音速 c を用いて無次元化する。

4.1.2 一般曲線座標系の導入

流れ場が単純な形状の場合には、デカルト座標系で書かれた支配方程式をそのまま利用することができる。しかし、実際には、対象とする流れ場において、複雑形状を取り扱うことが多いため、計算しようとしている物理空間を、数値計算を行うのに便利な計算空間へと座標変換を行う必要が生じる。この写像変換のことを一般曲線座標系への変換と呼んでいる。ここでは、デカルト座標系から、一般曲線座標系への座標変換のメトリックスについて説明する。

以下に示すように、デカルト座標系における独立変数 x, y を、新たな独立変数 ξ, η で表わされる一般曲線座標系へと変換する。

$$\xi = \xi(x, y) \quad \eta = \eta(x, y) \quad (4.7)$$

自明の関係より、微小変化量 (ξ, η) に対して次の式が成り立つ。

$$d\xi = \xi_x dx + \xi_y dy \quad d\eta = \eta_x dx + \eta_y dy \quad (4.8)$$

同様に微小変化量 (x, y) に対しても

$$dx = x_\xi d\xi + x_\eta d\eta \quad dy = y_\xi d\xi + y_\eta d\eta \quad (4.9)$$

がいえる。したがって、これらの式より変換メトリックスは次のように表され、これを用いることでデカルト座標系から一般曲線座標系へと変換を行うことが可能になる。

$$\begin{bmatrix} \xi_x & \xi_y \\ \eta_x & \eta_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_\xi & x_\eta \\ y_\xi & y_\eta \end{bmatrix}^{-1} = J \begin{bmatrix} y_\eta & -x_\eta \\ -y_\xi & x_\xi \end{bmatrix} \quad (4.10)$$

$$\xi_x = J y_\eta \quad \xi_y = -J x_\eta \quad \eta_x = -J y_\xi \quad \eta_y = J x_\xi$$

但し、 J は変換のためのヤコビアンで、それぞれの座標空間における単位セルの面積比に相当している。

$$\begin{aligned} J &= \frac{\partial(\xi, \eta)}{\partial(x, y)} = [\text{計算空間のセル面積}] \div [\text{物理空間のセル面積}] \\ &= \frac{1}{x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi} = \xi_x \eta_y - \xi_y \eta_x \end{aligned} \quad (4.11)$$

4.1.3 一般曲線座標系における支配方程式

デカルト座標系における二次元圧縮ナビエ・ストーク方程式に対して、一般曲線座標系に座標変換を施すと、二次元圧縮ナビエ・ストーク方程式は次の式で表わされる。

$$\partial_t \hat{Q} + \partial_x \hat{E} + \partial_y \hat{F} = \text{Re}^{-1} (\partial_x \hat{E}_v + \partial_y \hat{F}_v) \quad (4.12)$$

但し、

$$\hat{Q} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix} \quad \hat{E} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \xi_x p + \rho u U \\ \xi_y + \rho v U \\ (e + p) U \end{bmatrix} \quad \hat{F} = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \eta_x p + \rho u V \\ \eta_y p + \rho v V \\ (e + p) V \end{bmatrix} \quad (4.13)$$

$$\hat{E}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{yx} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix} \quad \hat{F}_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{yx} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y \end{bmatrix}$$

$$U = \xi_x u + \xi_y v \quad V = \eta_x u + \eta_y v \quad (4.14)$$

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} \mu (2u_x - v_y) \quad \tau_{yy} = \frac{2}{3} \mu (2v_y - u_x) \quad (4.15)$$

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu (u_y + v_x)$$

$$\beta_x = \tau_{xx} u + \tau_{xy} v + \kappa T_x \quad \beta_y = \tau_{yx} u + \tau_{yy} v + \kappa T_y \quad (4.16)$$

U , V は反変速度成分で, τ_{ij} は粘性応力テンソル, μ は粘性係数である。

4.2 離散化手法と初期条件および境界条件

空間方向の離散化は, Roe's Upwind, 数値流束の高次精度化は, MUSCL を用いた。今回は, 粘性流れの非定常計算を行うので, 時間積分に, 陰解法の LU-ADI 法を使った。

初期条件としては, 基準の密度 ρ , 音速 c , エッジの長さ 100mm を基準長さとして無次元化をおこない, 密度 $\rho=1$, 速度 $u=0$, $v=0$ の静止した流体に, $L=0.5$ 離してエッジを置き, 層流ジェットを平行に吹き付ける。ジェットの吹き出し速度はマッハ0.2に設定する。

境界条件は, 粘性計算であるため, エッジの壁面上の速度は0 (non-slip wall) という条件を与える。遠方境界では, 亜音速であるため圧力を固定して, 他の物理量は一次外挿を行った。

図4.1は平面ジェットのエッジトーンが発生のための実験装置を仮定したものである。まず, 幅 D のスリットから速度 U_{jet} で噴出するジェットを考えたとき, レイノルズ数の定義は

$$\text{Re} = \frac{\rho_0 U_{jet} D}{\mu} \quad (4.17)$$

のようにおくことができる^{*8)}。このレイノルズ数が約100以下ではジェット内の流れは層流になり, 音を発しない。したがって,

エッジの長さ	100mm	
ジェットの速度	$U_{jet} = 68\text{m/sec}$ (マッハ0.2)	
吹き出し口とエッジまでの距離	$L = 50\text{mm}$	(4.18)
吹き出し口の幅	$D = 5\text{mm}$ と $D = 8.3\text{mm}$	

としたレイノルズ数を考えると, 約 $\text{Re} = 10^4$ になる。

ジェットの吹き出し口 (slit) の幅を D として、その幅を上記のように変えることによって、エッジまでの距離 L との影響を調べる。さらに、エッジの角度の違いを見るために

- | | |
|--------------|----------------|
| (a) $L/D=10$ | edge angle=10° |
| (b) $L/D=6$ | edge angle=10° |
| (c) $L/D=10$ | edge angle=20° |
| (d) $L/D=6$ | edge angle=20° |

の四つのパターンを $h=\Delta t=0.006$ とし、12000step 計算した。実時間に直すと、 2.4×10^{-2} 秒になる。

4.3 格子

4.2節の(4.18)で示した平面ジェットのエッジトーンの発生(図4.1参照)を、二次元計算で行うために、図4.2のようにエッジ角度10°と20°の二つの場合について、計算格子を生成した。両方共、格子点は ξ 方向に201点、 η 方向に151点である。また、粘性計算であることと、レイノルズ数が $Re=10^4$ 程度であるため、物体近傍に関して η 方向の最小格子幅を0.00001にとった*9)。

5. 計算結果

5.1 渦度 (vorticity)

図5.1~図5.5は、エッジ角度を10°、ジェット吹き出し口からエッジまでの距離 L を50mmの一定とし、ジェットの吹き出し幅 D を5mmと8.3mmに変えたパターン(a)、(b)の場合の計算結果である。これらの図は、時間積分800stepごとの渦度を表している。

図5.1の計算初期段階において見られる渦はスターティングボルテックス (starting vortex) と呼ばれ、ジェットが吹き出し始める際に発生し、ジェットの両側に成長する。この渦が、時間の経過と共にエッジにぶつかって流れ去っている様子を観察することができる。図5.1~図5.5の(a)に示される、比較的ジェットの吹き出し口が狭い場合には、エッジ周りのせん断流が不安定になり、5600stepの計算時間付近でジェットが揺れ始め、6400stepに達すると、流れが上下で非対称になる。さらに、12000stepでは、エッジの上下に渦が分かれ、別々に成長していく様子が見られる。一方、ジェットの幅を広くした(b)においては、流れの非対称性が現れるのが、10400stepあたりで(a)の場合と比較して非常に遅くなっていることが分かる。また、非対称性の程度も(a)の場合より小さくなっていることが分かる。これらのことから、ジェットの吹き出し幅とエッジまでの距離との関係が、渦の生成に影響を及ぼしていることが理解できる。

図5.6～図5.10は、エッジ角度を 20° とし、図5.1～図5.5の場合と同様に、ジェット吹き出し幅 D を変化させたパターン(c), (d)の場合の結果を、800step ごとに並べた渦の様子である。これらの結果をエッジ角度が 10° の場合の結果と比較すると、両者はほぼ一致しており、ジェットの吹き出し口が狭いほど流れの非対称性が大きくなり、エッジ角度の影響はほとんど受けてないことが分かる。

ワッハズムスによると、エッジ角度を大きくした場合には、エッジまでの距離がより長くないと流れの非対称性は現れないとされている。しかしながら、今回の計算では、エッジまでの距離を一定にしたため、吹き出し口の幅をより小さくすることでワッハズムスによる結果と同様の効果を得ようとしたが、若干の違いが生じた。よって将来的に、エッジ角度、吹き出し口の幅及び吹き出し口からエッジまでの距離を系統的に変化させた計算が必要であろうと考えられる。

5.2 圧力等圧線 (pressuer)

図5.11～図5.15は、エッジ角度は 20° 、ジェット吹き出し幅 D を 5mm 、エッジまでの距離 L を 50mm とした、パターン(c)の場合の等圧線図を400step ごとに示したものである。等圧線図の下に示す次元プロットは、ジェットの吹く中心とエッジの先端を結んだ線上の圧力と、エッジである物体表面上の上下の圧力分布を示している。

図5.11から分かるように、2400step では、渦がエッジ先端に衝突し、先端部分の圧力が高くなることが分かる。先端部分で高くなった圧力は2800step 以降の図で見られるようにエッジの上流に伝播して行く。すなわち圧力波のフィードバック現象を観察することができる。また、5600step あたりからエッジの上流に渦が発生し、その渦による圧力波も、フィードバックして、ジェットの吹き出し口の流れに影響を与える様子を観察することができる。

6. まとめ

本研究ではオルガンパイプの発音問題であるエッジトーンに関する基礎研究として、層流ジェットに平行にエッジを設置した場合に得られる現象を観察するために、数値計算をおこなった。そして、ジェットの吹き出し口の幅およびエッジの角度がエッジトーンの生成に及ぼす影響を調べた。その結果、ジェット中に発生する渦がエッジ先端部と干渉し、エッジトーンの生成に重要な役割をはたす、せん断流における圧力波のフィードバック現象を確認することができた。しかしながら、一般的に知られている層流ジェットの非対称性とジェットの吹き出し口幅及びエッジ角度との関係は、本計算の条件の範囲では捕らえることができなかった。今後は、エッジトーンの生成に影響を及ぼすであろう4つのパラメータ、すなわちジェットの吹き出し口の幅、吹き出し口からエッジまでの距離、エッジ角度およびジェットの流速を系統的に変化させ数値計算を行い、エッジトーンの発生に及ぼす上記の4つのパラメータの影響を、よ

り詳細に調べる予定である。

一方、数値計算法に関しては、実験によるエッジトーンの解析と同様に渦の発生の周波数も求めることができれば理想的である。しかし、音波による圧力変動の大きさは、流体の圧力変動と比較すると100万分の1以下であり、遠方場に伝播する音波まで捕らえるダイレクトシミュレーションを行うことは現在のところ不可能である。したがって、エッジトーンなどの空力音の解析には、ダイレクトシミュレーションの代わりに、流れの中に存在する物体の効果を取り入れたカール (Curle) の方程式^{*10)}を利用して、音波の密度や音圧を導く方法が採用されている。本研究により、将来的に上記の方法によらず、別の角度から定性的に、渦の発生、物体表面の圧力変動および空力音であるエッジトーンを評価できる方法が見つければ幸いである。

(本学助教授＝自然科学担当)

参 考 文 献

- (*1) 村中洋子 (1993) 数値流体力学を用いた音場解析 東京音楽大学研究紀要17集
- (*2) Lighthill, M. J. (1952) "On sound generated aerodynamically I. General theory", Proc. Roy. Soc. London, A-211
- (*3) 神部 勉 (1993) 流体力学の展望 流れと音
- (*4) Sondhaous, C. (1854) Ann. d. Phys. Lpz., 91, p.128, 214
- (*5) Wachsmuth, R. (1904) Ann. d. Phys. Lpz.,
- (*6) König, W. (1912) Phys Z, 13, p.1053
- (*7) Brown, G. B. (1937) "The Vortex Motion Causing Edgetones", Proc. Phys. Soc. London., XLIX, 493
- (*8) Goldstein, M. E. 流体音響学 共立出版
- (*9) 藤井孝蔵 流体力学の数値計算法 東京大学出版会
- (*10) Curle, N. (1955) Proc. Phys. Soc. B68, 453-461

記 号 一 覧

c	音速
ρ	密度
p	圧力
u, v	x, y 方向の速度成分
e	単位体積あたりの全エネルギー
E, F, G	ベクトル関数
h	時間刻み幅 ($=\Delta t$)
J	変換ヤコビアン行列
q	<i>primitiv variable</i>
Q	<i>conservative variable</i>
Re	レイノルズ数
R	気体定数
γ	比熱比
τ_{ij}	粘性応力テンソル
μ	粘性係数
Pr	プラントル数
t	物理空間での時刻
T	絶対温度
M	マッハ数
U, V	速度ベクトル (ξ, η 軸方向) の反変成分
x, y	物理空間の座標軸
ξ, η	計算空間の座標軸

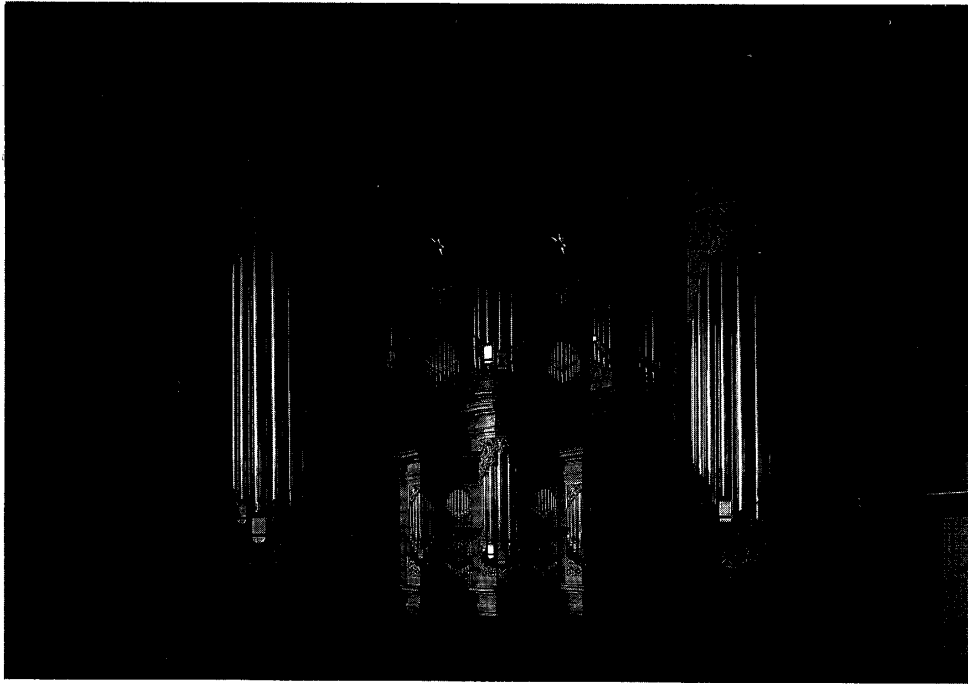


図 2.1

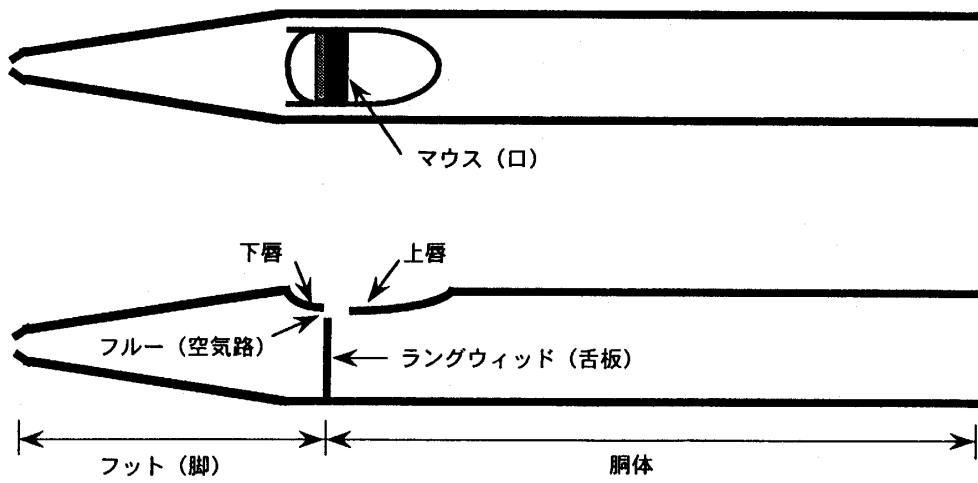


図 2.2

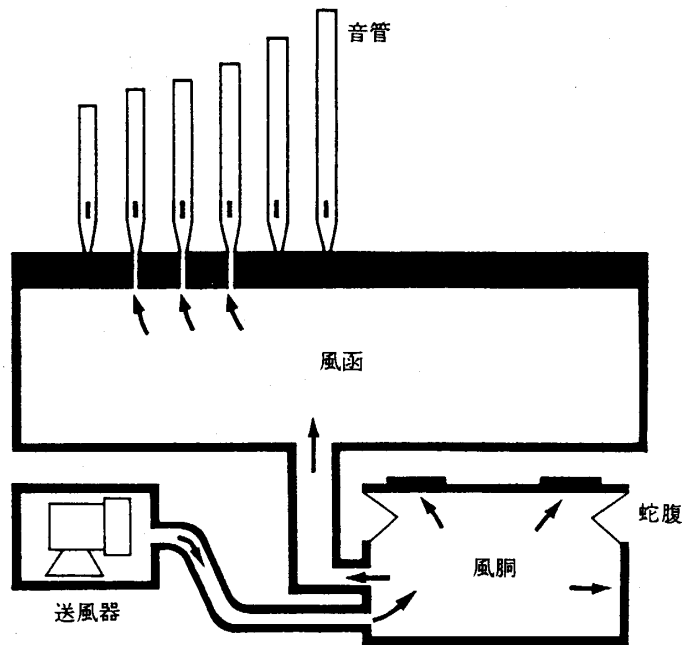


図 2.3

「楽器図説」音楽之友社より抜粋

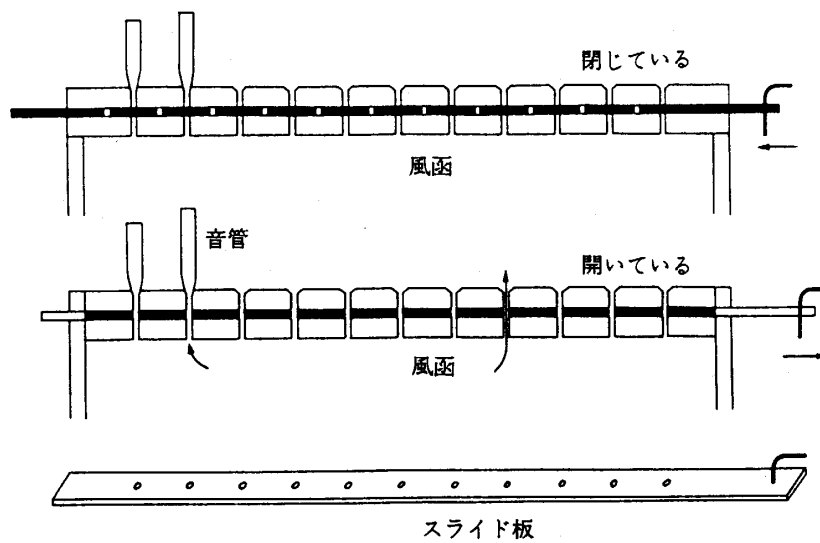


図 2.4

「楽器図説」音楽之友社より抜粋

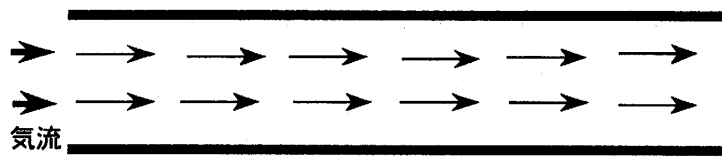


図 3.1

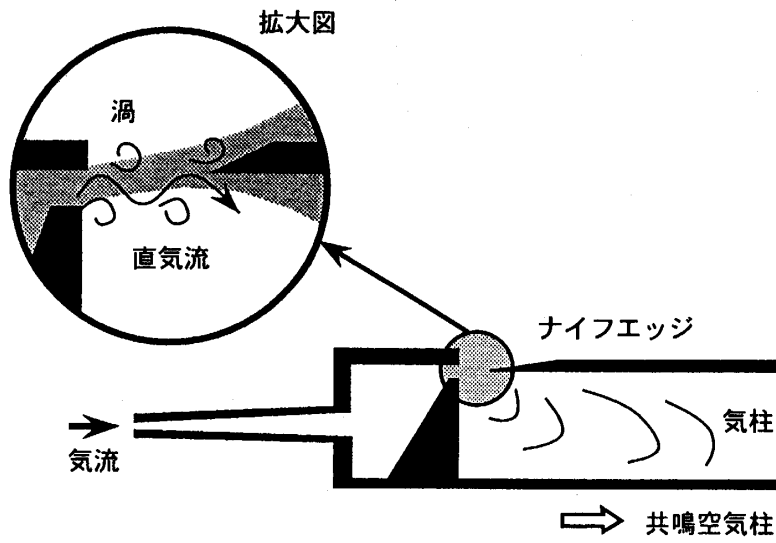


図 3.2

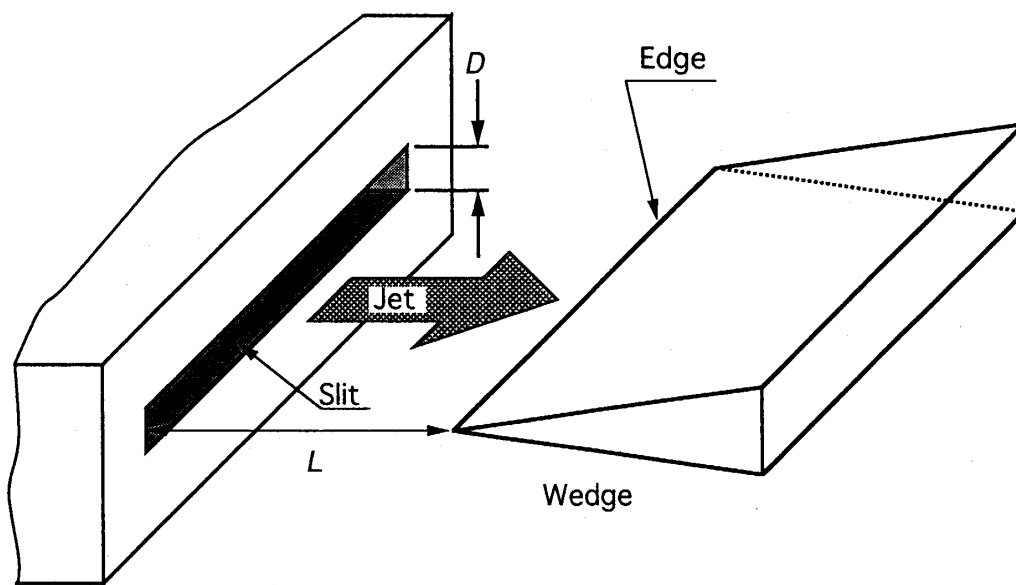
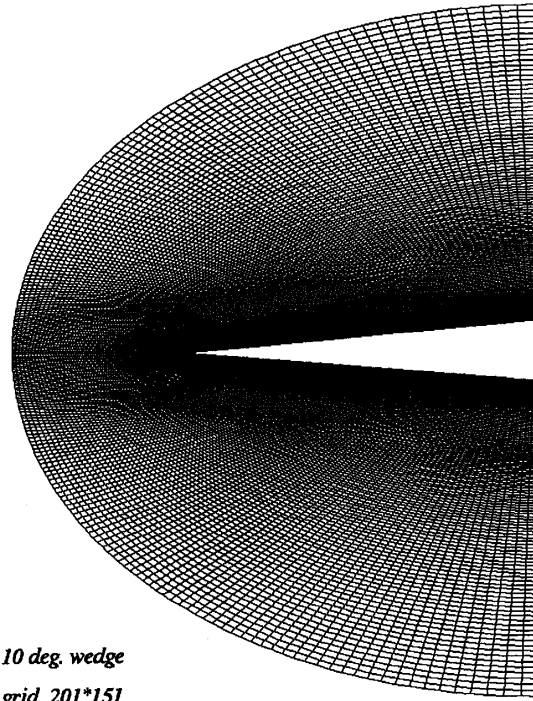
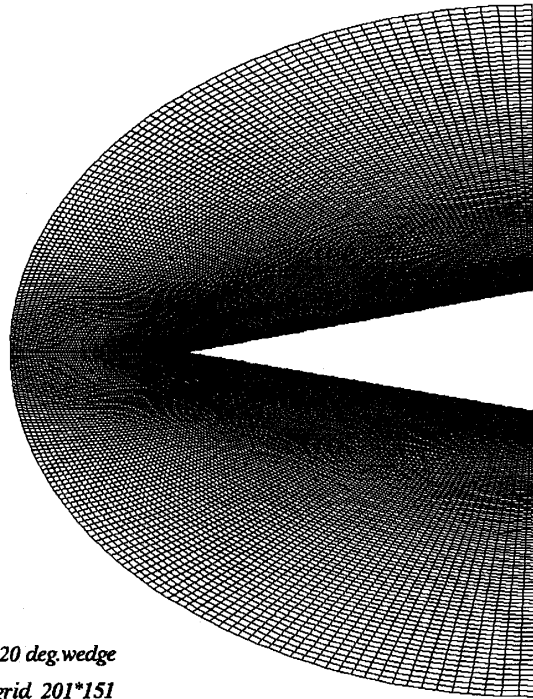


図 4.1



*10 deg. wedge
grid 201*151*



*20 deg.wedge
grid 201*151*

☒ 4.2

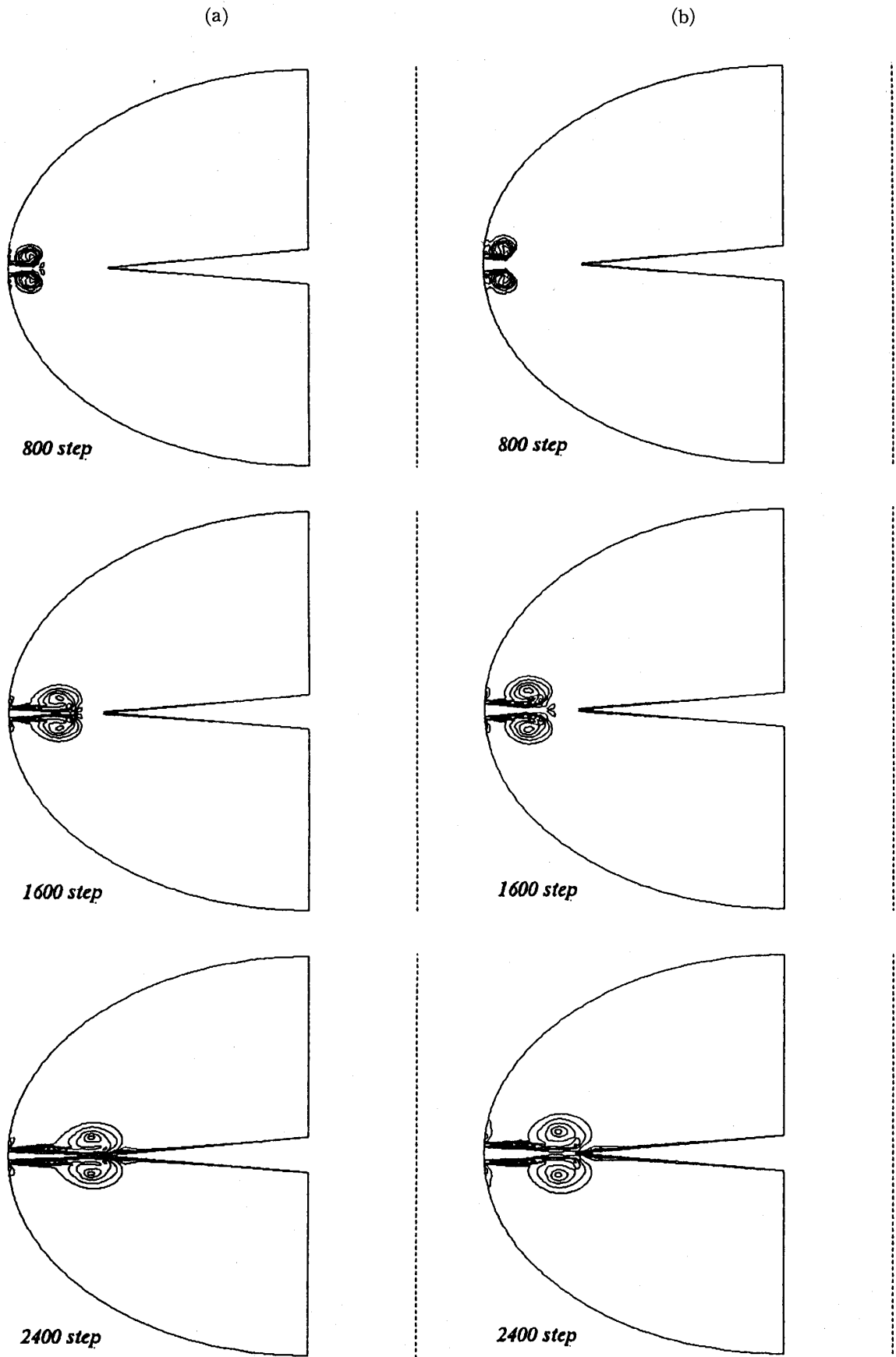
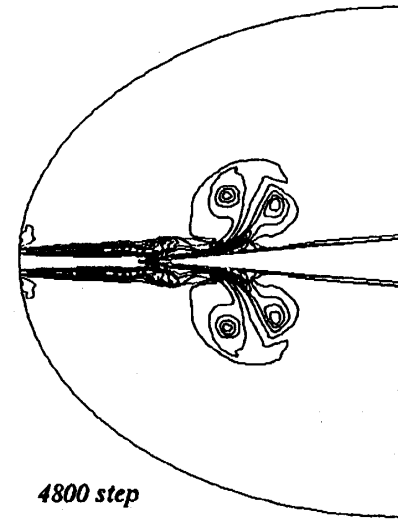
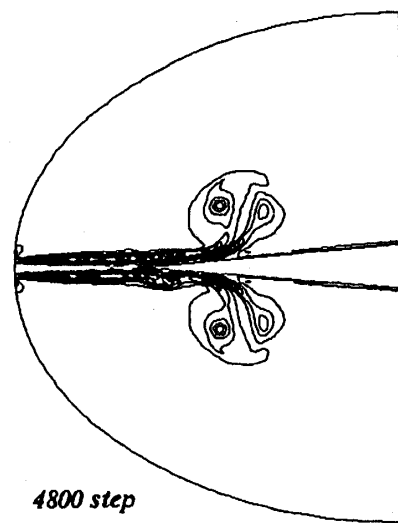
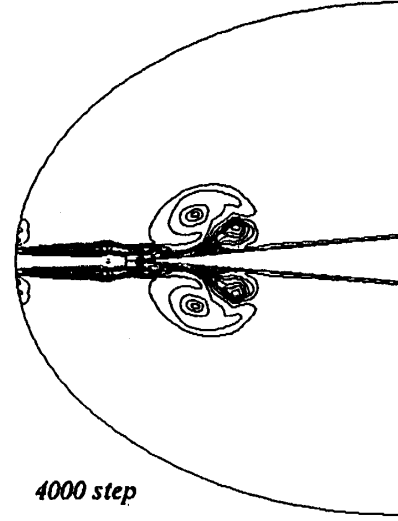
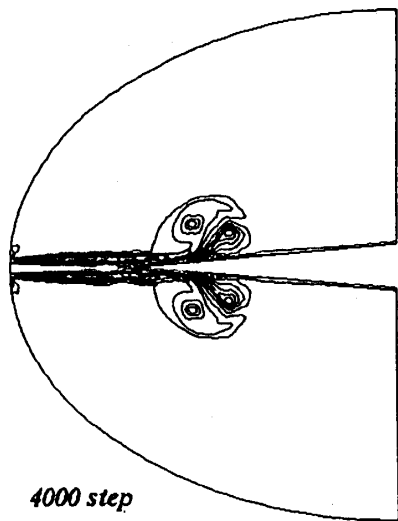
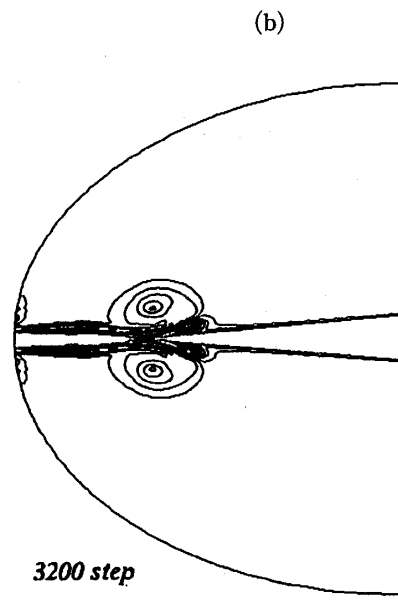
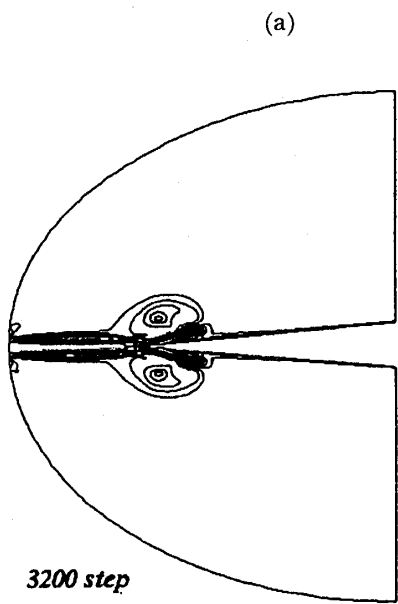


图 5.1



☒ 5.2

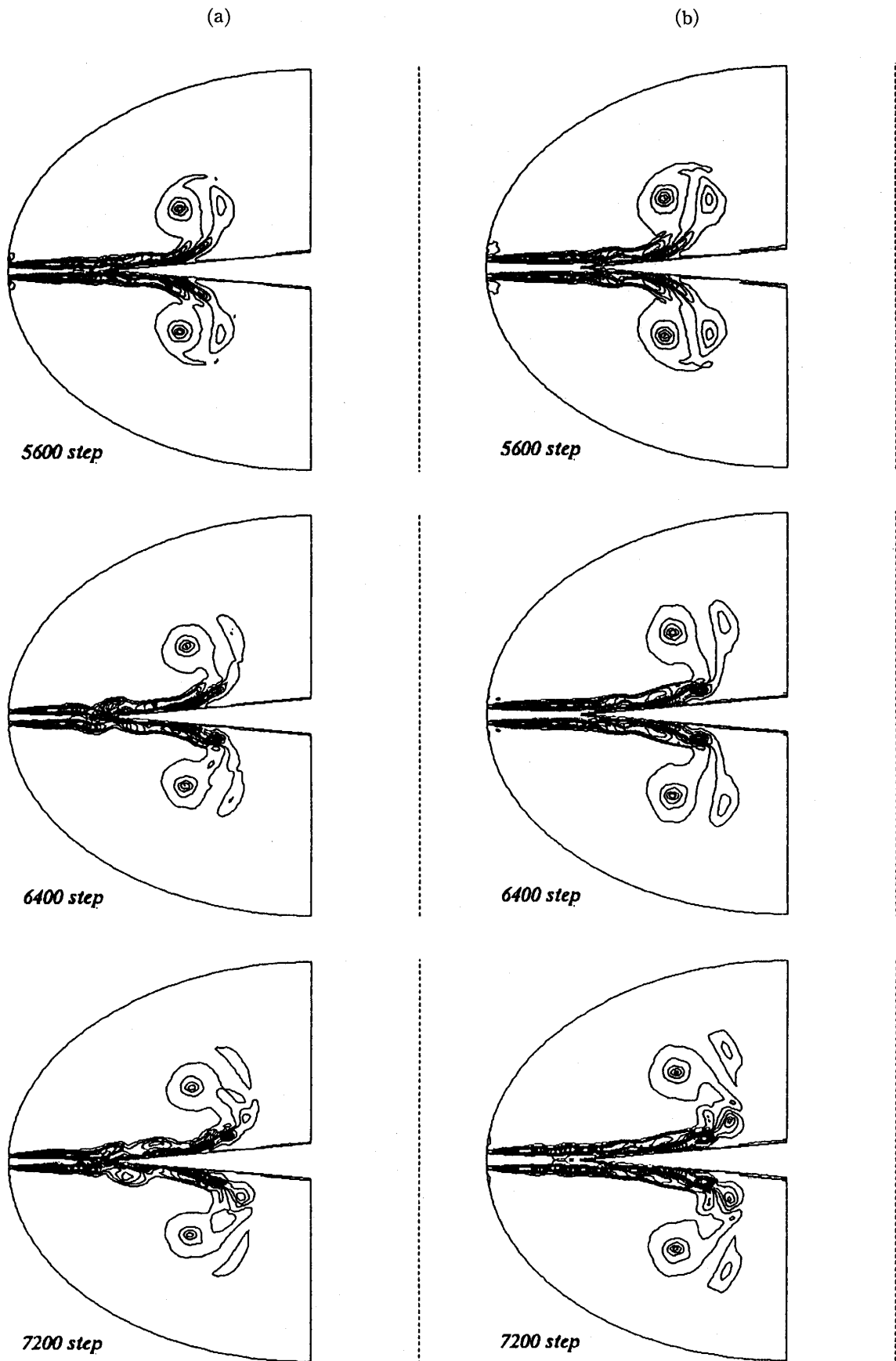


图 5.3

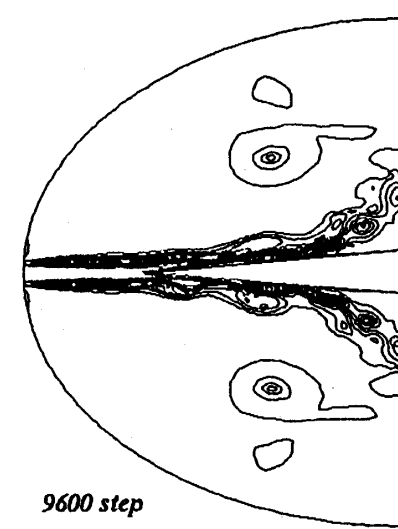
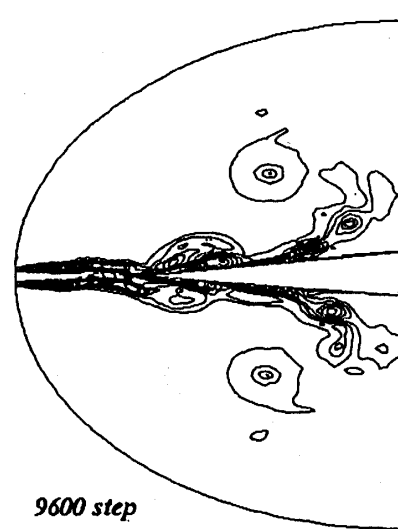
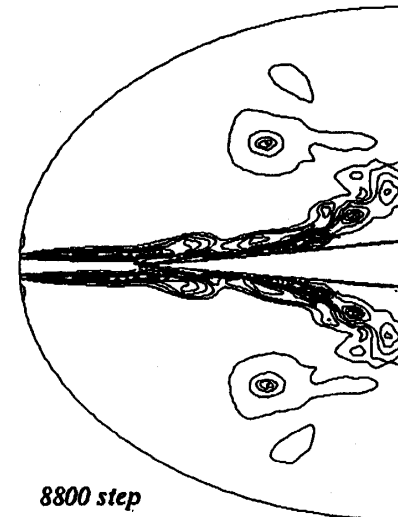
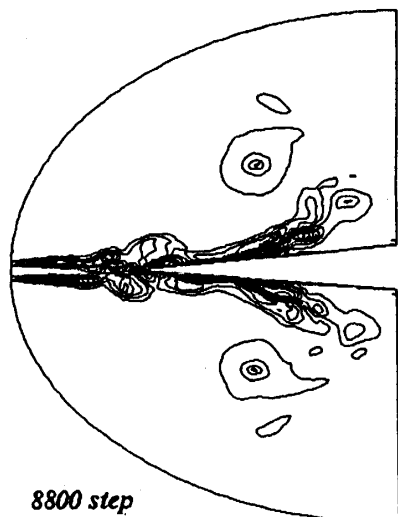
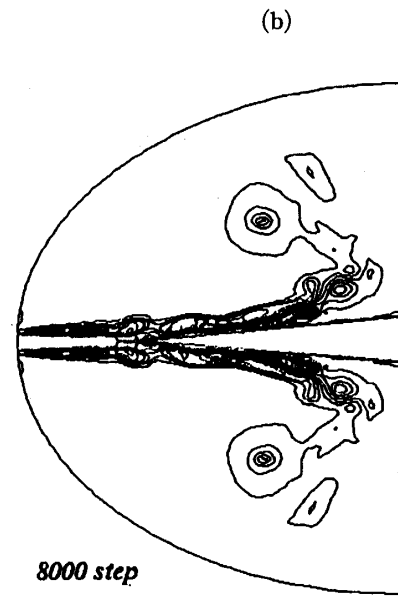
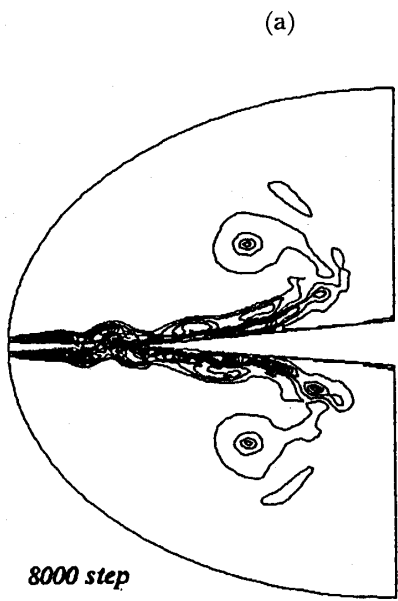
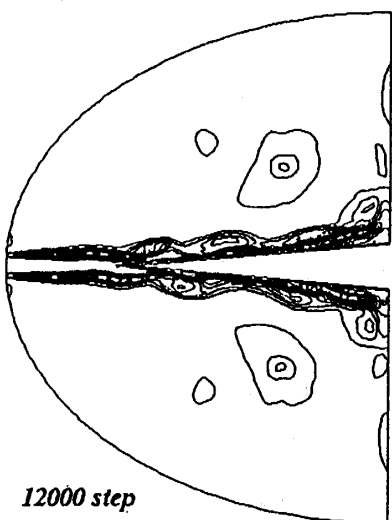
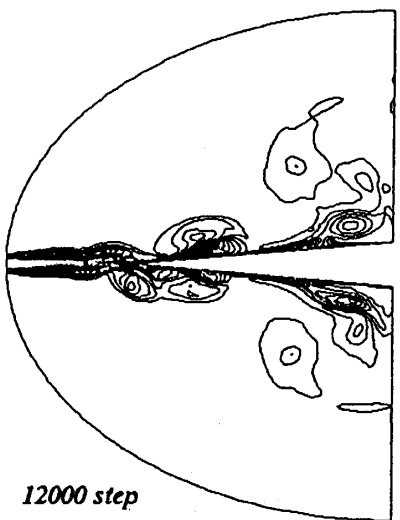
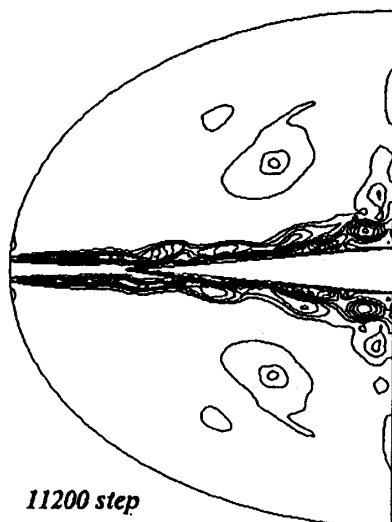
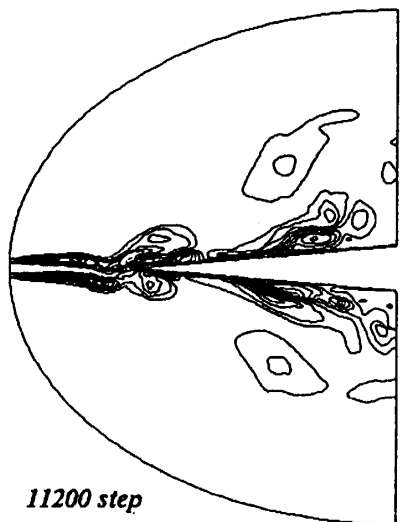
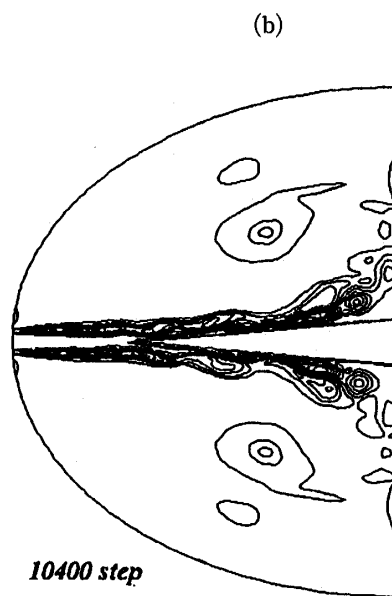
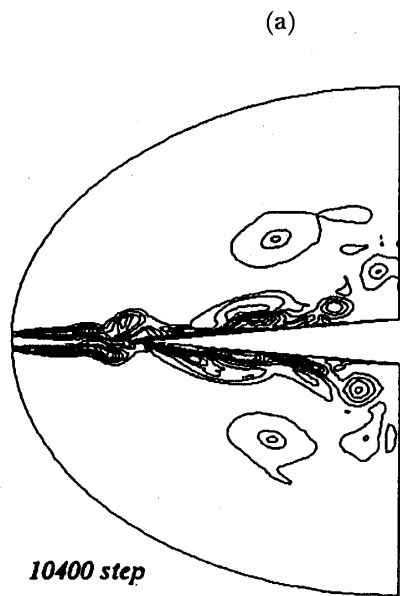
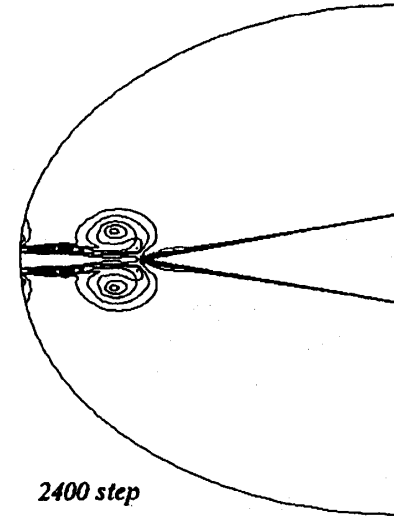
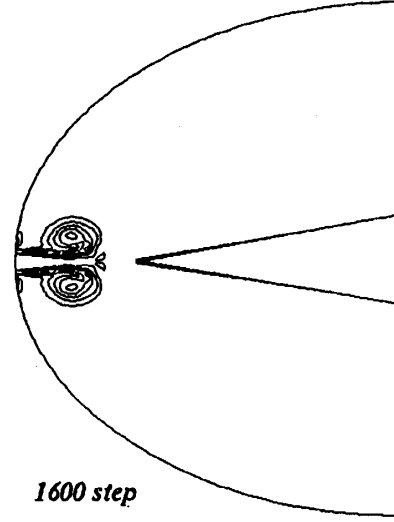
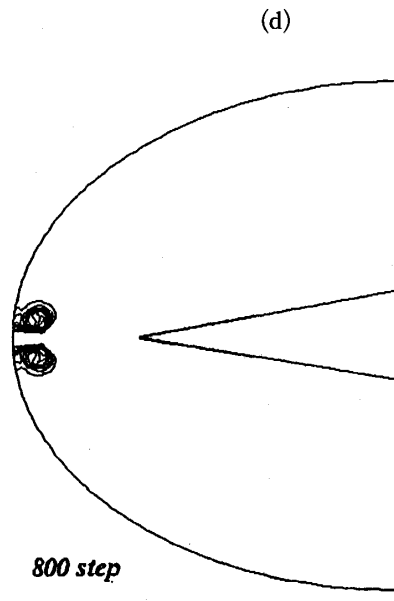
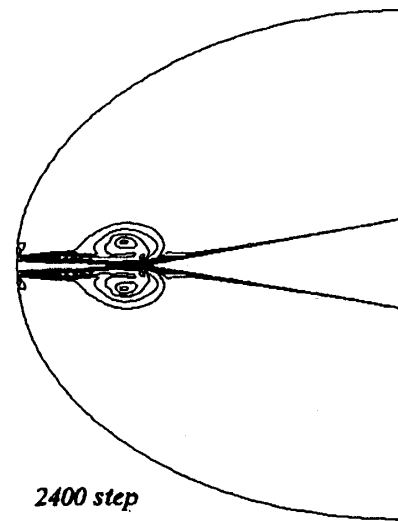
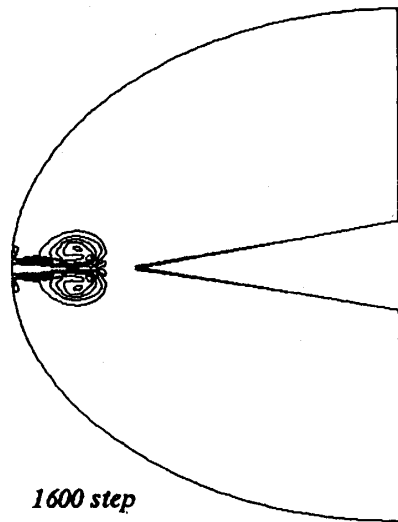
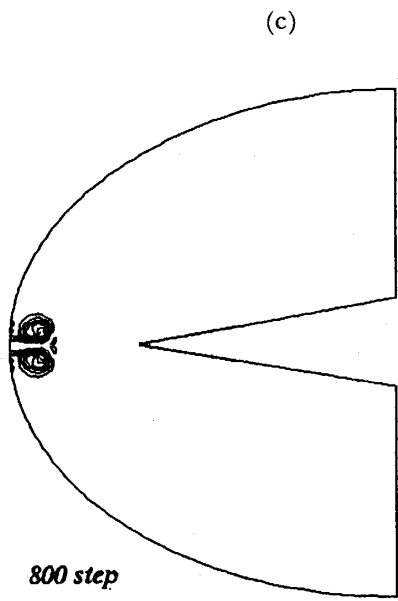


图 5.4



☒ 5.5



☒ 5.6

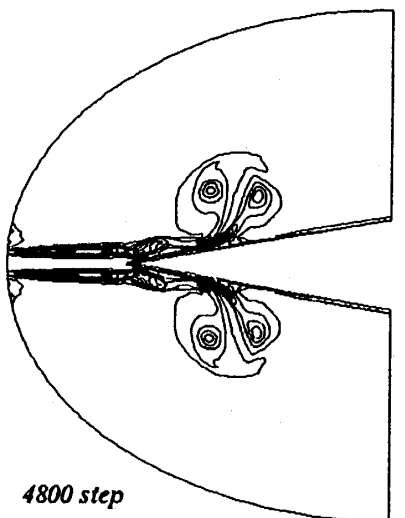
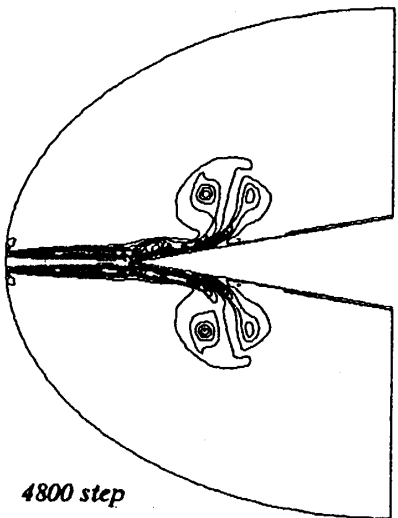
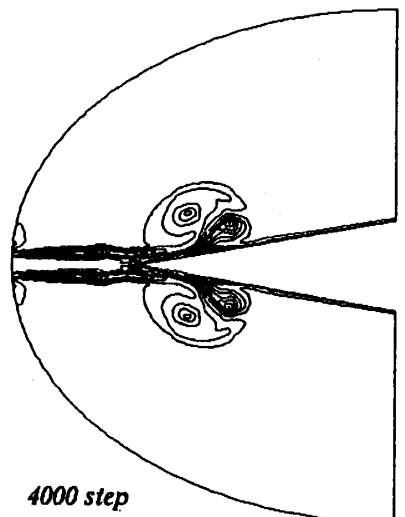
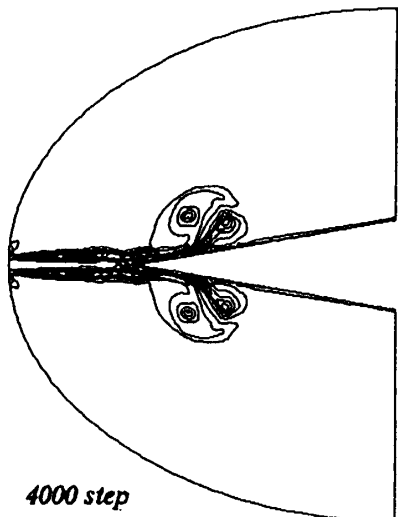
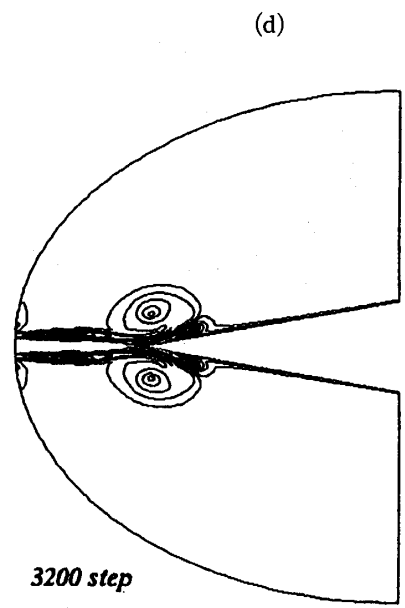
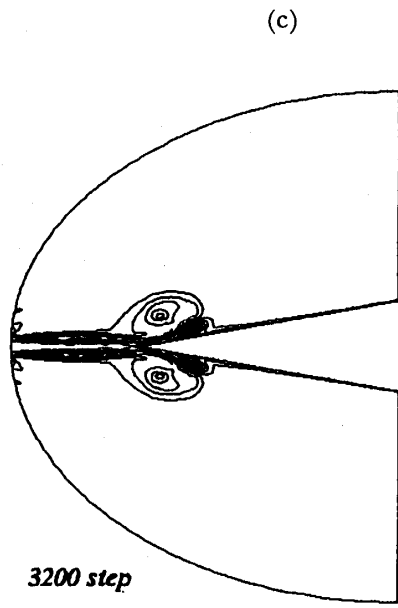


图 5.7

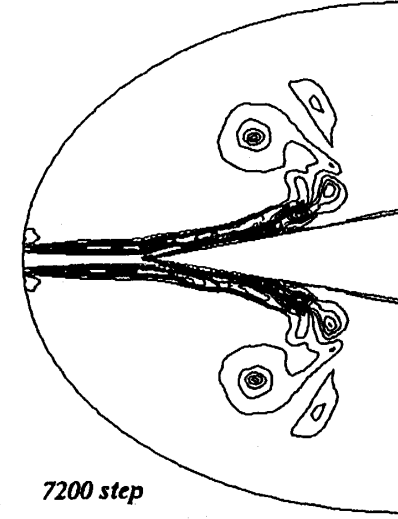
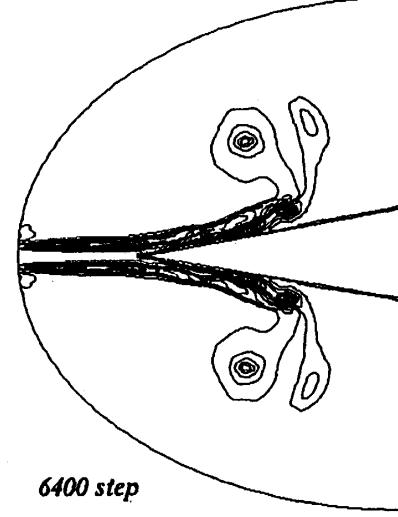
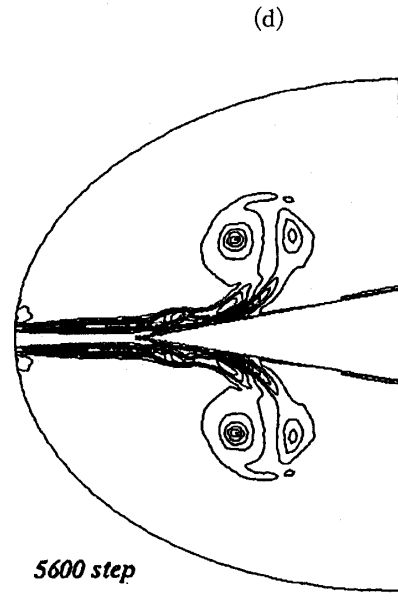
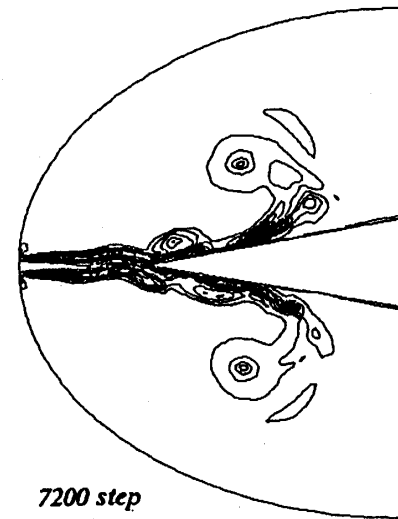
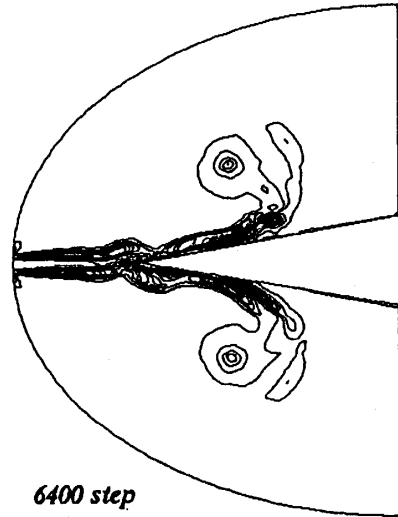
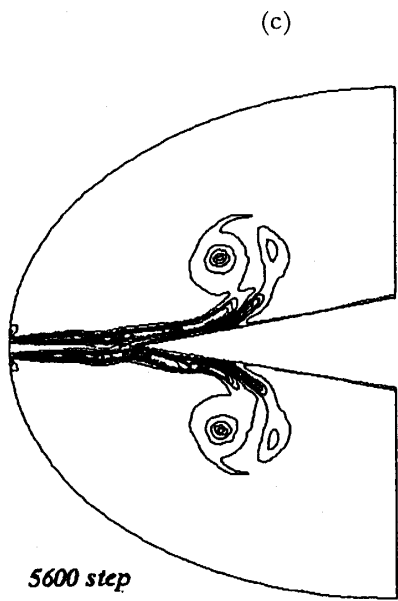


图 5.8
(169)

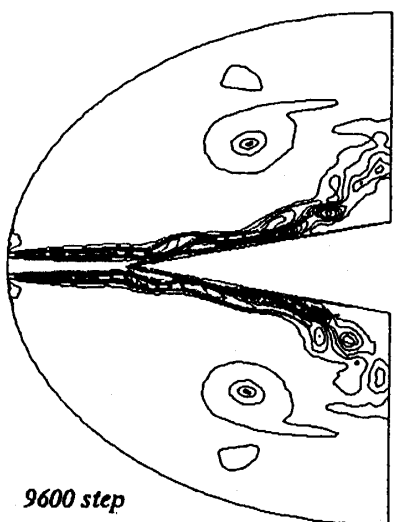
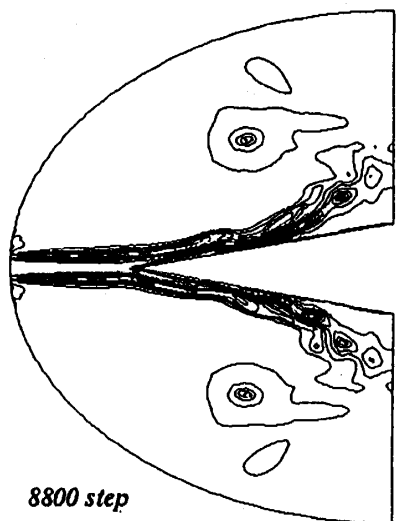
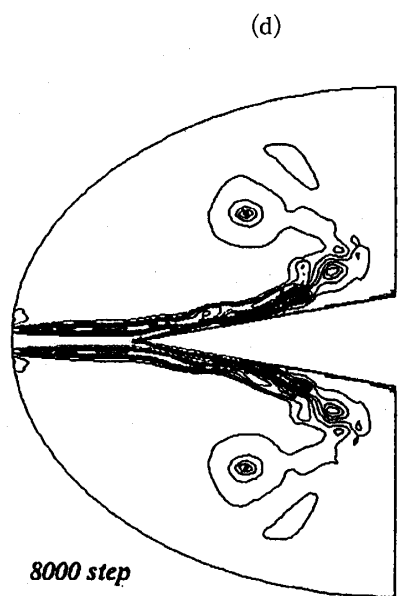
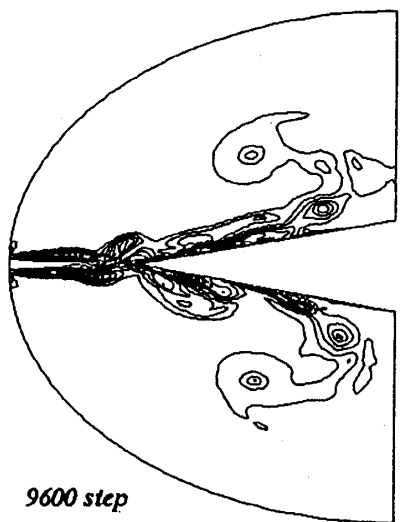
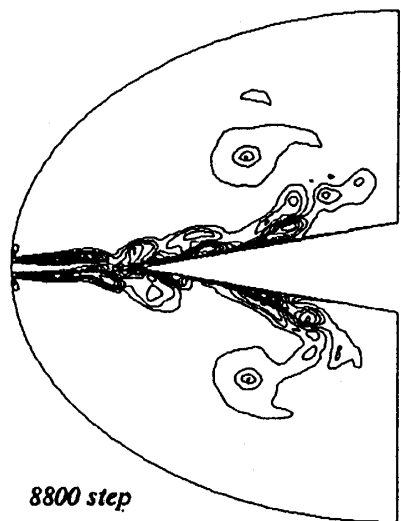
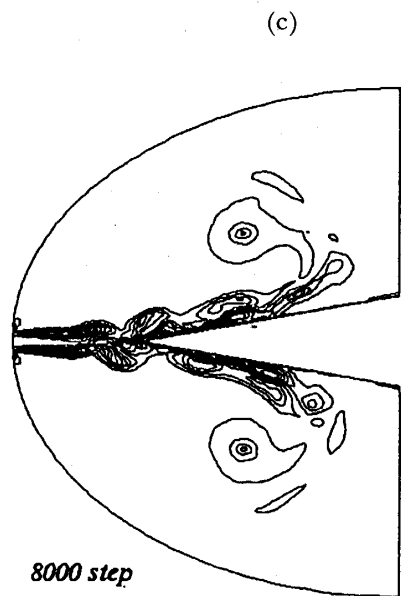
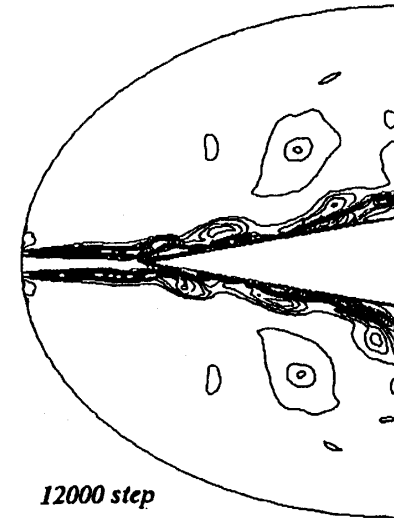
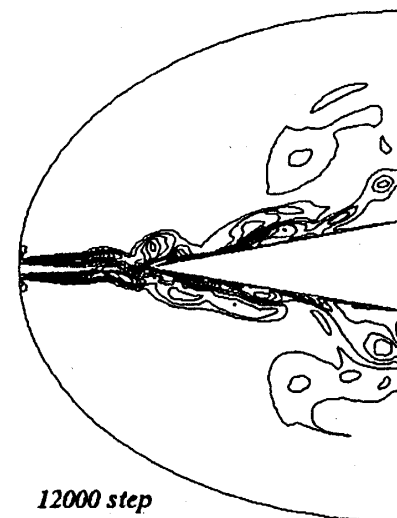
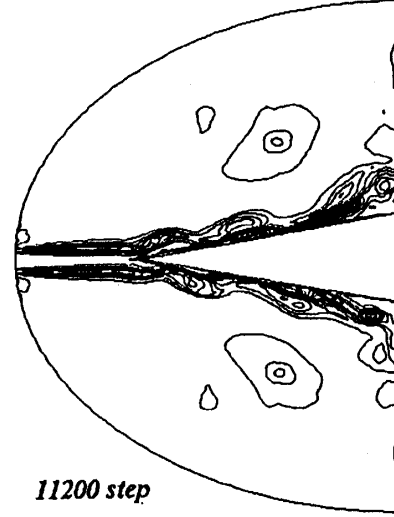
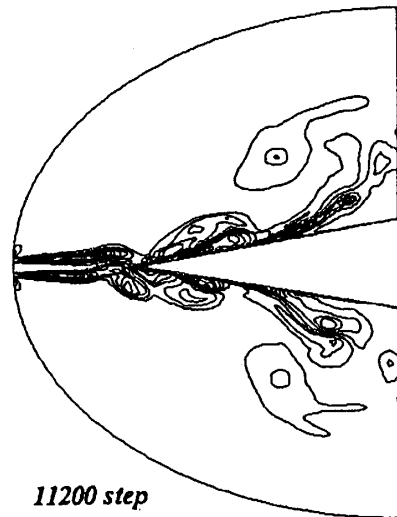
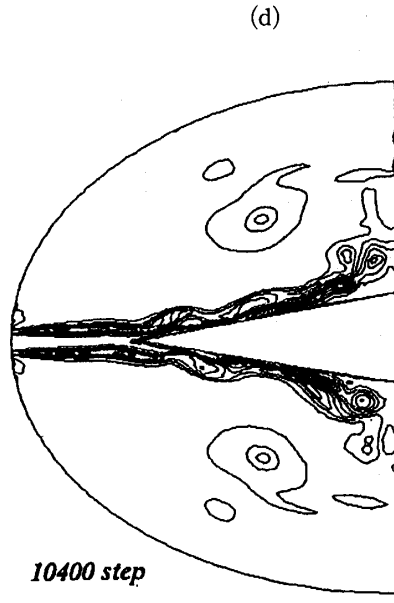
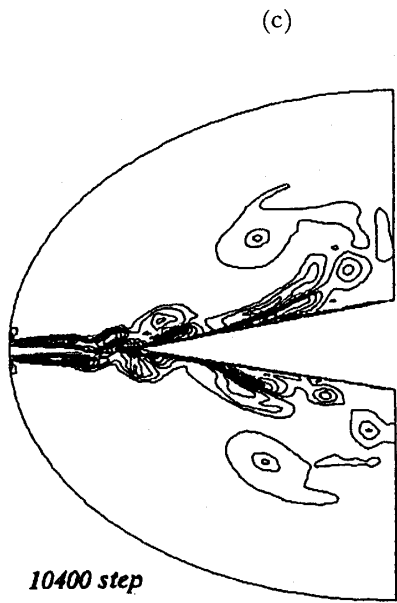


图 5.9



☒ 5.10

(c)

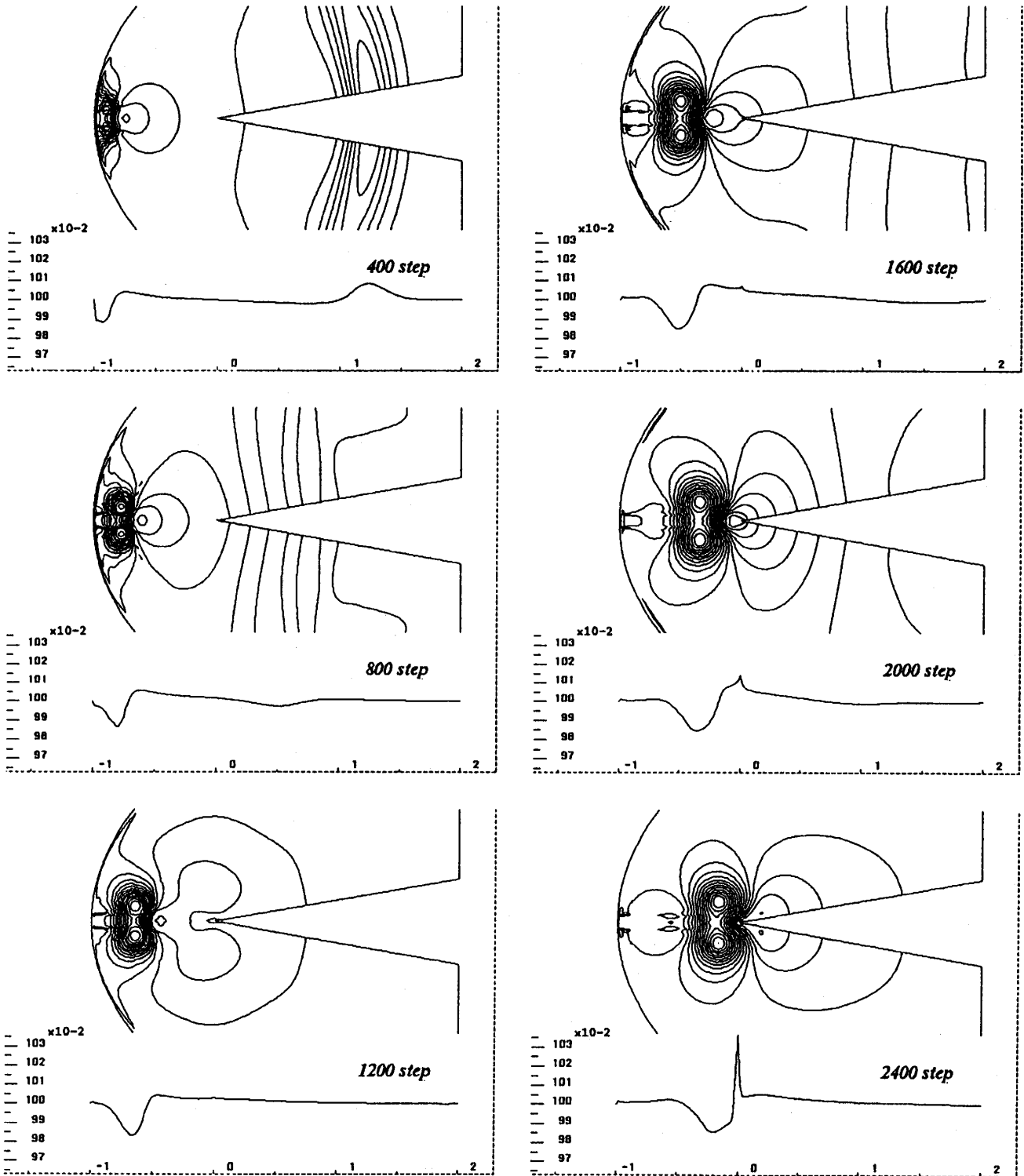


图 5.11

(c)

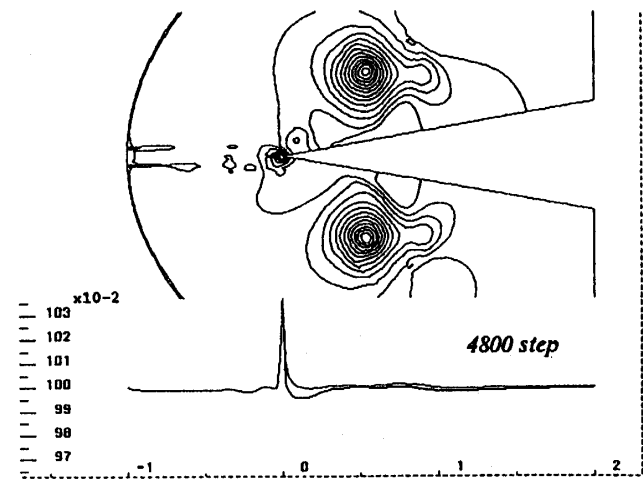
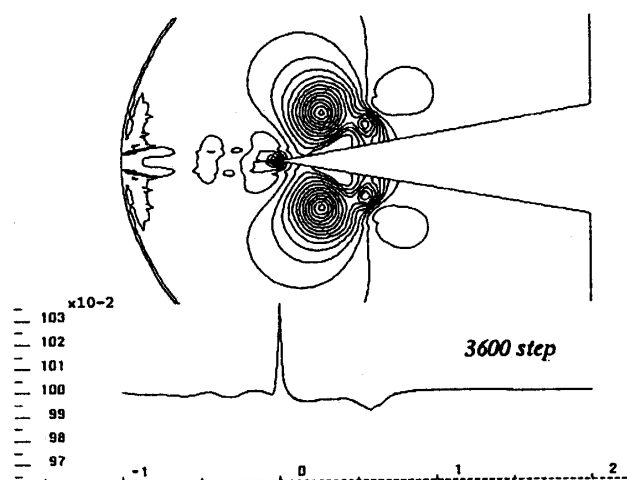
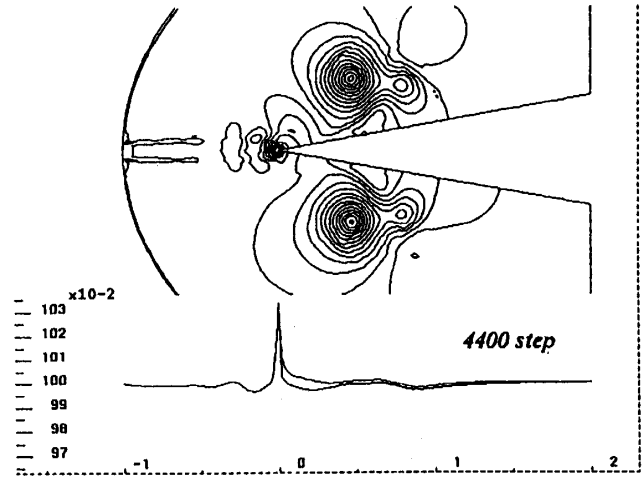
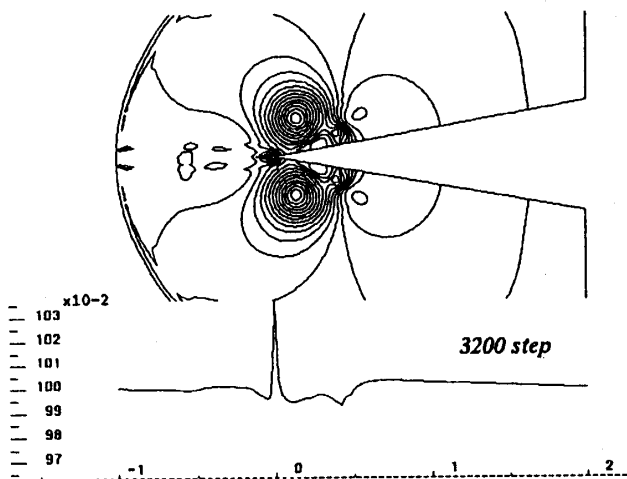
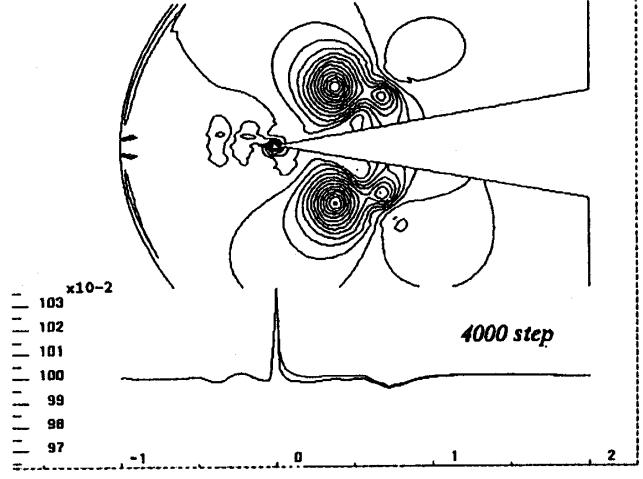
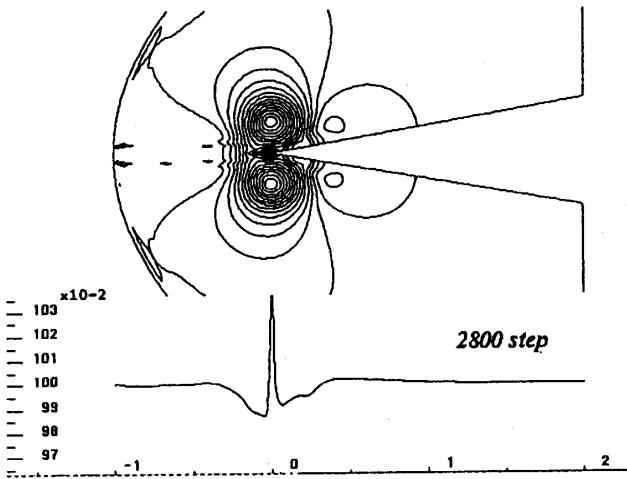
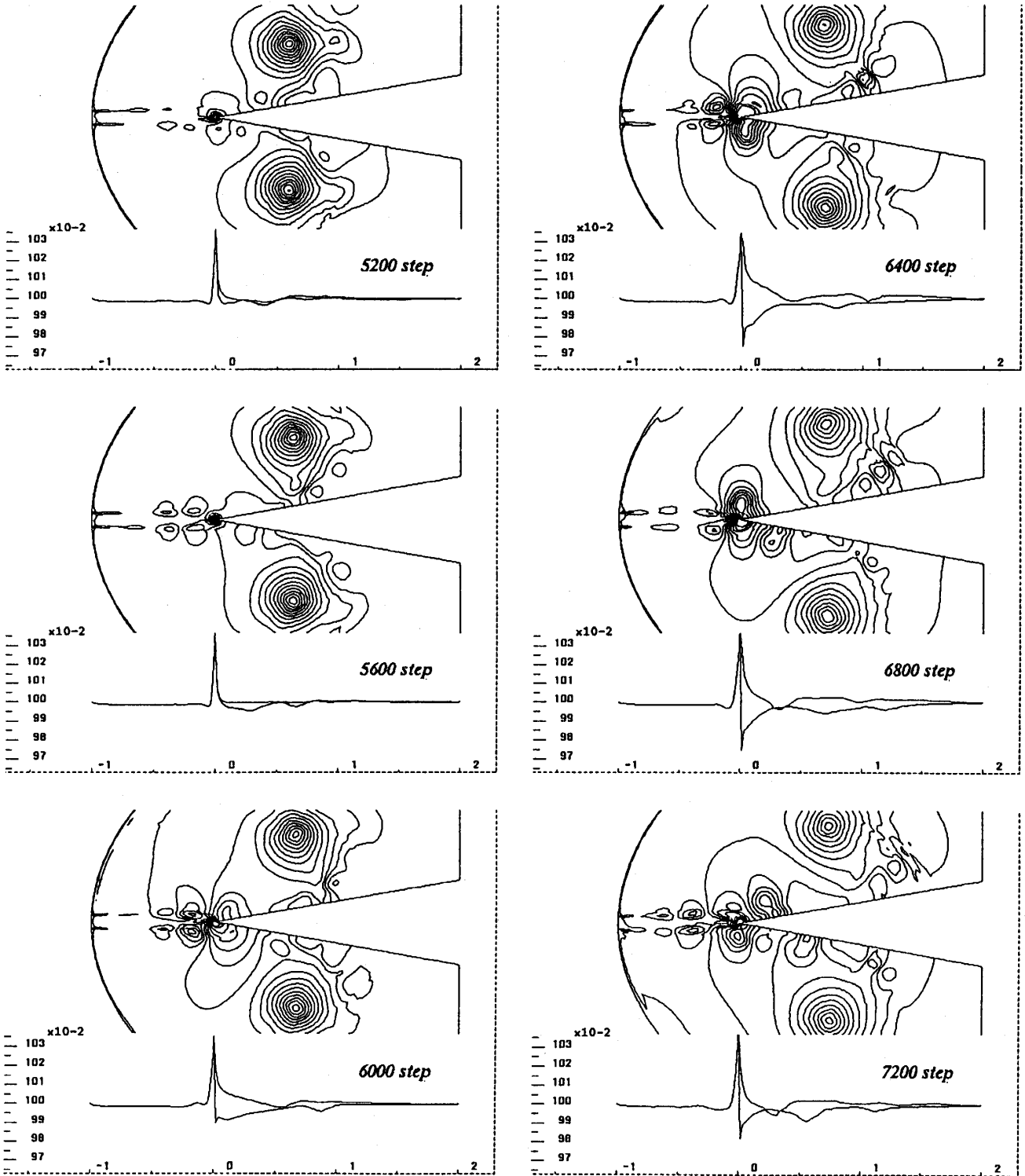


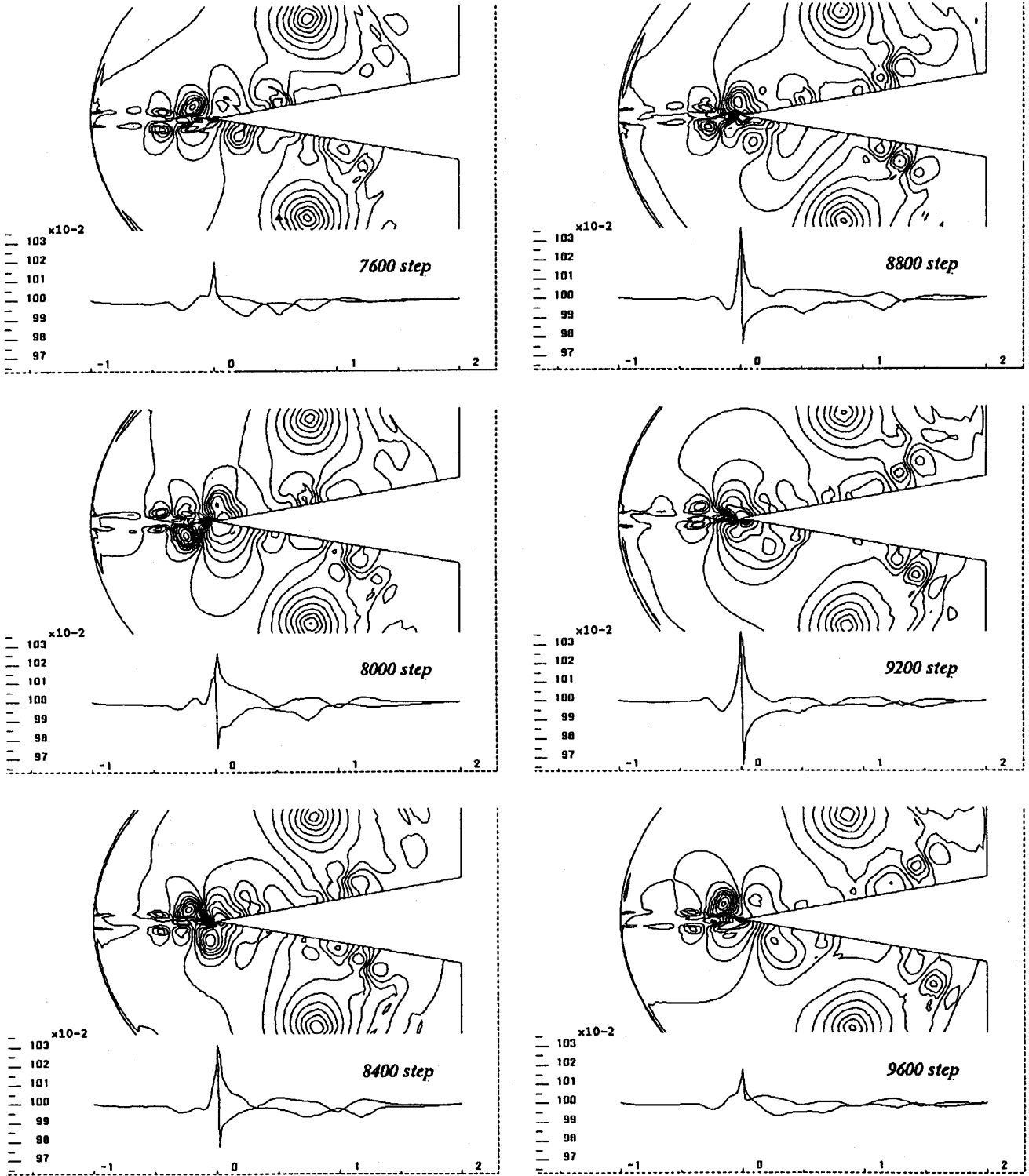
图 5.12

(c)



⊠ 5.13

(c)



☒ 5.14

(c)

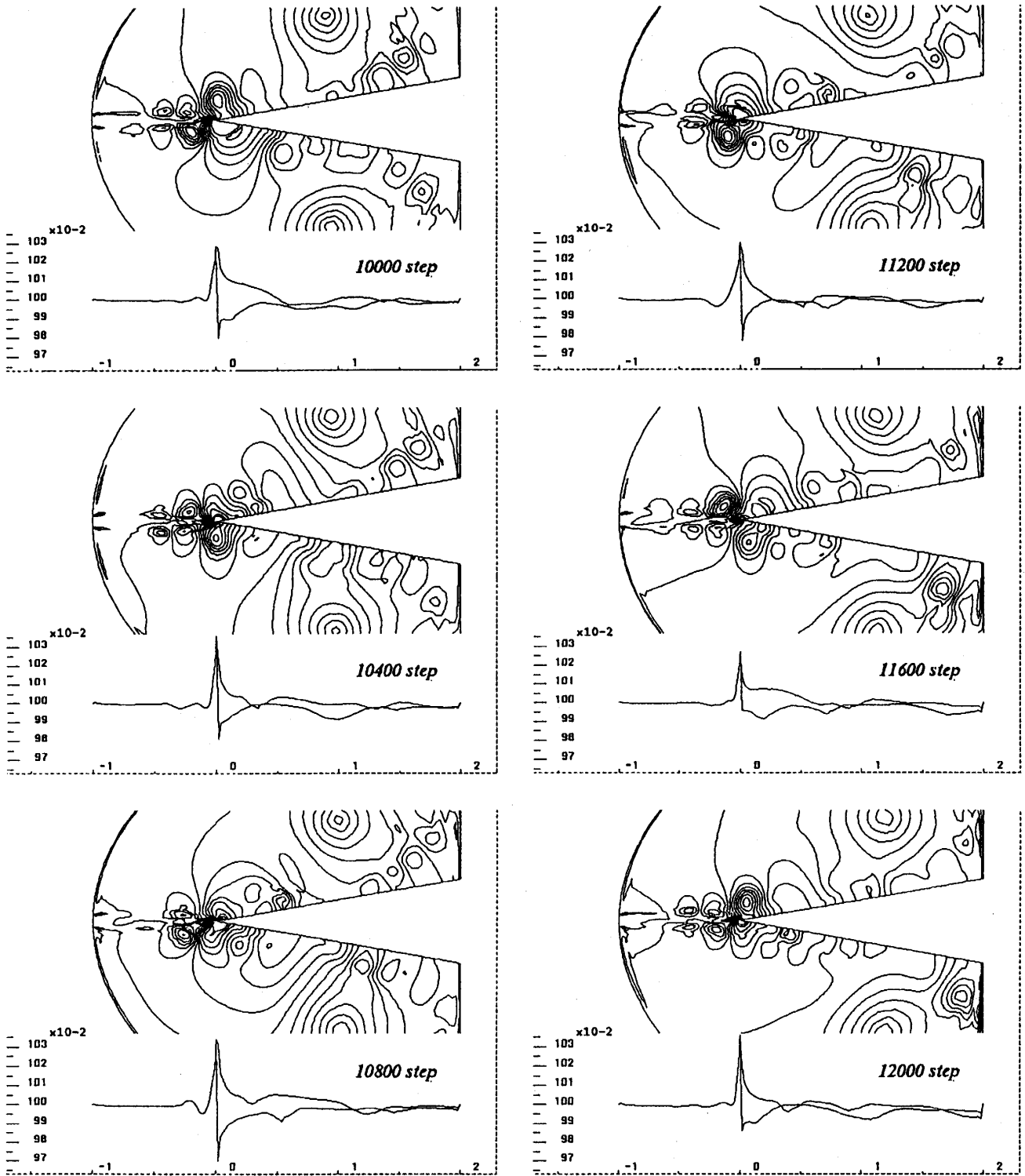


图 5.15