

小幡茂男

Mixing Enhancement by Baroclinic Torque

by

Shigeo Obata

ABSTRACT

A fluid dynamical effect of a normal shock wave passing through axis-symmetric subsonic turbulent shear flows, which is constructed between air stream main flow and three kinds of high speed jets (air and carbon dioxide, helium), on mixing enhancement is numerically analyzed as a basic flow model of the supersonic combustion Ram (SCRAM) jet engine combustor. A combination of Navier-Stokes system's conservation equations and chemical species diffusion equation with two-equation ($q-\omega$) type turbulent model is solved for mixing flow problem with shock by a finite differential upwind TVD formulation technique. In only helium injection flow configuration the mixing enhancement after shock passing is achieved with a characteristic vortical flow structure arising from center axis. This is explained by two kinds of flow properties, a pushing away force caused by high momentum air stream behind shock plane, and Baroclinic Torque generated from spatial mis-alignment between density gradient of mixing layer and pressure one of shock plane. The former spreads mixing layer to radial direction with flow direction compression and the latter rolls up the spreading portion of mixing layer. On the other hand, air and carbon dioxide jets never create similar vortical flow structure even with a stronger shock wave passing.

1)はじめに

本研究は、スクラムジェットエンジン内部の超音速燃焼器のための基礎研究として、気体混合層に対して衝撃波の圧縮性がいかなる影響を及ぼすのかについて数値計算を利用した解析を行っている。気体燃料を超音速空気流中へ噴射する際に発生避けられない衝撃波は大きな全圧損失を伴うため推進機関にとってはマイナス要因であるが、その衝撃波を積極的に利用して、燃料と空気からなる超音速剪断流と干渉させることにより、流体力学的に混合を促進し、さらには混合場内の化学反応を活性化して大規模火炎の保持へとつなげる試み^{1,2}がなされはじめ、超音速燃焼の確立のための新技法として注目を集めている。しかし、噴射孔周りの複雑な壁形状と圧縮・膨張の入り混じった多数の波が相互に干渉する流れ場の詳細を明らかにすることは、実験的にも数値計算的にも非常に大きな負荷が要求される。本研究では、この流れ場を超音速剪断流の混合層を通過する垂直衝撃波の干渉問題としてモデル化し、混合層の密度勾配と衝撃波の圧力勾配から生じる流体作用である Baroclinic Torque の向きと大きさに注目して実験を行っている Hermanson らの研究^{3,4,5}に沿った数値解析を行っている。超音速剪断流を形成する同軸2流の噴流側に3種のガス(空気、二酸化炭素、ヘリウム)を与え、周囲空気流に対する密度勾配および、垂直衝撃波による圧力勾配が、Baroclinic Torque により形成される大規模な渦構造と混合促進に及ぼす影響について調べている。前報⁶で使用した同軸2流の流入境界条件をさらに改良し、Hermanson らの実験結果に適合する乱流剪断流の

混合層形状をシミュレートし、そこへ垂直衝撃波を通過させたところ、平面状の混合層と衝撃波が干渉する場合と同様の混合促進効果⁷を確認できたので、今回は軸対称円錐状混合層の計算結果を中心に報告する。

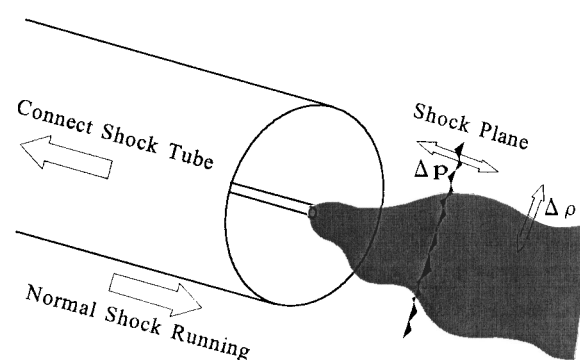


図1: 乱流剪断流と垂直衝撃波通過

Hermanson らは図1に示す通り、衝撃波管の下流に極小の噴管を用意し、そこから噴射される模擬燃料ガスが形成する乱流剪断流に上流部からの垂直衝撃波を導入した場合、ヘリウム噴流の場合にのみ衝撃波背後に大規模な渦構造が形成され、剪断流内部の混合促進が認められると報告している。彼らより以前にも、実験と数値計算、それぞれにより先駆的な研究^{8,9,10}がなされているが、いずれも極薄い膜により仕切られた密度の異なる静止状態の気体を封じ込めた泡に衝撃波を導入した場合の、界面の挙動を解析したものであり、Hermanson らや本研究で対象としている乱流状態でかつ半径方向に濃度分布のある、厚みを有する界面(混合層)を対象とした場合とは、密度勾配の大きさが格段に異なる。Baroclinic Torque は次頁の渦度方程

式の右辺右端の生成項に密度勾配と圧力勾配の積で記述されるため、薄膜泡と乱流混合層とはBaroclinic Torqueの定量的な一致は困難である。一方で定性的な比較においては、両者の結果には類似点と相違点とが共存する。周囲と比べて軽質気体が封じ込められた空間(ヘリウム噴射)に衝撃波を導入した場合には共に渦が形成され、その向きも同じであるが、重

$$\frac{d\omega}{dt} = (\omega \cdot \nabla)U - \omega \nabla \cdot U + \frac{\nabla \rho \times \nabla p}{\rho^2}$$

質気体を用いた場合(炭酸ガス噴射)には、薄膜泡は軽質気体の時とは逆向きの渦を明確に形成したが、Hermansonらの実験では渦は認められなかった。静止状態の薄膜泡と流れのある乱流剪断流とでは、対流作用も異なり、後者の場合はさらに噴射気体の密度変化に応じてその運動量も変化するために、渦度生成への影響はより複雑である。本研究では、そのような渦の形成という点に特に注目して数値計算を行った。

2) 数値計算法

計算機上で、非圧縮性の乱流状態の剪断流を確立した後に、圧縮性の垂直衝撃波を導入するという二段階の流体シミュレーションを行う必要から、支配方程式は下に示す通り、流量・運動量・エネルギー保存のN-S方程式群と周囲流・噴流の2化学種の拡散方程式、乱流粘性評価を行う $q-\omega$ 形式の2方程式乱流モデル¹¹を組み合わせる構成した。乱流拡散・乱流伝熱量は乱流粘性係数からそれぞれ評価される。

$$\begin{aligned} \dot{\rho} + \nabla \cdot \rho U &= 0 \\ \rho \dot{U} + U \nabla \cdot \rho U &= \nabla \cdot \sigma \\ \rho \dot{e} + \nabla \cdot \rho(e+p)U &= \nabla \cdot (U \cdot \sigma) - \nabla \cdot K \\ \dot{f}_k + \nabla \cdot f_k U &= -\nabla \cdot J \begin{cases} J = -(D_{lmnr} + D_{turb})_k \nabla \cdot f_k \\ D = \frac{v_k}{P_r L_e} \end{cases} \\ \left. \begin{aligned} \rho \dot{q} + \nabla \cdot q U &= \nabla \cdot G_q + H_q \\ \rho \dot{\omega} + \nabla \cdot \omega U &= \nabla \cdot G_\omega + H_\omega \end{aligned} \right\} \rightarrow \mu_{turb} \propto \frac{\rho q^2}{\omega} \end{aligned}$$

ここで σ は応力テンソル、 K はエネルギー流束ベクトル、 f_k は考慮した化学種 k の濃度、 D は拡散係数、乱流パラメーター q と ω はそれぞれ乱流渦の速度スケールと周波数スケールである。この方程式系はUpwind TVD^{12,13}に基づく差分化により空間3次精度(右辺は2次中心差分)、時間1次精度にて解かれる。

計算は外周壁に滑り条件を課せられた円筒流路内部にて行われ、円筒軸中心に直径1.1[mm]の円断面の噴射管が配置される。流路直径はHermansonらの実験で用いられている正方形断面のテストセクション(50×50[mm])と同じ断面積にするために56.4[mm]とし、噴管出口から出口境界まで65[mm]、噴管出口上流にも延長領域として35[mm]を取った。流れ場を完全軸対称流として取り扱い、中心軸から外周壁までの一半径長さ28.2[mm]を縦(y)方向、35+65=100[mm]を横(x)方向として、周

方向断面内に図2に示すような矩形の直交型の計算格子を作成した。上辺が外周壁、下辺が中心軸に一致し、流れ(x)方向に115点(上流延長部に15点)、半径(y)方向に35点(噴管内部に7点)を、噴管出口(図2下辺部の小縦棒)周辺に集中させて配置した。今後の説明には噴管出口を原点とし、長さの無次元化には噴管径 h を使用する。

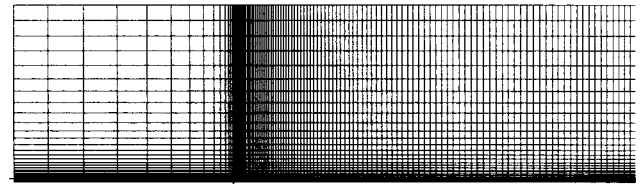


図2: 計算用格子

噴管表面はすべて滑り壁とし、計算格子の下辺には中心軸の対称境界条件、右端の出口境界には背圧として1[atm]を与えた。前報に対して今報で改良されたのは流入境界条件で、周囲流と噴流にそれぞれHermansonらの実験により近い条件を与えた。空気主流は、全圧1[atm]、全温300[K]の通常環境大気が流路内に引き込まれるとして、流入速度を計算領域から外挿して求めた。一方の噴流側は、流入全温350[K]と流入速度(空気:206[m/s]、炭酸ガス:193[m/s]、ヘリウム:531[m/s])を固定し、静圧を計算領域から外挿した。いずれも低亜音速流であり、 h を基準としたレイノルズ数は、各々、10700、20100、1400である。さらに、噴流の流入境界を $x=-35$ [mm]の最左端から、より原点に近い位置(x方向格子点10番目)に移動させた。両流れの乱流パラメータについては速度スケールの q を計算領域内部から外挿し、周波数スケールの ω には理論値の5倍を固定して与えた。乱流剪断流計算が十分に収束した時点の、周囲流の流入流速は約3[m/s]、噴流の静圧はほぼ1[atm]で、Hermansonらの実験結果と一致している。

乱流剪断層が形成された後の衝撃波通過は、周囲流の流入境界における各種物理量を、周囲流に対するランキン-ユゴニオ条件の衝撃波背後状態の値に固定し、衝撃波の伝播を時間進行的に解いてゆく。

3) 乱流剪断流

図3に、形成される乱流剪断流の噴射化学種(上から順に空気、炭酸ガス、ヘリウム)ごとの濃度等高線図を示す。いずれも等高線を2.5%毎に描いてある。

噴射物質の周囲空気流への拡がりを比較すると、ヘリウムが最広範に分布し、次いで空気、炭酸ガスの順で、Hermansonらの実験結果と定性的に一致した。ヘリウムはもともと拡散係数値が大きい上、流入流量も最大値を与えられているため、出口境界付近の中心軸上に依然として比較的高濃度のヘリウムが存在している。一方の空気と炭酸ガスについては流量がほぼ等しいため、拡散能力の差がそのまま空間分布の違いとなって現れたと考えられる。3種類の噴射気体それぞれにおいて、噴射物質の分布の外縁がほぼ一定の傾きで周囲流中へと伸びている

ことから、乱流粘性も下流部へ向けて一定の成長率で発達し続けており、この点もHermansonらの実験結果と一致している。

4) 垂直衝撃波通過

今回使用した通過衝撃波は、周囲流に対して波面の進行速度: M_s が1.2の場合と1.4の場合である。図4～図6に噴射3化学種それぞれの、 $M_s=1.2$ の場合($\Delta p=0.5$ [atm])の、波面位置を示す圧力等高線図(左側、線間隔0.1[atm])と濃度等高線図(右側、2.5%間隔)を示す。上から順に、波面位置が $x/h=11.8$ 、29.5、53.2の瞬間である。

3噴射化学種の間で明らかな違いは、ヘリウム噴射条件時のみ見られる渦構造である。衝撃波が混合層に接触して間もない時点($x/h=11.8$)で既に存在し、中心軸から y 方向へ向かって湧き上がるように巻き込んでいる。この渦は時間の進行につれて、その形状をはっきりさせると共に大きくなってゆくことが認められ、同時に渦中心の濃度は低下しているの、この渦構造の成長に伴い剪断流中の混合が促進されていると理解できる。ヘリウム噴射時のように y 方向下側に軽質ガス、上側に重質ガスが配置されて、 x 方向に圧力の逆勾配が作用する場合、Baroclinic Torqueの作用方向は紙面垂直上向きに右ねじ方向であり、数値計算の結果は正しく渦度の生成を捉えている。一方、炭酸ガス噴射はヘリウムとは逆の密度勾配を有し、左ねじの渦の発生を期待できるが、ヘリウム噴流と空気周囲流との密度比が10倍以上であるのに対して、周囲流との密度比はたかだか2倍以下であり、Torqueの作用が弱いと判断できる。

渦構造と結び付けてもう一つ特徴的なのが、混合層が上流部と下流部とに切り離されたように大きくくびれる位置と衝撃波面とに挟まれた領域の混合層の形状変化である。空気と炭酸ガス噴射を比べた場合、衝撃波の通過に伴い、この部分の混合層が流れ方向に圧縮されつつ下流方向へと押し流されていることが分かるが、双方の変形の様子はほぼ等しい。一方、ヘリウム噴射においても同様の圧縮と押し流しが観察されるが、下流へ流される速度は空気や炭酸ガスの場合と比べて早くなっている。特に、濃度5%の等高線に注目すると、中心軸付近の5%線はヘリウムの場合、明らかに他の2種類よりも常に下流に位置していることが分かる。衝撃波背後の周囲空気流の速度は3噴射化学種全てに共通の値が与えられているにもかかわらず、このような差が現れることから、Baroclinic Torqueとは別な機構も渦構造の形成に寄与していると考えられる。つまり、ヘリウム混合層の下流方向への急速な押し流し、特に中心軸付近の輸送速度が大きいために、中心軸に沿って下流へと押し込まれたヘリウムが衝撃波面に押し止められ、行き場を失って半径方向へと染み出すことにより、ヘリウムの高濃度塊の半径方向への湧き上がりが起きている。この高濃度塊とBaroclinic Torqueによる右ねじ方向の巻き込み力が組み合わさって、現状の渦構造が現れる、と考えられる。

さらに強い衝撃波: $M_s=1.4$ ($\Delta p=1.1$ [atm])を使用した場合の混合層の挙動を図7～図9に示す。線間隔は図4～図6と同じであるが、衝撃波背後の高速な周囲流により、圧縮され下流へと

運ばれる混合層が噴射管から伸びるガスの筋から完全に切り離されてしまっている。ヘリウム噴射の場合の渦構造がより明確になっているのに対して、空気と炭酸ガス噴射には対応する流れ構造はまったく認められないことから、軽質噴射の混合層に衝撃波が通過する際にのみ独特の混合促進効果が発生することを確認できる。

5) まとめ

流入境界条件を改善した軸対称乱流剪断流と衝撃波との干渉問題の数値解析を行った結果、ヘリウム噴射時にのみ特有の渦構造と混合促進効果を明確に捉えた。混合層の密度勾配と衝撃波の圧力勾配により発生するBaroclinic Torqueが混合層の押し流しにより生じる高濃度塊に働いて渦構造を形成する機構を説明した。

参考文献

1. I.A.Waitz et. al., AIAA Journal, Vol.31 No.6, pp1014, 1993
2. F.E.Marble et. al., 25th Symp. (International) Comb.,pp1, 1994
3. B.M.Cetegen et. al., Comb. Flame, Vol 100, pp232, 1994
4. J.C.Hermanson et. al., 27th Symp. (Int.) Comb., pp2047, 1998
5. J.C.Hermanson et. al., Physics Fluids, Vol.12 No.5, pp1210, 2000
6. S.Obata, NAL SP-44, pp375,1999
7. S.Obata et. al., AIAA 99-0161,1999
8. J.F.Haas et al., J. Fluid Mech., Vol 181, pp41,1987
9. J.M.Picone et. al., J. Fluid Mech., Vol 189, pp23, 1988
10. J.Young et. al., AIAA J., Vol 31, No 5, pp854, 1993
11. T.J.Coakley, AIAA 83-1693, 1983
12. S.R.Chakravarthy et. al., AIAA 85-0363, 1985
13. W.K.Anderson et. al., AIAA 85-0122, 1985

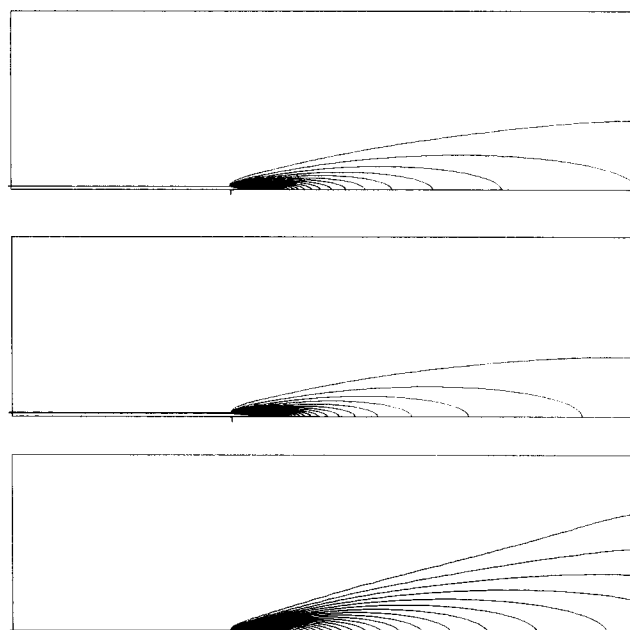


図3: 乱流剪断流噴射物質濃度等高線図 ($\Delta=2.5\%$)

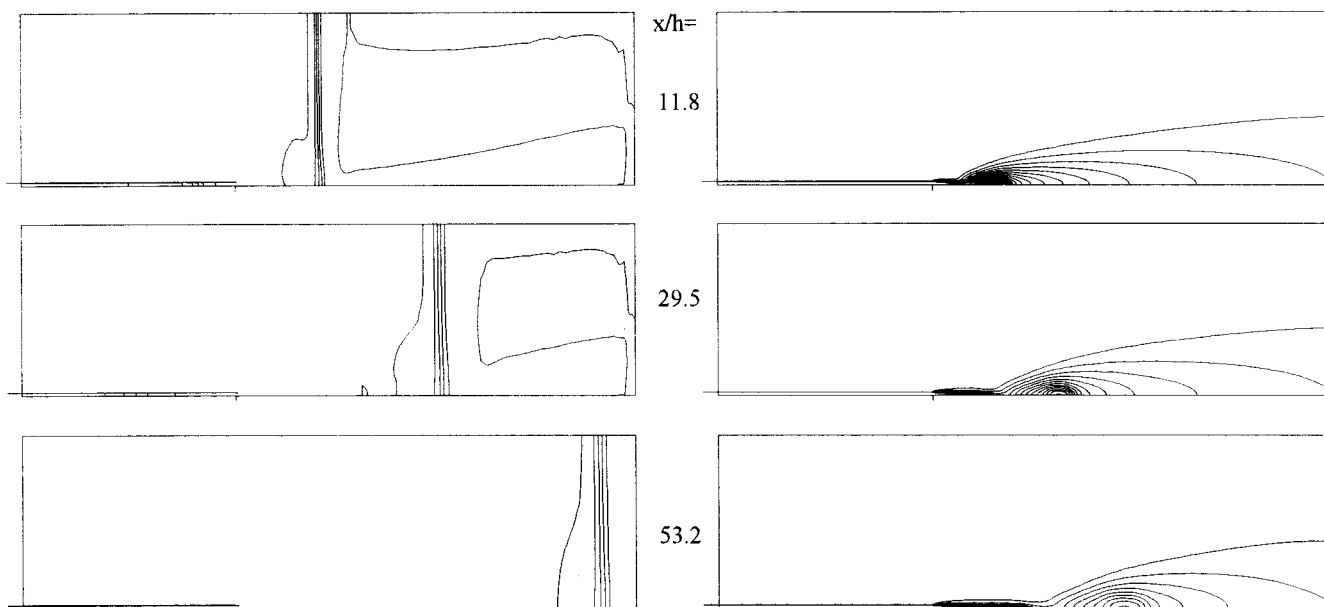


図4: 空気噴射軸対称乱流剪断流通過 $M_j=1.2$ 垂直衝撃波(左: 圧力等高線図 $\Delta=0.1$ [atm]、右: 噴射物質濃度等高線図 $\Delta=2.5\%$)

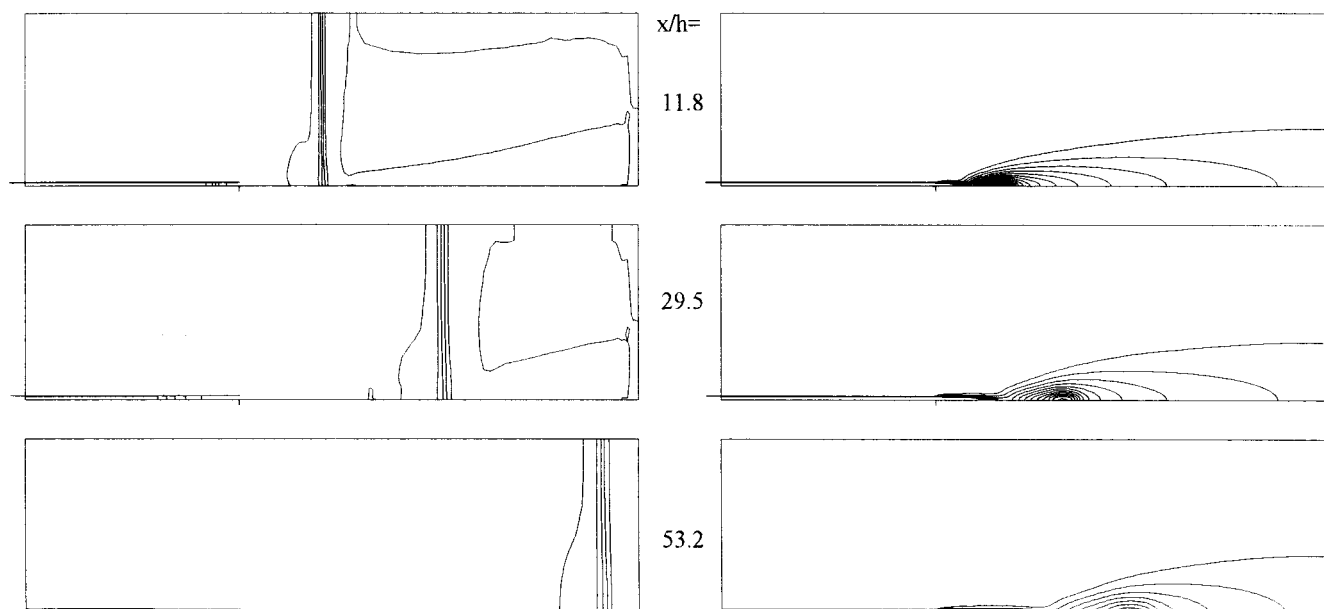


図5: 炭酸ガス噴射軸対称乱流剪断流通過 $M_j=1.2$ 垂直衝撃波(左: 圧力等高線図 $\Delta=0.1$ [atm]、右: 噴射物質濃度等高線図 $\Delta=2.5\%$)

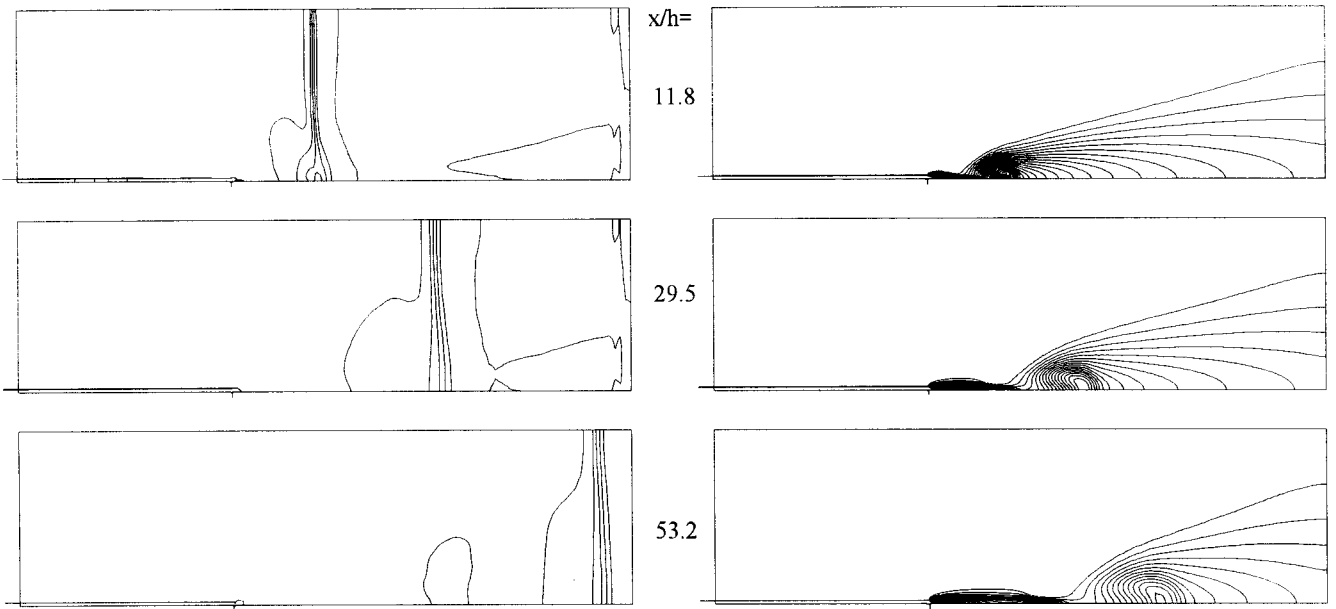


図6:ヘリウム噴射軸対称乱流剪断流通過 $M_j=1.2$ 垂直衝撃波(左:圧力等高線図 $\Delta=0.1[\text{atm}]$ 、右:噴射物質濃度等高線図 $\Delta=2.5\%$)

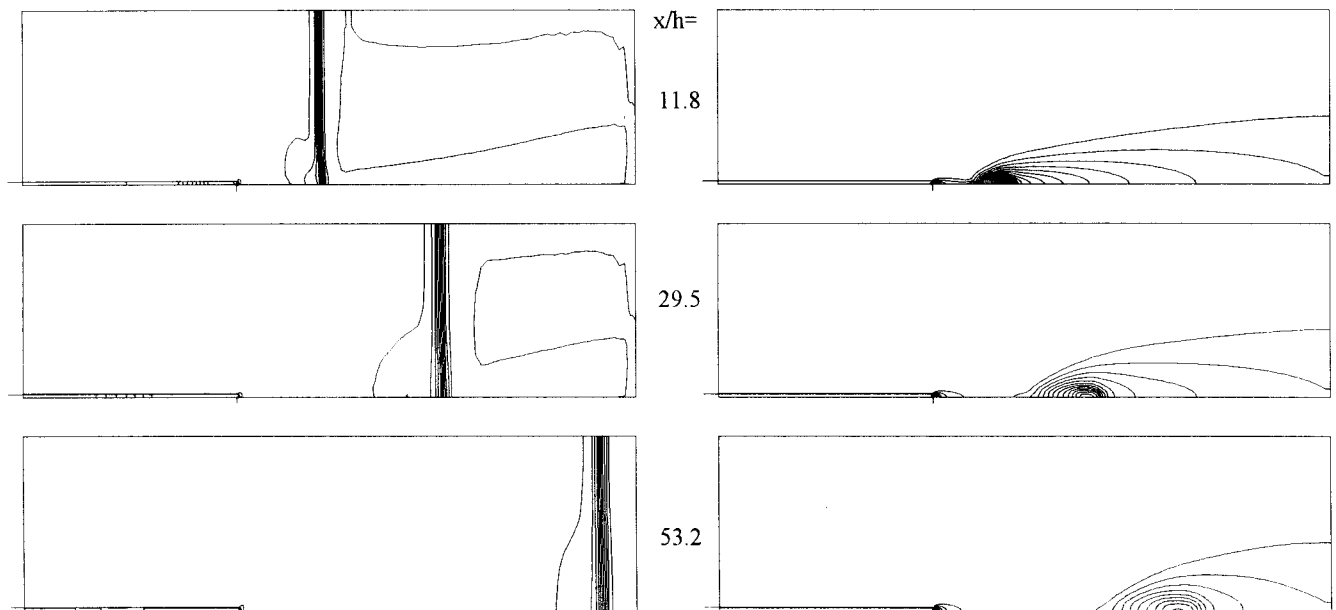


図7:空気噴射軸対称乱流剪断流通過 $M_j=1.4$ 垂直衝撃波(左:圧力等高線図 $\Delta=0.1[\text{atm}]$ 、右:噴射物質濃度等高線図 $\Delta=2.5\%$)

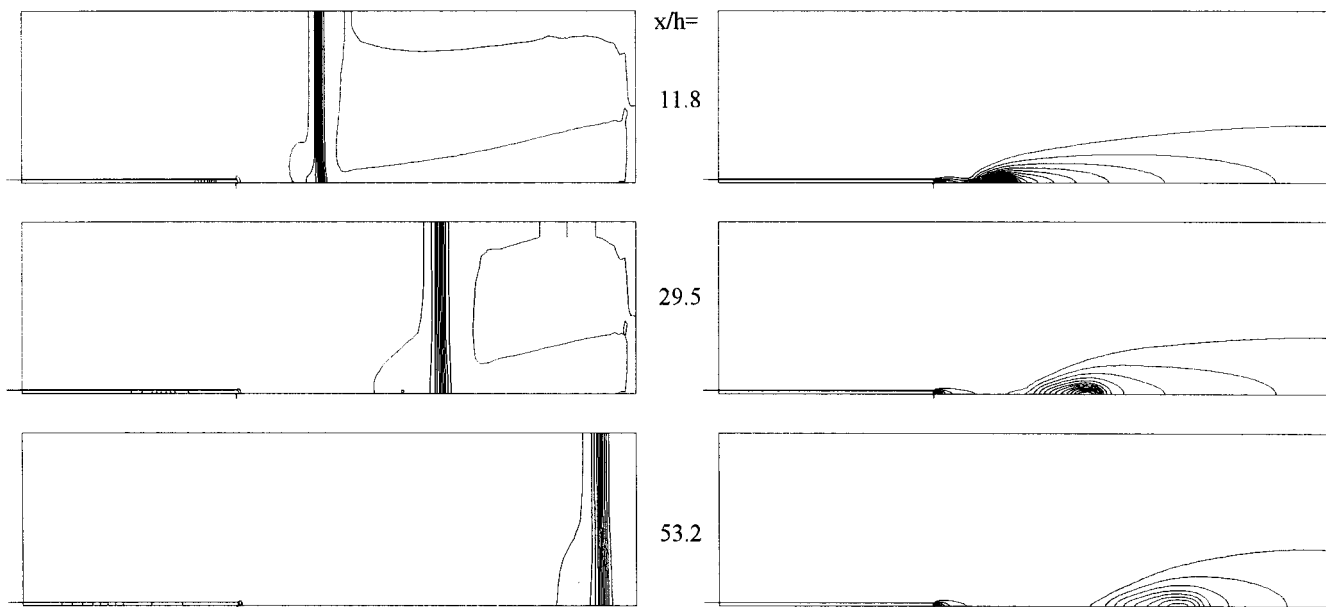


图8: 空气喷射轴对称乱流剪断流通过 $M_s=1.4$ 垂直冲击波(左:压力等高线图 $\Delta=0.1$ [atm]、右:喷射物质浓度等高线图 $\Delta=2.5\%$)

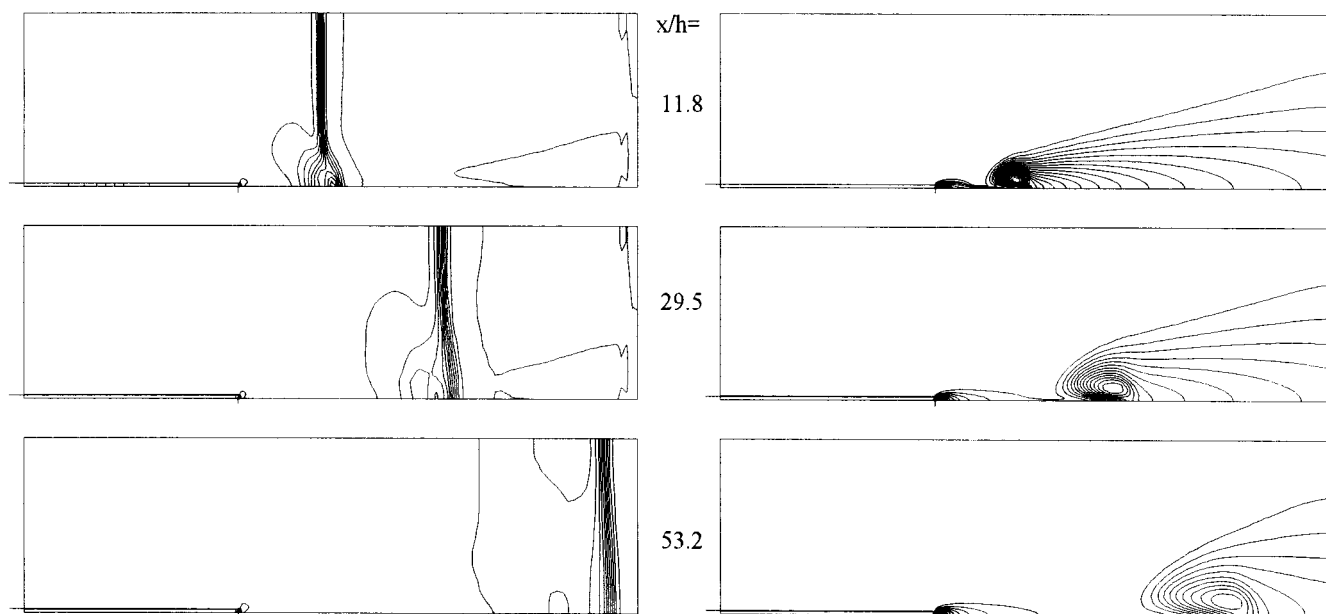


图9: 空气喷射轴对称乱流剪断流通过 $M_s=1.4$ 垂直冲击波(左:压力等高线图 $\Delta=0.1$ [atm]、右:喷射物质浓度等高线图 $\Delta=2.5\%$)