

拡散領域で加熱される密度噴流の連行特性

ON THE ENTRAINMENT CHARACTERISTICS OF AN OFF-SOURCE VOLUMETRICALLY HEATED JET

楊 宏選¹・陸 旻皎²・熊倉俊郎³・早川典生⁴

Hongxuan YANG, Minjiao LU, Toshiro KUMAKURA and Norio HAYAKAWA

¹正会員 博士(工学) 長岡技術科学大学助教 環境建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)

²正会員 博士(工学) 長岡技術科学大学教授 環境建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)

³正会員 工博 長岡技術科学大学准教授 環境建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)

⁴フェロー会員 Ph.D. 長岡技術科学大学名誉教授 環境建設系 (〒940-2188 長岡市上富岡町1603-1)

Since the past century, it has been commonly accepted that plumes entrain more ambient fluid than jets, due to the presence of buoyancy. In recent years, however, some investigators have shown that the additional buoyancy causes reduced entrainment in the off-source volumetrically heated jets or plumes. The intriguing question is why the increased entrainment is observed by other investigators under the similar experiments. The inconsistency may be caused by the fact that the entrainment has hardly been measured directly. In order to qualitatively understand the effect of the additional buoyancy on entrainment, the present work performed numerical simulations with realizable $k-\epsilon$ two equations turbulent model for a jet, an ordinary forced plume and two cases of the off-source volumetrically heated jets, under OpenFOAM environment. The computational results of velocity, scalar width and temperature are qualitatively in good agreement with experimental data. Volumetric fluxes are then numerically integrated over the tracer-concentration-defined cross section of jets. The results show that the entrainment is increased in both the ordinary plume and the off-source heated jets. From analysis of vortex-dynamics model, coherent structures which play a dominant role on entrainment are also found to be enhanced due to the additional buoyancy. It is perhaps misleading to explain the negligible lateral entrainment of cumuli under the view that additional buoyancy reduces entrainment.

Key Words: off-source volumetrically heated jet, plume, jet, coherent structure, entrainment

1. はじめに

密度噴流(buoyant jet, forced plume)は周囲流体と異なる密度を有する流体が運動量を有して排出される流れのことである。そのうち、密度差がない場合は噴流(jet)、密度差のみを有する場合はプルーム(plume)と呼ばれ、両者とも密度噴流の特殊なケースである。発電所の冷却水いわゆる温排水の放流、工場廃水や下水処理場処理水の流出、工場煙突から大気への排煙など、すべて密度噴流である。水質保全や環境アセスメントの需要から、密度噴流に対する研究は古くから行われてきた。

密度噴流の軸方向流速、濃度と温度分布の自己相似性(self-similarity)に着目し、運動量、濃度とエネルギーの保存式を横断面内で積分して流速、濃度、温度及び噴流幅の中心軸に関する連立常微分方程式を構築してから数値的に解くいわゆる積分法が密度噴流計算の主流であるが、

方程式系を閉じるアプローチとしてMortonら¹⁾の提案した周囲流体が噴流代表流速の一定の割合の速度(連行速度という)で噴流に取り込まれていくというコンセプトが定着している。なお、連行係数(=連行速度と代表流速の比)は、軸対称プルームにおいて0.082~0.0875、軸対称噴流において0.0525~0.057程度である¹⁾²⁾³⁾⁴⁾⁵⁾⁶⁾。密度噴流の連行係数 α はプルームの値 α_p と噴流の値 α_j を上下限值にして、局所フルード数やリチャードソン数を介在してスムーズに変化するように補間関数により求められるのが一般的である²⁾³⁾⁴⁾⁶⁾。

研究者間で噴流とプルームの連行係数に多少のばらつきがあるものの、密度差の存在が周囲流体を密度噴流に取り込む連行効果を強める働きを有する認識は一致していた。しかし後に、燃焼等の化学反応や凝縮による相の変化などが密度噴流に温度変化を生じさせ、新たな浮力が付加される場合に、連行効果が弱められるとBhat & Narasimha⁷⁾, Basu & Narasimha⁸⁾とSreenivas & Prasad⁹⁾が

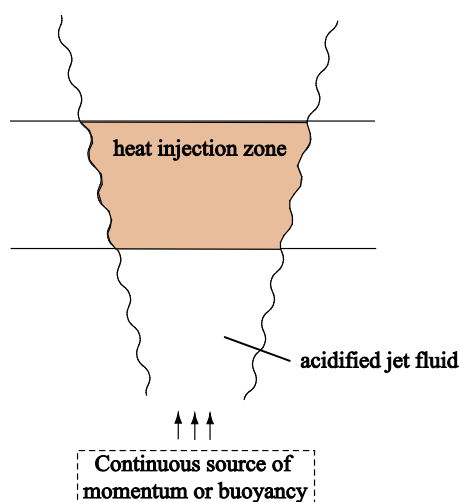


図-1 拡散領域で加熱される噴流・プルーム

指摘した。Bhat & Narasimha⁷⁾の実験は図-1のように、周囲流体は電流で加熱されないように非導電性脱イオン水を用い、噴流流体に導電性の塩酸(HCl)を混入し、加熱域(HIZ)に電流を通すワイヤを一定間隔に配置させ、選別的に噴流流体を電氣的加熱している。この実験は積雲の連行機構を解明する目的で行われた。浮力に駆動され上昇する積雲をMorton¹⁰⁾、Squires & Turner¹¹⁾がブルームモデルで予測できず、Warner¹²⁾とPlauch¹³⁾がコロラド州積雲の実地観測から側面連行がほとんどないことを示した。雲底に到達するまでブルームモデルが良好に機能するが、雲底以上から機能しなくなる¹²⁾原因は水蒸気が凝結して雲粒を形成する(見える雲になる)過程に放出される潜熱による付加的浮力が原因ではないか、との推測の元にBhat & Narasimha⁷⁾が図-1のような実験を考案し、実験を通して拡散領域で加熱される密度噴流(off-source volumetrically heated jet)は連行効果が弱められ、ひいては加熱状況により完全になくなるという結果が得られた⁷⁾。この結果は積乱雲や積雲の不思議な連行特性を説明できるようになったが、今までの浮力が連行効果を強める定説を覆してもいる。のちにBasu & Narasimha⁸⁾がDNSを通して、Sreenivas & Prasad⁹⁾が渦力学的モデルを用いて、拡散域での付加的浮力が連行を弱める働きを有するBhat & Narasimha⁷⁾の結論をサポートした。因みにBasu & Narasimha⁸⁾のDNSはやや変則的で、流入と流出境界に周期境界条件を課し、流れの空間的変化ではなく、時間的変化を計算している。また、噴流流量は常に一定で、連行のない計算である。

興味深いことに、Bhat & Narasimha⁷⁾と同様な実験を行ったAgrawal¹⁴⁾とAgrawal & Prasad¹⁵⁾が付加的浮力が連行を強める結果を出している。Bhat & Narasimha⁷⁾とAgrawal & Prasad¹⁵⁾の実験が相反する計測結果を与えているが、その体積流量の計算過程に注目すれば、いずれも直接的な計測ではなく、流速をガウス分布に近似して断面積分して流量を求めている。加熱域で流速が次第に平頂

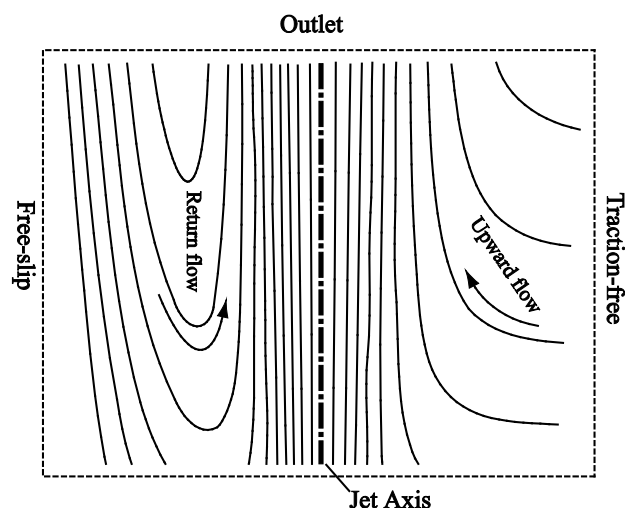


図-2 異なる境界条件で得られた静止環境噴流の流線

左: free slip, 右: traction free

(flat-top)ガウス分布になり噴流流量が実際より過小評価されているとAgrawal & Prasad¹⁵⁾が補足もしていた。Bhat & Narasimha⁷⁾が指摘したように、流量を高精度に直接計測するのが難しく、間接的に他の計測量から見積もるのが現実的である。よって、精度低下が相反する連行結果につながったとも考えられる。しかし、こういう時に数値実験(CFD)なら絶大な力を発揮できる。閾値を利用した噴流境界の特定、断面積および断面流量など、室内実験で計測しがたい諸量は、CFDにおいて非常に簡単に求められるからである。

一体、付加的浮力が連行を強める働きを有するのか、それとも弱める働きを有するのか？本研究は簡単な数値実験を通して答えを出そうとしている。数値実験は乱流モデルの応用限界から定量的に正しい結果を与えることが非常に難しいが、付加的浮力が連行にどんな効果を寄与するか定性的に傾向を示すのに十分であろう。また、数値実験において簡単にしかも理想的に噴流流体に熱を加えることができ、実験のように通電ワイヤが流れに与えるインパクトを心配する必要もない。

2. 数値実験による連行特性の観察

問題を簡単化するために、軸対称密度噴流の代わりに二次元の密度噴流を数値実験の対象とする。一般的に室内実験において軸対称噴流が二次元噴流よりも扱い易いが、数値実験にあたって二次元の方が圧倒的に簡単である。二次元と軸対称噴流の流れ構造が異なるが、付加的浮力の連行効果を定性的に調べる本研究の目的からして、二次元を採用しても差し支えない。乱流モデルは標準k-εモデルと計算コストがあまり変わらないShih¹⁶⁾のRealizable k-εモデルを用いる。Realizable k-εモデルは標準k-εモデルのいくつかの不都合点を解消し、特に二次元と軸対象噴流をよりよく計算できる特徴を有する¹⁶⁾¹⁷⁾。紙面の関係で式を載せないが、詳しい記述は原論文¹⁶⁾と

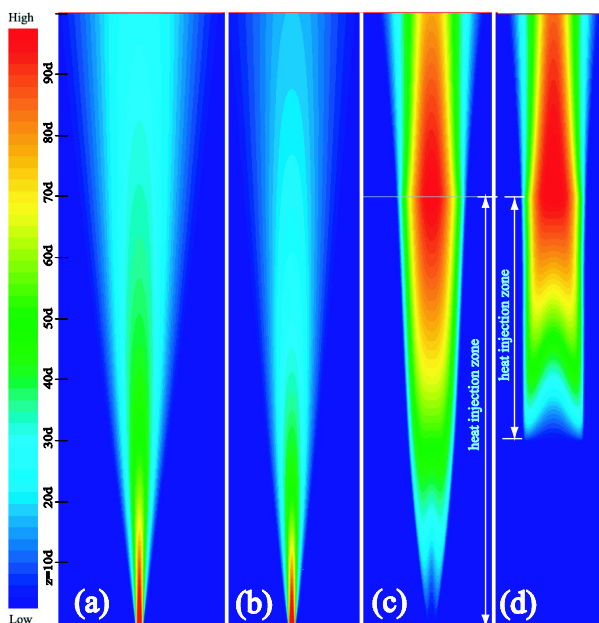


図-3 計算された温度分布：(a)噴流，(b)プルーム，
(c)&(d)拡散領域で加熱される噴流

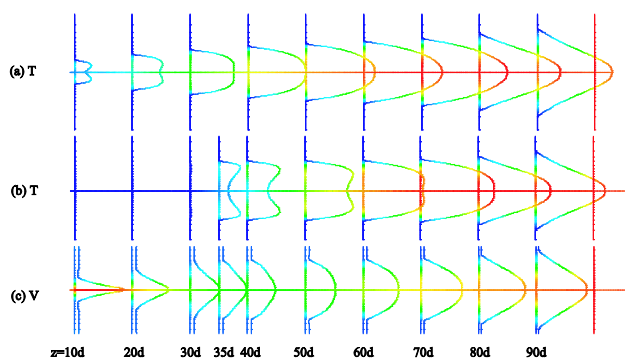


図-4 (a)&(b)：加熱噴流1と2の各断面における温度分布，
(c)：加熱噴流1の各断面における軸方向流速分布

楊ら¹⁷⁾を参照されたい。

静止環境に噴出される密度噴流のCFDは実に難しい。図-1のように噴流が主流方向(z方向)に進むにつれ、断面Aと流量Qが増加するが、実験水槽(有限な放流域)の横断面を通る総流量が噴流初期流量 Q_0 と等しくなければならず、噴流の両側に噴流主流と逆向きの逆流が必ず発生する。厄介なことに積分法に都合のいい自己相似性はこの場合、いろんな横断面で逆流が存在することを意味する。この特徴がCFDの境界条件の設定を難しくしている。図-2¹⁸⁾のように側壁にFree-slipの条件を課せば、計算領域横幅が十分でない場合に連行現象を再現できないだけでなく、流出境界に流体の再流入(recirculation)が発生し、その再流入流体の属性が不明であるために、計算が信頼性を失う若しくは発散することになる。一方、側壁にTraction-freeの境界条件を課す¹⁸⁾¹⁹⁾と側壁から周囲流体の流入を許すので連行現象を再現できるが、この場合にも

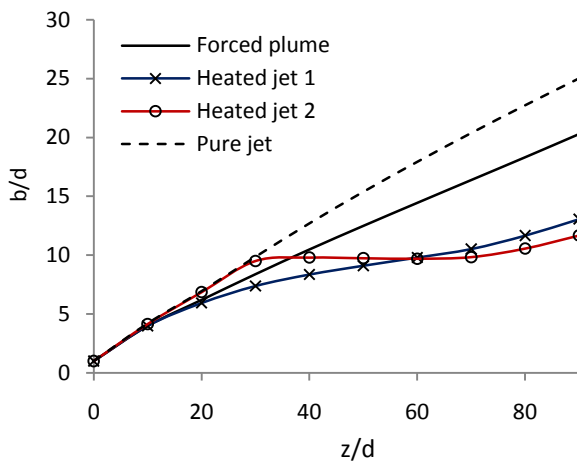
流出境界にある再流入を強制的に除去する手法がとられている¹⁸⁾¹⁹⁾。Traction-free条件はFree-slipの条件より優れているように思われるが、実装がやや複雑、そして本来あるべき逆流現象をばかしてしまうという短所もある。

本研究は境界条件記述の不自然さをなくすために、周囲流体に噴流と同じ方向の様な微小速度を与えた。このcoflowの速度は流出境界で逆流が起こらないように決められる。こうして流出境界にある再流入問題を回避でき、そして周囲流体の連行もcoflowによって実現できる。Coflowに乗って観察すれば、周囲流体が静止しているように見えるから、丁度流れ場に直角に放流される密度噴流の実験を、静水中に移動する噴流ノズルで行われたFan & Brooks⁵⁾の取り組みに似ている。浮力が連行に寄与する効果は流れ場に放流される普通の密度噴流で変わらないように、このcoflowも加熱噴流の付加的浮力が連行に寄与する効果を変えないと考えられる。

計算領域はx, z, y方向はそれぞれ10m, 10mと1m, メッシュ数は510, 550と1, 最大グリッドサイズは最小グリッドサイズの3倍程度である。計算に使われるOpenFOAMが有限体積法に基づくソルバーであり、y方向がダミー扱いで実際に二次元問題である。側壁にFree slip, 流出境界に対流流出, 流入境界に0.05m/sのcoflowと0.5m/sの噴流流速条件を課す。5%の乱れ強さを想定して経験式により乱流エネルギーkとその散逸率 ε を噴流流入境界に課すが、coflow流入境界においてkと ε をゼロとする。粘性係数と熱膨張係数は所要のレイノルズ数と初期フルード数Frに合わせて調節される。全部で4ケースのCFDが行われた：(a) $Fr=\infty$ の純粋噴流，(b) $Fr=8$ の密度噴流，(c) $50W/m^3$ の熱源で1)の噴流流体を主軸方向0m~7mの区間で加熱される加熱噴流1，(d) 同(c)，但し加熱区間が3m~7mである加熱噴流2。ケース(c)で加熱の連行特性を調べるのに十分であるが、実験⁷⁾¹⁴⁾¹⁵⁾と比較するために実験に似たケース(d)を用意した。

図-3は各ケースの温度分布[(a)はトレーサ分布]である。図から密度噴流(b)の幅が噴流(a)より広いことを目視でも確認できるが、トレーサ濃度0.01(噴出口で値が1)を噴流と周囲流体を区別する閾値にして求められた噴流(a)と密度噴流(b)の幅[図-5(a)]の比が1.1~1.2である。噴流とプルームのトレーサ幅比はWang & Law⁴⁾の軸対象噴流実験では129/109程度、Ramaprian & Chandrasekhara²⁰⁾²¹⁾の平面2次元噴流実験では110/92程度であるから、数値実験はその傾向を反映している。加熱噴流(c)(d)は噴流(a)より幅が狭いのも、Bhat & Narasimha⁷⁾と定性的に一致している。Agrawal & Prasad¹⁵⁾は噴流より幅が大きい実験結果を出したが、浮力をもらって上昇が噴流より速くなる流れは断面積がより小さくなるので(プルームの幅が噴流より小さいように)、その結果に疑問を感じる。

図-4の(a)(b)図から加熱噴流の半径方向分布は、最初に軸両側にピークが現れる(中が凹んだTop-hat)ような形から、次第に平頂ガウス分布に発展し、加熱域が終わっ



(a) スカラー幅

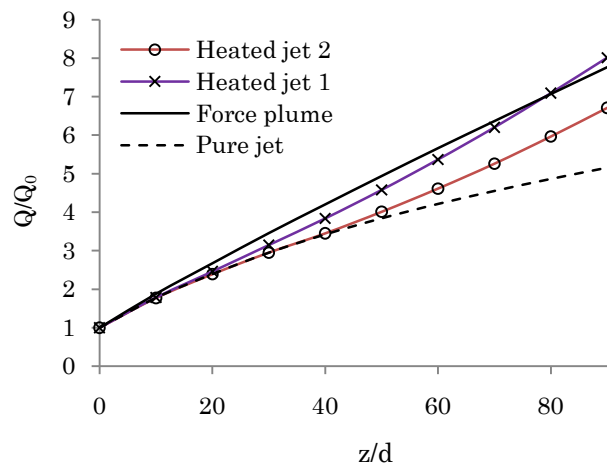
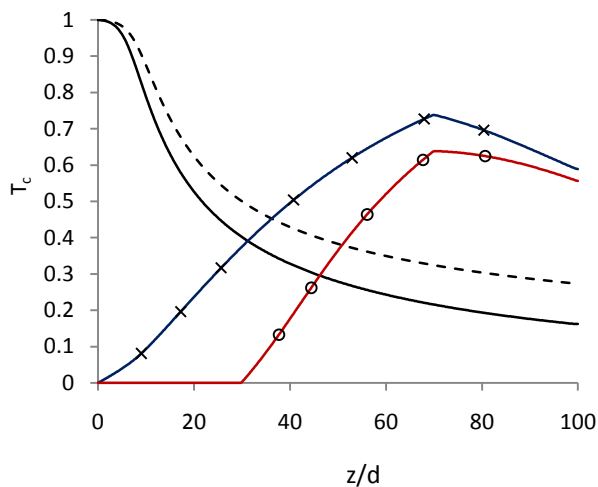
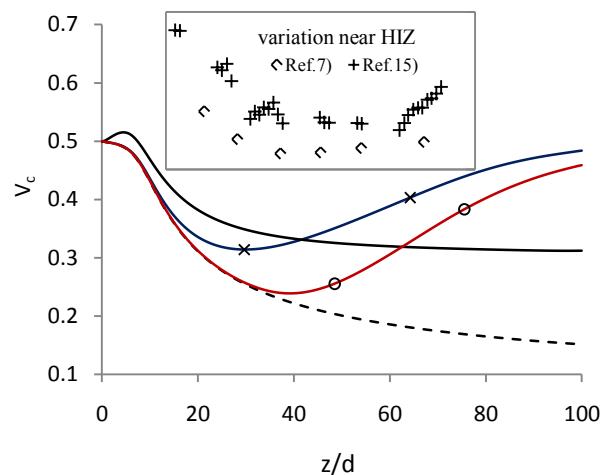


図-6 中心軸方向での流量変化



(b) 中心軸温度



(c) 中心軸速度

図-5 (a)スカラー幅, (b)中心軸温度, (c)中心軸速度
の中心軸方向での変化

てから、また密度噴流のようにガウス分布になっていく様子がわかる。また、(c)図から、流速は加熱域でガウス分布から次第に平頂ガウス分布に発展する様子が見て取

れる。この傾向はAgrawalら¹⁴⁾とAgrawal & Prasad¹⁵⁾の実験結果に合致する。過熱域の前半で軸両側に出現した温度分布の二つのピークについて、Agrawal & Prasad¹⁵⁾が噴流流体の加熱域滞留時間と、塩酸濃度変化による加熱効率変化の複合作用の結果で解釈しているが、トレーサでマークされた噴流流体が一律に 50W/m^2 で加熱される本研究にも同様の現象が現れたので、塩酸濃度変化による加熱効率変化を2ピークの形成原因から除外してよからう。熱拡散の状況も一因の可能性があると思われる。

図-5(a)にトレーサ幅、(b)に軸温度の変化を示す。これら[図-4の(a)(b)も含めて]の情報は図-3からも大まかに読み取れる。密度噴流は噴流よりも温度(トレーサ濃度)減衰が速いの⁴⁵⁾⁶⁾を図-5(b)が再現している。加熱噴流の軸温度に関する実験データがないが、流体の加熱域滞留時間の増加で温度が上がっていくので、図-5(b)でheated jet1と2の軸温度が加熱域で軸距離の増加につれ上昇している様子も、熱の供給が絶たれてから($z=70\text{d}$ から)減衰していく様子も合理的である。(c)に軸流速の変化がプロットされている(実験データ⁷⁾¹⁵⁾は加熱域近辺のみを目盛を省いてプロットされている)。まず、密度噴流は浮力の寄与で噴流より流速が大きい⁴⁵⁾⁶⁾を再現している。そして、加熱噴流1と2はそれぞれ加熱域始点($z=0\text{d}$ と 30d)から浮力をもらって加速していく様子も合理的で、Bhat & Narasimha⁷⁾とAgrawal & Prasad¹⁵⁾の実験結果に定性的に一致している。

以上のように、流速、幅、温度について数値実験の結果は実験と定性的に一致していて、簡単な分析でもわかるような傾向を再現できている(ただし、加熱域初期段階の2ピーク温度分布は事前分析で予測できず)。最後の関心事は軸方向での流量の変化である。実験でほとんど直接計測できない断面流量は数値実験では何のハードルもない。我々の期待したい結果は：まず、ケース(b)の密度噴流はケース(a)の噴流より流量 Q が大きいことを再現できるかである。 $Q_{\text{plume}} > Q_{\text{jet}}$ の再現に失敗すれば $Q_{\text{heatedjet}}$ を議論する必要もなくなる。 $Q_{\text{plume}} > Q_{\text{jet}}$ が再現できた場合、

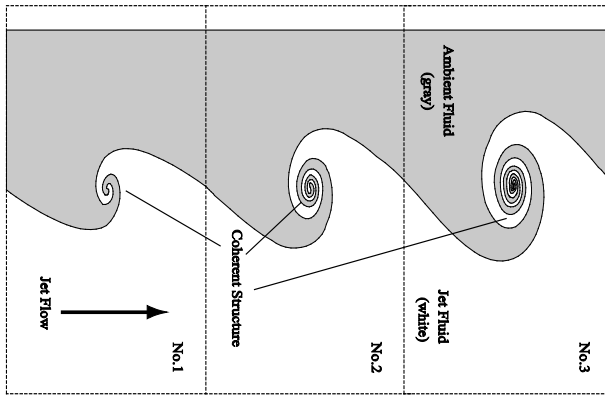


図-7 渦層の巻き上がり

$Q_{\text{heatedjet}}$ を Q_{jet} と比較すれば、付加的浮力が連行を強めるか弱めるかの結論が出てくる。図-6に4ケースの軸方向流量変化がプロットされている。図から、 $Q_{\text{plume}} > Q_{\text{jet}}$ の再現が確認でき、 $Q_{\text{heatedjet1}} > Q_{\text{jet}}$ 、 $Q_{\text{heatedjet2}} > Q_{\text{jet}}$ の関係から付加的浮力が連行を強める働きを有する結論になる。因みに標準k-εモデルによる計算結果も同じ結論に至った。数値実験は精度を疑われる余地があっても、一般的に流れの傾向を間違えない。信頼できる結果と思われる。

3. 渦力学モデルによる連行特性の観察

噴流のような自由せん断流はせん断層に渦が集中し渦層を成し、Kelvin-Helmholtz不安定により、界面はらせん状に巻き上がり、渦輪(軸対称噴流)・渦対(二次元噴流)が形成される²²⁾。図-7に巻き上がる渦の時間発展が示されている。密度噴流の連行は主に図-7のような組織的渦構造により行われているので⁹⁾²³⁾、Sreenivas & Prasad⁹⁾が図-8のような渦力学モデルを用いて、加熱の連行に与える効果を分析した。その概要は：加熱噴流($dT/dz > 0$)の場合、流体塊Aの加熱域滞留時間が流体塊Bよりも長いので、Aの温度(浮力)がBより高く、その結果、AとBが渦の回転に抗する時計回りのトルクを形成する。このトルクによる角速度 ω_T が渦回転本来の角速度 ω に抵抗するために、渦サイズと角速度の減少につながり、連行を弱める結果になる。 ω_T が一定レベルに達すれば連行がまったくなくなる。

Bhat & Narasimha⁷⁾が加熱により噴流の連行が弱まった現象を、噴流境界にある流体は動きが遅く加熱域滞留時間が長いので中心部にある流体よりも高温であるために、組織的渦構造が破壊されたのではと推測した。組織的渦構造が破壊されるメカニズムを明確に説明するのがSreenivas & Prasad⁹⁾の図-8のような渦力学モデルである。しかし、本研究は数値実験より加熱が連行を強める働きを有する結果を出したので、図-8の渦モデルを再吟味なくてはならない。まず、Agrawalら¹⁴⁾とAgrawal & Prasad¹⁵⁾の計測と本研究数値実験の結果[図-3の(b)と(c)、

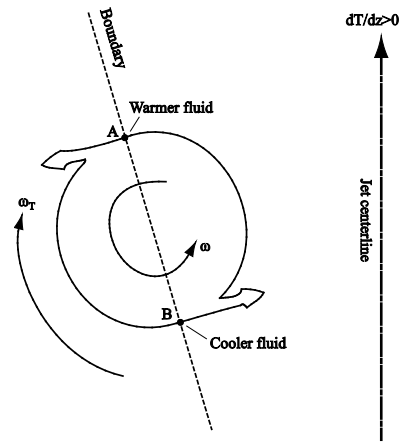


図-8 安定成層($dT/dz > 0$)が渦回転に抗するトルクを形成する： ω_T が ω と逆向きである⁹⁾

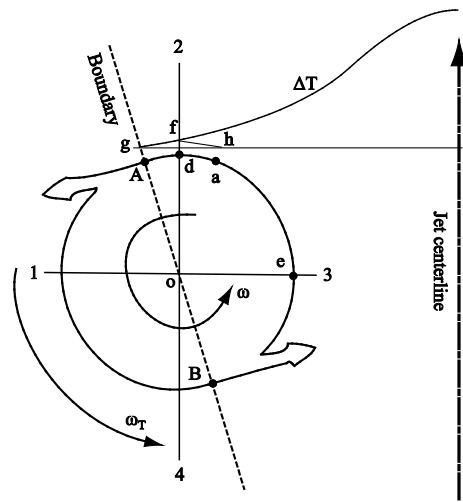


図-9 安定成層($dT/dz > 0$)も不安定成層($dT/dz < 0$)も渦回転を促進させるトルクを形成する： ω_T が ω と同じ方向

図-4の(a)と(b)]から、Bhat & Narasimha⁷⁾の境界部温度が中心部より高い説も、Sreenivas & Prasad⁹⁾の流体塊A温度がBより高い説も成立しない。次に、A、B二点によるトルクを考慮するよりも、外周にわたって積分した合計トルクを考えるのが合理的で、温度の主軸方向変化 $\ll$ 半径方向変化($dT/dz \ll dT/dr$)から、図-9のように半径方向温度分布を用いて合計トルクを積分してみる。渦中心oを通る鉛直線24を境に、流体が熱せられるとして、左半分が渦回転に抵抗するトルク、右半分が渦回転を促進するトルクを生じさせる。例えば、Aの鉛直線24に関する対称点がaであれば、温度分布fgを用いて計算される曲線Adの抵抗トルクが、adの温度分布fhを用いて計算される促進トルクに相殺される(fhがfgの鉛直線24に関する対称曲線で、Adのトルクを相殺するためにadの温度分布からfgに対称するfhを用意する)。これでfh以上部分の温度分布を用いて計算されるad曲線のトルク、そしてBea部分のトルクが、すべて渦回転を促進させるトルクとなる。

$dT/dz \ll dT/dr$ に着目して温度の主軸方向変化を無視すれば、上記トルクの積分計算をもっと簡単に分析できる。この場合、渦中心を通る水平線13の上に浮力または ΔT の分布を書けば、浮力はすべて渦の右半分に作用し、渦回転を促進させるトルクを形成するのが自明になる。図-4(b)の $z=35d$ のような外縁が高い温度分布でも、最大浮力が渦中心または渦右半分にあり、浮力によるトルクが渦回転を促進させる結果になる。よって、Sreenivas & Prasad⁹⁾の渦力学的モデルを用いても数値実験の結果をサポートする定性的な説明ができる。数値実験の連行が加熱によって強められる結果も、連行に決定的役割を果たす組織的渦構造が増強されていると言う順当な推測を与える。

6. まとめ

本研究は拡散領域で過熱される密度噴流の数値実験を行い、噴流幅、流速と温度等において実験に定性的に一致する結果が得られた。加熱による付加的浮力が連行を弱めるのか強めるのか、高精度の計測が難しいために既存実験の間に矛盾する結果⁷⁾¹⁴⁾¹⁵⁾が出たが、数値実験は強めるという定性的な結果を出した。また、正しい温度分布の下で既存の渦力学モデル⁹⁾を用いて数値実験の結果をサポートする説明が定性的に得られた。熱の組織的渦構造への影響は本研究の主目的ではないが、渦モデルと数値実験の結果は、加熱により組織的渦構造が破壊されるところとする既存研究⁷⁾⁸⁾⁹⁾をサポートしないようである。

本研究の結果に従えば加熱で連行を抑制するモデル⁷⁾を用いて側面連行がほとんどない積雲・積乱雲を説明できなくなる。本研究の知見により、加熱だけで積乱雲の独特の連行特性を解釈しようとする試みに終止符を打ち、既存実験と本数値実験のような設定ではなく、単相でないこと、温度上昇パターンが複雑であること、周囲環境が密度成層していることなどの諸要素から、連行が主に雲底と雲頂に起こる¹²⁾¹³⁾現象を再現できるような実験設計が要求されると思われる。

参考文献

- 1) Morton, B. R., Taylor, A. G., and Turner, J. S.: Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, *Journal of the Royal Society of London*, A234, pp. 1-23, 1956.
- 2) Fischer, H. B., List, J. H., Koh, R. C. Y., Imberger, J., and Brooks, N. H.: Mixing in inland and coastal waters, *Academic Press*, New York, 1979.
- 3) Papanicolaou, P. N., and List, E. J.: Investigations of round vertical turbulent buoyant jets, *J. Fluid Mech.*, Vol. 195, pp.341-391, 1988.
- 4) Wang, H., and Law, A. W.-K.: Second-order integral model for a turbulent buoyant jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 459, pp. 397-428, 2002.
- 5) Fan, L. N., and Brooks, N. H.: Numerical solutions of turbulent buoyant jet problems, *Report No. KH-R-18, Calif. Inst. of Technology*, Pasadena, Calif., 1969.
- 6) List, E. J.: Mechanics of turbulent buoyant jets and plumes, *Turbulent Buoyant Jets and Plumes*(ed. W. Rodi), pp.1-68, 1982.
- 7) Bhat, G. S., and Narasimha, R.: A volumetrically heated jet: Large eddy structure and entrainment characteristics, *J. Fluid Mech.*, Vol. 325, pp.303-330, 1996.
- 8) Basu, A. J., and Narasimha, R.: Direct numerical simulation of turbulent flows with cloud-like off-source heating jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 385, pp.199-228, 1999.
- 9) Sreenivas, K. R., and Prasad, Ajay K.: Vortex-dynamics model for entrainment in jets and plumes, *Phys. Fluids*, **12**, pp.2101-2107, 2000.
- 10) Morton, B. R.: Buoyant plumes in a moist atmosphere, *J. Fluid Mech.* **2**, 127, 1957..
- 11) Squires, P., and Turner, J. S.: An entraining model for cumulonimbus updrafts, *Tellus* **14**, 1067, 1962.
- 12) Warner, J.: On steady-state one-dimensional models of cumulus convections, *J. Atmos. Sci.* **27**, 103, 1970.
- 13) Plauch, I. R.: The entrainment mechanism in Colorado cumuli, *J. Atmos. Sci.* **36**, 2467, 1979.
- 14) Agrawal, A. Sreenivas, K. R. and Prasad, A. K.: Velocity and temperature measurements in an axisymmetric turbulent jet with cloud-like off-source heating, *Intl J. Heat Mass Transfer* **47**, pp.1433-1444, 2003.
- 15) Agrawal Amit and Prasad, Ajay K.: Evolution of a turbulent jet subjected to volumetric heating, *J. Fluid Mech.* **511**, 95, 2004..
- 16) Shih, T. H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z. & Zhu, J.: A new k-ε eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows, Model development and validation, *Computers Fluids*, **24**(3), pp. 227-238, 1995.
- 17) 楊宏選, 早川典生, 陸 旻皎, 熊倉俊郎: 流れ場に直角に流入する密度噴流における連行量と抗力について, *水工学論文集*, Vol.48, pp.1207-1212, 2004.
- 18) Boersma, B. J., Brethouwer, G., and nieuwstadt, F. T. M.: a numerical investigation on the effect of the inflow conditions on the self-similar region of a round jet, *Phys. Fluids*, **10**, 899, 1998.
- 19) Kosaly, G., Kramlich, J. C., Riley, J. J., and Nichols, J. W.: Effects of buoyancy and forcing on transitioning and turbulent lifted flames, pp.297-300, *NASA/CP*, 2003-212376/REV1.
- 20) Ramaprian, B. R., and Chandrasekhara, M. S.: LDA measurements in plane turbulent jets, *ASME J. Fluids Eng.*, **107**, pp.264-271, 1985.
- 21) Ramaprian, B. R., and Chandrasekhara, M. S.: Measurements in vertical plane turbulent plumes, *ASME J. Fluids Eng.*, **111**, pp.69-77, 1989.
- 22) 福本康秀: 渦運動の基礎知識: 3. 渦層, *ながれ*, **24**, pp.443-457, 2005.
- 23) Mungal, M. G., and Hollingsworth, D. K.: Organized motion in very high Reynolds number jet, *Phys. Fluids A* **1**, 1615, 1989..

(2009. 9. 30受付)