

博士論文

鉄道トンネルおよび地下駅空間内の温度予測
精度向上に関する研究

Foundational study on the improvement of
prediction accuracy in the numerical
simulation of temperature fields of underground
railway station and tunnels

2024 年

名古屋工業大学大学院 工学研究科
電気・機械工学専攻

齋藤 寛之

目次

記号	1
1. 緒言	4
1.1 研究の背景	4
1.2 従来の研究	9
1.3 研究の目的	12
1.4 本論文の構成	13
2. 方法論	18
2.1 方法論の概要	18
2.2 問題設定	18
2.3 解析手法	24
2.4 数値計算の境界条件	31
2.5 基礎方程式の離散化	36
2.6 LESによる数値計算の概要	37
3. 地下駅ホーム階の対向流の抵抗係数（損失係数）	40
3.1 k - ε モデルとLESによる結果の比較	40
3.2 H型流路内対向流の速度場に対する Re の影響	43
3.3 H型流路内対向流の速度場に対する流路形状の影響	47
3.4 H型流路内対向流の流量分配比	49
3.5 低レイノルズ数型 k - ε モデルの種類の違いが速度場計算結果に与える影響	51
3.6 H型流路内対向流の損失係数	53
3.7 3章のまとめ	58
4. 地下駅ホーム階の温度場と、対向流と壁面間の熱伝達率	60
4.1 H型流路内の対向流の温度場の計算結果（ $L/2 \delta=2$ の場合）	60
4.2 H型流路内の対向流の温度場の計算結果（ $L/2 \delta=10$ の場合）	62
4.3 H型流路内の対向流の温度場の計算結果（ $L/2 \delta=80$ の場合）	64
4.4 H型流路の混合領域内の熱伝達率の算出方法	68
4.5 H型流路の混合領域内の熱伝達率（ $L/2 \delta=2$ の場合）	68
4.6 H型流路の混合領域内の熱伝達率（ $L/2 \delta=10$ の場合）	70
4.7 H型流路の混合領域内の熱伝達率（ $L/2 \delta=80$ の場合）	72
4.8 H型流路内の連結流路の温度の混合	74
4.9 4章のまとめ	76

5. 地下駅ホーム階の対向流への高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル適用の良否の検討.....	78
5.1 H型流路内の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル による速度場の計算結果の比較 ($L/2 \delta=2$ の場合)	78
5.2 H型流路内の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル による速度場の計算結果の比較 ($L/2 \delta=10$ の場合)	80
5.3 H型流路内の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル による速度場の計算結果の比較 ($L/2 \delta=80$ の場合)	82
5.4 H型流路の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル による温度場の計算結果の比較 ($L/2 \delta=2$ の場合)	84
5.5 H型流路の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル による温度場の計算結果の比較 ($L/2 \delta=10$ の場合)	86
5.6 H型流路の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル による温度場の計算結果の比較 ($L/2 \delta=80$ の場合)	88
5.7 H型流路内対向流の温度乱れの計算例.....	90
5.8 H型流路内対向流の速度場計算における対流項離散化手法の影響.....	92
5.9 5章のまとめ	95
6. 結論	97
主論文を構成する論文	99
謝辞.....	101

記号

- B : 対数速度分布の定数 (ここでは 5.0 を使用)
- C_p : 空気の等圧比熱
- $C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$: 速度場の乱流モデル定数モデル定数
- $C_\lambda, C_m, C_{P1}, C_{P2}, C_{D1}, C_{D2}$: 温度場の乱流モデル定数
- D_h : 2次元平行平板間流の水力直径(= 4δ)
- $f_\varepsilon, f_\mu, f_D, f_{w1}$: 速度場のモデル関数
- $f_{P1}, f_{P2}, f_{D1}, f_{D2}$: 温度場の乱流モデル関数
- g : 重力加速度
- h : 空気流と壁面の熱伝達率
- h_0 : 混合領域直前の熱伝達率
- ΔH : H型流路の混合領域の全水頭の損失
- H : 全水頭
- k : 乱流エネルギー (= $\overline{u_i u_i} / 2$)
- $\dot{m}_{1 \text{ outlet1}}$: 流路 1 流入境界から流入し, 流路 1 流出境界から流出する質量流量
- $\dot{m}_{2 \text{ outlet1}}$: 流路 2 流入境界から流入し, 流路 1 流出境界から流出する質量流量
- $\dot{m}_{\text{inlet1}}, \dot{m}_{\text{inlet2}}$: 流路 1, 2 流入境界から流入する質量流量
- \bar{P} : 圧力の時間平均値
- P_r, P_{rt} : プラントル数(= ν/α)および乱流プラントル数(= ν_t/α_t)
- q_w : 壁面での熱流束
- R : タイムスケール比(= τ_t/τ_u)
- Re : レイノルズ数(= $\bar{U}_{m0} 2\delta/\nu$)
- \bar{T}, t : 時間平均温度および温度変動
- \bar{t}^2 : 温度乱れ分散
- ΔT : 基準温度差(= $T_w - \bar{T}_{m1}$)
- \bar{T}_{m1} : 混合領域流入直前の流路断面での混合平均温度
- T_w : 壁面温度 (一定値)

\bar{U}_i, u_i : x_i 方向の時間平均速度および速度変動
(ただし, \bar{U} : x 方向速度, \bar{V} : y 方向速度, $x_1 = x, x_2 = y$)

\bar{U}_{m0} : 流入境界での断面平均速度

u_τ : 摩擦速度($= \sqrt{\tau_w/\rho}$)

u_ε : コルモゴロフの速度スケール($= (\nu\varepsilon)^{1/4}$)

w_1, w_2 : 流路 1, 2 の流入境界から流入した成分の
質量分率

$(w_1)_{\text{inlet1}}, (w_2)_{\text{inlet1}}$: 流路 1 の流入境界での w_1, w_2

y^* : 壁面からの無次元距離($= u_\varepsilon y/\nu$)

y^+ : ν/u_τ で無次元化された壁面垂直方向座標($= u_\tau y/\nu$)

z : 高さ

Greek symbols

α, α_t : 熱拡散率および熱の渦拡散係数

$\varepsilon, \tilde{\varepsilon}$: 乱流エネルギーの散逸率および擬似散逸率

ε_t : 温度乱れ $\bar{t}^2/2$ の散逸率($= \alpha(\overline{\partial t/\partial x_j})(\overline{\partial t/\partial x_j})$)

ζ : H 型流路内対向流の混合領域での損失係数

κ : カルマン定数

λ : 空気の熱伝導率

δ : 流路半幅

δ_{ij} : クロネッカーのデルタ

ν, ν_t : 動粘性係数および渦粘性係数 (運動量の渦拡散係数)

ρ : 空気密度 (本研究では一定とする)

$\sigma_k, \sigma_\varepsilon, \sigma_k^*, \sigma_\varepsilon^*$: 乱流拡散に対するモデル定数 (速度場)

σ_h, σ_ϕ : 乱流拡散に対するモデル定数 (温度場)

τ_w : 壁面剪断応力

τ_u : 速度乱れのタイムスケール($= k/\varepsilon$)

τ_t : 温度乱れのタイムスケール($= \bar{t}^2/\varepsilon_t$)

τ_m : エネルギー保有渦の時間スケールと平均歪と, 渦度の時間スケールの混合時間スケール

χ_1 : 流路 1 の流入境界から流入した質量流量のうち流路 1 の流出境界から流出した質量流量の比率

χ_2 : 流路 2 の流入境界から流入した質量流量のうち流路 1 の流出境界から流出した質量流量の比率

添字等

()_w または ()_{wall} : 壁面における値

()₁ : x 方向成分

()₂ : y 方向成分

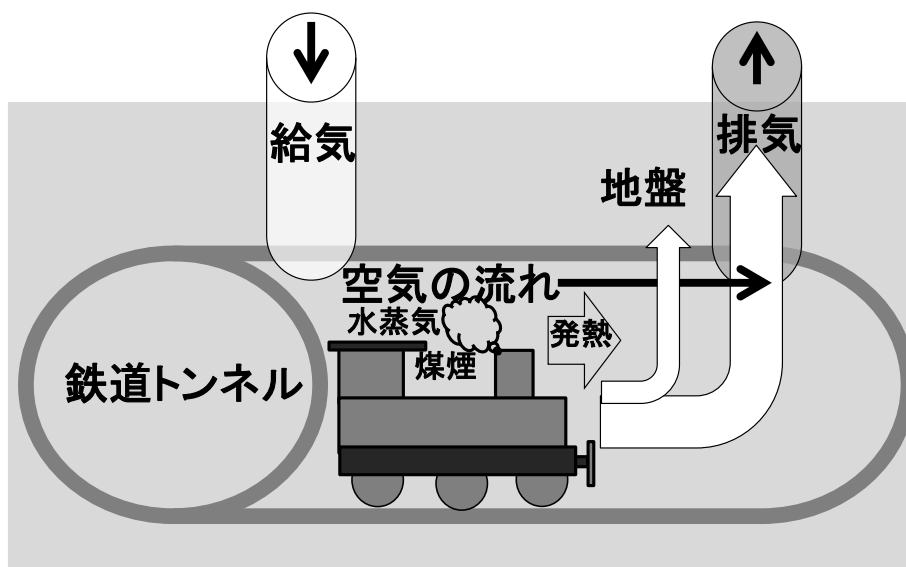
1. 緒言

1.1 研究の背景

1.1.1 地下鉄道と地下鉄道の温熱環境問題と換気設備の歴史の概略

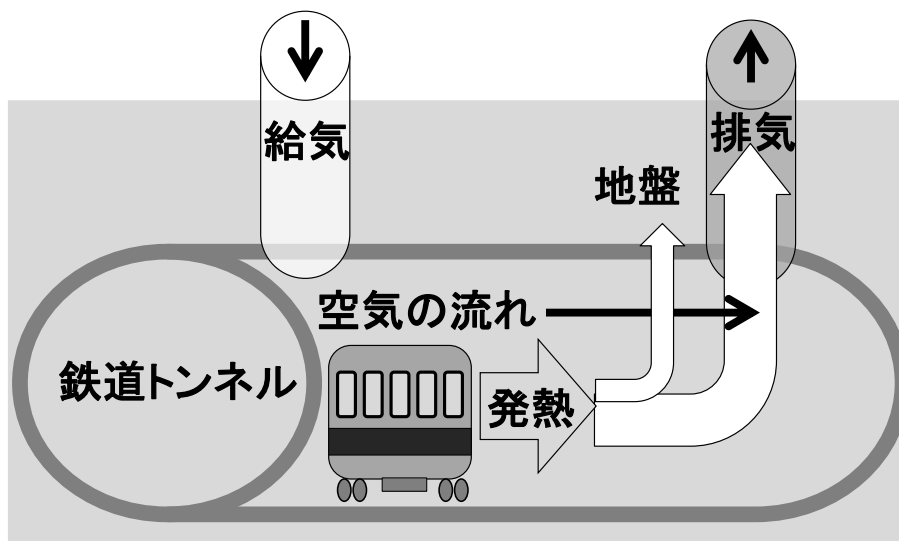
(a) ロンドンの地下鉄

19 世紀後半の英国の首都ロンドンでは工業化，都市化の進展による急激な人口集中が発生した．高度に人口が密集した都市に，郊外からの通勤者を輸送するための鉄道が地上に整備されたが建物が集中した都心部までは乗り入れできなかった．そのため，地下空間を利用して都市内を高速で移動する交通手段として地下鉄がはじめて建設された．文献^{1),2)}によれば初期の頃に建設されたメトロポリタン/メトロポリタン・ディストリクト線とインナーサークル線は（地表面からのトンネルの天井までの距離が 1~2 m 程度と浅い位置にある）開削トンネルを蒸気機関車が客車をけん引するシステム（図 1-1(a)）であったため煙対策のため 1000 m 毎に排煙口が設けられた．一方，1890 年以降新しく建設された路線は最初から電化されており，初期に建設された路線も 1907 年頃までには概ね電化され，以後は煙対策のための換気の必要性は非常に小さくなった．しかし，閉鎖空間であるトンネル内を列車が走行することから，特にトンネル内の駅の手前でブレーキをかけて減速する際の排熱は換気などの方法で除去する必要がある（図 1-1(b)）．1903 年にロンドンの地下鉄に最初に設置された機械換気設備は，セントラル線（開削トンネルに比べて地下深い位置に 2 本の単線トンネルが建設された）のトンネル西側坑口（ウッドレーン車両基地内）に設置された．この換気装置は並列する各々長さ 9.3 km の 2 本のトンネルの東側の終端から新鮮な空気を取り入れ西側の坑口の換気装置により排気するもので，容量 47 m³/s（ファン直径：6 m）の送風機が設置された．営業運転時は換気装置に一番近い駅の出入り口から空気が流入することで短絡が発生し，この換気装置が計画時の性能を発揮できるのは営業運転終了後の時間帯にトンネルの東側の終端のバンク駅以外の全駅の出入り口の 2 重扉を閉めた場合であった．1906 年には，バイカールー線，ピカデリー線，ノーザン線の主要駅には，容量 9.44 m³/s の容量の換気装置が設置された．1911 年にはセントラル線のほとんどの駅に，2.36 m³/s の容量の小型の給気用送風機が設置された．1926 年から 1930 年の時期には，より過密になった輸送に対応するため，既設の給気用のファンは 16.52 m³/s の容量に増強され，さらに調査研究の結果に基づいて容量 33.04 m³/s の排気用の送風機が新設される箇所があった．1968 年開業のビクトリア線では，駅と駅の間の中位置に給気用にも排気用にも使用できる軸流送風機を設置したが，1972 年以降は可能な限り排気用として運転している．



換気により煤煙，水蒸気，熱をトンネル外に排出

(a) 蒸気機関車の場合



換気により主に熱をトンネル外に排出

(b) 電車・電気機関車の場合

図 1-1 鉄道トンネルの換気概念図

(b) ニューヨークの地下鉄

1904年10月にニューヨークの最初の地下鉄がシティーホール駅から145丁目駅の区間で開業した。文献²⁾によれば、最初に開業した区間の主要部は複々線（4線）が設置される大型のトンネル断面であり地表から浅い位置に設置されている。開業当初から電化されていたため、列車走行に伴う地上からの出入口用階段とトンネル天井の換気口を通じた空気の流入出による換気のみであった。時速34～42 km/h、列車・トンネル断面積比は0.14、列車長は45～124 mであった。1905年の夏期には、換気口の数量不足に起因するトンネル内の高温問題が発生した。その問題に対する調査研究が実施され、対策として駅天井部の換気口が増設され、駅間には送風機チャンバーとダクトが設置された。これらの送風機の容量は9.9～51.9 m³/sであった。

(c) 東京の地下鉄

1927年（昭和2年）に我が国における最初の地下鉄（現在の東京メトロ銀座線の一部）が浅草～上野駅間で開業した。文献³⁾によれば、営団（現在の東京メトロ）では銀座線、丸ノ内線、日比谷線・東西線の一部までは電車のピストン作用による換気が主流であるとされ、そのような路線では文献⁴⁾によれば換気口がトンネル延長方向に80～100 m間隔で配置されており、駅間では列車速度が速いため効率がよく、駅付近では列車速度が低く効率が低い。そのため換気口の数を増やす必要があることが述べられている。また、文献³⁾によれば、（1981年の時点では、）列車のピストン作用による換気では営業終了後に換気できないため、夜間の冷気を積極的にトンネル内に引き入れるため、営団では、換気口に可能な限り軸流送風機を配置しているとされる。

また、2000年（平成12年）に開業した都営地下鉄の大江戸線環状部では、各駅間の距離は平均約1 kmであり、2本の単線トンネルで接続されていることが多い。文献⁵⁾、⁶⁾によれば、トンネルの換気のため、駅間を接続する単線トンネルの両端に容量27.2m³/sの送風機と容量27.2m³/sの排風機が設置されており、風速2 m/sで単線トンネルを換気することができる。都営大江戸線の換気・空調設備に関する技術資料⁶⁾によれば、トンネル換気装置を設置する理由として、列車がトンネル内で停止した際の車両冷房装置の高圧カット〔気温が高い場合などに、安全弁噴出の前により低い圧力で動作するように設定された圧力スイッチによる圧縮機を駆動する電動機の停止装置（安全弁噴出すると冷媒が失われる）〕の作動を防止することが理由として挙げられている。

(d)大阪の地下鉄

1933年（昭和8年）5月に梅田～心斎橋駅間で開業した大阪市営地下鉄には、開業当初からトンネルを換気することができる機械換気設備が設けられていた。これは開業前年の1932年（昭和7年）12月に空襲時の避難場所として使用できるようにするため、風速1.5 m/sで換気できるような設備を設置するべきとの学識経験者（衛生学）からの提言を受け検討された結果である^{7) 8)}。開業当初から、地下鉄内の空気の流れや温湿度について調査研究⁹⁾が行われ、機械換気装置を運転した場合にトンネル内の気流速度が0.7 m/sとなることや、1935年（昭和10年）8月には25.1℃であった淀屋橋駅の最高気温が1940年（昭和15年）8月には28.1℃となる経年的温度上昇が報告されている。その時点で設置されている換気設備では地下鉄内の温度上昇を防止することはできないが、応急の対策として毎日一定時間連続的に換気装置を運転し、温湿度を低減することと、冷房の導入が提言されている。1941年（昭和16年）には交通局内で換気設備の運転強化が主張されたが、実際にはそれほど暑くなかったため、電力の制限問題もあり、換気設備の運転条件は強化されなかった¹⁰⁾。

その後、1959年（昭和34年）には換気装置の年中無休運転が開始され、深夜も換気装置稼働させた¹⁰⁾。これは、地下鉄の経年的温度上昇の原因が地下鉄周囲地盤の温度上昇にあると考えられるため、地盤温度に対して外気温度が特に低くなる夜間・冬季に外気をトンネル内に送り換気することの効果が高いと考えられるためである。それまで10年間に4～5℃の経年的温度上昇が見られた地下鉄内の気温は1960年（昭和35年）から1962年（昭和37年）には温度上昇が止まっている。ただし、換気をはじめとする大阪市営地下鉄による対策に加えて1961年（昭和36年）頃より地下水の汲み上げ規制がはじまったことによる影響も複合しており、個々の要因の影響を弁別することは困難であるとの指摘もある¹¹⁾。

(e)国鉄品川、東京、両国間地下鉄道

1965年（昭和40年）に国鉄は通勤輸送力増強とサービス向上を目標として東海道線と総武線を直通させる線増工事を計画した。その工事において、品川・東京・両国間の10kmの区間は建物が密集しているため地下鉄道として建設することとなった。ビル、橋梁などの基礎の深い構造物や既存の地下鉄道の下部を通過してトンネルを建設する必要があるためシールド工法が適用された。既存の地下鉄の対策事例を参考にしつつ温熱環境対策に関する調査研究が行われ、単線シールドトンネルにより構成される地下鉄に縦流換気を適用する換気方式が開発された¹¹⁾。1972年（昭和47年）に東京・両国間の地下区間が開業し、1976

年（昭和 51 年）に品川・東京間の地下区間が開業した。文献¹²⁾によれば、東京・両国間の地下区間（3.36 km）のトンネル部分は 4 つの区間に分割され、それぞれの区間において並行する 2 本の単線トンネル各々の両端には基本的には容量 48 m³/s の送風機と容量 48 m³/s の排風機が設置されており、風速 1.5 m/s で単線トンネルを換気することができる。品川・東京間の地下区間（6.12 km）のトンネル部分は 3 つの区間に分割され、それぞれの区間において並行する 2 本の単線トンネル各々の両端には基本的には容量 64 m³/s の送風機と容量 64 m³/s の排風機が設置されており、風速 2.0 m/s で単線トンネルを換気することができる。

1.2 従来の研究

1.2.1 地下鉄内の経年的温度上昇の定性的な原因

1905～1907年にニューヨークの地下鉄の換気システムの改良による温熱環境改善の調査研究が実施された。研究成果の要約として出版された文献²⁾には、地下鉄の経年的な温度上昇の原因と対策が以下のように定性的に説明されている。

- ・地下鉄内の温度上昇を引き起こす熱は、電車運転のために消費されるエネルギーに由来するものが大部分であり、人体からの発熱が及ぼす影響は非常に小さい。
- ・地下鉄内の熱を除去する方法は、地下鉄の壁を通して熱を周囲地盤に逃がすか、地下鉄内の空気とともに外に熱を運び去るか、いずれかの方法しかない。
- ・地下鉄が一度開業すれば、車両から発生する大量の熱がトンネルの壁を通じて周囲地盤に移動し、時間の経過とともに周囲地盤温度が上昇する。地下鉄内で発生した熱をそれ以上吸収できない程度まで周囲地盤温度が上昇したときに地下鉄利用者は不快感を感じる。そのため、地下鉄の経年的温度上昇に対する最も実用的な対策はトンネル内の空気の大規模な換気ということになる。

1.2.2 地下鉄の温熱環境の解析手法

1.2.1で地下鉄道内の温度が経年的に上昇しないようにするためには、トンネルの換気が重要な実用的対策であることが分かった。次に、どのようなトンネル換気方式（縦流換気方式/中間換気方式など）を採用し、どの程度の容量の換気設備を設置すべきかを定める方法が必要になる。炭酸ガス濃度（許容値：ビル管理法による0.1%）の基準や塵埃濃度に関する制約（ビル管理法による0.15 mg/m³）、火災時の排煙設備として使用できるようにするための条件に加えて、その換気設備で地下鉄の負荷が動的に変動する条件下で温熱環境を維持できるのかを定量的に解析することが重要になる。さらに、プラットホームに空調設備が必要となる場合、列車風をはじめとする地下鉄特有の負荷を考慮してプラットホームの空調負荷を計算し、空調方式、空調機器、制御方式を決定する¹³⁾。

地下鉄内の熱と換気に関する現象を単純化したモデルを対象とした理論解析による研究としては、文献¹⁴⁾において、単線トンネルの側面に換気口が設置されている場合などの条件について列車のピストン作用による換気量を定量的に求めている。ここでは、両坑口以外に開口がない単線トンネルの場合と、複線トンネルで換気口がある場合について基礎方程式を解析的に解いて求めている。また、トンネルが一定風速で換気されている場合の、トンネル内の1次元的な気流温度の基礎方程式と円筒形の周囲地盤温度の基礎方程式を連立さ

せ解析解を求めている。1960年代頃までは、例えばこの理論解析のように研究者や設計者が独自に編み出した解析手法により検討していた。当時、米国の設計技術者には地下鉄環境の設計に対して必要なデータ、システム解析法を得る権威ある典拠がなく、一方で、換気空調技術者の持つ従来の解析手法では、地下鉄の問題は扱えない状況であった¹⁵⁾。そこで、計算機を利用して地下鉄内の環境を解析する手法の開発が米国運輸省 (DOT) 主導の国家的規模のプロジェクトとして1970年に着手され、1975年までに Subway Environment Simulation (SES) と地下鉄環境ハンドブック¹⁶⁾が完成した。現在では、地下鉄の環境シミュレーションプログラムは他にもあるが、SESプログラムが一つの基準となっている。

地下鉄の環境シミュレーションについて解説した文献¹⁷⁾によれば、地下鉄の環境シミュレーションには列車風、列車放熱、壁体伝熱の3つの主要な解析テーマがあり、これらが解ければ温湿度や冷房熱負荷なども求められる。これら3つの現象は、いずれも動的な非定常現象である。気流解析モデルは地下鉄内の空気流を非定常、乱流、非圧縮の1次元流れと仮定する。そのため、トンネル・階段・通路・換気塔など気流が流れる経路を管路とみなして管路網モデルを作成する。そして、管路の要素ごとにエネルギー、質量、運動量の保存則に基づき管路の流量を変数とする連立微分方程式を立て、数値積分により時間変化を計算する。ここで、列車のピストン作用、送風機の稼働、温度差による浮力などによる圧力上昇が計算の中で考慮されている。管路の壁面での摩擦係数や熱伝達率を与える際に管路を流れる流速を考慮した数値を設定する。そのため、解析に使用される摩擦係数と熱伝達率には流れが乱流である影響が反映される。この1次元計算でトンネル部分に比べて空間の3次元性の強い地下駅部分を解析する場合は、3次元流れと等価な1次元流れの管路網として解析する。しかし、地下鉄環境ハンドブック¹⁶⁾や野村¹⁷⁾によって、1次元流れの数値計算を適用する手法が解説されている以外には、公開されている情報が少ない。

当初、一般に公開されていたSESプログラムは諸般の事情により入手できない状況が続いていたが、プログラム開発グループ関係者により、SESプログラムの公開が近年再開された¹⁸⁾、¹⁹⁾。

1.2.3 地下駅ホーム階の空気流動の検討への2次元または3次元数値流体力学の適用

SESなどの地下鉄内の温熱環境専用の解析手法は、流体力学および熱力学の基礎方程式に準拠する手法ではあるが、地下鉄の計画、設計に必要な最小限の変数の出力に目的を絞り込み、解析モデルを1次元モデルにまで単純化し、境界条件を仮定し、独自の離散方程式を導出して作成された地下鉄の温熱環境問題専用の解析手法である。対照的に、現在急速

に発展している数値流体力学（いわゆる CFD）は、必要な場合にはモデル化を行うが、流体力学、熱力学の基礎方程式（Navier-Stokes 方程式など）をできる限り仮想的な境界条件を置かず、忠実に幾何学的境界条件を設定し、計算対象に依存しないように普遍的、汎用的に解くことを志向しているように思われる。そのため、SES などの専用の解析手法に関する研究者、技術者の人数は極めて限られているのに対し、数値流体力学の研究開発に携わる研究者、技術者の人数は非常に多く、計算精度向上を目的とした研究が主として大学で実施され、その成果は広く一般に公開されている。そのように急速に発展してきた手法を、地下鉄内の換気、空調設備の検討に利用する試みが、少数ではあるが 1990 年代以降実施されてきた。

例えば文献²⁰⁾では、単線シールドトンネルに接続される地下駅ホーム階をモデル化した 2 次元空間を対象として、地下駅温度に強い影響を与えると考えられる列車走行による空気流 [以下、列車風 (約 10 m/s)] が駅部に流入する条件で高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルにより、地下駅内の速度場の 2 次元数値計算が実施された。また、文献²¹⁾では、地下駅の空調負荷算定手法を高精度化する研究の一環として、駅部に列車風が流入する条件での地下駅ホーム階の速度場の 3 次元数値計算が高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルにより実施された。

1.3 研究の目的

本研究の最終的な目的は、鉄道トンネルおよび地下駅空間内の温度予測精度向上である。そのため、従来使用されてきた鉄道トンネルおよび地下空間の温熱環境を解析するための専用解析手法では十分に検討されていなかった、(1) 地下駅ホーム階の対向流の抵抗係数（損失係数）および (2) 地下駅ホーム階の対向流と壁面との間の熱伝達率に関して、数値流体力学を適用して特性を明らかにする。また、今後、鉄道トンネルおよび地下空間の温熱環境解析に数値流体力学を適用することを促進し、実務に近い領域においても予測精度の向上を図るために重要であるので、(3) 地下駅ホーム階の対向流への高レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルの適用の可否を明らかにする。以下 1.3.1 節から 1.3.3 節において、最終的な目的を達成するために実施する 3 つの項目を説明する。

1.3.1 地下駅ホーム階の対向流の抵抗係数（損失係数）

SES などの地下鉄内温熱環境解析手法は空気流動と温熱環境の解析のため、流れとエネルギーの 1 次元基礎方程式を数値的に解く。その 1 次元計算のパラメータである流路の損失係数や壁面の熱伝達率はあらかじめ評価しておく必要がある。損失係数について、文献¹⁷⁾によれば、トンネル部に比べて空間の 3 次元性の強い地下駅部などを 1 次元管路網計算で解析する場合、3 次元流れを 1 次元流れの管路網に置き換えるが、抵抗係数（損失係数）の設定が難しい。その中で、分流・合流に伴う圧力変化を、単純な管路接続形状に対する実験式により推定することが多いとされる。そのようなパラメータ推定の良否を判断する資料を得ることを目的として、本研究では、はじめに縦流換気される単線シールドトンネルにより接続される地下駅ホーム階の空気流に数値流体力学を適用して速度場と圧力場を求め、その結果から地下駅ホーム階の対向流の抵抗係数（損失係数）を算出する。

1.3.2 地下駅ホーム階の対向流と壁面間の熱伝達率

SES などの解析手法により地下鉄内の温熱環境の解析を行う場合、トンネル部分の熱伝達率については、実測に基づく固定値を与える場合²²⁾と基本的な形状である発達した管内乱流の強制対流熱伝達に関する実験式（Kays の式²³⁾、Dittus-Boelter の式²⁴⁾、Colburn の式²⁵⁾など）により流速を考慮した値を与える場合^{16), 26), 27)}がある。SES などの地下鉄内の温熱環境解析用の数値シミュレーションの信頼性を評価してその向上を図るには、地下駅に対応する部分の熱伝達率の与え方に関して、トンネル部分と同じ数値を使用することによる誤差を検討する必要があると思われる。そこで縦流換気される単線シールドトンネルにより接続される地下駅ホーム階の空気流に数値流体力学を適用し温度場と熱伝達率を調べる。

1.3.3 地下駅ホーム階の対向流への高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル適用の良否の検討

本研究で対象とする地下駅空間の流れと熱移動の解析に限らず，一般に土木構造物や建築物における大規模空間の換気の検討や大型機械の管路内流れの解析など実際的な課題に数値流体力学を適用する際には，計算精度を確保しつつ計算負荷を抑えることが求められる．実務的な数値計算の乱流モデルとして RANS を適用する場合に，計算負荷を抑えることができる高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルと壁面付近を高い精度で計算することができる低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルのいずれを選択するべきかを検討することが有益であると考えられる．そこで，地下駅ホーム階を模擬する 2 次元形状である H 型流路内の対向流を対象として速度場と温度場の乱流数値計算に高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルと低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを用いた計算結果の差異を定量的に評価する．

1.4 本論文の構成

本論文は全 6 章から構成される．

第 1 章では，本研究の背景，過去の研究および研究の目的について述べる．

第 2 章では，本研究の方法論を述べる．はじめに問題設定に関して説明する．次に乱流モデルとして低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを採用した数値流体力学による速度場と温度場の計算方法について述べる．さらに乱流モデルとして高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを採用した数値流体力学による速度場と温度場の計算方法について述べる．

第 3 章では，第 2 章の方法論に基づき H 型流路の対向流に乱流モデルとして低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを採用した数値流体力学を適用し得られた速度場と圧力場の結果を示す．その結果から，H 型流路内の対向流のレイノルズ数と流線の関係性を調べた結果を示す．さらに，H 型流路内の対向流の圧力係数（損失係数）を調べた結果を示す．

第 4 章では，第 2 章の方法論に基づき H 型流路の対向流に乱流モデルとして低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを採用した数値流体力学を適用し得られた温度場の結果を示す．その結果から，H 型流路内の対向流と壁面の間での熱伝達率を調べた結果を示す．

第 5 章では，第 2 章の方法論に基づき H 型流路の対向流に数値流体力学を適用する場合に乱流モデルとして高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを適用することに関して，適用範囲について検討した結果を示す．

第 6 章では，本研究の結論を述べる．

以上の本論文の構成を図 1-2 に示す．数値流体力学的手法を適用して地下駅ホーム階の気流について調べ，地下駅平面形状に対する損失係数を明らかにした．また，地下駅ホーム

階の壁面と気流の間の熱伝達率を求めた。さらに、高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルの適用範囲について検討した。それらの結果から、鉄道トンネルおよび地下駅空間内の温熱環境予測の精度向上が可能であることを示した。以上が各章の関係である。

第1章	緒言	・ 研究の背景, 従来の研究, 研究の目的, 本論文の構成
第2章	方法論	・ 問題設定, 解析手法
第3章	地下駅ホーム階の抵抗係数 (損失係数)	・ Re の影響, 形状の影響, 流量分配比, 乱流モデルの影響, 損失係数
第4章	地下駅ホーム階の対向流と壁面間の熱伝達率	・ 温度場の計算結果, 熱伝達率, 連結流路の温度の混合
第5章	地下駅ホーム階の対向流への高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル適用の良否の検討	・ 速度場の比較, 温度場の比較, 温度乱れの計算例, 対流項離散化手法の影響
第6章	結論	・ 損失係数, 熱伝達率, 高 Re 型 $k-\varepsilon$ モデルの適用範囲

図 1-2 本論文の構成

1 章に関する参考文献

- 1) Cockram, I. J., Birnie, G. R., Plant, M. I., “The ventilation of London’s underground railways,” Second International Symposium on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels. H2-11-26., 1976.
- 2) Sorper, G. A., “The air and ventilation of subways,” John Wiley & Sons, 1908.
- 3) 我満勝輝, “地下駅の換気・冷房の現状と問題点,” 空気調和・衛生工学, Vol.55, No.3, p.1-6, 1981.
- 4) 渡辺健, 渡辺時男, 市川秀, “地下鉄の設計,” 山海堂, 1963.
- 5) 岩井清, 鈴木大通夫, 長澤安昭, 下田良明, “大江戸線環状部の空調換気設備(計画編),” 建築設備と配管工事 増刊号, p. 12-25, 2002.
- 6) 長澤安昭, 鈴木大通夫, 岩井清, 下田良明, “大江戸線環状部の空調換気設備(設計編),” 建築設備と配管工事 増刊号, p. 26-46, 2002.
- 7) “敵機襲来せば地下鉄へもぐれ 團扇を忘れず...素っ裸で 京大 戸田教授の提唱,” 大阪朝日新聞, 昭和7年12月29日, 夕刊, 2面
- 8) 岩村潔, “大阪市地下鉄の歩み,” 市政新聞社, 1970.
- 9) 庄司光, “大阪市営地下鉄道の空気性状と其の調節に関する研究,” 国民衛生, No.18 (9, 10), 1942, pp.441-589.
- 10) 宮本政幸, 赤松義男, “地下鉄の温湿度上昇解析,” 科学と工業, No.38, 1964, pp.6-20.
- 11) 長濱正雄, “換気設備を有する単線シールド地下鉄道,” 鉄道技術研究報告, No.761, 1971.
- 12) 斎藤諭, 藤原敏雄, “地下鉄道の空調換気設備(下),” 建築設備, Vol.25, No.11, 1974.
- 13) 野村為信, “地下鉄プラットホームの空調,” 冷凍, Vol.69, No.799, 1994, pp.62-89.
- 14) 村山朔郎, “地下鉄道の換気について,” 都市問題研究, Vol.7, No.9, 1955, pp.62-89.
- 15) 中川肇, “地下鉄環境解析の実例,” 交通機械, No.6, 1977, pp.25-27
- 16) Kennedy, W. et al., “Subway Environmental Design Handbook,” US Dept. of Transportation, 1976.
- 17) 野村為信, “地下鉄道の環境シミュレーション,” 車両と機械, Vol.4, No.7, 1990, pp.4-10.
- 18) Edenbaum, J. M., “Open-source SES Past, Present, and Future,” 19th International Symposium on Aerodynamics, Ventilation & Fire in Tunnels. 417-426., 2022.
- 19) Edenbaum, J. M., “SES Download and Tools.”
<https://www.nevergray.biz/ses>. (参照 2023-10-31)

- 20) 杉原義文, 白鳥敏正, 松平晏明, “列車走行による地下鉄駅構内の空気流動 (数値解析および実測値との比較),” 日本機械学会論文集 (B編) Vol. 63, No. 616 (1997-12), pp. 3952～3958.
- 21) 木村健太郎, 柴田克彦, 谷田直之, 佐藤雅文, 近藤靖史, “地下駅構内の列車風による冷房負荷推定に関する研究,” 日本建築学会環境系論文集, Vol. 80, No. 714 (2015), pp. 657～663.
- 22) 雑賀忠昭, 森田敏男, 斎藤孝基, 内田秀雄, “地下鉄道の温熱環境の解析,” 空気調和・衛生工学, Vol. 47, No. 6 (1973), pp. 1～10.
- 23) Kays, W. M., Crawford, M. E., “Convective Heat and Mass Transfer (2nd ed.),” (1980), p.243, McGraw-Hill.
- 24) Dittus, F. W., Boelter, L. M. K., “Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type,” Univ. Calif., Pubs. Eng., Vol. 2(1930), p.443～461.
- 25) Colburn, A. P., “A Method of Correlating Forced Convection Heat Transfer Data and a Comparison with Fluid Friction,” Trans. Am. Inst. Chem. Engrs., Vol. 29, pp. 174～210, 1933.
- 26) 福代和宏, 下田吉之, 水野稔, “地下空間の気流・温熱環境の予測手法に関する研究 (3) ミクロ・マクロ連成モデルによる地下鉄駅の非等温・非定常シミュレーション,” 空気調和・衛生工学会論文集, Vol. 24, No. 73 (1999), pp. 27～35.
- 27) 梶山博司, “地下鉄道の温熱環境シミュレーション,” 鉄道総研報告, Vol. 11, No. 10 (1997), pp. 41～46.

2. 方法論

2.1 方法論の概要

本研究では、数値流体力学を適用して地下駅内の空気流動と熱伝達を調べる。ただし、計算負荷を低減するため、本研究では地下駅を単純化した 2 次元形状である H 型流路内の対向流を計算対象とし、乱流モデルとしてはレイノルズ平均モデル (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation, 以下, RANS) を使用する。そのうち、壁近傍を高精度で計算できる低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルを基本的に適用する。また、計算格子スケール以下の小さな渦だけモデルで解き、それ以上の渦は 3 次元非定常で直接計算するため、レイノルズ平均モデルより高い計算精度が得られる LES (Large Eddy Simulation) の結果を高精度解とみなし、一部の条件で検証を行った。その結果、3 種類の低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルの中で最も LES による計算結果と近い Abe-Kondoh-Nagano^{1),2)}モデルを乱流モデルとして選択した。

2.2 問題設定

地下鉄の代表的な機械換気方式として駅給気・中間排気方式と縦流換気方式の二つがあるが、最近では、単線シールド工法によって地下鉄が建設されることが多く、同工法に適した後者の方式が多い³⁾。その上、内部の流れが複雑であるため、本研究では後者の方式の地下駅内の流れを乱流数値計算により調べる。ただし、計算負荷を低減するため、本研究では単線トンネルに接続される地下駅ホーム階 (1 面 2 線) の平面形状を単純化した 2 次元形状である H 型流路内の対向流の速度場を対象とする。

都市部の地下を通る鉄道には、温熱環境対策としてトンネル用の換気設備や、地下駅用の換気設備および空調設備が設置される場合がある。そのような設備を計画する際に、過去に類似の事例があればハンドブック類⁴⁾を参照し、その知見を利用することができるが、類似の事例がない場合、模型実験や数値計算により性能の予測を行うことが必要となる。

数値計算による地下鉄内の温熱環境予測手法の代表的なものとしては米国の SES⁵⁾などがある。それらのシミュレーションでは地下鉄内の空気流動解析と温熱環境解析のために、1 次元の空気の流れとエネルギーの基礎方程式の数値計算が行われる。この 1 次元計算で、トンネル部分に比べて空間の 3 次元性の強い地下駅部分を解析する場合は、3 次元流れと等価な 1 次元流れの管路網として解析する。しかし、文献⁶⁾や文献⁷⁾に、1 次元流れの数値計算を適用する手法が解説されている以外には、公開されている情報が少ない。それに対し、3 次元数値流体力学を適用する場合、基本的には地下駅舎の空間を詳細に模擬する格子点を作成するほど計算精度が向上すると考えられる。また、3 次元数値流体力学の計算精度向上

に関する研究は多数実施されており、それらの知見を利用できる利点がある。

文献⁸⁾に指摘されているように、縦流換気方式の換気設備を有する単線シールドトンネルと、それに接続される地下駅の(1面2線島式)ホームを独立に換気する場合、各トンネル内の空気が駅部を介して相互に干渉しあい、地下鉄内の空気流動は複雑になると考えられる。そのため、このような種類の地下駅ホーム階の空気流動を検討対象として取り上げ、数値計算により基本的な特性を調べることを本研究の目的に設定した。

地下駅ホーム階の空気流動の検討に関して数値流体力学による3次元非定常解析⁹⁾や駅部の2次元平面形状に対する2次元数値解析を実施した研究¹⁰⁾が既に行われているが、それらの研究では、乱流モデルとして高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルが使用されている。しかし、本研究では、地下駅の壁面と空気流の間の熱伝達率を数値計算により評価することを目的とするため、壁面近傍の壁直角方向の速度勾配を高い精度で計算する必要があるため、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを使用する。低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを使用する場合は、壁近傍に格子点を多数設けるが必要になる。さらに、対象とする現象のレイノルズ数が高いほど、壁付近の格子点間隔を狭くする必要がある。本研究では壁付近の速度の計算精度を優先することとし、壁付近の詳細な計算による計算負荷増加を賄うため、地下駅ホーム階の形状を3次元ではなく、単純化した2次元形状として数値流体力学による計算を行う。また、列車走行に伴う空気流(10 m/s程度)を対象とすれば、レイノルズ数が 3×10^6 を超え、計算負荷が高くなる。本研究では、計算負荷を抑えるためトンネル用機械換気設備が発生させる空気流(1 m/s程度)が地下駅に流入する場合の定常現象を対象とすることにする。通常、地下鉄内の列車走行による風は数分で減衰するため、駅付近に列車がない状態を基本状態と考え、本研究で対象とする現象は、その基本状態での地下駅(1面2線島式)ホーム階の定常な空気流動とする。

さらに、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる計算との比較検証のために、他の計算条件よりレイノルズ数を低く設定し、格子点数も少なくした条件でLESによる計算を実施した。

本研究では、**図 2-1**に示す換気設備を持つ単線シールドトンネルに接続される地下駅の空気流動について検討を行う。地下駅に接続される4本のトンネルは給気側と排気側に機械換気のための送風機が設置されており、トンネルと地下駅の換気は独立に行われる。しかし、トンネルを換気する空気流の一部が地下駅に流入し、逆に、地下駅側からトンネルに空気流が流出するため、列車走行がない場合でも相互に影響を及ぼす。文献⁸⁾では、トンネル換気の影響による地下駅内の空気流動をバイパス流と呼び、その空気流動を**図 2-1**に示すように(1)通り抜け、(2)循環、(3)短絡に分類し検討を行っている。本研究では、地下

鉄の地下駅ホーム階部分を単純化した 2 次元形状である H 型流路（図 2-2 参照）を対象として定常数値計算による検討を行う。単線トンネルとの接続部 4 か所のうち対角に位置する 2 か所を流入境界とし、同じ流量の換気流が流入するものとして設定する。それ以外の 2 か所を流出境界として流入境界と同じ流量で流出するものとして設定する。温度場の壁面境界条件としては、等温壁（壁面温度一定）に設定する。

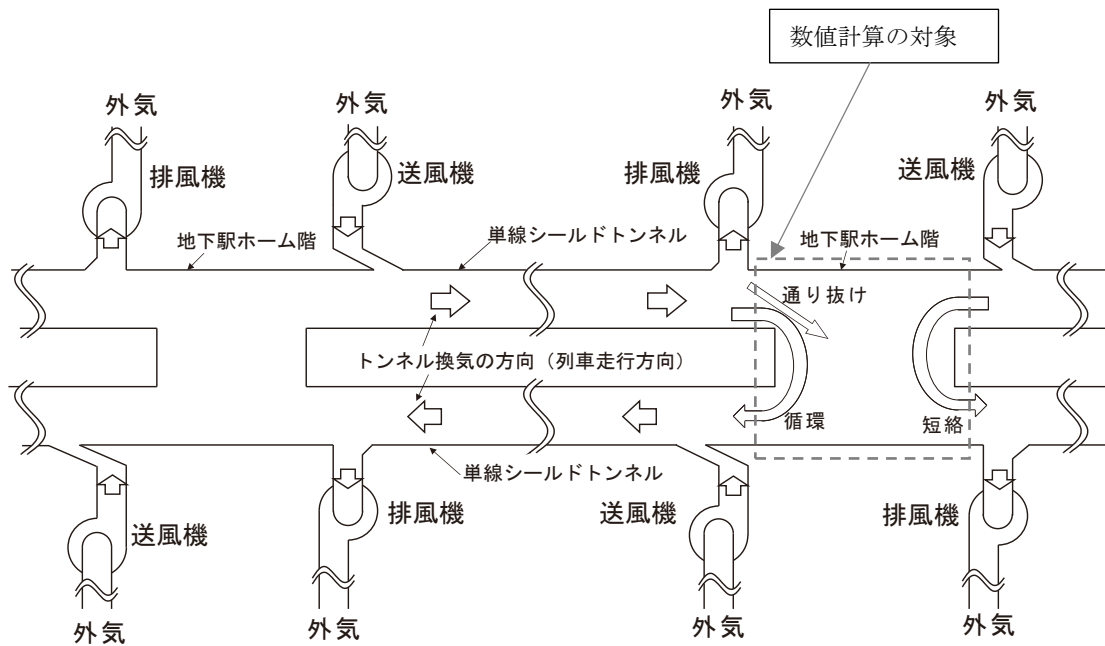


図 2-1 換気設備を持つ単線シールドトンネルにより接続される地下駅

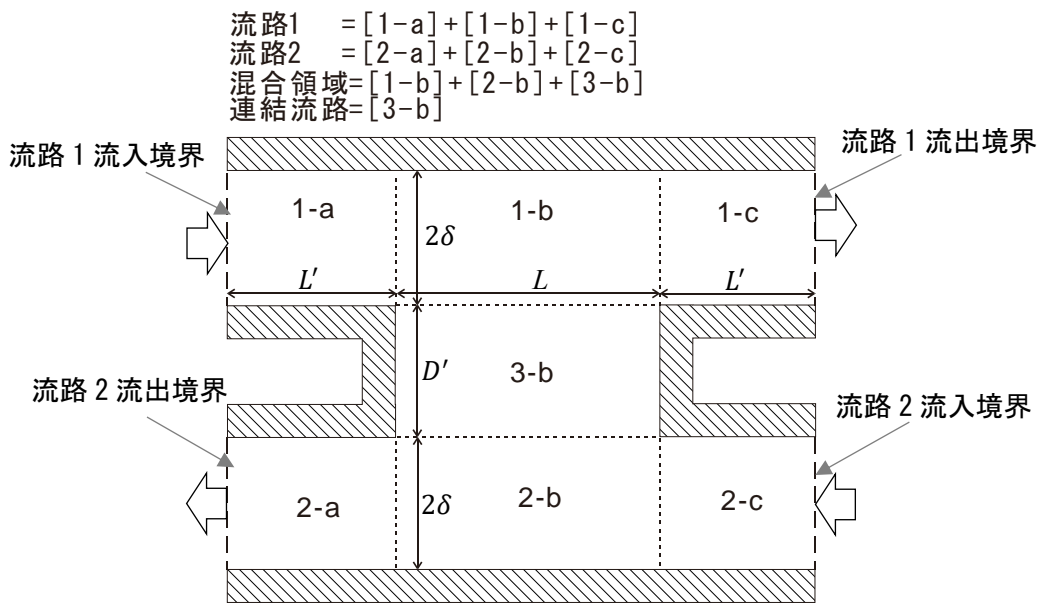


図 2-2 H型流路と各部名称

本研究では、H型流路の各部名称を図2-2のように定義する。図2-2の[1-a], [1-b], [1-c]の領域を合わせて流路1と呼び、[2-a], [2-b], [2-c]を合わせて流路2と呼ぶ。また、[1-b], [2-b], [3-b]を合わせて混合領域と呼び、[3-b]を連結流路と呼ぶ。さらに流路1の左端に流入境界、右端に流出境界を設ける。また、流路2の右端に流入境界、左端に流出境界を設ける。H型流路の形状としては、表2-1(a)に示す条件で低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルまたはLESにより速度場の計算を実施し、表2-1(b)に示す条件で低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルにより温度場の計算を実施し、表2-5に示す条件で高レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルにより速度場および温度場の計算を実施した。低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルにより温度場の計算を実施したH型流路の形状条件(表2-1(b))と高レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルにより速度場および温度場の計算を実施した形状条件(表2-5)は、同じである。形状(1)は、LESと低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルによる速度場の計算結果を比較のための条件であり、形状(8)の $L/2\delta=80$ の場合が新幹線などの高速鉄道での地下駅の形状に相当する。表中の 2δ は流路幅もしくは地下駅に接続するトンネルの直径を意味し、本研究では流路幅 2δ が5mであるとした。4か所ある流入・流出境界に関しては、2か所の流入境界から流入する流量と、2か所の流出する流量はすべて等しいものとする。低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルによる速度場の数値計算は表2-2(a)に示すレイノルズ数 $Re(=\bar{U}_{m0}2\delta/\nu)$ で実施した。その中でレイノルズ数が334800 ($\bar{U}_{m0}=1$ m/s)の場合を基本条件とし、形状(2)~(8)の条件で速度場の計算を実施した。形状(1)はLESと低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルの比較のための条件であり、 $Re=5650$ ($\bar{U}_{m0}=0.017$ m/s)のみの速度場の計算を実施した。形状(2)は、基本条件($Re=334800$)に加えて $Re=0.1$ ($\bar{U}_{m0}=3\times 10^{-7}$ m/s)~5650の場合を追加して速度場の計算を実施した。形状(3)は、基本条件($Re=334800$)に加えて $Re=3000$ ($\bar{U}_{m0}=9\times 10^{-3}$ m/s)の場合を追加して速度場の計算を実施した。プラントル数 $Pr(=\nu/\alpha)$ は、空気を想定し0.71に設定した。空気の動粘性係数 ν を 1.4934×10^{-5} m²/sとした。形状(1)~(5)の長さ L を有次元値で表すとそれぞれ5m~60mとなり、実際には条件(1)~(5)に対応する地下駅は無いと思われるが、空間長さと速度場、温度場の関係を調べるため検討対象に含めた。温度場の数値計算は表2-2(b)に示すレイノルズ数で実施した。

表 2-1(a) 速度場の計算を行った H 型流路形状

形状	$L/2\delta$	$L'/2\delta$	$D'/2\delta$	n_x^\dagger	備考
(1)	1	2	1	617	Re = 5 650
(2)	2	25	1	3567	Re = 0.1~334800
(3)	8	25	1	3031	Re = 3000, 334800
(4)	10			3031	
(5)	12			3031	
(6)	16	25	1	3031	Re = 334800
(7)	20			3637	
(8)	80			6637	

(注) 本研究では流路幅 2δ を 5 mとした.

\dagger 表中の n_x は, x 方向の計算格子点数である. y 方向格子点数は, 低レイノルズ数型は 310 である. 最初に実施した形状(2)の計算時に発散が頻発し, その対策として n_x を 3567 まで増加させた. 次に形状(3)の計算格子を作成する際, n_x の増加より, 隣接格子点幅の変化率を小さくすることが発散防止に効果的であることが経験的に分かったため, 形状(2)より x 方向に長い形状(3)~(6)の n_x の増加を抑制することができた.

表 2-1(b) 温度場の計算を行った H 型流路形状

形状	$L/2\delta$	$L'/2\delta$	$D'/2\delta$	n_x	備考
(2)	2	25	1	3 567	Re = 334800
(4)	10	25	1	3 031	Re = 334800
(8)	80	25	1	6 637	Re = 334800

表 2-2(a) 速度場の計算のレイノルズ数

条件	Re ($= \bar{U}_{m0}2\delta/\nu$)	風速 \bar{U}_{m0} [m/s]
層流	0.1	3×10^{-7}
	1	3×10^{-6}
	10	3×10^{-5}
	100	3×10^{-4}
	500	1.5×10^{-3}
乱流	3000	9×10^{-3}
	5652	1.7×10^{-2}
	334800	1.0

表 2-2(b) 温度場の計算のレイノルズ数

条件	Re ($= \bar{U}_{m0}2\delta/\nu$)	風速 \bar{U}_{m0} [m/s]
乱流	334800	1.0

2.3 解析手法

2.3.1 低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを乱流モデルとして使用した計算の基礎方程式

本計算に使用した 2 次元計算プログラムでは、SIMPLE 法¹¹⁾により非圧縮性流体の定常流れの基礎方程式群を数値的に解き、速度場、圧力場、温度場を求める。壁近傍を高精度で計算するため、計算格子幅を壁に近いほど細かくとり、壁最近接格子の壁直角方向の格子幅を摩擦速度 $u_\tau (= \sqrt{\tau_w/\rho})$ 、 τ_w : 壁面剪断応力) と空気の動粘性係数 ν により無次元した壁面垂直方向座標 y が $y^+ (= u_\tau y/\nu) \cong 0.5$ となるような不等間隔スタガード格子を用いた。計算格子点数は x 方向については表 2-1 (a), (b) に n_x で示す値とし、 y 方向は 310 とした。使用したプログラムでは格子点の行または列を Line として選択し 3 重対角行列アルゴリズムにより連立方程式を解くが、OpenMP のパラレル構文により Line ごとの処理を簡易的に並列化 (16 並列) した。並列化しない本来の処理 (線順法) では、境界に接する Line を出発点として Line ごとに逐次的に掃引するが、並列化により逐次性が保証されないため収束性の悪化が懸念される。その点については、文献¹²⁾においてキャビティ流れを対象として並列化により逐次性を犠牲にした処理が逐次性を持たせた処理とほぼ同等の収束性を持つことが示されている。

(a) 速度場の計算

速度場の計算に使用した 3 種類の低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを表 2-3 (a) に示す。速度場の基礎方程式の主要な部分を式(1)~式(12)に示す。Jones-Launder モデル¹³⁾ (以下、JL モデル) は初めて低レイノルズ数効果 (壁近接効果) を組み込んだ $k-\varepsilon$ モデル、Abe-Kondoh-Nagano モデル¹⁾ (以下、AKN モデル) は内部流の流れの剥離をよく再現するとされるモデル、Hattori-Tsutsui モデル¹⁴⁾ (以下、HTモデル) は乱流エネルギーの過剰生成を抑制する機能を組み込んだモデルである。本研究では主に AKN モデルを使用し、他の 2 つは比較のために使用した。モデル定数、モデル関数等の詳細は各文献を参照されたい。

連続の式

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots \dots \quad (1)$$

平均流の運動方程式

$$\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad \dots \dots \quad (2)$$

レイノルズ応力の式

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \dots \dots \quad (3)$$

乱流エネルギー k の輸送方程式

[JL モデル]

$$\begin{aligned} \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \\ & - \left\{ \varepsilon + 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right) \right\} \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (4)$$

[AKN モデル]

$$\bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad \dots \dots \quad (5)$$

[HT モデル]

$$\begin{aligned} \bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k^*} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} \\ & - \left\{ \varepsilon + 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right) f_D \right\} \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (6)$$

乱流散逸 ε または ε の輸送方程式

[JL モデル]

$$\begin{aligned} \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{\varepsilon 1} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \varepsilon \right) \\ & + 2\nu \nu_t \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_k} \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (7)$$

[AKN モデル]

$$\bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\varepsilon}{k} C_{\varepsilon 1} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \dots \dots \quad (8)$$

乱流散逸 ε または $\tilde{\varepsilon}$ の輸送方程式

[HT モデル]

$$\begin{aligned} \bar{U}_j \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_{\tilde{\varepsilon}}^*} \right) \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_j} \right] - \frac{\tilde{\varepsilon}}{k} \left(C_{\varepsilon 1} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + C_{\varepsilon 2} f_{\varepsilon} \tilde{\varepsilon} \right) \\ & + \nu \nu_t f_{w1} \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_k} \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_k} - \left\{ \tilde{\varepsilon} + 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right) \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial x_j} \right) f_D \right\} \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (9)$$

渦粘性係数の算出式

[JL モデル]

$$\nu_t = C_{\mu} f_{\mu} k^2 / \tilde{\varepsilon} \quad \dots \dots \quad (10)$$

[AKN モデル]

$$\begin{aligned} \nu_t = & C_{\mu} f_{\mu} k^2 / \varepsilon \\ = & C_{\mu} \left[1 + \frac{5}{\{(k^2/\nu\varepsilon)^{3/4}\}} f_d \right] \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{14}\right) \right\}^2 (k^2/\varepsilon) \end{aligned} \quad \dots \dots \quad (11)$$

[HT モデル]

$$\nu_t = C_{\mu} f_{\mu} k \tau_m \quad \dots \dots \quad (12)$$

(b) 温度場の計算

温度場の乱流数値計算には、乱流モデルとして 2 方程式モデルである温度場の Abe-Kondoh-Nagano モデル²⁾ (以下、温度場 AKN モデル (表 2-3(b)) と、温度場 0 方程式モデル (「乱流プラントル数 Pr_t 一定の仮定」を用いるモデル) の 2 種類を使用した。温度場を計算するために用いる基礎方程式群を式(13)~式(18)に示す。本研究で使用した温度場 AKN モデルのモデル定数、モデル関数等の詳細は文献²⁾を参照されたい。

平均温度 \bar{T} の輸送方程式

$$\bar{U}_j \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{u_j t} \right] \quad \dots \dots \quad (13)$$

乱流熱流束の式

$$-\overline{u_j t} = \alpha_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad \dots \dots \quad (14)$$

[温度場 2 方程式モデル]

温度乱れ (分散) \bar{t}^2 の輸送方程式 (AKN モデル)

$$\bar{U}_j \frac{\partial \bar{t}^2}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\alpha + \frac{\alpha_t}{\sigma_h} \right) \frac{\partial \bar{t}^2}{\partial x_j} \right] - 2\bar{u}_j \bar{t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - 2\varepsilon_t \quad \dots \dots \dots (15)$$

温度乱れ散逸 ε_t の輸送方程式 (AKN モデル)

$$\begin{aligned} \bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\alpha + \frac{\alpha_t}{\sigma_\phi} \right) \frac{\partial \varepsilon_t}{\partial x_j} \right] - C_{P1} f_{P1} \frac{\varepsilon_t}{\bar{t}^2} \bar{u}_j \bar{t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \\ & - C_{P2} f_{P2} \frac{\varepsilon_t}{k} \bar{u}_i \bar{u}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_{D1} f_{D1} \frac{\varepsilon_t^2}{\bar{t}^2} - C_{D2} f_{D2} \frac{\varepsilon \varepsilon_t}{k} \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (16)$$

熱の渦拡散係数の算出式 (AKN モデル)

$$\begin{aligned} \alpha_t &= C_\lambda f_\lambda k^2 / \varepsilon \\ &= C_\lambda \left[\left(\frac{2R}{C_m + R} \right) + \frac{3(2R)^{1/2}}{\{(k^2/\nu\varepsilon)^{3/4}\} Pr} f_d \right] \\ &\quad \times \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{y^*}{14}\right) \right\} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{\sqrt{Pr} y^*}{14}\right) \right\} (k^2 / \varepsilon) \end{aligned} \quad \dots \dots \dots (17)$$

[温度場 0 方程式モデル]

熱の渦拡散係数の算出式 (0 方程式モデル)

$$\alpha_t = \frac{\nu_t}{Pr_t} \quad \dots \dots \dots (18)$$

表 2-3 計算に使用した低レイノルズ数型 $k - \varepsilon$ モデル

(a) 速度場の計算

モデル名	略号
Jones-Launderモデル	JL
Abe-Kondoh-Naganoモデル	AKN
Hattori-Tsutsuiモデル	HT

(b) 温度場の計算

モデル名	略号
Abe-Kondoh-Naganoモデル	AKN

2.3.2 高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを乱流モデルとして使用した計算の基礎方程式

高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる乱流計算では、速度場については Launder-Spalding モデル¹⁵⁾ (以下、LS モデル (表 2-4)) を採用し、温度場の乱流計算には速度場と温度場の相似性を仮定して温度場 0 方程式モデルを適用した。数値計算の速度場に関する基礎方程式群を式(19)～式(24)に示した。温度場に関する方程式群は式(13), (14), (18)に示した低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルの 0 方程式モデルの場合と同じであり、式(18)の乱流プラントル数は $Pr_t = 0.9$ に設定した。本研究で使用した LS モデルのモデル定数は文献¹⁵⁾を参照されたい。計算格子点数は x 方向については表 2-5 に n_x で示す値とし、 y 方向は 208 とした。

連続の式

$$\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_i} = 0 \quad \dots \dots \dots (19)$$

平均流の運動方程式

$$\bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad \dots \dots \dots (20)$$

レイノルズ応力の式

$$-\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad \dots \dots \dots (21)$$

乱流エネルギー k の輸送方程式

[Launder-Spalding モデル]

$$\bar{U}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad \dots \dots \dots (22)$$

乱流散逸 ε の輸送方程式

[Launder-Spalding モデル]

$$\bar{U}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] - \frac{\varepsilon}{k} C_{\varepsilon 1} \overline{u_i u_j} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad \dots \dots \dots (23)$$

渦粘性係数の算出式

[Launder-Spalding モデル]

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon \quad \dots \dots \dots (24)$$

表 2-4 計算に使用した高レイノルズ数型 $k - \varepsilon$ モデル

モデル名	略号
Launder-Spaldingモデル	LS

表 2-5 高 Re 数型 $k - \varepsilon$ モデルによる計算を行った H 型流路形状

形状	$L/2\delta$	$L'/2\delta$	$D'/2\delta$	n_x^\dagger	流線パターン
(2)	2	25	1	3427	直進
(4)	10	25	1	2939	直進 + 180° 転向
(8)	80	25	1	6545	180° 転向

(注) 本研究では流路幅 2δ を 5 m とした。

† 表中の n_x は、 x 方向の計算格子点数である。 y 方向格子点数は、高レイノルズ数型は 208 である。

2.4 数値計算の境界条件

2.4.1 流入境界

低 Re 数型 $k - \varepsilon$ モデルによる速度場と温度場の計算の流入条件については、それぞれのレイノルズ数に対応する完全に発達した平行平板乱流の（時間）平均速度、乱流エネルギー、散逸率、（時間）平均温度、温度乱れ、温度乱れ散逸率の分布を別途計算し、**図 2-2** に示す H 型流路左上の流入境界 1 と右下の流入境界 2 において速度場と温度場の流入分布を与えた。**図 2-3(a)**、**(b)** にレイノルズ数が 5650 の速度場の計算での平均速度と乱流エネルギーの流入分布を示す。また、後述する LES による計算の流入分布も比較のために図中に示す。次に**図 2-4(a)**、**(b)** にレイノルズ数が 334800 の速度場の計算での平均速度と乱流エネルギーの流入分布を示す。また、後述する高 Re 数型 $k - \varepsilon$ モデルによる計算の速度場の流入分布も比較のため図中に示す。**図 2-3**、**図 2-4** には示していないが、流入部で $\bar{V} = 0$ とした。さらに、**図 2-5(a)**、**(b)** にレイノルズ数が 334800 の温度場の計算での平均温度と温度乱れの流入分布を示す。

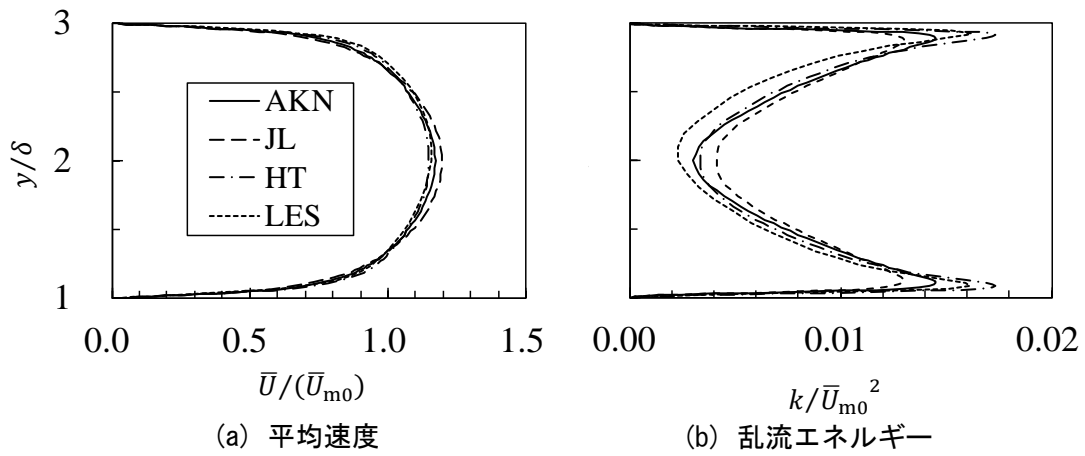


図 2-3 速度と乱流エネルギーの流入分布 (Re = 5650)

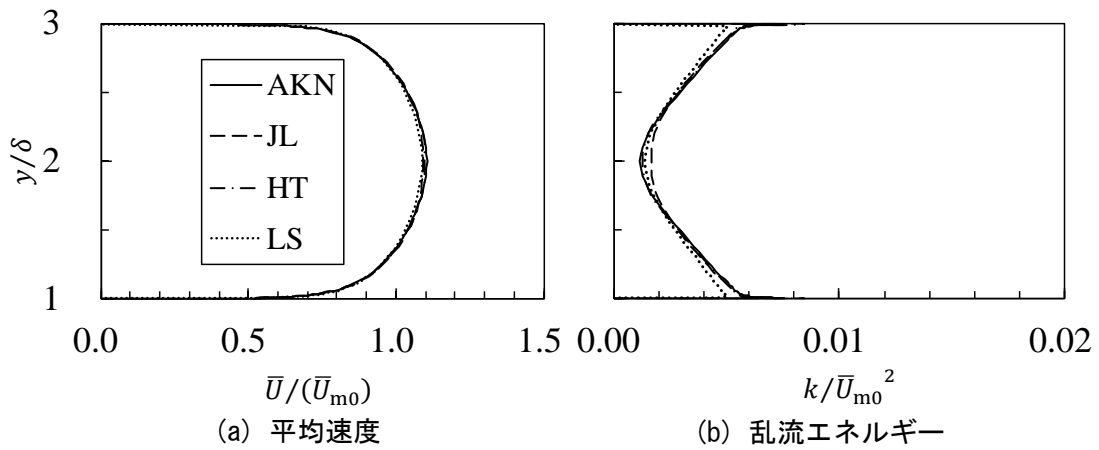


図 2-4 速度と乱流エネルギーの流入分布 (Re = 334800)

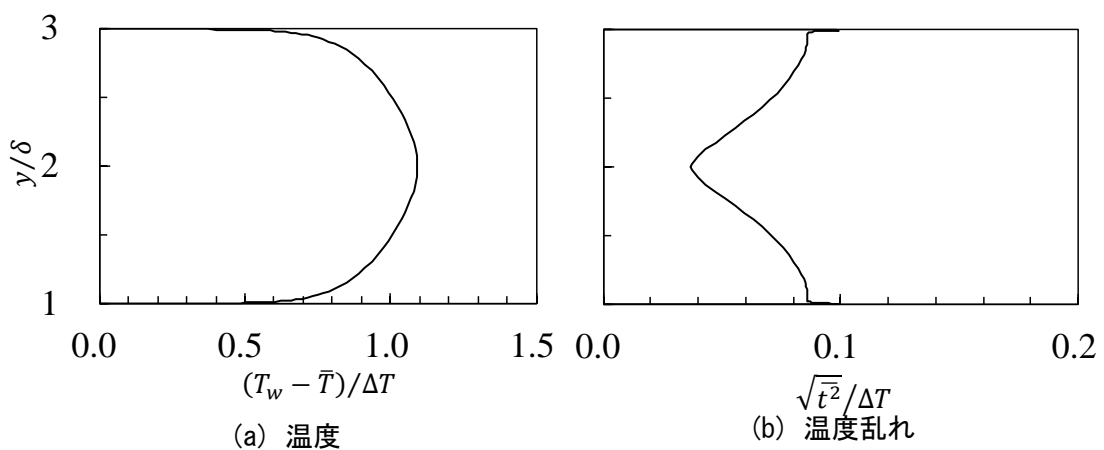


図 2-5 温度と温度乱れの流入分布 (Re = 334800)

2.4.2 流出境界

流出境界条件を式(25), (26)に示す. 1 計算サイクル前の速度場と温度場に式(25), (26)を適用し, 流出境界の値を更新する. ただし, U の境界条件に関しては, H型流路の境界での流入量の総和と流出量の総和が等しく, かつ, 2箇所での流出境界での流出流量の絶対値が等しくなるように一律の係数を計算サイクルごとに掛けて境界条件を修正する.

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{\text{outlet 1}} = 0, \quad \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{\text{outlet 2}} = 0 \quad \dots \dots \quad (25)$$

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{\text{outlet 1}} = 0, \quad \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right|_{\text{outlet 2}} = 0 \quad \dots \dots \quad (26)$$

ただし, $\phi = \bar{U}, \bar{V}, k, \varepsilon, \tilde{\varepsilon}$ である. また, $\phi = \bar{T}, \bar{t}^2, \varepsilon_t$ である. outlet1 は流路 1 の, outlet2 は流路 2 の流出境界を示す.

2.4.3 壁面境界条件

(a)低 Re 型 k - ε モデルの場合

低 Re 型 k - ε モデルの場合, 壁面での速度の境界条件は式(27)に示す滑りなし条件とした. また, 式(28), (29)に示すように k および \bar{t}^2 は壁面上で0とした. 壁面における $\varepsilon, \tilde{\varepsilon}, \varepsilon_{t_w}$ の値は, 式(30), (31), (33)により与えた. ここで, 添え字 w は壁面での値を意味する.

$$\bar{U}_w = \bar{V}_w = 0 \quad \dots \dots \quad (27)$$

$$k_w = 0 \quad \dots \dots \quad (28)$$

$$\bar{t}^2_w = 0 \quad \dots \dots \quad (29)$$

$$\varepsilon_w = 2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)_w^2 \quad \dots \dots \quad (30)$$

$$\tilde{\varepsilon}_w = 0 \quad \dots \dots \quad (31)$$

$$\bar{T}_w = T_w \text{ (一定)} \quad \dots \dots \quad (32)$$

$$\varepsilon_{t_w} = \alpha \left(\frac{\partial \sqrt{\bar{t}^2}}{\partial y} \right)_w^2 \quad \dots \dots \quad (33)$$

(b)高 Re 型 $k-\varepsilon$ モデルの場合

高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる乱流計算では、壁のごく近傍にある乱流の混合作用が及ばない粘性底層と呼ばれる非常に薄い層より上側において、速度は対数速度分布、温度は対数温度分布に従うと仮定する。そして、この領域に配置した壁最近接格子点に適切な境界条件（壁法則）を設定して基礎方程式群を数値解析する。このとき用いられる対数速度分布を式(34)に、対数温度分布を式(35)に、対数温度分布の式で使用される P 関数を式(36)に示す。壁法則を数値計算プログラムに組み込む際には文献^{16), 17)}に記載されているプログラムを参考にした。高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる乱流計算では、壁最近接格子を壁法則である対数速度・温度分布が成立する領域内に配置することが必要である。すなわち、壁最近接格子の中心を摩擦速度 $u_\tau (= \sqrt{\tau_w/\rho})$ 、 τ_w ：壁面剪断応力)と空気の動粘性係数 ν で無次元された壁面垂直方向座標 y である $y^+ (= u_\tau y/\nu) \cong 30 \sim 200$ となる領域に設置することが目安とされる。本研究では $y^+ \cong 30$ となるような不等間隔スタガード格子を用いた。計算格子点数は x 方向については表 2-5 に示すとおり、 y 方向については 208 とした。

壁付近は対数速度分布および対数温度分布に従うと仮定し、壁に隣接する格子点を低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる場合より壁から離れた位置に設定する。そのため、図 2-6 (a), (b) から、高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルを使用する場合、壁付近の格子点数を節約できることが分かる。

2.3.1 項で示した図 2-4 (a) の流入速度分布と図 2-5 (a) の流入温度分布を壁座標で無次元化したものを図 2-6 に示す。

対数速度分布

$$\bar{U}^+ = \frac{\bar{U}}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + B \quad \dots \dots \dots (34)$$

対数温度分布

$$\bar{T}^+ = \frac{(T_w - \bar{T}) C_p \rho u_\tau}{q_w} = Pr_t [\bar{U}^+ + P[Pr/Pr_t]] \quad \dots \dots \dots (35)$$

P 関数

$$P[Pr/Pr_t] = 9.24 \{ (Pr/Pr_t)^{3/4} - 1 \} \quad \dots \dots \dots (36)$$

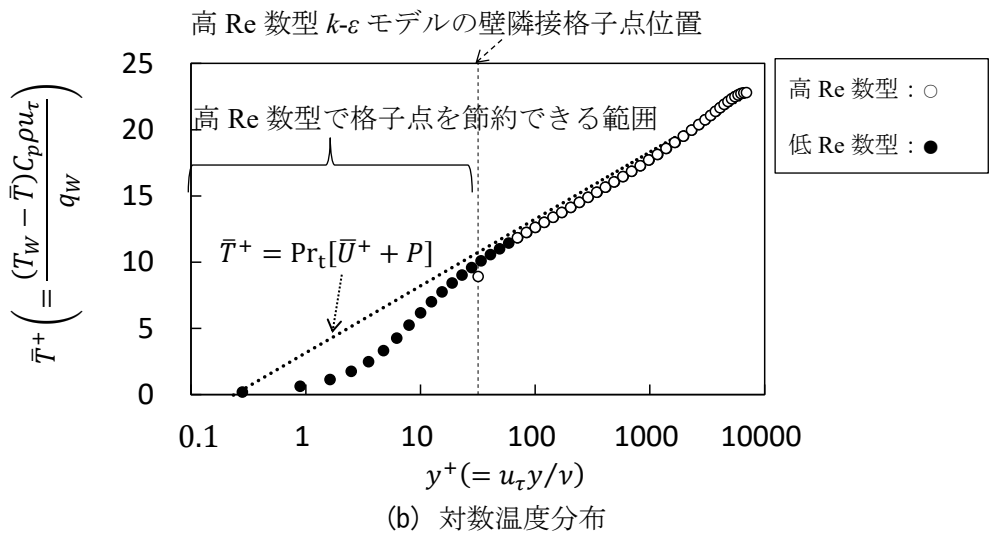
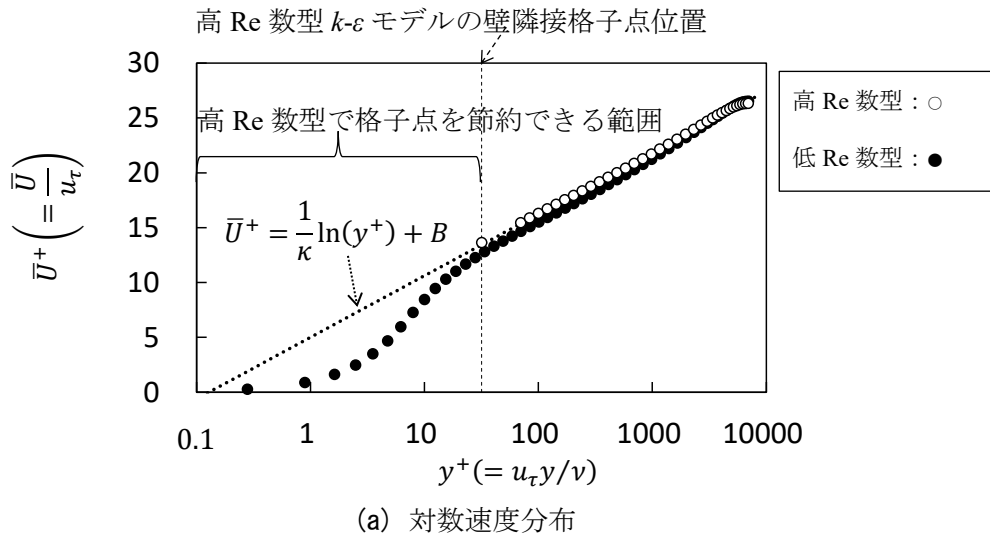


図 2-6 対数則と流入速度分布，流入温度分布の比較

2.5 基礎方程式の離散化

基礎方程式の離散化には, 対流項の空間差分については再定式化された QUICK スキーム¹⁸⁾ を適用した. それ以外の項の空間差分には中心差分を適用した. 本研究では不等間隔スタガード格子を使用しているが, 不等間隔格子の場合の再定式化された QUICK スキームの係数は文献¹⁹⁾に示されている. また, 運動方程式については, 壁面に隣接するコントロールボリューム界面では文献¹⁸⁾の 3 次精度ではなく 2 次精度の定式化を使用した.

2.6 LES による数値計算の概要

計算格子スケール以下の小さな渦だけモデルで解き、それ以上の渦は 3 次元非定常解析により直接計算するため、レイノルズ平均モデルより高い計算精度が得られる LES (Large Eddy Simulation) の結果を最適解とみなし、一部の条件で検証を行う。

本研究の LES による数値計算方法は、文献²⁰⁾と同じで、支配方程式は非圧縮性流体の Navier-Stokes 方程式と連続の式に対してフィルター操作を施したものであり、速度場 SGS (Sub-Grid Scale) モデルには MTS (Mixed-Time-Scale) モデル²¹⁾を使用した。計算対象は、 x - y 平面内の 2 次元 H 型流路 [表 2-1 (a) の形状(1)] を z 方向に長さ 3.2δ だけ押出した 3 次元形状とし、 z 方向の境界条件は周期境界条件とした。Re = 5650 の場合の速度と乱流エネルギーの流入境界条件を図 2-3 (a), (b) に示す。LES による数値計算に使用した格子点数は x 方向 320, y 方向 160, z 方向 64 である。

第2章に関する参考文献

- 1) Abe, K., Kondoh, T., Nagano, Y., “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows–I. Flow field calculations,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, Issue 1 (1994), p. 139~151.
- 2) Abe, K., Kondoh, T., Nagano, Y., “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows–II. Thermal field calculations,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, Issue 8 (1995), p. 1467~1481.
- 3) 福代和宏, 下田吉之, 水野稔, “地下空間の気流・温熱環境の予測手法に関する研究 (1) 縦流換気方式の地下鉄駅に対するシミュレーション,” *空気調和・衛生工学会論文集*, Vol. 21, No. 61 (1996-4), pp. 99~109.
- 4) 空気調和・衛生工学会編, “空気調和・衛生工学便覧第14版,” 第8編 (空気調和設備編), p.468~p.471, 2010.
- 5) Kennedy, W. et al., “Subway Environmental Design Handbook,” Vol.II, 1976.
- 6) Kennedy, W. et al., “Subway Environmental Design Handbook,” Vol.I, p.3-66~p.3-68, 1976.
- 7) 野村爲信, “地下鉄道の環境シミュレーション,” *車両と機械*, Vol.4, No.7, p.6, 1990.
- 8) 長濱正雄, “換気設備を有する単線シールド地下鉄道,” *鉄道技術研究報告*, No.761, 1971.
- 9) 木村健太郎, 柴田克彦, 谷田直之, 佐藤雅文, 近藤靖史, “地下駅構内の列車風による冷房負荷推定に関する研究,” *日本建築学会環境系論文集*, 80巻, 714号, p. 657-663, 2015.
- 10) 杉原義文, 白鳥敏正, 松平晏明, “列車走行による地下鉄駅構内の空気流動,” “数値解析および実測値との比較,” *日本機械学会論文集B編*63巻616号, p. 3952-3958, 1997.
- 11) Patankar, S. V., “Numerical Heat Transfer and Fluid Flow,” Hemisphere, 1980.
- 12) 加藤信介, 村上周三, 張維, 岡本理, “HXnet型並列計算機を用いたSIMPLE-D法による3次元流れ場の並列処理,” *日本建築学会計画系論文集*, Vol. 60, No. 474 (1995), pp. 37~46.
- 13) Jones, W. P., Launder, B. E., “The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.15, issue 2 p.301-314, 1972.
- 14) Hattori, H., Tsutsui, K., “Multi-time-scale turbulent heat transfer model for predictions of various turbulent heat transfer phenomena,” *Int. J. Adv. Eng. Sci. Appl. Math.*, issue 10, p.299~309, 2018.
- 15) Launder, B. E., Spalding, D. B., “The numerical computation of turbulent flows,” *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* Vol. 3, pp. 269~289, (1974).
- 16) Nakayama, A., “PC-Aided Numerical Heat Transfer and Convective Flow,” CRC Press, (1995).
- 17) 香月正司, 中山顕, “熱流動の数値シミュレーションー基礎からプログラムまでー,” 森北

- 出版, (1990).
- 18) Hayase, T., Humphrey, J. A. C., Greif, R., “A consistently formulated QUICK scheme for fast and stable convergence using finite-volume iterative calculation procedures,” *J. Comp. Phys.*, Vol. 98, Issue 1 (1992), pp. 108~118.
 - 19) 早瀬敏幸, 夏毓鵬, 林叡, “スプール弁内の非定常流に関する数値解析 (高レイノルズ数域での動特性のモデル化),” *日本機械学会論文集 (B編)* Vol. 64, No. 619 (1998), pp. 724~731.
 - 20) 永井義男, 斎藤寛之, 保浦知也, 田川正仁, 服部博文, “数値計算によるH型流路内乱流熱伝達現象に関する研究,” *第32回数値流体力学シンポジウム*, D04-4, (2018) .
 - 21) Inagaki, M., Hattori, H., Nagano, Y., “A mixed-timescale SGS model for thermal field at various Prandtl numbers,” *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 34 (2012), pp. 47~61.

3. 地下駅ホーム階の対向流の抵抗係数（損失係数）

3.1 k - ε モデルと LES による結果の比較

図 3-1 に形状(1)かつ $Re = 5650$ の計算により得られた各断面での速度分布 (\bar{U}, \bar{V}) を示す。その速度分布は、原点に関してほぼ対称である。左側から流路 1 に流入した流れが混合領域に流入し、流路断面での速度 \bar{U} の分布形状を変えずに通過し、流路 1 流出境界から流出する。一方、右側から流路 2 に流入した流れも、直進して流路 2 流出境界から流出する。LES と 3 種類の k - ε モデルによる、混合領域を除く部分の速度場はほぼ等しい。混合領域内の流路 1 と流路 2 をつなぐ連結流路には、キャビティ流れのような循環する流れが見られる。流路 1 と連結流路の境界の左半分を通じて流路 1 の流れの一部が連結流路に流れる。一方で、境界の右端を通り連結流路から流路 1 への流れが見られる。流路 2 と連結流路の境界についても原点に関して対称であるが、流路 1 と同様の特性が見られる。連結流路内の速度に関して、LES（文献^{4), 5)}の方法の方法を使用した）の結果に比べて AKN モデル¹⁾および HT モデル²⁾による結果は循環する速度が少し高く、JL モデル³⁾による結果は連結流路内を循環する速度が低い傾向が見られる。図 3-1 に示す速度分布の中で乱流モデルによる計算結果の差が最大となる $y = 0$ 断面について、AKN, JL, HT の各モデルと LES による \bar{V}/\bar{U}_{m0} の差を二乗した値の断面平均値は 3.6×10^{-3} , 8.8×10^{-3} , 3.5×10^{-3} であった。このことから、JL モデルに比べ、AKN モデルおよび HT モデルによる速度分布の方が LES による速度分布に近いと言える。

形状(1)を対象とした $Re = 5650$ の各断面での k の分布を図 3-2 に示す。流路 1 および流路 2 の流入境界から混合領域に流入するまでの間、 k の分布は流路両側壁付近に極大値を持ち、LES と 3 種類の k - ε モデルの結果の差が小さい。混合領域から流出境界までの間の連結流路以外では、連結流路側の極大値が流入境界での値と比べて大きい。連結流路内の k の分布については、壁面近傍と流路 1, 2 との境界付近で極大値を持ち、中心で値が 0 に近づく。乱流モデルによる違いに関して、連結流路内のほぼ全領域にわたり JL モデルによる k の値が 0 となった。この計算では、負の乱流エネルギーが得られた場合、値を 0 に置き換えることから、JL モデルが連結流路内の乱流エネルギーを適切に計算できていないことを示唆している。図 3-2 に示す k の分布の中で乱流モデルによる計算結果の差が最大となる $x = \pm 0.5$ 断面について、AKN, JL, HT の各モデルと LES による k/\bar{U}_{m0}^2 の差を二乗した値の断面平均値は 1.3×10^{-5} , 2.0×10^{-5} , 6.6×10^{-5} であった。このことから、AKN モデルによる k の分布が LES による k の分布に最も近いと言える。速度の結果とあわせて、この計算条件では 3 種類の低レイノルズ数型 k - ε モデルの中で AKN モデルによる結果が LES による結果に最も近いと言える。

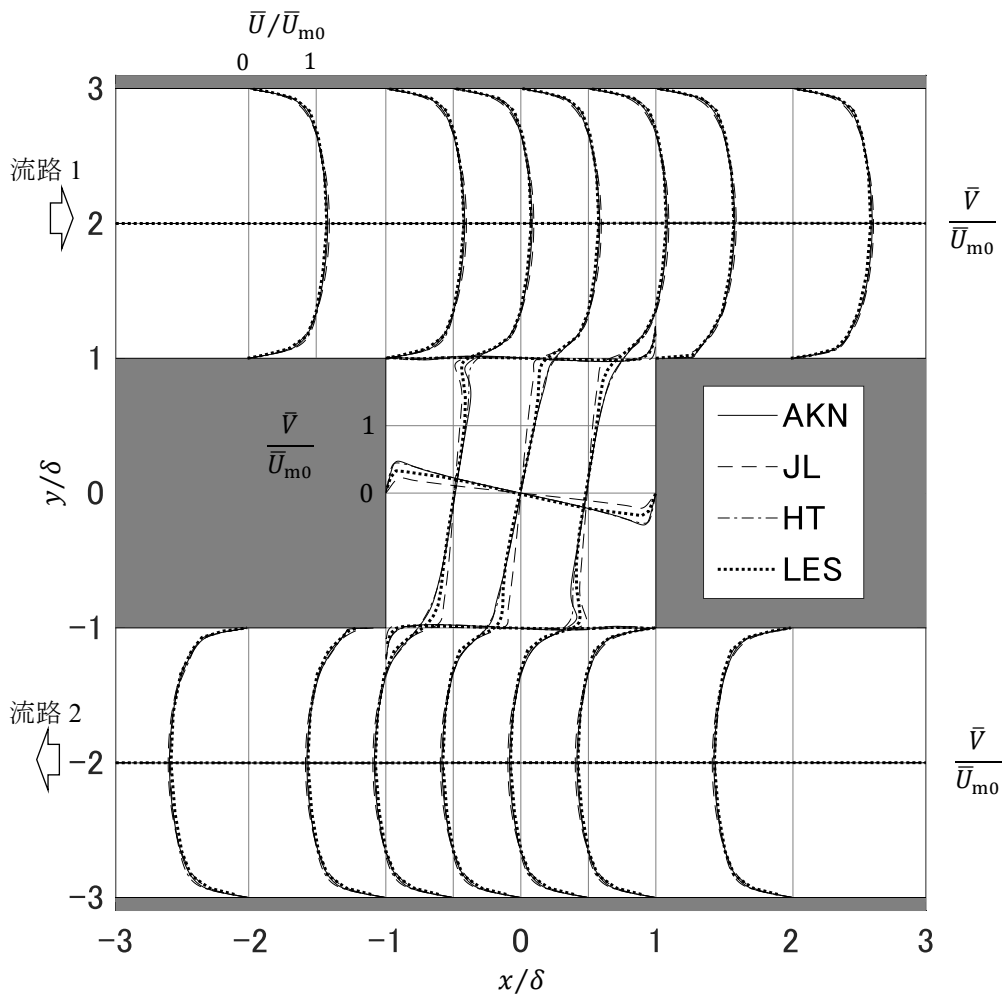


図 3-1 H 流路内対向流の速度分布の比較 (Re = 5650)

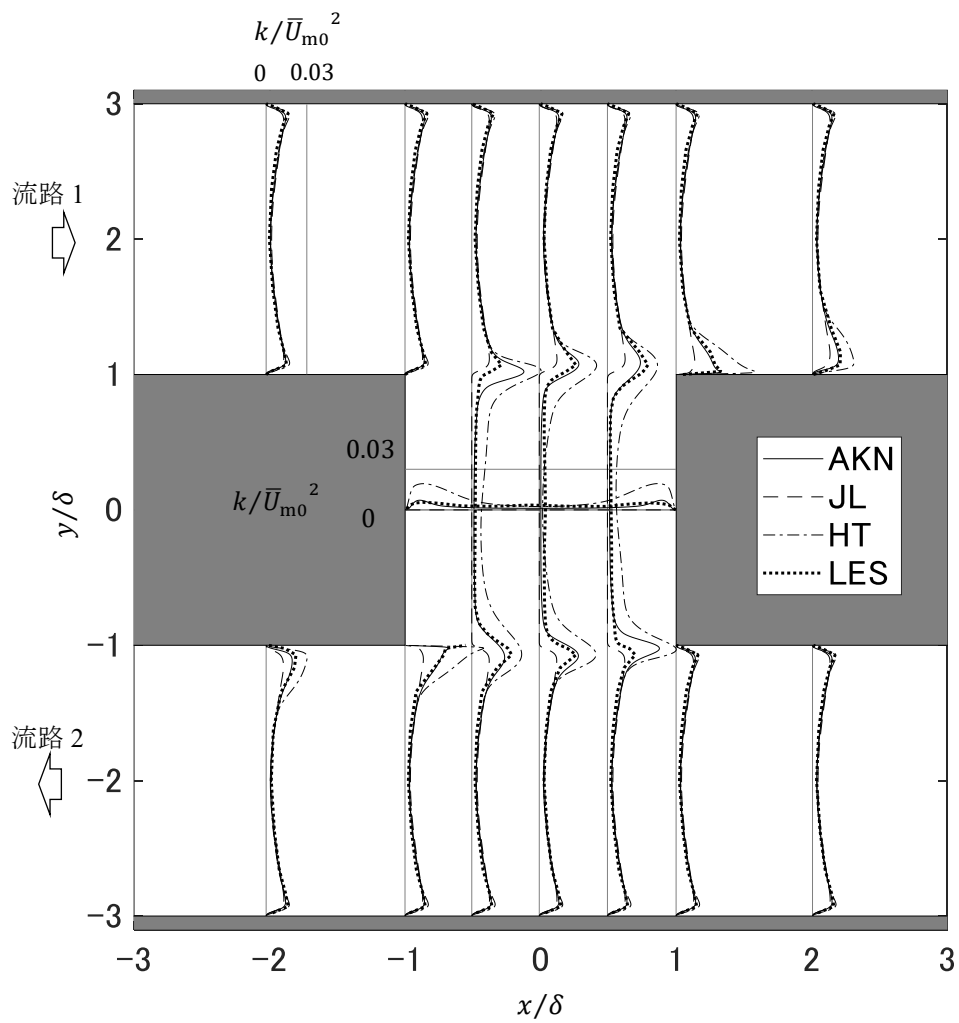


図 3-2 H 流路内対向流の乱流エネルギー k の分布の比較 (Re = 5650)

3.2 H型流路内対向流の速度場に対する Re の影響

3.2.1 形状(2) ($L / 2\delta = 2$) の場合

レイノルズ数が 0.1~334800 の条件での計算結果の流線を図 3-3(a)~(g)に示す。レイノルズ数 0.1~500 の条件は乱流モデルを使用せずに非圧縮性流体の定常流れの基礎方程式群を数値的に解析した結果(以下, 層流計算と呼ぶ)であり, レイノルズ数 3000 と 334800 の条件は, 乱流モデルとして AKN モデルを使用して非圧縮性流体の定常流れの基礎方程式群を数値的に解析した結果である。

図 3-3 の流線から, レイノルズ数が低い場合には流路壁面に沿って流れる傾向が強く, そのため対向流は混合領域で幅を拡大して衝突し, 分岐したあと対向流の一部と合流する。一方, レイノルズ数が高くなるにつれ流れは直進する傾向が強くなり, 混合領域に流入した際にもほとんど影響を受けず, 流路幅を変えることなくそのまま直進する。

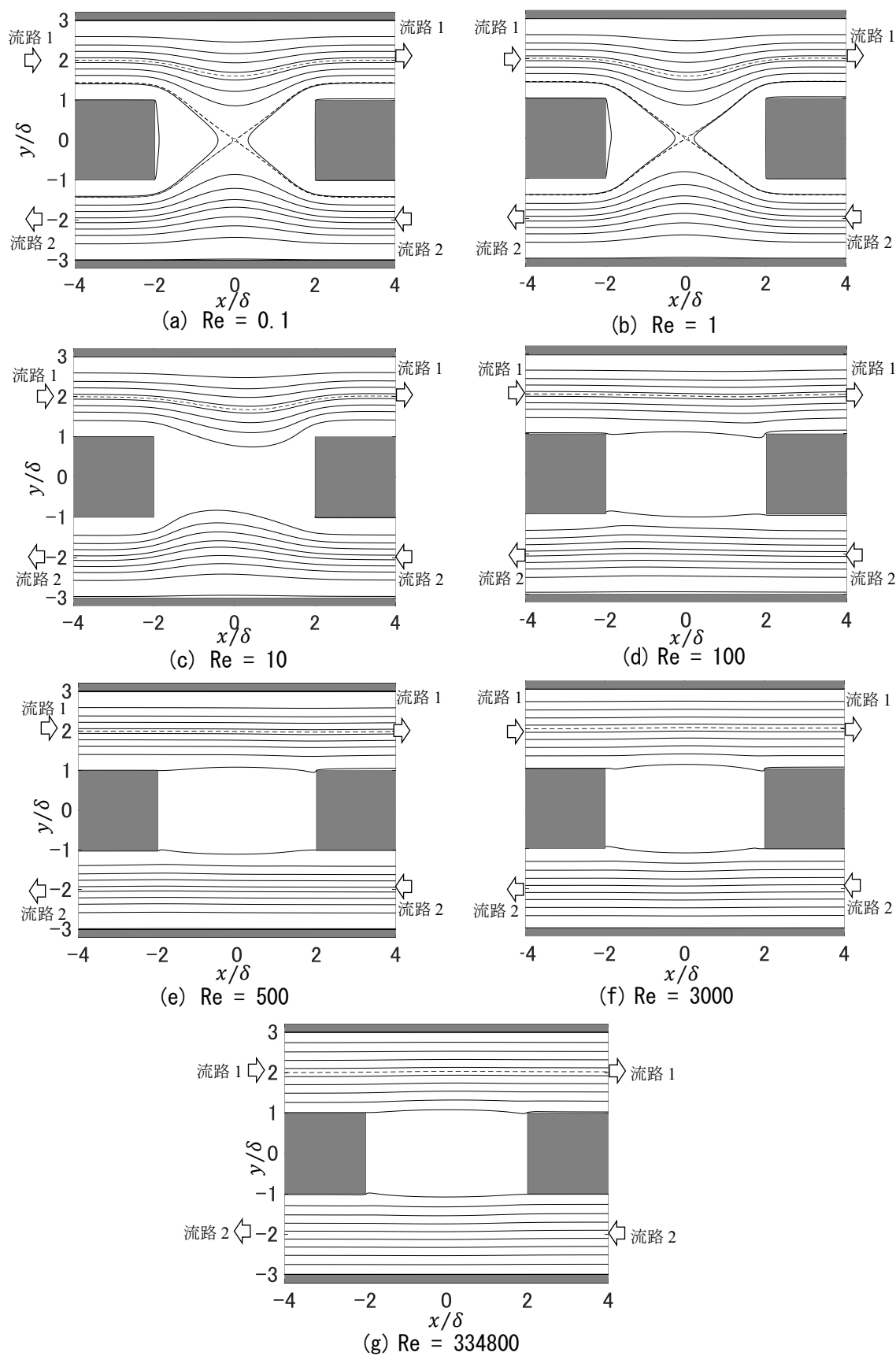


図 3-3 H 流路内対向流の流線 ($L/2\delta = 2$) ($L = 10 \text{ m}$)

3.2.2 形状 (3) ($L/2\delta = 8$) の場合

レイノルズ数が 3000 および 334800 の条件での AKN モデルによる計算により得られた流線を図 3-4(a), (b) に示す. $Re=3000$ の場合 (図 3-4(a)), 対向流は混合領域で衝突し互いに押し合うため直進することができず, ベンド流れのように 180° 転向する. そのため, 流路 1 の流入境界から流入した流れは流路 2 の流出境界から流出し, 流路 2 の流入境界から流入した流れは流路 1 の流出境界から流出する. $Re = 334800$ の場合 (図 3-4(b)), 対向流は混合領域に流入した後, 互いに衝突しない程度に流路幅を拡大しながら直進する. 対向流は混合領域から流出する直前に流路幅を縮流して流出する. 図 3-4(a), (b) の比較から, H 型流路 ($L/2\delta = 8$) 内の対向流については, あるレイノルズ数を境に流れ場が著しく変化し, レイノルズ数が低い場合には対向流は混合領域で半円形に近い軌跡を通り 180° 転向し, レイノルズ数が高い場合には対向流は混合領域を直進すると考えられる.

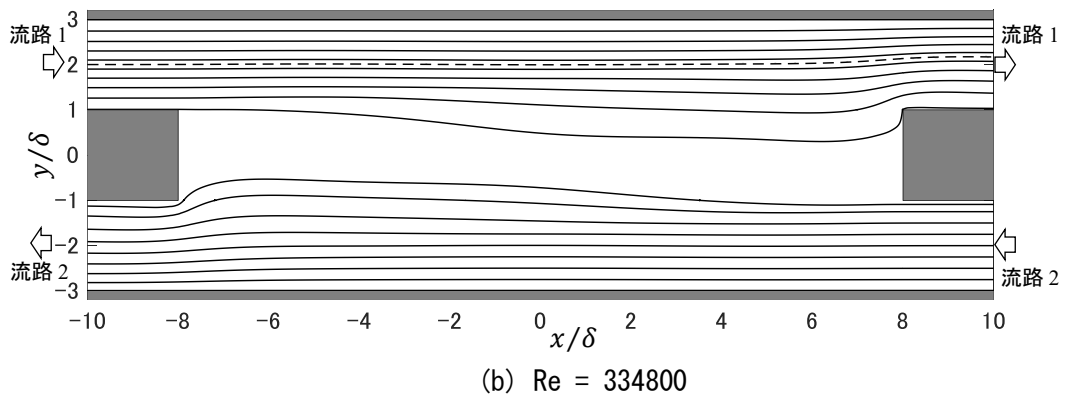
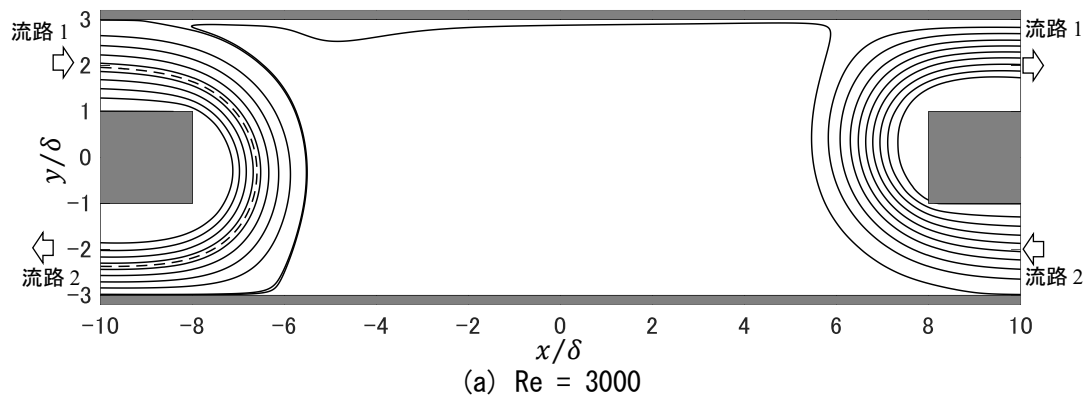


図 3-4 H 流路内対向流の流線 ($L/2\delta = 8$)

3.3 H型流路内対向流の速度場に対する流路形状の影響

$L/2\delta = 10\sim 80$ のH型流路内の対向流について、レイノルズ数が334800の条件でAKNモデルを使用した計算により得られた流線を図3-5(a)～(e)に示す。既に示した図3-3(g)、図3-4(b)を含め $L/2\delta = 2\sim 80$ の範囲で比較する。

$L/2\delta$ が2の場合、図3-3(g)が示すように対向流は混合領域を直進する。それに対して $L/2\delta$ の値を大きくとり8にすると、図3-4(b)が示すように対向流が混合領域に流入した後、流路の幅を拡大させつつも衝突せずに直進し、混合領域を退出する直前に縮流して元の流路幅に戻る。さらに $L/2\delta$ の値を大きく取り10にすると、図3-5(a)が示すように対向流が混合領域に流入した後、流路幅が拡大し、大部分は直進してそのまま混合領域から流出するが、一部が対向流と衝突後分岐し、流れの向きを 180° 転向し、対向流と合流して混合領域から流出する。このように $L/2\delta$ が10の場合、混合領域内で直進する流れと 180° 転向する流れが共存する。 $L/2\delta$ が12から80の場合、図3-5(b)～(e)が示す通り、対向流は混合領域で衝突し互いに押し合うため直進することができず半円形に近い軌跡を通り 180° 転向する。流路1の流入境界から流入した流れは流路2の流出境界から流出し、流路2の流入境界から流入した流れは流路1の流出境界から流出する。

$Re=334800$ 、 $L/2\delta = 20$ および80の条件は、有次元値に変換すると、流入速度1 m/s、混合領域の長さが100 mおよび400 mに相当する。したがって、図3-5(d)、(e)より、1 m/s程度のトンネル換気流が対向流として長さ100～400 mの地下駅ホーム階に流入する場合、流入した空気流が半円に近い軌跡を通り 180° 転向し、隣接トンネルに流出することが予測される。

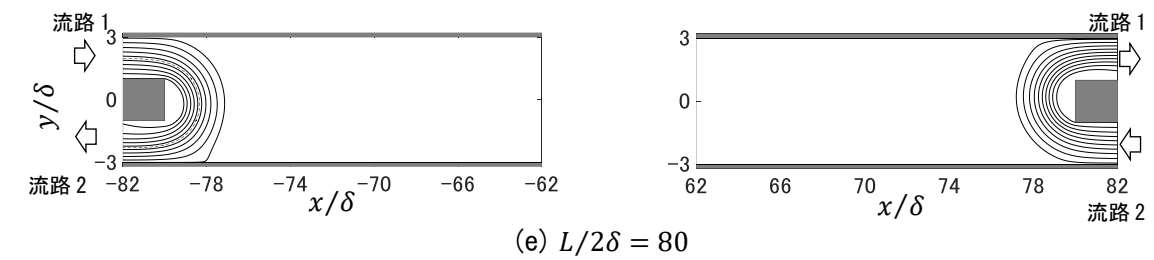
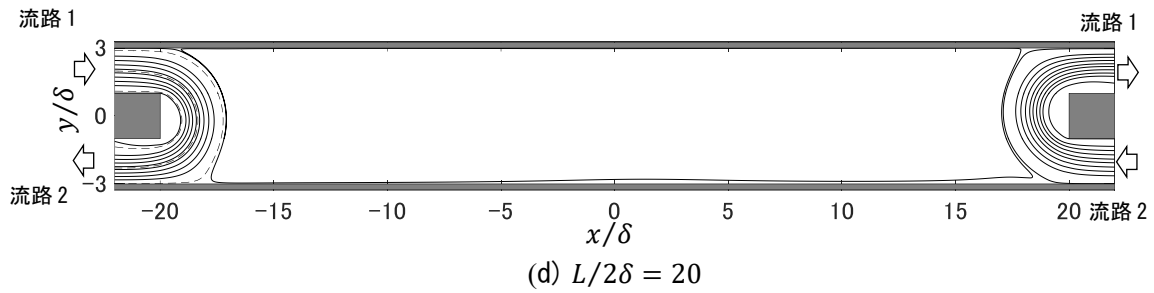
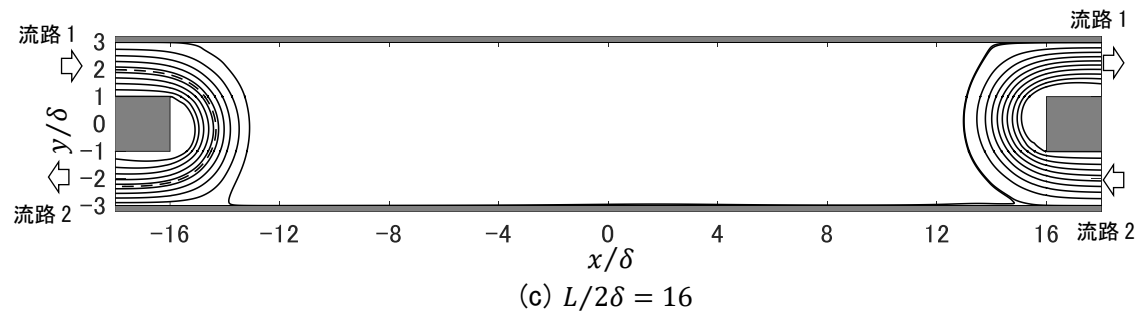
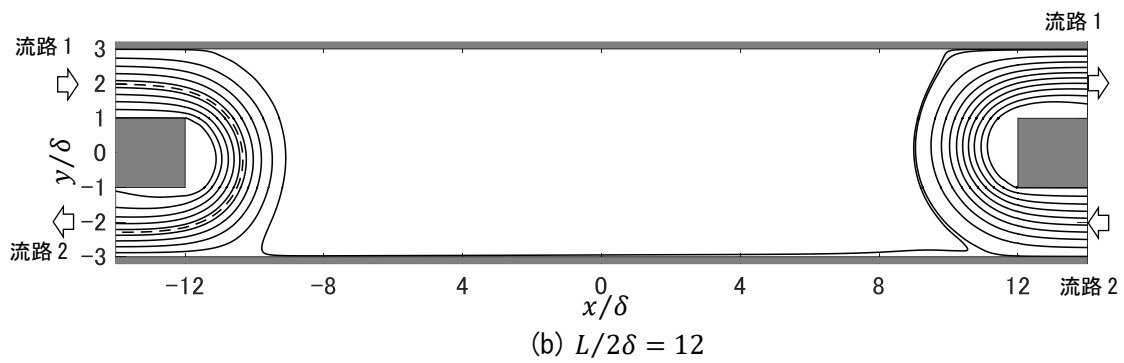
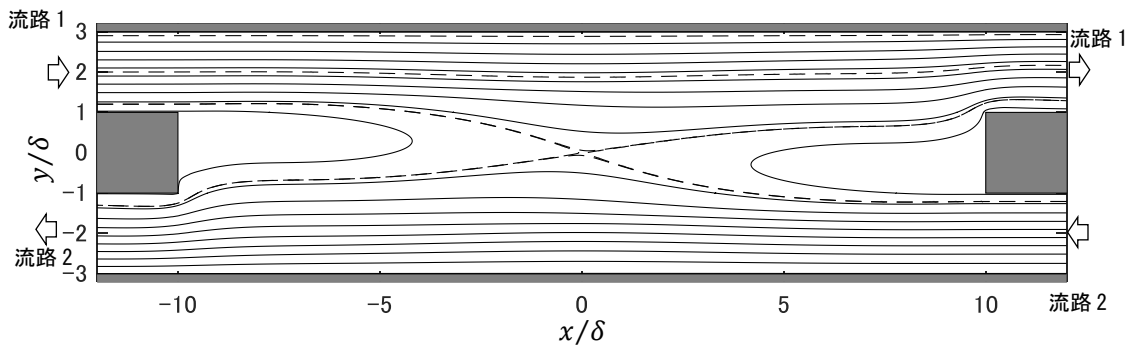


図 3-5 H 流路内対向流の流線 ($Re = 334800$)

3.4 H 型流路内対向流の流量分配比

レイノルズ数と $L/2\delta$ の値が混合領域の流線パターンに与える影響を定量的に示すために流路 1 から混合領域に流入した流量が直進して流路 1 から流出する流量と、 180° 転向し流路 2 から流出する流量分配比を算出する。算出方法は、流路 1 の流入境界から流入する成分と流路 2 の流入境界から流入する成分が異なる (2 成分系) として扱い、成分の保存式(37)を解き、流路 1, 2 の流入境界からの質量流量に対する両成分の流路 1 の流出境界からの流出質量流量比(χ_1, χ_2)を求める (図 3-6)。結果を表 3-1 に示す。ここで 2 成分相互の拡散はないものと仮定した。2 成分系のため、両成分の間に式(38)が成り立つ。また、乱流の条件での時間平均速度場 (\bar{U}, \bar{V}) は AKN モデルによる結果を使用した。流入境界では式(39)の境界条件を設定した。

$$\bar{U} \frac{\partial w_1}{\partial x} + \bar{V} \frac{\partial w_1}{\partial y} = 0 \quad \dots \dots \dots (37)$$

$$w_1 + w_2 = 1 \quad \dots \dots \dots (38)$$

$$(w_1)_{\text{inlet1}} = 1, (w_2)_{\text{inlet1}} = 0 \quad \dots \dots \dots (39)$$

$$\chi_1 = \frac{\dot{m}_{1 \text{ outlet1}}}{\dot{m}_{\text{inlet1}}} = \frac{\int_{\text{outlet1}} \rho w_1 \bar{U} dy}{\int_{\text{inlet1}} \rho \bar{U} dy} \quad \dots \dots \dots (40)$$

$$\chi_2 = \frac{\dot{m}_{2 \text{ outlet1}}}{\dot{m}_{\text{inlet2}}} = \frac{\int_{\text{outlet1}} \rho w_2 \bar{U} dy}{\int_{\text{inlet2}} \rho \bar{U} dy} \quad \dots \dots \dots (41)$$

表 3-1 より、大部分の場合、H 型流路内の対向流では直進と 180° 転向のどちらかの流れが単独で存在する。レイノルズ数が高いと直進し、低いと 180° 転向する傾向がある。また、H 型流路の形状の $L/2\delta$ が小さい場合は直進し、大きい場合 180° 転向する傾向が見られる。ただし、H 型流路内の対向流の全流量が直進流れの場合と、全流量が 180° 転向流れの場合の中間的な状態 (全流量の約 90% が直進し、残り約 10% が 180° 転向) となる場合が現れる。

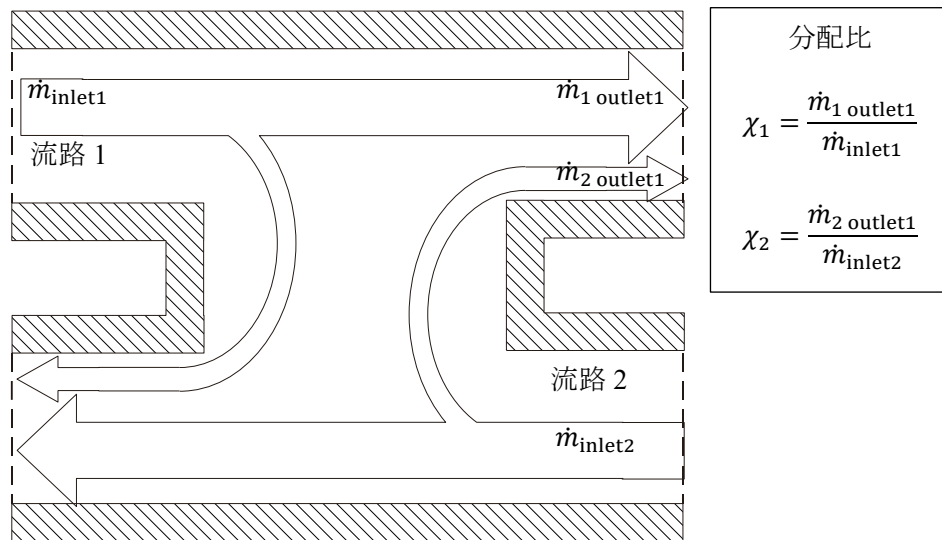


図 3-6 H 流路内での対向流の分岐・合流の量的関係を示す分配比

表 3-1 流路 1 流入境界に流入した全流量の分配比

(a) $L/2\delta=2$ の場合のレイノルズ数に対する分配比

Re	$L/2\delta$	χ_1	χ_2	混合領域内の流れの状態
0.1	2	0.88	0.12	直進+180°転向 (分岐合流有)
1		0.89	0.11	
10	2	1.00	0.00	直進
100		0.99	0.01	
500		1.00	0.00	
3000		1.00	0.00	
334800		1.00	0.00	

(b) $L/2\delta=8$ の場合のレイノルズ数に対する分配比

Re	$L/2\delta$	χ_1	χ_2	混合領域内の流れの状態
3000	8	0.01	0.98	180°転向
334800	8	0.99	0.01	直進

(c) $Re=334800$ の場合の $L/2\delta$ に対する分配比

Re	$L/2\delta$	χ_1	χ_2	混合領域内の流れの状態
334800	2	1.00	0.00	直進
	8	0.99	0.01	
	10	0.92	0.08	直進+180°転向(分岐合流有)
	12	0.01	0.99	
	16	0.00	1.00	180°転向
	20	0.01	0.99	
	80	0.00	1.00	

3.5 低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルの種類の違いが速度場計算結果に与える影響

$Re = 334800$ かつ $L/2\delta$ が 2, 8, 20 の条件で 3 種類の $k-\varepsilon$ モデルにより速度場を求めた。その結果に関して、 $L/2\delta$ が 2 と 20 の場合、 $k-\varepsilon$ モデルの種類による差が非常に小さいが、 $L/2\delta$ が 8 の場合、 $k-\varepsilon$ モデルの種類により差が見られた。そこで、 $L/2\delta$ が 8 の場合について 図 3-7 (a)～(c) に 3 種類の $k-\varepsilon$ モデルの種類による流線の比較を示す。図 3-7 より、 $Re = 334800$ の条件で $L/2\delta$ が 8 の場合、混合領域内での流れの幅は (a) AKN モデルによる結果が最も狭く (b) JL モデル、(c) HT モデルの順に幅が広がることから、この条件では (a) の場合が見かけのレイノルズ数を下げる効果が最小で、(b)、(c) の順に大きくなる傾向が見られる。3.4 節で流量分配比の観点から AKN モデルにより求めた速度場を検討し、レイノルズ数が 334800 かつ $L/2\delta$ が 10 の条件が、H 型流路内の対向流の二つの流れの状態 (直進と 180° 転向) が入れ替わる境目であることを示した。 $L/2\delta$ が 8 と 10 の条件が近いため、使用する乱流モデルの種類により計算結果の速度場が大きく影響を受けたものと考えられる。

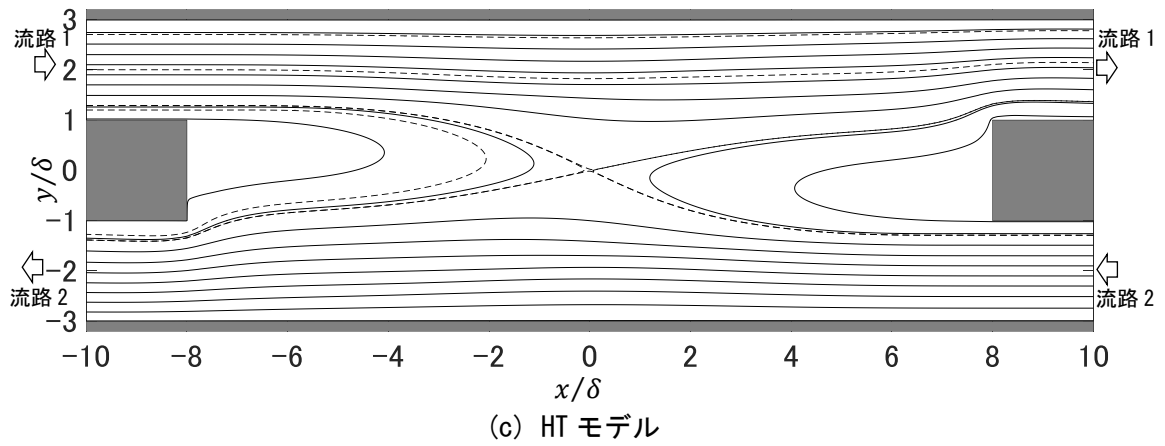
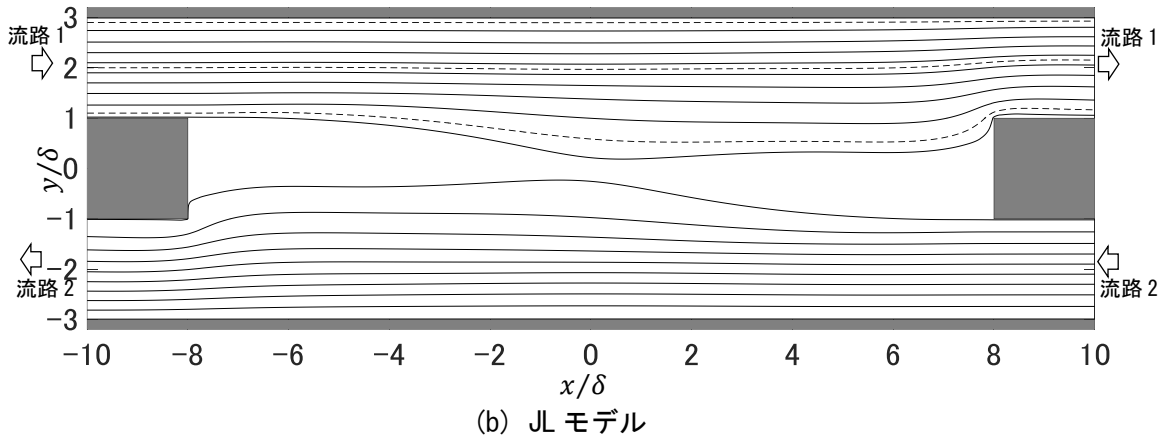
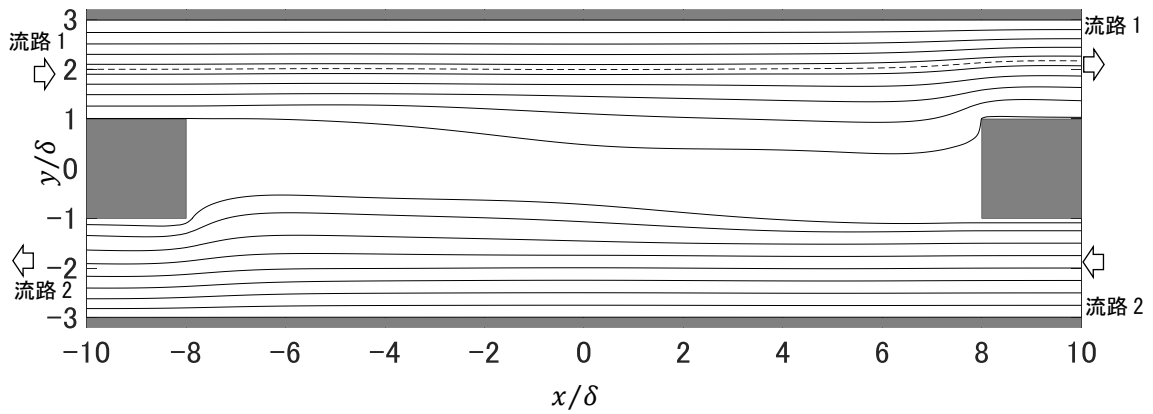


図 3-7 H 流路内対向流の流線 ($L/2 \delta=8$) ($L=40$ m)

3.6 H型流路内対向流の損失係数

Re=334800 の場合の H 型流路 ($L/2\delta = 2\sim 80$) 内の対向流に対し, AKN モデルを使用した数値計算により得た速度場と圧力場および式(42)の関係から全水頭 H を求め, 混合領域流入時の値と流出後の値の差 ΔH から損失係数 ζ を求める [式(43)]. H 型流路流出境界の全水頭 H を混合領域通過によるじょう乱が消滅した位置での全水頭 H とみなし, 文献⁹⁾がベンドの全損失係数を定義した方法に従い, 混合領域通過長さ分の摩擦損失を差し引かない損失水頭 ΔH から算出する (図 3-8).

$$H = \frac{(\bar{U}^2 + \bar{V}^2 + 2k)}{2g} + \frac{\bar{P}}{\rho g} + z \quad \dots \dots \dots (42)$$

$$\zeta = \frac{\Delta H}{\bar{U}_{m0}^2/2g} \quad \dots \dots \dots (43)$$

検討対象とする条件を, 流線パターンの観点から図 3-9 に示すように, (a)直進のみ, (b)180°転向のみ, (c)直進と 180°転向が共存する場合の 3 通りに分ける. 本研究では, 混合領域の上流側・下流側に平行平板間隔 2δ の 25 倍の計算領域を取ったが, H 型流路流出境界で再び十分発達した流れが実現できたとはまでは言えない. そこで, その影響を緩和するため, 混合領域に流入する流路 1 の 3 本の流線上 [連結流路 (内壁) 側, 流路中心, 外壁側, 図 3-9 参照] の全水頭 H_1, H_2, H_3 とその全損失水頭 $\Delta H_1, \Delta H_2, \Delta H_3$ を算出し, それらの線形補間による流路断面内分布に対して流入速度分布の重み付けをした加重平均を流路全体の全損失水頭 ΔH とした. $L/2\delta = 2, 8, 10, 20$ の場合について流線に沿った座標 l に対する全水頭 H を図 3-10(a)から(e)に示す. H_1, H_2, H_3 に対応する 3 本の流線の流路 1 流入境界での位置 (y 座標) を図 3-9, 図 3-10 中に示す.

図 3-10(a)より $L/2\delta = 2$ の場合, 混合領域より上流側では計算に使用する 3 本の流線上の全水頭 (H_1, H_2, H_3) が一定勾配で低下するが, 混合領域では, H_1 (連結流路側) が急激な低下を示し, 混合領域通過後に回復傾向を示す. 一方で H_3 (外壁側) と H_2 (流路中心) は混合領域から流出した後に勾配が急になる. 図 3-10(b)より $L/2\delta = 8$ の場合, 混合領域通過中に H_1 (連結流路側) と H_2 (流路中心) が急に低下し, H_1 (連結流路側) のみ混合領域から流出直前にさらに急に低下したあと回復傾向を示す. 図 3-10(c)より $L/2\delta = 20$ の場合, H_3 (外壁側) と H_2 (流路中心) が混合領域では全水頭が小刻みの変動を示し, 混合領域通過後に大幅に低下する. それに対し, H_1 (連結流路側) は混合領域内で大幅に低下し, 混合領域通過

後に回復傾向を示す。図 3-10(d)より、 $L/2\delta = 10$ の直進流れについては図 3-10(b)に示した $L/2\delta = 8$ の場合と同様の傾向を示す。図 3-10(e)より $L/2\delta = 10$ の 180° 転向流れについては、混合領域流入後に3本の流線上の全水頭 (H_1, H_2, H_3) が大幅に低下し、混合領域流出直前に急に低下したあと回復傾向を示す。この急な低下は、流れの合流によるものと考えられる。

図 3-11 に H 型流路の $L/2\delta$ と対向流の損失係数の関係を示す。図 3-11 より H 型流路内対向流の損失係数は $L/2\delta$ が 2~10 の範囲で単調増加し、 $L/2\delta$ が 10 のとき極大値をとり、 $L/2\delta$ が 20 と 80 のときほぼ等しい値を取ることが分かる。

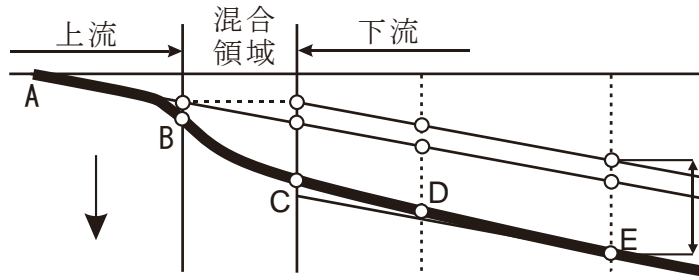
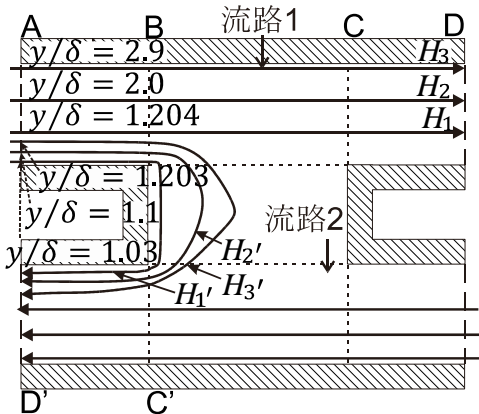
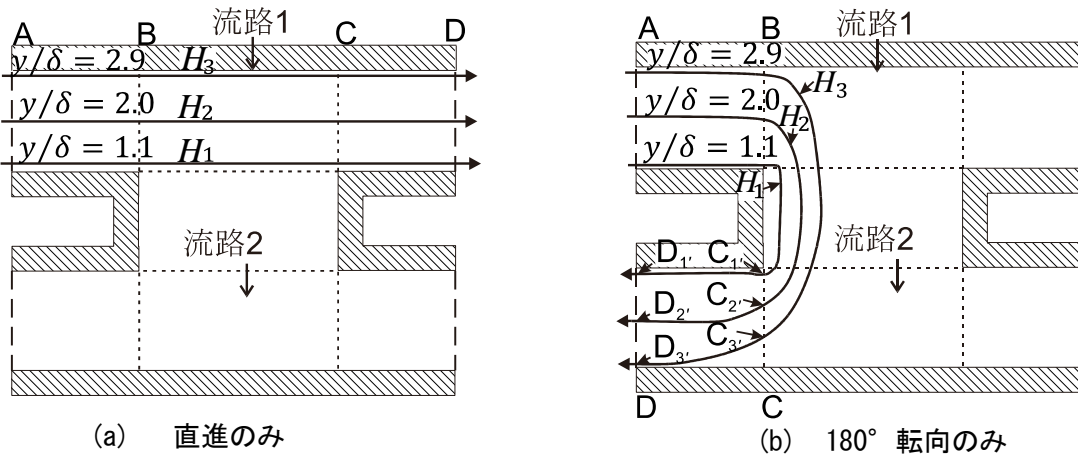


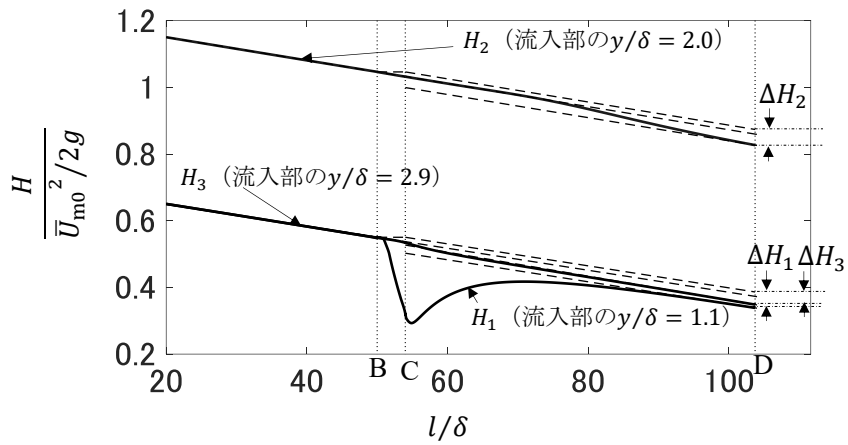
図 3-8 H 流路内混合領域の損失の模式図
 (注) 本図は文献⁶⁾の第 9 図を参考に作成した.



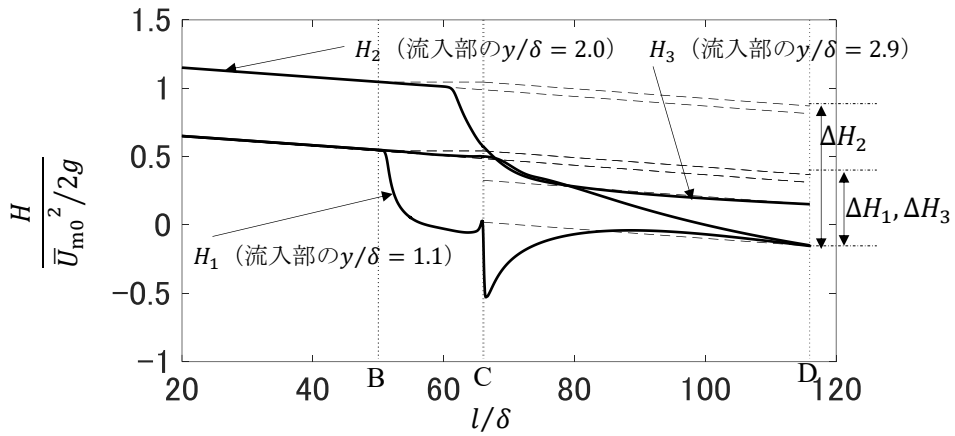
注 図 3-9 の記号 A~D は流線上の位置を示しており、A は H 型流路流入境界、B は混合領域流入境界、C は混合領域流出境界、D は H 型流路流出境界。記号 A~D の添字 1 は、内壁に近い流線、3 は外壁に近い流線、2 は両者の中間の流線上を示す。添字の' は 180° 転向する流線上であることを示す。

(c) 直進と 180° 転向が共存 (分岐・合流あり)

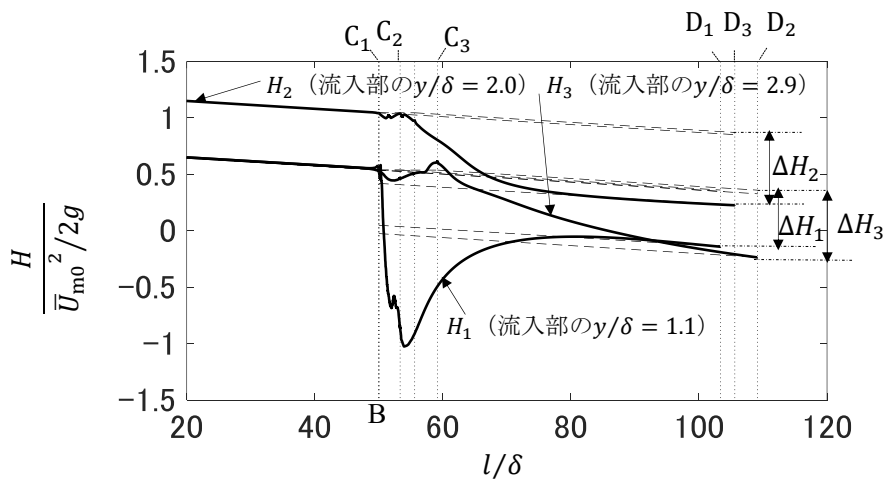
図 3-9 損失係数算出のため全損失水頭を計算する流線の模式図



(a) $L/2\delta = 2$



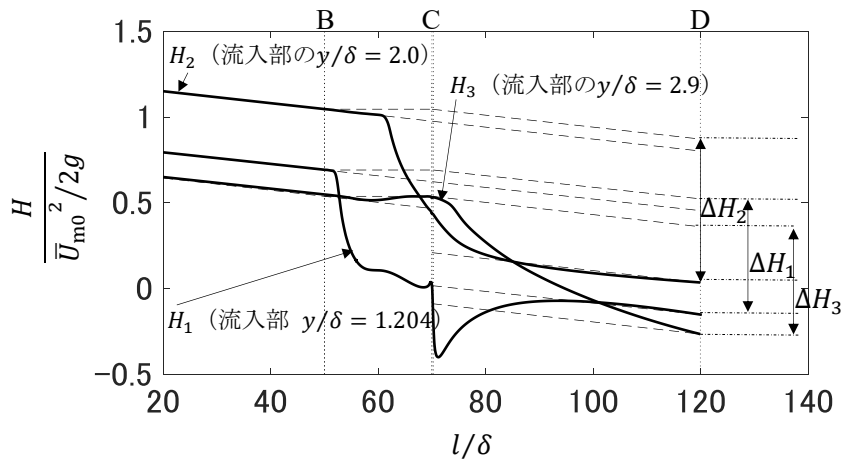
(b) $L/2\delta = 8$



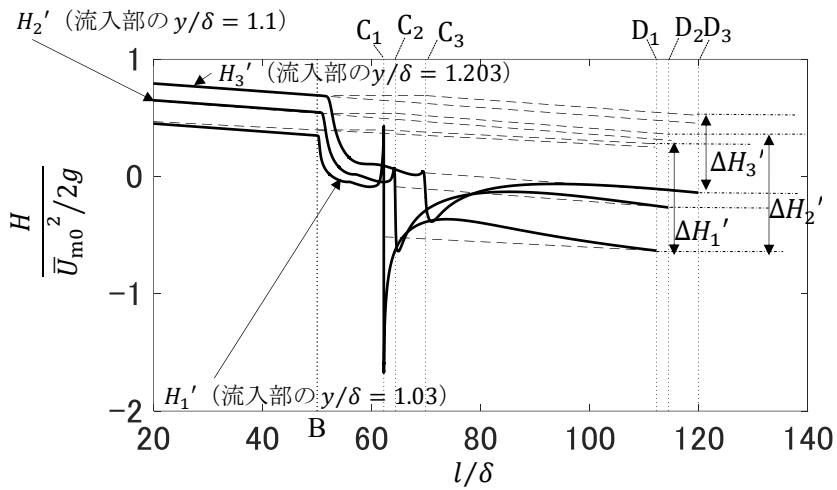
(c) $L/2\delta = 20$

図 3-10 流入境界からの流線上の距離と全水頭の関係 ($Re=334800$)

注 図中の l は流体が流入境界から流線上を流れた距離を示す。



(d) $L/2 \delta = 10$ (直進)



(e) $L/2 \delta = 10$ (180° 転向)

図 3-10 流入境界からの流線上の距離と全水頭の関係 ($Re=334800$)

注 図中の l は流体が流入境界から流線上を流れた距離を示す。

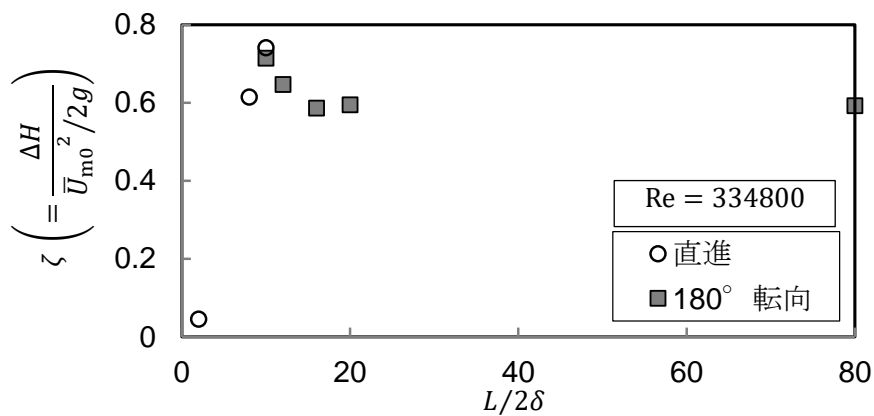


図 3-11 H 型流路の $L/2 \delta$ と損失係数 ζ の関係 ($Re=334800$)

3.7 3章のまとめ

H 型流路内の対向流を対象として数値計算により速度場と圧力場を調べ、以下の結果を得た。

- 1) レイノルズ数 5650 の条件では、検討した 3 種類の低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルの中で AKN モデルによる結果が LES による結果に最も近い結果となった。
- 2) 計算結果から 1 m/s 程度のトンネル換気流が対向流として長さ 100~400 m の地下駅ホーム階に流入する場合、流入した空気流が半円に近い軌跡を通り 180°転向し、隣接トンネルに流出することが予測される。
- 3) H 型流路内の対向流は、レイノルズ数が高いと直進し、低いと 180°転向する傾向を示す。また、H 型流路の混合領域の長さが短い場合は直進し、長い場合は 180°転向する傾向を示す。
- 4) レイノルズ数 334800, H 型流路の混合領域の長さが流路幅の 2~80 倍の形状の場合の混合領域での損失係数を得た。

第3章に関する参考文献

- 1) Abe, K., Kondoh, T., Nagano, Y., “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows–I. Flow field calculations,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, Issue 1 (1994), p. 139~151.
- 2) Hattori, H., Tsutsui, K., “Multi-time-scale turbulent heat transfer model for predictions of various turbulent heat transfer phenomena,” *Int. J. Adv. Eng. Sci. Appl. Math.*, issue 10, p.299–309, 2018.
- 3) Jones, W. P., Launder, B. E., “The prediction of laminarization with a two-equation model of turbulence,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol.15, issue 2 p.301-314, 1972.
- 4) 永井義男, 斎藤寛之, 保浦知也, 田川正仁, 服部博文, “数値計算によるH型流路内乱流熱伝達現象に関する研究,” 第32回数値流体力学シンポジウム, D04-4, (2018) .
- 5) Inagaki, M., Hattori, H., Nagano, Y., “A mixed-timescale SGS model for thermal field at various Prandtl numbers,” *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 34 (2012), pp. 47~61.
- 6) 伊藤 英覚, “曲管内の流れとその損失,” *日本機械学会誌*, Vol. 62, No. 490 (1959), pp. 1634~1643.

4. 地下駅ホーム階の温度場と、対向流と壁面間の熱伝達率

4.1 H型流路内の対向流の温度場の計算結果 ($L/2\delta=2$ の場合)

図 4-1 に、流路形状(2) $L/2\delta = 2$, $Re = 334800$ に対する温度場の計算結果から、 $x/\delta = -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3$ および $y/\delta = -2, -1, 0, 1, 2$ の各断面の時間平均温度分布を示す。2 種類の乱流モデル [温度場 2 方程式モデル (AKN モデル) ¹⁾ および温度場 0 方程式モデル] と 2 種類の移流項空間差分スキーム [再定式化された QUICK スキーム ^{2,3)} (以下, QUICK) および 1 次精度風上差分] の組み合わせによる 4 条件の結果を併せて示す。本論文では、4 条件の計算結果の中で、より高精度の差分スキームである QUICK と温度場 2 方程式モデルの組み合わせによる温度場を高精度解とみなす。空気流の温度 $\bar{T}(x, y)$ と壁面温度 T_w (一定値) の温度差 $T_w - \bar{T}$ を、基準温度差 $\Delta T (= T_w - \bar{T}_{m1})$ で無次元化した $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ として示しており、 $\Delta T \geq 0$ は空気流が壁面で加熱される条件、 $\Delta T \leq 0$ は空気流が壁面で冷却される条件を意味する。ただし、 \bar{T}_{m1} は、混合領域に流入直前の流路断面での混合平均温度である。本研究では (冬季) $T_w = 25^\circ\text{C}$, $\bar{T}_{m1} = 20^\circ\text{C}$ ($\Delta T = +5^\circ\text{C}$)、(夏季) $T_w = 29^\circ\text{C}$, $\bar{T}_{m1} = 30^\circ\text{C}$ ($\Delta T = -1^\circ\text{C}$) の条件を想定している。

図 4-1 に示すように、流路を流れる空気流の温度は、壁に近接する部分の温度は壁面温度とほぼ等しいが ($T_w - \bar{T} \cong 0$)、壁から離れた空気流中心部分の温度は、壁面温度に対して温度差を持つ ($T_w - \bar{T} \neq 0$)。この温度差は流路を流れるにつれて減少する。混合領域に流入すると内壁が無くなるため、流路断面での温度分布の形状は、内壁近傍を流れていた空気流の温度が壁面温度に非常に近い温度から空気流中心温度に近づくように変化する。そのような上下非対称な温度分布を持つ空気流が混合領域を流出した後、流路に再度内壁が現れるため、内壁近傍の空気流の温度は流れるにつれて壁面温度に近づく。また、混合領域内の流路 1 と流路 2 をつなぐ連結流路の温度は、流路中心部分の温度と壁面温度の中間の値を示すことがわかる。

図 4-1 で温度分布を示した各断面において、2 方程式モデルと 0 方程式モデルの結果 (ともに QUICK) の差の断面平均値は、 $y = 0$ において最大 (0.07) となった (2 方程式モデル: 0.74, 0 方程式モデル: 0.67)。一方、温度分布を示した各断面で QUICK と 1 次精度風上差分の結果 (ともに 2 方程式モデル) の差は小さい。差の断面平均をとると、 $y/\delta = \pm 1$ の断面で最大 (0.01) となった (QUICK: 0.70, 1 次精度風上差分: 0.71)。同様に、0 方程式モデルの結果についても QUICK と 1 次精度風上差分の結果の差が小さい傾向が見られる (最大 0.01)。

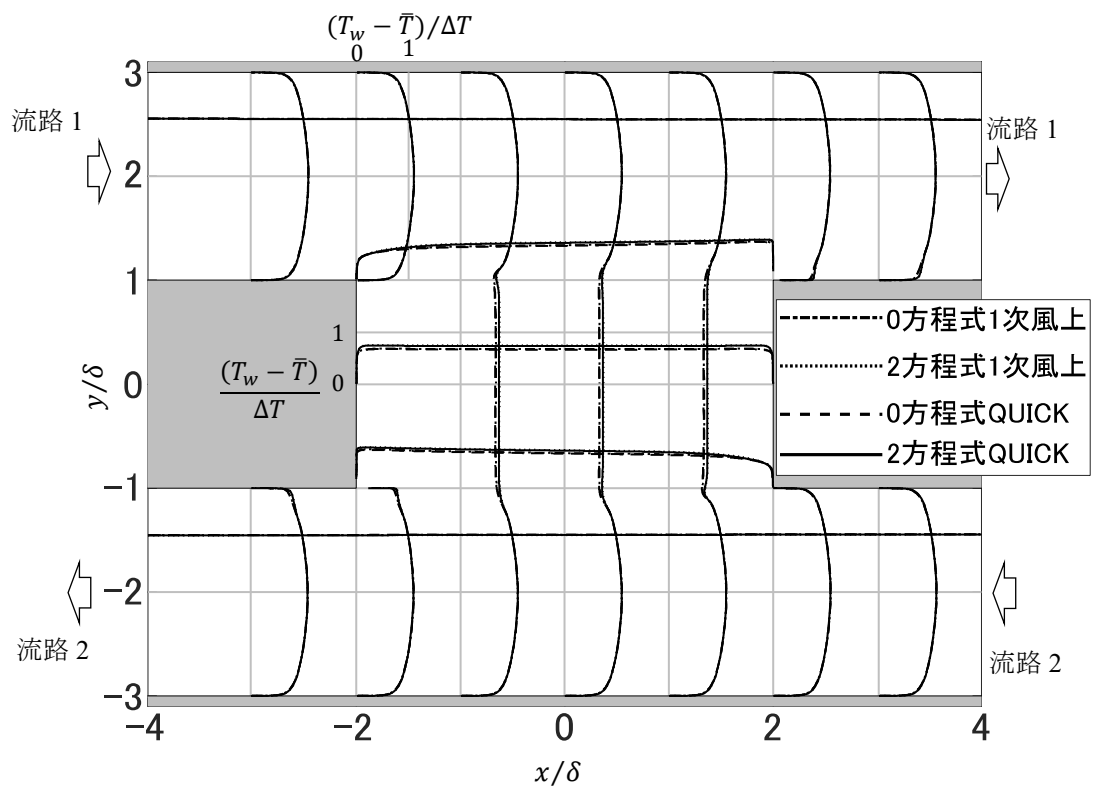


図 4-1 H型流路の温度分布 ($L/2 \delta=2, Re=334800$)

4.2 H型流路内の対向流の温度場の計算結果 ($L/2\delta=10$ の場合)

図 4-2 に流路形状(4) $L/2\delta = 10$, $Re = 334800$ に対する温度場の計算結果から, $x/\delta = -11, -10, -5, 0$, および $y/\delta = -2, -1, 0, 1, 2$ の各断面の温度分布について, 乱流モデルと移流項差分スキームの組み合わせ 4 条件の, $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ の計算結果を示す. 計算結果が原点に対してほぼ対称であったため, 計算領域の左側半分のみを示す.

図 4-2 に示すように, 混合領域内での空気流温度は, 壁近傍では壁面温度に近い値を示すが, それ以外の混合領域の大部分では空気流中心温度に近い温度を示す. この結果から, $L/2\delta = 10$ の場合には混合領域内において空気流の温度場が強く混合されていると考えられる.

温度分布を示した各断面での 2 方程式モデルと 0 方程式モデルの結果 (ともに QUICK) の差は小さい. 差の断面平均値は, $y = 0$ において最大 (0.01) となった (2 方程式モデル: 0.98, 0 方程式モデル: 0.97). また, 温度分布を示した各断面で QUICK と 1 次精度風上差分の結果 (ともに 2 方程式モデル) の差は非常に小さい. 差の断面平均値をとると, $y/\delta = 1$ において最大となった (0.0008). 同様に, 0 方程式モデルの結果についても QUICK と 1 次精度風上差分の結果の差は非常に小さく, 差の断面平均値は最大でも 0.001 であった.

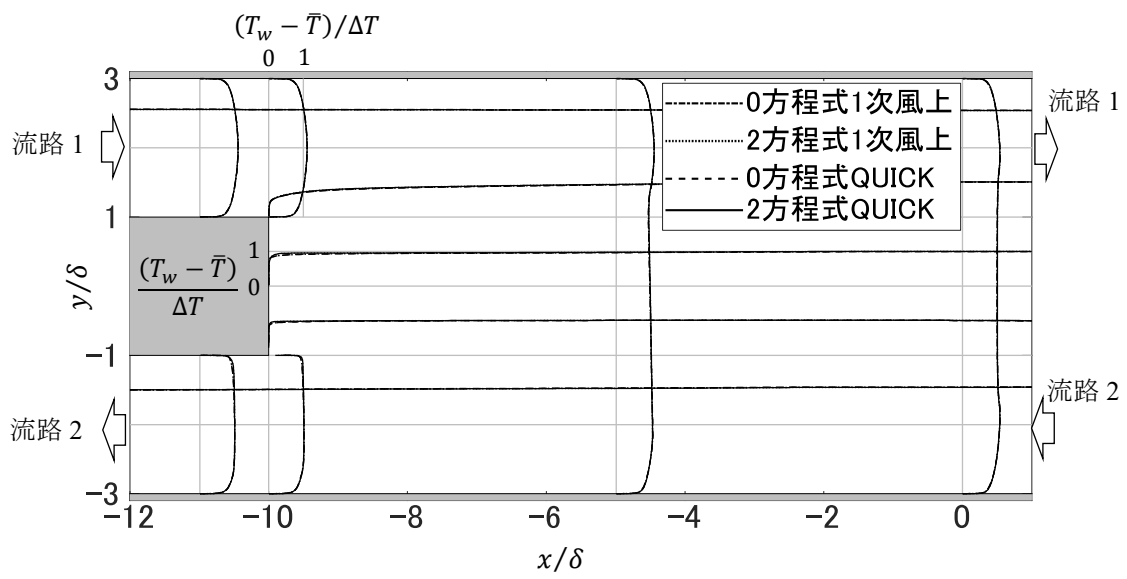


図 4-2 H 型流路の温度分布 ($L/2 \delta=10, Re=334800$)

4.3 H型流路内の対向流の温度場の計算結果 ($L/2\delta=80$ の場合)

図 4-3 (a), (b), (c) に流路形状(8) $L/2\delta = 80$, $Re = 334800$ に対する温度場の計算結果から, $x/\delta = -81$ から 0 までの 15 断面および $y/\delta = -2, -1, 0, 1, 2$ の各断面の温度分布について, 乱流モデルと移流項差分スキームの組み合わせ 4 条件の, $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ の計算結果を示す. 計算結果が原点に対してほぼ対称であるため, 計算領域の左半分のみを示す.

図 4-3 (a) の温度場の計算結果には, $x/\delta \leq -77$ の領域はそれ以外の領域に比べて空気温度と壁面温度の温度差が大きい傾向が見られる. この領域は図 4-4 に示す速度場の計算結果の主流の経路とよく一致している. また, 図 4-3 (a), (b), (c) からわかるように, 主流の経路から外れた領域である $-77 \leq x/\delta$ において, 主流から離れるにつれて壁面温度と空気流温度の差異は小さくなり, $-40 \leq x/\delta$ では, 温度差はほぼ 0 となる. この結果から, 約 1 m/s のトンネル換気流が対向流として, 本研究で対象とする形状の長さ 400 m の地下駅ホーム階に流入する場合, 流入する空気流温度の影響を強く受ける領域は, トンネルとの接続部から 7.5 m までであり, 100 m 程度離れると影響がほぼ無視できることが予測される.

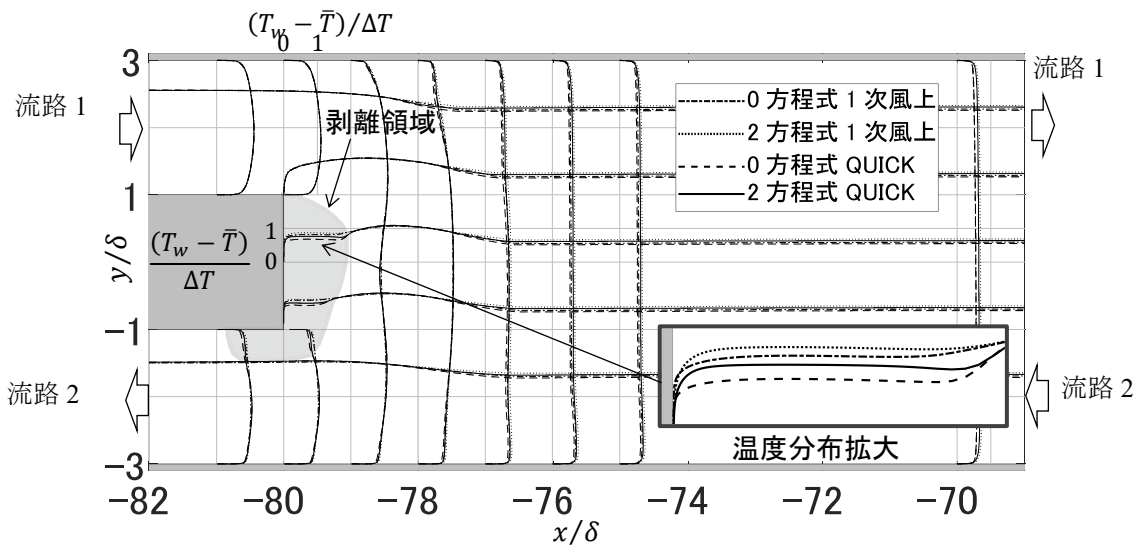
ところで, 図 4-4 から H 型流路の内壁に近い位置では壁から流れが剥離していることがわかるが, 図 4-3 (a) はこの剥離部分において 4 種類の計算結果の差異が明確になること示している. そこで, このように顕著な差が見られる表 4-1 に示す 4 断面において 2 方程式モデルと 0 方程式モデルの結果 (ともに QUICK) の差の断面平均値を比較すると, 断面(4)で差異は最大の 0.07 となり (2 方程式モデル: 0.76 , 0 方程式モデル: 0.69), 最大で 10% 程度の差異が生じるといえる. また, 断面(1)から(4)で QUICK と 1 次精度風上差分の結果 (ともに 2 方程式モデル) の差の断面平均をとると, 断面(4)で差異が最大 (0.10) となり, 1 次精度風上差分の場合の方が大きい値であった. 同様に, 0 方程式モデルの結果についても QUICK と 1 次精度風上差分の結果の差の断面平均値をとると, 差異の最大値は 0.13 であり, 1 次精度風上差分の場合の方が大きい値であった.

以上から, H 型流路の形状が $L/2\delta = 2, 10, 80$ については, H 型流路の大部分の領域において, 温度場の乱流解析に 2 方程式モデルを使用した場合と 0 方程式モデルを使用した場合の結果の差異は小さく, また, QUICK と 1 次精度風上差分の差異は小さいといえる. ただし, $L/2\delta = 2$ の場合に見られるように連結流路内に主流の流線が入らない領域では, 温度場 0 方程式モデルを用いて得られた壁面と空気流の温度差は 2 方程式モデル (AKN モデル) の結果より小さくなる傾向が見られた. また, $L/2\delta = 80$ の場合の $x/\delta = \pm 80$ 付近に見られる流れの剥離領域では, 温度場 0 方程式モデルを用いて得られた壁面と空気流の温度差は 2 方程式モデル (AKN モデル) による値より小さく, また, 1 次精度風上差分で得られた壁面

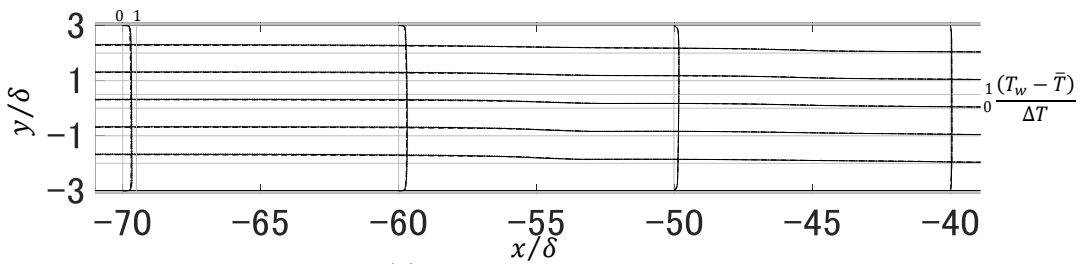
と空気流の温度差は QUICK の結果より大きくなる傾向が見られた.

表 4-1 計算結果を比較する際に断面平均をとる 4 断面

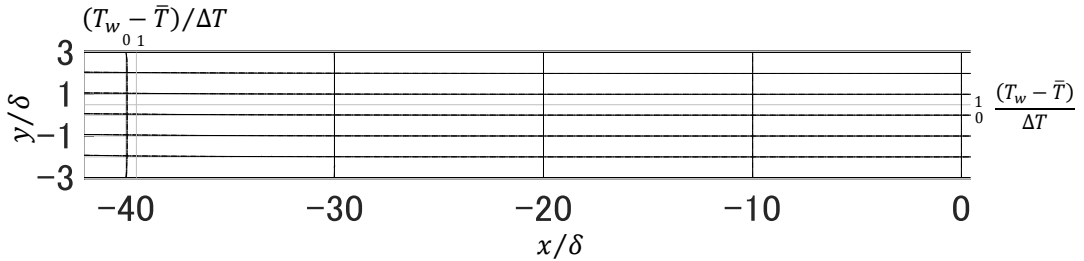
断面	x の範囲	y の範囲
(1)	$x/\delta = -81$	$-2 \leq y/\delta \leq -1$
(2)	$x/\delta = -80$	$-2 \leq y/\delta \leq -1$
(3)	$-80 \leq x/\delta \leq -79$	$y/\delta = -1$
(4)	$-80 \leq x/\delta \leq -79$	$y/\delta = 0$



(a) $-82 \leq x/\delta \leq -69$



(b) $-71 \leq x/\delta \leq -39$



(c) $-41 \leq x/\delta \leq 1$

図 4-3 温度分布 ($L/2 \delta=80$, $Re=334800$)

(注) $L/2 \delta=80$ は, 地下駅の長さ L が 400 m の場合に相当する.

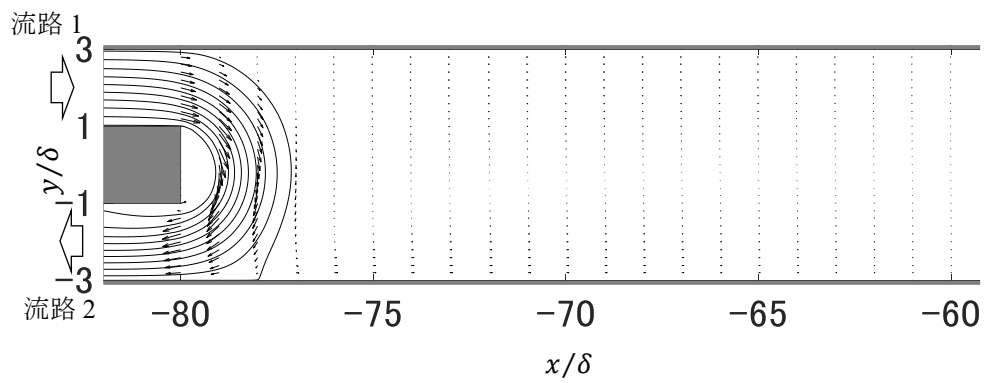


図 4-4 流線と速度ベクトル ($L/2 \delta=80$, $Re=334800$)

(注) $L/2 \delta=80$ は, 地下駅の長さ L が 400 m の場合に相当する.

4.4 H型流路の混合領域内の熱伝達率の算出方法

4.1 節から 4.3 節に示した数値計算により得られた H 型流路内の温度場と式(44)より、H 型流路の混合領域における x 軸に平行な壁面および y 軸に平行な壁面について空気流と壁面との熱伝達率 h の分布を求めるとともに、コルバーンの式⁴⁾により H 型流路の混合領域に流入する直前の平行平板間乱流と見なせる部分の熱伝達率 [式(45)] を推定して、それらの比 h/h_0 (以下、熱伝達率比と呼ぶ) を算出した。

$$h = \begin{cases} \lambda(\partial\bar{T}/\partial y)_{\text{wall}}/\Delta T & (x\text{軸に平行な壁面}) \\ \lambda(\partial\bar{T}/\partial x)_{\text{wall}}/\Delta T & (y\text{軸に平行な壁面}) \end{cases} \quad \dots \dots \dots \quad (44)$$

$$h_0 = 0.023 \times (\bar{U}_{m0} D_h / \nu)^{0.8} \times \text{Pr}^{1/3} \times \lambda / D_h \quad \dots \dots \dots \quad (45)$$

4.5 H型流路の混合領域内の熱伝達率 ($L/2 \delta=2$ の場合)

図 4-5(a), (b) に流路形状(2) $L/2\delta = 2$, $\text{Re} = 334800$ に対する計算により得られた混合領域内空気流と壁面との熱伝達率比 h/h_0 の分布を、 $y/\delta = +3$ の壁面および $x/\delta = -2$ の壁面について示す。図 4-5(a), (b) より流路形状(2)の混合領域内における $y/\delta = +3$ の壁面の h/h_0 は、2 方程式モデルと 0 方程式モデルによる計算結果の差異は最大で 0.02 程度であり、小さいといえる。QUICK と 1 次精度風上差分による結果はほぼ一致している。たとえば、本研究において高精度解とみなしている 2 方程式モデルと QUICK の組合せにより算出した h/h_0 について、混合領域内の x 軸に平行な壁面で平均値をとると 1.04 であり、混合領域内の y 軸に平行な壁面で平均をとると 1.22 であった。

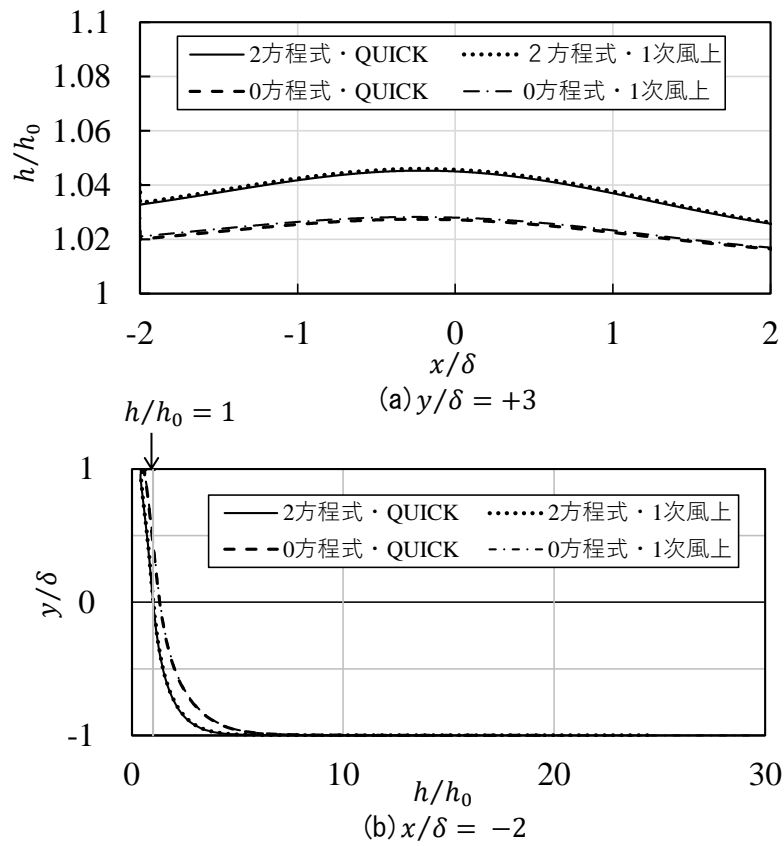


図 4-5 H 型流路の熱伝達率比 h/h_0 ($L/2 \delta=2, Re=334800$)

4.6 H型流路の混合領域内の熱伝達率 ($L/2\delta=10$ の場合)

図 4-6(a), (b)に流路形状(4) $L/2\delta = 10$, $Re = 334800$ に対する計算により得られた混合領域内空気流と壁面との熱伝達率比 h/h_0 の分布を, $y/\delta = +3$ の壁面および $x/\delta = -10$ の壁面について示す. 図 4-6(a), (b)より流路形状(4)の混合領域における $y/\delta = +3$ の壁面上の h/h_0 は, 2方程式モデルと 0方程式モデルによる計算結果の差の絶対値は最大で 0.08 程度であった. 一方, QUICK と 1次精度風上差分による結果はほぼ一致している. 本研究において高精度解とみなしている 2方程式モデルと QUICK の組合せにより算出した h/h_0 について, 混合領域内の x 軸に平行な壁面で平均値をとると 0.97 であり, 混合領域内の y 軸に平行な壁面で平均をとると 2.60 であった.

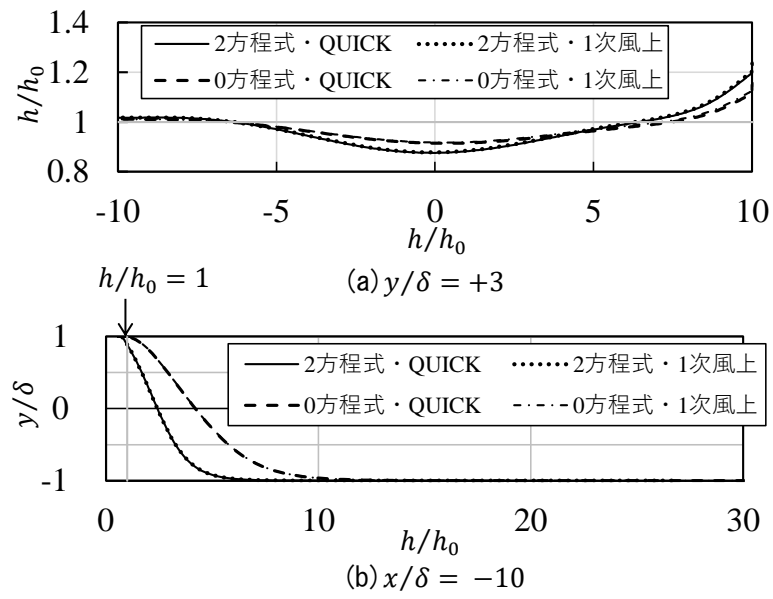
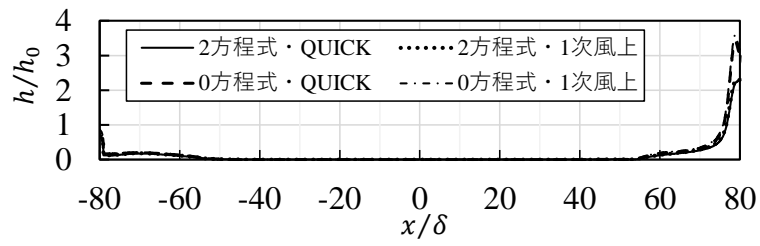


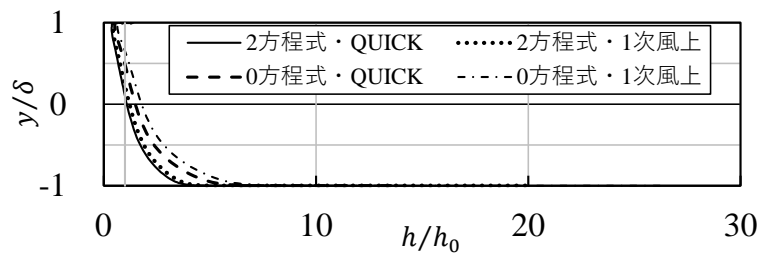
図 4-6 H 型流路の熱伝達率比 h/h_0 ($L/2 \delta=10$, $Re=334800$)

4.7 H型流路の混合領域内の熱伝達率 ($L/2\delta=80$ の場合)

図 4-7(a), (b) に流路形状(8) $L/2\delta = 80$, $Re = 334800$ に対する計算により得られた混合領域内空気流と壁面との熱伝達率比 h/h_0 の分布を, $y/\delta = +3$ の壁面および $x/\delta = -80$ の壁面について示す. 図 4-7(a), (b) より流路形状(8)の混合領域における $y/\delta = +3$ の壁面上の h/h_0 は, 2 方程式モデルと 0 方程式モデルによる計算結果の差の絶対値は, 1 次精度風上差分の場合には最大で 1.33 であり, QUICK の場合には最大で 1.22 であった. また, QUICK と 1 次精度風上差分による計算結果の差異は, 2 方程式モデルの場合には最大で 0.10 であり, 0 方程式モデルの場合には最大で 0.19 であった. 本研究において高精度解とみなしている 2 方程式モデルと QUICK の組合せにより算出した h/h_0 について, 混合領域内の x 軸に平行な壁面での平均値は 0.10 であった. また, 混合領域部分の y 軸に平行な壁面での平均値は 1.31 であった.



(a) $y/\delta = +3$



(b) $x/\delta = -80$

図 4-7 H 型流路の熱伝達率比 h/h_0 ($L/2 \delta=80$, $Re=334800$)

4.8 H型流路内の連結流路の温度の混合

H型流路内温度場の混合に関する特性は、混合領域の長さによって大きく変化する。H型流路の連結流路内の温度場における混合（以下では温度混合と呼ぶ）の程度を定量的に示すため、 $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ の連結流路内の空間平均値（以下では空間平均温度 t_a^* と表す）を指標として採用する。空間平均温度が1に近いことは温度混合の程度が高く、温度場が主流温度に近い温度となっていることを意味し、空間平均温度が0に近いことは温度混合の程度が低く、温度場が壁面温度に近いことを意味する。

図4-8に混合領域の長さで連結流路内空間平均温度の関係を示す。図4-8より、H型流路の連結流路内の温度混合は、 $L/2\delta = 10$ 付近で最大値を取る。これは、 $L/2\delta = 10$ の場合、主流が駅内（連結領域内）に入る流線パターンとなるため混合度が1に近くなっていると考えられる。

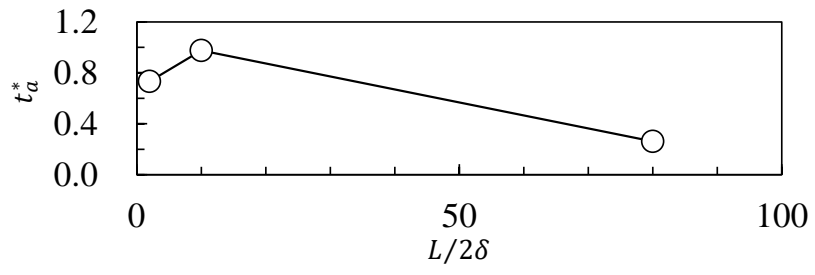


図 4-8 混合領域の長さ と 連結流路の空間平均温度 t_a^* の関係

4.9 4章のまとめ

H型流路内の対向流を対象として数値計算により温度場を調べ以下の結果を得た.

- 1) 温度場の数値計算の乱流モデルとして2方程式モデルと0方程式モデルを使用する場合の温度場の計算結果の差は $L/2\delta = 2$ および10については小さいが、 $L/2\delta = 80$ では流れの剥離領域内において最大10%程度の差異が見られる.
- 2) 計算結果から約1 m/sのトンネル換気流が対向流として本研究の対象である長さ400 mの地下駅ホーム階に流入する場合、流入する空気流温度の影響を強く受ける領域は、トンネルとの接続部から7.5 mまでである. 地下駅への流入部の壁面と換気流の温度差により地下駅部の熱伝達率を定義するならば、地下駅の熱伝達率は上流側に接続するトンネル部の熱伝達率を発達した管内乱流の強制対流熱伝達に関する実験式により推定した値に対して、線路方向に平行な壁面は約0.1倍、垂直な壁面は約1.3倍になると予測される.
- 3) レイノルズ数334800、H型流路の混合領域の長さが流路幅の2, 10, 80倍の形状の場合の混合領域内の空気流と壁面の間熱伝達率の特性を明らかにした.

第4章に関する参考文献

- 1) Abe, K., Kondoh, T., Nagano, Y., “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows–II. Thermal field calculations,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, Issue 8 (1995), p. 1467~1481.
- 2) Hayase, T., Humphrey, J. A. C., Greif, R., “A consistently formulated QUICK scheme for fast and stable convergence using finite-volume iterative calculation procedures,” *J. Comp. Phys.*, Vol. 98, Issue 1 (1992), pp. 108~118.
- 3) 早瀬敏幸, 夏毓鵬, 林叡, “スプール弁内の非定常流に関する数値解析 (高レイノルズ数域での動特性のモデル化),” *日本機械学会論文集 (B編)* Vol. 64, No. 619 (1998), pp. 724~731.
- 4) Colburn, A. P., “A Method of Correlating Forced Convection Heat Transfer Data and a Comparison with Fluid Friction,” *Trans. Am. Inst. Chem. Engrs.* Vol. 29, pp. 174~210, 1933.

5. 地下駅ホーム階の対向流への高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル適用の良否の検討

5.1 H型流路内の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる速度場の計算結果の比較 ($L/2\delta=2$ の場合)

図 5-1 に、流路形状(2) $L/2\delta = 2$, $Re = 334800$ に対して高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル¹⁾) および低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル²⁾) を用いた場合の速度場の計算結果を対比して示す。また、図 5-2 に低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) で予測された速度場の流線と速度ベクトルを示す。図 5-1 から分かるように、とくに連結流路内を循環する流れの壁付近の速度分布には差異が生じ、高 Re 数型モデルによる結果の方が大きくなる傾向が見られる。例えば、 $x/\delta = 0$ ($-1 \leq y/\delta \leq 1$) の断面での \bar{U}/\bar{U}_{m0} について、両者の差を二乗した値の断面平均値の平方根 (以降、両者の差の二乗平均平方根と称す) は 0.15 であった。それ以外の領域 (平行平板間乱流に近い直進する流れの領域) では計算結果の差は小さく、例えば、主流が混合領域に流入する部分である $x/\delta = -2$ ($1 \leq y/\delta \leq 3$) の断面での \bar{U}/\bar{U}_{m0} について、両者の差の二乗平均平方根は 0.07 であった。ただし、高 Re 数型モデルの結果では、主流が混合領域に流入する部分で連結流路側の空気がわずかながら主流側に流入する現象が見られるが、低 Re 数型モデルの結果にはそのような流れは見られない。

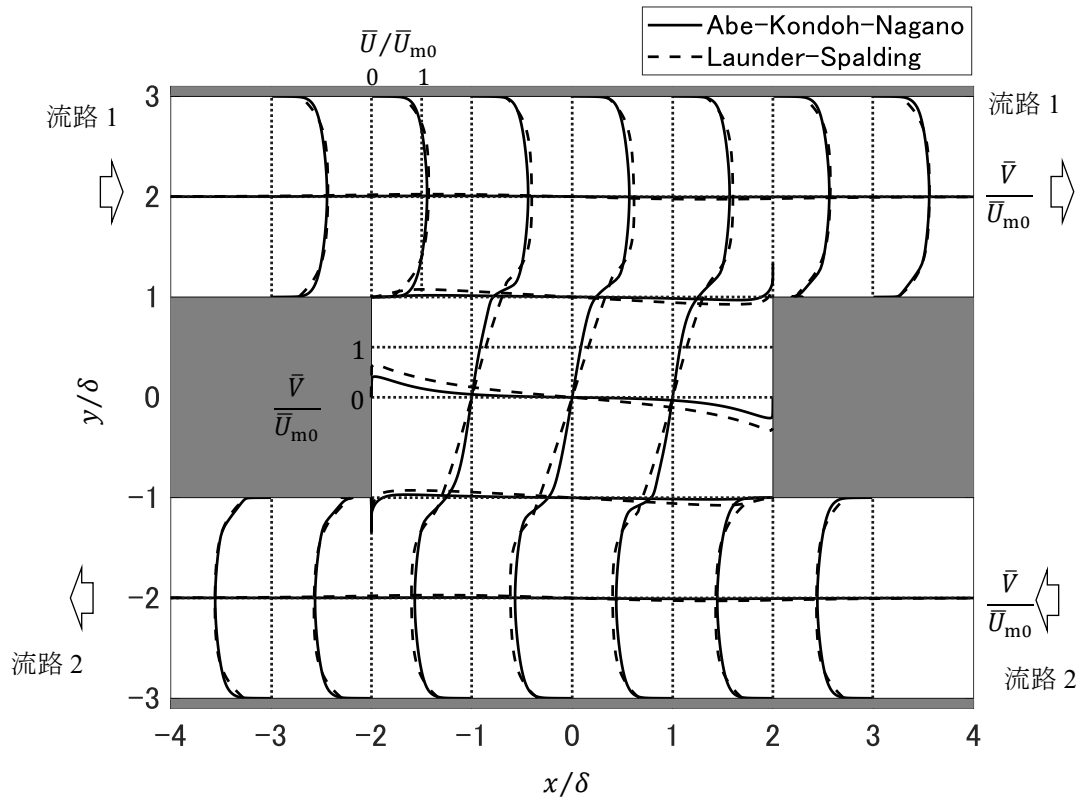


図 5-1 平均速度分布の比較 ($L/2 \delta=2$, $Re=334800$)

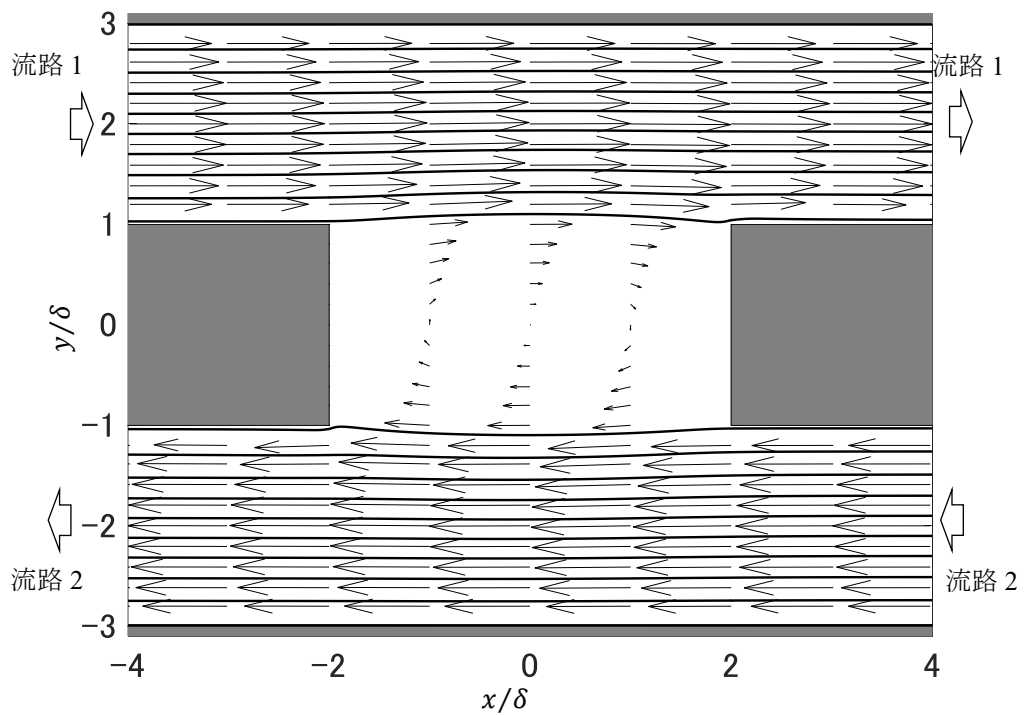


図 5-2 低 Re 数型 $k-\epsilon$ モデルによる流線と速度ベクトル ($L/2 \delta=2$, $Re=334800$)

5.2 H型流路内の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる速度場の計算結果の比較 ($L/2\delta=10$ の場合)

図 5-3 に、流路形状(4) $L/2\delta = 10$, $Re = 334800$ に対する高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル) と低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) を乱流モデルとして使用した場合の計算結果を対比して示す。また、図 5-4 に低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) で予測された速度場の流線と速度ベクトルを示す。図 5-4 に示すように低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) で予測された速度場の流線には、混合領域内で直進する流れと転向する流れが共存するが、図 5-3 に示すように、高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる計算結果では転向する流れが支配的となって、速度場の計算結果は大きく異なる。主流が混合領域に流入する部分であるため速度場の計算結果の差が比較的小さい断面 $x/\delta = -10 (1 \leq y/\delta \leq 3)$ での \bar{U}/\bar{U}_{m0} について、両者の差の二乗平均平方根は 0.26 であった。それに対し、速度場の計算結果の差が大きい断面 $y/\delta = 0 (-10 \leq x/\delta \leq -5)$ での \bar{V}/\bar{U}_{m0} について、両者の差の二乗平均平方根は 1.35 であった。

流路形状(4) $L/2\delta = 10$, $Re = 334800$ に対応する速度場の実測結果や模型実験結果が無い場合、大きく異なる計算結果となった低 Re 数型と高 Re 数型による解のどちらが正解に近いかを直接調べることは現時点ではできない。しかし、乱流モデルの代表的な検証例題として研究されてきたバックステップ流れ(流路が下流で階段状に急拡大する流れ場)に低 Re 数型および高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルを適用した計算結果から、剥離再付着点近傍や剥離領域内では対数速度分布が成立しないため、再付着点を正確に予測するには高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルではなく、低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルを適用する必要がある^{3),4)}ことが分かっている。傍証ではあるが、このことから $L/2\delta = 10$, $Re = 334800$ の条件の H 型流路の速度場の計算には、高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルより、低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルを使用する方が望ましいと考えられる。

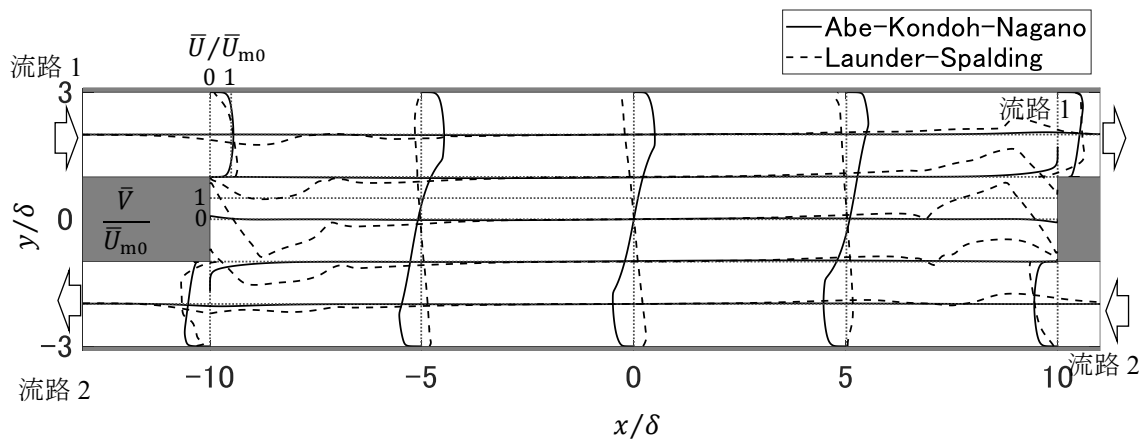


図 5-3 平均速度分布の比較 ($L/2 \delta=10$, $Re=334800$)

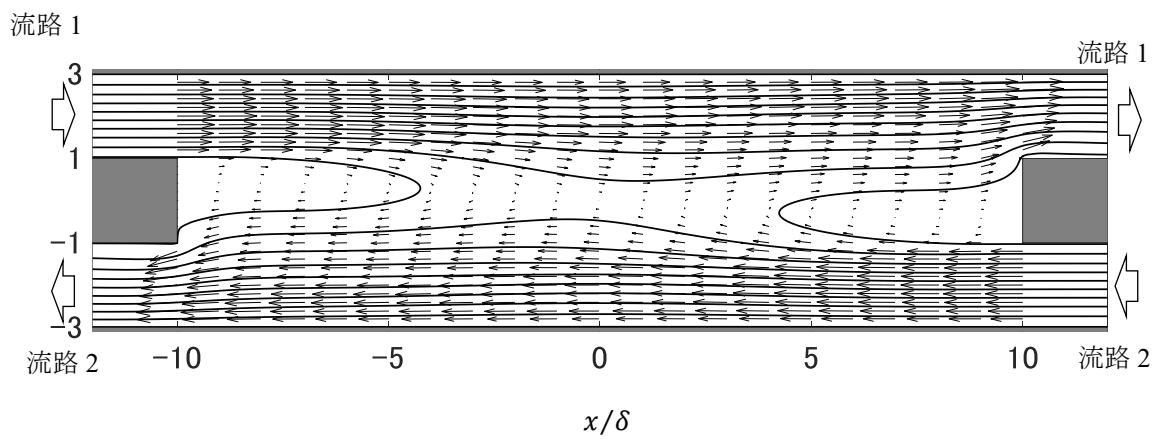


図 5-4 低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる流線と速度ベクトル ($L/2 \delta=10$, $Re=334800$)

5.3 H型流路内の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる速度場の計算結果の比較 ($L/2\delta=80$ の場合)

図 5-5 に、流路形状(8) $L/2\delta = 80$, $Re = 334800$ に対する高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル) と低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) による温度場の計算結果の対比を示す。また、図 5-6 に低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) で予測された速度場の流線と速度ベクトルを示す。図 5-5 より、高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル) と低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) による速度場の計算結果の差異は主流が混合領域に流入する部分で比較的小さい。例えば、 $x/\delta = -80 (1 \leq y/\delta \leq 3)$ の断面での \bar{U}/\bar{U}_{m0} について、両者の差の二乗平均平方根は 0.08 であった。それに対し、流れの剥離領域内である $y/\delta = 0 (-80 \leq x/\delta \leq -75)$ の断面での \bar{V}/\bar{U}_{m0} について、両者の差の二乗平均平方根は 0.47 であり、速度場の計算結果の差異は、流れの剥離領域付近において大きくなる傾向が見られる。

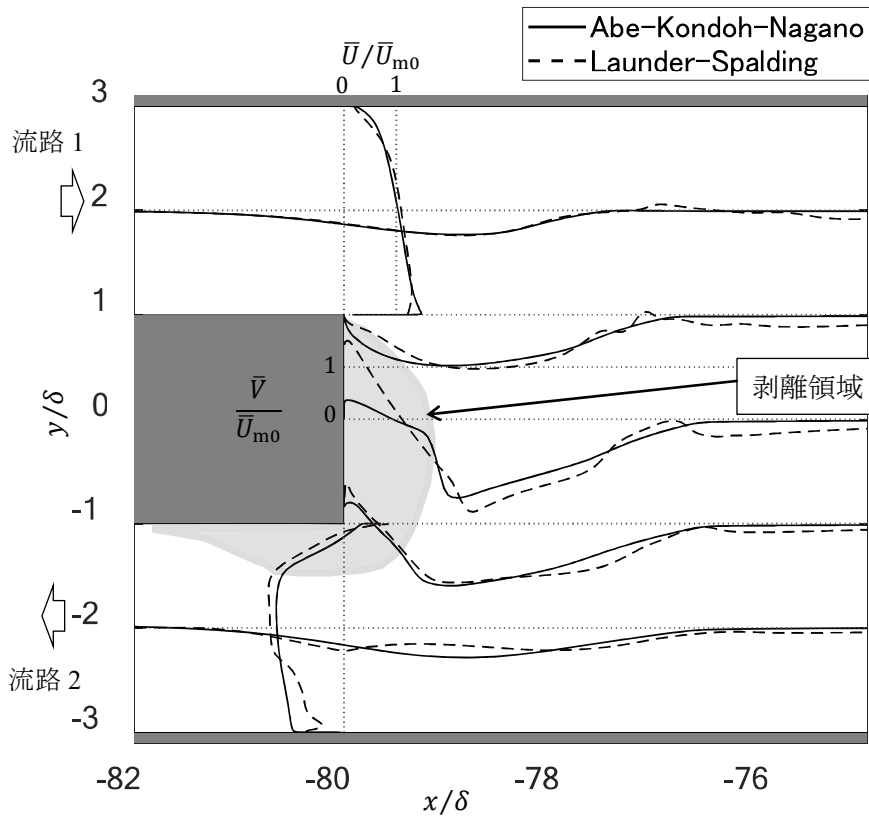


図 5-5 平均速度分布の比較 ($L/2 \delta=80$, $Re=334800$)

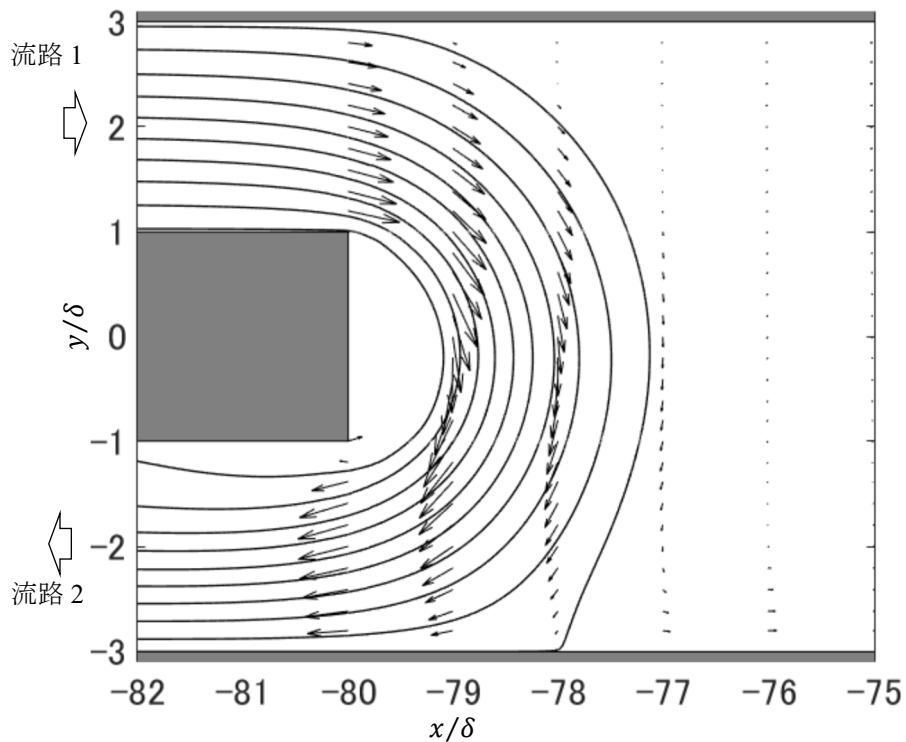


図 5-6 低 Re 数型 $k-\epsilon$ モデルによる流線と速度ベクトル ($L/2 \delta=80$, $Re=334800$)

5.4 H型流路の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる温度場の計算結果の比較 ($L/2\delta=2$ の場合)

図 5-7 に、流路形状(2) $L/2\delta = 2$, $Re = 334800$ に対する高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル) と低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル⁵⁾) による温度場の計算結果の対比を示す。図 5-7 より、両モデルによる平均温度場の計算結果は互いにほぼ一致している。例えば、 $x/\delta = -2(1 \leq y/\delta \leq 3)$ での $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ について、両者の差の二乗平均平方根は 0.03 であった。ただし、主流が連結流路に流入する部分で高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルの方がやや高い温度を予測する傾向が見られる。例えば、 $y/\delta = 1 (-2 \leq x/\delta \leq 0)$ の断面での $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ について、両者の差の二乗平均平方根は 0.11 であった。これについては、図 5-1 の速度場の結果を参照すれば、高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルの方が低 Re 数型モデルより連結流路内の循環速度を高く予測することから、その付近の流体混合の程度が高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる方が高くなっていることが示唆される。

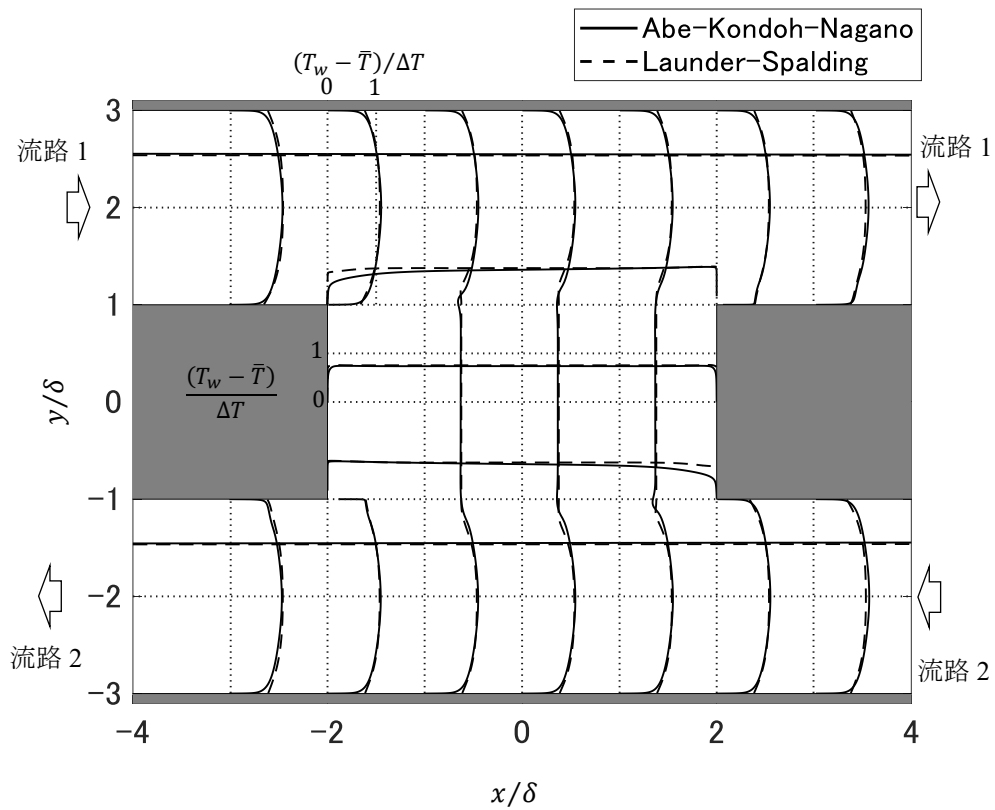


図 5-7 平均温度分布の比較 ($L/2 \delta=2$, $Re=334800$)

5.5 H型流路の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる温度場の計算結果の比較 ($L/2\delta=10$ の場合)

図 5-8 に、流路形状(4) $L/2\delta = 10$, $Re = 334800$ に対する高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル) および低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) による温度場の計算結果の対比を示す。図 5-8 より、主流が混合領域に流入する部分であるため温度場の計算結果の差が比較的小さい断面 $x/\delta = -10 (1 \leq y/\delta \leq 3)$ での $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ について、両者の差の二乗平均平方根は 0.04 であった。それに対し、混合領域内で両者の温度場の差が大きくなる。例えば、 $x/\delta = 0 (-1 \leq y/\delta \leq 1)$ の断面での $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ について、両者の差の二乗平均平方根は 0.71 であった。これは、図 5-3 に示すように高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルと低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルで予測される流線が混合領域内で大きく異なることが主な原因として考えられる。温度場の計算に使用する速度場の流線パターンが不正確ならば、それをもとに算出した温度場の計算精度は低下する。本研究では低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる速度場の方が信頼性が高いと考えるため、 $L/2\delta = 10$, $Re = 334800$ の条件の温度場の計算には、低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルによる速度場を用いる必要があると考えられる。

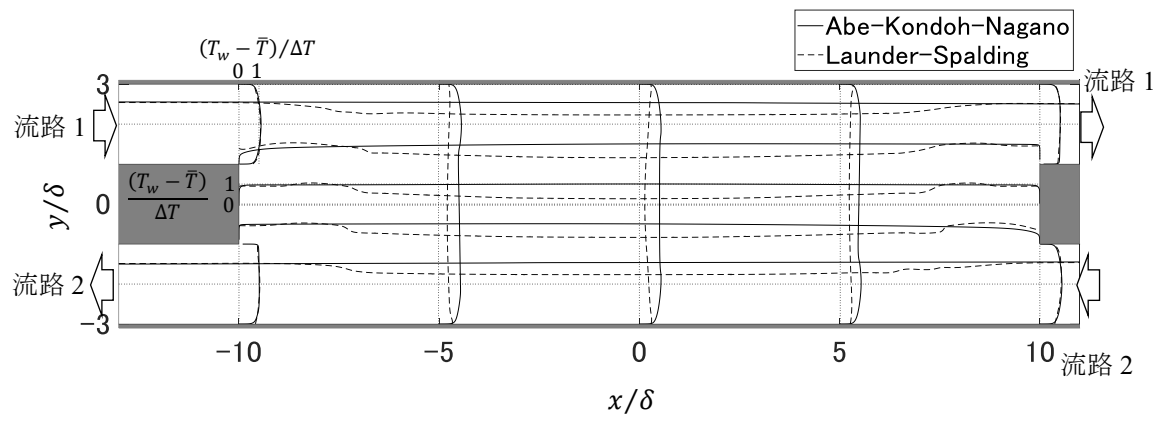


图 5-8 平均温度分布の比較 ($L/2 \delta=10$, $Re=334800$)

5.6 H型流路の対向流の低レイノルズ数型および高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる温度場の計算結果の比較 ($L/2\delta=80$ の場合)

図 5-9 に、流路形状(8) $L/2\delta = 80$, $Re = 334800$ に対する高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル) と低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) による温度場の計算結果の比較を示す。図 5-9 より、主流が混合領域に流入する部分であるため温度場の計算結果の差が比較的小さい $x/\delta = -80 (1 \leq y/\delta \leq 3)$ の断面での $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ について、両者の差の二乗平均平方根は 0.07 であった。それに対し、流れの剥離領域 (図 5-5, 5-6) で両者の温度場の差異が大きくなる。例えば、 $y/\delta = 0 (-80 \leq x/\delta \leq -75)$ の断面での $(T_w - \bar{T})/\Delta T$ について、両者の差の二乗平均平方根は 0.19 であった。これについては、図 5-5 に示すように高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルと低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデルの計算結果の差異が流れの剥離領域で大きくなることの影響を受けていると考えられる。

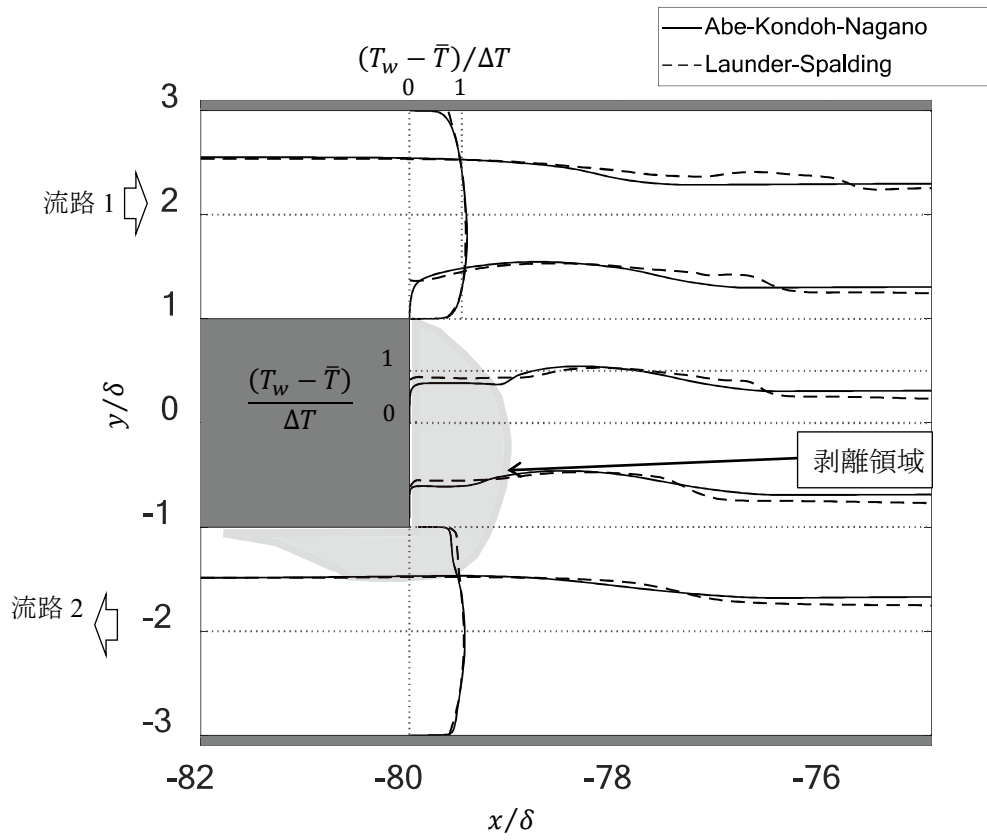


図 5-9 平均温度分布の比較 ($L/2 \delta=80$, $Re=334800$)

5.7 H型流路内対向流の温度乱れの計算例

温度場の乱流数値計算を実施する際に、温度場の乱流モデルとして「温度場2方程式モデル（たとえば、温度場 AKN モデル⁵⁾）を適用すれば、平均温度分布（温度の時間平均値）だけでなく、温度変動の大きさ（温度変動の実効値）を予測することができる。この利点を活かせば、乱流により変動する温度の平均値と標準偏差を予測、評価することができる。すなわち、温度場の予測精度の向上のみにとどまらず、温度乱れの大きさを推定できることは、温度場2方程式モデルを積極的に採用すべき理由の一つであると言える。ここでは、流路形状(2) $L/2\delta = 2$, $Re = 334800$ に対する H 型流路内対向流の温度乱れの分布の計算例を図 5-10 に示す。

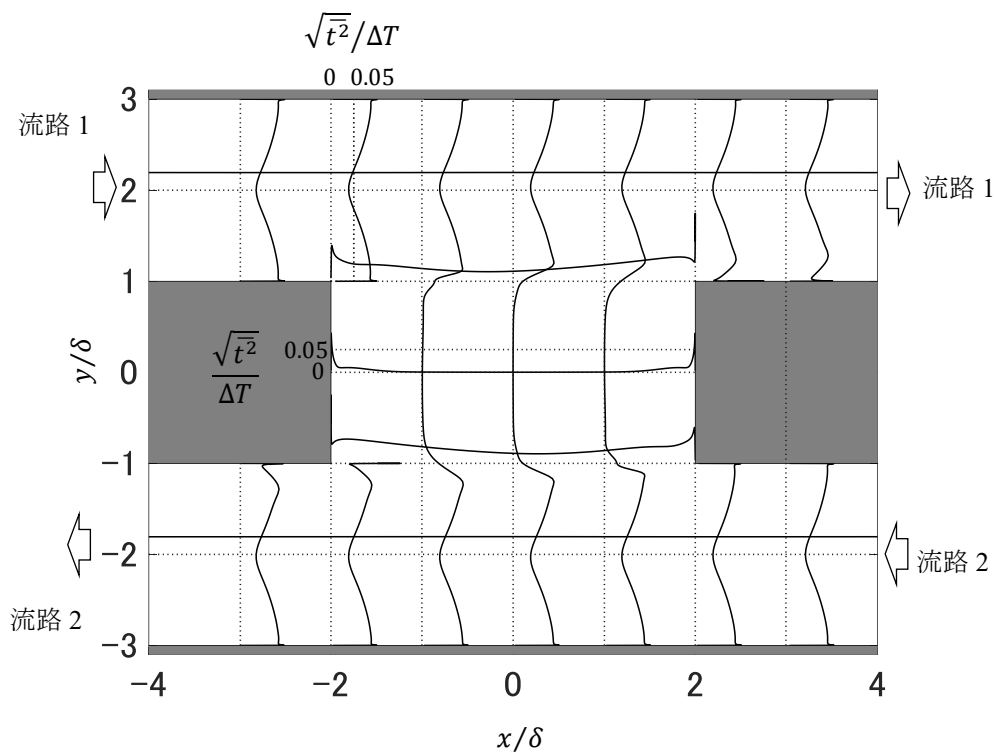


图 5-10 温度乱れ分布 ($L/2 \delta=2$, $Re=334800$)

5.8 H型流路内対向流の速度場計算における対流項離散化手法の影響

流体の速度場の数値計算では、対流項の離散化手法が計算結果に影響を及ぼす⁶⁾ことが知られている。そのため、本研究では、1次精度風上差分より高次の離散化スキームである QUICK^{6),7)}を使用することを基本とした。本節では、H型流路内対向流の速度場の数値計算における対流項離散化手法の影響を明らかにするために、乱流モデルとして AKN モデルを指定して QUICK と1次精度風上差分による計算結果を比較すると、流路形状(2)、(4) ($L/2\delta = 2, 10$) の場合、本研究で使用している程度の細かい格子では速度分布に明確な差異は見られなかったが、流路形状(8) ($L/2\delta = 80$) の場合のみ、流れの剥離領域付近で速度分布に差がみられた。流路形状(8)について、両者の比較を図 5-11 に示す。

図 5-12(a), (b) に流路形状(4)について QUICK と1次精度風上差分で計算される流線を示す。両者の差は小さいことが分かる。ただし、流路形状(4) $L/2\delta = 10$ については、低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) による計算結果には、QUICK と1次精度風上差分に明確な違いは見られなかったものの (図 5-12(a), (b))、高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル (LS モデル) では、1次精度風上差分では直進する流線パターンとなり (図 5-12(d))、QUICK を使用した場合は 180° 転向するような流線パターンとなった (図 5-12(c))。1次精度風上差分の特性である大きな数値粘性の作用によって、流路形状(4) $L/2\delta = 10$ では直進する流線パターン (図 5-12(d)) が現れたものと推測される。

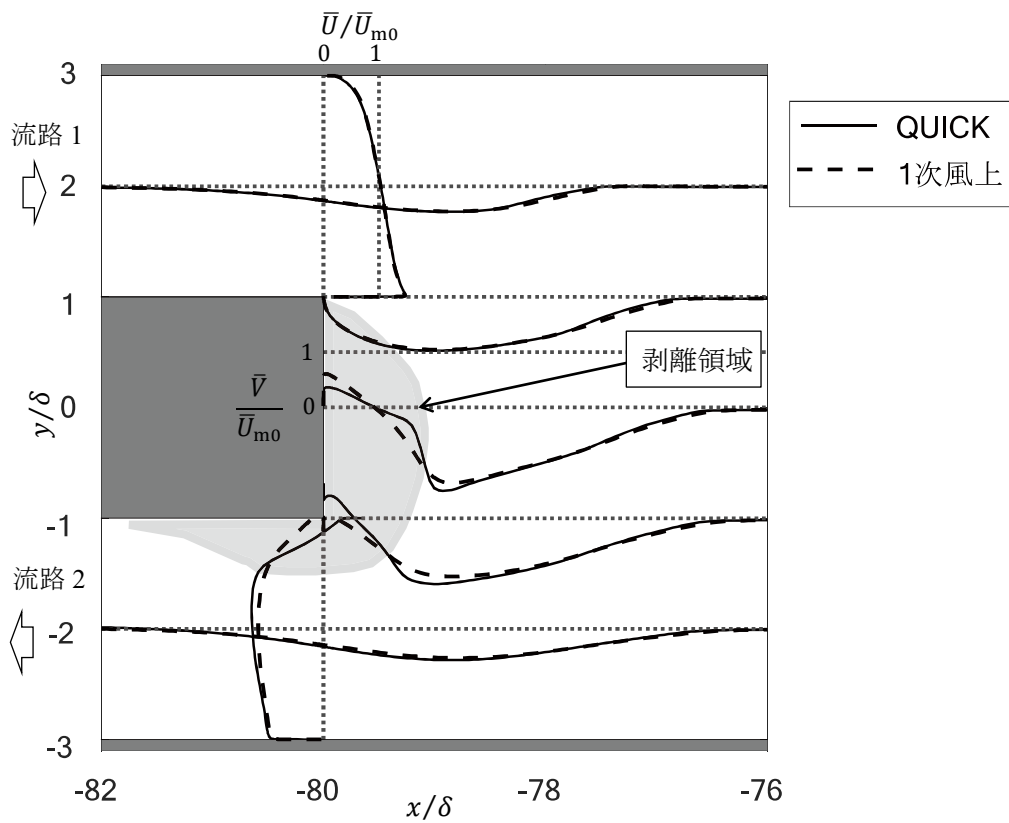
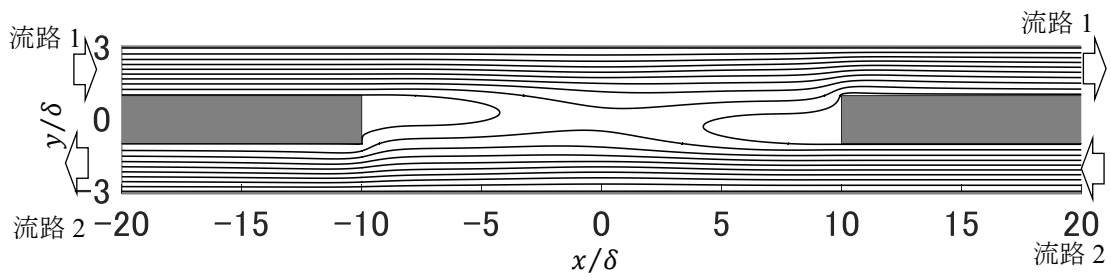
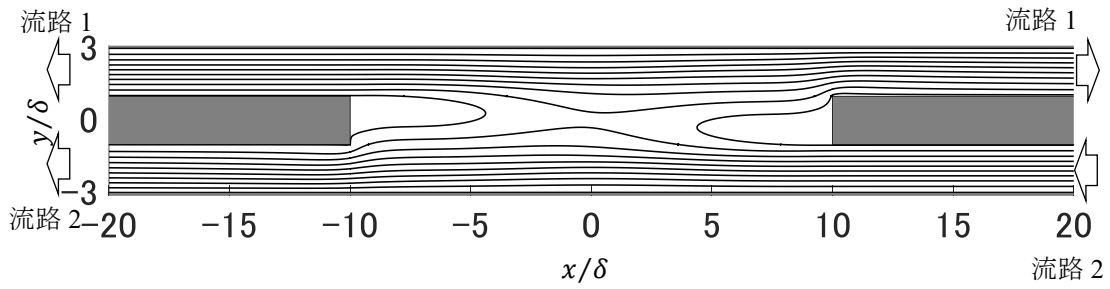


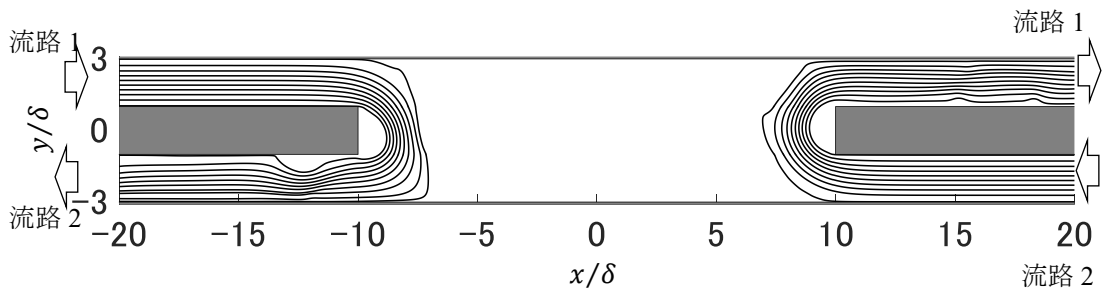
図 5-11 QUICK と 1 次風上による平均速度分布の比較 ($L/2 \delta=80$, $Re=334800$)



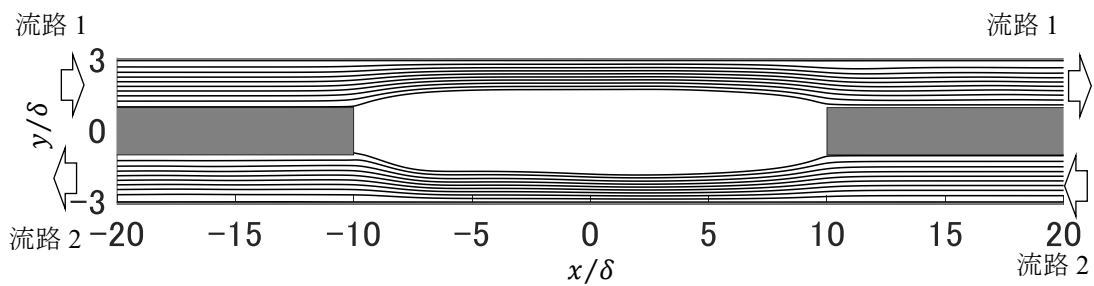
(a) 低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル, QUICK



(b) 低 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル, 1 次精度風上差分



(c) 高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル, QUICK



(d) 高 Re 数型 $k-\varepsilon$ モデル, 1 次精度風上差分

図 5-12 流線 ($L/2\delta = 10$, $Re = 334800$, $\bar{U}_{m0} = 1 \text{ m/s}$)

5.9 5章のまとめ

H型流路内の対向流を研究対象として、実務的な乱流数値計算をRANSモデルにより実施する際の計算手法選択の資料および指針を得るために、高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルと低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる計算結果を比較した。また、数値計算における基礎方程式群に対する対流項離散化手法が数値解析の結果に及ぼす影響を調べた。その結果、以下のことが明らかになった。

- 1) H型流路内対向流の速度場および温度場の乱流計算に高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル (Launder-Spaldingモデル) による計算結果は、平行平板間乱流に近いと見なせる領域では、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル (Abe-Kondoh-Naganoモデル) によるものと近い値を示す。
- 2) H型流路内で対向流が直進する場合と 180° 転向する場合の2つの状態が同時に現れる特別な流路形状条件では、高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル (Launder-Spaldingモデル) を適用して得られた速度場および温度場の計算結果は低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル (Abe-Kondoh-Naganoモデル) によるものと大きく異なる。このような流路条件では壁近傍に対数速度分布が成立しない領域が発生すると考えられるため、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを選択することが望ましいと考えられる。
- 3) H型流路内対向流の数値計算に高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを適用する場合、流路形状条件によっては、基礎方程式群の対流項離散化手法が計算結果に大きな影響を及ぼす場合がある。

第5章に関する参考文献

- 1) Launder, B. E., Spalding, D. B., “The numerical computation of turbulent flows,” *Comp. Meth. Appl. Mech. Eng.* Vol. 3, pp. 269～289, (1974).
- 2) Abe, K., Kondoh, T., Nagano, Y., “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows–I. Flow field calculations,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, Issue 1 (1994), p. 139～151.
- 3) 数値流体力学編集委員会編, “乱流解析,” 東京大学出版会, pp. 166～169, (1995).
- 4) 長野靖尚, 森西洋平, 笠木伸英, “バックステップ流れの数値解析とその検証,” 流れ解析プログラム検証研究分科会 (RC104) 成果報告書, 日本機械学会, pp. 239～255, (1994).
- 5) Abe, K., Kondoh, T., Nagano, Y., “A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows–II. Thermal field calculations,” *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 38, Issue 8 (1995), p. 1467～1481.
- 6) Hayase, T., Humphrey, J. A. C., Greif, R., “A consistently formulated QUICK scheme for fast and stable convergence using finite-volume iterative calculation procedures,” *J. Comp. Phys.*, Vol. 98, Issue 1 (1992), pp. 108～118.
- 7) 早瀬敏幸, 夏毓鵬, 林叡, “スプール弁内の非定常流に関する数値解析 (高レイノルズ数域での動特性のモデル化),” 日本機械学会論文集 (B編) Vol. 64, No. 619 (1998), pp. 724～731.

6. 結論

本研究は、鉄道トンネルおよび地下駅空間内の温度予測精度の向上を目的として、数値流体力学手法を適用することにより、接続されるトンネルの機械換気装置の動作に起因する地下駅ホーム階の空気流動と熱伝達を定量的に調べたものである。単線トンネルが接続する地下駅内の空気流動現象の根幹を解明するために、空気が2か所から流入し、2か所から流出する「壁に囲まれた空間」を代表させた平面形状 H 型流路を解析対象として、気流速度と空間形状が H 型流路内の空気流動および気流による熱伝達に及ぼす影響を明らかにした。また、同種の問題に Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation (RANS) を適用する際に、複数の乱流モデルによる計算結果を比較・評価して乱流モデル選択の指針を示した。

はじめに、数値流体力学の手法を適用して、H 型流路内の対向流の乱流計算により速度場を解析した。その結果、H 型流路内対向流の空気流動については、レイノルズ数 5650 の条件（実物換算で 0.17 m/s）では、予測精度の比較検討に使用した 3 種類の低レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデルのなかで、Abe-Kondoh-Nagano モデル (AKN モデル) が Large Eddy Simulation (LES) に最も近い予測結果を示した。また、実際のトンネル換気風速に相当する条件で計算を実行したところ、対向流が全長 100 m~400 m の地下駅ホーム階に流入する場合には、流入空気流が半円に近い軌跡を描いて 180° 転向し、隣接トンネルへと流出する興味深い現象を示す結果を得た。また、H 型流路内対向流は、一般にレイノルズ数が高いと直進し、低い場合には 180° 転向する傾向を示す。また、H 型流路における混合領域の長さが短い場合には直進し、長くなると 180° 転向する傾向を示す。さらに、地下駅の温熱環境を解析する従来の手法に見られる解析パラメータ設定の不明確な部分については、H 型流路の損失係数を地下駅ホーム階の長さが 10~400 m の条件で求めることにより問題を解消した。

次に、H 型流路内対向流の温度場の乱流計算を実行し、一般的な温度場 0 方程式モデル（乱流プラントル数が一定の仮定）とやや複雑ではあるが信頼性の高い温度場 2 方程式モデルの予測結果を比較・検討した。その結果、新幹線の地下駅に相当する長い流路形状の場合には互いの差異が大きくなり、剥離領域内で最大で 10% 程度になることが明らかになった。また、トンネルから流入する空気流の温度の影響が強く現れる領域は、トンネルとの接続部から 7.5 m 下流までに限定されることが分かった。ついで、地下駅部の熱伝達率を地下駅への流入部における壁面と換気流の温度差で定義すれば、地下駅の熱伝達率は、上流側に接続するトンネル部の熱伝達率（管内発達乱流の強制対流熱伝達の実験式による推定値）に対して、線路方向に平行な壁面では約 0.1 倍、垂直な壁面については約 1.3 倍になることを明らかにした。さらに、従来の手法では不明確であった地下駅ホーム階における熱伝達率を

地下駅ホーム階の長さが 10 m~400 m の場合について明確にした。

最後に、実務的な乱流数値計算に RANS を適用する際の計算手法選択の資料および指針を得るために、二方程式乱流モデル ($k-\varepsilon$ モデル) の種別および基礎方程式群の対流項離散化手法が予測結果に及ぼす影響を調べた。その結果、単純な平行平板間乱流に近いと見なせる領域ではそれらの差異は小さいが、H 型流路内で対向流が直進する場合と 180°転向する場合の 2 つの状態が同時に現れる特別な流路形状条件では、通常の高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルによる速度場および温度場の計算結果は、代表的な低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデル (AKN モデル) による結果と大きく異なることが分かった。このような流路条件では壁近傍に対数速度分布が成立しない領域が発生すると考えられるため、低レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルを選択することが望ましいと考えられる。また、流路形状条件によっては、基礎方程式群における対流項の離散化手法は計算結果に大きな影響を及ぼす場合があることを明確にした。

以上により、従来使用されてきた鉄道トンネルおよび地下空間の温熱環境を解析するための専用解析手法では十分に検討されていなかった (1) 地下駅ホーム階の対向流の抵抗係数 (損失係数)、および (2) 地下駅ホーム階の対向流と壁面の間熱伝達率に関して、信頼性の高い数値流体力学手法を適用することにより、それらの特性を定量的に明らかにした。さらに、鉄道トンネルおよび地下空間の温熱環境解析のような実務に近い分野・領域においても予測精度の向上を図ることが喫緊の課題であることから、(3) 地下駅ホーム階の対向流への高レイノルズ数型 $k-\varepsilon$ モデルの適用可能条件を明らかにするとともに、鉄道トンネルおよび地下駅空間内の乱流温度場の予測精度を高める解析方法の基礎と指針を示した。

主論文を構成する論文

- (1) 齋藤寛之, 服部博文, 保浦知也, 田川正人, “H型流路内の2次元定常対向流と熱伝達の数値解析 (1) H型流路内の対向流の流線パターンと全水頭,” 空気調和・衛生工学会論文集, Vol. 46, No. 293 (2021), pp. 13~22
- (2) 齋藤寛之, 服部博文, 保浦知也, 田川正人, “H型流路内の2次元定常対向流と熱伝達の数値解析 (2) H型流路内の対向流の温度分布と熱伝達率,” 空気調和・衛生工学会論文集, Vol. 48, No. 319(2023), pp. 19~26
- (3) 齋藤寛之, 服部博文, 保浦知也, 田川正人, “H型流路内の2次元定常対向流と温度分布予測への高レイノルズ数型 $k-\epsilon$ モデル適用に関する検討,” 空気調和・衛生工学会論文集, Vol. 49, No. 324(2024), pp. 17~24

関連する講演論文 (国際会議)

- (1) Saito, H., Hattori, T., Tagawa, M., “Numerical calculation of counterflows and heat transfer in h-shaped channel,” The 29th International Symposium on Transport Phenomena (ISTP29) (2018).

謝辞

最初に、博士後期課程に入学後、休学期間を挟み7年にわたり指導教員として本研究をご指導いただきました田川 正人 教授に感謝の意を捧げます。研究の着眼点から出力データのチェック、論文の作成方法にいたるまで研究全般にわたりご指導いただいたことに厚く御礼申し上げます。

長谷川 豊 教授には、田川先生のご退職に際し指導教員をお引き受け頂き、また学位審査では博士論文を丹念にチェックしていただき大変お世話になりましたことに深く御礼申し上げます。

保浦 知也 准教授には、論文の作成法を含む学術研究遂行時に重要かつ有益な、数多くのご指導と重要な助言を受けましたことを感謝申し上げます。

服部 博文 特定研究員には、数値計算手法全般、特に乱流解析手法とその背景にある基礎理論を丁寧にご指導いただきましたことを感謝申し上げます。

副査を引き受けていただきました、名古屋工業大学 石野 洋二郎 教授、古谷 正広 教授には中間報告および予備審査の際に多数の重要なお助言、ご指摘をいただき、本研究を総合的に検討し直す機会をいただきましたことを感謝申し上げます。

学外審査員を引き受けていただきました、名城大学 鈴木 昌弘 教授には、鉄道を研究対象とする研究者の立場からご助言をいただきましたことを感謝申し上げます。

本研究の LES による数値計算に関して、名古屋工業大学博士前期課程在学中の期間に永井 義男氏にご協力いただいたことに感謝します。

職場である鉄道総合技術研究所 環境工学研究部において、前田 達夫 元部長、梶山 博司 元主管研究員、飯田 雅宣 元部長、長倉 清 元部長、斎藤 実俊 部長、福田 傑 熱・空気流動研究室長に研究業務全般にわたり指導していただきましたことに感謝いたします。また、中出 孝次 計算力学研究室長（鉄道力学研究部）と野口 雄平 副主任研究員（環境工学研究部）には、数値流体力学に関する実用的な技術について、情報を提供していただいたことに感謝します。また、環境工学研究部 熱・空気流動研究室、車両空力特性研究室、騒音解析研究室、研究開発推進部 風洞技術センターの皆様には、筆者が以前従事していた風洞実験による研究テーマも含め、入社以来研究業務を指導していただきましたことに感謝します。

大量の文献調査全般にご協力いただきました、鉄道総合技術研究所 図書室の関係各位に感謝いたします。

大阪市地下鉄建設時の新聞記事の文献調査にご協力いただきました、大阪府立中之島図書館 大阪資料・古典籍室の関係各位に感謝いたします。

最後に，博士課程への入学を応援，支援してくれた両親と妻と娘に感謝します．