

エクマン境界層内における乱流熱伝達のDNS

DNS of the Turbulent Heat Transfer in the Ekman Layer

○ 新谷 賢司, 東理大院, 〒 278-8510 千葉県野田市山崎 2641, E-mail: a7501701@rs.noda.sut.ac.jp
 河村 洋, 東理大理工, 〒 278-8510 千葉県野田市山崎 2641, E-mail: kawa@rs.noda.sut.ac.jp
 Kenji SHINGAI, Tokyo Univ. of Science, Yamasaki 2641, Noda-shi, Chiba 278-8510, JAPAN
 Hiroshi KAWAMURA, Tokyo Univ. of Science, Yamasaki 2641, Noda-shi, Chiba 278-8510, JAPAN

The direct numerical simulations (DNSs) of the neutrally and the stably stratified turbulent Ekman layer over a smooth surface are performed using the Boussinesq approximation to account for the buoyancy effect. The Grashof number is set to be $Gr = 0, 3.15 \times 10^6, 6.30 \times 10^6, 1.26 \times 10^7$ and 3.15×10^7 in order to examine the effect of the stable stratification. A temperature field is so introduced that its mean profile is quasi-steady with time. In this layer, the combination of the sweep and ejection has great influence on the flow direction in the vicinity of the ground. The relation between the flow direction and the vertical velocity fluctuation is discussed. The horizontal directions of the Reynolds stress and the turbulent heat flux are compared. The similarity and the difference of these double correlation statistics are shown in detail.

1. 緒言

系の回転効果を考慮した乱流境界層である乱流エクマン境界層を解析することは、大気中の流動現象を理解する上で非常に重要である。エクマン境界層内においては流れが 3 次元な構造を持つ。その結果、平均速度分布がエクマン螺旋と呼ばれる特徴的な図形を描く事は良く知られているが、乱流場においては鉛直方向の運動量輸送の影響により、この螺旋形状が層流の場合とは大きく異なる。またレイノルズ応力や乱流熱流束のような 2 重相関量も 3 次元的な分布を示すことが予想されるが、現在までのところこれらを定量的に評価した例はほとんどない。Coleman ら^{1,2} はエクマン境界層乱流の直接数値シミュレーション (Direct Numerical Simulation, DNS) を行っているが、時間的に減衰する温度場を仮定しているため、特に温度に関する統計量について十分な統計時間が得られていない。そこで本研究ではエクマン境界層乱流における平均速度、レイノルズ応力及び乱流熱流束の 3 次元的な特徴について調べた。またこれらに対する安定成層の影響について検討した。

また、従来から大気のような大規模な流動現象を数値的に解析する手段として乱流モデルが多く用いられてきており、温度成層下におけるエクマン境界層乱流については Yamamoto ら³ の解析などがある。この解析においては、実験データの不足により境界層上空におけるモデルの妥当性については触れられていない。そこで Yamamoto らによるモデル計算で用いられているモデル式を得られた DNS データベースから評価し、その妥当性について検討した。

2. 計算条件

計算対象として無限に広い平板上の流れ場を考える。ここで系全体が平板に直交する軸周りに角速度 $2\Omega =$

$(0, f, 0)$ で回転しているものとする。さらに平板に直交する軸方向に重力加速度 $\mathbf{g} = (0, g, 0)$ が加わっている。エクマン境界層は気圧傾度力、粘性力およびコリオリカの 3 種類の力が釣り合うことによって生じる。特に粘性力の影響のない十分上空の領域においては、気圧傾度力とコリオリカの釣り合いにより、地衡風と呼ばれる一様風 (G) が圧力勾配方向と直交する方向に吹くことが知られている。計算対象の概略図を Fig. 1 に示す。ここで x, z 方向には周期境界条件、地表においては滑りなし条件、計算領域上端においては速度、圧力共に勾配 $0(\partial u_i / \partial y = 0, \partial p / \partial y = 0)$ としている。計算領域高さ h は速度境界層厚さ d_v に比べて十分大きくなるようにパラメータを設定している。支配方程式はブジネスク流体の連続の式

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

Navier-Stokes 方程式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + 2\Omega \times \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \Theta \mathbf{g} + \nu \nabla^2 \mathbf{u}, \quad (2)$$

およびエネルギー方程式

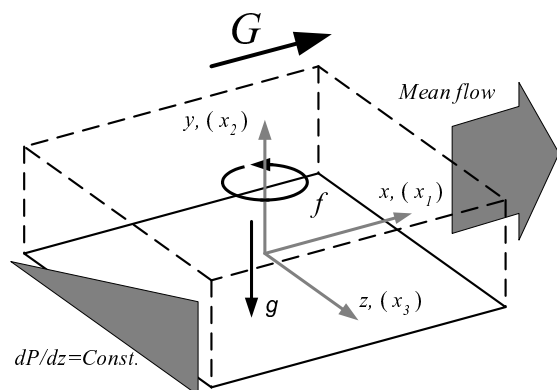
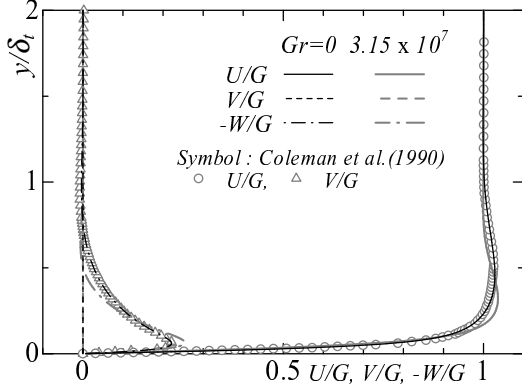


Fig. 1: Configuration

Table 1: Computational conditions

Computational domain	$2h \times h \times 2h$	
Grid number	$256 \times 96 \times 256$	
Spatial resolution ($\Delta x^+, \Delta z^+$)	6.01, 6.01	
Spatial resolution (Δy^+)	0.219 – 21.4	
$Re = G \cdot h / \nu$	12,000	
$Ro = G / (f \cdot h)$	7.0	
$Gr = g\beta T_\infty h^3 / \nu^2$	neutral condition	0.0
	stable condition	$3.15 \times 10^6, 6.30 \times 10^6, 1.26 \times 10^7, 3.15 \times 10^7$

Fig. 2: Mean velocity profiles for $Gr = 0.0$ and $Gr = 3.15 \times 10^7$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = a \nabla^2 T \quad (3)$$

である．ここで Θ は体膨張係数 β を用いて $\beta(\theta - T_w)$ とする．温度場の解析に際しては，次のような手法を用いることにより平均量が時間的に定常となるような温度分布を形成した．まず時間の進行と共に温度が単調に降下し，どの瞬間においても常に相似な平均温度分布をなすものと仮定する．このような仮定の下で，無限上空の温度と地表における平均温度の差 $-T_w(t)$ を用いて瞬時の温度 T を

$$T = -T_w(t) \cdot (1 - \theta) \quad (4)$$

と表す．ここで $-T_w$ は時間的に増大するため時間の関数となる．この式を式 (3) に代入することによりエネルギー方程式は

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = a \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j^2} + \frac{1}{\tau_\theta} (1 - \theta) \quad (5)$$

のように変形される．ここで τ_θ は温度減衰の時間スケールを意味する任意定数である．式 (5) の右辺第 2 項が計算上熱源項となり温度降下を抑制するため，平均量が時間的に定常となる解が得られる．この熱源項は地表へ熱が流出することによる温度低下と放射による冷却効果を近似的に表しているものと解釈できる．

Table 2: Comparison of the velocity and the thermal boundary layer thickness normalized by δ_t

Gr	d_v	d_θ
0.00	0.767	0.929
3.15×10^6	0.727	0.900
6.30×10^6	0.722	0.882
1.26×10^7	0.637	0.803
3.15×10^7	0.506	0.663

実際の数値解析に際しては計算格子に Staggered 格子を用い， x 軸， z 軸方向を等間隔格子， y 軸方向は不等間隔格子として壁近傍において高解像度となるようにしている．連続の式と Navier-Stokes 方程式のカップリングには Fractional step 法を用い，時間積分には粘性項に 2 次精度 Crank-Nicolson 法を，対流項に 2 次精度 Adams-Bashforth 法を用いている．空間的離散化方法としては 2 次精度の中心差分を適用している．計算条件を Table 1 に示す．各無次元パラメータは Coleman ら¹ の解析を参考にして定めており，Grashof 数 Gr を変えることにより安定度を変化させている．

3. 結果及び考察

3.1 地表での平均速度の方向に対する安定成層の影響

中立及び安定成層下における平均速度分布を Fig. 2 に示す．また比較のため Coleman ら¹ による中立成層下における解析結果も同時に示している．それぞれの速度成分は地衡風速度 G で無次元化してある．ここで δ_t は乱流深さと呼ばれ，次式で定義される．

$$\delta_t = \frac{u_\tau}{f} \quad (6)$$

これより，中立成層下における平均速度分布は Coleman らによるスペクトル法の解析結果とよく一致していることが分かる． $Gr = 3.15 \times 10^7$ の分布に注目すると，境界層厚さが中立成層の場合に比べて薄くなっていることが分かる．これは安定成層の影響により，壁近傍での乱れによる混合が弱まるためであり，実際の大気境界層にお

Table 3: Mean velocity direction at wall

	Gr	Ri_w	ϕ [deg.]
	0.0	0.0	28.6
	3.15×10^6	1.00×10^{-3}	28.9
turbulence	6.30×10^6	1.99×10^{-3}	29.4
	1.26×10^7	3.85×10^{-3}	30.9
	3.15×10^7	9.01×10^{-3}	34.2
laminar	-	-	45.0

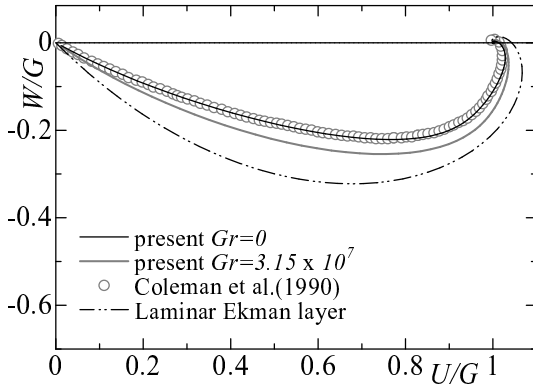


Fig. 3: Hodograph of mean velocity for $Gr = 0.0$ and $Gr = 3.15 \times 10^7$

いても観測される現象である。

Grashof 数と速度及び温度境界層厚さの関係を Table 2 に示す。ここで速度境界層厚さ d_v は圧力勾配方向の平均速度が最初に 0 となる高さとし、温度境界層厚さ d_θ は平均温度 $\bar{\theta}$ が上空と地表との温度差 T_w の 99% に達する高さとして定義している。これより、 Gr が増大し安定度が高まるにつれて、速度及び温度境界層厚さは両者とも薄くなっていることが分かる。

Fig. 3 は横軸に地衡風方向 (x 軸方向) の平均速度を、縦軸に圧力勾配方向 (z 軸方向) の平均速度を取り、高さをパラメータとして描いた平均速度のホドグラフである。比較のため、Coleman ら¹ の解析結果及び層流の場合の理論解も同時に示す。これより、エクマン螺旋と呼ばれるエクマン境界層乱流に特有な図形が得られており、中立成層の解析結果については Coleman らの解析結果と非常に良い一致が見られる。中立成層 ($Gr = 0$) と安定成層 ($Gr = 3.15 \times 10^7$) の解析結果を比較すると、安定成層の場合には地表における平均速度の方向がより大きく地衡風方向から傾き、全体的に螺旋図形が膨らんで層流の分布に近づくという傾向が見られる。

Table 3 は安定度の違いによる地表における平均速度の方向の違いを x 軸からの角度 ϕ として表したものである。ここで Ri_w は壁面上における Richardson 数であ

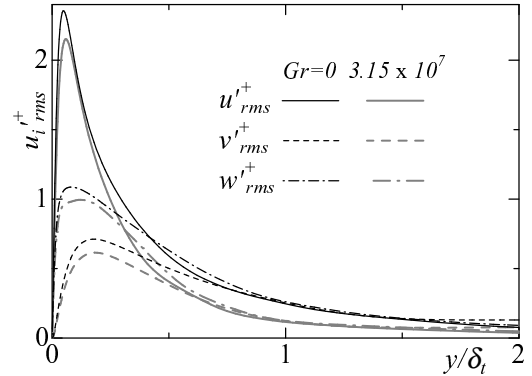


Fig. 4: R.M.S. of velocity fluctuation for $Gr = 0.0$ and $Gr = 3.15 \times 10^7$

り、次式で与えられる²。

$$Ri_w = \frac{g\Gamma D^2}{|T_w| \cdot G} \quad (7)$$

ここに Γ は地表面における平均温度勾配 ($\Gamma = \partial\bar{\theta}/\partial y$) であり、 D はエクマン境界層深さ $D = \sqrt{2\nu/f}$ である。

層流の場合、地表における平均速度の方向は地衡風方向から 45 度の方向を向くことが解析によって求められている。Table 3 より、Grashof 数が増大するにつれて平均速度の方向が徐々に大きくなり、層流に近づいているように見うけられる。これは、安定性が増すにつれて乱れの抑制効果が強く働き、Sweep や Ejection が活発に行われなくなるためであると考えられる。 $Gr = 0.0$ と $Gr = 3.15 \times 10^7$ の場合の乱流強度分布を Fig. 4 に示す。これより、安定成層の特徴である乱れの抑制効果が現れており、鉛直方向の乱れも抑制され統計的に Sweep, Ejection の効果が微弱になっていることが分かる。

Fig. 5 は $Gr = 0.0$ のケースに対して、横軸に x 軸方向速度、縦軸に z 軸方向速度を取り、 $y^+ = 5.33$ の高さにおける瞬時の速度ベクトルに対してホドグラフを描いたものである。すなわち、ある瞬間における $x-z$ 平面内の速度ベクトルの始点を $(0,0)$ に固定した場合にベクトルの先端が指し示す位置をプロットしている。中実シンボルは鉛直上向きの速度が生じた場合の水平ベクトル

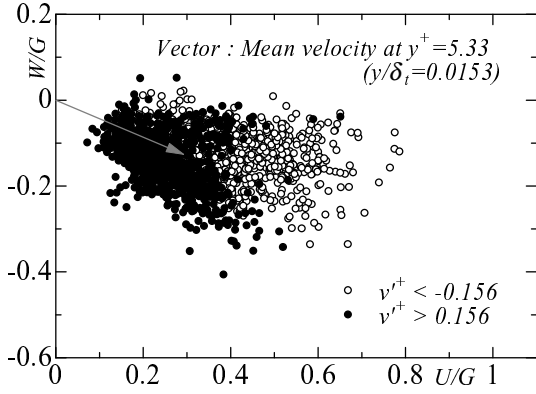


Fig. 5: Instantaneous velocity profiles in $x - z$ plane at $y^+ = 5.33$ in the case of neutrally stratified layer

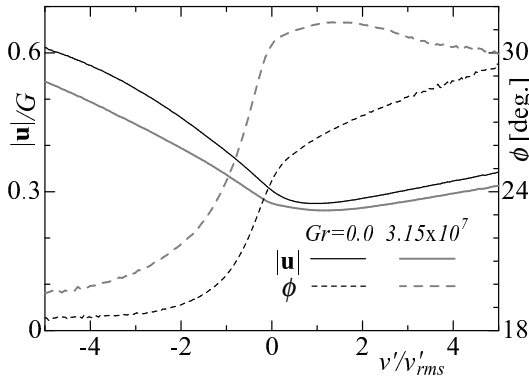


Fig. 6: Relation between the vertical velocity fluctuation and the velocity direction (ϕ) at $y^+ = 5.33$

の先端を示し、中空シンボルは鉛直下向きの速度が生じた場合のものを示す。これより、鉛直下向きの乱れが強く生じた場合と、鉛直上向きの乱れが強く生じた場合とは現れる瞬時速度の大きさと方向に偏りがあることが分かる。

この点についてさらに詳しく調べるために、 $y^+ = 5.33$ の位置における鉛直方向乱れ v' と速度の絶対値 $|u|$ または v' と速度の方向 ϕ との関係を図 6 に示す。ここで $|u|$ と ϕ は同じ v' をとる瞬間、位置におけるデータをアンサンブル平均して求めている。これより、Sweep が生じた場合には ($v' < 0$) 上空における地衡風のもつ運動量が壁極近傍まで輸送されるため速度の絶対値は大きくなり、地衡風とのなす角は小さくなることが分かる。それに対し、Ejection が生じた場合には ($v' > 0$) 地表近傍の低速で比較的圧力勾配方向へ向かう速度成分の大きな流体が流入するため、速度の絶対値は小さくなり角度 ϕ は大きくなる。

次に浮力効果の影響について考えてみると、浮力効果が強く働き乱れが抑制された場合には、絶対値の大きな鉛直方向乱れが起きにくい。そのため上空の地衡風の運動量が地表に到達しにくくなり、全体的に地表近傍の流

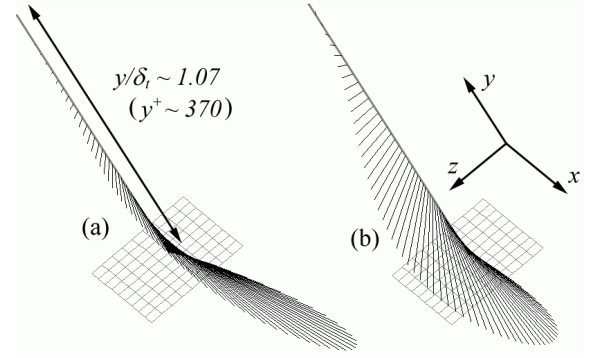


Fig. 7: Bird's-eye view of the horizontal turbulent heat flux (a) and the projected Reynolds stress tensor onto the horizontal plane (b) in the case of $Gr = 0$

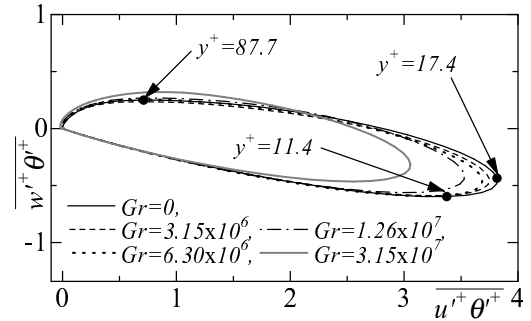


Fig. 8: Hodograph of the horizontal turbulent heat flux vector

体は地衡風と大きな角度をなす方向に流れる。この結果、Sweep, Ejection のどちらの現象が起きた場合においても、中立成層に比べて平均速度の方向が層流に近づく。

3.2 乱流熱流束とレイノルズ応力の 3 次元的な特徴

エクマン境界層内においては平均速度分布だけでなく、レイノルズ応力や乱流熱流束もまた 3 次元的な分布を示す。Fig. 7 は乱流熱流束及びレイノルズ応力の水平方向成分

$$\mathbf{q}_h = (\overline{u'\theta'}, \overline{w'\theta'}), \quad (8)$$

$$\tau_{Rh} = (-\overline{u'v'}, -\overline{v'w'}) \quad (9)$$

をベクトルとして 3 次元的に示したものである。これより、乱流熱流束とレイノルズ応力のどちらも高さの変化に伴って方向が大きく変化していく様子が分かる。両者の違いに注目してみると、乱流熱流束の水平方向成分は地表近傍で大きくなり上空においてはあまり大きな値を持たないのに対し、レイノルズ応力の水平方向成分は比較的上空まで大きな値を保っていることが分かる。

乱流熱流束及びレイノルズ応力の水平方向成分 \mathbf{q}_h , τ_{Rh} のホドグラフを図 8, 9 にそれぞれ示す。どちらも、平均速度のような螺旋形状ではなく、楕円形状に近い分布

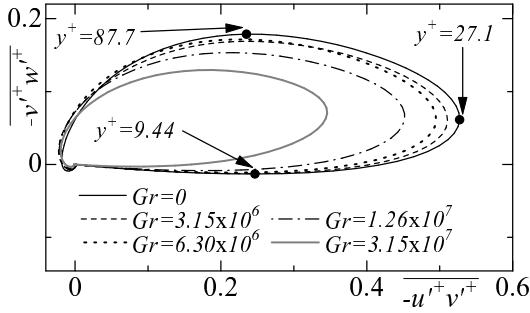


Fig. 9: Hodograph of the projected Reynolds stress tensor onto the horizontal plane

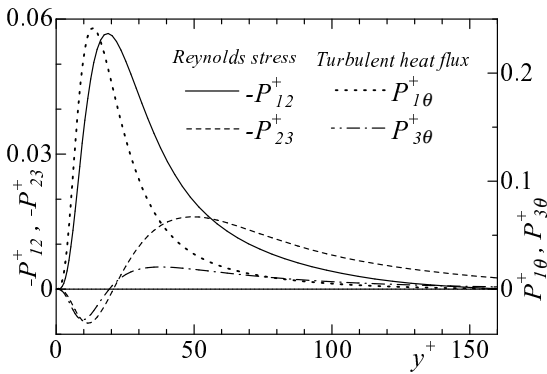


Fig. 10: Production terms of the Reynolds stress $-\overline{u'v'}$, $-\overline{v'w'}$ and the turbulent heat flux $\overline{u'\theta'}$, $\overline{w'\theta'}$ for the case of $Gr = 0$

を示しているという点で共通している。また安定成層の影響に注目してみると、安定度が増すにつれて速度及び温度乱れが小さくなるため両者とも楕円形状が小さくなる。しかしながら、これらのホドグラフには大きな違いが見られる。乱流熱流束の場合には主要な \mathbf{q}_h の多くがホドグラフの第4象限に現れている。すなわち、絶対値の大きな \mathbf{q}_h の大部分が $\overline{w'\theta'}$ が負となる方向に傾いている。他方レイノルズ応力の水平方向成分 τ_{Rh} はホドグラフの第1象限側に大きく膨らんでおり、レイノルズ応力の圧力勾配方向成分 $-\overline{v'w'}$ が正となる方向に傾いた τ_{Rh} が比較的顕著に現れていることが分かる。

このように \mathbf{q}_h と τ_{Rh} のホドグラフが大きく異なる原因を調べるため、次に両者を構成する成分 $\overline{u'v'}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{u'\theta'}$ 及び $\overline{w'\theta'}$ のエネルギー収支における生成項を高さの関数としてグラフ化したものを Fig. 10 に示す。これらの生成項は以下の式で与えられる

$$P_{12} = -\overline{v'^2} \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (10)$$

$$P_{23} = -\overline{v'^2} \frac{\partial W}{\partial y}, \quad (11)$$

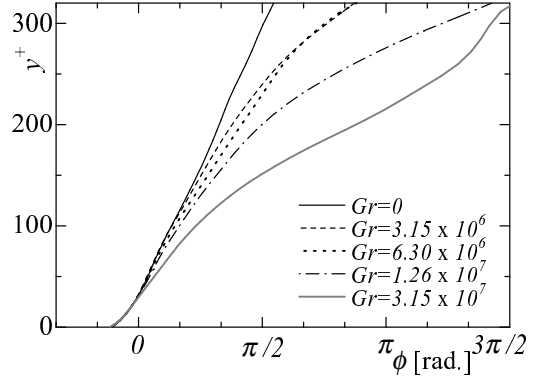


Fig. 11: Direction of the horizontal turbulent heat flux vector versus the height y^+

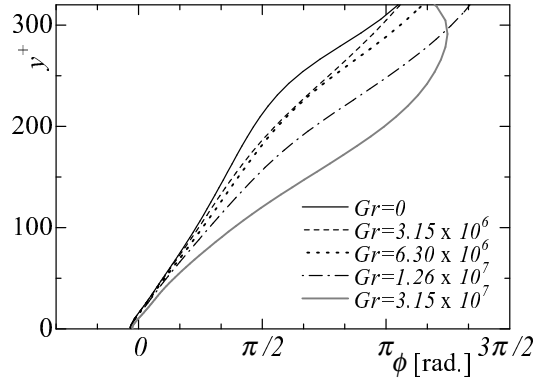


Fig. 12: Direction of the projected Reynolds stress tensor onto the horizontal plane versus the height y^+

$$P_{1\theta} = -\overline{u'v'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \overline{v'\theta'} \frac{\partial U}{\partial y} \sim (\nu_{tx} + a_t) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \frac{\partial U}{\partial y}, \quad (12)$$

$$P_{3\theta} = -\overline{v'w'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} - \overline{v'\theta'} \frac{\partial W}{\partial y} \sim (\nu_{tz} + a_t) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \frac{\partial W}{\partial y}. \quad (13)$$

ここで、 ν_{tx} 及び ν_{tz} はそれぞれ地衡風方向及び圧力勾配方向の渦粘性係数である。本解析においては $\partial \bar{\theta} / \partial y \geq 0$ が全域に亘って成り立つように温度場を解析しているため、 P_{12} と $P_{1\theta}$ の符号は $\partial U / \partial y$ に依存し、 P_{23} と $P_{3\theta}$ の符号は $\partial W / \partial y$ によって決まる。そのため、Fig. 10 に示すように、 P_{23} , $P_{3\theta}$ は $\partial W / \partial y$ が 0 となる位置 ($y^+ \sim 20.3$) 付近において符号が変化する。ここで式 (10), (11) より、レイノルズ応力の生成項 P_{12} , P_{23} は $\overline{v'^2}$ に比例する。他方 Fig. 4 より、 $\overline{v'^2}$ がピークを取る位置は他の変動成分に比べて高い位置に現れる。その結果、 P_{23} は $P_{3\theta}$ に比べて高い位置において絶対値が大きくなり、 $y^+ > 20.3$ の領域における $-\overline{v'w'}$ の生成が正方向に活発に行われる。以上のような理由により、 \mathbf{q}_h と τ_{Rh} のホドグラフに大きな違いが現れる。

Fig. 11, 12 は \mathbf{q}_h と τ_{Rh} の地衡風方向からの角度 ϕ を横軸にとり、縦軸に高さを取ったグラフである。これより、 \mathbf{q}_h , τ_{Rh} の方向は安定度が大きいほど高さに対し

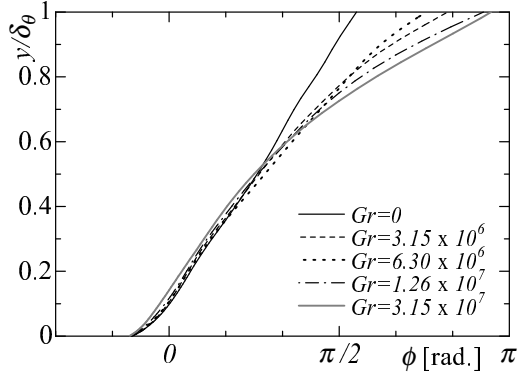


Fig. 13: Direction of the horizontal turbulent heat flux vector versus the height normalized by the thermal boundary layer thickness d_θ

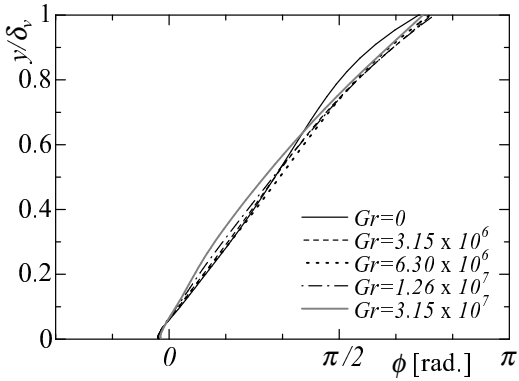


Fig. 14: Direction of the projected Reynolds stress tensor onto the horizontal plane versus the height normalized by the velocity boundary layer thickness d_v

て急激に変化することが分かる。これは、安定度が大きくなるにしたがって速度及び温度境界層の厚さが薄くなるためであり、前述の定義による速度、温度境界層 (d_v , d_θ) を用いて高さを無次元化し直すと Fig. 13, 14 に示すように境界層内部においては Gr の違いにかかわらず角度の変化が一樣になることがわかる。

3.3 交換係数

一般に大気境界層の平均場を取り扱う場合、鉛直方向成分は無視することができるので、 U , W と G_x , G_z を流速及び地衡風の x , z 方向成分とする時、以下のような支配方程式を用いて解析する。

$$if(\mathbf{U}_h - \mathbf{G}_h) = -\frac{d}{dy} \left(\frac{\tau_h}{\rho} \right), \quad (14)$$

$$\frac{\tau_h}{\rho} = K \frac{d\mathbf{U}_h}{dy}. \quad (15)$$

ただし、 $\mathbf{U}_h = U + iW$, $\mathbf{G}_h = G_x + iG_z$, $\tau_h = \tau_{total,x} + i\tau_{total,z}$ とし、 i は虚数単位 $i = \sqrt{-1}$ である。また $\tau_{total,x}$, $\tau_{total,z}$ はそれぞれ全剪断応力の x , z 方向成分を表す。こ

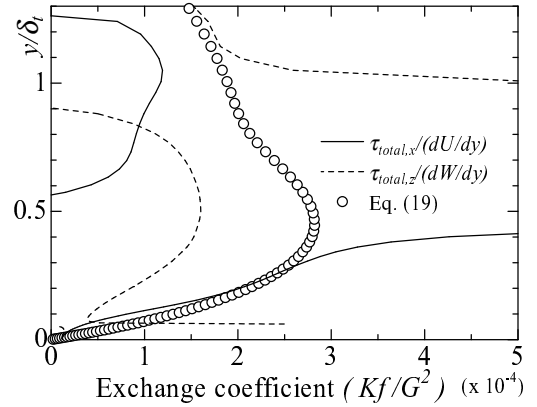


Fig. 15: Exchange coefficient for the case of neutral stratification

のような近似式を導入する場合、交換係数 K はスカラー量として定義されなくてはならない。しかしながら実際の大气境界層においては K は方向性を持ち、 x 軸方向と z 軸方向とで異なる値を示す。そこで、以下に示す式によって x , z 軸方向それぞれの K を導出した結果を Fig. 15 に示す。

$$K_{(x)} = \frac{\tau_{total,x}}{\partial U / \partial y} \quad (16)$$

$$K_{(z)} = \frac{\tau_{total,z}}{\partial W / \partial y} \quad (17)$$

ここで交換係数の値が不連続に跳ね上がっている部分が見られるが、これは地衡風方向及び圧力勾配方向のどちらの速度成分も勾配が 0 となる位置が存在するためである。定性的には $K_{(x)}$, $K_{(z)}$ のどちらも $\partial U / \partial y = 0$ となる位置 ($y/d_t \sim 0.5$) 以下の領域においては高さの増加と共に増大し、それよりも上の領域で減少するという傾向を示している。しかしながらこれらを定量的に比較してみると、 $y/d_t < 0.5$ の領域においては $K_{(z)}$ は $K_{(x)}$ の 50 - 55% 程度と非常に小さい値をとる。 $y/d_t > 0.5$ の領域においては $K_{(x)}$ は 1.0×10^4 前後の値を保つのにに対し、 $K_{(z)}$ は高さの増大に伴って減少する。

従来から K を与えるモデル式として多くの式が導出されているが⁴、その中で比較的単純なものとして次式が挙げられる。

$$K = \kappa y u_\tau \quad (18)$$

これは速度対数則より導かれる関係式であり、 κ は Kármán 定数、 u_τ は壁面剪断速度である。Yamamoto ら³ は式 (18) をもとに、エクマン境界層全域に対して適用でき、さらに温度成層を仮定した場合にも適用可能な式として

$$K = \kappa y \left| \frac{\tau_h}{\rho} \right|^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\varphi} \quad (19)$$

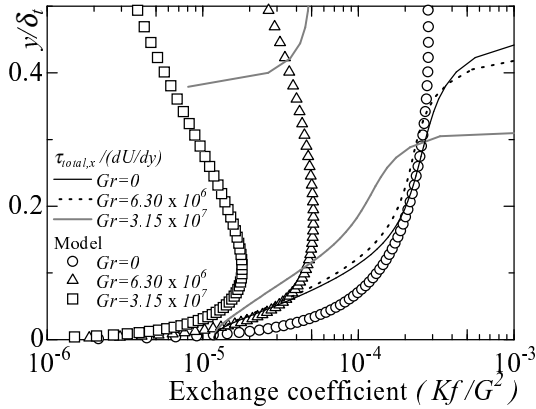


Fig. 16: Exchange coefficient for the case of stable stratification

とモデル化した．安定，不安定に関する係数 φ は

$$\varphi^4 + |\zeta|^{1-2p} \varphi^3 + 2\varphi^2 + 1 = 0 \quad (20)$$

$$\begin{cases} p = 0, \varphi < 1 & \text{不安定成層の場合} \\ p = \frac{1}{8}, \varphi > 1 & \text{安定成層の場合} \end{cases}$$

$$\zeta = \frac{\sigma \kappa \frac{q}{\theta} \frac{q}{C_p \rho} y}{\left| \frac{\tau_h}{\rho} \right|^{\frac{3}{2}}} \quad (21)$$

と定義される．ここで q は鉛直方向の全熱流束， C_p ， ρ は空気の定圧比熱と密度である． σ は経験定数であり，Yamamoto らの解析においては $\sigma = 15$ としている．

比較のため，中立成層でのデータを用いて式 (19) より求めた交換係数を Fig. 15 に中空シンボルで示す．これより，式 (19) により求まる K は $y/\delta_t < 0.5$ において $K_{(x)}$ と良く一致していることが分かる．しかしながら $y/\delta_t > 0.5$ の領域においては $K_{(x)}$ ， $K_{(z)}$ に比べてやや高い値を示していることが分かる．

次に温度成層の影響について評価するため安定成層の解析結果を用いて式 (16) 及び式 (19) によって求めた交換係数を Fig. 16 に示す．式 (16) と式 (19) の結果を比較すると，安定成層下において両者は大きく異なる．これは本解析で設定しているレイノルズ数が Yamamoto らが想定している条件に比べて著しく小さく，温度成層を考慮した場合に現れる変数 φ に強く影響したためであると考えられる．しかしながら，安定度が高まるにつれて K が減少するという傾向は一致しており，また安定度が高くなるにつれて速度境界層厚さが薄くなるため，極大値の現れる位置が地表に近づいていることが分かる．

4. 結言

本研究では系の回転を考慮した境界層乱流場の有限差分法による DNS コードを作成し，中立及び安定成層下におけるエクマン境界層乱流の DNS を行った．温度場の解

析に際しては幾つかの仮定の下に地表において安定，上空において中立となるような，時間的に平均量が定常となる温度場の形成に成功した．以下に解析の結果得られた知見を示す．

- エクマン境界層乱流において地表近傍の平均速度方向が層流の場合と大きく異なる原因として Sweep や Ejection が大きく寄与している．
- 浮力効果が増大すると Sweep が抑制されるため，平均速度の方向が層流に近づく．
- 乱流熱流束及びレイノルズ応力は高さの変化に伴って大きく方向が変化するが，レイノルズ応力の水平方向成分は乱流熱流束に比べて上空においても大きな値を保つため両者のホドグラフは明らかに異なる分布を示す．
- 乱流熱流束とレイノルズ応力の水平方向成分が指し示す方向と高さの関係は境界層厚さを用いると非常に良くスケージングされる．
- エクマン境界層乱流における交換係数 K は方向によって値が異なり，中立成層下における圧力勾配方向の交換係数は地衡風方向の約半分程度となる．
- 中立成層下において，Yamamoto らのモデルは x 軸方向の交換係数を良く再現しているが， $\partial U/\partial y = 0$ となる高さ以上の領域において若干の違いが見られる．

参考文献

1. Coleman, G.N., Ferziger, J.H. and Spalart, P.R., "A numerical study of the turbulent Ekman layer", *J. Fluid Mech.*, **213** (1990), pp. 313-348.
2. Coleman, G.N., Ferziger, J.H. and Spalart, P.R., "Direct simulation of the stably stratified turbulent Ekman layer", *J. Fluid Mech.*, **244** (1992), pp. 677-712.
3. Yamamoto, G., Yasuda, N. and Shimanuki A., "Effect of thermal stratification on the Ekman layer", *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**(1968), pp. 442-455.
4. Stull, R.B., "An introduction to boundary layer meteorology", Kluwer, (1988).