九州大学学術情報リポジトリ
Kyushu University Institutional Repository

Wind Tunnel Study of Atmospheric Stable Boundary Layers Over a Rough Surface

OHYA, Yuji
Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

Karasudani, Takashi
Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

Uchida, Takanori
Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

Sugitani, Kenichiro
Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University

他

https://doi.org/10.15017/6767934

出版情報：九州大学応用力学研究所所報. 119, pp.103-118, 2000-09. Research Institute for Applied Mechanics, Kyushu University
バージョン：
権利関係：

KYUSHU UNIVERSITY

粗面上に発達した大気安定境界層に関する風洞実験

大屋裕二[*1]，烏谷　隆[*1]，内田孝紀[*1]，杉谷賢一郎[*1]，
渡辺公彦[*1]，深町信尊[*1]

(2000年6月30日受理)

Wind Tunnel Study of Atmospheric Stable Boundary Layers Over a Rough Surface

Yuji Ohya, Takashi Karasudani, Takanori Uchida, Kenichiro Sugitani,
Kimihiko Watanabe and Nobutaka Fukamachi
E-mail of corresponding author: *ohya@riam.kyushu-u.ac.jp*

Abstract

Wind tunnel simulation of the atmospheric stable boundary layers (SBL) developed over a rough surface was conducted by using a thermally stratified wind tunnel of Research Institute for Applied Mechanics (RIAM), Kyushu University. The present experiment is a continuation of the work carried out in a wind tunnel of Colorado State University, where the SBL flows were developed over a smooth surface. Stably stratified flows were created by heating the wind tunnel airflow to a temperature of about 40-50℃ and by cooling the test-section floor to a surface temperature of about 10℃. To simulate the rough surface, a chain roughness was placed over the test-section floor. We have investigated the buoyancy effect on the turbulent boundary layers developed over a rough surface for a wide range of stability, particularly focusing on the turbulence structure and transport process in the very stable boundary layers. The present experimental results broadly confirm the results obtained in the CSU experiment with smooth surface and emphasizes the following features: the vertical profiles of turbulence statistics exhibit different behavior in two distinct stability regimes of the SBL flows with weak and strong stability, corresponding to the difference in the vertical profiles of the local Richardson number. The two regimes are separated by the critical Richardson number. The magnitudes in turbulence intensities and turbulent fluxes for the weak stability regime are much greater than those of the CSU experiments because of the greater surface roughness. For the very stable boundary layers, the turbulent fluxes of momentum and heat tend to vanish and wave-like motions due to the Kelvin- Helmholtz instability and the rolling up and breaking of those waves can be observed. Furthermore, the appearance of internal gravity waves is suggested from cross-spectrum analyses.

Key words: Stable boundary layer, Wind tunnel experiment, Thermal stratification, Turbulence structure, Wavy motion

List of symbols

f	frequency
g	acceleration due to gravity
K_m	eddy diffusivity for momentum $(= -\overline{uw}/(\partial U/\partial z))$
K_h	eddy diffusivity for heat $(= -\overline{w\theta}/(\partial \Theta/\partial z))$
L	Monin-Obukhov length $(= -u_*^3 \Theta_b/\kappa g Q_s)$
N_{BV}	Brunt-Vaisala frequency $(=((g/\Theta)\cdot(\partial \Theta/\partial z))^{1/2})$
Q_s	surface heat flux $(= (\overline{w\theta})_s - \alpha(\partial \Theta/\partial z)_s)$

*1 九州大学応用力学研究所

Re_δ	Reynolds number based on δ $(= U_\infty \delta / \nu)$
Ri_δ	bulk Richardson number $(= g\delta\Delta\Theta / \Theta_0 U_\infty^2)$
Ri	local gradient Richardson number $(= (g/\Theta)\cdot(\partial\Theta/\partial z)/(\partial U/\partial z)^2))$
U_∞	ambient velocity
U, W	mean velocity components in x, z direction
u, w	fluctuating velocity components in x, z direction
u_*	friction velocity $(= (\tau_s/\rho)^{1/2})$
$\overline{uw}$	vertical turbulent momentum flux
$\overline{u\theta}$, $\overline{w\theta}$	horizontal and vertical turbulent heat flux
z_0	roughness length
α	coefficient of thermal diffusivity
δ, δ_θ	momentum and thermal boundary layer thickness
κ	Karman's constant (= 0.4)
μ, υ	coefficients of dynamic and kinematic viscosity
Θ	mean temperature
Θ_∞	temperature of ambient air
Θ_s	temperature of cooled floor
$\Delta\Theta$	temperature difference$(=\Theta_\infty - \Theta_s)$
Θ_0	average absolute temperature in boundary layer
Θ_b	absolute air temperature near surface
θ	fluctuating temperature
θ_*	friction temperature $(= -Q_s/u_*)$
ρ	mean mass density of the air
σ_u	r.m.s. value of u-fluctuation
σ_w	r.m.s. value of w-fluctuation
σ_θ	r.m.s. value of θ-fluctuation
τ_s	surface shear stress $(= -\rho(\overline{uw})_s + \mu(\partial U/\partial z)_s)$
ϕ	phase angle

1．はじめに

大気境界層に現れる成層流は，その安定度に依存して，活発な対流を示す昼間の対流境界層，弱く散発的な乱れを伴った静的に安定な夜間の安定境界層，および強風時の中立成層に大別される．これらはそれぞれ特徴的な境界層構造，乱流輸送特性を有する．特に安定成層した大気境界層（安定境界層）は，内部波の発生，乱流の局在化，間欠化、あるいは層流化が様々な状況で現れ，また地形の影響を非常に受け易いなどの特徴がある．このような現象の非定常性，複雑性のため，広範囲の安定度に対する安定境界層の構造および乱流特性については十分な理解が得られておらず、明確な物理モデルは未だ確立されていない（Caughey, 1982[1]；横山, 1984[2]；植田, 1984[3]；Stull, 1988[4]；Derbyshire, 1990[5]；Mahrt et al. 1998[6], ；Mahrt,1999[7]).

夜間の安定境界層に関する野外観測は，大気の定常性および水平一様性の条件を得るのが非常に困難で，昼間の対流境界層に比較して報告例は少ない．しかし，Caughey (1982)[1], Stull (1988)[4], Mahrt (1999)[7] などの安定境界層に対する包括的なレビューには数々の貴重な観測結果が報告されている．今，境界層全体の安定度をバルクリチャードソン数 Ri_δ (最大風速を示す境界層高さ，あるいは各研究者によって定義された安定境界層高さ，およびその間の風速差と温度差で定義，記号リスト参照）で判断すると，Caughey et al. (1979)[8] (Ri_δ 数は約0.14程度)，Garratt (1982)[9]，Nieuwstadt (1984a)[10] (Ri_δ 数は約0.16程度)，Sorbjan(1988)[11]，Lenschow et al. (1988)[12](Ri_δ 数は約0.13～0.18程度)，近藤ら(1991)[13] (Ri_δ 数は約0.26程度)，Derbyshire (1995)[14] などは，乱流状態が卓越した比較的弱い，あるいは中程度の安定度の観測例であり，速度および温度変動の分散，運動量および熱フラックスの鉛直分布などが報告されている．これらの乱流統計量は適切なスケーリングにより無次元化し安定度に対して整理すると，互いに類似なある程度まとまった相関曲線を示す(竹内, 1997[15])．すなわち，水平方向に一様で連続な乱流状態を呈する弱い安定度の安定境界層に関しては，接地層におけるモニン・オブコフ相似則 (M-O 則)，より上空の安定境界層でM-O 則の拡大形となる局所相似則，その極限として z - less 成層が成立し(Holtslag and Nieuwstadt, 1986[16])，これらの境界層モデリングにより，各種の乱流統計量の鉛直分布を予測可能としている(Nieuwstadt, 1984a[10], 1984b[17]; Derbyshire, 1990[5])．

一方，強い安定度では，Yamamoto et al. (1979)[18], Mahrt et al. (1979)[19] (Ri_δ 数は約0.26～0.34程度)，Finnigan and Einaudi (1981)[20]，Ueda et al. (1981)[21] (Ri_δ 数は約0.32～0.68程度)，Andre and Mahrt (1982)[22] (Ri_δ 数は約0.5程度)，De Baas and Driedonks (1985)[23] (Ri_δ 数は約0.4程度)，Coulter (1990)[24], Smedman et al. (1997)[25](Ri_δ 数は約0.5程度) などの報告がある．非常に強い安定度の観測例では，Caughey and Readings (1975)[26]，横山ら(1980[27], 1983[28])，花房(1984)[29]，Finnigan et al. (1984)[30]，Hunt et al. (1985)[31]，Mahrt (1985)[32]，Smedman (1988)[33]において大気中の内部波の発生が示されている．

Finnigan and Einaudi (1981)[20] は分散，フラックスの鉛直分布に対して内部波と乱流成分の寄与を区別して示している．Kondo et al. (1978)[31] の観測結果においては，局所リチャードソン数Riが大きくなると間欠的な乱れの発生が見られる．また地表面のすぐ上の大気層では十分に乱流状態であるが，高さ4.4mの位置ではKelvin-Helmholtz 波のような波状運動が記録され，これらの破砕と混合による逆勾配拡散が見られる．Ueda et al.(1981)[21]の夜間境界層の観測では，接地層とそれより上空の大気層では乱流特性の大きな違いが見られ，接地層上空では乱流拡散係数の比 K_h/K_mが非常に小さな値となっている．Smedman (1988)[33]の観測でも安定境界層内で鉛直２層構造を呈し，地面に接する低層部では十分乱流状態で，より上層部では波と乱れが混在して熱フラックスの逆勾配拡散が示唆されている．また，強安定の夜間境界層に関する Coulter (1990)[24]の報告では，ある程度周期的（約60分間隔）に発生する強い乱れが観測され，この乱れはシアーインスタビリティによるKelvin-Helmholtz波（約２分周期）の発生とその破砕に関連して引き起こされていると述べている．Smedman et al. (1997)[25]は，海面上の大気境界層において強安定時に非常に小さな運動量フラックス，熱フラックスの観測結果を報告している．Mahrt (1999)[7]は，強安定境界層に関するレビューにおいて，地表面から離れたある高さで乱れの極大値が現れることに注目し，これは低層ジェット，内部波などによる速度シアーに関連していると示唆している．また，強安定境界層では通常の相似理論，伝統的な概念は破綻するとして境界層モデリングの困難性を指摘している．このように様々な観測結果が報告されているが強安定境界層に関する統一的理解は未だ確立していない（Mahrt, 1999[7]）．しかし，最近，夜間天気予報の向上など気象学上の要請はもとより，大気汚染物質の集中など大気環境問題に関連して，強安定状態の地表面，海表面に近い大気の乱流特性に注目が集まっている．

野外観測の困難さに対し，大気境界層研究における室内実験の役割の重要性が実験設備の充実とともに指摘されている（植田, 1984[3]；Meroney, 1990[35]）．すなわち，不確定要素をなるべく排除し，十分に制御された気流を有する室内実験で成層乱流境界層の本質を明らかにしようとする試みがなされてきた．安定境界層に関する室内実験としては，Arya and Plate (1969)[36]，Nicholl (1970)[37]，Arya (1975)[38]，加藤 (1981)[39]，Piat and Hopfinger (1981)[40]，佐藤ら(1984)[41]，Ogawa et al. (1985)[42] などが温度成層した乱流境界層を風洞内に生成し，乱流特性に対する安定成層の効果を調べている．また，Komori et al. (1983)[43]は開水路内の安定成層流中で乱流構造に及ぼす浮力効果を調べている．しかし，これらの中で安定度に対する乱流特性の変化を系統的に調べたのは，Arya and Plate (1969)[36]，Arya (1975)[38]，Ogawa et al. (1985)[42]，Komori et al. (1983)[43] に過ぎず，また，そのほとんどが弱い安定度の実験，すなわち，中立流からRi_δ数が 0.27 以下の中程度の安定度までの実験であり，強い安定度における乱流境界層の構造，輸送特性は室内実験においても未だ十分に明らかにされていない．

最近、著者の一人はコロラド州立大学の気象風洞を用いて滑らかな平面上に発達する乱流境界層に対し、Ri_δ =0～1.33に亘る広範囲の安定成層の効果を調べた(Ohya et al., 1997[44])．その結果，乱流特性に関し以下に挙げることが明らかになった．ｉ）速度，温度分散とともに，運動量フラックスおよび熱フラックスも安定度の増加とともにかなり減少し，強い安定度では境界層下層部でほぼゼロとなる．ii）安定境界層の乱流特性は弱い安定度(Ri_δ =0.12, 0.20のケース)，および強い安定度(Ri_δ =0.39, 0.47, 1.33のケース)の二つのグループに分けられる．iii）強い安定度と弱い安定度の成層流グループにおける乱流特性の違いは，それらの局所勾配リチャードソン数Riの鉛直分布の違いと対応している．すなわち，臨界リチャードソン数 (Ri_{cr}～0.25) を境界として，強安定グループはRi_{cr}より大きなRi側に，弱安定グループはRi_{cr}より小さなRi側に分布している．iv）各種の乱流統計量は局所勾配リチャードソン数 Ri によって一本の相関曲線にまとめられる．

本研究はこれに引き続く第２報として、安定成層した野外の大気乱流境界層をより実際的に再現するために，風洞測定部入口に乱流促進体を置き，続く測定部床面にチェーンを敷きつめて粗面上に発達する厚い乱流境界層を生成し、これに対する広範囲の安定度の成層効果を調べた．本研究の目的は，最初に，滑らかな平面上の安定境界層で得られた上記特性ｉ）～iv）が粗面上の安定境界層においても再現されるかどうかを温度成層風洞を用いて検討する．次に，特に強い安定度の乱流境界層について運動量、熱の鉛直輸送特性を調べ，乱流と波動との混在に着目してその乱流構造を吟味する．以上より，これらの結果が野外観測より得られている安定境界層の特性をどれだけ再現できるのか検討し，特に強安定状態における安定境界層の理解に対して室内実験の立場からの寄与を目指す．

２．実験装置および方法

２.１　温度成層風洞

実験風洞は九州大学応用力学研究所の温度成層風洞(Ohya et al., 1996[45]) を用いた．この風洞は開放型の吸い込み式で測定部は幅1.5m×高さ1.2m×長さ13.5mを有する．測定部内に様々な温度成層流を生成するために気流加熱装置と床面温度制御装置が設備されている．気流加熱装置は測定部のすぐ上流部に設置され，その内部は高さ3cm間隔の水平仕切り板で上下40層に分割されて

いる．各層における気流温度は2本の棒ヒーターおよび下流の白金測温体を用いてPID制御でフィードバックコントロールが可能である．これにより様々な鉛直温度分布を精度良く生成できる．気流加熱装置の下流にはハニカム及び整流用金網が2枚設置され，低乱の気流（風速1m/s時，主流方向の乱れ強さは0.4%程度）が供給される．測定部の床面には幅が1.5m，長さ1mの単位パネルを10枚敷き詰めており，そこへ冷水あるいは温水を供給することによって4～80℃の表面温度を各単位パネルで独立に制御することが可能である．パネル上部は厚さ2.5cmのアルミ板が置かれ，単位パネル内で一様な温度が得られるようになっている．測定部内は二次流の発生を避け安定で一様な温度成層流が生成されるように2重壁構造としている．

2.2　実験方法

今回の安定成層した乱流境界層実験では，流入する気流の温度をΘ_∞=40～50℃程度に加熱し，床面温度をΘ_S=10℃前後に冷却した．風速をU_∞= 0.7～1.9m/sに設定し，測定部入口付近に5cm高さの2次元フェンスを置き，その下流8.5mの範囲に20cm間隔で線径3mmのチェーンを敷き詰めて粗面状態にし厚い乱流境界層を生成している．主としてブロックから9m下流位置のスパン中央での乱流境界層特性を評価した．第1図に本実験の概略図を示す．実験は第1表に示すように中立流1ケース(N1)，安定成層流8ケース（S1～S8)で行い、境界層厚さδ(=40～50cm程度)を代表長さにとって，レイノルズ数はRe_δ= (2.0 ～5.3) x 10^4 およびバルクリチャードソン数はRi_δ = 0 ～1.17の範囲である。

2.3　流れの計測法と可視化

速度の測定にはx型の熱線プローブ(Dantec 55P61)と熱線流速計(Dantec 56C17)を使用し，温度の測定には冷線プローブ(Dantec 55P05)と抵抗温度計(Dantec 55M20)を用いた．また，気流速度のモニターや較正に必要な速度の基準値の測定には超音波風速計(Kaijo DA-600)を用い，温度の基準値の測定，気流温度および床面温度のモニターにはCA(クロメルーアルメル)熱電対温度計を用いた．熱線プローブは風速だけでなく温度に対しても応答性があるため，正しい速度変動を評価するためには温度変動による寄与分を正確に補償しなくてはならない．本実験では以下に示す較正式に基づいて速度を評価した（大屋ら，1996).

$$E^2 = (A+B\cdot U_{eff}^{m})(\Theta_w-\Theta)\,, \qquad (1)$$

$$\text{ただし，}\ U_{eff} = U(\cos^2\phi + k^2\sin^2\phi)^{0.5} \qquad (2)$$

ここでEは熱線の出力電圧，Θ_wは熱線温度，Θは気流温度，kは熱線のyaw係数である．A, BはΘの一次関数，mは0.5あるいはΘの関数としている．較正は温度成層風洞用に開発した較正装置（Ohya and Fukamachi, 1997[46]）を用いた．この装置は較正用の気流速度，気流温度が容易に設定でき，較正風速は耐熱センサーを装着した超音波風速計を用いて気流温度に依存せず精度良く計測できる．乱流諸量の鉛直分布はコンピューターと連動したトラバース装置を用いて測定した．得られたデータは200Hzのローパスフィルターを通した後，500Hzのサンプリング周波数で12ビットのA/D変換を行い，コンピューターにより統計解析した．各測定点で速度，温度のデータ数はそれぞれ50000個で約100秒間の計測時間である．

流れの可視化は煙発生装置を用いた方法とスモークワイヤー法の2通りの方法で行った．前者の方法では，煙発生装置によって生成された煙は風洞の空気取り込み口の最下方位置に固定されたノズルから排出され，気流加熱装置を通して測定部内へ導入された．一方，スモークワイヤー法においては，床面に平行に高さを変えて配線された13本のスモークワイヤーを測定部入口から8mの断面位置に固定した．照明装置としては風洞の上部に固定された6～9台の1kWプロジェクター及び測定部出口のすぐ下流部に置かれた3台のプロジェクターを用いた．また，カメラには焦点距離が24mm，絞り2の広角レンズを用い，露出時間は1/125秒で撮影を行った．

3．実験結果

3.1　境界層厚さ，床面での摩擦応力，およびモニン・オブコフ長さ

乱流特性の鉛直分布を測定した位置はx=9 mとしたので乱流境界層は十分発達し，主流方向および断面一様性は満足している．今回の実験では温度境界層厚さδ_θはどのケースにおいても速度境界層厚さδとほぼ同じ大きさであった．各実験ケースの風速U_∞，レイノルズ数Re_δ，バルクリチャードソン数Ri_δ，境界層厚さδ，温度差$\Delta\Theta$(=Θ_∞-Θ_S)，摩擦速度u_*，およびモニン・オブコフ長さL等は第1表に示す通りとなった．それぞれの定義は記号リストに与えている．ただし，zは鉛直上向きを正としている．

本実験では測定部床面にチェーンを敷き詰めて粗面上の乱流境界層を発達させたが，中立流ケースN1での粗度長はz_0 = 0.55 x 10^{-3} mであった．第1表において外部流速U_∞で無次元化した摩擦速度u_*/U_∞をみると，本実験の粗面上の中立流ケースN1では，滑面上の中立流ケース（u_*/U_∞=0.04, Ohya et al., 1997[44]）に比べ約35%程度大きい．これ以降では，先に同様な実験を滑面上について行った安定境界層の実験結果（Ohya et al, 1997[44]）を“滑面ケース”と呼ぶ．同様に成層流ケース(S1～S8)のu_*/U_∞でも，滑面ケースに比べ全体的

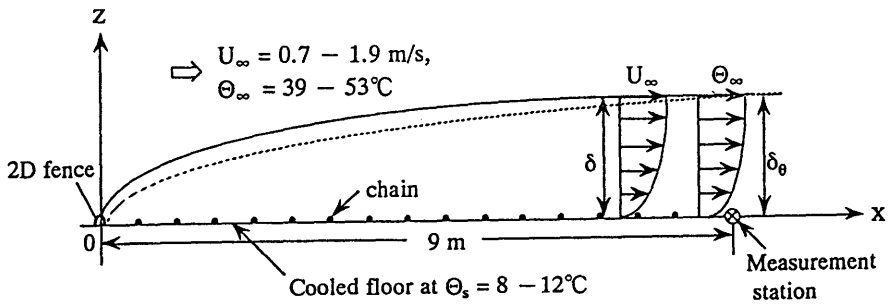

Fig. 1. Experimental arrangement.

Exp. case	N1	S1	S2	S3	S4	S5	S6	S7	S8
U_∞(m s^{-1})	1.76	1.83	1.53	1.29	1.25	1.01	0.81	0.91	0.76
Re_δ	53000	50600	42600	35300	34700	28000	20100	23700	24200
Ri_δ	0	0.12	0.16	0.24	0.27	0.40	0.58	0.74	1.31
δ ($\fallingdotseq \delta_\theta$)(m)	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.45	0.40	0.45	0.55
$\Delta\Theta$ (℃)	0	27.4	26.6	27.4	29.4	28.7	30.0	43.3	44.1
u_*/U_∞	0.054	0.043	0.041	0.035	0.030	—	—	—	—
$\theta_*/\Delta\Theta$	0	0.026	0.023	0.023	0.017	—	—	—	—
u_*(m s^{-1})	0.095	0.078	0.063	0.044	0.038	—	—	—	—
θ_*(℃)	0	0.71	0.60	0.64	0.50	—	—	—	—
Q_s(℃ m s^{-1})	0	-0.055	-0.038	-0.028	-0.019	—	—	—	—
L (m)	∞	0.64	0.49	0.23	0.22	—	—	—	—
Θ_b(℃)	—	24.2	20.5	19.2	21.7	18.5	19.0	18.8	18.9
Θ_s(℃)	—	12.0	12.2	11.3	10.6	10.8	9.6	8.4	8.0
Θ_0(℃)	—	35.5	34.3	33.9	34.9	34.3	34.3	40.9	40.7
Symbol	●—	—×—	—⊞—	—⊠—	—□—	—◇—	—▽—	—△—	—○—

Table 1. Experimental conditions of neutral (case N1) and stable boundary layers (cases S1 - S8).

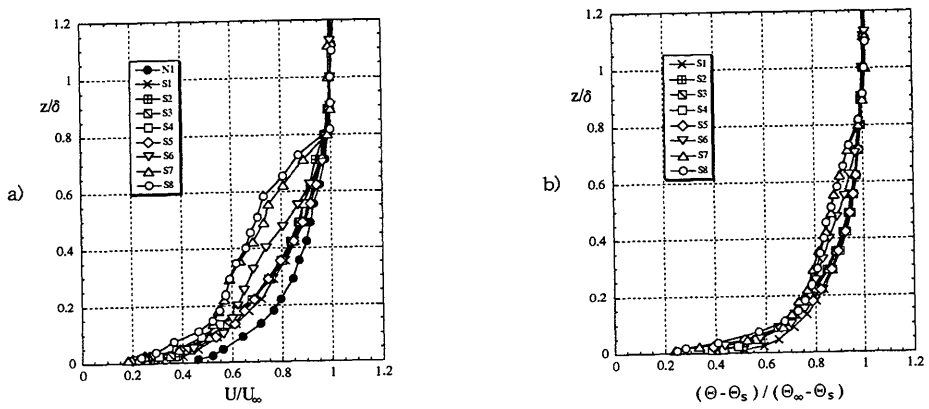

Fig. 2. Vertical profiles of the mean velocity and temperature. a) Streamwise velocity U, b) Temperature Θ.

により大きな値を示す．しかし，Ri_δ数に依存する傾向は滑面ケースと同様で，安定度が強くなるにつれその値が小さくなっている．ここで注意すべきことは，次節の第４図(ａ)に見られるように，強い安定度の成層流ケース (S5～S8) の場合，運動量フラックス$\overline{uw}$は床面近くでほとんどゼロとなり，u_*の値は分子粘性$\mu(\partial U/\partial z)_S$による寄与がほとんどであった(第１表には示していない)．モニン・オブコフ長さ L は明らかに安定度の増加とともに小さくなっている．ケース(S5～S8)の強い安定度ではモニン・オブコフ長さLを評価するのは困難である．この理由は上に述べたように各乱流フラックスが床面近くでほとんどゼロとなるからである．また，本論文には報告していないが，中立流のU_∞=1.0m/s（Re_δ = 3.0 x 10^4)でも同様な計測を行った．この乱流特性の無次元化した結果は次節に示すU_∞=1.76m/s（ケースN1）の結果とほぼ同様となり，本実験の範囲ではレイノルズ数の影響は無視できるものと考える．

3.2 乱流特性値の鉛直分布

平均風速，平均温度，速度および温度変動強さ，鉛直運動量フラックス$\overline{uw}$，水平熱フラックス$\overline{u\theta}$，および鉛直熱フラックス$\overline{w\theta}$に対し，外部流速U_∞および温度差$\Delta\Theta$を用いて正規化し，それらの鉛直分布を第２図から第４図に示す．縦軸のｚ方向高さもそれぞれのケースでの境界層厚さδ(第１表)で正規化している．

第２図(a)の平均速度では，安定度の増加に伴い境界層全体で低速化し，特に強い安定度のケースS6-S8においては速度欠損の部分が大きくなっているのがわかる．第２図(b)の平均温度においては，安定度の増加とともに境界層全体でわずかながら低温化している．ここで注意しておきたいのは，本実験における温度の鉛直分布は，Ohya et al. (1997) (滑面ケース)と同様に典型的な安定境界層タイプ，すなわち，下に凸のいわゆる"polynomial"タイプ (Stull, 1988[4]) の鉛直分布ということである．

第３図(a-c)の速度，温度変動強さ(無次元化した標準偏差)の鉛直分布においては，滑面ケースと同様に境界層の下半分において明らかな違いが見られる．弱い安定度のケース(S1～S4)では，ｕ変動（第３図a)，ｗ変動(第３図b)，θ変動（第３図c）のいづれにおいても，安定度の増加とともに少しづつ変動強さは小さくなっている．これは風洞実験ではArya(1975)[38]，Ohya et al. (1997)[44](滑面ケース)の結果と同様である．これらの弱安定ケースの鉛直分布を野外観測と比較すると，ｕ変動の鉛直分布は，Caughey et al. (1979)[8]，Nieuwstadt (1984a)[10]，Lenschow et al. (1988)[12]，Sorbjan (1988)[11]，Derbyshire (1995)[14] など，ほとんどの弱い安定度の観測結果と類似している．ｗ変動の鉛直分布では特に Derbyshire (1995)[14] の観測結果と良く似ている．温度変動の鉛直分布では観測結果によってかなり傾向が異なっている．本実験の結果は，上記のうち，Caughey et al. (1979)[8]，Lenschow et al. (1988)[12]，Sorbjan (1988)[11]に近い．温度変動強さの鉛直分布形状の違いは，主として平均温位の鉛直分布形状の違いに起因していると思われる（これについては異なる鉛直温度分布を有する安定境界層に関する風洞実験を実施中でこの報告の中で議論したい）．

一方，強い安定度のケース(S5～S8) の速度変動（第３図a, b)では，$z/\delta<0.5$の範囲で床面に近づくにつれ，急速に値が減少しゼロに近づいている．特に第３図(a)のｕ変動では，境界層中央部か，やや上層部で乱れ変動の極大が見られる（この理由については第３.９節で議論する)．この強安定の傾向は，野外観測結果ではFinnigan and Einaudi (1981)[20]のｕ，ｗ変動，横山ら(1983)[28]のｕ変動，Mahrt (1985)[32]のｗ変動，De Baas and Driedonks (1985)[23]のw変動，θ変動，および Coulter (1990)[24] のw変動について同様な鉛直分布が見られる．以上より，第３図(a-c)の速度，温度変動強さの鉛直分布で注目すべきことは，鉛直分布特性が弱安定と強安定の二つのグループに分かれる傾向が見い出せることである．また，安定成層はまずｗ変動を抑制するが乱流運動エネルギーの収支バランスからｕ変動および温度変動も同様に減少させていることである．

第４図(a)の鉛直運動量フラックス$\overline{uw}$の分布では，成層流ケースの場合、$z/\delta<0.6$で中立流に比べ大きく低減化し，更に強安定のケース(S5～S8) のグループでは，$z/\delta<0.2$でほとんどゼロとなっている．このように成層流ケースの$\overline{uw}$鉛直分布の傾向も，強安定と弱安定の二つのグループに分けられる．弱い安定度のケース(S1～S4) の$\overline{uw}$鉛直分布の傾向は，Caughey et al.(1979)[8]，Nieuwstadt (1984a)[10]，Lenschow et al. (1988)[12]，Sorbjan (1988)[11]，Derbyshire (1995)[14] など，ほとんどの弱安定の観測結果と類似している．また，強い安定度のケース(S5～S8) の傾向は Yamamoto et al. (1979)[18] やFinnigan and Einaudi (1981)[20] の観測において同様な傾向が見られる．すなわち，地面近くと境界層上部でほとんどゼロになり，境界層のある高さで極大値を示すことが特徴である．第４図(b)の鉛直熱フラックス$\overline{w\theta}$の分布においても、成層流ケースに関し，二つのグループ化の傾向が明白である．弱安定のケース(S1～S4)の$\overline{w\theta}$の傾向はCaughey et al.(1979)[8]や Sorbjan (1988)[11]より，むしろMahrt et al.(1979)[19]，Garratt (1982)[9]，Nieuwstadt (1984a)[10]，Lenschow et al. (1988)[12] の観測結果に近い．すなわち，$\overline{w\theta}$は上方に向かってほぼリニヤーに減少する．強安定のケース(S5～S8)のグループは，$z/\delta<0.2$ではほとんどゼロとなるか，あるいはわずかに$\overline{w\theta}>0$となり逆勾配拡散の傾向を示している．特にケースS7やS8 の非常に強い安定度

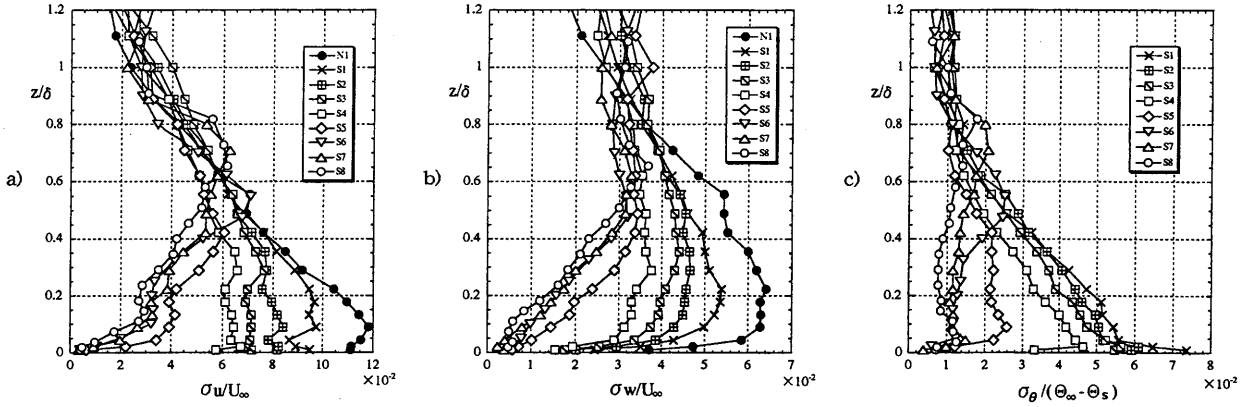

Fig. 3. Vertical profiles of the turbulence intensities (standard deviation). a) u-component velocity σ_u, b) w-component velocity σ_w, c) Temperature σ_θ

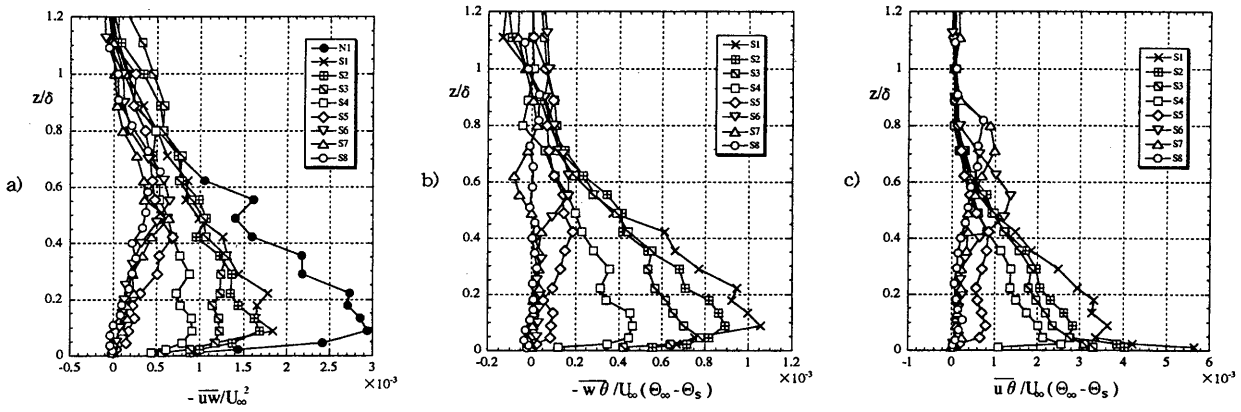

Fig. 4. Vertical profiles of the turbulent fluxes. a) Momentum flux $-\overline{uw}$, b) Vertical heat flux $-\overline{w\theta}$, c) Horizontal heat flux $\overline{u\theta}$.

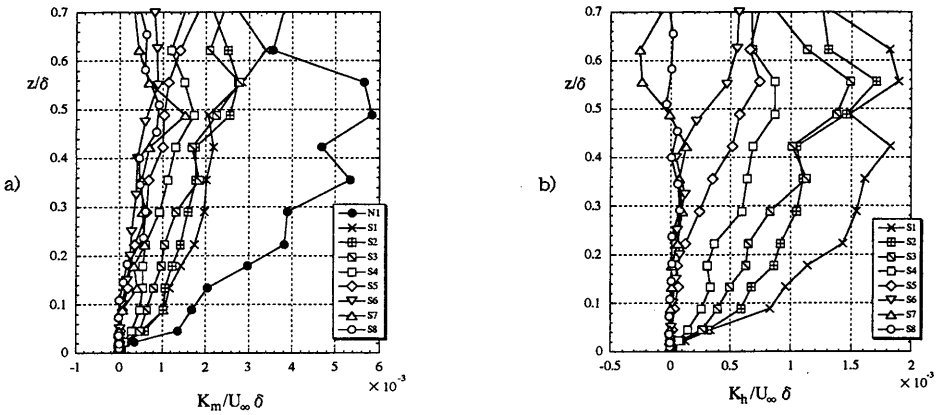

Fig. 5. Vertical profiles of the eddy diffusivities. a) Momentum eddy diffusivity $K_m/U_\infty\delta$, b) Heat eddy diffusivity $K_h/U_\infty\delta$.

では，境界層高さ全体で$\overline{w\theta}$はほとんどゼロに近い値となった．第4図(c)の水平熱フラックス$\overline{u\theta}$の分布でも，$z/\delta<0.4$の範囲で二つのグループの傾向が明確に分かれている．以上，粗面上の安定境界層に関する本実験の乱流フラックス鉛直分布は，同様な鉛直温度分布を有する滑面上の安定境界層（滑面ケース，Ohya et al., 1997[44]）に比べ，全体的により大きなフラックス値を示すが（特に弱安定のグループについて），様々な傾向は全く同様である．

第5図(a, b)は運動量と熱の無次元化された乱流拡散係数K_m, K_hの鉛直分布を示す．高さに対するK_m, K_hの変化は安定度の増加とともに小さくなり，値自体も小さくなっている．第4図(a-c)の結果と同様に滑面ケース(Ohya et al., 1997[44])と比較すると全体的により大きな値である（特に弱安定グループについて）．注意すべきことは，強い成層度のグループ(S5～S8)に関して，第4図(a, b)の結果から分かるように$z/\delta<0.2$の範囲でK_m, K_hともにほぼゼロとなることである．特に第5図(b)のケースS7やS8では，第4図(b)の$\overline{w\theta}$の鉛直分布と対応して，K_hは境界層高さ全体でほぼゼロとなる．

3.3 局所勾配リチャードソン数Riの鉛直分布

第3図および第4図に示した安定成層した境界層流の結果に関して，その乱流特性は弱い安定度と強い安定度の二つのグループに分かれる明確な傾向がある．この理由を調べるために滑面ケース(Ohya et al., 1997[44])と同様に各ケースの局所勾配リチャードソン数Riの鉛直分布を第6図に示した．第6図における縦の破線は安定成層流の線形理論から予測される乱流，非乱流を区別する指標となる臨界リチャードソン数(Ri_{cr}～0.25)を示す．これから分かるように境界層のおよそ下半分($z/\delta<0.5$)において，弱い安定度の成層流グループはRi_{cr}より小さな値となり，強い安定度のグループはRi_{cr}より大きな値となっている．すなわち，粗面上に発達した安定成層流における二つのグループ化の傾向，ケース(S1～S4)の$Ri_\delta=0$～0.27の弱安定のグループとケース(S5～S8)の$Ri_\delta=0.40$～1.17の強安定グループは，滑面ケースと同様にRi数の鉛直分布に関して，Ri_{cr}を境界とする大小関係と対応していることが明らかである．

3.4 乱流統計量の局所リチャードソン数による相関

第6図から示唆されるようにRi数は成層流の乱流統計量を相関づけるための重要なパラメータとなることが期待される．しかし，境界層の底面および上部近くでは乱流諸量およびRi自身も大きく変化し，かつRi数を正確に評価するのは困難である．このため，$0.1<z/\delta<0.5$の範囲で得られた乱流統計値に対しRi数を用いた相関性の検討を試みた．その結果を熱と運動量に関する乱流拡散係数の比K_h/K_m（乱流プラントル数の逆数）について示したのが第7図である．この傾向は野外観測におけるKondo et al.(1978)[31]の結果とよく一致していることが分かる．Ueda et al.(1981)[21]の夜間低層大気の観測例でも類似な傾向が報告されている．また，第7図において破線で示す観測値それ自身も実際は大きくばらついていることを付記しておく．

第8図(a-h)に他の主な乱流統計量についてRiに対する変化を示している．滑面ケース(Ohya et al. 1997[44])の場合と同様，いづれもRiに関する一本の曲線上によく相関づけられる．このように安定成層状態にある境界層流の乱流特性値は，床面が滑面あるいは粗面を問わず，Ri数をパラメータとして用いると高い相関を示すことが分かる．

3.5 スペクトル解析

各安定度の境界層流でどのようなスケールの乱流成分が卓越するかを調べるために自己回帰法を用いてu，w，θ変動のスペクトル解析を行った．第9図は無次元周波数$f\delta/U$に対する正規化されたu，θ変動のパワースペクトルを示している．ここでUは局所平均風速である．第9図(a)は高さz/δ～0.1付近のu変動に関し，ケース(S1～S8)のすべての成層流のスペクトルを比較して示している．この図より，強い安定度のグループ(S5～S8)のケースは低い周波数でパワーのピークを示し，弱い安定度のケース(S1～S4)は高い周波数でピークを示していることが分かる．このように安定度による二つのグループ化がスペクトルにも反映されいることが分かる．この傾向はwおよびθ変動のスペクトルでも同様に見出された．

第9図(b)は弱い安定度のグループ(S1～S4)を代表して，ケースS2について境界層内の5つの高さで得られたθ変動スペクトルを示している．この場合には，各スペクトルのピークは高さが増すにつれ徐々に低周波数側へ移行していることが分かる．一方，第9図(c)は強い安定度のグループ(S5～S8)を代表して，ケースS8の成層流について同様に5つの高さで解析したθ変動スペクトルである．境界層の下層部のスペクトルは上層部のスペクトルと異なり，低周波数域にパワーのピークがある．以上より，強い安定度と弱い安定度の成層流では，境界層下層部の乱流構造がかなり異なっていることが推測できる．

3.6 速度，温度変動，各種フラックスの時系列および結合確率密度

ここで3.5節のパワースペクトルとして解析されたw，θ変動，および各種フラックス変動の時系列を調べてみる．第10図(a-c)には弱い安定度のケースS2について示す．高さ$z/\delta=0.22$と0.62で得られたθ変動の時系

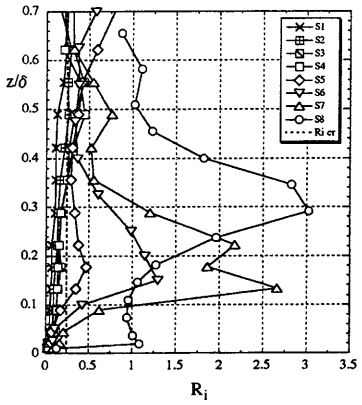

Fig. 6. Vertical profiles of the local gradient Richardson number R_I

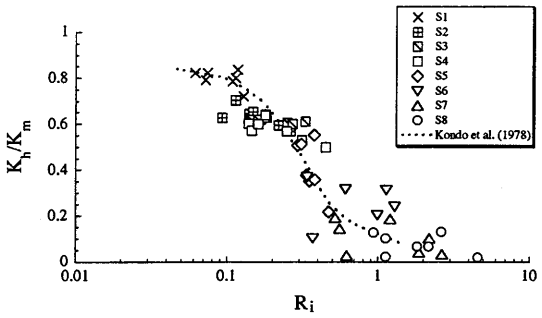

Fig. 7. Correlation of the ratio of heat and momentum eddy diffusivities K_m/K_h with the local gradient Richardson number R_I

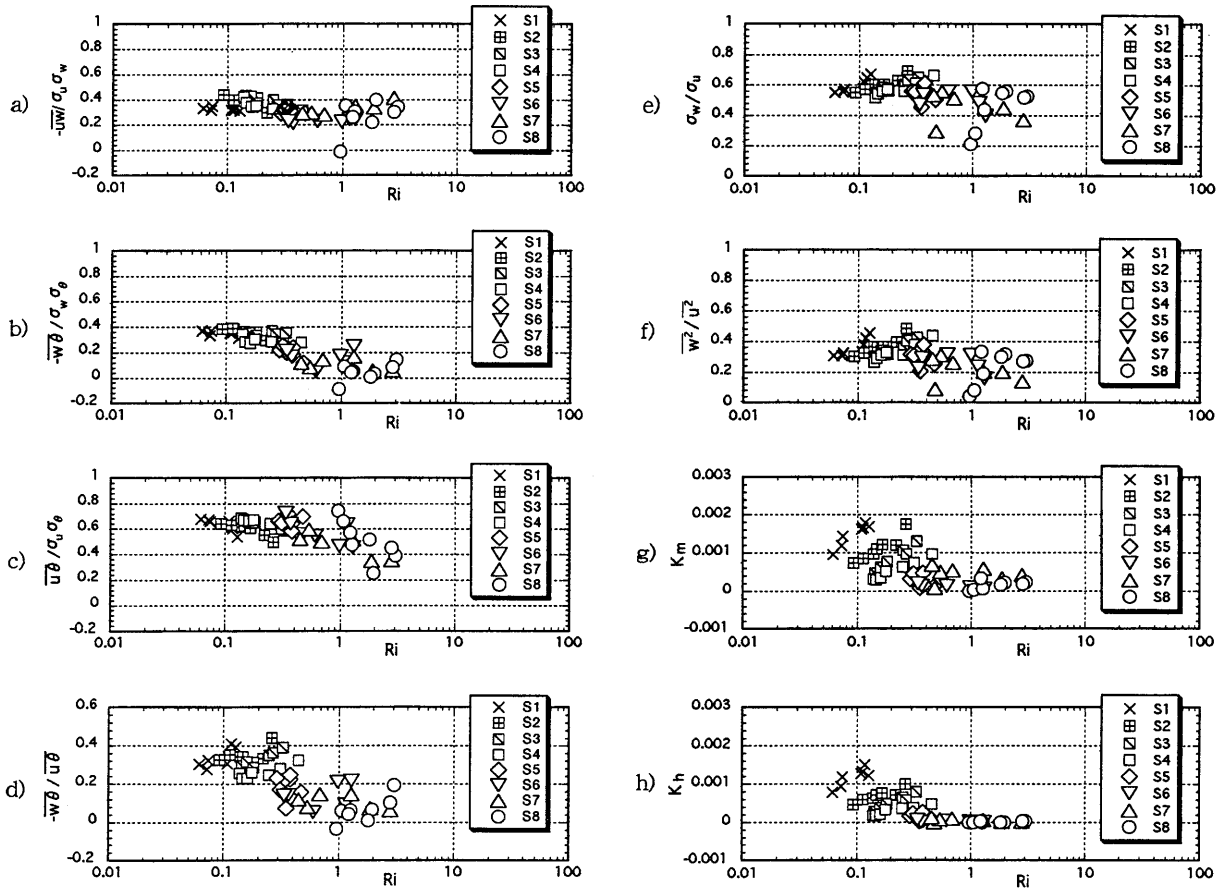

Fig. 8. Correlation of various turbulent quantities with the local gradient Richardson number R_I. a) vertical momentum flux, b) vertical heat flux, c) horizontal heat flux , d) ratio of vertical heat flux and horizontal heat flux, e) ratio of turbulence intensities, f) ratio of turbulence variences, g) momentum eddy diffusivity, h) heat eddy diffusivity.

列を第10図(a, b)に示す．第９図(b)のスペクトルと対応して高周波数の大きな振幅の変動が観察される．特徴的な傾向は第10図(b, c)に現れている．すなわち高さz=0.62では低温側(下向き)へのパルス的変動が数多く見られる(第10図b)．第10図(c)に示す水平熱フラックス$u\theta$の時系列では対応する時刻に大きな正の変動が生じており，これらは下層の低温で低速の流体塊が乱流混合で上昇する機構を反映している．

第10図(d-f)には強い安定度のケースS8について高さz/δ=0.18におけるw，θ変動とそのフラックス$w\theta$の時系列を示している．第９図(c)の低周波数でのスペクトルピークと対応して第10図(a)に比べかなり長周期の小さな振幅の変動になっている（第10図 d, e）．注目すべきことは第10図(f)に現れている鉛直熱フラックス$w\theta$の変動である．第４図(b)で示されたように$w\theta$の長時間の平均$\overline{w\theta}$はほとんどゼロの値を示す．しかし，実際はある程度大きな正，負の$w\theta$変動が数多く見られる．特に注目したいのは$w\theta>0$の変動である．顕著ないくつかの$w\theta>0$の波形（図中に黒，白の矢印で示している）についてそのw，θ変動を第10図(d, e)で見ると，(w，θ)の組み合わせが(正，正)（図中の白い矢印に対応），あるいは(負，負)（図中の黒い矢印に対応）の両方のケースが見られる．この$w\theta>0$となる逆勾配拡散はどのようなメカニズム，状況で生じているのであろうか．強安定状態の流れ構造，動態を明らかにしながらこれを次節以降で検討する．

第11図(a, b)にはw，θ変動の結合確率密度$P_{w,\theta}$を弱安定(ケースS2)と強安定(ケースS8)に関して二つの高さで示している．第11図(a)の弱安定のケースS2に関しては，時間平均で$\overline{w\theta}<0$となるように$P_{w,\theta}$は第２，第４象限に強い分布を持つ傾向を示している．一方，$\overline{w\theta}$がほとんどゼロに近い強安定のケースＳ８（第11図b）では，$P_{w,\theta}$は円形の分布を示しているのが特徴である．

3.7 クロススペクトル解析

二つの変動w，θのコヒーレンスおよび位相を調べる．弱安定のケースS2について，w，θ変動のクロススペクトル解析を境界層内の５つの高さで行い，そのコヒーレンスを第12図(a)，位相を第12図(b)に示す．ケースS2ではどの高さにおいても全周波数域で低いコヒーレンスとなり，位相もほとんど０に近い値となって発達した乱流状態を反映する．一方，第12図(c, d)には強安定のケースS8についてw，θ変動のコヒーレンスと位相をそれぞれ示している．ケースS2とは異なって特徴的な傾向が見られる．すなわち，z/δ= 0.11と0.18の高さでは特定の低周波数領域で高いコヒーレンスを示す．また，その周波数領域では$\pi/2$に近い位相を示す．このことは下層部のw変動とθ変動が長波長の波動的な運動に強く影響されていることを示唆する．Ri数の鉛直分布を示す第６図より，ケースS8の下層部では時間平均のRi数がほぼ１かそれ以上の値を有する非常に強安定な場であること，またブラントバイサラ周波数N_{BV}は$0<z/\delta<0.2$の範囲で0.2～1.0Hzの値を示すこと，同様に（θ，u）変動，（u，w）変動のクロススペクトル解析も行ったが，(w，θ)変動の解析結果と同じ低周波数領域で高いコヒーレンスを示し，それぞれの位相の和$\phi_{w\theta}+\phi_{\theta u}+\phi_{uw}$はゼロに近くなったこと(Caughey, 1982[1])，これらのことから，この長波長の波動的性質はおそらく内部重力波の発生に関連しているものと考えられる．しかし，野外観測で報告されているようなあるスペクトルギャップ(極小値）を挟んだダブルピーク構造（波動と乱れのサブレンジに分かれる構造，Caughey, 1982[1]）は，本実験のスペクトル解析（第９図ｃ）では見られなかったことを付記する．下層部で示唆された内部重力波は境界層の中層，上層においても存在するかも知れない．しかし，中，上層部では以下の節で説明するKelvin-Helmholtz波や乱流による変動のために明確には検出できない．

3.8 流れの可視化

第13図(a-c)には中立流も含め，４つの安定度における流れ場の可視化写真を示す．これはx= 8mの断面内に13本のスモークワイヤを高さを変えて水平に張り，そのストリークラインを可視化したものである．第13図(b)の弱い安定度のケースS2では，第13図(a)の中立流と同様に，境界層の下層部で激しい乱流混合が生じている様子が分かる．第13図(c)の強安定のケースS5では，床面に近い流れはほぼ層流的な流れになっているのが分かる．注目したいのは第13図(ｄ)の非常に強い安定度のケースS8である．境界層の下層部，中央部では，かなり規則的な波状運動と砕波に至るような巻き波が観察される．強い安定成層状態では浮力によって乱流が組織化されて波状運動に移行することが報告されている（Komori et al., 1983[43]；植田, 1984[3]）．すなわち，3.7節で示唆された内部重力波の発生によって，あるいはより直接的に鉛直方向の乱流混合が抑制される結果，局所的にまた間欠的に強い流速シアーが発生し，そのシアーが作る速度場により局所的にリチャードソン数が$Ri<Ri_{cr}$となる領域が発生する．そこでは部分的なシアーインスタビリティ(Kelvin-Helmholtz不安定）によって波状運動が発生し，引き続きその破砕が起こり得る．その結果，乱流混合が促進されると流速シアーは弱まり，再びRi数は大きくなり，乱流は抑制され層流状態に近くなる．そして再び流速シアーが局所的に強くなり不安定が発生する，というような一連のシナリオが繰り返される（Stull, 1988[4]；Coulter, 1990[24]；Mahrt, 1999[7]）．第13図(ｄ)はまさにこのような状態を映し出している流れ場と言える．

3.9 非常に強い安定境界層の流れ特性

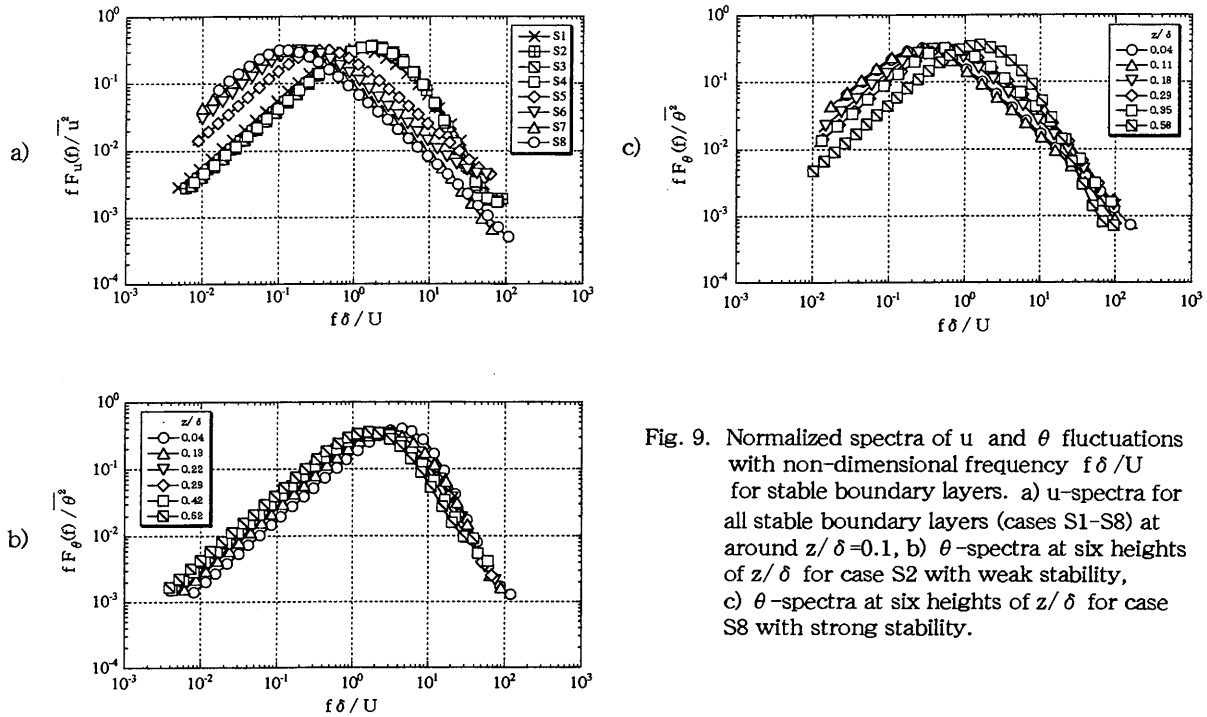

Fig. 9. Normalized spectra of u and θ fluctuations with non-dimensional frequency $f\delta/U$ for stable boundary layers. a) u-spectra for all stable boundary layers (cases S1-S8) at around $z/\delta=0.1$, b) θ-spectra at six heights of z/δ for case S2 with weak stability, c) θ-spectra at six heights of z/δ for case S8 with strong stability.

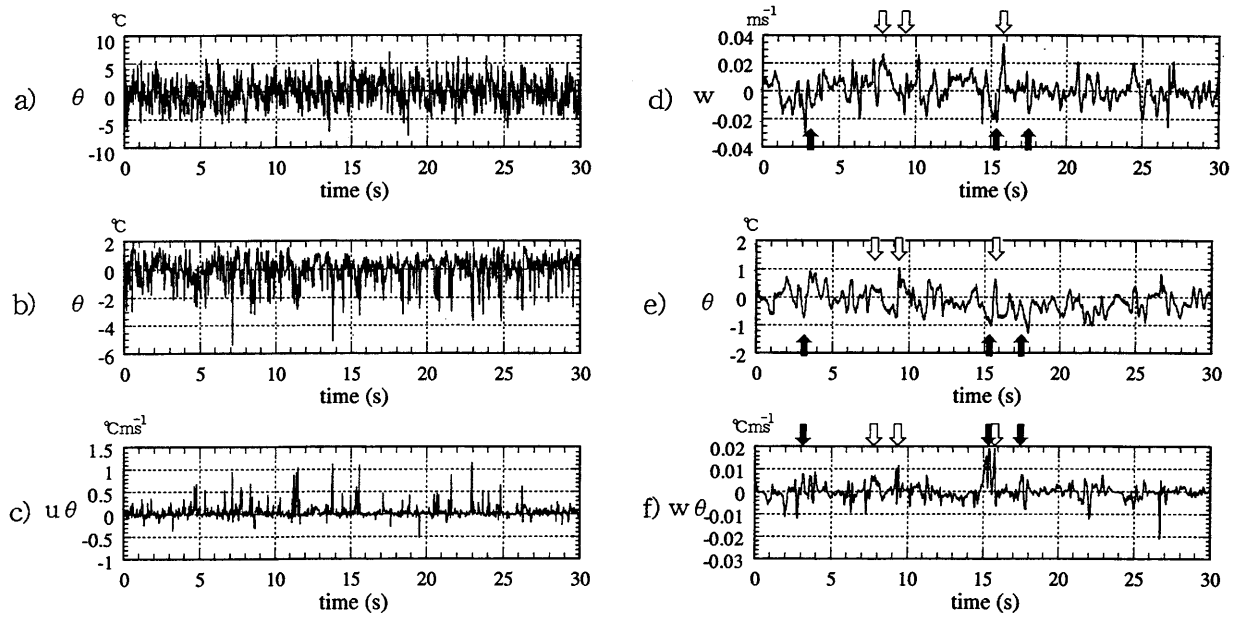

Fig. 10. Time histories of w, θ and turbulent flux fluctuations for the case S2 with weak stability and for the case S8 with strong stability. a) θ fluctuation at $z/\delta=0.22$ for case S2, b) θ fluctuation at $z/\delta=0.62$ for case S2, c) $u\theta$ fluctuation at $z/\delta=0.62$ for case S2, d) w fluctuation at $z/\delta=0.18$ for case S8, e) θ fluctuation at $z/\delta=0.18$ for case S8, f) $w\theta$ fluctuation at $z/\delta=0.18$ for case S8. Arrows indicate dominant peaks of $w\theta>0$, white arrows show ($w>0$ and $\theta>0$) combinations, black arrows show ($w<0$ and $\theta<0$) combinations.

3.2節から3.8節で得られた結果をもとに，この節では非常に強い安定境界層の流れの特性を議論する．第10図(d, e)のw，θの変動波形，および第13図(d)に示した床面近くの可視化された流れをみても分かるように，強安定境界層の最も低層部分，すなわち$z/\delta<0.2$の範囲では，非常に弱い速度，温度変動を示し，ほとんど層流に近い状態と言える．また3.7節で述べたように波長が1-2mの長波長の内部重力波の存在も示唆される．強安定境界層の$0.2<z/\delta<0.7$の低層部から中央部の範囲にかけては，高さが増すにつれ，より高い周波数のより強い速度変動が現れる．3.2節の第3図(a, b)の強安定グループ(S5～S8)に関して指摘したように，床表面から離れて境界層中央部に速度変動強さの極大値が現れる．この高さ範囲の速度変動は3.8節で説明したようにKelvin-Helmholtz波（K-H波）と引き続いて起こる乱流の発生によるものと思われる．また，速度変動の一部は，本実験での上流部で発生した乱れた渦が移流してきたものによることも考えられる．強安定境界層の上層部，$0.7<z/\delta$の範囲では，K-H波は発生し難くなり，上流からの弱い乱れた渦の移流があるように見える．3.2節で説明したように，地面から離れて上空で変動強さの極大を示すこの特異的な強安定の傾向は，野外観測結果ではFinnigan and Einaudi (1981)[20]のu変動，w変動，横山ら(1983)[28]のu変動，Mahrt (1985)[32]のw変動，De Baas and Driedonks (1985)[23]のw変動，θ変動，およびCoulter (1990)[24]のw変動について同様な鉛直分布が見られる．これらの報告の中で，De Baas and Driedonks (1985)[23]およびCoulter (1990)[24]は，地面から離れた高さで生じる大きな速度変動は，主としてKelvin-Helmholtz不安定による波の発生によるものであると示唆している．この観測結果は，本実験で得られた強安定境界層中の流れの特性と非常に類似している．

非常に強い安定境界層では，短波長の波と長波長の波の2種類が観察される．短い波長（0.1-0.2m）の波状運動はK-H波に対応し，長い波長（1-2m）の波状運動は内部重力波に対応する．非常に強い安定境界層ではその全体で乱れよりも波状運動が卓越し，したがって$\overline{uw}$，$\overline{w\theta}$などの乱流フラックスが境界層高さ全体でほとんどゼロに近くなる．

Kelvin-Helmholtz不安定による波が破砕する瞬間には運動量，熱や物質の鉛直輸送が強く行われる．このとき時間平均の速度勾配，温度勾配に逆らった方向にも起こり得る（第9図f）．これは非線形な混合過程である．一方，Hanazaki and Hunt (1996)[47]は成層流における逆勾配拡散に関して線形過程による輸送を調べた．彼らは速度せん断のない成層流にRapid distortion theoryを適用し，逆勾配拡散を含め種々の物理量が$1/N_{BV}$のタイムスケールで振動する現象を示し，これは特別な非線形過程にはよらないで線形的な振動における位相差によって説明できることを示した．すなわち，Komori and Nagata(1996)[48]にも例示されるように，逆勾配拡散は単に浮力によって誘起される振動によって発生し得る．

しかし，逆勾配拡散はPrandtl数に強い依存性を示す（Hanazaki and Hunt,1996[47]；Komori and Nagata, 1996[48]；Lienhard and Van Atta, 1990[49]）．逆勾配拡散は高いPrandtl数（$Pr>1$）のときは高い波数でも生じるが，低いPrandtl数（$Pr<1$）のときは高い波数では生じない（Hanazaki and Hunt，1996[47]）．したがって$Pr\sim0.71$の空気においては，トータルな熱フラックスが$\overline{w\theta}>0$となる強い成層状態でも，逆勾配拡散は大きなスケールでのみ生じ，小さなスケールの運動は順勾配拡散となる（Komori and Nagata, 1996[48]；Lienhard and Van Atta, 1990[49]）．この理由は，風洞実験と水槽実験との結果の違いからも示唆されるように，空気では水などの高Prandtl数の流体に比べ，分子拡散が比較的大きな効果を持つからである（Komori and Nagata, 1996[48]）．さらにKomori and Nagata (1996)[48]によると，平均場の速度せん断は逆勾配拡散を減少させる傾向にあり，したがって速度せん断を有する成層流での逆勾配拡散は非常に強い安定状態でのみ観察される．このように本風洞実験での非常に強い安定境界層で発生する逆勾配拡散は，非線形過程としてK-H波の破砕が寄与するものと，線形過程として大きなスケールで浮力が誘起する振動が寄与するものと，これらの両方が考えられる．

4．結論

粗面上に発達する安定境界層を温度成層風洞を用いて測定部内に再現し，乱流境界層における安定成層(浮力)の効果を広範囲の安定度で調べた．得られた主な結果は以下に挙げる通りである．

1）速度，温度変動の鉛直分布において，安定成層はまずw変動を抑制するが，乱流運動エネルギーの収支バランスよりu変動，温度変動も抑制する．

2）境界層の下半分における乱流諸量の異なる鉛直分布形状から，安定境界層の乱流特性は弱い安定度($Ri_\delta=0.12\sim0.27$)，および強い安定度($Ri_\delta=0.40\sim1.17$)の二つのグループに分けられる．

3）この二つのグループにおける速度，温度変動，およびフラックスの鉛直分布は対応する安定度の野外観測結果と同様な分布形状を示す．

4）強い安定度と弱い安定度の成層流グループにおける乱流特性の違いは，局所勾配リチャードソン数Riの鉛直分布の違いと対応している．すなわち，強い安定度のグループのRi数の鉛直分布は，臨界リチャードソン数($Ri_{Cr}\sim0.25$)を境界として大きなRi側にあり，弱い安定度のグループは小さなRi側にある．

5）安定成層した乱流境界層の下層部（$0.1<z/\delta<$

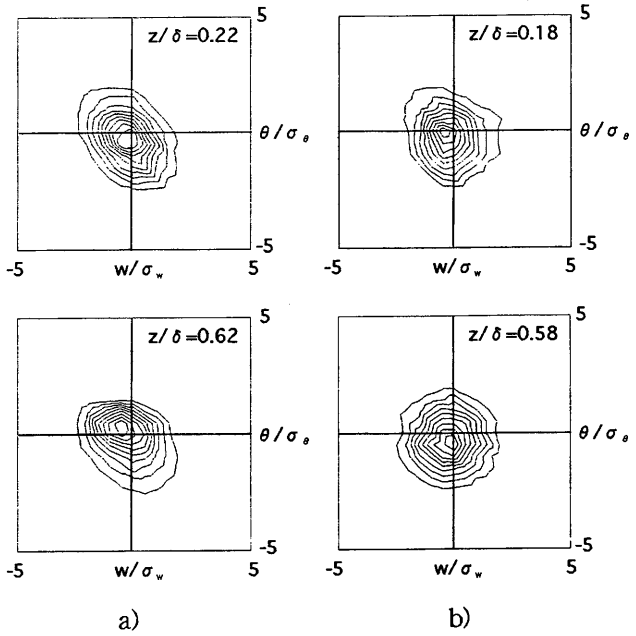

Fig.11. Joint probability density functions of w and θ.
a) Case S2 at z/δ=0.22 and 0.62, b) Case S8 at z/δ=0.18 and 0.58.

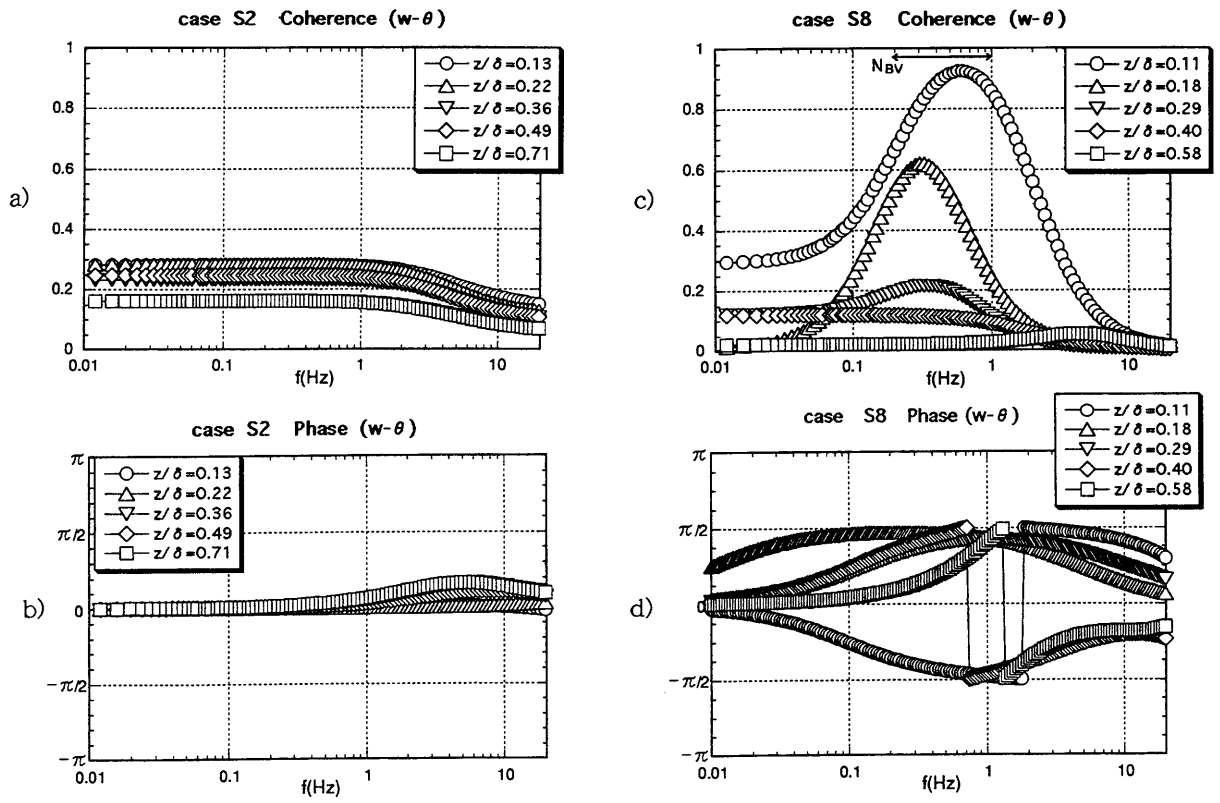

Fig. 12. w-θ coherences and phase angles for the case S2 with weak stability and for the case S8 with strong stability. a) Coherence at five heights of z/δ for case S2, b) Phase angle at five heights of z/δ for case S2, c) Coherence at five heights of z/δ for case S8, d) Phase angle at five heights of z/δ for case S8.

0.5) では局所的な平衡状態に近く，そこでは局所勾配リチャードソン数Riが浮力効果を表す重要なパラメータとなる．すなわち，Ri数を用いると乱流諸量は良好な相関を示す．

6）強い安定度の成層流グループと弱い安定度の成層流グループでは，境界層下層部において速度，温度変動のスペクトル分布が異なり，乱流構造の違いが示唆される．

以上の結果は滑面ケース (Ohya et al. 1997[41]) で得られた滑面上に発達する安定境界層における結果と傾向的には全く同じである．ただし，鉛直分布における各種乱流特性値は，本実験の粗面上ケースの方が滑面上ケースに比べ (特に弱安定のグループについて) かなり大きな値となった．

更に本研究では強安定時の境界層の流動特性に注目した結果，以下のことが明らかになった．

7）流れ場を可視化して流動特性を調べると，境界層下層部において，弱い安定度の成層流グループでは中立境界層のように乱流混合が卓越し，一方，強い安定度の成層流グループではKelvin-Helmholtz不安定による波状運動とその破砕が観察される．この強安定グループにおける不安定波の発生とその破砕が，床面から離れた境界層中央部か，より上層部での乱れ変動の極大値をもたらしていると考えられる．

8）またw，θ変動に関するクロススペクトル解析において，弱い安定度の成層流グループでは流れ場の可視化と対応して連続的な乱流状態を示し，一方，非常に強い安定度の成層流ケースでは，その下層部においてブラントバイサラ周波数域と対応する低周波数域でw，θ変動の高いコヒーレンスと$\pi/2$に近い位相差を示し，内部重力波と予想される長波長の波動の特性を示す．

9）運動量フラックスおよび熱フラックスは安定度の増加とともにかなり減少し，強い安定度のグループでは境界層下層部でほぼゼロとなる．特に強い安定度のケース($Ri_\delta \geqq 0.65$)では境界層全体で熱フラックスがほとんどゼロとなる．

１０）しかし，これらのフラックスは時間平均としてはほとんどゼロではあるが，瞬間的な時間変化としてはある程度の大きさで変動しており，$w\theta > 0$となる逆勾配拡散も見られる．非常に強い安定境界層で発生するこの逆勾配拡散は，一部はKelvin-Helmholtz波の破砕による非線形過程として，また一部は大きなスケールで生じる浮力による振動の線形過程として発生するものと考えられる．

謝辞

風洞実験およびデータの整理を手伝ってくれた当時九州大学大学院総合理工学研究科大気海洋環境システム学専攻の田中篤，橋本秀之，尾崎大輔，徳田靖之君に感謝します．また，この論文をまとめるに当たってオレゴン州立大学のMahrt教授に数々の貴重なコメントを頂いた．ここに記して感謝します．

参考文献

1) Caughey, S. J., 1982 : Observed Characteristics of the Atomospheric Boundary Layer, in F. T. M. Nieuwstadt and H. van Dop (eds.), Atmospheric Turbulence and Air Pollution Modelling, D. Reidel Pub. Co., Boston, 107-158.

2) 横山長之，1984：大気境界層の構造，天気，**31**, 108-113.

3) 植田洋匡, 1984：室内実験による大気境界層のシミュレーション, 天 気, **31**, 101-107.

4) Stull, R. B., 1988 : An Introduction to Boundary Layer Meteorology, Kluwer Academic Publishers, 499-502 and 513.

5) Derbyshire, S. H., 1990 : Nieuwstadt's stable boundary layer revisited, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **116**, 127-158.

6) Mahrt, L., J. Sun, W. Blumen, T. Delany and S. Oncley, 1998 : Nocturnal Boundar-Layer Regimes, Boundary-Layer Meteorol., **88**, 255-278.

7) Mahrt, L., 1999 : Stratified Atmospheric Boundary Layers, Boundary-Layer Meteorol., **90**, 375-396.

8) Caughey, S. J., J. C. Wyngaard and J. C. Kaimal, 1979 : Turbulence in the Evolving Stable Boundary Layer, J. Atmos. Sci., **36**, 1041-1052.

9) Garratt, J. R., 1982 : Observations in the Nocturnal Boundary Layer, Boundary-Layer Meteorol., **22**, 21-48.

10) Nieuwstadt, F. T. M., 1984a : The Turbulent Structure of the Stable, Nocturnal Boundary Layer, J. Atmos. Sci., **41**, 2202-2216.

11) Sorbjan, Z., 1988 : Structure of the Stably-Stratified Boundary layer during the SESAME - 1979 Experiment, Boundary-Layer Meteorol., **44** , 255-266.

12) Lenschow, D. H., X. S. Li, C. J. Zhu and B. B. Stankov, 1988 : The Stably Stratified Boundary Layer over the Great Plains, Boundary-Layer Meteorol., **42**, 195-121.

13) 近藤裕昭, 水野建樹, 林正康, 山本晋, 吉門洋, 横山長之, 1991：鹿島で観測された乱流的接地逆転層について, 天気, **38**, 151-156.

14) Derbyshire, S. H., 1995 : Stable Boundary Layers :Observations, Models and Variability. Part I : Modelling and Measurements,

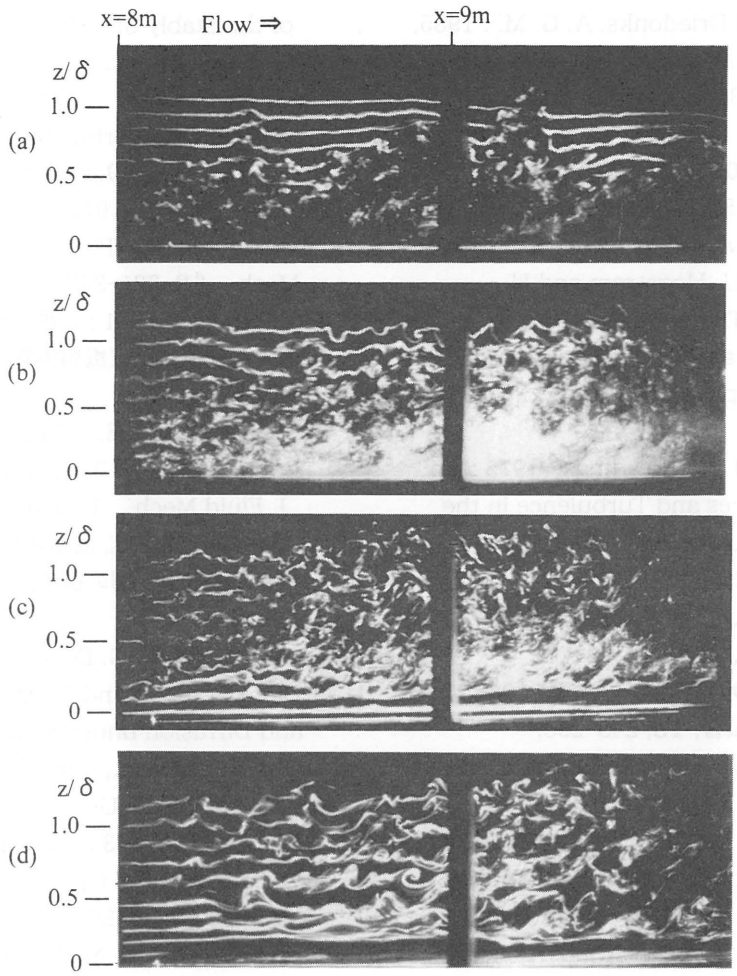

Fig. 13. Flow visualization of neutral and stable boundary layers for the cases of N1,S2,S5 and S8. Side view of x=8-10m. Flow is left to right. a) Neutral boundary layer (case N1), b) Stable boundary layer with weak stability (case S2), c) Stable boundary layer with strong stability (case S5), d) Stable boundary layer with very strong stability (case S8).

Boundary-Layer Meteorol., **74**, 19-54.

15) 竹内清秀, 1997：風の気象学，気象の教室4，東京大学出版会，9-22，40-46.

16) Holtslag, A. A. M. and F. T. M. Nieuwstadt, 1986 : Scaling the Atmospheric Boundary Layer, Boundary-Layer Meteorol., **36**, 201-209.

17) Nieuwstadt, F. T. M., 1984b : Some Aspects of the Turbulent Satble Boundary Layer Boundary- Layer Meteorol., **30**, 31-55.

18) Yamamoto, S., O. Yokoyama and M. Gamo, 1979 : Observational Study of the Turbulent Structure of the Atmospheric Boundary Layer under Stable Conditions, J. Meteorol. Soc. Japan, **57**, 423-430.

19) Mahrt, L., R. C. Heald, D. H. Lenschow, B. B. Stankov and IB. Troen, 1979 : An Observational Study of the Structure of the Nocturnal Boundary Layer, Boundary-Layer Meteorol., **17** , 247-264.

20) Finnigan, J. J. and F. Einaudi, 1981 : The Interaction between an internal gravity wave and the planetary boundary layer. Part II : Effect of the wave on the turbulence structure, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **107**, 807-832.

21) Ueda, H., S. Mitsumoto and S. Komori, 1981 : Buoyancy effects on the turbulent transport processes in the lower atmosphere, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **107**, 561-578.

22) Andre, J. C. and L. Mahrt, 1982 :The Nocturnal Surface Inversion and Influence of Clear-Air

Radiative Cooling, J. Atmos. Sci., **39**, 864-878.
23) De Baas, A. F. and Driedonks, A. G. M. : 1985, Internal Gravity Waves in a Stably Stratified Boundary Layer, Boundary-Layer Meteorol. **31** , 303-323.
24) Coulter, R. L., 1990 : A Case Study of Tutrbulence in the Stable Nocturnal Boundary Layer, Boundary-Layer Meteorol., **52**, 75-91.
25) Smedman, A.-S., U. Hogstrom and H. Bergstrom, 1997 : The turbulence regime of a very stable marine airflow with quasi-frictional decoupling, J. Geophys. Res., **102**, 21049-21059.
26) Caughey, S. J. and C. J. Readings, 1975 : An Observation of Waves and Turbulence in the Earth's Boundary Layer, Boundary-Layer Meteorol., **9**, 279-296.
27) 横山長之，水野建樹，山本晋，1980：晴夜安定層中の乱流と波動の測定，公害，**16**, 68-76.
28) 横山長之，林正康，水野建樹，山本晋，1983：晴夜安定層の乱流構造，公害，**18**, 243-250.
29) 花房龍男，1984：気象研究所観測用鉄塔による大気境界層の解析，天気，**31**, 91-100.
30) Finnigan, J. J. , F. Einaudi and D. Fua, 1984 : The Interaction between an internal gravity wave and turbulence in stably-staratified nocturnal boundary layer, J. Atmos. Sci., **41**, 2409-2436.
31) Hunt, J. C. R., J. C. Kaimal and J. E. Gaynor, 1985 :Some Observations of Turbulence Structure in Stable Layers, Quart. J. Roy. Meteorol. Soc., **111**, 793-815.
32) Mahrt, L., 1985 :Vertical Structure and Turbulence in the Very Stable Boundary Layer, J. Atmos. Sci., **42**, 2333-2349.
33) Smedman, A.-S., 1988 : Observations of a Multi-Level Turbulence Structure in a Very Satble Atmospheric Boundary Layer, Boundary-Layer Meteorol., **44**, 231-253.
34) Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda, 1978 : Heat and Momentum Transfers under Strong Stability in the Atmospheric Surface Layer, J. Atmos. Sci., **35**, 1012-1021.
35) Meroney, R. N., 1990 : Fluid dynamics of flow over hills/mountains - insights obtained through physical modeling, in W. Blumen (ed.), Atmospheric Processes Over Complex Terrain, American Meteorological Society, Meteorological Monographs, **23**(45), 145-171.
36) Arya, S. P. S. and E. J. Plate, 1969 : Modeling of the Stably Stratified Atmospheric Boundary Layer, J. Atmos. Sci., **26**, 656-665.
37) Nicholl, C. I. H., 1970 : Some Dynamical Effects of Heat on a Turbulent Boundary Layer, J. Fluid Mech., **40**, 361-384.
38) Arya, S. P. S., 1975 : Buoyancy Effects in a Horizontal Flat-Plate Boundry Layer, J. Fluid Mech., **68**, 321-343.
39) 加藤真規子，1981：温度成層のある乱流境界層内における乱流拡散（風洞実験），気象研究所研究報告，**32**, 323-339.
40) Piat, J.-F. and E. J. Hopfinger, 1981 : A Boundary Layer Topped by a Density Interface, J. Fluid Mech., **113**, 411-432.
41) 佐藤浩，恩田善雄，高木正平，1984：密度勾配のあるときの乱流境界層の構造，第16回乱流シンポジウム論文集，175-181.
42) Ogawa, Y., P. G. Diosey, K. Uehara and H. Ueda, 1985 : Wind Tunnel Observation of Flow and Diffusion under Stable Stratification, Atmos. Environ., **19**, 65-74.
43) Komori, S., H. Ueda, F. Ogino and T. Mizushima, 1983 : Turbulence Structure in Stably Stratified Open-channel Flow, J. Fluid Mech., **130**, 13-26.
44) Ohya, Y., D. E. Neff and R. N. Meroney, 1997 : Turbulence Structure in a Stratified Boundary Layer Under Stable Condtions, Boundary-Layer Meteorol., **83**, 139-161.
45) Ohya, Y., M. Tatuno, Y. Nakamura and H.Ueda, 1996 : A thermally Stratified Wind Tunnel for Environmental Flow Studies, Atmos. Environ., **30**, 2881-2887.
46) Ohya, Y. and N. Fukamachi, 1997 : Development of a calibrator for thermo-anemometer, in Proc. 3rd Intl. Conf. on Fluid Dynamic Measurement and Its Applications, Beijing, China, 223-226.
47) Hanazaki, H. and J. C. R., Hunt : 1996, Linear processes in unsteady stably stratified turbulence, J. Fluid Mech. **318**, 303-337.
48) Komori, S. and K., Nagata : 1996, Effects of molecular diffusivities on counter-gradient scalar and momentum transfer in strongly stable stratification, J. Fluid Mech. **326**, 205-237.
49) Lienhard V, J. H. and C. W., Van Atta : 1990, The decay of turbulence in thermally stratified flow, J. Fluid Mech. **210**, 57-112.