

R-33-'82

**臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究**  
**—大気運動と大気拡散過程のシミュレーション—**  
昭和55年度 特別研究報告

Meteorological characteristics and atmospheric diffusion phenomena in the  
Coastal region

Simulation of atmospheric motions and diffusion processes  
Progress Report in 1980

THE NATIONAL INSTITUTE FOR ENVIRONMENTAL STUDIES

環境庁 国立公害研究所

## 序

本研究は、昭和53年度より4か年計画をもって行っている特別研究「臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究」に関連したシミュレーションの結果をとりまとめたものである。すなわち、水槽および風洞を用いたシミュレーションと数値シミュレーションを扱っている。

特に当研究所の大気拡散風洞は、床面の加熱・冷却と測定部入口部での温度・速度成層装置の組み合わせにより、種々の気象状態、その中で大気汚染を再現することができる。これは気象状態によって変化する煙の形態をよく再現することからも明らかである。

次に水槽を用いて海陸風をシミュレートし、その機構を精密に研究した。特に朝は陸地の非定常な加熱によって細胞状の対流現象が発生すること、夜間においては、重力流が陸から海へ流れ出しフロントを形成すること、また昼間、陸地に侵入した海風はたて渦列を構成することなど新しい知見を得ることができた。これらは、部分的には観測によって知られていることであるが、海陸風の全体像が水槽シミュレーションによってはじめて明らかになった。

最後に数値シミュレーションを行った。斜面のある二次元的な海陸風について、風向、風速を求めたり、排出源の近傍と遠方における大気汚染の特性を明らかにした。海岸部で排出された汚染物質は、夜間は陸風によって海上に押し出され、夜明けとともにバックグラウンド濃度として海風によって陸の方向へ移流する。再び夜が来ると、陸風によって海上に運ばれる。このようにしてバックグラウンド濃度は日ごとに増大するが、そのような計算も試みた。数値シミュレーションはこのようにして流れの特性を自由な条件の下で精密に再現することに成功した。

本研究は、前回の報告「流体の運動および輸送過程に及ぼす浮力効果」に続くものであるが、実際的な問題に一步近付いたものと言えよう。多くの方々から御批判を賜われれば幸とするところである。

本報告書は昭和56年8月10日に逝去された大気環境部長故奥田典夫氏の生前に殆んど大綱がまとまっていたものである。実際、最初の部分は同氏の絶筆となった。ここに報告書の印刷を完了するにあたり、執筆者一同、改めて奥田典夫氏の業績を偲び、新たな感動に胸迫る思いである。

昭和56年12月21日

国立公害研究所

所長 近藤次郎

# 目 次

I. 研究の概要と意義 (植田 洋匡・小川 靖・奥田 典夫) .....	1
II. 報 文 (風洞シミュレーション)	
1. 大気拡散実験用風洞の特性について .....	17
小川 靖, フィリス・ディオズィ・小川, 上原 清, 植田 洋匡	
2. 成層流中での煙の挙動 .....	29
小川 靖, フィリス・ディオズィ・小川, 上原 清, 植田 洋匡	
3. 2次元フェンス下流の流れに及ぼす表面粗度と温度成層の効果 —— 風洞実験と相似律の考察 —— .....	61
小川 靖, フィリス・ディオズィ・小川	
III. 報 文 (海陸風シミュレーション)	
4. 海陸風の基本的なメカニズム —— 室内実験 —— .....	79
光本 茂記・植田 洋匡・柴田 勉・尾添 紘之	
5. 海陸風に及ぼす陸地斜面の影響 —— 数値実験 —— .....	95
浅井 冨雄・光本 茂記	
6. 海陸風存在下での大気汚染の特性 —— 数値シミュレーション —— .....	117
尾添 紘之・柴田 勉・佐山 隼敏・光本 茂記・植田 洋匡	

## CONTENTS

I. Outline and Significance of the Studies .....	1
H. UEDA, Y. OGAWA and M. OKUDA	
II. Papers (Wind Tunnel Simulation)	
1. Characteristics of the Atmospheric Diffusion Simulation Wind Tunnel .....	17
Y. OGAWA, P. G. DIOSEY-OGAWA, K. UEHARA and H. UEDA	
2. Plume Behavior in Stratified Flows .....	29
Y. OGAWA, P. G. DIOSEY-OGAWA, K. UEHARA and H. UEDA	
3. Surface Roughness and Thermal Stratification Effects on the Flow Behind a Two-Dimensional Fence — A Wind Tunnel Study and Similarity Consideration — .....	61
Y. OGAWA, and P. G. DIOSEY-OGAWA	
III. Papers (Simulation of Land and Sea Breeze)	
4. Fundamental Mechanism of the Land and Sea Breeze — A Laboratory Experiment — .....	79
S. MITSUMOTO, H. UEDA, T. SHIBATA and H. OZOE	
5. Effects of an Inclined Land Surface on the Land and Sea Breeze Circulation — A Numerical Experiment — .....	95
T. ASAI and S. MITSUMOTO	
6. Characteristics of Air Pollution in the Presence of Land and Sea Breeze — A Numerical Simulation — .....	117
H. OZOE, T. SHIBATA, H. SAYAMA, S. MITSUMOTO and H. UEDA	

## I. 研究成果の概要と意義 Outline and Significance of the Studies

植田 洋匡<sup>1</sup>・小川 靖<sup>1</sup>・奥田 典夫<sup>1</sup>  
Hiromasa UEDA<sup>1</sup>, Yasushi OGAWA<sup>1</sup> and Michio OKUDA<sup>1</sup>

### 1. はじめに

我が国の場合、大都市・工業地帯のほとんどは臨海地域に位置しており、この地域に大気汚染の問題が集中して起るのが大きな特徴である。したがって、臨海地域における大気汚染現象の解明は、我が国の大気環境保全のためには、きわめて重要な意義をもつ。

臨海地域では、海陸の表面温度や表面粗度の急激な変化に伴って、日中、内陸部に侵入した海風は、地面からの熱的・機械的攪乱のために臨海地域で急激な変化を受ける。また、一般風（傾度風）の弱い場合には、臨海地域全体を覆う大規模な循環流、いわゆる海陸風循環が形成される。大気汚染が問題となるのは、まさにこのように一般風の弱い場合であり、この時の大気汚染には、臨海地域における気流の変質、大気安定度の急変、海陸風が大きな影響を及ぼす。このため、旧来モデルを用いた予測には限界があり、新たに総合的な研究を推進して、その動態をは握し、大気汚染の的確な予測手法を確立する必要がある。

このような背景から、本特別研究「臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究」が開始された。

本特別研究では、臨海地域における気流の物理特性の変化、すなわち大気安定度の急変、海陸風の形成に伴って生じる汚染物質の移流・拡散機構の変化など個々の現象に関する基礎研究を行うとともに、野外調査・風洞シミュレーション・数値シミュレーションの三つの側面からのアプローチによって臨海地域の気象特性と大気拡散の動態を総合的に把握することを目的としている。さらに、この知見に基づいた大気汚染予測手法として、風洞予測手法（アナログ・シミュレーション手法）と数値予測手法（デジタル・シミュレーション手法）を確立することを目標としている。これらの予測手法は相補的に機能すべきものであり、数値予測は、計算機の容量、演算速度に限界があるため、長時間の全体的な大気汚染の予測に使われ、風洞予測手法は各時刻における局地的な高濃度汚染の予測に使われる。

---

1. 国立公害研究所大気環境部 〒 305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment,  
Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

昨年度、乱流輸送現象に関する基礎研究の成果を集成して、これを本シリーズ第17号“流体の運動および輸送過程に及ぼす浮力効果”として発刊した。その研究では、大気中での流体の運動および大気汚染物質の挙動を支配するのは、温度（密度）成層に伴って生じる浮力効果であることを指摘し、安定成層および不安定成層状態での乱流構造の変化、その変化を通して起こる乱流拡散過程の変化のメカニズムの解明とその定式化を、理論と実験の両面から行った。

しかし、実際の臨海地域での気象・大気汚染は、これら諸々の現象が複合したものであり、相互に複雑に絡み合っており起きている。たとえば、日中、海風の侵入時には、海上で形成された弱安定成層状態の海風が陸地地面で加熱され、また表面粗度の増大によって機械的攪乱を受けて、混合・拡散の盛んな混合層（不安定成層）を形成する。このような混合層はその頂部に強い逆転層を伴っており、さらにその上空は弱安定成層状態になっている。このような混合層が海岸線から発達して、内陸部でその厚さを増してゆくと、大気の安定度（成層状態）は海岸線からの距離によって、また高度によって局所的に大きく変化する。そのため、コンビナートなどの高煙突から排出された汚染物質は、まず高濃度を保ったまま弱安定層中を移流し、混合層にぶつかるや急激に拡散して地面に達して、いわゆるいぶし型の高濃度汚染を引き起こす。一方、混合層内部に排出された汚染物質は急激に拡散されるが、混合層内部に閉じこめられ、混合層高度が低い場合には深刻な高濃度汚染を引き起こす（図1）。

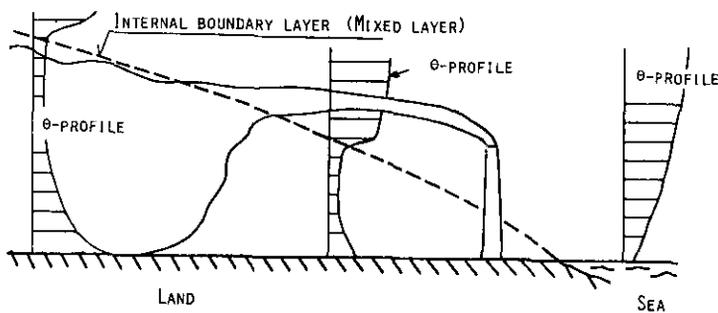


図1 臨海地域の日中、海風侵入時に形成される混合層といぶし型大気汚染

このように、種々の現象が複合して起こる臨海地域の大気汚染を予測する方法として、(1)上記の基礎研究で得られた定式化に基づいた数値予測（デジタル・シミュレーション）と、(2)風洞や水槽を用いたアナログ・シミュレーションとがある。

本報告書は、これらのシミュレーションによる研究成果を取りまとめたものである。なお、風洞（水槽）予測ならびに数値予測のマニュアルについても、本シリーズの最終報告として発刊する予定である。

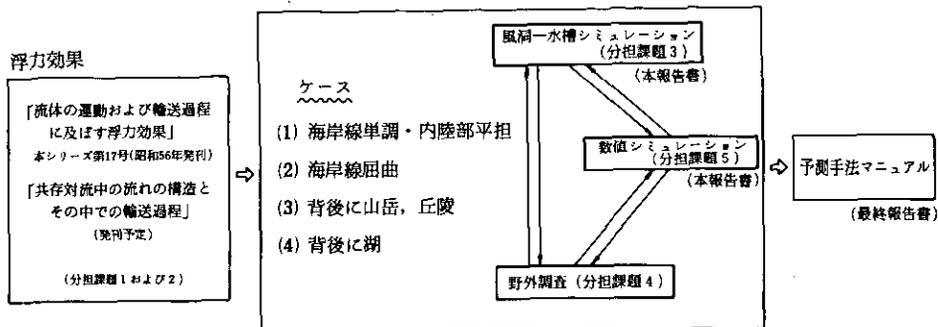


図2 研究プロジェクトの構成

## 2. 研究プロジェクトの構成

本研究プロジェクトの構成を図2に示す。環境大気や水圏など、大きなスケールを持つ流れ場での乱流構造、乱流輸送機構には温度差に原因する気体の浮力が支配的な役割を果す。まず、基礎研究では、(i)水平に流れる温度(密度)成層流と、(ii)鉛直および傾斜を持って流れる共存対流(自然対流と強制対流の共存流れ)について、浮力効果を明らかにする。この基礎研究を前提にして、臨海地域の気象特性と大気拡散現象に関する総合的な研究を推進する。

臨海地域は、地形的にみると、(i)海岸線が単調で、内陸部が平坦な最も単調な場合の他に、我が国ではほとんどがそうであるように、(ii)海岸線屈曲、内陸部平坦、(iii)内陸部の背後に丘陵、山岳がある場合、(iv)背後に湖がある場合など複雑である。本プロジェクトでは、これら(i)~(iv)の地形について、野外調査、風洞(水槽)シミュレーション、数値シミュレーションの三つのアプローチから、大気汚染、気象の動態を把握し、大気汚染予測手法として、風洞(水槽)予測手法(アナログ・シミュレーション手法)と数値予測手法(デジタル・シミュレーション手法)を確立する。

このプロジェクトを完成させるため、研究テーマとしては、次の五つの分担課題に分けられている(図2)。

- (1) 温度成層化した乱流の構造と拡散機構に関する研究
- (2) 大気境界層内での乱流輸送現象に関する研究
- (3) 風洞による気象特性と大気拡散現象の研究
- (4) 野外調査による気象特性と大気拡散現象の研究
  - ア. 大気中の気流の立体構造
    - イ. トレーサーガスによる乱流拡散の研究
- (5) 臨海地域の気流と汚染濃度の数値予測モデルの開発

### 3. 風洞（水槽）シミュレーションの意義

乱流輸送現象の研究のために、従来から風洞・水路あるいは特殊実験装置を用いて、種々の形態の単純剪断流や自然対流を形成させ、この中での乱流の構造や、運動量、熱および物質の輸送機構が明らかにされてきた。その結果、ここ10数年、乱流輸送理論は飛躍的な発展をとげている。これは乱流輸送方程式に基づいた数学的な乱流モデル (mathematical model of turbulence) に基礎をおいており、最近の高速電子計算機の発達によって計算が可能になったもので、幾何学的に複雑な流れ（複雑乱流 complex turbulence）への適用が試みられ大きな成果を収めつつある。しかし、乱流輸送方程式は閉じた方程式系をなさないため、どこかの段階で仮定を入れてこれを閉じた形にする必要がある (closure problem)。その際、実験でしか決定できない未知定数 (関数) が必然的に含まれることになる。

このような状況下で、風洞-水槽シミュレーションの意義は最近著しく変化してきており、その重要性はますます増大していると言うことができる。風洞-水槽シミュレーションの意義は次のように要約することができよう。

#### 1) 乱流輸送現象の基礎研究

個々の現象のメカニズム (単純剪断流, 格子乱流, 平板上乱流境界層流れ) が抽出できるように工夫した単純流れについて実験を行い、そのメカニズムを解明するとともに乱流モデルに含まれる未知定数 (関数) を決定する。その際、自然状態では、実現できないような極限状態下での挙動を探ることが重要である。シリーズ第17号で報告した成層流中の乱流構造, 乱流輸送機構に及ぼす浮力効果の研究などは、その例である。

#### 2) 複雑乱流のシミュレーション・乱流モデルの検証

風洞, 水槽中に複雑乱流をシミュレートする。その結果 (標準データ) は, 乱流モデルによる予測の目標となるべきものでなければならず, 高精度でしかも, 広汎な種類のデータを産出するものでなければならない。すなわち, これが数値予測手法の改良の際に指針を与え, 手法の評価規準になる。

#### 3) 予測手法としての風洞-水槽シミュレーション

風洞あるいは水槽内に地形模型を入れて, 種々の気象条件下での気流を再現し, その中でトレーサガスの拡散実験を行って大気汚染の予測を行う。これは, 大気汚染手法のアナログ・シミュレーション手法で, 数値予測手法 (デジタル・シミュレーション手法) と対をなして相補的に機能すべきものである。

実際の大気中の現象のスケールは, 風洞のスケールとは大きく異なるため, これらの間の相似律を確立することがまず前提となる。しかし, 風洞-水槽シミュレーションの特徴は, どのような複雑な気流でもこれをシミュレートして, 高精度で, しかも再現性のあるデータを提供しうる点にある。実際, 複雑乱流を十分に説明できるような乱流モデルは確立されていないのが現状である。また, 近似モデルを用いるにしても, 複雑乱流を計算するには, 電子計算機の容量, 演算

速度の制約などがあり、また、計算スキームも確立されたとは言い難く、場合によっては解が収束しないこともある。このような場合には、風洞-水槽シミュレーションが唯一の予測手法になる。また、数値計算で収束解が得られる場合でも、上記の制約から数値予測手法は、長時間にわたる全体的な大気汚染の予測に使われ、風洞シミュレーションは各時刻における局所的な汚染の詳細を高精度で予測するために使われる。

しかし、風洞-水槽シミュレーションを、大気汚染予測手法として用いるには、先にも記したような相似律の検討が前提となるが、なお多くの検討、改良すべき事項が残っている。すなわち

1) 大気中の乱れの強さや、乱れのスケールの相似性の確保。実際、大気中では、水平方向と鉛直方向の乱れのスケールが大きく異なる。

2) 非定常性の導入。実際の大気中では定常状態が保たれていることは稀であり、特に大気境界層の構造は、地面温度などの日周期の変化に伴って著しく変わる。また、非定常性自体に伴って新たな現象が生じる。早朝、地面温度の急上昇に伴って大気中に形成される細胞状の熱対流などはその例である。

3) 広域の大気汚染をシミュレートする場合などでは、模型の最小スケールに限界があるため、模型の高さ方向と水平方向の縮尺率を変えざるをえない場合もある。

#### 4. 大型拡散風洞の設計思想と建設経過

このような状況を踏まえて、昭和53年4月、本特別研究の開始と時を合わせて、大型拡散風洞が完成した。

これに先立って、昭和46年度を初年度とする3か年計画で、環境庁の委嘱の研究委員会（略称風洞委員会）がもたれ、「大型大気環境実験施設に関する調査研究」が行われ、国立公害研究所に設置予定の大気環境実験施設の考究策定がなされた。

完成した大型拡散風洞は、上記の風洞委員会の研究結果を踏まえて、大気環境計画研究室の研究目的に合致するように修正、改良を加えて設計されている。風洞委員会委員（名簿表1）のかたがたには、この機会に改めて深く感謝の意を表する次第である。また、本風洞の建設に当っては、(元)川崎重工業株式会社広岡貫一博士をはじめ、研究所内外から多大の御援助をいただいたことも付記しておきたい。

大型拡散風洞は、種々の気象条件下での気流の状態と、その中での汚染物質の挙動が現実に応じて再現されなければならない。大気中の輸送現象においては、大気の成層状態（安定度）がきわめて重要な役割を果しており、これを風洞気流中に再現することを最重点の設計課題とした。これは、設計当時、それまでの風洞ではほとんど無視されてきたものであった。

大気の成層状態（安定度）は、グラディエント・リチャードソン数  $Ri$  で表せる。

$$Ri = g\beta(\partial\bar{\theta}/\partial z) / (\partial\bar{u}/\partial z)^2 \quad (1)$$

表1 研究委員会委員名簿

氏名	所属	担当分科会	任期
◎坂上治郎	お茶の水女子大学名誉教授	①, 2, 3, 4	
井上力太	北海道大学工学部教授	1	
池田有光	京都大学工学部助教授	5	48年度のみ
伊藤昭三	大阪府立大学工学部教授	1	48.8まで
今村昌	理化学研究所主任研究員	5	48年度のみ
大喜多敏一	北海道大学工学部教授	—	46~47年度
大田正次	気象協会理事	1, 2	
岡本哲史	青山学院大学名誉教授	3	
小沢行雄	農林水産省野菜試験場施設栽培部部长	1, 2, 3, 4, ⑤	
神山弘章	電力中研エネルギー環境技術研究所所長	5	48年度のみ
小橋安次郎	北海道大学工学部教授	3, 4	
佐藤浩	東京大学工学部教授	1, ②, 3, 4	
相馬清二	(元)気象研究所物理気象研究部第1研究室長	1, 2	
竹内清秀	東京管区気象台長	1, 2, 3, ④	48年度のみ
長州秀夫	航空宇宙技術研究所宇宙研究グループ総合研究官	1, 2, ③, 4	
中野道雄	日本気象協会関西本部調査部長	—	
根本茂	お茶の水大学理学部教授	1, 2	
日野幹雄	東京工業大学工学部教授	—	
広岡貫一	(元)航空宇宙技術研空力2部大型風洞研究室長	3	48.9まで
本間端雄	電力中研エネルギー環境技術研究所副所長	4	
光田寧	京都大学防災研究所教授	1	
横山長之	公害資源研究所公害1部1課長	1, 2, 4	

- 注) ① 氏名◎印は研究委員会委員長  
 ② 分科会名 1:温度成層, 2:速度成層, 3:設計, 4:計測, 5:化学  
 ①は温度成層分科会小委員長以下同じ  
 ③ 任期欄無印は全期間を通じ委員であったことを示す。

また、大気境界層全体の安定度は、バルク・リチャードソン数  $\langle Ri \rangle$  で表せる。

$$\langle Ri \rangle = g\beta(\theta_\infty - \theta_w)\delta / U_w^2 \quad (2)$$

ここで、 $g$ は重力加速度、 $\beta$ は流体の体膨脹率、 $\bar{\theta}$ は時間平均温位(温度)、 $\bar{u}$ は水平風速、 $z$ は鉛直方向距離、 $\delta$ は境界層厚さである。また、添字 $\infty$ および $w$ はそれぞれ境界層外縁(上空)と地(水)面での値を表す。この式から明らかなように、小さなスケール $\delta$ の風洞内に強い成層状態を再現するためには、 $\delta$ を出来る限り大きくすることはもちろんであるが、 $\bar{U}_w$ が小さく、 $\bar{\theta}_\infty - \bar{\theta}_w$ あるいは $\partial\bar{\theta}/\partial z$ の絶対値が大きくとれ、その場合でも安定に運転できるようなものでなければ

ばならない。まず、風洞が低風速で安定に運転できるよう、密閉回流式を採用し、最大風速を10 m/sにとどめ、低風速側を送風機の回転数制御で0.20m/sにした。それ以下の風速レンジの制御はダンパー制御である。

温度（密度）成層を形成するために、

- 1) 速度・温度成層カート（図3）
- 2) 風洞気流温度制御機構
- 3) 加熱・冷却床パネル

を採用した。速度・温度成層カートは上空大気の成層状態をシミュレートするためのもので、測定部入口で断面（2m<sup>2</sup>×3m<sup>2</sup>）を高さ方向に20のサブセクションに分割し、個々のサブセクションの出口風速・出口温度を、格子の目開きと、電気ヒーター（5 m/s時に30K昇温可能）とによって調整した。また、床面は8枚の床パネル（3m<sup>2</sup>×3m<sup>2</sup>）で構成し、8枚独立に床面温度を可変（280～385K）とした。これに、気流温度を288～360Kの範囲で調節すると、床面上に種々の気象条件下における種々の安定度の気象境界層を再現することができる。

乱流境界層としては、人為的にその厚さを増大させるための装置(vortex generator や fence) は用いずに十分な厚さの境界層を形成させるために、測定部を長くした（24m）。特に、大気汚染を再現する場合、乱流境界層は、その外側半分の領域では乱流-非乱流の間欠的な流れになるため、十分な境界層厚さを確保する必要がある。

その他、天井の勾配可変、トラバース装置の自動制御、ミニコン・システムによるデータの集収、処理など詳細な設計仕様および性能試験の結果は、本報告書報文1に記した。なお、防音、遮音に留意し、最終的に、最大風速時の騒音レベルを53ホーンにとどめたことを特記する。

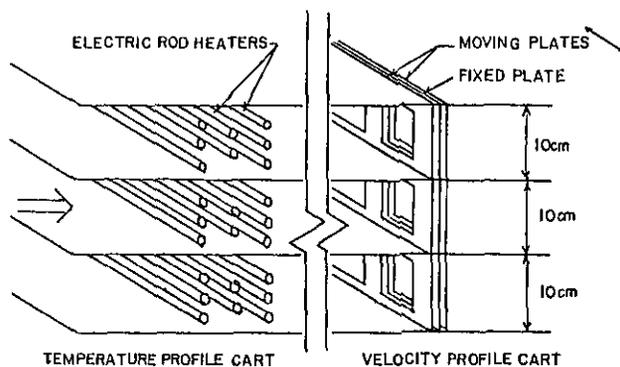


図3 速度・温度成層カート

## 5. 数値実験の意義

従来から装置を用いた実験が広く行われてきているが、最近の大型電算機の発達に伴って数値実験の重要性も増大しつつある。特に、複雑な地形のもとに、種々の現象が絡まり合って発現

するような気象や大気汚染の問題の解明には有力な武器になる。このような問題では解析解を得ることは、ほとんどの場合困難であり、数値計算に依らざるを得ないが、数値実験では単純化した数値モデルに基づいて種々に重なり合った現象を個々に分離することにより、それらの機構が解明できる。

本報告書で取り上げた「海陸風に及ぼす陸地斜面の影響」の研究のように、斜面が単に障壁効果として作用する場合と、熱的效果によってそこに斜面風を形成する場合とに分けて数値計算を行うというアプローチがその例である。数値実験は室内実験に比べて比較的手軽に行なえ、しかもパラメータを広い範囲で変化できる利点を持っており、室内実験に代わり得る部分も多々ある。また、たとえば平板上の層流自然対流と同じ熱的条件でも流体層の履歴によって種々の対流モードが存在する場合などでは、数値実験でのみ可能な実験もある。このようなことから、将来数値実験の比重は益々増大すると考えられる。しかし、前節でも述べたように乱流輸送の問題を取り扱う場合には、現状では完全な定式化が不可能であり、数値実験と室内実験を平行して進めていく必要がある。

## 6. 研究成果の概要

本報告書は、次の二つの部分から構成されている。まず、(1)大型拡散風洞の特性とそれを用いて実施した風洞シミュレーションの結果を報告し、つぎに(2)海陸風の基本的なメカニズムと其中での汚染物質の拡散現象について実施した数値実験および(特殊)水槽シミュレーションの結果を報告する。

前半部の研究目的は、大型拡散風洞を用いて、大気の安定度や熱的な要因による気象現象(たとえば海風や陸風)が大気拡散現象に及ぼす影響を明らかにし、重大な大気汚染を引き起こす現象の解明とその対策のための基礎資料を提供することである。才1報では大型拡散風洞の特性について述べ、才2報では大気安定度が煙の拡散に及ぼす影響について述べている。才3報では風洞実験と野外実験との比較を行い、実際の大气中での現象を風洞実験で再現する時の問題点を踏まえ、建物周りの流れに及ぼす地面の粗度と大気の安定度の影響について述べている。これらの研究成果を要約すると次のようになる。

### (1) 大型拡散風洞の特性

重大な大気汚染現象は大気安定度に密接な関係がある。例えば近年の $\text{NO}_2$ の高濃度は冬期の夜間に頻発するが、これは大気の逆転層によって $\text{NO}_2$ ガスが上下への拡散がまたげられて出現する。この様な大気の安定度の影響を再現するために本風洞は以下の様な特性を持つ。

1) 3種類の温度コントロール・システムを持つ。すなわち、一般気流温度を285~360Kまで任意に設定できる。床面(3<sup>m</sup>×3<sup>m</sup>)パネル8枚を独立に温度コントロール(280~385K)して、

複雑な地面温度分布をシミュレートできる。また、温度成層用カートにより精密な温度のコントロール ( $\pm 0.1\text{K}$ ) および温度成層 ( $\partial T/\partial z=25\text{K/m}$ ) が可能である。

ii) コンピュータ化した風洞のコントロールとデータ収集システム、レーザードップラー流速計などの最新の測定技術

iii) 精度の良い送風機回転数制御システムと速度成層カートによる広範囲な速度分布の作成  
以上のような方式の採用により所定の性能が得られ、大気中に形成される多様な安定度が再現できた。

## (2) 成層中での煙の挙動

上記の風洞内で中立、強不安定、強安定、海風フューミゲーション、陸風ロフティングの5種類の状態を作り、流れ場の測定と煙の挙動を測定した。明らかに大気不安定度は煙の挙動を大きく左右する。また、排出源が高い場合には、海風フューミゲーションが地表面濃度としては、最悪の条件になっている。排出源が地上近くの場合には強い安定の条件が地上での高濃度汚染をもたらしている。これらの煙の挙動は流れの可視化、乱流測定との比較で大気不安定度が乱れに及ぼす影響として説明ができた。

## (3) 地面の粗さと大気不安定度が建物モデル (2次元フェンス) 周りの流れに及ぼす影響の風洞実験と相似律の考察

風洞で得られた結果を実際の大気中の現象に換算する場合には相似律を明らかにする必要がある。このため野外実験を行い、その時の状態を風洞中に再現し、地面の粗さや大気不安定度を種々変化させ、建物モデル (2次元フェンス) 背後の流れ場の比較を行った。(この様な流れ場は建物による煙のダウンドラフト現象を解明するために重要なものである。) これによると、

- i) 風洞シミュレーションでは、実用上、乱れの強さを一致させることが最良である。
- ii) 大気不安定度は特に安定側で建物背後の流れを大きく左右する。

本報告書の後半部は、海陸風の基本的なメカニズムとその中での汚染物質の拡散現象の解明を目的とした研究の結果をまとめたものである。まず才4報では、海陸風の基本的なメカニズムに関する新しい提案を試みた。従来、海陸風については断片的な観測や線型理論あるいは数値計算の結果に基づいて、そのメカニズムが推測されていた。本研究では特殊水槽を用いて初めて海陸風のシミュレーションに成功し、速度・温度分布の測定と流れの可視化の結果から海陸風の全体像を把握し、その基本的なメカニズムを検討した。才5、6報では数値実験の結果について述べている。我が国では、大抵の場合、臨海地域の背後に山岳斜面が迫っている。このとき、斜面は単に障壁として作用するばかりでなく、斜面温度の1日周期の変化に伴って形成される斜面風(山

谷風)が海陸風と相互作用を起し、臨海地域の局地風は著しく変化する。才5報では、地形を単純化した数値モデルを用いて海陸風に及ぼす地形効果について検討した。才6報では、数値実験の手法を用いて、海陸風の存在下での臨海地域の大气汚染の基本的な特徴を検討した。これらの結果を要約すると次のようになる。

海陸風のメカニズムは次のような一連の現象がサイクリックに起こると考えられる。まず、朝方から日中にかけて、陸地地面の温度が急激に上昇すると、下層大気は下からの非定常加熱を受けて細胞状の熱対流を起す。これによって、陸地全域に一樣な厚さの混合層が形成される。これが時間的に発達して、その厚さを増すと、海一陸の間に気圧傾度が生じて、海岸線から海風の侵入が始まる。海風は混合層を巻き上げるようにして進行してゆくが、海上からの気流が陸地部に入った時点から、地面からの急激な加熱を受けてロール状の熱対流を発生し、海岸線に直角方向に水平軸を持つ縦渦列が、海風層の厚さとほぼ同じ間隔で一列に並ぶ。陸風の開始前には熱対流の発生はなく、陸風は陸上で冷やされた重く薄い気層が、そのまま緩やかに流れ出してゆくというもので、重力流と見なせる。

臨海地域の背後に山岳斜面が存在すると、斜面は海陸風を弱めるような障壁効果と、海陸風を強める熱的效果の両方の作用をする。数値実験として熱的な作用を持たない斜面モデルと、表面温度が日変化する斜面モデルとについて個々の影響を調べてみた。後者の斜面では、斜面に沿って生じた斜面風が海陸風の日変化の位相を早める方向に作用し、海風と陸風の交替時には海陸風と斜面風との位相のずれによって循環流が二つに分離し、その結果、早朝に平野部上空に下降気流が生じる。これらの効果をエネルギー的に見ると、熱的效果は大量の有効位置エネルギーを大気に供給し、これが効率的に運動エネルギーに変換されて海陸風を強める方向に作用する。

海陸風存在下での大气汚染の基本的な特徴は次のように要約できる。まず、汚染濃度の日変化に関しては、排出源近傍では明確な双峯型のパターンが現れ、隔れた所で単峯型の日変化を示す。海岸線付近では午前中海からの風に乗って運ばれてくる汚染物質のために見掛のバックグラウンド濃度は非常に高い値を保持し、午後急激に減少する。また、海陸風は閉じた循環流を形成するため、排出された汚染物質は循環流中に蓄積される。このことによる汚染濃度の経日変化は重要で、その特徴は、排出源近傍では排出開始後1日目で濃度は急増し、2日目以降直線的に増大するのに対し、遠隔地では1日目の濃度の急増はそれ程大きくなく、2日目以降直線的に増大する。この直線的な増加速度は全域でほぼ一樣であるが、これに重畳した日変化の振幅は遠隔地ほど大きくなる。

海陸風場の流跡線はラセン状を描き、一般に海上では下降流、陸上では上昇流が卓越するが、汚染物質の移流する範囲は数日間ですべて数10kmに限られる。

## 研究発表

### (講演)

- (1) 植田洋匡・水科篤郎：円管内完全発達乱流の壁面近傍の乱流構造. 化学工学第43年会, 名古屋. (53.4)
- (2) 水科篤郎・荻野文丸・近藤 勝・植田洋匡・福井啓介：鉛直平行平板間の共存対流場における乱流輸送現象. 化学工学第43年会, 名古屋. (53.4)
- (3) 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡・小森 悟・前田和昭：レーザードップラー流速計の非等温系乱流場への適用(I) —— 実験例. 化学工学第43年会, 名古屋. (53.4)
- (4) 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡・小森 悟・前田和昭：レーザードップラー流速計の非等温系乱流場への適用(II) —— 幾何光学的解析. 化学工学第43年会, 名古屋. (53.4)
- (5) 植田洋匡：乱流拡散係数の測定. 日本機械学会第55期総会, 横浜. (53.4)
- (6) 植田洋匡・小川 靖・光本茂記・奥田典夫：下層大気境界層の構造と乱流輸送現象に関する研究. 国立公害研究所研究発表会, 筑波. (53.4)
- (7) 水科篤郎・植田洋匡・小森 悟・前田和昭：安定成層流の乱流構造. 第15回日本伝熱シンポジウム, 札幌. (53.5)
- (8) 植田洋匡・光本茂記・鈴木弥幸・穂田 巖・鈴木剛彦：接地逆転層, 夜間低層ジェット of 生成, 発達, 消滅過程の観測—カイツーンによる風速, 温度, 湿度の鉛直分布連続測定. 1978年日本気象学会春季大会, 東京. (53.5)
- (9) 植田洋匡・水科篤郎・荻野文丸・小森 悟：温度成層流中の乱流拡散係数におよぼす浮力効果. 1978年日本気象学会春季大会, 東京. (53.5)
- (10) 浅井富雄・光本茂記：海陸風循環に及ぼす斜面の影響 —— 海陸風と斜面風の相互作用について. 1978年日本気象学会春季大会, 東京. (53.5)
- (11) 植田洋匡・水科篤郎・荻野文丸・小森 悟：温度成層流中の乱流拡散におよぼす浮力効果. 気象学会春季大会, 東京. (53.5), 第19回大気汚染学会, 札幌. (53.9)
- (12) 植田洋匡・光本茂記・鈴木弥幸・穂田 巖・鈴木剛彦：夜間接地逆転層, 低層ジェットの観測. 第19回大気汚染学会, 札幌. (53.9)
- (13) 植田洋匡：下層大気 of 構造と乱流輸送現象 —— 乱流拡散係数におよぼす浮力効果. 第12回伝熱セミナー, 京都. (53.9)
- (14) 植田洋匡・光本茂記・水科篤郎・荻野文丸・小森 悟：大気境界層 of 構造と乱流輸送現象. 第12回化工秋季大会. 乱流 of 測定および構造シンポジウム, 岡山. (53.10)
- (15) 植田洋匡・光本茂記・藤田敏夫・花房龍男・藤谷徳之助・大塚 伸：大気境界層内 of 乱流拡散係数におよぼす浮力効果 —— 熱 of 乱流拡散係数について. 気象学会秋季大会, 仙台. (53.11)
- (16) Ogawa, Y. : Similarity considerations for flow around a two-dimensional model fence. Part1-field investigation, Part2-wind tunnel study. Fourth U. S.-Japan Air Pollution Related Meterogy Meeting, Washington D. C. (53.12)
- (17) 水科篤郎・荻野文丸・小森 悟・前田和昭・植田洋匡：レーザードップラー流速計による非等温系乱流場での乱流測定・流れ of 動的計測シンポジウム, 東京. (53.12)
- (18) 植田洋匡・内藤正明・太田宣久・山本一夫：気液界面 of ラグランジュ的な乱流構造 of 測定. 流れ of 動的計測シンポジウム, 東京. (53.12)
- (19) 植田洋匡：臨海地域 of 気象特性と大気拡散現象. 国立公害研究所研究発表会, 筑波. (54.4)

- ②0 中島正基・福井啓介・植田洋匡：鉛直平行平板間の共存流れ場における乱流輸送現象。化学工学第44年会，東京。（54.4）
- ②1 植田洋匡・内藤正明・太田宣久・山本一夫：気液界面の乱流構造。化学工学第44年会，東京。（54.5）
- ②2 植田洋匡・浜田光生・福井啓介・小森 悟・水科篤郎：加熱水平平板上の共存対流熱伝達。第16回日本伝熱シンポジウム，広島。（54.5）
- ②3 水科篤郎・植田洋匡・小森 悟：不安定成層流の乱流構造，第16回日本伝熱シンポジウム，広島。（54.5）
- ②4 植田洋匡・福井啓介・浜田光生：混合層内の乱流輸送現象 —— 第1報 熱伝達。1979年日本気象学会春季大会，東京。（54.5）
- ②5 植田洋匡・光本茂記：成層化した接地気層の速度分布について。1979年日本気象学会春季大会，東京。（54.5）
- ②6 Ogawa, Y., P. G. Diose, K. Uehara and H. Ueda: Plume behavior in stratified flows. Sixth U. S.-Japan Air Pollution-Related Meteorology Meeting, Tokyo. (54.10)
- ②7 中島正基・福井啓介・内田俊和・植田洋匡・水科篤郎：傾斜平行平板間での共存対流における2次流れ。化学工学第13回秋季大会，名古屋。（54.10）
- ②8 尾添絃之・柴田 勉・佐山隼敏・植田洋匡：海陸風による汚染拡散の解析。化学工学第13回秋季大会，名古屋。（54.10）
- ②9 植田洋匡・光本茂記：温度成層のある接地境界層のシャー関数。第20回大気汚染学会，神戸。（54.11）
- ③0 植田洋匡・光本茂記：混合層の構造とその中での乱流輸送。第20回大気汚染学会，神戸。（54.11）
- ③1 老川 進・小川 靖・小川フィリス：建物周囲の流れと拡散—野外モデル実験。第20回大気汚染学会，神戸。（54.11）
- ③2 小川 靖・上原 清・小川フィリス・老川 進：内部境界層の発達について — 野外観測と風洞実験 — 第20回大気汚染学会，神戸。（54.11）
- ③3 光本茂記・植田洋匡：水槽実験による海陸風のシミュレーション — その1・流れの可視化と鉛直温度分布 —。第20回大気汚染学会，神戸。（54.11）
- ③4 Ogawa, P. D., Y. Ogawa and K. Uehara: Wind tunnel simulation of the effect of stability on stack dispersion. 第20回大気汚染学会，神戸。（54.11）
- ③5 植田洋匡・小森 悟・水科篤郎：接地気層とそれより上空の乱流輸送機構の相違。化学工学第45年会，大阪。（55.4）
- ③6 植田洋匡・光本茂記・柴田 勉・尾添絃之：海陸風循環流の構造 — 室内実験 —。化学工学第45年会，大阪。（55.4）
- ③7 福井啓介・中島正基・松本稔樹・植田洋匡：Wall regionでの乱流輸送現象に及ぼす温度成層効果 — 速度分布・温度分布について —。化学工学第45年会，大阪。（55.4）
- ③8 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡・小森 悟・牧 春彦：開水路流れの自由表面近傍の乱流構造。化学工学第45年会，大阪。（55.4）
- ③9 植田洋匡・光本茂記・尾添絃之・柴田 勉：海陸風循環流の基本構造。第17回日本伝熱シンポジウム，金沢。（55.5）
- ④0 福井啓介・中島正基・植田洋匡：傾斜平行平板間での共存対流場における2次流れ，第17回日本伝熱シンポジウム，金沢。（55.5）

- (41) 光本茂記・植田洋匡：室内実験による海陸風循環流のシミュレーション — その1・流れのパターンと温度の鉛直分布 — 日本気象学会春季大会，東京．（55.5）
- (42) 光本茂記・植田洋匡：室内実験による海陸風循環流のシミュレーション — その2・水平，鉛直流速の測定 — 日本気象学会春季大会，東京．（55.5）
- (43) 小森 悟・植田洋匡・荻野文丸・水科篤郎：成層乱流へのスペクトル方程式モデルの適用．日本気象学会春季大会，東京．（55.5）
- (44) Ueda, H., S. Komori, F. Ogino and T. Mizushima: Turbulence structure in stratified open channel flow. AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Stanford. (55.9)
- (45) Mizushima, T, S. Komori, S. Mitsumoto and H. Ueda: Turbulent transport in the mixed convection over a heated horizontal plane. ICHMT-IUTAM Symposium on Heat and Mass Transfer and the Structure of Turbulence, Dubrovnik, Yugoslavia. (55.10)
- (46) 尾添紘之・佐山隼敏・柴田 勉・植田洋匡：海陸風中の大気汚染の特性 — 経日変化とバックグラウンド濃度 — ．化学工学第14回秋季大会，横浜．（55.10）
- (47) 藤井敬一・尾添紘之・佐山隼敏・植田洋匡・光本茂記：温度成層水平流体層内の非定常自然対流について．化学工学第14回秋季大会，横浜．（55.10）
- (48) 小森 悟・植田洋匡・高橋成夫・荻野文丸・水科篤郎：温度成層流中での物質の乱流拡散．化学工学第14回秋季大会，横浜．（55.10）
- (49) 植田洋匡・小森 悟・山本一夫・佐藤行成：排煙流中の汚染物質の混合・反応現象．化学工学第14回秋季大会，横浜．（55.10）
- (50) 小川 靖・上原 清・小川フィリス・植田洋匡：温度成層の接地境界層乱流におよぼす影響．第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (51) 光本茂記・植田洋匡：水槽実験による海陸風のシミュレーション — その2・水平，鉛直流速の分布 — 第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (52) 植田洋匡・光本茂記・千葉包高：海陸風中の大気汚染の経日変化とバックグラウンド濃度．第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (53) 植田洋匡・宮寄 武・小森 悟：自然対流と強制対流の共存場における縦渦列．第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (54) 大原利真・小川 靖・井上力太：内部境界層における乱流拡散 — (1)乱流構造について — ．第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (55) 小川 靖・大原利真・井上力太：内部境界層における乱流拡散 — (2)トレーサ実験について — 第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (56) 老川 進・小川 靖・小川フィリス：建物周囲の流れと拡散（その2） — 建物モデル背後に生ずる渦領域の大きさについて — 第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (57) P. G. Dioseay-Ogawa, Y. Ogawa, K. Uehara, H. Arita and H. Ueda: The effect of thermal stratification on the pvtame sphead from a ground level release 第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (58) 小森 悟・植田洋匡：成層流中での物質の乱流拡散．第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (59) 小森 悟・植田洋匡：安定成層流の乱流構造．第21回大気汚染学会，浦和．（55.11）
- (60) 小森 悟・植田洋匡・千葉包高・尾原裕之・小泉美明・山本一夫：ラウンド・フリージェットの乱

- 流構造. 化学工学第46年会, 名古屋. (56.4)
- (61) 内田俊和・福井啓介・中島正基・水科篤郎・植田洋匡: 平行平板間での乱流輸送現象に与える温度成層効果. 化学工学第46年会, 名古屋. (56.4)
- (62) 植田洋匡・宮寄 武: 安定成層状態で非定常加熱による自然対流の発生 — その1 Slip condition —. 化学工学第46年会, 名古屋. (56.4)
- (63) 福井啓介・中島正基・水科篤郎・植田洋匡: 傾斜平行平板間での共存対流場における縦渦列. 化学工学第46年会, 名古屋. (56.4)
- (64) 小森 悟・植田洋匡: 不安定成層流の乱流構造. 第21回大気汚染学会, 浦和. (55.11)
- (65) 宮寄 武・橋本英典: 有孔平板近傍における微小粒子の運動 I, II. 1981年物理学会, 広島. (56.3)
- (66) 老川 進・小川 靖・小川フィリス: 建物周囲の流れと拡散 (その3) — 渦領域の大きさ・屋根面の流れ (風洞と野外の現象の比較) —. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (67) 小川 靖・薮内信一郎: 逆転層内での煙の拡がりについて part 1. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (68) Y. Ogawa・P. G. Dioso-Ogawa・K. Uehara・H. Arita: Stable Stratification Effects on the Plume Spread from a Ground Level Release. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (69) 小川 靖・老川 進・上原 清: 建物周囲の流れと拡散 (その4) — 濃度・建物背後の乱流構造について (風洞と野外の現象の比較) —. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (70) 植田洋匡・福井啓介: 自然対流と強制対流との共存流中に発生する二次流れ. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (71) 小森 悟・植田洋匡: 加熱円型噴流の乱流構造. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (72) 小森 悟・植田洋匡: 温度成層流中でのスカラー量の横方向と流れ方向の乱流拡散. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (73) 小森 悟・植田洋匡: 気, 液界面の乱流構造. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (74) 光本茂記・植田洋匡: 航空機による風向, 風速の測定. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (75) 宮寄 武・植田洋匡: 非定常加熱による混合層の発達. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (76) 宮寄 武: 有孔平板近傍における微小粒子の運動. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)
- (77) 小森 悟・植田洋匡: NO+O, 反応を伴う乱流ジェットに関する研究. 第22回大気汚染学会, 秋田. (56.10)

(印刷)

- (1) Ueda, H. and T. Mizushima (1977): Turbulence structure in the inner part of the wall region in a fully developed turbulent tube flow. Proc. of the 5th Biennial Symp. on Turbulence., 110-120.
- (2) Ueda, H., R. Möller, S. Komori and T. Mizushima (1977): Eddy diffusivity near the free surface of open channel flow. Int. J. Heat Mass Transfer, 20, 1127-1136.
- (3) Nakajima, M., K. Fukui, H. Ueda and T. Mizushima (1978): Developing combined free and forced laminar convection between vertical parallel plates with constant wall temperature. J. Chem. Eng. Jpn., 11, 19-24.
- (4) Asai, T. and S. Mitsumoto (1978): Effects of an inclined land surface on the land and sea

- breeze circulation — A numerical experiment. *J. Met. Soc. Jpn.*, **56**, 559—570.
- (5) Ueda, H., T. Mizushima, F. Ogino and S. Komori (1978) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. *Heat Transfer* 1978, MC-16, 91—96.
  - (6) 水科篤郎・荻野文丸・植田洋匡 (1978) : 排温水の熱的挙動に関する研究. 昭和52年度文部省科研費特別研究(1)「環境汚染の検知と制御」—水環境保全のための化学工学—研究報告書(四), 27—32.
  - (7) 植田洋匡 (1978) : 拡散風洞. *化学工学*, **42**, 226.
  - (8) Mizushima, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1979) : Application of laser doppler velocimetry to turbulence measurement in non-iso-thermal flow. *Proc. Roy. Soc. London*, **A366**, 63-79
  - (9) Mizushima, T., F. Ogino, H. Ueda and S. Komori (1979) : Buoyancy effect on eddy diffusivities in thermally stratified flow in an open channel. *Chemical Engineering for Water Pollution Control. Special Project Research on Detection and Control of Environmental Pollution*, **3**, 27—31.
  - (10) Mizushima, T., F. Ogino, H. Ueda and S. Komori (1979) : Buoyancy effects on turbulence quantities in stably stratified flow. *Chemical Engineering for Water Pollution Control, Special Project Research on Detection and Control of Environmental Pollution*, **3**, 32—35.
  - (11) Ueda, H., M. Nakajima, K. Fukui and T. Mizushima (1980) : Buoyancy effects on turbulent transport in combined free and forced convection between vertical parallel plates. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **23**, 1325—1336.
  - (12) Ogawa, Y. and P. G. Diosey (1980) : Surface roughness and thermal stratification effects on the flow behind a two-dimensional fence — II. A wind tunnel study and similarity considerations, *Atmospheric Environment*, **14**, 1309—1320.
  - (13) Ogawa, Y. and P. G. Diosey (1980) : Surface roughness and thermal stratification effects on the flow behind a two-dimensional fence — I. Field study —, *Atmospheric Environment*, **14**, 1301—1308.
  - (14) Miyazaki, T. and H. Hashimoto (1980) : Separation of creeping flow past two circular cylinders. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **49**, 1611—1618.
  - (15) 植田洋匡 (1980) : 環境における流体力学 — 大気系 —. *化学工学*, **44**, 26—29.
  - (16) 植田洋匡 (1980) : 大気汚染のシミュレーション. 国立公害研究所調査報告. 第15号, 41—53.
  - (17) 小森 悟・水科篤郎 (1980) : 温度成層流の乱流構造と輸送現象. 第1回大気・乱流シンポジウム. 国立公害研究所調査報告, 第14号, 67—100.
  - (18) 光本茂記 (1980) : 海陸風の構造とその中での拡散過程. 第1回大気・乱流シンポジウム. 国立公害研究所調査報告, 第14号, 53—65.
  - (19) Ueda, H., S. Mitsumoto, S. Komori, Y. Ogawa and M. Okuda (1981) : Effect of stratification on the turbulent transport processes in the lower atmosphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **107**, 561—578.
  - (20) Mizushima, T., S. Komori, S. Mitsumoto and H. Ueda (1981) : Turbulent transport in the mixed convection over a heated horizontal plane. *Proc. ICHMT-IUTAM Symposium*, 110—121.
  - (21) Ogawa, Y., P. G. Diosey, K. Uehara and H. Ueda (1981) : A wind tunnel for studying the effects of thermal stratification in the atmosphere. *Atmos. Environment*, **15**, 807—821.
  - (22) Ogawa, Y. and S. Oikawa (1982) : A field investigation of the flow and diffusion around a

- model cube, *Atmos. Environment*, **16**, 207—222.
- (23) Ogawa, Y., P. G. Diosey, K. Uehara and H. Ueda (1982) : Plume behavior in stratified flows. accepted in *Atmos. Environment*.
- (24) Ogawa, Y. and T. Ohara (1982) : observation of the turbulent structure in the planetary boundary layer with a kiteon-mounted ultrasonic anemometer system. *Boundary Layer Meteorology*, **22**, 123—131.
- (25) Mizushina, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1980) : Structure of turbulence in stably stratified flow. accepted in *J. Fluid Mech.*
- (26) Mizushina, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1980) : Structure of turbulence in unstably stratified flow. accepted in *J. Fluid Mech.*
- (27) Mizushina, T., F. Ogino, S. Komori and H. Ueda (1980) : Buoyancy effects on turbulence in stratified flows—Application of spectral equation model—. accepted in *Int. J. Heat Mass Transfer*.
- (28) Ozoe, H., T. Shibata, H. Sayama, H. Ueda and S. Mitsumoto (1980) : Numerical simulation of the diffusion of pollutant under an effect of land and sea breeze. submitted to *Atmos. Environment*.
- (29) Ueda, H., M. Naito, N. Ohta and K. Yamamoto (1980) : *Measurement of Lagrangian structure of turbulence at the free surface.* accepted in *Chem. Eng. Sci.*
- (30) Ueda, H., M. Nakajima and K. Fukui (1980) : Roll cell in the combined free and forced convection between horizontal parallel plates. submitted to *Int. J. Heat Mass Transfer*.
- (31) Ueda, H., M. Nakajima and K. Fukui (1980) : Effect of inclination on the combined free and forced convection between parallel plates. submitted to *J. Chem. Eng. Jpn.*
- (32) Mitsumoto, S., H. Ueda, T. Shibata and H. Ozoe (1981) : Laboratory experiment on land sea breeze. accepted in *J. Met. Soc. Jpn.*
- (33) Fukui, K., M. Nakajima, H. Ueda and T. Mizushima (1981) : Instability and the resulted secondary flow in the combined free and forced convection between vertical parallel plates. accepted in *Int. J. Heat and Mass Transfer*.
- (34) Komori, S., H. Ueda, F. Ogino and T. Mizushina (1981) : Turbulence structure at the free surface in an open channel flow. accepted in *Int. J. Heat and Mass Transfer*.
- 5) 植田洋匡 (1981) : 人工排熱の大気中の拡散に関する研究. 文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究. 昭和55年度研究成果報告書, 10—12.

## II. 報 文 (風洞シミュレーション)

### 1. 大気拡散実験用風洞の特性\*

#### Characteristics of the Atmospheric Diffusion Simulation Wind Tunnel \*

小川 靖<sup>1</sup>, フィリス・ディオズイ・小川<sup>1</sup>, 上原 清<sup>2</sup>, 植田洋匡<sup>1</sup>  
Yasushi OGAWA<sup>1</sup>, Phyllis G. DIOSEY-OGAWA<sup>1</sup>, Kiyoshi UEHARA<sup>2</sup>  
and Hiromasa UEDA<sup>1</sup>

#### 要 旨

大気の安定度が大気中の流れと拡散現象に及ぼす影響を研究するための大型風洞が国立公害研究所に新設された。当風洞は一般気流温度 (12℃から87℃まで)、温度成層 (成層の傾度は $\partial T/\partial Z=25^\circ\text{C}/\text{m}$ まで) および床面温度 (7℃~112℃まで) がそれぞれ独立に変化出来る。また、当風洞はその他速度成層カート、床面粗度用、風向変化用、面源可変用、床面濃度測定用パネルがそう着出来る様になっている。これらの概略の説明と風洞の性能について述べる。

#### Abstract

A new wind tunnel designed to study the effects of thermal stratification on flow and diffusion in the atmospheric boundary layer was constructed at NIES. The wind tunnel features three independent temperature systems that control the ambient air temperature (from 12°C to 87°C), the temperature profile (gradient up to  $\partial T/\partial Z=25^\circ\text{C}/\text{m}$ ), and the surface (eight 2m×2m individual floor panels, from 7°C to 112°C for each) in the test section. The wind tunnel is also equipped with a velocity profile generating cart, and surface roughness, wind orientation, variable area

---

\* Appeared in Atmospheric Environment Vol 15 No. 5 pp 807-821 (1981) entitled "A Wind Tunnel for Studying the Effects of Thermal Stratification in the Atmosphere"

1. 国立公害研究所 大気環境部 〒305 茨城県谷田部町  
National Institute for Environmental Studies, Atmospheric Environment Division,  
Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki, 305
2. 国立公害研究所 技術部  
National Institute for Environmental Studies, Engineering Division

source, and sampling grid floor panels. Combined, these features can generate a wide range of thermal stratification and conditions.

This report presents the details of this facility and wind tunnel characteristics.

## 1. はじめに

大気汚染の防止には工場などの煙突や自動車などから排出された汚染物質がどの様に移流・拡散するかを予測するのが大きな問題になっている。この方法の一つにたとえば風洞を使った室内実験がある。これは大気と同じ空気を使って現象を再現しようとする一種のアナログシュミレーターであり、現実と相似した流れが繰り返し再現出来るので現象を把握するにはきわめて都合が良い。従来の風洞実験による研究はたとえば建物まわりの汚染現象（ダウン・ドラフト現象）であるとか、複雑な地形の影響のもとでの汚染現象などが中心であり、大気の安定度はほとんど中立状態の時のみに限られていた。しかしながら実際の大気汚染現象では大気の安定度が拡散現象を大きく左右するし、大気汚染の最悪な状況は大気の安定度によって引き起こされる。

この一例がNO<sub>2</sub>汚染の冬期の高濃度化である。これは冬期の夜に発生しやすい接地性の強い逆転層（安定層）によって自動車などからのNO<sub>2</sub>の排出の上下方向への拡散が防げられるからによる。この様な強い安定時の拡散現象は最近ようやく研究が開始されたばかりであり、まだ十分な現象の解明には至っていない。

安定度は直接拡散現象に影響を及ぼす他に流れの様子も変化させる。これはたとえば、安定度によって山をまわる気流の様子が変化したりするわけで、山の周辺にある煙突からの煙の移流・拡散現象も変化する事になる。

さらに大気の安定度が複雑になると、それらは又、大気拡散現象を複雑なものにする。たとえば海風が陸地に侵入したり、郊外からの風が都市部に入ってくる様な場合には地表の条件が、滑面で低い温度から粗面で高い温度に変化する。そうなると大気の状態は上層では風上側によって作られた安定度（安定又は中立）であるのに下層では粗くかつ温度の高い地表面から混合層（不安定）が発達し、大気境界層が多重の層になる。この様な状態の場合には排出源の高さによってその高さでの安定状態が変わり、拡散の様子も変わる。又、たとえば海岸近くからの煙突の煙が、始め上層の安定成層内で拡散されないまま陸地に入り、これが陸地で発達する混合層にぶつかるると急激な汚染の下降が起こり、地表面での濃度が上昇する。これは *Fumigation* “いぶし現象” と言われるもので、大気の安定度によって地上に高濃度をもたらす現象の一つである。

この他にも陸から海や都市から郊外への風とか山谷風とか河川に沿ったり横切る風による複雑な大気の安定度が大気汚染現象に与える影響を無視出来ない。これには野外での観測に加えて室内実験を行い、再現性のある場で精度の良い測定を通じて現象を把握する必要がある。

この目的のために国立公害研究所では大型の大気拡散シュミレーション用の風洞を製作した。その設計の骨子は、

1. 壁面の影響を小さくするために大きな風洞測定部を持つ事
2. *zero pressure gradient* が達成出来る様に天井面高さは可変とする事
3. 一般気流温度、床面温度および気流温度傾度の3種類の温度コントロールシステムをそれぞれ独立に持つ事
4. 速度成層が作れる事
5. 精度の良いトラバースシステムを持つ事
6. 速度場、温度場、濃度場の測定機器の充実とデータ収録、解析のコンピュータ化

当報告はこれらを基にして作られた風洞の概略の説明と最大能力の下での風洞性能について述べる。

## 2. 風洞概略

風洞は単回路の回流式で設置はたて型である。このたて型のデザインは送風機を地下室に設けて騒音を外部に出さない様にするためと、外気温の影響を少なくし、さらに測定部まわりの有効利用を考えたためである。図1に風洞の概略図を示す。

送風機は90kWのサイリスター制御直流モーターによる駆動で、最高770r.p.m.でありそのコントロールはデジタルで0.1r.p.m.の精度である。これにより測定部内の風速は0.2m/s~10.5m/sの範囲で可変である。さらに低速0.1m/sが必要な場合は送風機のうしろのダンパーの開度を変化させて達成する。

送風機の前にはスプリッター型の消音器があり、これにより送風機で発生する騒音は減少し、最大出力時でも測定室で53phon程度になっている。

混合胴 (*mixing chamber*) が送風機の後部に位置し、測定部で作られた温度の分布や濃度の分布を強制的に混合し、測定部入口で再び一樣になる様にする。

一般気流温度調節用の空調器は混合胴の後部に位置し、2種類のコイルから成っている。一つのコイルは加圧高温水用 (最高113℃) で最大加熱量は $2.47 \times 10^5$  kcal/hである。

他のコイルは冷却水用 (最低9℃) であり、最高冷却熱量は $5.4 \times 10^5$  kcal/hである。温水温 ( $T_h$ )、冷水温 ( $T_c$ ) を設定する事により一般気流温度 ( $T_a$ ) は12℃~87℃の任意に設定出来る。

温度成層用カート (*Temperature Profile Cart; TPC*) は測定部入口に位置し、電熱による気流の加温を行う。カートは2m×3m×1.2m (高さ×幅×長さ) で、10cmごと20段に分割されている。各段には12mmφのヒーズヒーターが水平に43本設けられている。又、鉛直には水平方向の温度の一樣性のために12本設けられている。

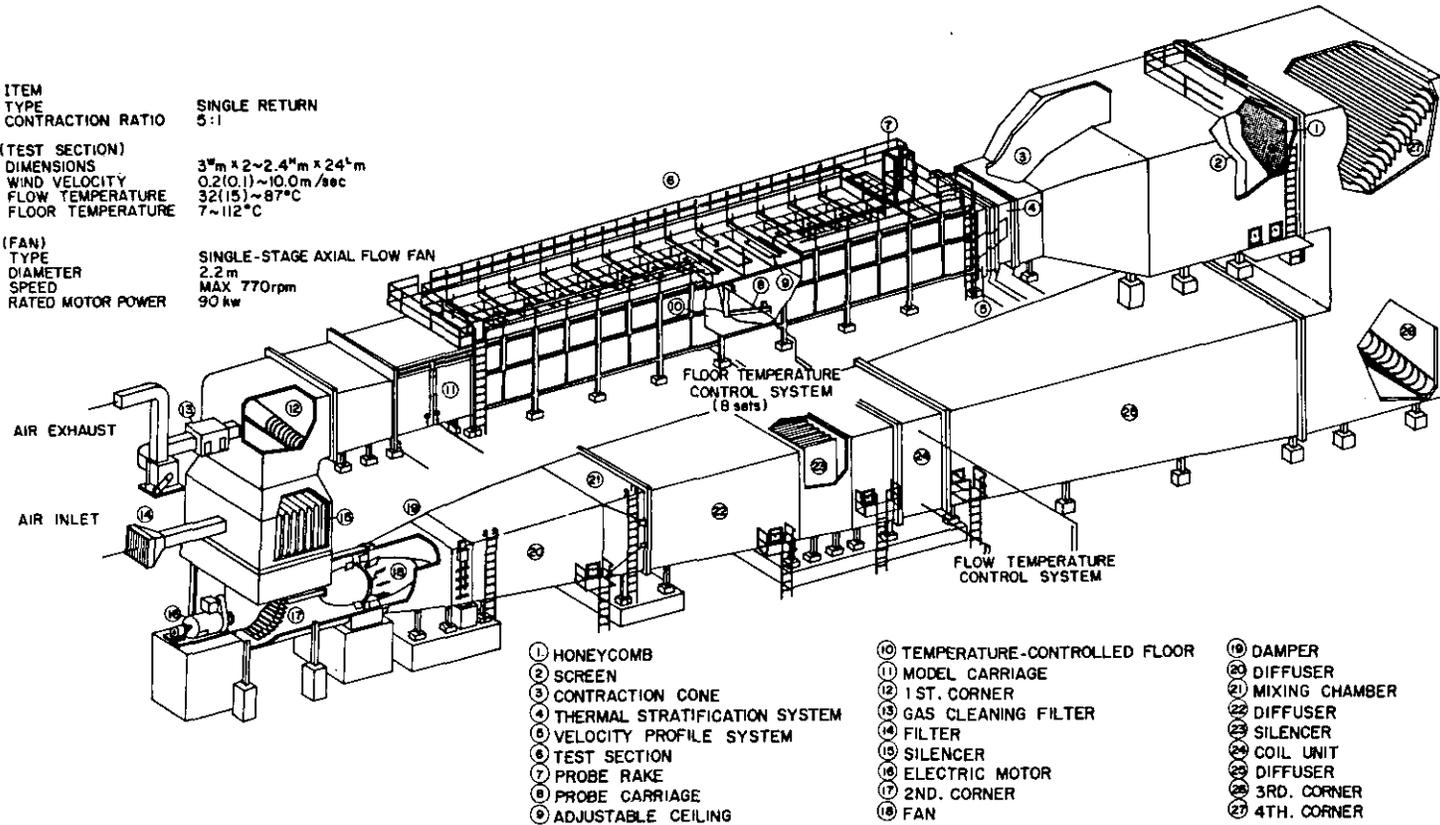
このカートは一般気流が5m/sまでの範囲で入口気温を30℃上昇出来る能力を持っている。各段は白金抵抗温度計が温度を感知してデジタルコントローラがPIDモードでコントロールを行う。精度は±0.1℃である。

速度成層用カート (*Velocity Profile Cart; VPC*) は温度成層用カートのうしろに位置し、

ITEM TYPE SINGLE RETURN  
CONTRACTION RATIO 5:1

(TEST SECTION)  
DIMENSIONS  $3^m \times 2 \sim 2.4^m \times 24^m$   
WIND VELOCITY 0.2(0.1)~10.0m/sec  
FLOW TEMPERATURE  $32(15) \sim 87^\circ\text{C}$   
FLOOR TEMPERATURE  $7 \sim 112^\circ\text{C}$

(FAN)  
TYPE SINGLE-STAGE AXIAL FLOW FAN  
DIAMETER 2.2m  
SPEED MAX 770rpm  
RATED MOTOR POWER 90kw



- |                                 |                                |                  |
|---------------------------------|--------------------------------|------------------|
| ① HONEYCOMB                     | ⑩ TEMPERATURE-CONTROLLED FLOOR | ⑳ DAMPER         |
| ② SCREEN                        | ⑪ MODEL CARRIAGE               | ㉑ DIFFUSER       |
| ③ CONTRACTION CONE              | ⑫ 1ST. CORNER                  | ㉒ MIXING CHAMBER |
| ④ THERMAL STRATIFICATION SYSTEM | ⑬ GAS CLEANING FILTER          | ㉓ DIFFUSER       |
| ⑤ VELOCITY PROFILE SYSTEM       | ⑭ FILTER                       | ㉔ SILENCER       |
| ⑥ TEST SECTION                  | ⑮ SILENCER                     | ㉕ COIL UNIT      |
| ⑦ PROBE RAKE                    | ⑯ ELECTRIC MOTOR               | ㉖ DIFFUSER       |
| ⑧ PROBE CARRIAGE                | ⑰ 2ND. CORNER                  | ㉗ 3RD. CORNER    |
| ⑨ ADJUSTABLE CEILING            | ⑱ FAN                          | ㉘ 4TH. CORNER    |

図1 国立公害研究所大気拡散風洞の概略図

Fig.1 Sketch of NIES atmospheric diffusion simulation wind tunnel

速度分布を作る時に用いられる。このカートは  $2\text{ m} \times 3\text{ m} \times 1.2\text{ m}$  (高さ×幅×長さ) で水平に20段に分割されている。各段は3枚の  $9.2\text{ cm} \times 300\text{ cm}$  のスリット状の板から成っていて、これらを動かす事により空気の通過面積を  $0\% \sim 66.6\%$  まで可変出来る。各段は任意にコントロール出来るから直線、対数、ジェットなどの風速分布が作られる。

VPC, TPC共空カート (*Empty Cart; EC*) と交換可能であり、4種類の組合せが出来る。

測定部後部の外側には除湿器 (*Berner*社製、リチウム・クロライド使用) があり、必要に応じて除湿を行って床面への結露を防いでいる。

### 3. 測定部

測定部は風洞建屋の2階に位置する。測定部のある測定室はドーム状の屋根 (高さ10m) のある大きな空間を持っているが、測定部の温度コントロールのため全館空調がなされている。

測定部は  $3\text{ m} \times 2\text{ m} \times 24\text{ m}$  (幅×高さ×長さ) でコントロール側の窓は  $1.3\text{ m} \times 1.4\text{ m}$  の2重窓 (合計16) であり、反対側も同様な2重窓から成っている。

測定部の天井は *zero pressure gradient* がとれる様に高さが可変になっている。天井面は  $1.5\text{ m}$  のセクションが16組あり、各セクションの結合部が上方からモーターを介して鉤られている。このモーターを駆動させて結合部が高さ40cmまで上昇出来る様になっているし、又、結合部はスプリング板がわたしてあって、結合部のあいだはスムーズになる様になっている。従って一般気流の風速により、又、測定部に入れる模型の大きさにより、16組のモーターを駆動し、高さを調節する。各セクションには  $60\text{ cm} \times 120\text{ cm}$  ののぞき窓があり、測定部の観測が出来る様になっている。

トラバース装置は測定プローブをX軸20m, Y軸中央部2.2m, Z軸床面より高さ1.3mまで移動出来る。駆動はパルスモーターで、デジタルコントローラにより  $\pm 1/100\text{ mm}$  の精度を持っている。トラバース速度は  $0.5 \sim 20\text{ mm/s}$  の可変の他にX軸は  $100\text{ mm/s}$  の高速移動が可能である。

測定部床面は8組の  $3\text{ m} \times 3\text{ m}$  のパネルで成っている。パネルには冷却・加熱用, 粗度変化用, 風向変化用, 面排出源用, 床面濃度測定用の5種類があり、実験に応じて交換可能である。

冷却・加熱用パネルは8枚あり床面には冷却水, 又は高温水用のコイルが埋込まれている。6℃から113℃の加圧水を流す事により床面温度は7℃から112℃までの任意の温度が達成出来る。床面コイルの温度コントロールは定流量温度コントロール方式であり、床面温度の一様性を良くするためにコイル入口, 出口温度差は最大0.5℃である。各床パネルは6点の埋込みサーモカップルによって温度測定されるが、最悪の条件下でも温度差は  $\pm 0.2\text{ }^\circ\text{C}$  ( $8$  パネルの平均  $U_a = 2.0\text{ m/s}$ ,  $T_a = 87^\circ\text{C}$ ,  $T_r = 8^\circ\text{C}$ )。

粗度変化用パネルはモデル実験の時などその上流におき、実験に則した風速分布を作る。パネルには20列, 各列20枚のフィンがあり (フィンの高さは3種類) これらの流れに対する角度が  $0^\circ \sim 90^\circ$  まで可変出来る様になっている。このフィンの高さ, 対向角度を変化させる事により風速分

布又は粗度を変化させる。

風向変化用パネルは直径2.5mのターンテーブルで、その角度は外部から±200°(精度1°)で変化出来る様になっている。

面排出源用パネルはパネルの上流側に幅5cm長さ250cmの面排出源があり、この面積は可変出来る様になっている。面源の下流の中央部には46点の地表面濃度測定用のサンプル穴があり濃度の減少の測定が可能である。

床面濃度測定用パネルは合計1,441の床面濃度測定用の穴があり、主にターンテーブルの風下側に設置し、床面濃度分布が測定出来る様になっている。

#### 4. 測定器

風洞実験では風速、温度およびトレーサーガスの測定のための各種の測定器を持っている。

##### A. 風速測定

これには5種類の測定器があり、実験の目的によって使いわけている。

1. 超音波風速計(温度補償型)は一般気流の風速のモニターに使用する。
2. ピトー静圧管とMKSバラトロン社のキャパシタンス型マンオメーターは平均風速分布測定に使用する。
3. 熱線風速計(4セット)は乱流測定用に使用する。
4. *Two-color laser Doppler* 流速計(カウンタープロセッサー式)は逆流領域での測定が可能である。
5. 低風速用( $\leq 30\text{cm/s}$ )には振動式の風速計(DISA)を使用する。

##### B. 温度測定

気流温度や床面温度の測定には以下の五つの方式がある。

1. 白金抵抗温度、湿度計(6組)は風洞内の各部でのモニター用に使われる。
2. 水晶温度計(1mmφセンサー)は平均気温分布の測定に使われる。
3. サーモカップルは水晶温度計の補助として多数点でのモニター、および測定に使用する。
4. *cold-wire* 熱線温度計(DISA)は温度変動の測定用に使われる。
5. 床面温度の測定には床面に埋込まれたサーモカップルの出力をリアライザー付デジタルデータロガーにより印字する。

##### C. 濃度測定

トレーサーガス実験時には以下のものが使用出来る。

1. マスフローによるトレーサーガス発生装置
2. 20点用バッグサンプラーは20点まで同時にサンプリングが可能である。
3. 全炭化水素計(3台)はエタンガスをトレーサーとする場合に使用する。
4. ガス質量計(四重極)は四つの異なるトレーサーガスの同時測定が可能で、排出源が多い

場合に使用する。

#### D. データ解析

データプロセスはミニコンピュータ、実時間相関計、実時間スペクトラム分析計によってなされる。温度成層内での乱流測定のためには高速サンプリング ( $10^{-4}/s$ , 同時刻, 4チャンネル)が必要である。この他低速サンプリング用としては40チャンネル ( $10^{-1}/s$ )があり平均値用として使われる。図2にはミニコンピュータを中心にしたデータ解析用のシステム図を示す。データ収録, 解析は手動により測定点ごとに行う他にミニコンピュータにより完全自動(測定実施の判断も含めて)でも行える。

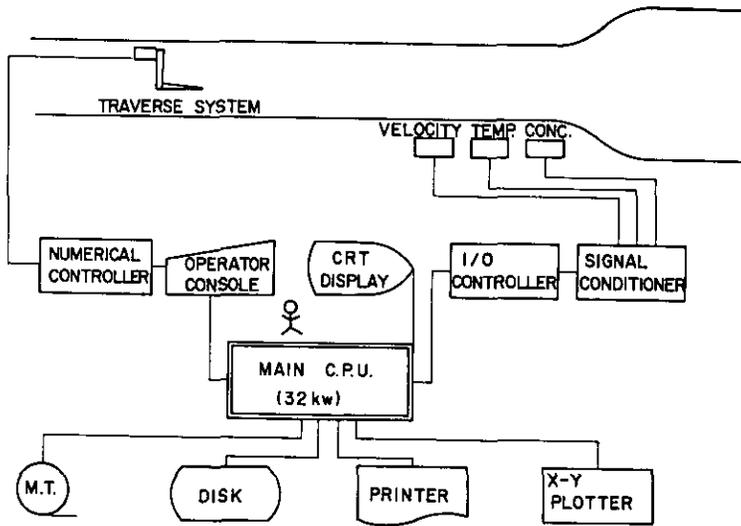


図2 データ収集システム概略図

Fig.2 Schematic of data acquisition system

#### 5. 風洞気流の性質

当風洞では4種類のカート(温度成層カート, 速度成層カート, 空カート1, 2)の交換, 一般気流温度の変化, および床面温度の変化によって様々な流れの状態が作れるが, その性能および性質を表1および2に示す。

表1では流れの動的な性質について示してある。VPCやTPCを使うと抵抗が増すために, 最大風速は減少し, 乱流強度は増加する。又, 乱流強度はカートから風下距離によって変化するので表1に示した値は風下距離 $X=10m$ でのものである。

平均風速分布の一様性(境界層の外側)は平均風速の大きさが小さくなるにつれて悪くなるがそれでも  $U_0=1 m/s$ 程度でも  $\pm 1\%$ に止まっている。

表1 動力学的性能

Table 1 Dynamic characteristics of the flow in the test section

ITEM	CART CONFIGURATION	VALUE	NOTES
Range of Mean Velocity	EC1 and EC2	0.2m/s→10.5m/s	
	EC1 and TPC	0.2m/s→ 8.4m/s	
	VPC and TPC	0.2m/s→ 6.5m/s	
Turbulence	EC1 and EC2	0.2%	} x=10m
	EC1 and TPC	0.6%	
	VPC and TPC	2.4%	
Accuracy of Mean Velocity Distribution	EC1 and EC2	±0.5%	Velocity at $U_a=10.0\text{m/s}$
	EC1 and EC2	±1.0%	Velocity at $U_a=1.0\text{m/s}$
Y-direction(crosswind)	VPC and EC2	±3.0% across y=±1m from center	Linear profile $\partial U/\partial z=1.0\text{s}^{-1}$ $U_a=2.2\text{m/s}$ , at x=10m, z=1 m

VPCを使用する際には平均風速分布はやや悪くなる。この場合の値が表1の最下段に示してあるが、この時は風速分布は $\partial U/\partial z=1.0\text{s}^{-1}$ の直線分布を作った時のY方向の分布の一様性で、±3%程度であった。

表2には流れの熱的な性質について示してある。地下室の温調器を使う事により、 $T_a$ は12℃～87℃まで可変であるが、 $T_a$ が高くなるにつれ温調器が測定部までの間の壁などから熱の損失が増加し、温度コントロールと分布の一様性はやや悪くなる。従って通常はTPCが併用される。

$T_a$ が増加すると測定部での気流温と外部の温度差が大きくなり、測定部の壁にそって冷気が下降し、2次流が発生する。これにより測定部の低い高さで温度、風速の水平分布が悪くなる。

これをさけるために $T_a$ が高い時に測定部に内壁をもうけ、冷気をその部分に閉じ込めてしまえるようになっている。この内壁は高さ1.0mのアルミニウムの板で、測定部の壁から内側30cmの所に設置される。これにより使用可能な測定部の大きさは減少するが、風速と温度の水平分布は極めて良くなる。図3は $T_a=86.5^\circ\text{C}$ 、 $T_r=16.1^\circ\text{C}$ 、 $U_a=2.08\text{m/s}$ の時の $X=10\text{m}$ 、 $20\text{m}$ の $Z=50\text{mm}$ における平均風速と温度の水平分布である。内壁がない場合には水平分布は中央部分でへこみをもつが、内壁がある場合には、中央部での分布は温度分布で±0.5℃、風速分布で±5cm/sである。

TPCは10cmごとの20段が独立に入口気温を30℃上昇出来るのでこれを使って温度分布が作れる。図4にこの一例として下層1mを $\partial T/\partial z=25^\circ\text{C}/\text{m}$ 、上層1mを $\partial T/\partial z=5^\circ\text{C}/\text{m}$ の分布を作った時の風下での変化を示す。床面は $T_r=25^\circ\text{C}$ に保ってある。この時作られた温度勾配は $X=20\text{m}$ の下流でもほぼ同じにたもたれているが、温度は風下でやや減少している。

表 2 熱的性能

Table 2 Thermal characteristics of the flow in the test section

ITEM	CART CONFIGURATION	VALUE	NOTES
Range of Mean Temperature	EC1 and EC2	12°C→87°C	
Accuracy of Temperature Control (while testing)	EC1 and EC2	0.4°C	Any $U_a$ , $T_a$
Accuracy of Temperature Distribution	EC1 and TPC	0.1°C	$U_a \leq 5\text{m/s}$ , any $T_a$
Outside of Boundary Layer	EC1 and TPC	$\pm 0.3^\circ\text{C}$	Any $U_a$ , $T_a$
Inside the Boundary Layer	EC1 and TPC	$\pm 0.5^\circ\text{C}$	$U_a = 2\text{m/s}$ , $T_a = 87^\circ\text{C}$ , $T_f = 16^\circ\text{C}$ at $z = 50\text{mm}$ , $y = \pm 40\text{cm}$ from center
Range of Floor Temperature	Any configuration	7°C→112°C	
Accuracy of Temperature Control (while testing)	Any configuration	0.3°C	
Accuracy of Temperature Distribution	Any configuration	$\pm 0.2^\circ\text{C}$	
Range of Temperature Profile( $\partial T/\partial z$ )	EC1 and TPC	up to 25°C/1m	$U_a \leq 5\text{m/s}$
Accuracy of Temperature Control (while testing)	EC1 and TPC	$\pm 0.1^\circ\text{C}$	
Accuracy of Temperature Distribution	EC1 and TPC	$\pm 0.3^\circ\text{C}$	Outside of boundary layer; $y = \pm 1.1\text{m}$ from center
Set-up Time			
Ambient	Any configuration	$\leq 1$ hour for $T_a = 12^\circ\text{C} \rightarrow 87^\circ\text{C}$ *	*Most difficult condition; ambient air conditioning and TPC
Floor	Any configuration	$\leq 2$ hours for $T_f = 30^\circ\text{C} \rightarrow 7^\circ\text{C}$ * $\leq 1$ hour for $T_f = 20^\circ\text{C} \rightarrow 112^\circ\text{C}$	*Most difficult condition;

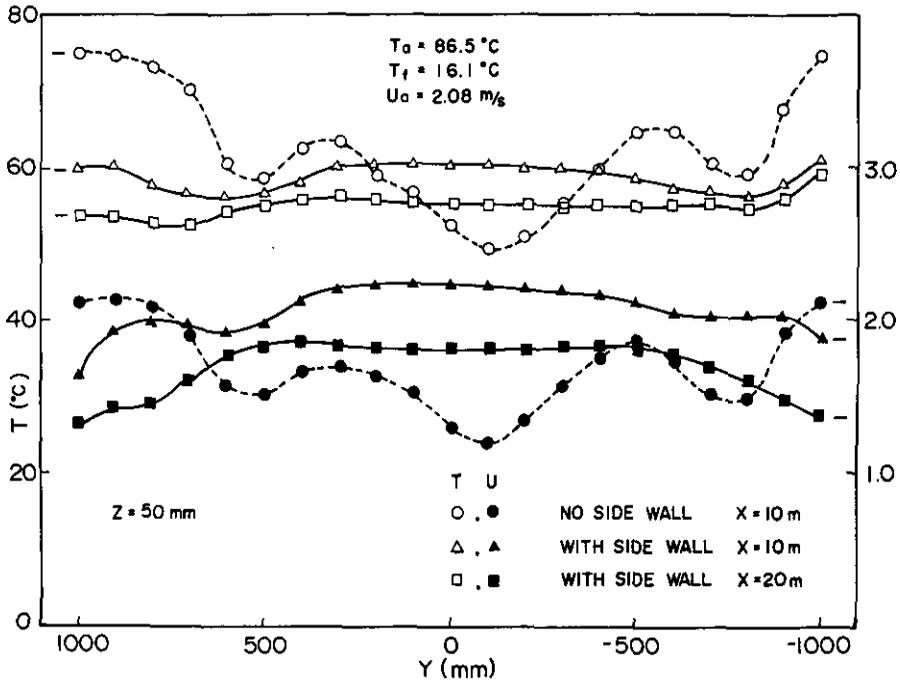


図3 側壁有無での平均風速，温度の水平方向分布の変化

Fig. 3 Crosswind mean velocity and temperature distributions with and without side walls

## 6. ま と め

大気汚染物質の拡散現象を支配するのは様々な大気の安定度であるが，これをシュミレートする風洞が完成した。当風洞はたて型の回流式風洞で，測定部  $2\text{ m} \times 3\text{ m} \times 24\text{ m}$  (高さ $\times$ 幅 $\times$ 長さ) で *zero pressure gradient* が取れる様に天井面の高さは可変である。この風洞の特長は様々な安定度をシュミレートするために三つの温度コントロールシステムを持っている。第1は地下の回流部にある温度調節器で一般気流温度を  $12^\circ\text{C} \sim 87^\circ\text{C}$  まで変化出来る。第2は測定部入口にある温度成層用カートで，これは電熱によって温度分布のより精密な調節を行う。この装置はまた最大  $\partial T/\partial z = 25^\circ\text{C}/\text{m}$  の温度勾配も作れる。第3は測定部床面の冷却・加熱である。これは  $3\text{ m} \times 3\text{ m}$  のパネル8組の表面温度を各組独立に  $7^\circ\text{C} \sim 112^\circ\text{C}$  まで変化出来る。従ってこれらを使って様々な(単独又混合)安定度が作られるし，そのコントロール性，分布の一様性についても満足出来るものである。

一般気流温度が高い場合，測定部の壁にそって冷気が下降し，2次流が発生し，風速，温度の水平分布の一様性がそこなわれたが，これは測定部に内壁を設けて冷気を閉じ込める方式により解決した。

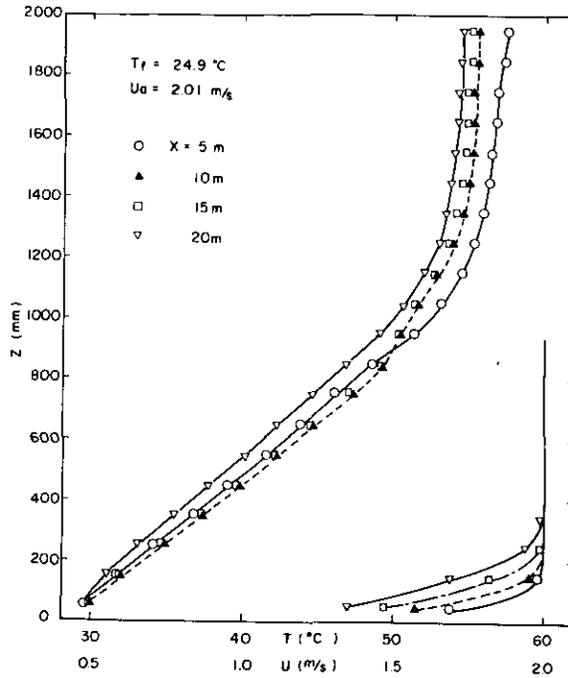


図4 温度成層用カート使用時の平均風速，温度分布の例  
 $0 \rightarrow 1 \text{ m}, \partial T/\partial z = 25^\circ\text{C m}^{-1}, 1 \rightarrow 2 \text{ m}, \partial T/\partial z = 5^\circ\text{C m}^{-1}$

Fig. 4 Example of mean temperature and velocity profiles created using the TPC. Setting:  $0 \rightarrow 1 \text{ m}, \partial T/\partial z = 25^\circ\text{C m}^{-1}; 1 \rightarrow 2 \text{ m}, \partial T/\partial z = 5^\circ\text{C m}^{-1}$

Nomenclature

- EC1, EC2 Empty cart 1, Empty cart 2
- Free stream temperature
- $T_c$  Cool water temperature
- $T_f$  Floor temperature
- $T_h$  Hot water temperature
- TPC Temperature profile cart
- $U_a$  Free stream velocity
- VPC Velocity profile cart

## 2. 成層流中での煙の挙動\* Plume Behavior in Stratified Flows\*

小川 靖<sup>1</sup>, フィリス・ディオズイ・小川<sup>1</sup>, 上原 清<sup>2</sup>, 植田洋匡<sup>1</sup>

Yasushi OGAWA<sup>1</sup>, Phyllis G. DIOSEY-OGAWA<sup>1</sup>, Kiyoshi UEHARA<sup>2</sup>  
and Hiromasa UEDA<sup>1</sup>

### 要 旨

大型風洞内で中立, 不安定, 安定, 海風フミーゲーション, 陸風ロフティングの五つの大気安定度を作り, その時の煙の挙動を測定した。同時に排出源高さの影響も調べた。熱線と冷線流速温度計の測定とスモークレークによる流れの可視化によって, この煙の挙動の説明を行った。海風の侵入時に海岸近くの高い煙突からの煙が内部境界層にぶつかると急激な煙の下降が生じ, いわゆるフミーゲーション(いぶし現象)が見られた。一方陸風ロフティングでは上層の不安定層に排出された煙は海の上に生じた安定成層をつきぬけて海面には達しない。

### Abstract

The behavior of the smoke plume diffusing under five different thermal stratifications (neutral, unstable, stable, sea breeze fumigation, and land breeze lofting) simulated in a large stratified wind tunnel was investigated. The effects of emission height on the diffusion patterns was also examined for the neutral, unstable, and stable cases. Hot and cold-wire anemometer and flow field visualization (by means of smoke rake) were used to explain the plume characteristics. The simulated sea breeze configuration, in which the emission from an elevated source near the shore intersected the thermal internal boundary layer, resulted in the rapid downward mixing of the plume characteristic of fumigation. The plume from a stack

---

1. 国立公害研究所 大気環境部 〒305 茨城県谷田部町

National Institute for Environmental Studies, Atmospheric Environment Division,  
P. O. Yatabe, Ibaraki, 305

2. 国立公害研究所 技術部

National Institute for Environmental Studies, Engineering Division

\*Parts of this paper will be appeared in Atmospheric Environment (1982) entitled  
"Plume Behavior in Stratified Flow"

emitted into the unstable upper layer of the simulated land breeze configuration, lofted above, but did not penetrate down into the stable layer which formed over the sea.

## 1. 序 論

大気汚染濃度を推定するために、従来より数多くの拡散式が提案されてきている。大気中のプルームの拡がり方は大気中の安定度によって大きく左右されるが、この安定度の影響はある程度これらの拡散式の中には取込まれている。しかしながら、近年の多様化する大気汚染の問題にとっては今までの拡散式では現象を十分に把握出来ない面が出てきた。その内の一つが地表面の状態の不均一性による問題である。従来の拡散式は均一な場のみ成立つ仮定にたって導かれている。又、式中の係数（たとえば拡散幅）などは均一な場で行われた野外実験のデータを基にして導かれている。現実の場では地表面の状態が均一である方がまれであり、通常地表面の状態は起伏や地面粗度が変わったり、地表面温度が変化する。この種の地表面状態の不均一に起因する重大な大気汚染の問題にFumigationがある。今、海からの風が内陸に侵入する場合を考えると、大気は海面上では安定であるのが通常であり、これが陸地に入ると下から暖ためられ、内部温度境界層(Thermal Internal Boundary Layer)が発達する。我が国においては工場地帯が臨海に多く存在する。煙突からの煙りは、初め海風の中(安定成層)に排出され、拡散されないまま風下に移流する。このプルームがTIBLにぶつかると下層の混合層に取込まれ急激な汚染大気の下降が発生し、地上に重大な汚染をもたらす。この“いぶし現象”(Fumigation)はLyons & Cole(1973)によってアメリカ、ミシガン湖において観測されており、現在も引き続き研究がなされている。

Ogawa *et al.* (1975) や Meroney *et al.* (1975) はこの現象の解明のために風洞実験を行っているが、その危険性は指摘されてもまだ十分な解明はなされていない。

この他の近年の新しい大気汚染拡散の問題の一つにきわめて強い安定時における汚染の問題がある。最近我が国ではNO<sub>2</sub>の汚染が問題になっているが、特に高濃度の汚染が冬期の夜に発生している。これは特に冬の夜間に発生する強い接地性の安定成層によって自動車や比較的低い排出源からのNO<sub>2</sub>がトラップされ、近隣に高濃度をもたらすためである。この様な強い安定成層では風速もきわめて小さくなり、従来の経験的な拡散式が適用出来る範囲を超えている。この様な強い安定成層での拡散の問題は、最近ようやく研究が始められたばかりであるが、NO<sub>2</sub>による大気汚染現象の解明のためには、より精度の高い研究が必要である。

以上の様な大気安定度の拡散現象に及ぼす影響を理解するための一つの方法として、1本の煙突からの煙の拡散実験を風洞を使って実施した。その主な目的は次の様なものである。

1. 大気安定度の煙の挙動に及ぼす影響
2. 地表面濃度の高濃度化をもたらす原因の解明

今回の報告はこの問題に対する第一段階として中立、安定、不安定、海風、陸風時の流れ場の

測定、煙の挙動および流れの可視化を行った結果の報告である。

## 2. 実験手法

### 2.1 風洞

使用した風洞の詳細は前報「大気拡散実験用風洞の特性」にゆずるとして「概略」を示すと、測定部の大きさは高さ2 m、横幅3 m、長さ24 mの縦型回流式である。当風洞は三つの温度コントロールシステムを持っている。すなわち、一般気流温度 $T_0$ を12℃～87℃の任意に可変出来る。又、床面は3 m×3 mのパネル合計8パネルの表面温度を7℃～112℃の任意の温度にパネルごとに変化出来る。さらに測定部入口には温度成層カートが挿入出来るようになっており、10cmごとの20段のセクションがマイクロコンピュータのコントロールにより電熱で気温を30℃まで高められる。

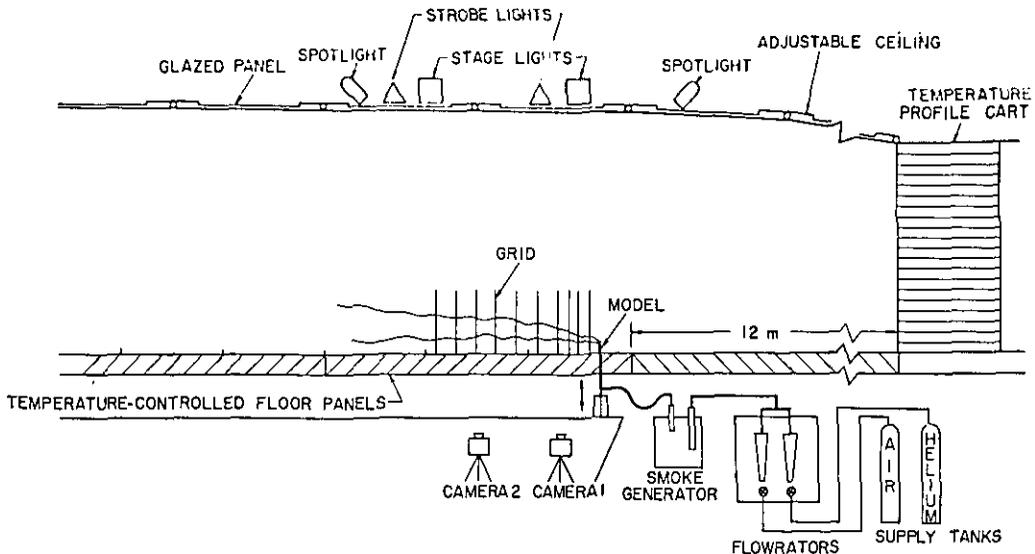


図 1 実験概略図

Fig. 1 Schematic of experimental set-up

### 2.2 流れ場の測定法

流れ場の測定は熱線、冷線風速温度計のシスラム (DISA社) によって行った。X型の熱線と冷線によって $u$ 、 $w$ 、 $t$ の瞬間値の測定を行う。高い温度差と低い風速の中で地面近くの運動量フラックス、熱フラックスを測定するのがむずかしいので、もう1組のI型の冷線と熱線により地面近傍(0.4～1.2mm)の範囲で温度と風速の傾度を測定する。従って壁面近くでのフラックスは

$$\tau_0/\rho = U_*^2 = \nu \partial u / \partial z$$

$$H_0/C_F \rho = \kappa \partial T / \partial z$$

より求まる。これらの値からモーニンオープンコク安定度長さは

$$L = -u_*^2 / (\kappa (g/T)(H_0/\rho C_p))$$

として求まる。

熱線流速計は風速のみならず温度による感度があるので、実験に先立ってキャリブレーションを行う。これは熱線、冷線を風洞のトラバース装置につけ、この他に6mmφのピトー管と水晶温度計を基準として付ける。これらのセンサーを大型風洞内に設置したキャリブレーション風洞(20cm×20cm×170cm)に入れる。風速は入口部のメッシュのサイズを変える事によって変化させる。5種類の温度(20℃~87℃)の外気温の中で5種類の風速(0.15m/s~1.4m/s)を変化させる事により熱線の温度と風速の感度の測定を行う。このキャリブレーションは実験に先立って行われ、実験結果と共に磁気テープに記録され、大型コンピューターによって解析される。サンプリングタイムとレートはピトー管と水晶度計では100秒と10Hz、熱線と冷線ではそれぞれ100秒と1000Hzとなっている。

### 2.3 可視化実験

プルームの拡がり方やその主軸の変化を見るために煙突からヘリウムガスと空気の混合ガスで作ったオイルフォッグを排出した。この煙を天井窓面から、ストロボ2組の照明のもとでカメラ2台(Horseman Topcon)による同時写真撮影を行った。流れの可視化にはスモークレーク(レーク間隔2.5cm、高さ40cm)からライン状のスモークを風速とほぼ同じ速度で放出し、写真観測を行った。煙の拡がり幅や主軸の位置変化を測定するために、煙の風下主軸から壁側にやや入った平行位置にグリッドを置いてある。このグリッドはあらかじめ写真測定を行って写真に生じる像のゆがみは補正してある。

### 2.4 モデルと実験プログラム

今回の実験では孤立した煙突からの煙の拡散に及ぼす二つのパラメータ、大気安定度と煙突高さの影響を調べた。煙突のモデルは内径0.8cmの金属パイプの内側にトリップリングをいれ、排気が常に乱流状態になるようにしてある。煙突高さは、0、2.5、5、7.5cmの4種類変化出来る様になっている。この高さは、中立の状態では0と2.5cmの高さではコンスタントフラックス層内からの排出( $H_s/\delta < 0.12$ )に対応するし、 $H_s=5.0$ と7.5cmは乱流境界層内の上部からの排出に対応する。煙突からの排気ガスは全量の25%のヘリウムを混入してあり、浮力を持っている様になっている。排出速度は1.0m/sである。

実験は五つの大気安定度で行われた、すなわち

中立;  $T_a \approx T_f$

不安定;  $T_a \ll T_f$

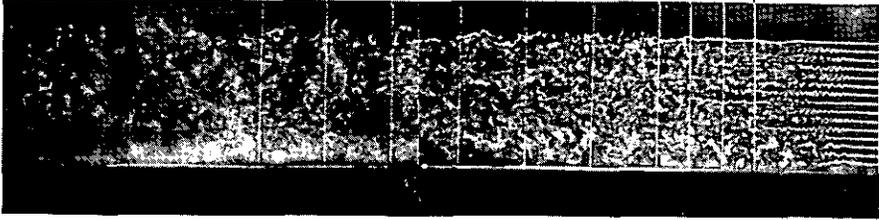


図 2 流れの可視化 中立時  
Fig. 2 Flow field visualization—Neutral case

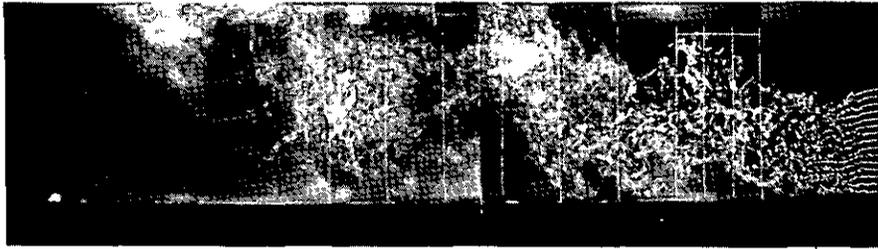


図 3 流れの可視化 不安定時  
Fig. 3 Flow field visualization—Unstable case

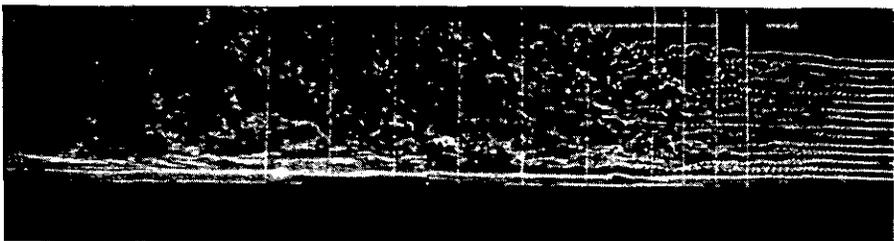


図 4 流れの可視化 安定時  
Fig. 4 Flow field visualization—Stable case

安定:  $T_a \gg T_f$

海風:  $T_a \gg T_{f_s}$  上流側床面 冷却, 下流側加熱

陸風:  $T_a \ll T_{f_{land}}$  上流側床面 加熱, 下流側冷却

ここで  $T_a$  は周囲気温で  $T_f$  は床面温である。

実験の詳細は表 1 に示してある。

表 1 実験条件

Table 1. Experimental flow conditions

Stability I	$T_a$ °C	$T_f$ °C	$U_a$ ms <sup>-1</sup>
Neutral	26.1	25.8	1.00
Unstable	25.1	98.1	1.01
Stable	86.7	15.6	0.98
Sea breeze	86.8	$T_{f_{sea}}=7.9$ $T_{f_{land}}=109.2$	0.99
Land breeze	19.6	$T_{f_{land}}=103.6$ $T_{f_{sea}}=9.3$	1.00

### 3. 結果と考察

#### 3.1 流れの挙動

大気が中立, 不安定, 安定の場合の流れ場の様子を煙レークによって可視化した。これは煙の挙動の測定に引続いての観測であり, この時の流れの状態は表 1 に示してある。

図 2 の中立の場合では渦の大きさは小さくしかも一様に分布している。地面近くでは上層よりやや乱れが大きくなっている。

図 3 の不安定の場合には大きな対流による渦が発生し, 大きな乱れが床面から 1 m にも達しているのがわかる。

図 4 の安定な場合では最下層の流線が乱れる事なく流されているのがわかる。この事は地面近くに強い安定成層により乱れがおさえられて流れが層流的になっている層が出来ている事を示している。しかし上層では中立の時よりも周期の比較的長い乱れが発生している事を示している。

図 5 と図 6 には中立, 不安定, 安定時の平均風速と平均温度の鉛直分布を示す。

中立時は温度の鉛直分布は等温なので図からは省略してある。表示の都合上測定点は 30 cm で打ち切っているが実測は 100 cm まで行っている。不安定と安定時の層内リチャードソン数はそれぞれ  $Ri_o = -0.59$  と  $0.57$  であった。モーニン-オブコフの安定度長さはセクラヨン 2-2 で示した方法によって計算され, 図中に示してある。中立時の風速分布は圧力勾配なしの滑面の乱流境界層の分布 (例えば Klebanoff, 1954) にほぼ一致する。不安定時には対流による大きな渦の混合により平均風速と温度分布は床面付近を除いて一様に近い分布の領域が広がっている。安定時

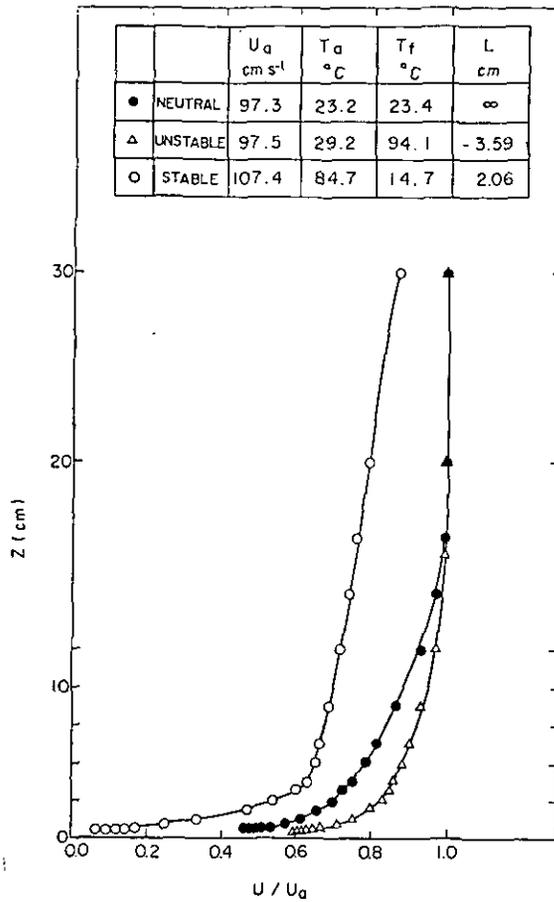


図 5 中立，不安定，安定時の平均風速分布

Fig. 5 Normalized mean velocity profiles for the neutral, unstable, and stable cases

はこれと反対に床面近くで急激に小さくなっている。この分布は高さ 3 cm 以下の強いこう配の領域と 3 cm 以上の高さの領域の二つに明確にわかれている。

これらの鉛直分布からグラジエント・リチャードソン数

$$Ri_g = (g/T) [(\partial T / \partial z) / (\partial U / \partial z)^2]$$

が計算出来る。高さ 0.5, 2.5, 5.0, 7.0, における  $Ri_g$  の値を表 2 に示してある。この高さは煙突からの煙の高さに一番近い流れの測定点である。

この表 2 の値を使って風洞実験が大気中のどの様な場合をシュミレートしているかを推定出来る。すなわち大気中の安定度を Pasquill-Gifford の安定度階級で表示すると、 $z = 2.5$  cm の風洞実験の値は不安定では  $z/L$  と  $Ri_g$  が -1 のオーダーであり、これは P-G 安定度階級の B か C (中位の不安定) に対応する。風洞実験の安定時は  $z/L$  が 1 のオーダーであり、 $Ri_g$  は 0.1 のオーダーでこれは P-G 安定度階級の G, 強度安定に対応する。

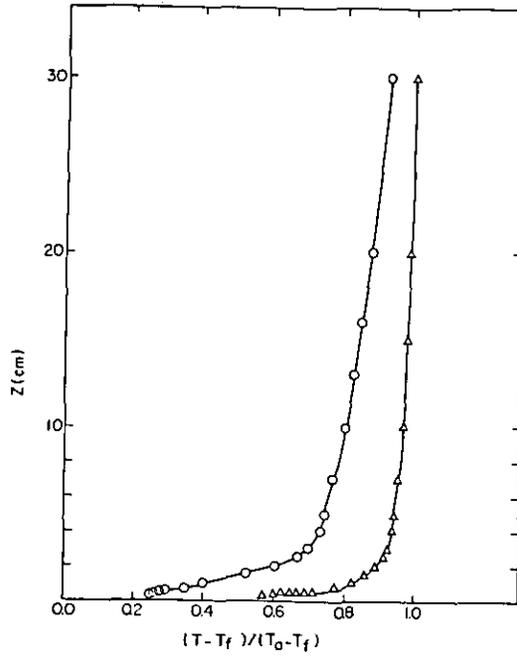


図 6 中立, 不安定, 安定時の平均温度分布  
 Fig. 6 Normalized mean temperature profiles for the neutral, unstable, and stable cases

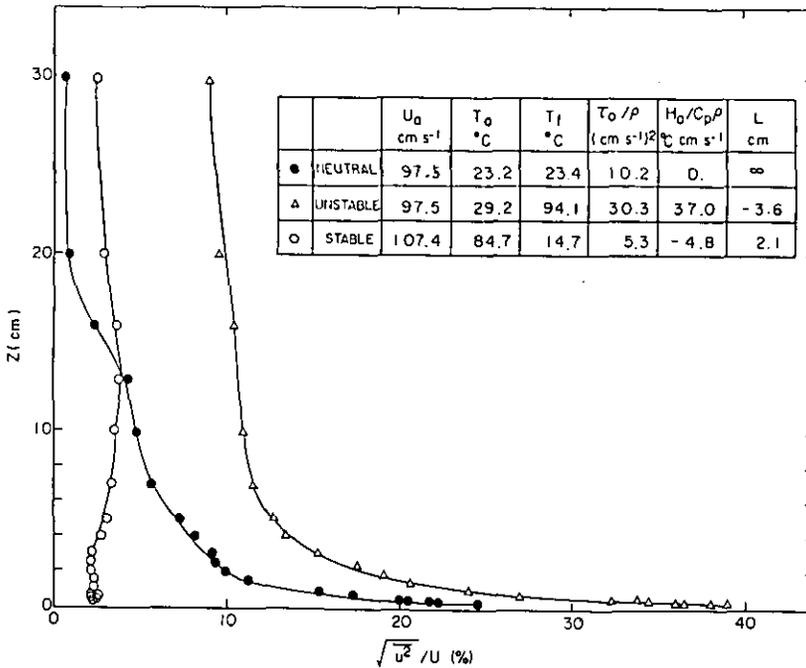


図 7 中立, 不安定, 安定時の  $u$  成分の乱れ強度分布  
 Fig. 7  $u$ -component turbulent intensity profiles for the neutral, unstable, and stable cases

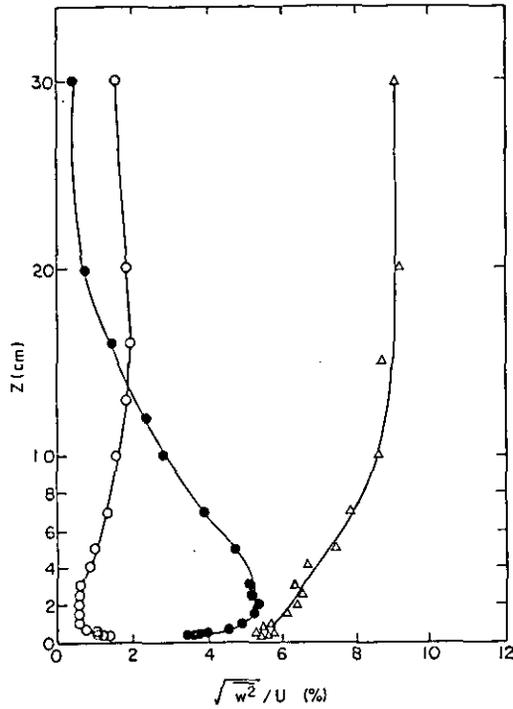


図 8 中立, 不安定, 安定時の  $w$  成分の乱れ強度分布

Fig. 8  $w$ -component turbulent intensity profiles for the neutral, unstable, and stable cases

表 2 不安定, 安定時の大気成層の強さ

Table 2. Stability strength at four different heights for the unstable and stable cases

z cm	UNSTABLE $L = -3.6$ cm $Ri_\sigma = -0.59$		STABLE $L = 2.1$ cm $Ri_\sigma = 0.57$	
	$z/L$	$Ri_\sigma$	$z/L$	$Ri_\sigma$
0.5	-0.14	-0.27	0.23	0.03
2.5	-0.69	-0.62	1.19	0.13
5.0	-1.38	-0.62	2.38	1.19
7.0	-2.1	-0.69	3.57	1.72

Note:  $L$  assumed to be constant up to  $z = 7$  cm for  $z/L$  calculation.

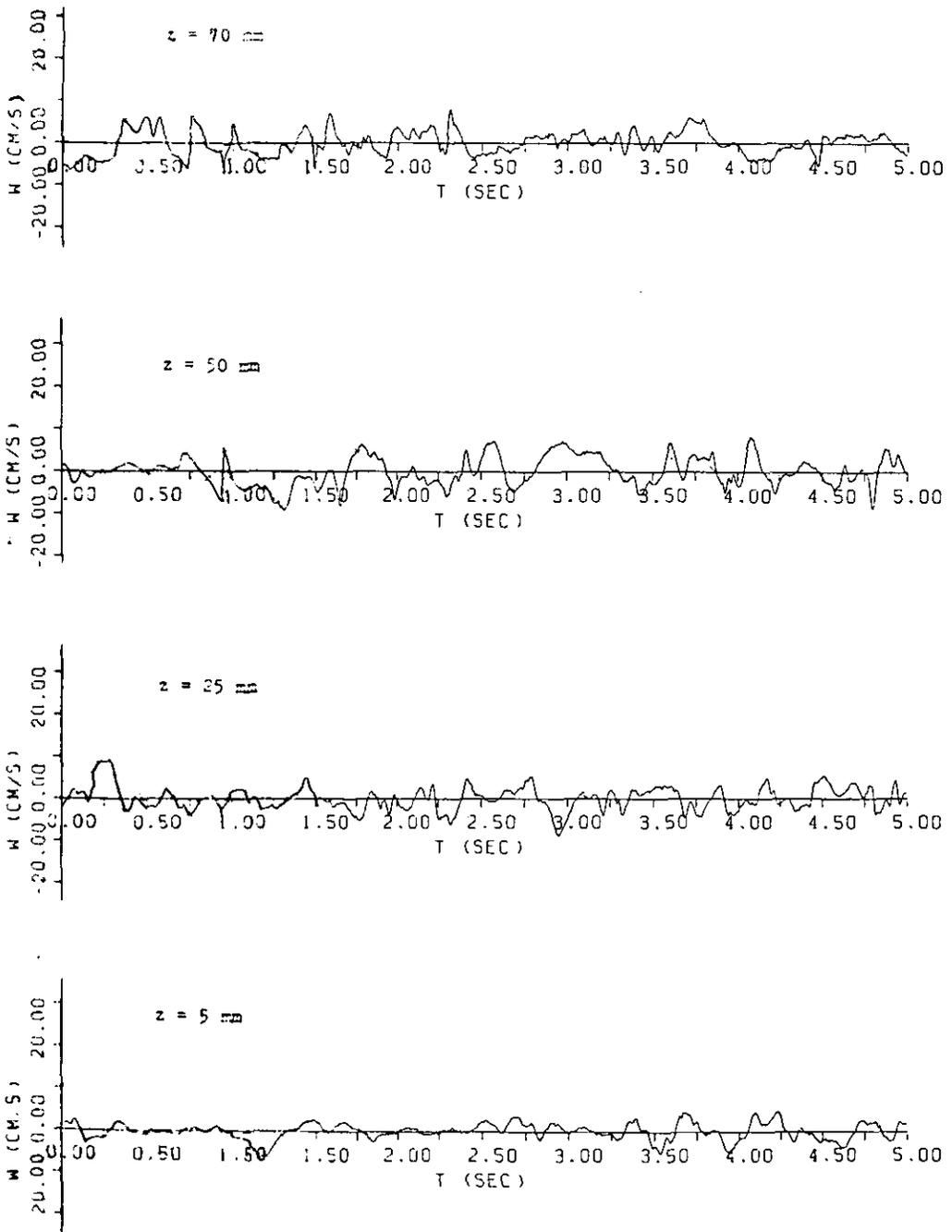


図 9  $w$  成分の時間変化(中立時)

Fig. 9 Instantaneous  $w$ -component of wind velocity—Neutral case

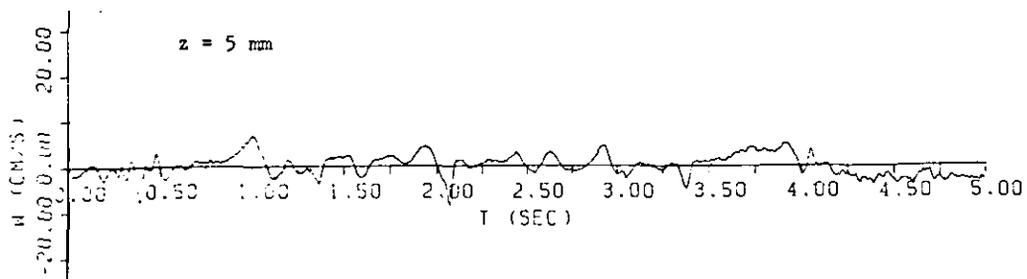
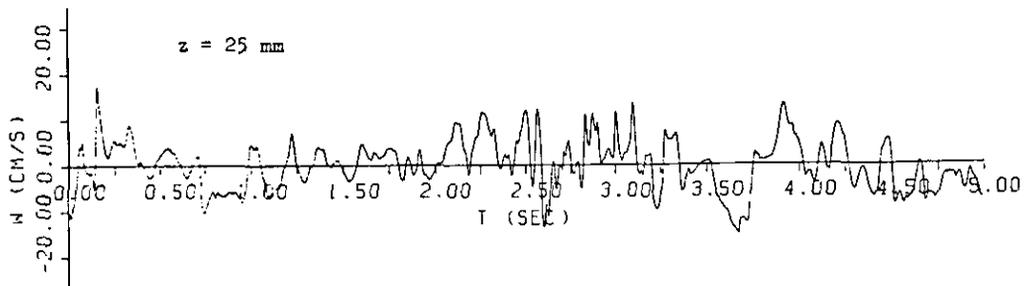
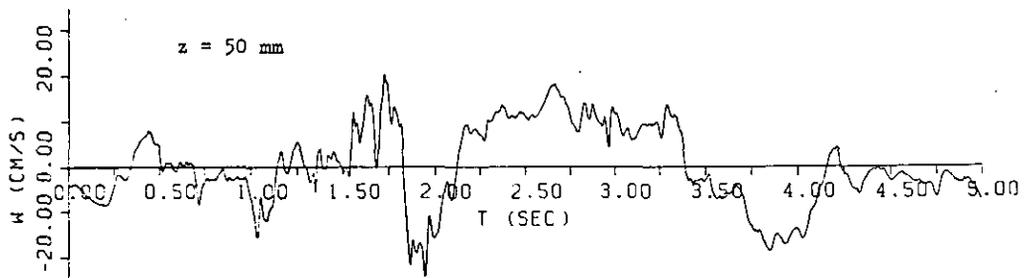
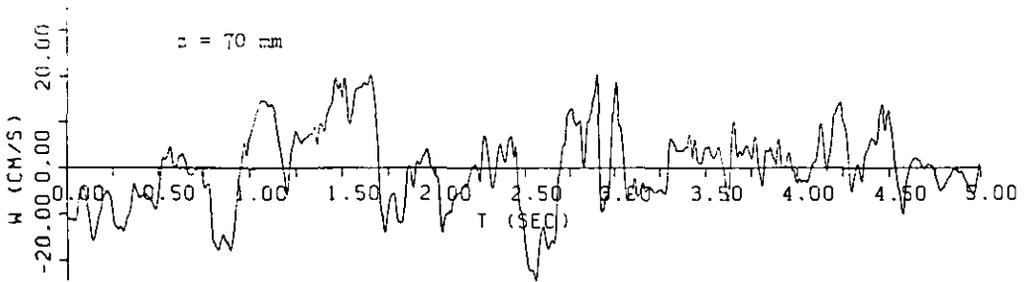


図 10  $w$ 成分の時間変化(不安定時)

Fig. 10 Instantaneous  $w$ -component of wind velocity—Unstable case

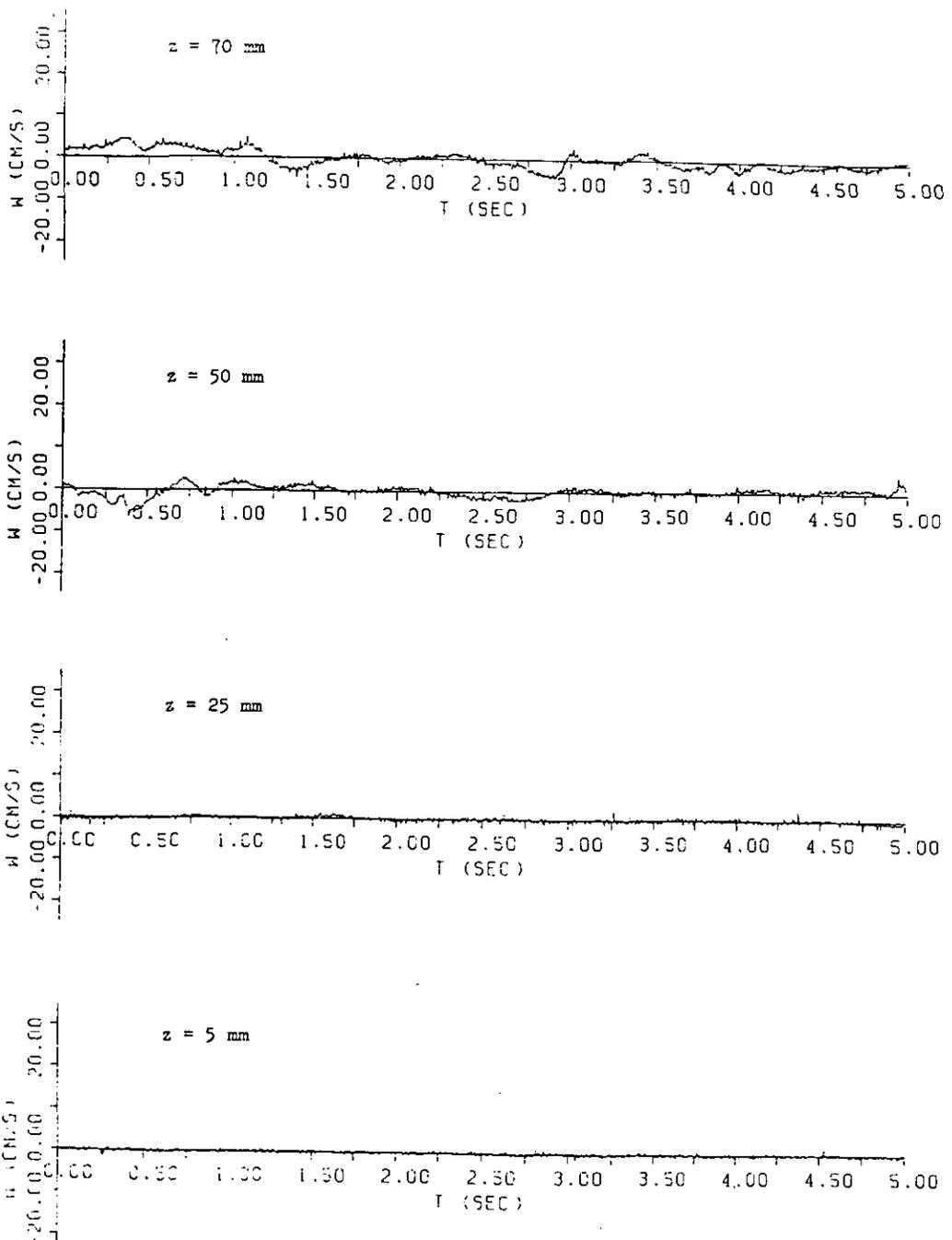


図 11  $w$  成分の時間変化(安定時)

Fig. 11 Instantaneous  $w$ -component of wind velocity—Stable case

図7と8には中立, 不安定, 安定時の  $u$  と  $w$  の乱流強度の鉛直分布を示す。不安定時がこの中で一番大きく, 境界層内では中立時がこれに次いでいる。不安定時は乱流強度は高さ 100 cm でも 7% 程度の大きな乱れが測定されている。図9, 10, 11には  $z=0.5, 5.0, 7.0$  cm における中立, 不安定, 安定時の  $w$  の方向の瞬間乱れの時間変化を示している。中立と不安定時では  $z=0.5$  cm の様子は上層よりもやや小さい乱れを示している。安定時の  $w$  の時間の変化は中立, 不安定時とは大きく異なり, 床面近くでは乱れがきわめて小さくなっている。上層に行くに従って大きな周期的な乱れが発生しはじめる。

図12, 13, 14には中立, 不安定, 安定時の上記の四つの高さにおける  $w$  方向の乱れのエネルギー・スペクトラムを示す。スペクトラムの計算はFFT法によって行った。スペクトルの値は大気中での測定で通常使われる  $nF_w/\sigma_w^2$  で示し, 横軸は波数で示してある。

中立時には高さ  $z$  がふえるにつれ, スペクトルは低い波数の方に移動する。不安定時には低い高さではスペクトルの型は特に高い波数では中立の時とはほぼ同じ型を保っている。しかし, 高さが高くなると, スペクトルはより低い波数に移動し, 大きな渦が卓越する事を示している。

安定時には図11に示した様に乱れが少ない。例えば  $z=0.5$  cm では乱れはほとんど白色ノイズ

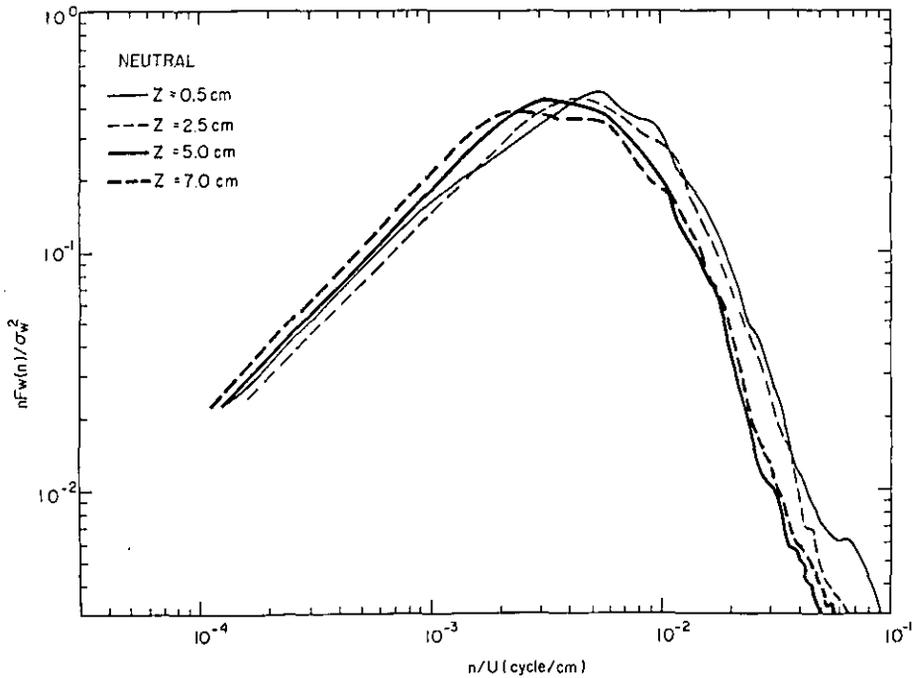


図 12  $w$  成分の乱流エネルギー・スペクトラム (中立時)

Fig. 12  $w$ -component turbulent energy spectra—Neutral case

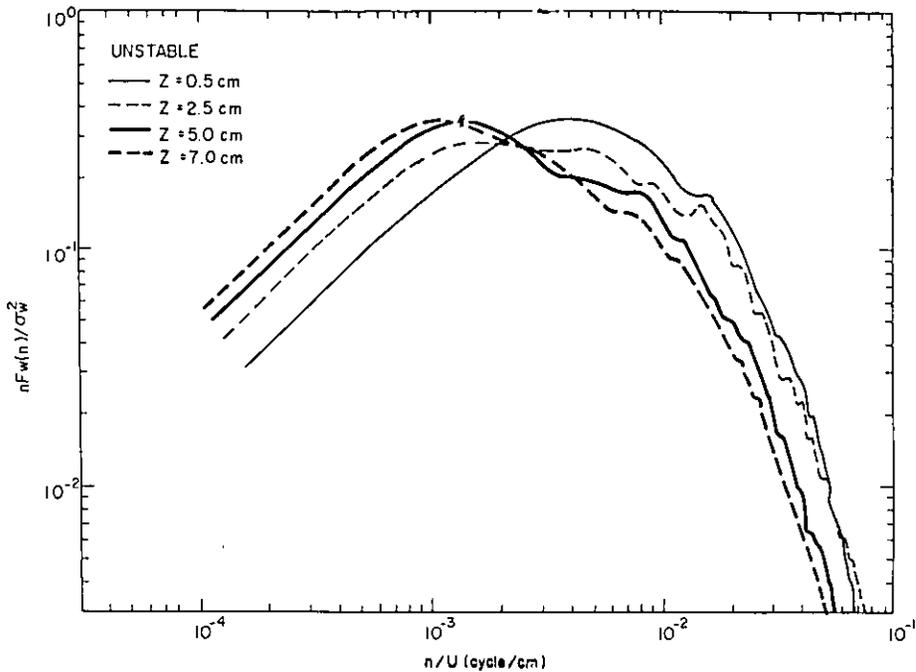


図 13  $w$ 成分の乱流エネルギースペクトラム(不安定時)

Fig. 13  $w$ -component turbulent energy spectra—Unstable case

の様子を示している。従って  $nF_w$  は  $n$  に比例する。高さが増すと  $w$  は比較的大きな規則的な変動が増し、これが低い波数でのエネルギーを与えている。

### 3.2 煙の挙動

#### (1) 中立

中立近くの大気の状態は一般に多く見られる現象で、通常の風洞実験はもっぱらこの状態で行われている。従って当報告では中立の状態をスタンダードとして他の安定度の場合の影響を比較する。

図15の a ~ d が  $H_s = 0, 2.5, 5.0, 7.5$  cm のそれぞれの煙の写真である。当然の事ながら煙突の高さが低いほど煙の着地距離は短くなる。煙突からの排出速度  $V_s$  はどの場合でも  $1$  m/s に保っているから、 $H_s$  が低くなるにつれ  $V_s/U_H$  (排出速度と煙突高さの風速の比) は大きくなる。この事は一般には有効煙突高さをかせぐ方向にあるが高さが低くなると風のシアーも強くなるため、この効果は顕著ではない。

中立時の煙の挙動で興味あるのは排出高さによって煙の濃淡の分布に差が生じる事にある。す

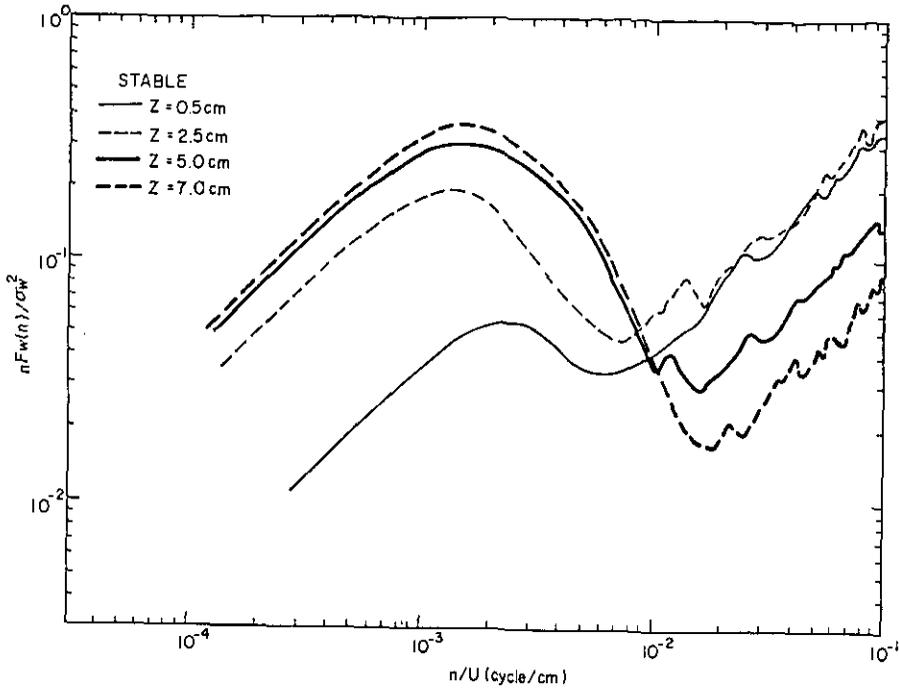


図 14  $w$ 成分の乱流エネルギー・スペクトラム(安定時)

Fig. 14  $w$ -component turbulent energy spectra—Stable case

なわち $H_s=5.0$  cm以上では濃淡は不規則なのに $H_s=2.5$  cm以下では煙の濃さは境界近くをのぞいてほぼ一様に見える。これは流れの中の乱れや渦の大きさが高さによって異なる事で説明がつく。すなわち、高度の低い所では渦の大きさは小さいが、乱流強度の強い乱れが存在し、これが煙を均一に混合させる。一方高い所では乱流強度は小さいが、渦の大きさが大きい乱れにより煙はパッチ状になると考えられる。

## (2) 不安定

図16の a ~ d に不安定時における、四つの異なった高度からの煙の写真を示す。この状態のもとでは熱対流による大きな上下混合が発生し、煙も上下に激しく変動する。これがいわゆる“looping”であり、Gifford (1968) が述べた様に“the most spectacular of plume conditions”である。写真で見る様に煙は煙源近くで着地する。従ってそこでは短時間ではあるが高濃度の汚染が予期される。煙突高さが高くなるにつれて着地距離も増加するが $H_s=7.5$  cmの時でも $H_s$ の 5 ~ 6 倍の距離で着地が生じている。

### (3) 安定

図17 a ~ d に安定時における四つの高度からの煙の挙動を示す。明らかに煙の鉛直方向の広がり  
りは中立の時より小さくなっている。

煙の濃淡はしかし中立の時と同様である。すなわち  $H_0 = 2.5\text{cm}$  以下では煙の濃さは均一だが  $H_0$   
5.0cm 以上では煙の濃さはパッチ状になっている。下層では安定成層により乱れがおさえられるた  
めに、煙が濃いまま混合がすくなく下流に流されるのに対し、上層では長い周期の変動が発生し、  
これが煙の濃さをパッチ状にしていると考えられる。

一方、煙の型は安定時と中立時とでは特に低い煙突高さで大きく異なっている。安定時の煙の  
上部の輪郭は初め丸いでこぼこだが、風下に行くにつれて滑らかに落着く。中立時ではこれはも  
っとギザギザになっている。煙が煙突より排出する際、そのモーメントと浮力により煙は渦を生  
じる。周囲大気が安定な場合、この渦により煙の輪郭は丸みをおびる。煙が風下に行くにつれ、こ  
の渦は次第におさえられて消滅し、ついには煙がなめらか状になる。

Turner(1973) は安定成層中での後流のたたみ込み(collapse)現象をまとめている。これによる  
と物体近くでは安定成層でも、他の状態と同様に後流が発生するが、風下距離と共に初め大きな  
渦が小さくなり、ついには小さな渦運動も消滅し、後流がcollapseする。この現象と同様な事が  
安定時の煙のplumeにも発生している。LinとPao(1979)はこの他にも安定成層では後流の col-  
lapseのあと水平方向の蛇行が生じると報告しているが、同様な事は当実験の煙でも観測されて  
いる。

Scorer(1968 plate 2.2)は大気の安定な朝の煙突の煙の写真を示しているが、今回の風洞でも  
きわめて相似の煙が観測されている。

### (4) 海風フューミゲーション

図18に海風フューミゲーションの状態を示す。この場合風洞の上流側12mは海側として7.9℃  
に冷却され、下流側12mは陸側として109.2℃に加熱されている。この時の煙突の高さは8cmで  
陸側30cmに煙突は位置している。流入気温は86.8℃で海上では強い安定成層が出来ている。従っ  
て海岸近くの高い所から排出された煙は、初め安定層の中にあるから煙の拡がり幅は小さい。  
海風が陸地に侵入するにつれ、海岸線より熱的内部境界層(thermal internal boundary layer TI-  
BL)が発達する。この層内では強い不安定であり、これに煙がぶつかるとそこから煙の下降が  
生じ、内陸で高い汚染を引起す。

図19には図18の煙の輪郭に風速分布、温度分布を重ねて示してある。内部境界層は  $\partial T / \partial z = 0$   
の点を結んだ一点鎖線で示してある。これによるとTIBLが煙と交わった所から煙が下降いわゆ  
るFumigation(いぶし現象)が発生するのがわかる。

このFumigationはLyonsとCole(1973)によりシンガン湖の湖風が陸地に侵入して高い汚染を  
もたらすとして報告された。Ogawa等(1975)、Meroney等(1975)はこの現象を風洞で再現した

が、これによると高い地表面の汚染を引起こす危険がある事を指摘している。

#### (5) 陸風口フティング

図20に陸風時の煙を示す。この場合上流側12mは陸側として103.6℃に加熱され、下流の12mは海側として9.3℃に冷却されている。煙突などの排出条件は海風時のものと同一である。流入気温は  $T_a=19.6^\circ\text{C}$  であり、陸側には不安定成層が出来ている。これが海に侵出すると冷たい海の上で安定成層が下から形成される。煙突からの煙は不安定成層内に排出されるから、煙はいわゆる looping の状態を示す。しかしこの煙は海の上に作られた安定成層をつきぬけて海面には到達しない。この状態がいわゆる lofting である。

図21にはこの場合の平均気温の鉛直分布を示し、この上に煙の輪郭を描いている。明らかに海面上に形成された安定成層をつきぬけて煙の到達は見られない。

#### 4. 結論

図22に今回の煙の挙動をまとめたものを示す。これらは同じ煙突から同じ排出のもので、安定度を中立、不安定、安定、海風フューミゲーション、陸風ロフテングの五つ変化させたものである。(ただし不安定、安定の強さは前に示したものよりやや強い)。明らかに安定度の影響は拡散問題を考える上で無視出来ない。

煙突の高さが高い場合海風フューミゲーションが地面濃度では最悪の条件である。多くの工場、コンビナートが海岸近くに作られている場合にはより多くの注意が必要になろう。

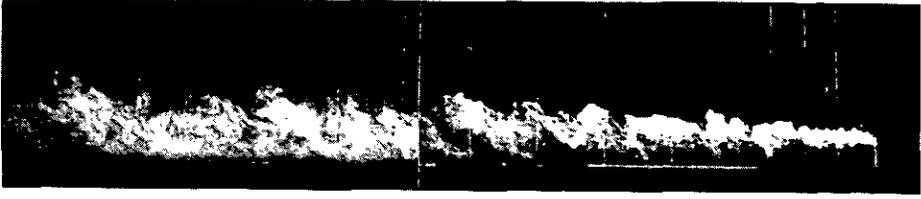
大気が安定の時は排出高度が低い場合、とりわけ自動車の排気ガスなどは汚染質が安定成層内にトラップされ周囲に高い汚染をもたらす。

大気が不安定な場合には煙の looping により、煙突近くで瞬間的ではあるが高い汚染をもたらす。

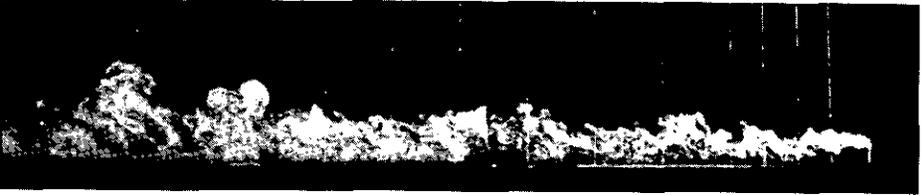
これらの煙の挙動と流れの可視化および乱流測定は大気の安定度がこれらに及ぼす影響を明確にしている。教科書などでは煙の挙動として looping, fumigation, lofting などあくまでもスケッチとしてこうなるであろうという絵が描かれていたが、風洞実験ではこれを写真で示す事が出来た。

#### Nomenclature

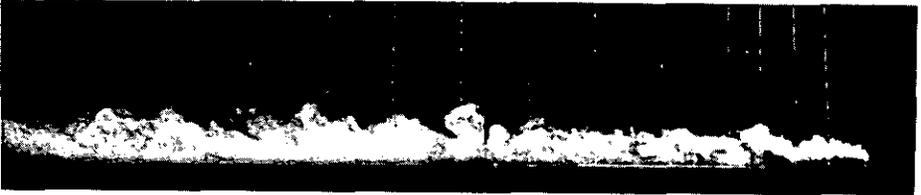
$C_p$	Specific heat at constant pressure
$F_w$	Vertical velocity spectrum
$g$	acceleration due to gravity
$H_s$	stack height
$H_o$	Vertical heat flux at the surface



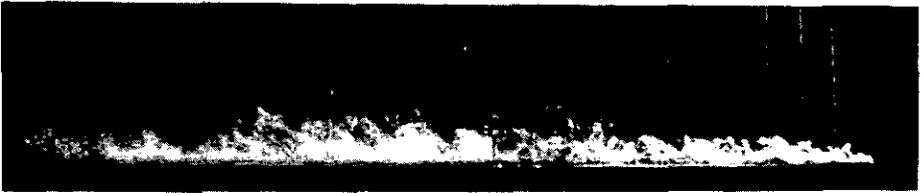
(a)  $H_s = 7.5$  cm



(b)  $H_s = 5.0$  cm



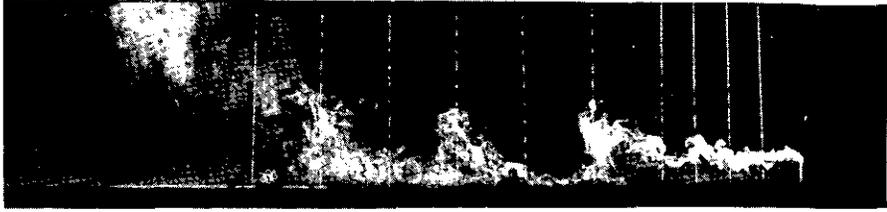
(c)  $H_s = 2.5$  cm



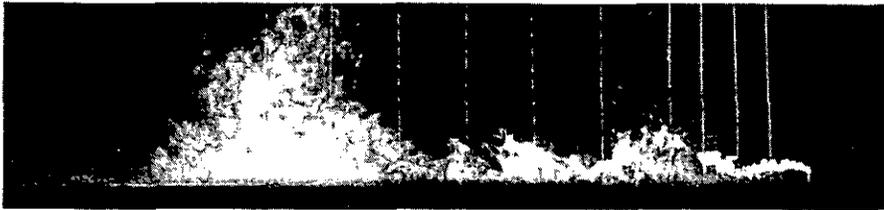
(d)  $H_s = 0$

図 15 煙の可視化 中立時

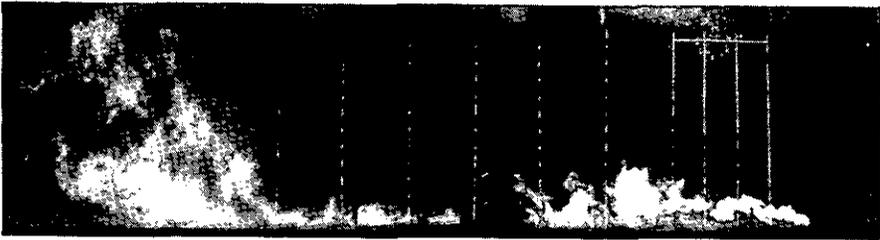
Fig. 15 Plume photographs—Neutral case



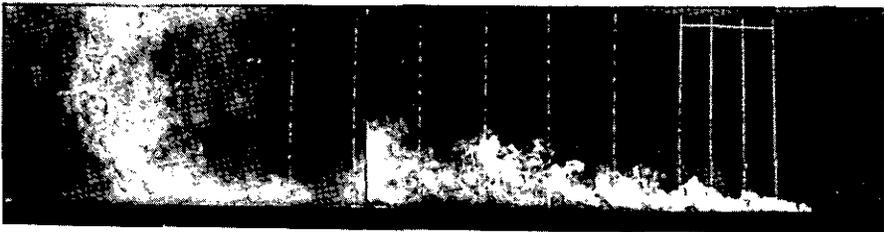
(a)  $H_s = 7.5$  cm



(b)  $H_s = 5.0$  cm



(c)  $H_s = 2.5$  cm



(d)  $H_s = 0$

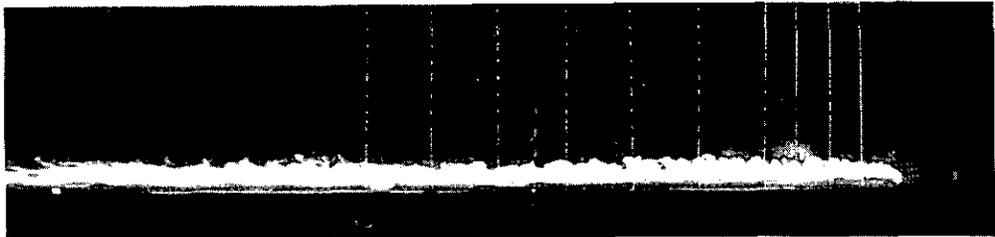
図 16 煙の可視化 不安定時  
Fig. 16 Plume photographs—Unstable case



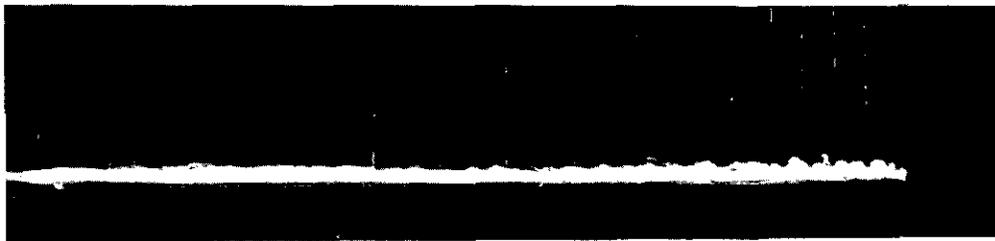
(a)  $H_s = 7.5$  cm



(b)  $H_s = 5.0$  cm



(c)  $H_s = 2.5$  cm



(d)  $H_s = 0$

図 17 煙の可視化 安定時

Fig. 17 Plume photographe—Stable case



図 18 煙の可視化 海風フュミゲーション時  
 Fig. 18 Plume photograph—Sea breeze fumigation

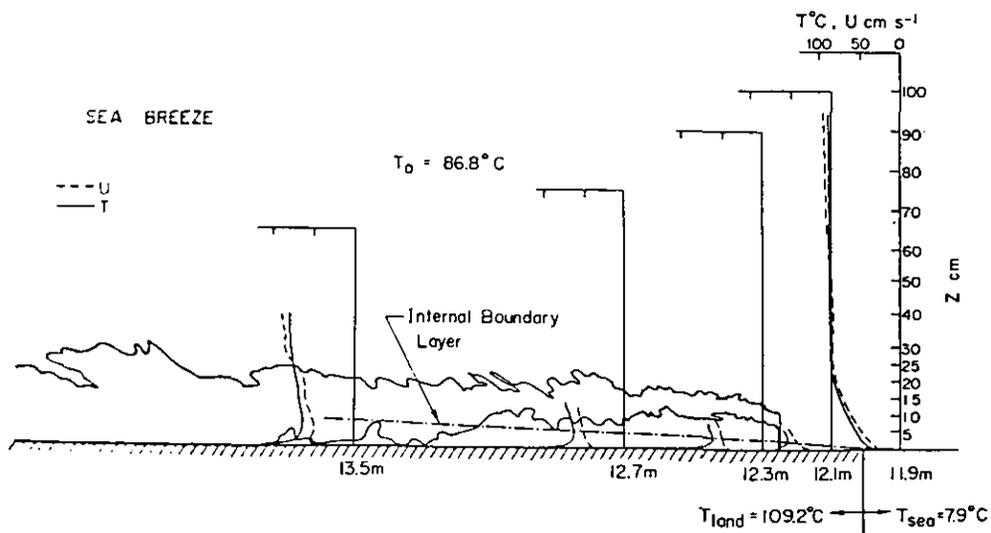


図 19 海風フュミゲーションの発達  
 Fig. 19 Development of sea breeze fumigation



図 20 煙の可視化 陸風時

Fig. 20 Plume photograph—Land breeze configuration

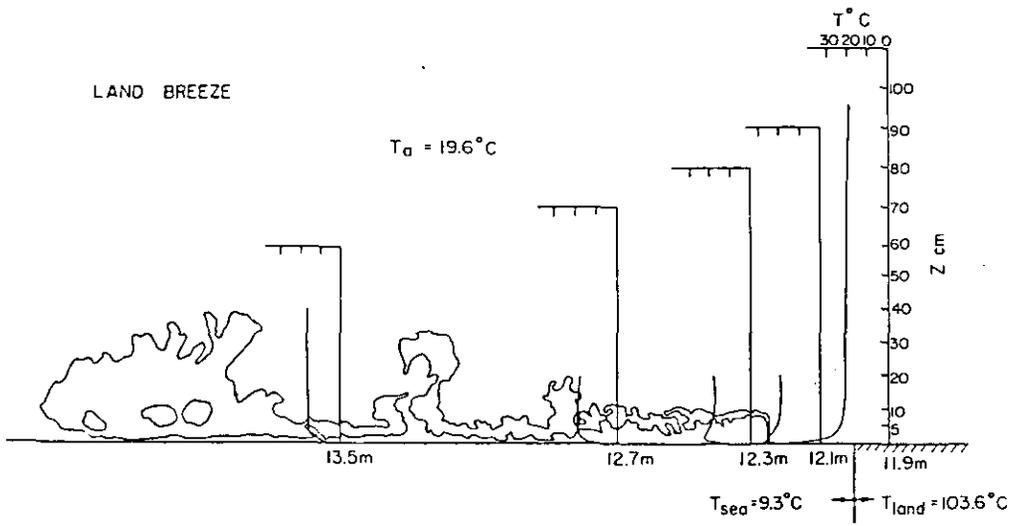
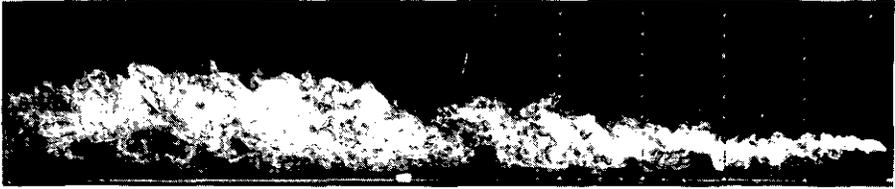
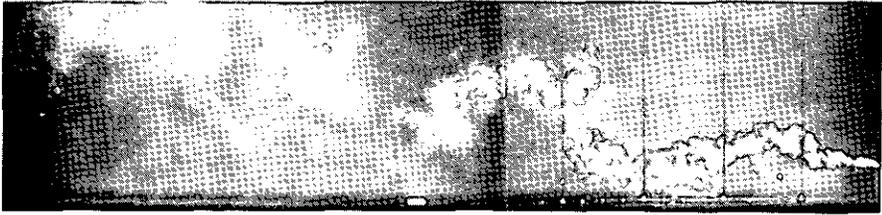


図 21 陸風時ロフティングの発達

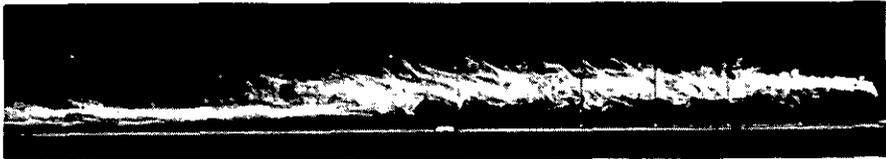
Fig. 21 Development of land breeze lofting



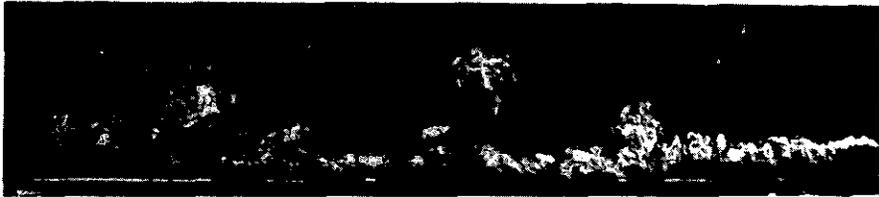
(a) Neutral



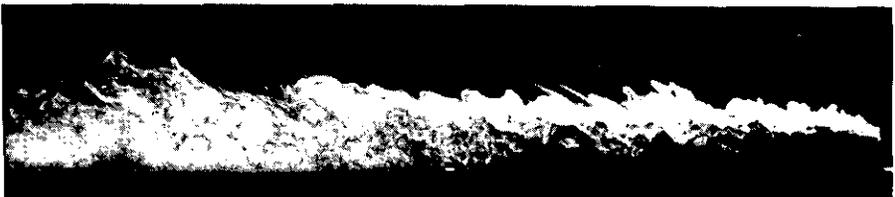
(b) Unstable



(c) Stable



(d) Land breeze



(e) Sea breeze

図 22 五つの大気の状態での煙の挙動

Fig. 22 Plume behavior under five different thermal stratifications

$L$	Monin-Obukhov stability length, $L = -u_*^3 / [x(g/T)(H_0/pc_p)]$
$n$	frequency
$Ri_g$	gradient Richardson number, $Ri_g = (g/T)[(\partial T/\partial z)/\partial U/\partial z]^2$
$Ri_\sigma$	overall Richardson number, $Ri_\sigma = (g/T_{av})[(T_a - T_f)\delta/U_\sigma^2]$
$t$	temperature fluctuation
$T$	mean temperature
$u, v, w$	instantaneous velocity fluctuations in the $x, y,$ and $z$ directions
$u_0$	friction velocity
$U, V, W$	mean components of wind velocity in the $x, y,$ and $z$ directions
$V_s$	stack exhaust velocity
$x, y, z$	spatial coordinates in the windward, crosswind, and vertical directions
$\delta$	boundary layer thickness
$\nu$	kinematic viscosity
$\kappa$	molecular heat conductivity
$\rho$	density of air
$\sigma_w$	standard deviation of the $w$ -component of turbulent velocity
$\tau_0$	shear stress at the surface
$( )_a$	ambient
$( )_{av}$	average through boundary layer
$( )_f$	floor
$( )_H$	at the stack height
$( \bar{ } )$	mean

### 引用文献

- Gifford, F. A. (1968) : Meteorology and Atomic Energy, U. S. Atomic Energy Commission, TID-24190, p.64-116.
- Klebanoff, P. S. (1954) : Characteristics of turbulence in a boundary layer with zero pressure gradients. NACA Tech. Note no. 3178.
- Lin, J-T. and Y-H. Pao, (1979) : Annual Review of Fluid Mechanics, p. 317-338, Annual Reviews Inc.
- Lyons, W. A. and H. S. Cole, (1973) : Fumigation and plume trapping on the shores of Lake Michigan during a stable onshore flow. J. Appl. Met., **12**, 1494-1510.
- Meroney, R. N., J. E., Cermak, and B. T. Yang, (1975) : Modeling of atmospheric transport and fumigation at a shoreline site. Boundary-Layer Met., **9**, 69-90.
- Ogawa, Y., P. G., Diosey, K., Uehara, H. Ueda, (1981) : A wind tunnel for studying the effects of thermal stratification in the atmosphere. To appear in Atmospheric Environment.
- Ogawa, Y., R. A., Griffiths, and W. G. Hoydysh, (1975) : A wind tunnel study of sea breeze effects. Boundary-Layer Met., **8**, 141-161.

Scorer, R. S. (1968) : Air Pollution, Pergamon Press, Ltd.

Turner, J. S. (1973) : Buoyancy Effects in Fluids, pp. 151-154. Cambridge University Press.

### 3. 2次元フェンス後ろの流れに及ぼす表面の粗さと温度成層の影響—II 風洞実験と相似条件の考察\*

#### Surface Roughness and Thermal Stratification Effects on the Flow Behind A Two-Dimensional Fence—II. A Wind Tunnel Study and Similarity Considerations\*

小川 靖<sup>1</sup>, フィリス・ディオズィ・小川<sup>1</sup>

Yasushi OGAWA<sup>1</sup> and Phyllis G. DIOSEY-OGAWA<sup>1</sup>

#### 要 旨

- (1) 風の向きに直角に置かれた平板建物モデル後ろの流れの風洞実験を、国立公害研究所の大気環境部の相似実験用風洞で行った。
- (2) 無次元化したキャビティウエーク長さ  $L_c/H$  に及ぼす表面粗さ ( $Re_{\text{turb}} \approx 15$  から 60) と温度成層 ( $Ri \approx -0.20$  から  $+0.23$ ) の影響を研究した。
- (3)  $Re_{\text{turb}}$  が増加するにしたがい、 $L_c/H$  も増加することが分かった。
- (4) 不安定成層内では、 $Ri$  が減少すると  $L_c/H$  がわずかに減少する (中立状態の 13.0 から強い不安定の  $\sim 12.5$ )。安定成層内では安定性が増すにしたがい、 $L_c/H$  が大きく減少する (強い安定で  $\sim 7.0$  まで減少)。
- (5) 同じような傾向は、関連するフィールド研究 (Ogawa Y. and P. G. Diosey, 1980) でも得られている。
- (6) 風洞実験での妥当な相似条件を決定するために、野外実験と風洞実験のデータを比較して示すと次のようになる：
  - 1) 実用的には、乱れの強さを一致させるのが、建物まわりのような流れに対して適切な相似条件となるであろう。
  - 2) モデルの後ろで相似な流れを達成するために、特大のラフネス (モデルの高

\* Appeared in Atmospheric Environment 1980, 14 p.1309—1320.

1 国立公害研究所 大気環境部 〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment,  
Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan.

さに近いような大きなラフネス)を用いる場合、ラフネスエレメントの高さをゼロプレーンディスプレイースメントとして使った方が流入側での平均速度分布に関して、より良い一致をみる。

3) 大気中でみられる大きな $u$ -成分をもつ渦の大きさを相似するために、風洞で大きなラフネスを用いると、野外的場合よりも大きな $w$ -成分が作られる。

## Abstract

A wind tunnel study of the flow behind a two-dimensional model fence placed perpendicular to the wind was conducted in the NIES Atmospheric Diffusion Wind Tunnel. Two inflow conditions were studied for their effects on the nondimensionalized cavity wake length,  $L_c/H$ ; surface roughness ( $Re_{\text{turb}} \approx 15$  to  $62$ ) and thermal stratification ( $Ri = -0.20$  to  $+0.23$ ). It was found that as  $Re_{\text{turb}}$  increases,  $L_c/H$  increases. In the unstable region,  $L_c/H$  decreases only slightly as  $Ri$  decreases (from  $13.0$  in neutral conditions to  $\sim 12.5$  for strong unstable); however, in the stable region,  $L_c/H$  decreases drastically as the stability increases (to  $\sim 7.0$  for strongly stable). Similar tendencies were found in a related field study (Ogawa and Diosey, 1980) and a comparison of both sets of data in order to determine proper similarity criteria showed that:

(1) as a practical choice, the equality of turbulent intensities may be the appropriate similarity criterion this type of flow;

(2) when using over-sized roughness (roughness large relative to model height) to achieve similar flow behind the model, better agreement for the oncoming mean velocity profile was found with the inclusion of a zero-plane displacement factor equal to the roughness element height; and

(3) using over-sized roughness for the purpose of simulating the large component eddy size found in the atmosphere can lead to an over-sized  $w$ -component scale of eddies in the wind tunnel.

## 1. 緒言

本報では建物モデル周りの流れの風洞実験の結果を示すが、これは、ダウンドラフト現象や実験室内でのシミュレーションのための重要な相似条件を導くためのフィールドと風洞実験との比較を行った。

第1報でのフィールド研究 (Ogawa Y. と P. G. Diosey, 1980) では、建物のモデルは、流入する風に直角に置かれた (このような高度に複雑な流れの中で扱い易い様に) 二次元フェンスに単純化した。キャピティ後流長 (流れが剝離する地点から下流で再付着する地点までの縦方向距離) を後流領域の特性パラメータとして用いると、第1報のように、温度成層と表面粗さ両方が  $L_c$  の大きさに影響することがわかった。これらの影響は、風洞内では独立したパラメータとして研究した。さらに、このようなタイプの流れの現象に、最も適切な相似条件を研究するために、フィ

ールドデータと風洞データを比較した。

## 2. 相似条件の考察

建物の周りに空気の流れが近づくと、流れは建物の周り、特にその後ろで複雑な流れ場を発生して、ゆがみ、変形する。もしも汚染物が建物近くで排出されると、この複雑に循環している渦領域に引き込まれ、きわめて高濃度の汚染の原因となる。この現象がいわゆるダウンドラフト現象で、風洞（又は水路）で多くの研究がなされている。

今までに多くの人が、この種の乱流境界層流れに関して相似条件を提唱している。井上(1952)は、乱流レイノルズ数の等値性、 $Re_{urb} = UH/K$ を提案した。ここで、 $U$ はモデルの高さ $H$ における平均風速であり、 $K$ は乱流拡散係数である。Jensen (1958)は、ラフネスの長さモデルの高さの比 $z_0/H$ の等値性を提案した。谷(1958)は、防風垣の風洞研究に関して $H/z_0$ の等値性を使って、風速分布が対数的に与えられれば、 $\ln(H/z_0)$ の等値性は、 $Re_{urb}$ の等値性と同等であるということを示した。Plate (1971)は、流入する流れが $H/z_0$ の比が一定に保たれば風洞内における二次元フェンスに関して、同一の抗力係数が得られることを見出した。

相似条件のもう一つの提案は、乱れの強さを等しくする方法である。井上(1952)は、 $u_* / U$ 、ここで、 $u_*$ は摩擦速度であるが、の等値性を相似条件として提案した。しかしコンスタントフラックス層内では、 $K = ku_* z$ 、従って $Re_{urb}$ は $Re_{urb} = \left(\frac{U}{u_*}\right) / k$ になるので $u_* / U$ と $Re_{urb}$ の等値条件は同一の事を意味する。中立付近の大気条件では、 $u_* / U$ は $\sqrt{u^2} / U \sqrt{w^2} / U$ に比例するので、乱れの強さの等値性は $Re_{urb}$ の等値性と同等である。

従って、もし $Re_{urb}$ （又は $H/z_0$ 又は $u_* / U$ ）の等値の条件が与えられれば、室内実験では大気の現象をシミュレート出来るのだろうか？又、建物の後ろの流れは、どのような流入条件によって影響されるのだろうか？これらの疑問を解くために、風洞実験では、キャビティ後流長に与える流入温度成層と表面粗さの影響を別々に行い、これらのデータを同様なフィールド研究のそれと比較した。

## 3. 実験装置

### 3.1 風洞およびモデル

この研究には、国立公害研究所の新しい $2\text{ m} \times 3\text{ m} \times 24\text{ m}$ （測定部の高さ、幅、長さ）の循環式風洞を使用した。この詳細は前報で示したので省略する。

実験用に使用したモデルは、薄いアルミニウム板であり、測定部の全体幅 $3\text{ m}$ に広がっている。その上端の風下部分の角は、丸いエッジ効果を避けるために鋭くしてある。上流側の種類により、 $4\text{ cm}$ 又は $8\text{ cm}$ のどちらかのモデルを用いたので表面境界層内（この場合 $H/\delta \leq 0.2$ ）にある。 $H/\delta \leq 0.2$ の値は、CastroとFackrell (1978)によれば大気中での建物の様に表面境界層内であると考えられる。モデルは測定部入口より $10\text{ m}$ 下流に置いてある。

モデルは二つの流入条件、すなわち表面粗さと温度成層の効果を分離して実験した。温度成層は風洞床面と周りの温度との温度差をつくることによってシミュレートした。中立の場合を含み、五つの大気安定度の影響（五つの異なったりチャードソン数）を実験した。二つの安定成層は風洞床全体を冷却し、周りの空気を加熱してシミュレートした。このとき、周りの流速  $U_\infty = 2\text{ms}^{-1}$  のとき、 $T_f - T_a = -69.2^\circ\text{C}$  と  $T_f - T_a = -31.0^\circ\text{C}$  である。二つの不安定な場合は、床面を加熱し、周りの空気を冷却してシミュレートした。このとき、上と内じ流速で  $T_f - T_a = 65.8^\circ\text{C}$  と  $T_f - T_a = 33.0^\circ\text{C}$  である。風洞内で中立安定は、 $T_f = T_a = 18.5^\circ\text{C}$  で等温の状態にした。これらの条件を表1に示す。

表1 流れの性質一覧

Table 1 Summary of thermal stratification conditions and flow characteristics

Case No.	Stability	$U_\infty$ cm/s	$H$ cm	$U_{z=H}$ cm/s	$T_f$ ℃	$T_a$ ℃	$Ri_{z=H}$	$L_c/H$
Case S1	Neutral	199	4	145	18.5	18.5	0	13.0
Case S2	Stable	196	4	115	20.7	51.7	0.051	12.0
Case S3	Stable	192	4	117	11.2	80.4	0.234	7.0
Case S4	Unstable	198	4	164	31.2	64.2	-0.107	12.5
Case S5	Unstable	198	4	175	98.4	32.6	-0.203	12.0

表2 風上側の流れの性質，高さ  $z/H=1$

Table 2 Summary of upwind flow characteristics at  $z/H=1$

Case No.	Roughness	$U_\infty$ cm/s	$H$ cm	$H/\delta$	$U_{z=H}$ cm/s	$H/z_0$	$\sqrt{\bar{u}^2}/U_H$	$\sqrt{\bar{w}^2}/U_H$	$u_w/U_H$	$K_m$ cm <sup>2</sup> /s	$Re_{urb}$	$L_c/H$
Case R1	No roughness	200.3	4	0.20	146.2	$1.1 \times 10^4$	0.089	0.052	0.051	9.38	62.4	13.0
Case R2	1 cm "L" angles 150cm apart	200.0	4	0.17	134.9	$8.0 \times 10^2$	0.110	0.068	0.062	16.1	33.5	11.2
Case R3	1cm and 2 cm L-angles, alternating, 75cm apart	201.5	4	0.13	123.3	$1.5 \times 10^2$	0.144	0.088	0.072	19.4	25.4	10.0
Case R4	3.2×3.7×25cm (H×W×L) wooden blocks, lateral/ long, spacing= 25cm; 8 cm fence placed 10m upwind	220.8	8	0.16	130.3	$5.7 \times 10^1$	0.232	0.118	0.107	67.2	15.2	7.5

第2のパラメータは表面粗さで、表面粗さを変えると、乱流レイノルズ数のような流れの特性が変わる。上流の表面がなめらかな場合を含み、モデルの上流側のラフネスのエレメントの大きさや並べ方を変えることにより、四つの異なった条件を作った。

これらの条件は表2に示してある。図1には実験の概略図を示す。

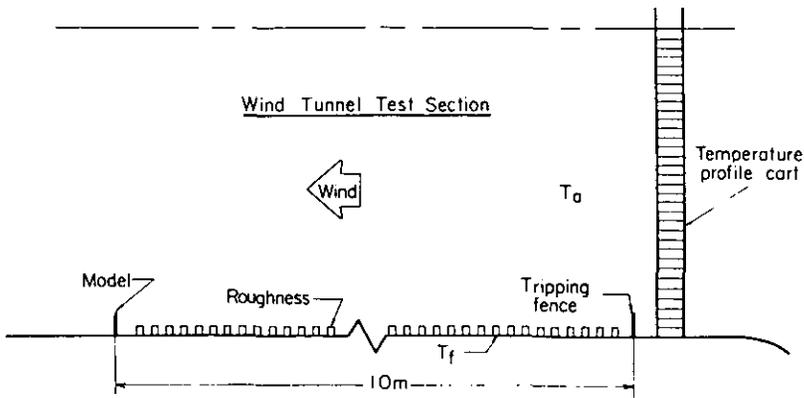


図1 実験セットアップ図  
Fig. 1 Wind tunnel model set-up

### 3.2 流れの測定

モデルの後ろの流れ場を測定するために、後方散乱法による、カウンタープロセッサー付の2色レーザードップラー流速計 (DISA/スペクトルフィジックス) を用いた。これは、 $u$ 成分と $w$ 成分を同時に測定することができ、周波数シフトを使用することにより逆流もまた測定することができる。LDA法は、モデルの後ろの非常に複雑な領域内でも、流れを乱すプローブを挿入しないで測定が出来るため、きわめて有効な方法である。

流入流速は、ピトー静圧管 (MKS バラトロン) を用いて測定し、流入温度は熱電対によって測定した。さらに、乱れとシャーストレスを測るために、熱線プローブ回転機構に取り付けた単線の熱線流速計を用いた。

$u$  スペクトルと $w$  スペクトルの解析に対しては、X型の熱線 (DISA P52) を用いた。そのデータ (各々のチャンネルに対して $10^\circ$ のデータ) はミニコンピュータのディスクと磁気テープに貯えておき、あとで大型コンピュータにより、 $u$ 、 $w$ 、 $\overline{uw}$ とスペクトルを計算した。

これらのピトー静圧管、熱電対、熱線などは、風洞内のトラバース装置に取り付けてある。このトラバースは (手動でもコンピュータによっても) 測定部の任意の位置に $0.01\text{mm}$ 以内の精度で動かすことができる。

## 4. 結果と討論

### 4.1 表面粗さの影響

フィールド実験では、乱流レイノルズ数が増加することにより、キャビティ後流長が短くなる。この影響は、風洞実験では、表面粗さを変えることによって乱流レイノルズ数を変化させて、

実験を行った。表2に、風洞によって試した条件を示す。各々の場合において、モデルは $H/\delta \leq 0.2$ であるので、表面境界層内に十分入っている。平均風速、乱れ、剪断応力分布を測定し、 $K_m = -\overline{uw}/(\partial u/\partial z)$ を計算し、モデル高さにおいて $Re_{turb} = UH/K_m$ 値を計算する。それらを同じく表2に示してある。図2はR1(なめらかな)そしてR4(極めて粗い)の場合に対する、モデルの位置における、 $\sqrt{\overline{u^2}}/U$ 、 $\sqrt{\overline{w^2}}/U$ 、 $\sqrt{-\overline{uw}}/U$ の分布である。大きなラフネスの元素は、上空に、その約3倍の高さの範囲で、その方向に関してはほぼ一定の乱れ強さを引き起こす。それよりさらに上空では、予期したように高くなるにつれて乱れ強さは減少する。

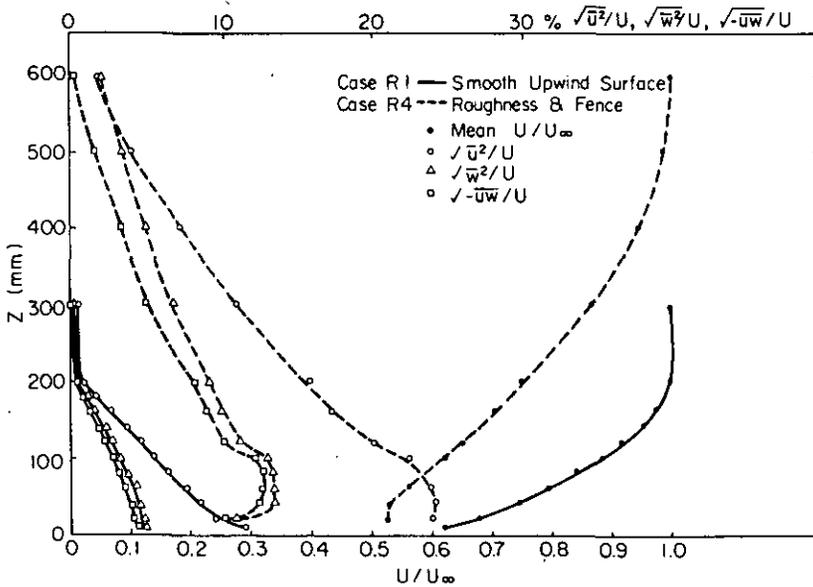


図2 モデル設置位置での平均風速および乱れ強度の鉛直分布

Fig. 2 Vertical profiles of mean velocity and local turbulent intensities at model position

図3と図4は、R3とR4の場合のモデルの後ろでのLDAによる平均流速分布である。表面の粗さが増大するにしたがい、従ってR3からR4に移るにしたがい、キャビティ後流長(モデル高さ $H$ で無次元化すると) $L_c/H$ は減少する。 $Re_{turb}$ を62.4(なめらかな場合)から変化させるために、ラフネスの元素をモデルの上流に置くが、ラフネスの元素がモデルの高さに比べて大きいことや、同等でさえあるというのは、一般に現実的ではないので、風洞中で発生可能な乱流レイノルズ数にはある程度下限があることを意味する。R4の場合、ラフネスの元素は約 $0.4H$ であり、高さ $H$ のトリップフェンスはモデルの10m上流に置いてある。このような配置で、ようやく $Re_{turb}$ は15.2となり今回の実験での最も小さな値で、フィールド研究で分かった $Re_{turb}$ の値にきわめて近い値であった。今回の実験では、これ以下に $Re_{turb}$ を変化させるこ

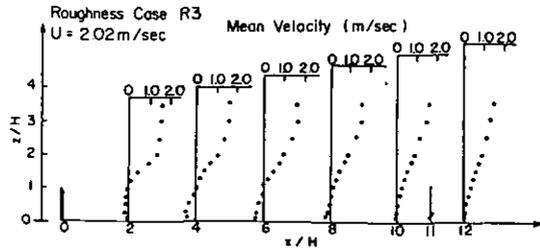


図3 Case R3の時のモデル背後での平均風速の鉛直分布  
Fig. 3 Vertical mean velocity profiles-Case R3

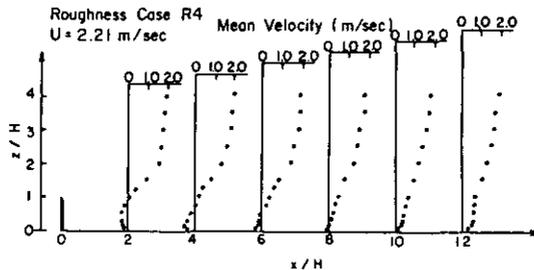


図4 Case R4の時のモデル背後での平均風速の鉛直分布  
Fig. 4 Vertical mean velocity profiles-Case R4

とは、上記の表面の幾何学的な相似性（すなわち適度な大きさのラフネスの エレメント）を無視しなければならなくなるので行わなかった。

#### 4.2 温度成層の影響

図5は五つの異なった成層に関する流入平均流速分布を示す。成層の効果により、中立の場合に比べ、安定な場合は表面近傍で流速が減少する。一方、不安定な場合は風速は中立の時よりも増加する。

図6は流入流の平均過剰温度分布（流入温度から空気温度を差し引いた値）を示す。過剰温度  $\Delta T = T - T_a$  は不安定な成層の時、正の値となる。 $Ri$  は図6と図7から計算でき、他の流れの特性と共に表1に示してある。

図7～9はLDAによって測定したモデルの後ろのU方向の速度分布を示す。平均速度は、正確さを期すために、それぞれの点において、20,000個以上のデータの値を平均してある。中立の場合（図7）はキャビティの後流長  $L_c/H \approx 13.0$  であり、不安定な場合（図8）は  $L_c/H \approx 12.5$  で

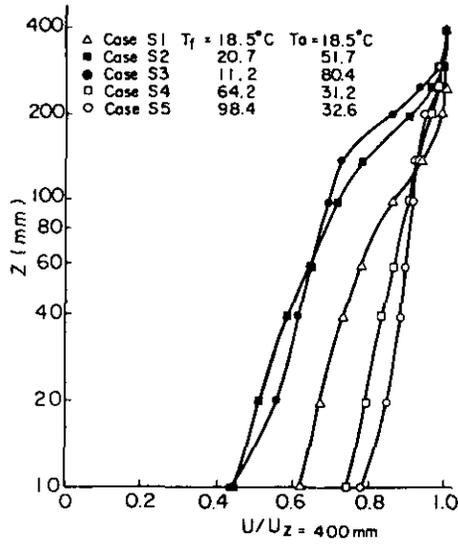


图5 上流側風速分布图

Fig. 5 Oncoming mean velocity profiles

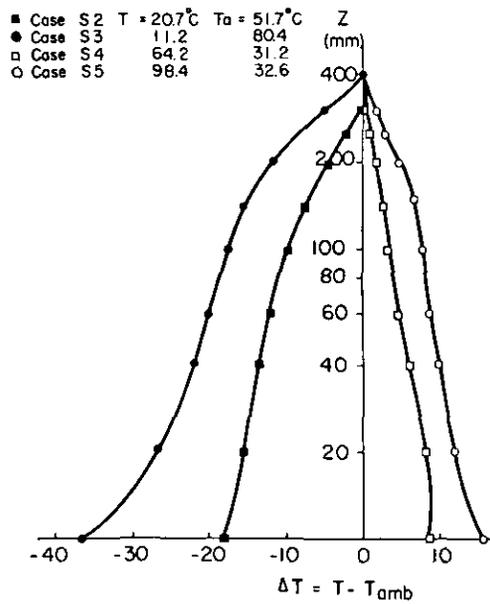


图6 上流側過剩温度分布图

Fig. 6 Oncoming mean excess temperature profiles

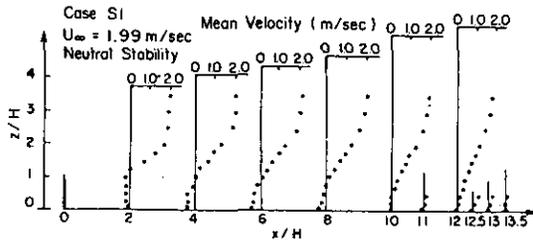


図7 中立時のモデル背後での平均風速の鉛直分布  
 Fig. 7 Vertical mean velocity profiles-Neutral case

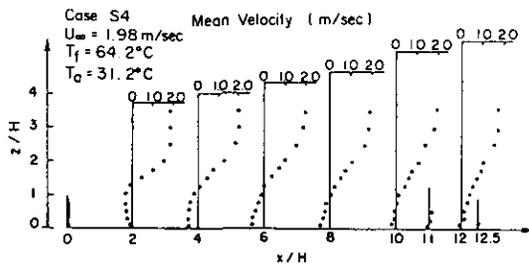


図8 不安定時のモデル背後での平均風速の鉛直分布  
 Fig. 8 Vertical mean velocity profiles-Unstable case

ある。安定な場合はしかし、キャビティの後流長は7.0となり中立条件の場合に比べ、大きく減少している(図9参照)。

キャビティの後流長対リチャードソン数を図10に示す。不安定な場合について、 $L_c/H$ は $Ri$ が減少するとわずかに減少する。これは乱流レイノルズ数の変化に関連がある。なぜならば、不安定な条件が強くなれば、平均流の乱れは増大し、したがって乱流拡散係数 $K_m$ を増大し、これより $Re_{turb}$ は減少するので、キャビティ後流長は短くなる。他方、安定な成層が強くなれば、平均流の乱れは押えられ、乱流レイノルズ数は増加する。しかし、安定な成層は流れがフェンスの存在によって引き起こされる変化を妨げる効果を持っている。Hausling (1977)は無限の長さのフェンスを超えて流れる流れ場の数値シミュレーションを行い、大気安定度は後ろの循環している流れの領域の発達を抑制する傾向があるということを見出した。

この抑制効果はきわめて強く、風洞実験では、 $Re_{turb}$ の効果を無視できるようになるので、キャビティの後流長は速やかに短くなる。

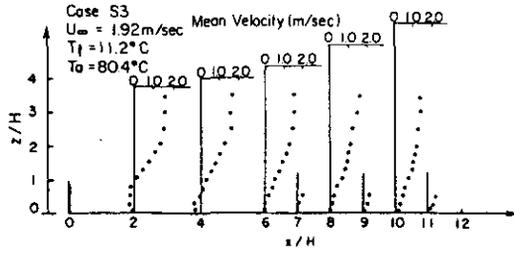


図9 安定時のモデル背後での平均風速の鉛直分布  
Fig. 9 Vertical mean velocity profiles-Stable case

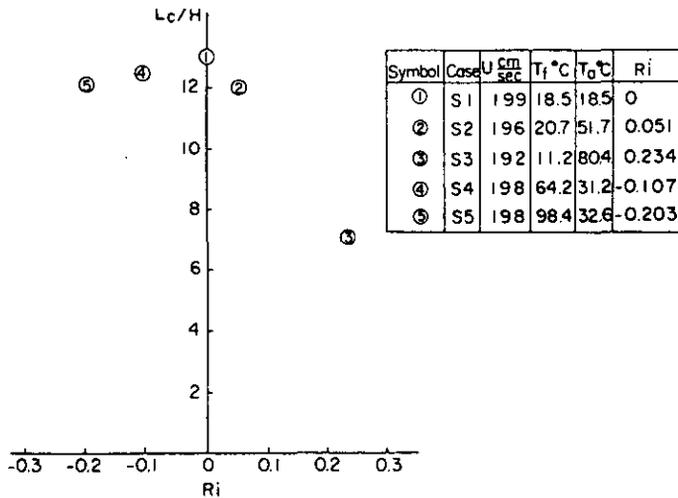


図10 キャビティーウェーク長とグラジェントリチャードソン数との関係  
Fig. 10 Nondimensionalized cavity wake length vs. gradient Richardson number

### 4.3 風洞のデータとフィールドデータとの比較

風洞のデータをフィールド研究で得られたものと、比較してみよう。図11にフィールドと風洞実験に関する  $L_c/H$  対  $Re_{turb}$  の概要を示す。さらに、同様なモデルを使った他の風洞データを比べたものを示してある。これらの他の風洞実験では、ほとんどが  $Re_{turb}$  を直接測っていないので、流入側の風速分布が対数分布であることを仮定すると、谷 (1958) によって

$$Re_{turb} = UH/K_m = [u_* / k (\ln(H/z_0))] / k u_* H$$

$$= (1/k^2) \ln(H/z_0)$$

となる。この計算は対数速度分布が適用できる境界層内にモデルがある時のみ成り立つが、これを適用して  $Re_{turb}$  を計算する。図中にはArieとRouse (1956) によって、一様流中にある垂

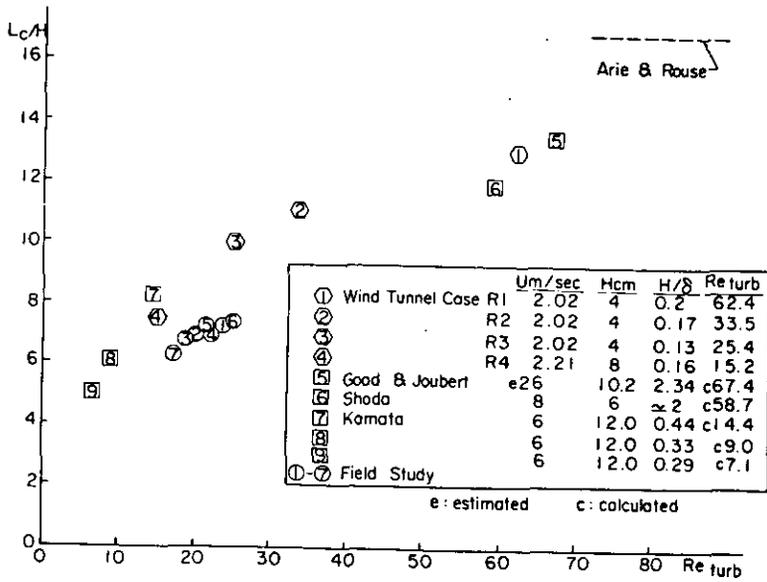


図11  $L_c/H$  と  $Re_{turb}$  との関係 (野外および風洞実験)

Fig. 11 Summary of  $L_c/H$  vs.  $Re_{turb}$  for field and wind tunnel

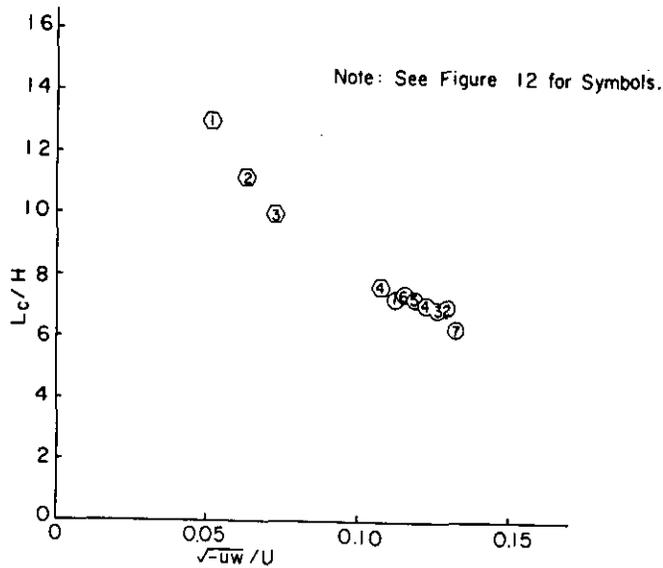


図12  $L_c/H$  と  $\sqrt{-\overline{uw}}/U$  との関係

Fig. 12 Nondimensionalized cavity wake length vs.  $\sqrt{-\overline{uw}}/U$

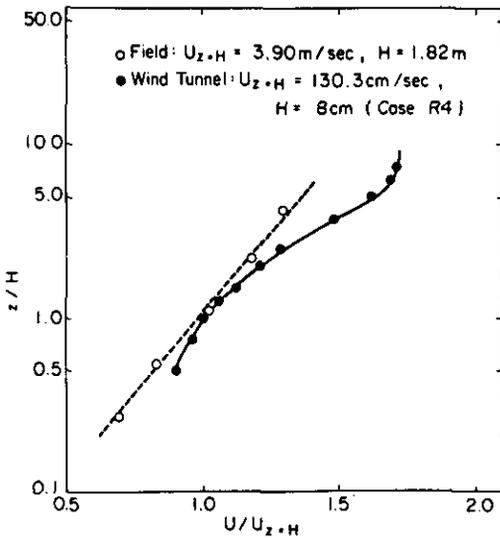


図13 a 野外と風洞実験での  $U/U_{z=H}$  と  $z/H$  との関係例

Fig. 13 a Examples of oncoming  $U/U_{z=H}$  vs.  $z/H$  for the field and wind tunnel studies

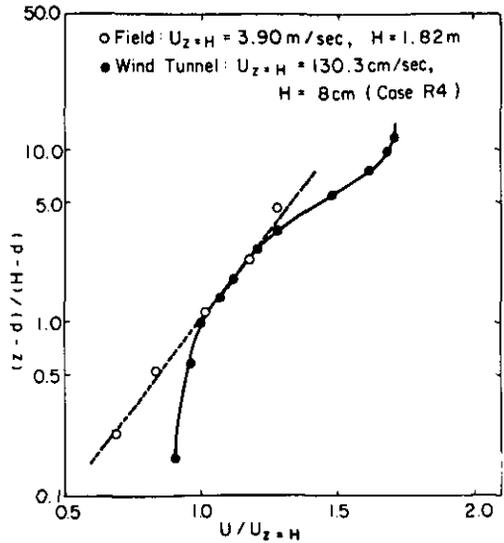


図13 b 野外と風洞実験での  $U/U_{z=H}$  と  $(z-d)/(H-d)$  との関係例

Fig. 13 b Examples of oncoming  $U/U_{z=H}$  vs.  $(z-d)/(H-d)$  for the field and wind tunnel studies

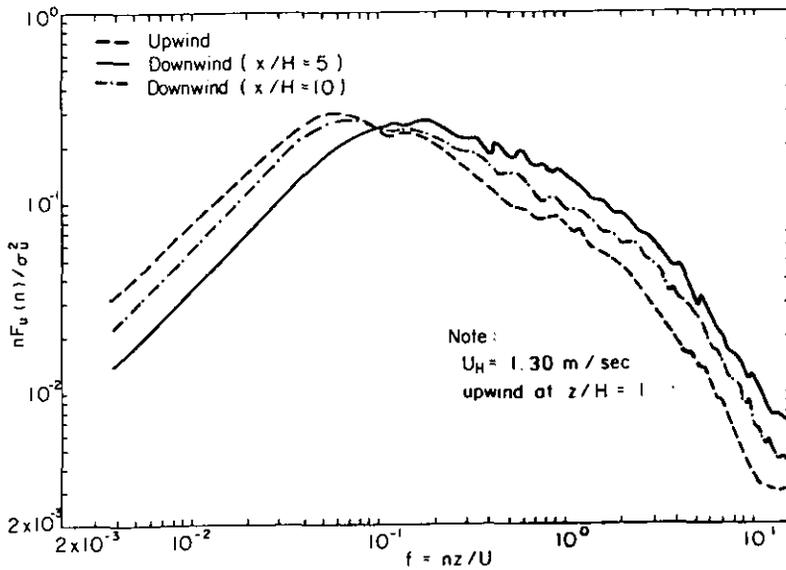


図14 風洞実験での規準化された  $u$  スペクトラムの例

Fig. 14 Example of normalized  $u$  spectra for the wind tunnel study

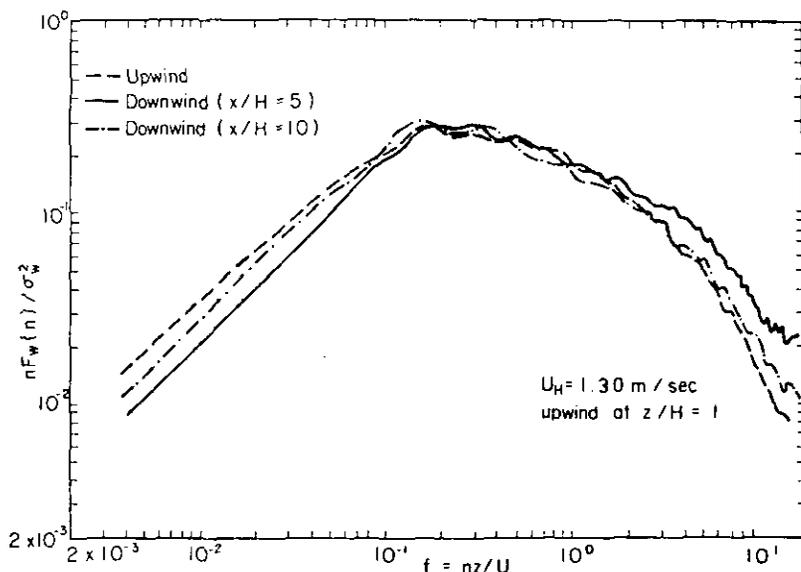


図15 風洞実験での規準化された $w$ スペクトラムの例  
 Fig. 15 Example of normalized  $w$  spectra for the wind tunnel study.

直な板の後ろの流れを、注意深く測定して得た、キャビティ後流長、 $L_c/H=17$ の値を点線で示してある。もし一様流中で乱流レイノルズ数を決められるとすれば、 $K_m$ は小さい値になるので、 $Re_{turb}$ は極めて大きな値になる。したがって $L_c/H=17$ という値は、この様なモデルにおける室内実験での上限のものであろう。福迫等(1969)は、矩形シリンダ後ろのキャビティ後流長に与えるレイノルズ数の影響を調べるために、曳行水槽実験を行った。彼らによると、層流中ではキャビティ後流長は $\log(Re)$ に直線的に比例することが分かった。彼らはレイノルズ数を19から2,500まで、そしてキャビティ後流長を上限値 $L_c/H=11$ まで測定したが、この関係が流れが既に層流ではない様なより高いレイノルズ数でどこまでも成り立つとは考え難い。したがって $L_c/H$ と $Re_{turb}$ との関係はたぶん直線的ではなくて、 $Re_{turb}$ が増加するに従い上限に接近すると考える方が妥当である。

風洞実験とフィールド実験両方のデータに注目すると、両方共 $Re_{turb}$ が増加すると、 $L_c/H$ も増加するが、両者の点は重ならない。この不一致は、 $Re_{turb}$ の精密な値を得る事、すなわちシャーストレスや平均流速の傾きを正確に測定するのが困難である結果による誤差が主な原因であろう。

図12にフィールド実験と風洞実験に関する $L_c/H$ 対 $\sqrt{-\overline{uw}}/U$ の関係を示す。これは、局所乱れ強さが増加すると、 $L_c/H$ が減少するというを示す。風洞実験では、局所乱れ強さがフィールドでの値に合致する程大きくはなっていないけれど、両者における傾向は同じである。同様な結果が、 $\sqrt{\overline{w^2}}/U$ と $\sqrt{\overline{u^2}}/U$ に関しても得られた。

表3 高さ  $z/H=1$  での風洞実験と野外実験のスペクトルの比較

Table 3 Comparison of spectral data between field and wind tunnel experiments at  $z/H=1$

	Upwind				$x/H=5, z/H=1$				$x/H=10, z/H=1$			
	U		W		U		W		U		W	
	$\sigma_w/U_H$	$f_m$	$\sigma_w/U_H$	$f_m$	$\sigma_w/U_H$	$f_m$	$\sigma_w/U_H$	$f_m$	$\sigma_w/U_H$	$f_m$	$\sigma_w/U_H$	$f_m$
Field experiment	0.30	0.025—	0.15	0.37—	0.38	0.09—	0.31	0.12—	0.37	0.09—	0.29	0.15—
(average of tests 1—7)		0.042		0.50		0.20		0.20		0.21		0.21
					*		*		*		*	
Wind tunnel— Case R 4	0.23	0.055	0.14	0.18	0.31	0.19	0.20	0.18	0.28	0.07	0.15	0.16

$U_H$  is the mean velocity of the oncoming flow at  $z/H=1$ ; \* indicates values of the largest and second largest peak frequencies (see text of Part 1, 1980).

風洞実験のR4の場合は、フィールド実験で得られた値に近い $L_c/H$ であるのでR4のケースに着目して比較を行う。

図13aに、フィールド実験と風洞実験における平均風速分布を示す。風速は $z=H$ における値で又、高さ $z$ は $H$ で標準化している。風洞での風速分布は、対数分布に従わなく、特に大きなラフネスの影響のある表面近くにおいてこれからはずれている。このような大きなラフネスのもとで、対数法則を適用するために、零平面の排除係数 $d$ を導入する方法が一般にはとられている。図13bに、この場合 $d$ を含んで標準化した同様な風速分布を示す。風洞では、この $d$ はラフネスのエレメントの高さ( $d=3.2\text{cm}$ )と仮定し、一方フィールドに関しては、 $d$ は草の高さ( $d=10\text{cm}$ )である。この条件下では、フィールドと風洞の両方の風速分布は、モデルの上方で重なり合うが、大きなラフネスにより、下方でははずれてくる。モデル高さ $H$ とラフネス長との比を決めれば、フィールド(図13a)と風洞(図13b)からの $H/z_0$ の値は一致しない。しかしながら、 $d$ を含む、すなわち $(H-d)/z_0$ を含む相似の比の形にすると、フィールドと風洞がもっと良く一致することが分かる。

風洞におけるR4の場合に関する流入流の乱れ強さも又フィールド実験の乱れ強さに大略一致するけれど、その他にパワースペクトルも合致しなければならない。R4の場合に関する $u$ と $w$ のスペクトルをそれぞれ図14と図15に示す。周波数はモデルの高さ $H$ によって標準化し、平均風速はモデルの高さにおいて標準化している。表3に、そのフィールドと風洞から得られたスペクトルの比較を示す。そのエネルギーがピークを示す無次元周波数 $f_m$ は、風洞ではフィールドで得られた値に比べ、 $u$ 成分に関してはやや大きい、逆に風洞での $w$ 成分の $f_m$ は小さい。このことは、風洞実験において風上側の気流のスペクトルのシミュレーションに関してあまり望ましくない。なぜならば大きなラフネスエレメントを用いることにより、大気中において得られた様な $u$ -スペクトルに近い $f_m$ 値をつくろうとすると、 $w$ -スペクトルに関しては小さ過ぎる $f_m$ 値を生じさ

せる危険性がある。

しかしながらフェンスの後ろの流れでは、 $f_m$ の値は風洞実験とフィールド実験で相似している。RaineとStevenson (1977)は防風垣のフェンスモデルの風洞研究を行った。彼らの実験値は風上側での気流がいくらか今回の実験より低い $f_m$ 値であるが、スペクトルのピーク周波数は今回の風洞研究で得られた値ときわめて近いものを報告した。これは、モデルの後ろではフェンスによって生じた渦が卓越するので、フィールドと風洞のスペクトルが似てくることを示している。

## 5. 結 言

建物の後ろの複雑な流れをより良く理解するために、又風洞にて適切な相似条件をみつけるために、関連するフィールド実験と風洞実験を流れに直角に置いた、単純な2次元モデルフェンスについて行った。この論文で報告した風洞実験では、大気の安定度と表面の粗さのモデル背後のキャビティ後流長に対する影響を観測した。

風洞内において、表面のラフネスの条件を変えることにより乱流レイノルズ数を変えたが、モデルが境界層に十分入っている時 ( $H/\delta \leq 0.2$ )  $Re_{turb}$ を約15から62まで変化させた(モデルの上流できわめて粗い表面から、なめらかな表面まで)。 $Re_{turb}$ が増加すると、 $L_c/H$ も増加する。この増加の仕方は線形ではなく、ある上限に漸近することが分かった。この極限は、一様流中にある垂直平板に関するArieとRouse (1956)によって見出された $L_c/H \approx 17$ の値であろう。

無次元化したキャビティ後流長は、風洞内において大気安定度が減少するにしたがい短くなる。しかしながら、安定度が増すと(リチャードソン数が増えたと) $L_c/H$ は、流れの中でフェンスによって引き起こされた安定条件が変わるのを妨げるので、大きく減少する。

風洞とフィールドのデータを比較すると、完全には一致しないが、両者共 $Re_{turb}$ が増加すると $L_c/H$ が増加することを示している。それらのデータが一致しない一つの理由は、乱流拡散係数を導く過程で誤差が大きく、従って $Re_{turb}$ を決定するのが難かしいからである。乱流レイノルズ数は $K = -\overline{uw}/\partial U/\partial z$ を仮定しているが、もしこの $K$ -理論の仮定が疑わしいならば、相似の基準である $Re_{turb}$ も疑わしい。しかしながら、このモデルが一様流速層内にあれば、 $Re_{turb} = U/ku_s$ である(2節参照)。従って $Re_{turb}$ が等しいということは、局所乱れ強さが等しいということと同等である。

$L_c/H$ に関する局所乱れ強さの影響は、フィールド実験や風洞実験における $Re_{turb}$ と $L_c/H$ の関係に比べるとより一致している。すなわち、風洞の局所乱れ強さは、フィールドで得られたものに合致する程十分に大きくはないが、両方の場合において、局所乱れ強さが増加するとき、 $L_c/H$ は減少しその傾向は同じである。したがって乱れ強さが等しいことは、実験室シミュレーションにとって $Re_{turb}$ よりもより実動的であり適正なものであろう。

風洞実験のケースR4の場合には、フィールド実験で得られたものと相似の $L_c/H$ の値を得た。この場合には、風洞測定部入口に高さ $H$ のトリップフェンスに加え、大きなラフネスのエレメン

トをモデルの上流に置いた。流入風速分布を比較すると、無次元化された高さで、零平面排除量  $d$  を考慮に入れば、無次元の風速分布は、より多くの範囲で一致する。風洞においては、この  $d$  はラフネスのエレメントの高さに等しく、一方フィールド実験では、草の高さに等しいと仮定する。さらに、風洞内で、大きなラフネス（モデルの高さに比べてもそれに近い様な大きなラフネス）を用いると、フィールドの結果や風洞の結果において、流入平均風速分布の相似性に関して、 $(H-d)/z_0$  を一致させる事が  $H/z_0$  の一致よりも实际的であろう。

大きなラフネスは又、風洞内のパワースペクトルにも影響を及ぼす。ケース R 4 のような大きなラフネスの条件は、大気中で見られる渦の大きな  $u$ -成分の大きさに近づこうと試みる際に、しばしば用いられる。しかしながら、これは大気中でみられる渦の  $w$ -成分の大きさより大きな値を作ってしまう、相似条件を一致させようとするとき、大きなラフネスは新しい問題をかかえる事になる。

大気中の境界層内でのダウンドラフトなどの流れの現象に関して、相似条件を理解しようとするならば、より多くの系統的なフィールド実験と風洞実験が必要である。特に温度成層の影響は重要であり、より現実的な 3 次元の立場で考える時、重要な意義を与えるであろう。

## 謝 辞

風洞実験の遂行に際し、上原清氏の助けに感謝致します。

## Nomenclature

$d$	zero-plane displacement
$f$	reduced (normalized) frequency, $f=nz/U$
$f_m$	frequency of peak in $nF(n)$
$F(n)$	normalized spectral density in terms of frequency
$g$	acceleration due to gravity
$H$	model height
$k$	Von Karman's constant
$K$	turbulent diffusivity
$K_m$	turbulent diffusivity for momentum
$L_c$	cavity wake length
$n$	frequency
$Re_{\text{turb}}$	turbulent Reynolds number
$Ri$	gradient Richardson number, $Ri = [(g/T)(dT/dz)] / (\bar{u} \overline{dz})^2$
$T$	temperature

$u, v, w$	turbulent components of velocity in the $x, y, z$ directions
$U, V, W$	mean components of velocity in the $x, y, z$ directions
$u_*$	friction velocity
$x, y, z$	spatial coordinates in the windward, crosswind, vertical directions
$z_0$	roughness length
$\delta$	boundary layer thickness
$\sigma_u, \sigma_v, \sigma_w$	standard deviations of $u, v, w$
( ) <sub>a</sub>	ambient
( ) <sub>f</sub>	floor
( ) <sub>∞</sub>	freestream
(—)	mean

#### 引用文献

- Arie M. and H. Rouse (1956) : Experiments on two-dimensional flow over a normal wall. *J. Fluid Mech.*, 1, 129—141.
- Castro I. P. and J. E. Fackrell (1978) : A note on two-dimensional fence flows, with emphasis on wall constraint. *J. Indust. Aerodyn.*, 3, 1—20.
- Fukasako S., M. Kiya and M. Arie (1969) : An experimental study on a two-dimensional wake of a rectangular cylinder attached to a plane wall. *Rep. 54, Hokkaido Univ.*
- Good M. C. and P. N. Joubert (1968) : The form drag of two-dimensional bluff plates immersed in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.* 31, 547.
- Hausling H. J. (1977) : Viscous flows of stably stratified fluid over barriers. *J. atmos. Sci.*, 34, 589—602.
- Inoue E. (1952) : The structure of surface wind. *Bull. Natn. Inst. Agric. Sci. (Jpn) Series A*, No. 2, 93pp.
- Jensen M. (1958) : The model law for phenomena in a natural wind. *Ingen. Int. Ed.* 2, No. 4.
- Kamata Y. (1974) : A wind tunnel study of the effects of buildings. 29th. Ann. Meeting Civil Engineers of Japan.
- Ogawa Y. and P. G. Diosey (1980) : Surface roughness and thermal stratification effects on the flow behind a two-dimensional fence—I. Field study. *Atmospheric Environment*, 14, 1301—1308.
- Plate E. (1971) : Aerodynamic Characteristics of the Atmospheric Boundary Layer. NTIS-TID-25465.
- Raine J. K. and D. C. Stevenson (1977) : Wind protection by model fences in a simulated atmospheric boundary layer. *J. Indust. Aerodyn.*, 2, 159—180.
- Shoda R. (1967) : Experimental study of flow characteristics in the environment of buildings. M. S. thesis, Univ. of Tokyo, Dept. of Eng.
- Tani N. (1958) : On the wind tunnel test of the model shelter-hedge. *Bull. Natn. Inst. Agric. Sci (Japan) Series A*, No. 6.

### Ⅲ. 報 文 (海陸風シミュレーション)

#### 4. 海陸風の基本的なメカニズム—室内実験—

#### Fundamental Mechanism of the Land and Sea Breeze

#### — A Laboratory Experiment —

光本茂記<sup>1</sup>・植田洋匡<sup>1</sup>・柴田 勉<sup>2</sup>・尾添紘之<sup>2</sup>

Shigeki MITSUMOTO<sup>1</sup>, Hiromasa UEDA<sup>1</sup>, Tsutomu SHIBATA<sup>2</sup>  
and Hiroyuki OZOE<sup>2</sup>

#### 要 旨

温度制御された水槽を用いて、海陸風を室内実験でシミュレートした。生じた循環流をテルル法およびフェノールフタレイン電解発色法で可視化し、さらに温度分布の測定と、レーザー・ドップラー流速計による流速分布の測定を行った。循環流の平均場は、従来の数値計算の結果や観測の一般的結果と良く一致した。さらに、陸地表面付近に生じる混合層の中でいくつかの興味ある現象が見出された。その一つは、陸地表面温度が最大に達する直前に、陸地表面上に急に発生するセル状対流であり、第二は、このセル状対流に続いて、海風が陸に侵入するに従って、海岸線に直角方向の軸を持つ「たて渦列」である。

#### Abstract

Land and sea breeze circulation is simulated by a laboratory experiment using a temperature-controlled water tank. Flow visualization with tellurium and with phenolphthalein, measurement of temperature distribution and velocity distribution using laser-Doppler anemometer are carried out. The mean flow pattern realized in the test fluid shows good correspondence with the results of existing numerical simulations or with what is supposed to be realized in the actual land and sea breeze circulation. In addition to the mean flow pattern, some interesting phenomena in the mixed layer are found out in the ex-

- 
1. 国立公害研究所 大気環境部 〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2  
The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment,  
Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan.
  2. 岡山大学工学部 生産機械学科  
Okayama University, Dept. of Industrial and Mechanical Engineering, Okayama 700, Japan.

periment. First is the cellular convection which suddenly occurs over the land surface when the land surface temperature is approaching its peak. The height of the convection region is approximately the same as the height of the temperature mixed layer measured by vertical traverse of a thermocouple. Second is the longitudinal vortex rows which are generated according as "sea breeze" intrudes into the land region.

## 1. 緒言

我国では大都市域、大工業地帯の多くが臨海地域に位置しているため、大気汚染の予測制御のためには、臨海地域の気象と拡散機構の解明が重要である。臨海地域の気象の特徴は、高低気圧によるいわゆる一般風の他に、海と陸の温度差によって「海陸風」が吹くことであり、実際にこの地域での大気汚染が問題となるのは、一般風が弱く海陸風が支配的な場合であることは、これまでの数多くの報告が示しているとおりである。

海陸風は1日周期で変化する典型的な局地循環流であり、その基本的性質はすでに30年前Defant(1951)により線型論を用いた理論的な説明が試みられている。その後、Estoque(1961)に始まった、非線型効果を含んだ数値シミュレーションによる研究が近年急速に進み、一般風との相互作用(Estoque,1962)、海岸線に屈曲がある3次元モデル(Mc Pherson, 1970)、放射、地面の起伏の影響(Mahrer & Pielke, 1977; Asai & Mitsumoto, 1978)といった応用面の研究も多く、さらに、現実の地域における、地形なども考慮した3次元数値モデルも開発されつつある。(荒川, 1980)

このようにして海陸風循環環境の平均的流れ場についてはほぼ解明されたとも言えるが、海陸風のメカニズムにとって重要な役割を果たしている、陸地表面上に、表面温度上昇時に形成される混合層(Mixed Layer)についてはまだ詳しく調べられていない。すなわち、数値実験では、循環流自身に比べてはるかにスケールの小さい混合層の内部構造は直接シミュレートしないでパラメータ化してモデルに組み込むという手法をとっているし、一方フィールドでの観測でも混合層内の非常に弱い対流運動を直接測定するのは困難である。

そこで第3の方法として室内実験で海陸風循環流をシミュレートし、混合層内部も含めて、循環流の構造を詳しく調べるという方法が有効であると考えられる。室内実験で海陸風循環流を再現した例はこれまでなかったので、本研究では図1に示すような装置を作成して海陸風を再現し、循環流や混合層、さらにそれらに伴う物質の移流、拡散について調べた。

## 2. 実験装置

2000mm<sup>L</sup>×600mm<sup>W</sup>×400mm<sup>D</sup>の水槽に実験流体として水を深さ10cmになるように入れる。水槽の底には図1に示すように二つの同じ大きさのジャケットが沈めてあって、これらの平らな上面が実験流体の底面となっている。二つのジャケットはそれぞれ外部のタンクにつながっていて、温度制御された水が循環している。左側のジャケットの中は一定温度(30℃)の温水が循環し、

右側のジャケットを循環する水の温度は、30℃を中心として一定周期（12分）、一定振幅（約1.6℃）で正弦関数的に変化するように、電気的に制御（PID制御）されている。一方実験流体の上面にもジャケットを設置し、その表面温度を底面より約10℃高くして、実験流体は基本的に安定成層を保っている。

すなわち、左側の底面を「海」、右側を「陸」、その境界線を「海岸線」と想定しているわけである。このようにして、それぞれの表面温度が一様になるような条件で実験を行った。

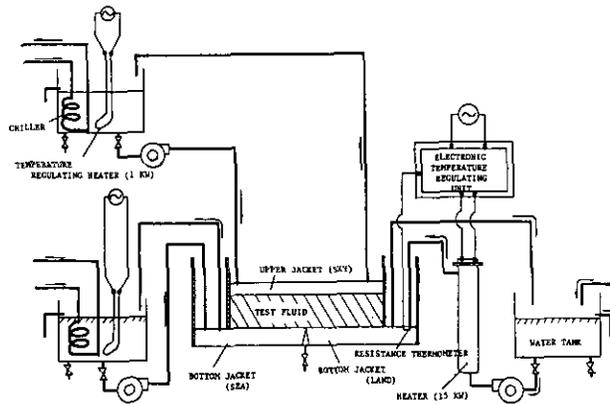


図 1 海陸風実験装置の模式図

Fig. 1 Schematic diagram of experimental apparatus

### 3. 流れの可視化

このような温度条件を数時間保って、実験流体の運動が十分周期的になった後、(a)テルル法、および(b)フェノールフタレイン電解発色法の2通りの方法で流れを可視化した。これらの可視化法によって観察された、流れの基本的な特徴を、陸地表面温度  $T_{LAND}$  の時間変化に従って以下に描写する。なお、これらの可視化法については「流れの可視化ハンドブック」(浅沼編, 1977)を参考にした。

#### 3-(a) テルルによる電解微粒子発生法

海岸線の真上約5cm(水深の半分)に点源としてテルル塊をおき、これを陰極として5~8Vの直流電圧をかけると、テルルの微粒子が黒煙のようにゆっくりと発生する。この黒煙が流れによって移流、拡散される様子を、陸地表面温度の位相①~⑤で撮影した(図2)。

テルル微粒子の降下速度は0.1mm/sの速度で、流体の水平方向の速度(~1mm/s)に比べても十分遅く、水平方向の流れにほぼ追従し、しかも拡散されるので、移流、拡散の両方に対するトレーサーになっていると思われる。図2の写真は数周期にわたって黒煙を放出した後に撮影したも

のである。陸地表面温度  $T_{LAND}$  が、海の表面温度  $T_{SEA}$  を超える頃には、陸から海に向かう流れ、すなわち「陸風」がかなり発達している (①)。その後、朝風を経て約1.5分後には陸地表面の急激な加熱に伴って陸地表面全域から、急激に小さい対流セルが発生してほぼ規則的に並ぶ (②)。このとき、地表面近傍に漂っていた煙は上層に運ばれる。このセル状対流は底面から2~3 cmの高さまで上昇して陸地表面に混合層を形成する。この急激なセル状対流が一段落すると、混合層に向かって①と逆方向の流れ「海風」が反時計回りに渦巻きながら侵入してくる。(③)。その先端は大きな上昇流を伴っていて「前線」的な様相を呈している。④では「海風」が陸のかかなり奥深く侵入し、それに伴って、高さ3 cmあたりには逆向きの流れ、いわゆる「補償流」が認められる。この補償流は①の陸風の時にも見える。⑤では海風が弱まって、再び陸風に交替する。この時には対流の発生は伴わない。

### 3-(b) フェノールフタレイン電解発色法

テルルの点源を用いた可視化法により、流れの2次元断面を観察できたが、②、③で陸地表面に生じる対流の構造を立体的に観察するために、底面全域にわたってフェノールフタレインを発色させた。すなわち、上部ジャケット近くに銅線のネットをつるしてこれを陽極とし、底面ジャケット自体を(陸側、海側共に)陰極にし、 $T_{LAND}$  が①に達した時点で底面のほぼ全域がフェノールフタレインの赤色の薄層で一様に覆われるようにしてこれを2次元的なトレーサーとしたわけである。

図3で(a)は図2の②に対応し、陸地全域で一様にベナール型対流が生じているのが見られる。個々のセルの間隔は、発生したときの高さとはほぼ同じく2 cm程度である。海風が陸地に侵入して③に達すると(b)のように、海風侵入域でたて縞が見られるようになる。これは、海岸線に直角方向の水平軸をもつ「たて渦列」が生じていることによると推察される。⑤で陸風に交替すると(c)のように陸風ははっきりしたフロントを伴って海側に侵入する。これは図2の①とはほぼ同じ形状をしており、「ヘッド」を伴っていることが認められるなど、重力流の様相を呈している。

## 4. 流速、温度の分布と時間変化

海面上、海岸線上、および陸地表面上のいくつかの断面で流速の水平成分(海岸線に直交)  $u$ 、鉛直成分  $w$  と温度  $T$  を測定した。流速はレーザー・ドップラー流速計、温度はNi-NiCrシース型熱電対を用いて、各点について約30分間(2周期余り)停止して測定し次の点に移るという方法をとった。

図4~6は、 $u$ 、 $w$ 、 $T$ の連続記録の一部を示す。海側全域と、陸側の $z=2$  cmより上では $T_{LAND}$ と同じく周期12分ではほぼ正弦関数的な変化をしている。陸側の $z=2$  cm以下でも、基本的には同じ周期で変化しているものの、その形は正弦関数からかなりずれ、さらに $T_{LAND}$ が $T_{SEA}$ を超えて約1.5分後に、短い周期の攪乱が始まり、これがsine状の変動に重畳する。これは海側には全く見

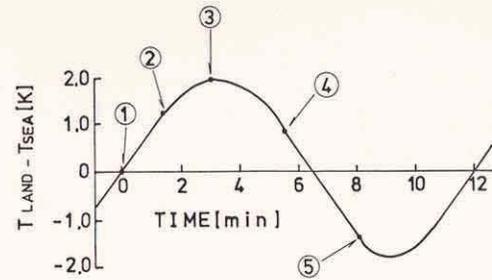
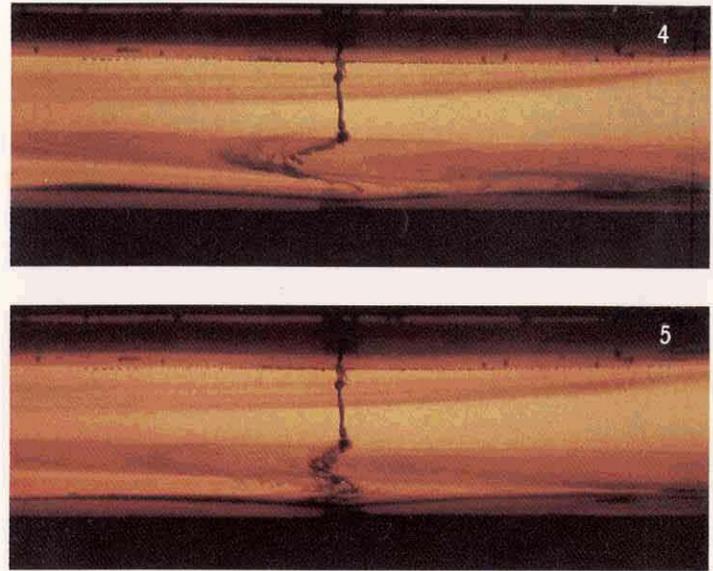
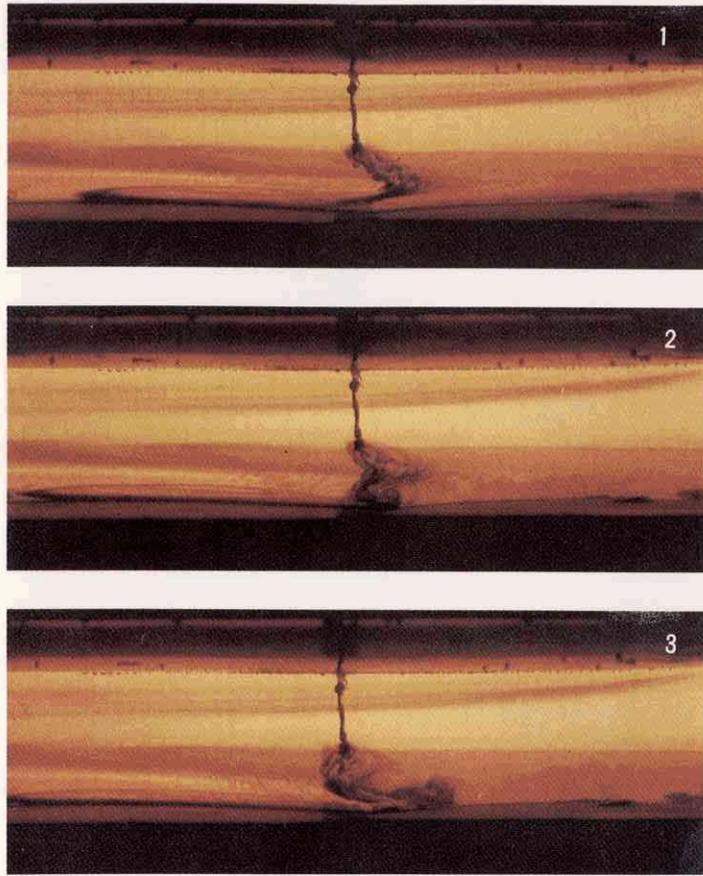
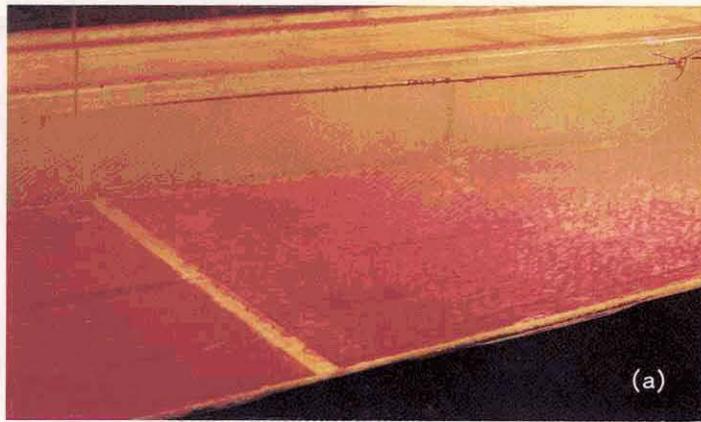
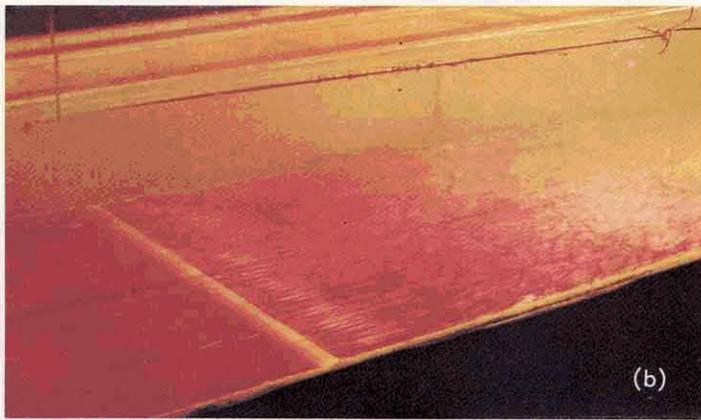


図 2 テルル法で可視化した循環流のパターン  
各パターンに対応する陸地表面温度  $T_{LAND}$  (海の表面温度  $T_{SEA}$  を基準とする) を下に示す。

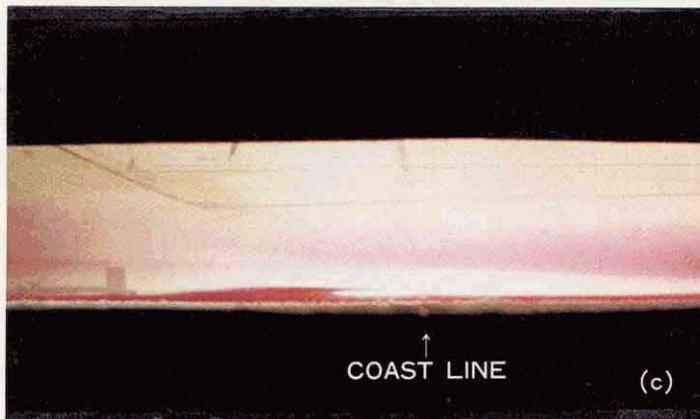
Fig. 2 Flow pattern visualized by tellurium method  
 $T_{LAND}$ , surface temperature of land, corresponding to each pattern is shown below.



(a) 陸地表面のベナール対流  
 (a) Bénard convection over the land surface.



(b) 海風侵入に伴うたて渦列  
 (b) longitudinal vortex rows accompanying the intrusion of sea breeze.



(c) 陸風の侵入  
 (c) intrusion of land breeze

図 3 フェノールフタレイン電解発色法により可視化した、表面付近の3次元構造

Fig. 3 Three dimensional structure of flow near the surface visualized by phenolphthalein colration

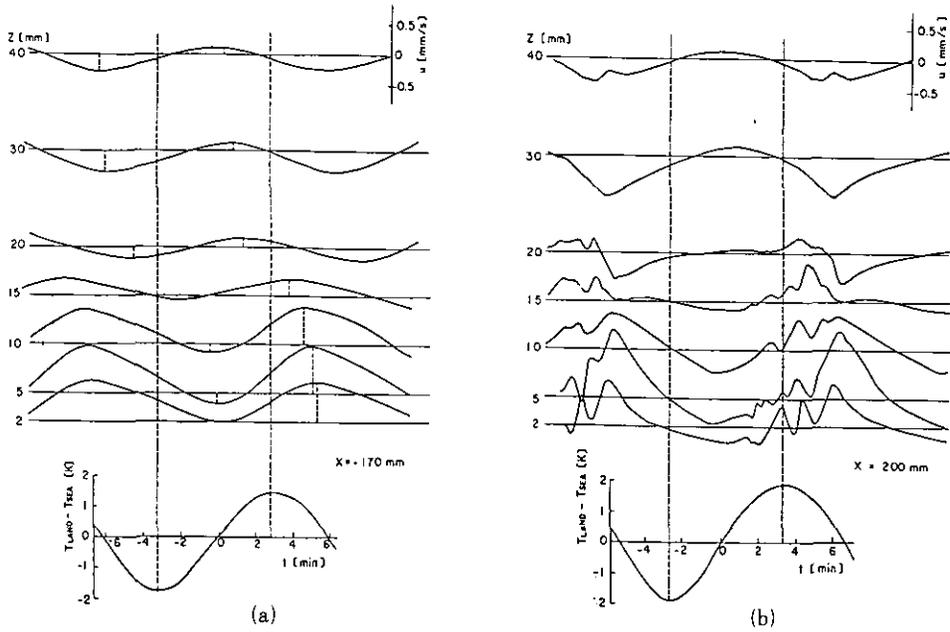


図 4 海側17cm(a)と陸側20cm(b)における各高さで測定した流速の水平成分  $u$  の連続記録  
 Fig. 4 Horizontal velocity  $u$  measured at each level at (a)17cm offshore and (b)20cm inland

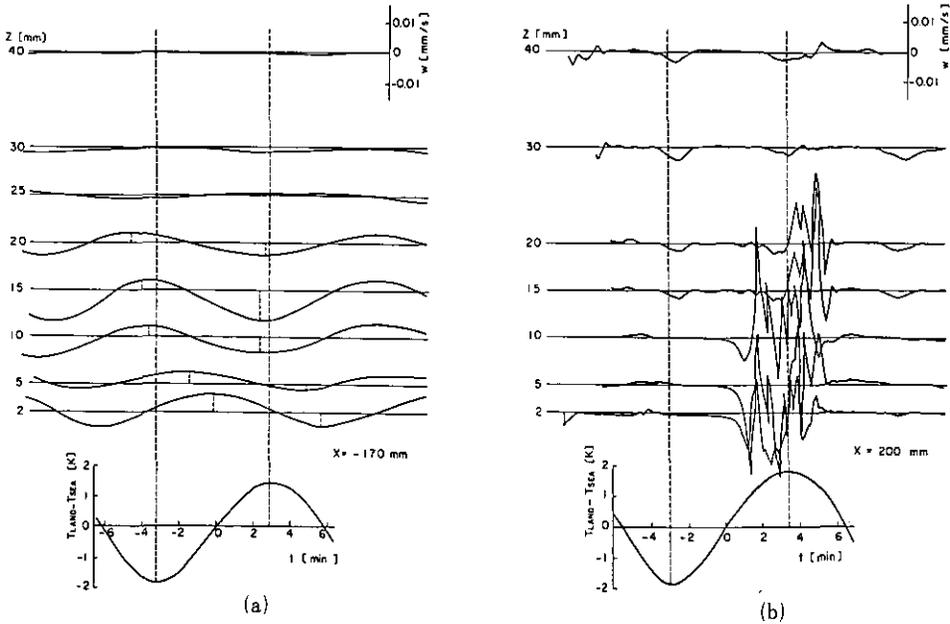


図 5 流速の鉛直成分  $w$  の連続記録  
 Fig. 5 Vertical velocity  $w$

られない陸側特有の現象であって特に鉛直流速  $w$  で顕著である。また、その開始時点は3節で示した小さい対流セルの発生する時点と一致している。したがって、この短い周期の変動は、陸地

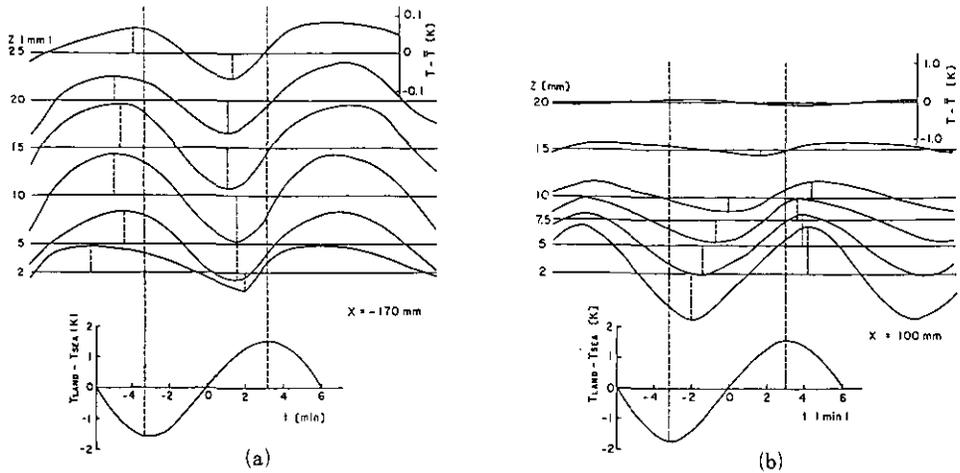


図 6 温度  $T$  の連続記録  
基準は各高度での 1 周期平均値

Fig. 6 Temperature  $T$

The base line stands for mean value over a period at each level.

表面上に発生するセル状対流によるものであり、この実験装置内に実現している「海陸風循環」は、従来数値シミュレーションで示されてきた sine 状の周期変化と、ここで確認された、陸地表面上で、表面温度上昇時のある一定の時期に発生するセル状対流運動とが合成されたものであると解釈できる。

水平流速  $u$  の基本的な周期変化成分について  $T_{LAND}$  の  $1/4$  周期ごとの位相における鉛直分布を海側、海岸線上、陸側の各断面について図 7 に示す。海風、陸風が十分発達している位相では、各断面共に  $z=1.5\text{cm} \sim 2\text{cm}$  付近で流れの方向が逆転し、上側で、いわゆる「補償流」の存在が確認される。

図 7 には、それぞれの断面での温度の鉛直分布を位相ごとに示したが、これは、センサーを比較的短い時間 ( $\sim 30$  秒) で鉛直トランプスしながら測定したものである。まず陸側 ( $x=20\text{cm}$ ) では  $T_{LAND}$  が  $T_{SEA}$  を超えて最高値に達するまでの間にセル状対流が起って上空の安定成層を侵食しながら混合層を形成し、安定成層に向って overshooting が起こっている。 $x=-1\text{cm}$  で位相  $\frac{3}{2}\pi$  ( $T_{LAND}$  の最低時) に、高さ  $1\text{cm}$  以下の薄い層で温度分布が低い方に凸になるのは、陸風の移流による冷却のためと解釈できる。海側  $20\text{cm}$  では移流の影響もなく、ほぼ一定温度である。

次に水平流速  $u$  の分布と時間変化について詳しく調べてみよう。

まず  $u$  の振幅と位相の鉛直分布を各断面で比較する (図 8(a)) ここで「振幅」というのは、最大値と最小値の差、「位相」は  $T_{LAND}$  が最低になった時から  $u$  が最小 (陸風の最大) になるまでの

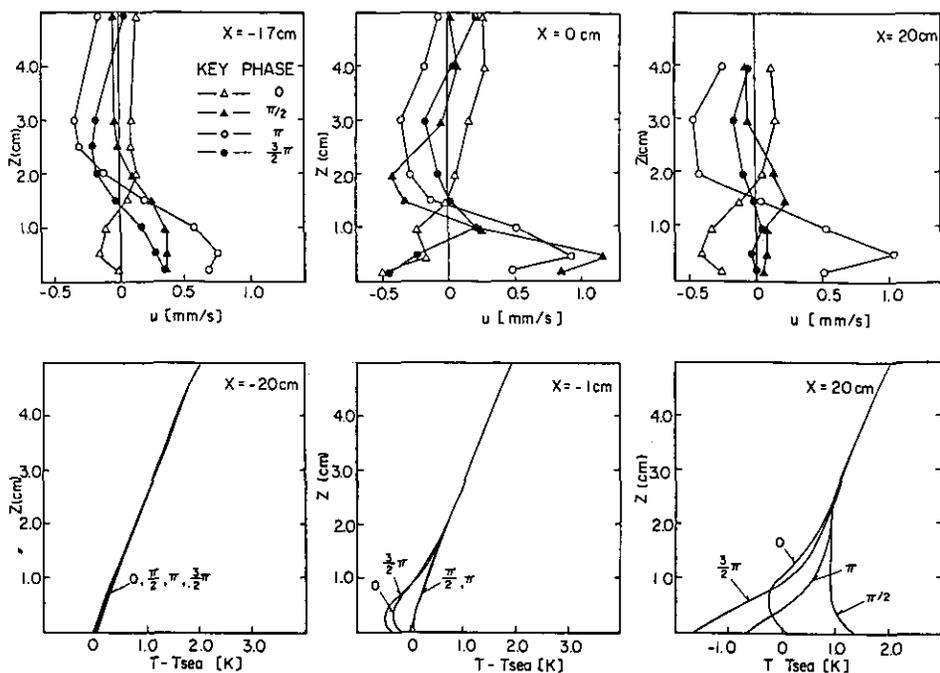


図 7 海，海岸線，陸の各断面における水平流速と温度の鉛直分布  
 図中に示した位相は  $T_{LAND}$  の時間変化に基き， $\pi/2$  は  $T_{LAND}$  最大時を， $\frac{3}{2}\pi$  は  $T_{LAND}$  最小時を示す。

Fig. 7 Vertical profile of horizontal velocity at the sections above the sea, the coast line, and the land  
 The phase shown in the figure refers to the time variation of  $T_{LAND}$ ,  $\pi/2$  corresponding to the maximum of  $T_{LAND}$ ,  $3\pi/2$  corresponding to its minimum.

遅れの時間（逆に後者が先行するときは負の値）と定義する。振幅は，各断面共に  $z = 0.5$  cm で最大となり， $z = 2$  cm 付近でいったん小さくなっている。これは循環流の「目」，すなわち主流と補償流との境目にあたり，海岸線上（ $X = 0$  cm）では他の2か所に比べて若干低くなっている。位相については海岸線上では上に行くほど遅れ，逆に，海，陸では進んでいるのが大きな特徴である。底面付近では海岸線上で約  $\pi/4$ （1/8周期），海，陸では約  $\pi/2$ （1/4周期）遅れているが，これは従来の気象観測結果とほぼ一致している。

ここで，水平流速  $u$  の振幅と位相についてこの実験結果と，数値シミュレーションの結果を比較してみよう。数値モデルとしては Asai & Mitsumoto (1978) で用いた，2次元プリミティブモデルに対して，この実験に対応する物理パラメーター（寸法，温度差，粘性率etc.）をそのまま

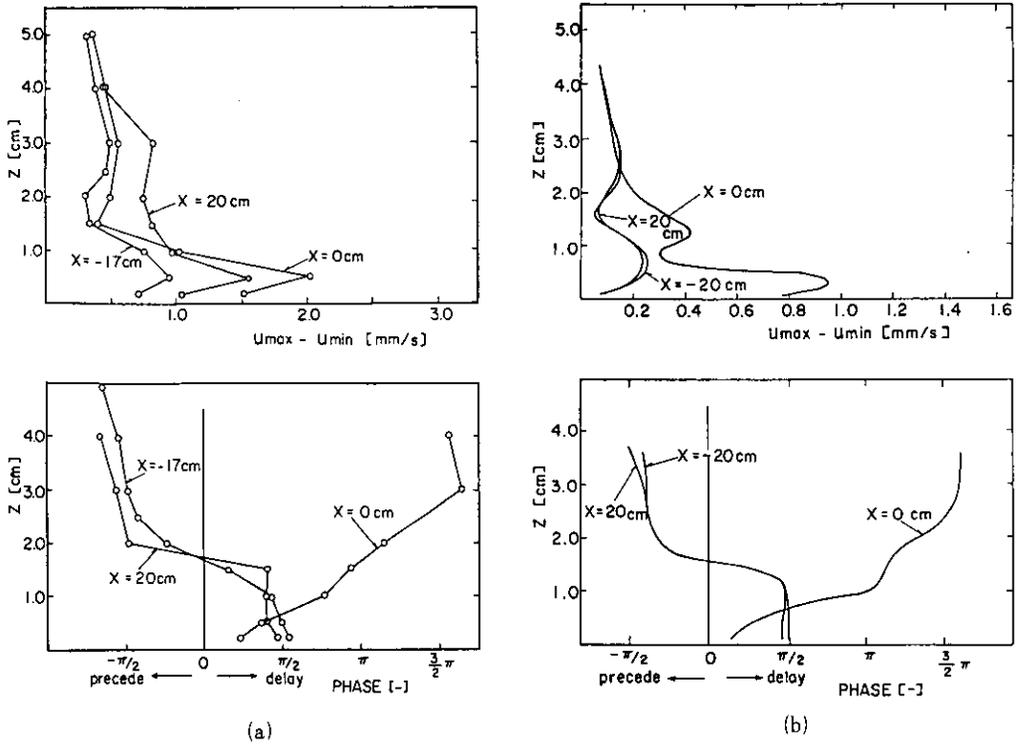


図 8 水平流速  $u$  の振幅、位相の各断面での鉛直分布  
 (a)室内実験 (b)この室内実験に対応する数値シミュレーション  
 Fig. 8 Vertical profiles of amplitude and phase of horizontal velocity  $u$  at each section  
 (a) laboratory experiment (b) numerical simulation corresponding to the lab. experiment.

与えたものを使用した。その結果の内、 $u$  の振幅と位相の鉛直分布を図 8 (b) に示す。実験結果 (図 8 (a)) と比較すると振幅については絶対値、分布形 (極大、極小値の表れる高さ等) とともにかなり相異しているのに対して、位相についてはかなり良い一致が見られる。注目されるのは、位相が海岸線上 ( $X = 0$  cm) では上ほど遅れているのに対して、海上、陸上では逆に上の方が進んでいるということである。

Kimura & Eguchi (1978) の線型理論によると、この位相の伝播は海岸線周辺では、内部重力波的の性質により上向きに、内陸部、海上では熱伝導的の性質が卓越して下向きになっているが、この実験結果はこれを支持しているわけである。

$u$  の振幅は、どの断面でも、 $z = 0.5$  cm 付近で最大になるところから、この高さでの  $u$  の  $x$  方向の

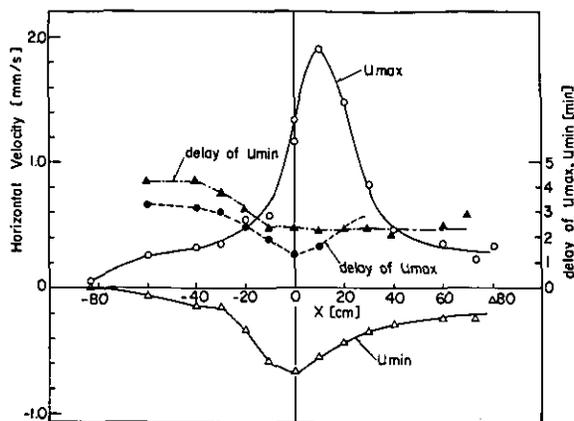


図 9  $z=0.5\text{cm}$ での $u$ の最大値,最小値,およびそれらの「遅れ」の水平分布  
 Fig. 9 Horizontal distribution of maximum and minimum of  $u$  and their delays at  $z=0.5\text{cm}$

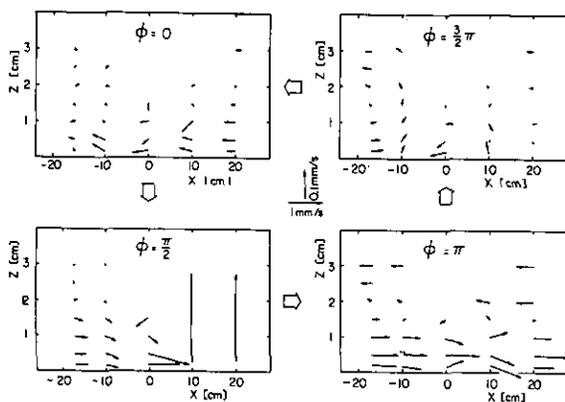


図 10  $T_{\text{LAND}}$ の各位相における流速ベクトルの空間分布  
 高さ方向は水平方向に比べて8倍に拡大されているので,  $u$ と $w$ の比率もこれ  
 れに従った。  
 Fig. 10 Two-dimensional distribution of velocity vector at each phase of  $T_{\text{LAND}}$   
 Vertical direction is expanded by 8 times more than horizontal direction.  
 Ratio of  $w$  to  $u$  is also expanded by 8 times.

分布を測定した(図9)。 $u_{\text{max}}$ は海岸線より約10cm陸側で最大,  $u_{\text{min}}$ の絶対値はほぼ海岸線で最大となる。 $u_{\text{max}}$ ,  $u_{\text{min}}$ 共に, 海側に行くとき急速に0に近づくのに対し, 陸側ではある一定値に漸近しているが, これは陸側での小さな対流運動が端までずっと一様に起っていることに対応する。尚, この測定結果から, この実験水槽の長さは, 流れの生じる領域に対して十分であると言える。 $u_{\text{max}}$ (海風の最大値)の,  $T_{\text{LAND}}$ 最大時に対する遅れは海岸線から離れるにつれてだいたい大き

くなって一定値に近づく。このとき、海風の最大になる位相の伝播速度は約3mm/sに達し、海岸付近での海風自体の速度よりはるかに大きい。ただし、陸側ではセル状対流による攪乱のため、 $u_{max}$ の出現時が海岸線から離れるに従ってはっきりしなくなっている。一方 $u_{min}$ （陸風の最大値）の遅れの方は、陸側ではほとんど一定で、海側では $u_{max}$ 同様海岸線から離れる程大きくなって一定値に近づいている。この場合も位相伝播速度は約3mm/sである。それぞれの遅れの水平分布の違いは、海風は海岸線付近で発生した小さな循環流（渦）の、海、陸両側に向かって拡大する過程として、陸風は陸地表面上の薄い層内の流体塊全体の海側への水平移動として解釈することによって説明できる。3節での可視化された流れのパターンを連続的に観察することによってもこの説明は裏づけられる。

最後に、以上のようにして各点で測定した $u$ 、 $w$ の値を使って $T_{LAND}$ の各位相ごとの、流れのパターンを2次元的に描いた（図10）。数値シミュレーションの場合と比べてかなり複雑なパターンを示しているが基本的には一致している。 $\pi/2$ （ $T_{LAND}$  最高時）における陸側の $w$ は変動がはげしく（図5(b)), ベクトルでは表せない。

## 5. 結 論

以上の実験結果から導き出される事項は次のようにまとめられる。

- 1) 可視化された流れの形状および流速の水平、鉛直成分の分布から、従来数値実験やフィールド観測結果で示された海陸風循環流のパターンが、この室内実験ではほぼ再現された。
- 2) 海岸線上空、海上、陸上での水平流速 $u$ の位相鉛直分布は、この実験と同じ設定条件を用いた数値モデルの結果とよく一致し、海岸線上空では上ほど遅れ、それ以外では逆に下ほど遅れる。これはKimura & Eguchi (1978) の線型論を支持している。
- 3)  $T_{LAND}$  が最大値になる少し手前（位相 $\sim \pi/4$ ）で、陸地表面に突然ベナール型対流が起こる。この直後に海風の侵入が始まる。
- 4) 海風の侵入が始まると、海岸線に直角方向の水平軸をもつた渦が形成されるが、海風の侵入が進むと至第に消える。
- 5) 陸風の開始前には(3)のような対流は起こらず、また、たて渦列も見られない。海風が混合層内を渦巻きながら進行するのに対して、陸風のイメージは、陸上で冷やされた重く薄い層が、そのまま緩やかに流れ出してゆくというもので、重力流と見なせる。

これらの実験事実から、この室内実験で実現した流れは、陸地表面の非定常加熱に伴うセル状対流やたて渦運動といった、混合層内部の小さいスケールの運動と、海と陸の温度差による横方向の大きいスケールの循環流とから成り立っていると解釈できる。

現実の海陸風の機構も、これとほぼ同じになっていると予想される。

## 引用文献

- Asai, T. and S. Mitsumoto (1978): Effects of an inclined land surface on the land and sea breeze circulation. *J. Met. Soc. Jpn.*, **56**, 559-570.
- 浅沼強編 (1977): 可視化ハンドブック.
- 荒川正一 (1980): 山岳効果を含んだ海陸風の数值シミュレーション. *天気*, **27**, 879-881.
- Defant, F. (1951): Local winds. *Compendium of Meteorology*, Amer. Meteor. Soc., 655-672.
- Estoqus, M. A. (1961): A theoretical investigation of the sea breeze. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **87**, 136-146.
- \_\_\_\_\_ (1961): The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 244-250.
- Kimura, R. and T. Eguchi (1978): On dynamical process of sea-and land-breeze circulation. *J. Met. Soc. Jpn.*, **56**, 67-85.
- Mahrer, Y. and R. A. Pielke (1975): A numerical study of the air flow over mountains using the two dimensional version of Virginia mesoscale model. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2144-2155.
- Mc Pherson, R. D. (1970): A numerical study of the effect of a coast irregularity on the sea breeze. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 767-777.

## 5. 海陸風に及ぼす陸地斜面の影響

### ——数值実験——

## Effects of an Inclined Land Surface on the Land and Sea Breeze Circulation —A Numerical Experiment—

浅井富雄<sup>1</sup>・光本茂記<sup>2</sup>

Tomio ASAI<sup>1</sup> and Shigeki MITSUMOTO<sup>2</sup>

### 要 旨

平野部の背後にある斜面が、海陸風循環に及ぼす地形効果について、地形を単純化した数値モデルを用いて調べ、次のような結果が得られた。

- 1) 斜面の表面温度が平野と同様、1日周期で変化する時、海風や陸風は増幅され、海風と陸風の交替は平坦な陸地上の海陸風に比べて早い時刻に起きる。
- 2) 斜面が単に障壁として作用する場合には海風、陸風ともに減衰し、循環領域は海と平野部に限定される。

1) の場合の物理過程をより明らかにするために、非定常な斜面風に対する線型微分方程式の解を調べた。その結果、1) の場合の海陸風は、平坦陸地での海陸風に比べて強く、かつ位相の進んでいる斜面風によって変形されていることが分かった。

有効位置エネルギーの供給量とそれが運動エネルギーに変換される効率をそれぞれの場合について比べてみると、表面温度の変化する斜面のある場合に供給量が最大であり、しかも変換効率も最も高いことが分かった。

### Abstract

Orographical effects of a slope behind a flat plain on the land and sea

---

1. 東京大学海洋研究所 〒164 東京都中野区南台1丁目15番1

Ocean Research Institute, University of Tokyo Minamidai, Nakano, Tokyo 164, Japan

2. 国立公害研究所 大気環境部 〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment,  
P. O. Yatabe, Ibaraki 305, Japan

breeze circulation are investigated using a numerical model with a simplified configuration of the lower boundary. It is found that (1) when the temperature at the slope surface varies with a diurnal period similarly to that at the plain surface, both the sea breeze and the land breeze are amplified and the alternation of the sea and the land breezes occurs earlier than the land and the sea breezes over a flat plain, and, (2) when the slope works merely as a barrier, both the land and the sea breezes are reduced and the circulation is confined in the sea and the plain regions. The solution of linear differential equations for the unsteady slope wind is examined to make more clear the physical process in the above mentioned situation. The land and sea breeze in the former case is found to be modified by the slope wind which is stronger than and is in advance of the land and sea breeze over a flat plain. The land and sea breeze for the case with a slope varying its surface temperature is highly efficient in producing the available potential energy and converting it to kinetic energy of the breeze.

## 1. 緒言

海陸風は日変化する局地循環流の一つであり、その観測事実と基本的な機構は Defant (1951) に要約されている。海陸風に関する初期の理論的研究では、摂動解析的手法によって、熱、運動量の鉛直輸送、コリオリカ、摩擦の効果などが調べられた。

Estoque (1962) が最初に海陸風に関して非線型方程式を差分法により解いて以来、同様の手法を用いた多くの研究がなされてきた。Yoshikado & Asai (1972) は海陸風のメカニズムにおける鉛直渦混合の重要性を指摘し、循環のパターンが、渦交換係数と、遷移層内におけるその鉛直分布によってどのように影響されるかを数値計算により研究した。McPherson (1970) は Estoque のモデルを3次元に拡張し、不規則な形をした海岸線の場合に応用した。Pielke (1974) は南フロリダの海陸風についての3次元数値シミュレーションを行った。

Asai & Yoshikado (1973) は、海陸風についての従来の数値モデルを総括した review の中で、海陸風に対する地形効果を研究する必要性を述べている。日本の海岸線のほとんどがそうであるように、海岸の平野部分の幅が、海陸風の広がる領域とされている数十キロメートルに比べて狭い場合には背後の傾斜した地面の影響を考慮することが大切である。

山岳や傾斜地面上の気流については、斜面風やカタバ風として (たとえば Ball, 1956; Holton, 1966; Thyer, 1966; Gutman, 1966) あるいは山岳上の積雲の形成に関連して (たとえば Braham and Draginis, 1970; Orville, 1964) 研究されてきた。Mahrer and Pielke (1975) は、二次元数値モデルによって、山岳上空の気流を、山岳表面が熱せられている場合とそうでない場合とで調べ、さらにこのモデルを拡張して (Mahrer and Pielke 1977) ベル型の山の表面温度が表面での熱収支の結果、時間変化するような場合の、気流に及ぼす山岳の影響を調べ、海陸風と、

山岳上空の循環流が結合した結果、それぞれが別々に作用する場合に比べて、より強い循環流が生じることを示した。最近、Ookouchi *et al.* (1978) は、海岸線付近に台形の山がある場合の海陸風の性質を数値実験により調べた。

本研究の目的は、海陸風に対する地形効果を、次の2点に注目して調べることである。第一点は、斜面風を生じて海陸風を加速するような熱的効果、第二点は、循環流を阻害するような「障壁」としての効果である。そこで、斜面上の温度の境界条件を2通り与えて、それぞれ得られた循環流を、斜面のない、平坦な地面上での海陸風循環流と比較することにした。

## 2. 数値モデル

数値実験は、2次元プリミティブ・モデルを用い、図1に示す領域内で行った。水蒸気は考慮していない。

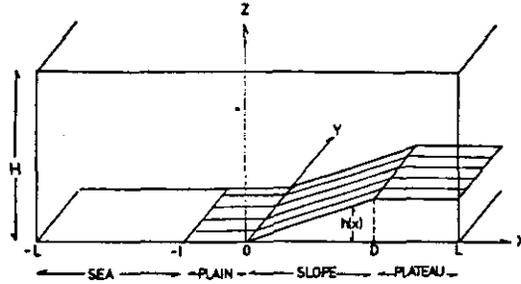


図1 計算領域

$H=4,800\text{m}$ ,  $L=50\text{km}$ ,  $D=30\text{km}$ ,  
 $l$ はCase 1, 2, 3では15km, Case 2'では30km。

Fig. 1 The configuration of the domain.

$H=4,800\text{m}$ ,  $L=50\text{km}$ , and  $D=30\text{km}$ .  $l$  is 15km in Case 1, 2 and 3, and is 30 km in Case 2'.

### 2.1 支配方程式

海陸風を記述する方程式は次のように表せる。

$$\frac{du}{dt} = -c_p \theta \frac{\partial \pi}{\partial x} + f_v + K_H \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -f_u + K_H \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}, \quad (2)$$

$$0 = -c_p \theta \frac{\partial \pi}{\partial z} - g, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = K_H \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + K_V \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}, \quad (5)$$

$$\text{但し } \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + w \frac{\partial}{\partial z}$$

$u, v, w$  は、それぞれ  $x, y, z$  方向の速度成分、 $\theta$  は  $\theta \equiv T \left( \frac{p_0}{p} \right)^\kappa$  で定義される温位、 $T$  は温度、 $p$  は圧力、 $p_0$  は基準レベルでの圧力で  $1,000 \text{ mb}$ 、 $\kappa = 0.2857$ 、 $\pi \equiv (p/p_0)^\kappa$ ； $c_p$  は定圧比熱、 $g$  は重力加速度、 $f$  はコリオリ・パラメーターである。 $K_H$  と  $K_V$  はそれぞれ水平、鉛直方向の渦拡散係数で、両方とも一定値とする。すべての変数は、海岸線に平行な  $y$  軸に沿って一様であるとする。

## 2.2 初期条件

初期条件としては、運動がなく、温位が高さとともに linear に増加する状態を選んだ。すなわち、

$$\left. \begin{array}{l} u=v=w=0 \\ \theta=\theta_0(z)=\theta_{\text{sea}}+\Gamma z \end{array} \right\} \text{ at } t=0, \quad (6)$$

ここで  $\theta$  は海面上での温位、 $\Gamma$  は正の定数である。添字 0 は初期値であることを示す。

## 2.3 境界条件

境界底部は、図 1 に SEA, PLAIN, SLOPE, および PLATEAU と記した四つの領域に分かれる。SLOPE および PLATEAU での温度の境界条件によって Case 1, Case 2, Case 3 の三つの場合に分けて数値計算を行った。SEA と PLAIN における温位の境界条件は、

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_{\text{sea}} = \text{constant} \\ &\text{for } -L \leq x \leq -l \text{ (SEA)} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \theta &= \theta_{\text{sea}} + A \sin 2\pi \frac{t}{24} \\ &\text{for } -l \leq x \leq 0 \text{ (PLAIN)}, \end{aligned} \quad (8)$$

$A$  は PLAIN 表面の温位の日変化の振幅、 $t$  (時) は 1 日目午前 8 時 (0800 LT Day 1) からの経過時間である。

各 Case についての SLOPE と PLATEAU での温位の境界条件を表 1 に示す。Case 1 は、SLOPE と PLATEAU のない場合で、境界底部は SEA ( $-L \leq x \leq -l$ ) と PLAIN ( $-l \leq x \leq L$ ) から成り立っている。Case 2 では、SLOPE と PLATEAU での温位は、各高度での初

表 1 数値実験のそれぞれの Case に対する, 下部境界における温位の境界条件  
 Table 1. The boundary condition for the potential temperature at the lower boundary adopted for each case in the present numerical experiment.

	$l$ (km)	SEA ( $-L \leq x \leq -l$ )	PLAIN ( $-l \leq x \leq 0$ )	SLOPE, PLATEAU ( $0 \leq x \leq L$ )
Case 1	15	283.0	$283.0 + 5.0 \sin 2\pi \frac{t}{24}$	
Case 2	15	283.0	$283.0 + 5.0 \sin 2\pi \frac{t}{24}$	$\theta(z) + 5.0 \sin 2\pi \frac{t}{24}$
Case 2'	30			( $\theta(z) = 283.0 + \Gamma z$ )
Case 3	15	283.0	$283.0 + 5.0 \sin 2\pi \frac{t}{24}$	$\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$ at $z = h(x)$

$t$  は 1 日目 08 時を 0 として, 時間単位。

$h(x)$  は海面からの陸地表面の高度。

$t$  is measured in hour starting from 0800 LT Day 1.

$h(x)$  is the elevation of the land surface from the sea level.

期温位を中心として日変化させる。すなわち,

$$\theta = \theta_0(z) + A \sin 2\pi \frac{t}{24}$$

$$\text{at } z = h(x) \text{ and } 0 \leq x \leq L, \quad (9a)$$

ここで  $h(x)$  は, 図 1 に示すように海面からの陸地の高さを表す。Case 3 では, SLOPE と PLATEAU の表面で温位の水平勾配が 0 になるとする。すなわち,

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \text{ at } z = h(x), \quad 0 \leq x \leq L. \quad (9b)$$

これは, 斜面に沿って水平方向のヒート・フラックスが 0 であることを意味する。

いずれの Case でも境界底部で風速は 0 とする。すなわち,

$$u = v = w = 0 \text{ at } z = 0 \text{ } (-L \leq x \leq 0)$$

$$\text{and at } z = h(x) \text{ } (0 \leq x \leq L). \quad (10)$$

側面では運動量, 熱のフラックスを 0 とする。すなわち,

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \text{ at } x = \pm L. \quad (11)$$

境界上部では, 風速は 0, 温位と気圧は一定とする。

$$\left. \begin{aligned} u=v=w=0 \\ \theta=\theta_H + \theta_{sea} + \Gamma H \\ \pi=\pi_H \end{aligned} \right\} \text{ at } z=H \quad \text{式(12)}$$

すべての Case に対して次の定数を共通に用いた。

$$\begin{aligned} c_p &= 1004.0 \text{ m}^2 \text{ K}^{-1} \text{ s}^{-2}, \\ K_H &= 10^4 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, \\ \theta_{sea} &= 283.0 \text{ K}, \\ f &= 2 \Omega \sin 35^\circ = 8.3423 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}, \\ K_v &= 10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, \\ \Gamma &= 5.0 \times 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m}^{-1}, \quad A = 5.0 \text{ K}. \end{aligned}$$

## 2.4 数値計算

差分グリッドとしては staggered scheme を採用し、 $\Delta x$  と  $\Delta z$  はそれぞれ 2,500m と 100m とした。図 2 に示すように斜面の線が格子点を通るようにしたため、傾斜角  $\alpha$  は、 $\tan^{-1}(1/25) = 2.29^\circ$  に固定される。グリッド、サイズをいろいろ変えて傾斜角を変化させ、数値計算を行ったところグリッドサイズの違いによる計算結果の違いが大きく、傾斜角のみの違いによる結果の変化を議

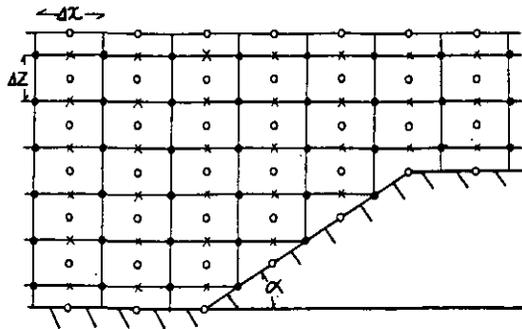


図 2 差分スキームの格子点配列，  
 $u, v$  は黒丸， $w, \theta$  は白丸， $\pi$  は×印にある。  
 $\tan \alpha = \Delta z / \Delta x = 100\text{m} / 2,500\text{m}$

Fig. 2 The grid configuration for the finite-difference scheme  $u$  and  $v$  are designated at the points denoted by black circles,  $w$  and  $\theta$  by white circles,  $\pi$  by crosses.  $\tan \alpha = \Delta z / \Delta x = 100\text{m} / 2,500\text{m}$ .

論するには不適當であることがわかった。

すべての Case について領域の大きさを  $H=4.8\text{km}$ ,  $L=50\text{km}$ にしたのは、それより大きい領域で計算した結果が事実上同じになったからである。PLATEAU の高さは  $1,200\text{m}$  で  $H$  の  $1/4$ ,  $l$  は Case 2' 以外は  $15\text{km}$  である。時間差分は中央差分で、 $\Delta t$  は計算不安定を防ぐため  $0.5$  分と小さくとした。

### 3. 計算の結果

それぞれの Case について日変化が十分周期的になるまで時間積分を行ったが、以下の記述は、大気運動と温度場がすべての Case について十分周期的とみなせる 3 日目 08 時以降の計算結果に基いている。

#### 3.1 Case 1

最初に、SLOPE のない場合の海陸風について述べる。風速ベクトル  $(u, w)$  と、温位の基本場からのずれの等値線を、3 日目 15 時と 4 日目 03 時についてそれぞれ図 3(a)(b) に示す。海風の最大は  $x=-12.5\text{km}$ ,  $z=150\text{m}$  において、陸地表面温度が最高となる 1 時間後の 15 時に実現し、 $u=1.87\text{ms}^{-1}$  である。

海風は  $z=500\text{m}$  以下の低い層に限定され、その上では逆向きの補償流があり、 $z=950\text{m}$  で最大値をとって境界上部に続いている。陸風は 03 時に最も強く ( $u=-1.38\text{ms}^{-1}$ )、海風の場合よりも少し低い  $z=450\text{m}$  より下層に限定されている。

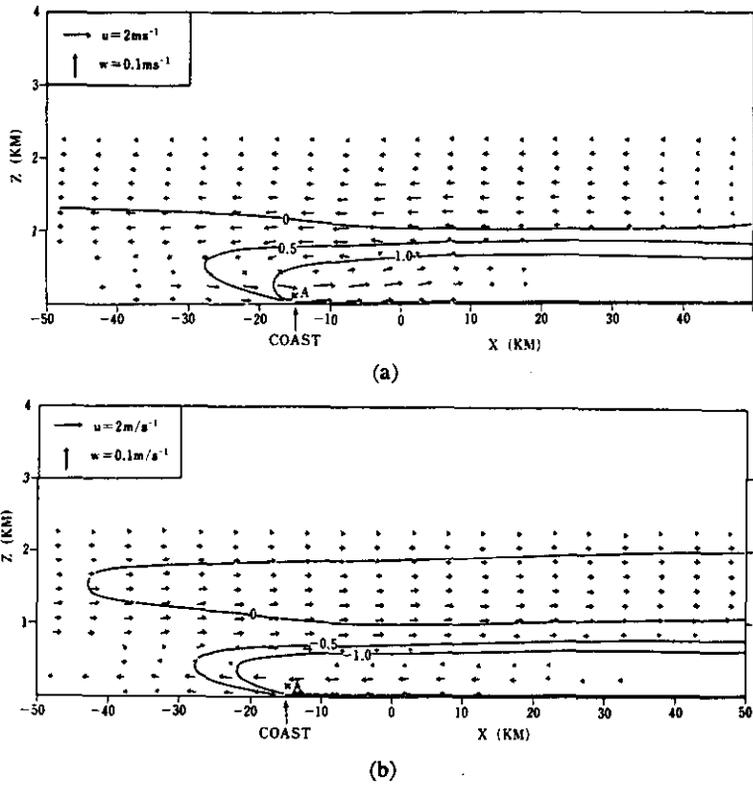
A 点 (海岸線の上空  $150\text{m}$ ) における  $u$  の時間変化  $u(A)$  を図 4 に示す。 $u(A)$  の時間変化は陸地表面の温位  $\theta_s$  の変化に対して  $1.5$  時間遅れており、A 点における海風から陸風への交替は 22 時に、逆の交替は 09 時 30 分に起きている。

図 5 には、海陸風とその補償流が最も強くなる、海岸線上空  $z=150\text{m}$  と  $z=950\text{m}$  における風のホドグラフを示す。これから分かることは、陸風が海風よりも弱いこと、および、ホドグラフの主軸は  $z=150\text{m}$  では  $x$  軸から時計方向に約  $10^\circ$  傾いており、 $z=950\text{m}$  では約  $30^\circ$  傾いて、より円形に近くなっていることである。

以上に述べたような諸性質は、たとえば Estoque(1961), Yoshikado and Asai (1972) といった、他の研究者達による数値実験の結果と合致している。

#### 3.2 Case 2

Case 2 での第 3 日 13 時を第 4 日 01 時における風速と温位の基本場からのずれを図 6(a), (b) に示す。それぞれの時刻に海風と陸風が最大となる。海風の最大は  $x=10\text{km}$ ,  $z=750\text{m}$  (C 点) にあって  $3.09\text{ms}^{-1}$ , 陸風の最大は  $x=7.5\text{km}$ ,  $z=650\text{m}$  で、 $2.37\text{ms}^{-1}$  である。Case 2 での海風、陸風はともに、Case 1 に比べて強く、循環の領域もはるかに広い。



☒ 3 Case 1 の(a) 3 日目15時と, (b) 4 日目03時における風速, 温位分布  
 風速ベクトル( $u, v$ )を格子点で矢印で表す。(水平風速 $0.2\text{m/s}$ 以下は省略)  
 温位の基本場からのずれ( $\theta'$ )は実線で等値を示す。鉛直方向のスケール  
 は水平方向の10倍に拡大してある。

Fig. 3 The wind and the potential temperature distribution in case  
 1 at (a) 1500LT Day 3 and (b) 0300LT Day 4.  
 The wind vectors ( $u, w$ ) are indicated by arrows at the grid  
 points. Arrows are, however, not shown at points where the  
 horizontal speed is less than  $0.2\text{ms}^{-1}$ . The deviation of the po-  
 tential temperature from its initial state ( $\theta'$ ) is indicated by solid  
 lines. The vertical scale is stretched ten times compared to the  
 horizontal scale.

図4に  $u(A)$ ,  $u(C)$  の時間変化を示す。 $u(A)$  は  $\theta'_a$  が最高, 最低となる14時と02時にそれぞれ  
 最大, 最小となる。一方  $u(C)$  は  $\theta'_a$  よりも少し遅れて最大, 最小となっている。

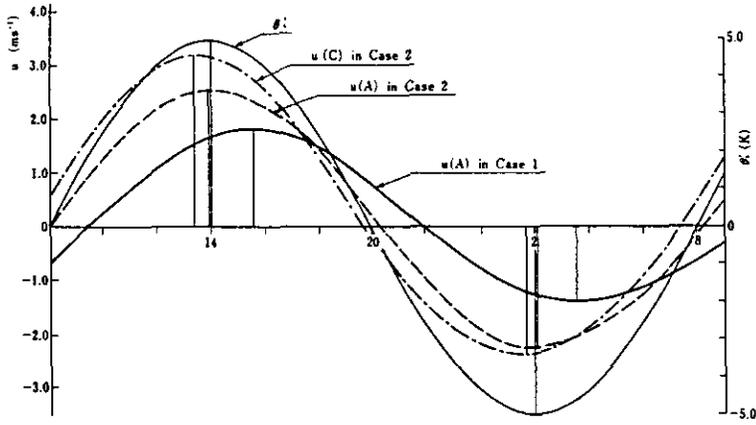


図 4 Case 1, 2 の  $u(A)$ , Case 2 の  $u(C)$  および  $\theta_s'$  の時間変化  
 Fig. 4 Temporal variations of  $u(A)$  for Case 1 and Case 2,  $u(A)$  for Case 2 and  $\theta_s'$ .

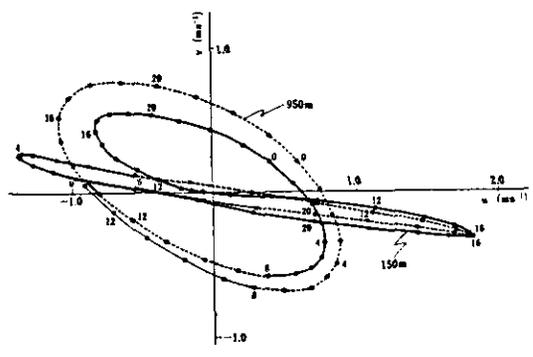
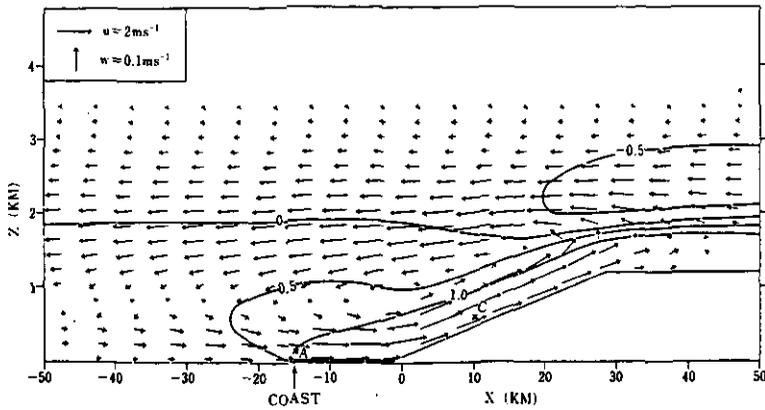
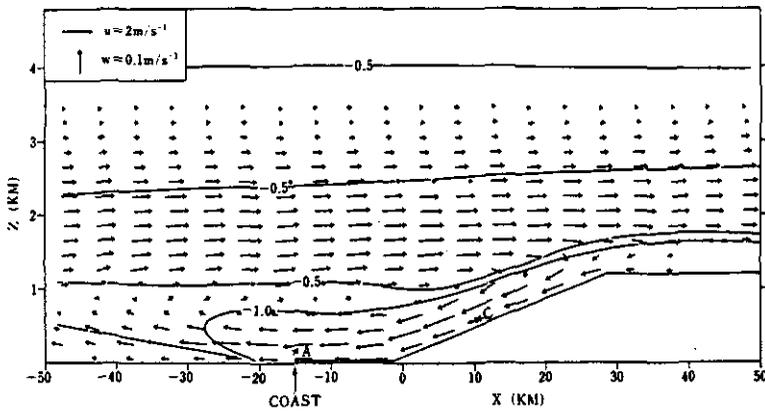


図 5 海岸線上  $z=150\text{m}$  と  $z=950\text{m}$  での水平風速ホドグラフ  
 数字は時刻を表し, 太実線は第1周期, 点線は第2周期, 細実線は第3周期を示す。  
 Fig. 5 Hodographs of the horizontal wind velocity at  $z=150\text{m}$  and  $z=950\text{m}$  above the coast line.  
 Numerals denote local time in hour. Heavy solid line corresponds to the first period, dotted line to the second, thin solid line to the third.



(a) 3日目13時  
(a) 1300LT Day 3

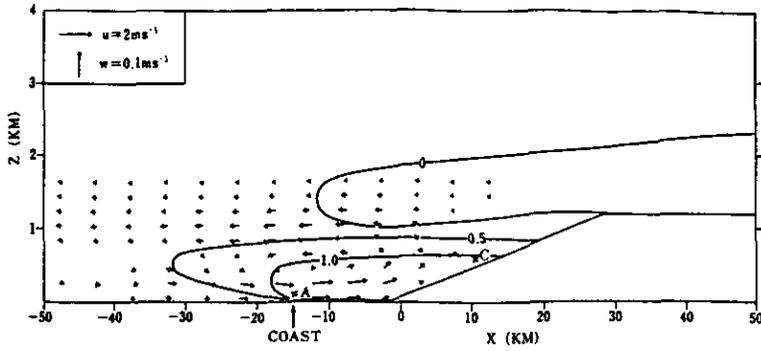


(b) 4日目01時  
(b) 0100LT Day 4

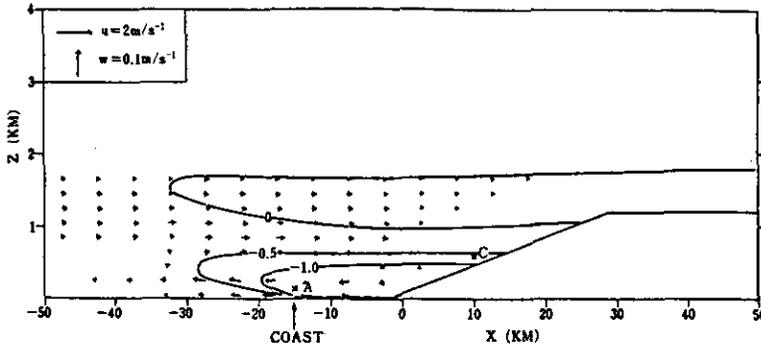
図6 図3と同様で Case 2の場合  
Fig. 6 Same as in Fig. 3 but for Case 2

### 3.3 Case 3

Case 3.での海風の最大値は、 $x=-12.5\text{km}$ 、 $z=150\text{m}$ 、3日目15時に出現し、 $1.79\text{ms}^{-1}$ である。陸風の最大値は $x=-17.5\text{km}$ 、 $z=150\text{m}$ で $1.33\text{ms}^{-1}$ である。それぞれの時刻における循環流のパターンを図7(a)、(b)に示す。循環流の領域はほとんどがSEAとPLAINに限定され、SLOPEの下部にはほんの少し入りこんでいる程度である。 $u(A)$ の最大値は $1.76\text{ms}^{-1}$ で15時に出現するがこれはCase 2より遅く、Case 1よりも早い。 $u(C)$ は $u(A)$ よりも1.5時間早い1630LTに最大となる。



(a) 3日目15時  
(a) 1500LT Day 3



(b) 4日目03時  
(b) 0300LT Day 4

図7 図3と同様で、Case 3の場合

Fig. 7 Same as in Fig. 3 but for Case 3

#### 4. 斜面の障壁効果

Case 3の循環流のパターン(図7)とCase 1(平坦陸地)でのそれ(図3)とを比較すると、Case 3では海陸風の風速が明らかに弱まり、しかも、陸側の循環流領域が、PLAINに限定されていることから、Case 3のSLOPEは単に障壁として作用していることがわかる。海岸線上空で加速された海風がSLOPEに達すると、安定に成層した周囲の大気に坑して斜面に沿って強制的に上昇させられ、したがってスピードが弱まる。Case 3で流速が弱いもう一つの理由は下面境界からのヒートフラックスによって生じる有効位置エネルギーがCase 1の場合よりも小さいことだが、これについては第6節で詳しく述べる。

### 5. 海陸風に対する斜面の影響

図4に示すように、Case 2 での  $u(A)$  の振幅は Case 1 より大きく、Case 2 での  $u(A)$  の最大値は Case 1 よりも早く出現する。

Case 1 の海岸線上空および Case 2 の点 C 上空での  $\theta'$ ,  $\Delta\theta'$ ,  $-\Delta\pi'$  および  $u$  の時間変化の鉛直分布を図8に示す。

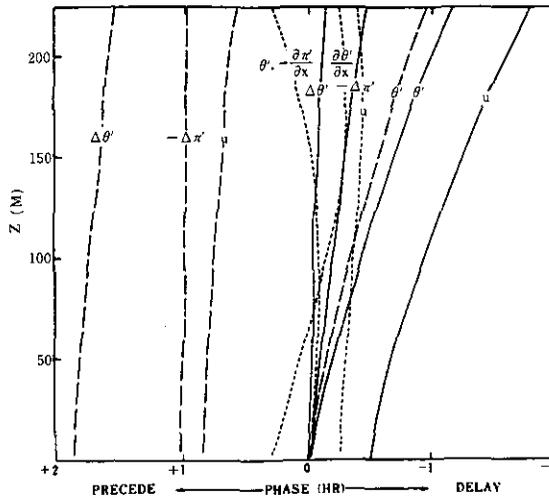


図 8 Case 1 の海岸線上 (実線) と Case 2 の C 点上 (破線) での  $\theta'$ ,  $\Delta\theta'$ ,  $-\Delta\pi'$  および  $u$  の位相の鉛直分布

線型解から求めたそれぞれに対応する分布曲線を点線で示した。

Fig. 8 Vertical profiles of the phases of  $\theta'$ ,  $\Delta\theta'$ ,  $-\Delta\pi'$  and  $u$  above the coast line for Case 1 (solid lines) and above the point C for Case 2 (dashed lines).

The corresponding ones derived from the linear solution are depicted by dotted lines.

ここで「位相」というのは  $\theta'_i$  の変化に対する時間のずれを「時間」単位で表したものであり、 $\theta'_i$  より進んでいるときは正、遅れているときは負の値で示す。 $\Delta\theta'$ ,  $\Delta\pi'$  は水平方向に隣り合っている二つの格子点での  $\theta'$  と  $\pi'$  の差を表す。

Case 1 についてのグラフをみると、 $\Delta\theta'$  の位相は表面では  $\theta'_i$  と一致していて、低層では高さとともにしだいに遅れる。 $\Delta\theta'$  に対して  $-\Delta\pi'$  はより遅れ、 $u$  はさらに遅れている。これは、圧力の水平勾配が、 $u$  を加速する主要な要因となっていることに起因する。Case 2 では Case

1とは逆に、 $\Delta\theta$ の位相は $\theta'$ よりも進んでおり、その差は2時間もあるので、 $\Delta\theta$ に対しては遅れている $u$ も $\theta'_1$ と比べれば進んでいる。すなわち、 $u$ の最大値の方が $\theta'_1$ よりも早く出現するという結果になっているのである。

斜面風についての基本的性質を調べ、ここに述べた位相の関係を明らかにするため、表面温度が一様に正弦関数的な変化をしているような無限に長い斜面上の斜面風を記述する線型方程式を解いた。この解は斜面風について、Prandtlの得た定常解(Defant 1951参照)を非定常の場合に拡張したものである。斜面に平行な風速 $u^*$ の振幅は、 $A$ を $\theta'_1$ の振幅、 $S$ を基本場の温位勾配とするとほぼ $AS^{-1/2}$ に比例し、斜面傾度 $\alpha$ が $\omega^*/N$ ( $\omega^*$ は表面温度変化の角速度、 $N$ は基本場のBrunt-Väisälä振動数。今の数値計算の場合は $\omega^*/N=0.006$ )より十分大きいときには $u^*$ の振幅は $\alpha$ にほとんど依存しないことが示された。この線型解から得られた位相関係を図8に点線で示す。低層では $\partial\theta'/\partial x$ は $\theta'_1$ よりも進んでおり、Case 2での数値解と一致するのだが、その進み方は、Case 2の場合よりはるかに小さく、結果的に線型解の $u$ は $\theta'_1$ よりも遅れている。以上の議論から、低層で $\Delta\theta$ が $\theta'_1$ よりも進むことについては斜面風特有の性質であるが、Case 2の数値解で $u$ までも $\theta'_1$ より進んでしまったのは多分に偶発的と考えられよう。

このように、Case 2の $u(A)$ がCase 1に比べて振幅が大きく、位相が進んでいるのは斜面風の影響によるものと認められる。

Case 2での $u(A)$ と $u(C)$ とに位相差があるため海風と陸風が互いに交替するような時刻に、循環流が、海岸線上空と斜面領域上空との2つに分離することになる。図9(a)(b)には、3日目07時と08時における循環流のパターンを、PLAINとSLOPE領域を拡大して示してある。08時には海岸線付近には弱い陸風がまだ残っているのに、斜面上では上向き(右向き)の流れが生じており、その結果、PLAIN上空には静止領域ができて、そこに下降流が流れこんでいる。

海岸線を、斜面と平野の接点から30km離すと(Case 2')二つの循環流への分離はより顕著であり、図10(a)(b)に示すように、斜面に沿った上向きの流れはすでに07時に生じている。

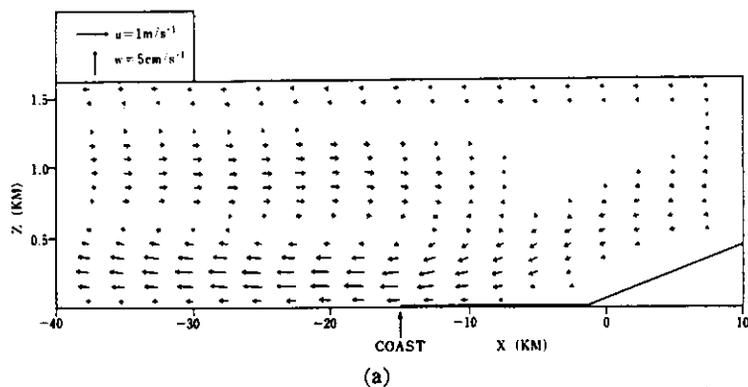
このように、海陸風に対する斜面の影響は、海陸風を強め、しかも海風と陸風の交替時刻を早めることにある。この影響は、斜面と海岸線が離れているほど小さい(Case 2')。

## 6. 海陸風循環の効率

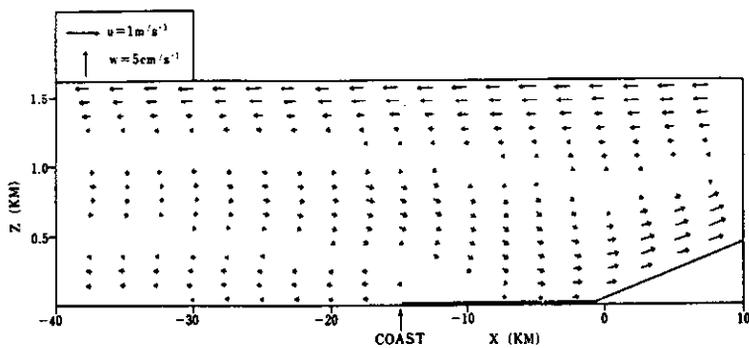
方程式(1)~(5)から運動エネルギーと有効位置エネルギーについての式を導き、境界条件(7)~(12)を用いて、計算領域全体で平均すると次のようになる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle KE \rangle = \langle KE, AP \rangle + \langle DKE \rangle + \langle AKE \rangle + \langle PKE \rangle \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle AP \rangle = -\langle KE, AP \rangle + \langle DAP \rangle + \langle AAP \rangle + \langle PAP \rangle \quad (14)$$



(a)



(b)

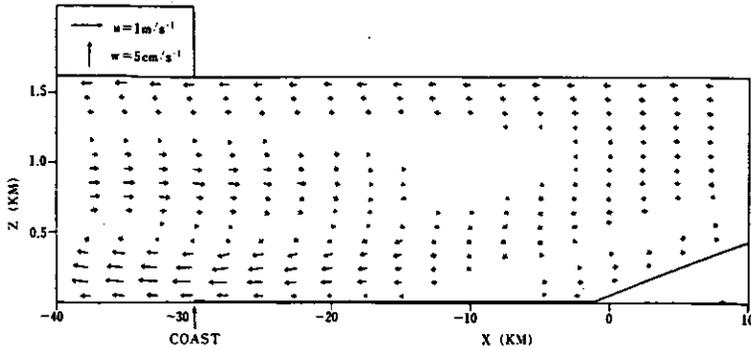
図 9 Case 2 での風速ベクトル場を, PLAIN上空付近の限られた範囲で示す。  
領域の大きさと, 矢印の長さは, 図 6 に比べて同じ倍率で拡大してある。  
(a) 3 日目07時 (b) 3 日目08時

Fig. 9 The wind field in the limited region including PLAIN for Case 2.  
Both the scales of the domain and the arrow length are magnified  
compared to those in Fig. 6 (a) at 0700LT Day 3 and (b) at 0800  
LT Day 3.

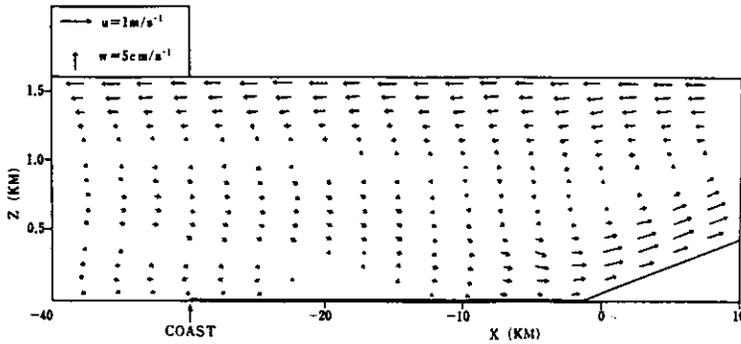
ここで  $\langle A \rangle \equiv \frac{1}{S} \iiint A dx dy dz$  は計算領域  $S$  全域での  $A$  の平均値を,  $KE \equiv \frac{\rho_0}{2}(u^2 + v^2)$  は運動エネルギー,

$$AP \equiv -\frac{\rho_0 g}{2 \theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \theta^2$$

は有効位置エネルギーを表す。 $\langle KE, AP \rangle$  は有効位置エネルギーから上向きの熱輸送を經由して



(a)



(b)

図10 図9と同じで、PLAINの長さが30kmで Case 2' の場合

Fig.10 Same as Fig. 9 but for Case 2', in which the width PLAIN is 30km.

運動エネルギーへの変換、 $\langle DKE \rangle$  は運動エネルギーの消散、 $\langle PAP \rangle$  は下面境界におけるヒート・フラックスによる有効位置エネルギーの生成、 $\langle DAP \rangle$  は有効位置エネルギーの消散、 $\langle AKE \rangle$ 、 $\langle AAP \rangle$  はそれぞれ  $KE$  と  $AP$  の移流項で、他の項に比べるとはるかに小さい。 $\langle PKE \rangle$  は圧力によりなされる仕事だがこれは今の場合小さい。(13)と(14)を時間について積分すると次のようになる。

$$\langle KE \rangle = \langle KE, AP \rangle + \langle DKE \rangle \quad (15)$$

$$\langle AP \rangle = -\langle KE, AP \rangle + \langle DAP \rangle + \langle PAP \rangle \quad (16)$$

ここで  $\bar{A} \equiv \int_0^t A dt$  は 0 から  $t$  までの時間積分である。 $\langle PAP \rangle$ 、 $\langle KE, AP \rangle$  および  $\langle KE \rangle$  を 1 周期 (2 日目 08 時から 3 日目 08 時まで) にわたって平均した値を Case 1, 2, 3 のそれぞれについて  $Jm^{-1}$  の単位で示したのが図11である。有効位置エネルギーの生成は Case 2 で最大、Case 3 で最小である。Case 2 で  $\langle PAP \rangle$  が大きいのは、主に SLOPE 表面からのヒートフラッ

クスの寄与により、Case 3 で小さいのは SLOPE や PLATEAU 上では PLAIN 上よりも温度変動が小さく、ヒートフラックスがわずかであることによる。海陸風を、地面から供給される熱エネルギーを運動エネルギーに交換する一種の熱機関とみなして、運動エネルギーと、有効位置エネルギー生成蓄積量との比  $\langle KE \rangle / \langle PAP \rangle$  を、その熱効率と考えることができるがこれは Case 2 では、Case 1, 3 に比べて約5倍も大きい。

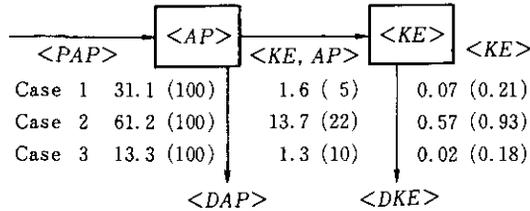


図11 エネルギーの流れを示す概念図

それぞれの値を  $Jm^{-3}$  単位で、また  $\langle PAP \rangle$  に対する比率を%単位でカッコ内に示す。

Fig.11 Schematic representation of the energy flow

The value of each term in  $Jm^{-3}$  and its percentage relative to  $\langle PAP \rangle$  in the round bracket are shown for each case.

## 7. 結 論

海陸風循環流に対する斜面の影響を、熱的作用を持たない斜面 (Case 3) と、表面温度が日変化する斜面 (Case 2) のモデルを用いて数値実験により調べた。影響の第1は、海陸風を弱めるような障壁効果であり、第2は海陸風を強める熱的效果である。Case 2 の斜面の注目すべき効果は、斜面に沿って生じた斜面風が海陸風の日変化の位相を早め、海風と陸風の交替を、陸地が平坦な場合の海陸風 (Case 1) の場合よりも早く起こすということである。海陸風と斜面風との間の位相のずれによって循環流が2つに分離し、その結果、上向き斜面風が始まる早朝に平野上空に下降流が生じる。

エネルギー収支の考察から、(1) Case 2 の斜面は、陸地がフラットな場合に比べて、はるかに大量の有効位置エネルギーを大気へ供給し、一方、Case 3 の斜面からの供給量ははるかに小さい事、および、(2) Case 2 の斜面は平坦陸地よりもより効率的に、供給されたエネルギーを運動エネルギーを運動エネルギーに変換する。という二つの結論が導かれる。

## 謝 辞

この研究は一部、文部省科学研究費によって援助を受けた。

## Nomenclature

$A_p$	amplitude of diurnal variation of potential temperature at PLAIN surface	[K];
$AP = \frac{\rho_0 g}{2\theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial z} \theta'^2$	available potential energy	[J/m <sup>3</sup> ];
$AKE$	advection of KE	[J/m <sup>3</sup> ];
$c_p$	specific heat at constant pressure	[J/kg · K];
$c_v$	specific heat at constant volume	[J/kg · K];
$DAP$	dispersion of AP	[J/m <sup>3</sup> ];
$DKE$	dispersion of KE	[J/m <sup>3</sup> ];
$f$	Coriolis parameter	[1/s];
$g$	acceleration due to gravity	[m/s <sup>2</sup> ];
$H$	height of the computational region	[m];
$h(x)$	height of slope from sea level	[m];
$KE$	kinetic energy	[J/m <sup>3</sup> ];
$K_u$	horizontal eddy diffusivity for momentum and heat	[m <sup>2</sup> /s];
$K_v$	vertical eddy diffusivity for momentum and heat	[m <sup>2</sup> /s];
$L$	half of the width of computational region See Fig. 1.	[km];
$l$	width of PLAIN	[km];
$N$	Brunt-väisälä frequency	[1/s];
$p$	pressure	[mb];
$p_0 = 1013 \text{ mb}$	pressure at standard level	
$PAP$	supply of AP at lower boundary	[J/m <sup>3</sup> ];
$PKE$	work done by pressure	[J/m <sup>3</sup> ];
$S$	area of the computational region	[m <sup>2</sup> ];
$T$	absolute temperature	[K];
$t$	time measured from 0800LT Day-1	[min];
$u, v, w$	velocity components in $x, y$ , and $z$ directions respectively	[m/s];
$x, y, z$	coordinate system as shown in Fig. 1	[km] or [m];

Greek symbols

$\alpha$ ,	slope angle	[deg] or [rad] ;
$\Gamma$ ,	temperature lapse rate	[K/m] ;
$\Delta\theta', \Delta\pi'$ ,	difference of $\theta'$ and $\pi'$ between horizontally neighbouring grid points	[K], [mb] ;
$\theta(z)$ ,	basic state of potential temperature	[K] ;
$\theta = T\left(\frac{p_0}{p}\right)^\kappa$ ,	potential temperature	[K] ;
$\theta_s^l$	deviation of potential temperature at land surface	[K] ;
$\theta_{sea}$ ,	potential temperature at sea surface	[K] ;
$\kappa = \frac{c_p - c_v}{c_p} = 0.2857$		
$\pi = (p/p_0)^\kappa$ ,	non-dimensional pressure	[-] ;
$\omega$ ,	angular frequency of surface temperature variation	[1/s] ;

Suffix, prefix etc.

$$\tilde{A} = \int_0^t A dt; \text{ time integral}$$

' deviation from the basic state

\* dimensional value in contrast to non-dimensional value without \*

0 initial value

引用文献

- Asai, T. and H. Yoshikado (1973) : Retrospect and prospect of theoretical study of land and sea breeze (in Japanese). *Tenki.*, **20**, 119—129.
- Ball, F. K. (1956) : The theory of strong katabatic winds. *Aust. J. Phys.*, **9**, 373—386.
- Braham, R. R., Jr. and M. Draginis (1960) : Roots of orographic cumuli. *J. Meteor.*, **16**, 214—226.
- Defant, F. (1951) : Local winds. *Compendium of Meteorology*. Amer. Meteor. Soc., 655—672.
- Estoque, M. A. (1961) : A theoretical investigation of the sea breeze. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **87**, 136—146.
- (1962) : The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation. *J. Atmos. Sci.*, **19**, 244—250.
- Gutman, L. N. (1969) : Vvedeniye v Nelineynuyu Teoriyu Mezometeorologicheskikh Processov.

Gidrometeoizdat, Leningrad.

- Holton, J. R. (1967) : The diurnal boundary layer wind oscillation above sloping terrain. *Tellus*, **19**, 199—205.
- Mahrer, Y. and R. A. Pielke (1975) : A numerical study of the air flow over mountains using the two dimensional version of Virginia Mesoscale Model. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 2144—2155.
- (1977) : The effects of topography on sea and land breezes in a two-dimensional numerical model. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1151—1162.
- McPherson, R. D. (1970) : A numerical study of the effect of a coast irregularity on the sea breeze. *J. Appl. Meteor.*, **9**, 767—777.
- Ookouchi, Y., M. Uryu and R. Sawada (1978) : A numerical study of the effects of a mountain on the land and sea breezes. *J. Meteor. Soc. Jpn.*, **56**, 368—386.
- Orville, H. D. (1964) : On mountain upslope winds. *J. Atmos. Sci.*, **21**, 622—633.
- Pielke, R.A. (1974) : A three dimensional numerical model of the sea breeze over South Florida. *Mon. Wea. Rev.*, **102**, 115—139.
- Thyer, N. H. (1965) : A theoretical explanation of the mountain and valley winds by a numerical method. *Arch. Meteor. Geoph. Biok. Ser. A.*, **15**, 318—348.
- Yoshikado, H. and T. Asai (1972) : A numerical experiment of effects on turbulent transfer processes on the land and breeze. *Contr. Geophys. Inst., Kyoto Univ.*, **12**, 33—48.

附 録

表面温度が時間と共に周期的に変化している無限に長い直線斜面上に生じる気流についての解析。

図 A 1 に示すように水平に対して  $\alpha$  だけ傾いている直交座標系  $x^*$ ,  $z^*$  に対して, 運動量, 熱, および質量の方程式を変動成分について書くと次のようになる。

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = -\frac{\partial \pi^*}{\partial x^*} + \frac{g}{\theta} \theta^* \sin \alpha + K \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \quad \text{A(1)}$$

$$\frac{\partial \pi^*}{\partial z^*} = \frac{g}{\theta} \theta^* \cos \alpha \quad \text{A(2)}$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} = -S u^* \sin \alpha - S w^* \cos \alpha + K \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial z^{*2}} \quad \text{A(3)}$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \frac{\partial w^*}{\partial z^*} = 0 \quad \text{A(4)}$$

ここで  $u^*$ ,  $w^*$  はそれぞれ  $x^*$ ,  $z^*$  方向の速度成分,  $\theta^*$  は温度の基本場  $\theta(z)$  からのずれであり,

$$\pi^* \equiv c_p \theta \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\gamma}, \quad S = \frac{\partial \theta}{\cos \alpha \cdot \partial z^*},$$

$K$  は渦拡散係数 (熱, 運動量の) である。

境界条件は,  $z^* = 0$  において,

$$\theta^* = A \cos w^* t^*, \quad u^* = 0$$

とする。斜面は無限に長く,  $x^*$  方向に一様と仮定すると, すべての量は  $x^*$  に依存しない筈であるから, (A 1), (A 2) は次のようになる。

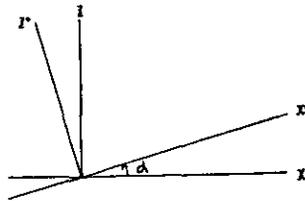


図 A 1 水平方向から  $\alpha$  だけ傾いた直交座標系  $x^*-z^*$

Fig. A 1 The orthogonal  $x^*-z^*$  coordinate inclined by the angle of  $\alpha$  from the horizontal direction

$$\frac{\partial u^*}{\partial t^*} = \frac{g}{\theta_0} \theta^* \sin \alpha + K \frac{\partial^2 u^*}{\partial z^{*2}} \quad \text{A(5)}$$

$$\frac{\partial \theta^*}{\partial t^*} = -S u^* \sin \alpha + K \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial z^{*2}} \quad \text{A(6)}$$

ここで無次元量  $\theta, u, z, t$  を次のように定義して導入する。

$$\begin{aligned} \theta &\equiv \theta^*/A, & u &\equiv (S/AN)u^*, \\ z &\equiv (N/K)^{1/2}z^*, & t &\equiv Nt^*, \end{aligned}$$

ここで  $N = (gS/\theta_0)^{1/2}$  は Brunt-Väisälä 振動数 (一定) である。(A5), (A6) から  $u$  を消去すると,

$$\frac{\partial^4 \theta}{\partial z^4} - 2 \frac{\partial^3 \theta}{\partial z^2 \partial t} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} + \theta \sin^2 \alpha = 0, \quad \text{A(7)}$$

$\hat{\theta}(z, t) \equiv \theta(z) e^{i\omega t}$  ( $\omega \equiv \omega^*/N$ ) とおくと (A7) は  $\hat{\theta}(z)$  についての常微分方程式となる。すなわち,

$$\frac{d^4 \hat{\theta}}{dz^4} - 2i\omega \frac{d^2 \hat{\theta}}{dz^2} + (\sin^2 \alpha - \omega^2) \hat{\theta} = 0. \quad \text{A(8)}$$

この式の解は  $\omega < \sin \alpha$ ,  $\omega = \sin \alpha$ ,  $\omega > \sin \alpha$  のいずれかによって異った性質をもつ。それぞれの場合の  $\theta, u$  の解を以下に示す。

(i)  $\omega < \sin \alpha$

$$\left. \begin{aligned} \theta &= (1/2)(R_1^2 + I_1^2) \cos(\omega t - \delta_1) \\ u &= (1/2)(R_1'^2 + I_1'^2) \cos(\omega t - \delta_1') \end{aligned} \right\} \quad \text{A(9)}$$

$$\begin{aligned} R_1 &= e^{-\beta z} \cos \beta z + e^{-\gamma z} \cos \gamma z \\ I_1 &= e^{-\beta z} \sin \beta z - e^{-\gamma z} \sin \gamma z \\ R_1' &= e^{-\beta z} \sin \beta z + e^{-\gamma z} \sin \gamma z \\ I_1' &= -e^{-\beta z} \cos \beta z + e^{-\gamma z} \cos \gamma z \\ \delta_1 &= \tan^{-1}(I_1/R_1), & \delta_1' &= \tan^{-1}(I_1'/R_1'), \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} \beta \\ \gamma \end{pmatrix} = \{(\sin \alpha \pm \omega)/2\}^{1/2}$$

(ii)  $\omega = \sin \alpha$

$$\begin{aligned} \theta &= (1/2) \{ \cos \omega t + \exp(-\sqrt{\sin \alpha} z) \cos(\omega t - \sqrt{\sin \alpha} z) \} \\ u &= (1/2) \{ \sin \omega t - \exp(-\sqrt{\sin \alpha} z) \sin(\omega t - \sqrt{\sin \alpha} z) \} \end{aligned} \quad \text{A(10)}$$

(iii)  $\omega > \sin \alpha$

$$\theta = (1/2)(R_2^2 + I_2^2) \cos(\omega t - \delta_2)$$

$$\left. \begin{aligned}
 u &= (1/2)(R_2'^2 + I_2'^2) \cos(\omega t - \delta_2') \\
 R_2 &= e^{-\beta z} \cos \beta z + e^{-\gamma z} \cos \gamma' z, \\
 I_2 &= e^{-\beta z} \cos \beta z + e^{-\gamma z} \cos \gamma' z \\
 R_2' &= e^{-\beta z} \sin \beta z - e^{-\gamma z} \sin \gamma' z \\
 \delta_2 &= \tan^{-1}(I_2/R_2), \\
 \delta_2' &= \tan^{-1}(I_2'/R_2'), \\
 \gamma' &= \{(\omega - \sin \alpha)/2\}^{1/2},
 \end{aligned} \right\} \quad A(11)$$

本文中の数値計算に用いたパラメーターの場合には、 $S=5.0 \times 10^{-3} \text{ Km}^{-1}$ 、 $\theta_0=300 \text{ K}$ 、 $K=10 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ 、 $\sin \alpha \sim \tan \alpha = 0.04$ 、 $\omega^* = 7.272 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$  であり、したがって  $N \sin \alpha = 5.12 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  となり、上の Case (i) に相当する。この場合  $\omega^*$  は  $N \sin \alpha$  よりはるかに小さい、つまり  $\omega \ll \sin \alpha$  なので、解の様子は Prandtl による定常の場合 ( $\omega = 0$ ) の解 (Defant 1951 参照) とほとんど同じである。 $\theta$ 、 $\partial \theta / \partial x$ 、 $-\partial \pi' / \partial x$  および  $u$  の位相の鉛直分布を図 8 に示す。それぞれの、 $z \rightarrow 0$  の極限値は以下のようなになる。

$$\lim_{z \rightarrow 0} (\text{phase of } \theta) = 0$$

$$\lim_{z \rightarrow 0} \left( \text{phase of } \frac{\partial \theta}{\partial x} \right) = \tan^{-1} \left( \frac{\gamma - \beta}{\gamma + \beta} \right) = -0.072 (\text{rad}) \quad (1 \text{ 日周期の場合, } -16 \text{ 分に相当})$$

$$\lim_{z \rightarrow 0} \left( \text{phase of } -\frac{\partial \pi'}{\partial x} \right) = 0$$

$$\lim_{z \rightarrow 0} (\text{phase of } u) = \tan^{-1} \left( \frac{\beta - \gamma}{\beta + \gamma} \right) = 0.072 (\text{rad}) \quad (1 \text{ 日周期では } +16 \text{ 分に相当})$$

斜面傾度が減少すると、解は定常解から離れ、 $\sin \alpha = \omega$  という極限(ii)では浮力振動が表面温度の変化に共鳴して無限上空まで減衰しないような解になる。さらに  $\alpha$  を小さくすると(iii)、解の性質は(i)とは全く異った様相を呈する。1日周期で、 $S=5.0 \times 10^{-3} \text{ Km}^{-1}$  の場合、共鳴振動を与える斜面傾度  $\alpha$  は約  $0.33^\circ$  になる。

## 6. 海陸風存在下での大気汚染の特性 —— 数値シミュレーション ——

### Characteristics of Air Pollution in the Presence of Land and Sea Breeze —— A Numerical Simulation ——

尾添紘之<sup>1</sup>・柴田 勉<sup>1</sup>・佐山隼敏<sup>1</sup>・光本茂記<sup>2</sup>・植田洋匡<sup>2</sup>

Hiroyuki OZOE<sup>1</sup>, Tsutomu SHIBATA<sup>1</sup>, Hayatoshi SAYAMA<sup>1</sup>  
Shigeki MITSUMOTO<sup>2</sup> and Hiromasa UEDA<sup>2</sup>

#### 要 旨

海陸風の存在下での臨海地域の大気汚染の基本的な特徴を検討するため、数値実験を実施した。まず、運動および熱のプリミティブ方程式系を積分して海陸風場をシミュレートし、日周期変化が定常に達した状態の海陸風場に汚染物質を排出したときの汚染物質のその後の挙動を追跡した。

その結果、まず、汚染源が線源の場合、排出源近傍の汚染濃度の日変化には明確な2山型のパターンが現れ、隔れた所で1山型の日変化を示す。臨海地域が地表の面源の場合にも、排出源の近傍には2山型の日変化が現れるが、形の歪んだものになる。このとき、海岸線付近では、午前中海からの風に乗って運ばれる汚染物質のために見掛のバックグラウンド濃度は非常に高い値を保持し、午後急激に減少する。

また、海陸風は閉じた循環流を形成するため、排出された汚染物質は蓄積される。この事による汚染濃度の経日変化は重要で、その特徴は、排出源近傍では排出開始後1日目に濃度は急増し、2日目以降直線的に増大するのに対し、隔れた所では1日目の濃度の急増はそれ程大きくなく、2日目以降直線的に増大する。この直線的な増加の速度は全域でほぼ一様である。また、遠隔地での日変化の振幅は排出源近傍に比べて大きなものになる。

浮力的に中立的な粒子の長時間飛跡の解析から、海陸風場の流跡線はラセン状を描

- 
1. 岡山大学 工学部 生産機械学科 〒700 岡山市津島中3番1  
Okayama University, Dept. of Industrial and Mechanical Eng., Okayama 700.
  2. 国立公害研究所 大気環境部 〒305 茨城県筑波郡谷田部町小野川116-2  
The National Institute for Environmental Studies, Division of Atmospheric Environment,  
Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305.

き、一般に海上では下降流、陸上では上昇流が卓越する事が明らかになった。このとき、粒子の動く範囲はせいぜい数10kmに限られることから、臨海地域で排出される汚染物質の塊の中心はその範囲を往復する事が明らかになった。

#### Abstract

A numerical experiment was carried out in order to examine the basic characteristics of air pollution in the coastal region in the presence of the land and sea breeze. First, primitive equations of momentum and heat were integrated to simulate the wind field of the land and sea breeze. Then, the motion of the pollutant emitted into the land and sea breeze circulation after its diurnal variation became stationary were traced.

When the pollutant is emitted from a line source, the diurnal variation of the pollutant concentration near the source shows a pattern with twin peaks, while away from the source it exhibits the ordinary sinusoidal variation with single maximum and minimum per day. When the pollutant is emitted from the area source on the ground surface, the concentration near the source shows also a twin-peak but distorted pattern. In this case, the concentration in the coastal region remains very high all the morning which is observed as the apparent 'back-ground' concentration in the sea breeze and decreases rapidly in the afternoon. The emitted pollutant is accumulated in the atmosphere because of the closed circulation of the land and sea breeze, which makes the daily variation of the concentration important; near the source it suddenly increases in one day after the emission started and linearly increases after the second day, while away from the source it does not increase so much in the first day. The increasing-rate after the second day is almost constant throughout the domain. The amplitude of the diurnal variation in the remote region is larger than that in the vicinity of the source.

The analysis of the long-time trail of neutrally buoyant particle shows that the streak line of the land and sea breeze is helicoid-shaped and, in general, there is a descending flow on the sea side and rising flow on the inland side. The range of the particle motion is limited at most some tens of kilometers, which makes it clear that the center of the pollutant cluster is going forward and backward in this region.

#### 1. 緒言

海陸風は気候学分野で永年に渡って研究されてきて、その現象の多くは野外観測や理論解析により解明されてきた。それらに関するレビューは、浅井・吉門(1973)によってなされている。Estoque(1961, 1962)は、非線型項を含めた数値解析を最初に行った。彼は二次元の場合を取り扱ったが、その際領域を平坦な表面をもつ下層領域と上層とに分け、渦動粘度をリチャードソン数  $Ri$  の関数で与えた。その結果、弱い一般風の影響の下での海風の前線の形成過程など観測でえられた多くの現象を説明するのに成功した。Asai & Mitsumoto(1978)は内陸斜面の

海陸風に及ぼす影響を取り扱ひ、斜面温度の境界条件の与え方によって、海陸風が増幅されたり、減衰したりする事を見出した。

今日まで、汚染物質の拡散は、主にパフ・モデルや、プルーム・モデルのようなモデルで取り扱われてきた。このようなモデルでは、単純な気流場しか取り扱かえない。しかし、実際には気流は非常に複雑である。たとえば、我が国の場合、多くのコンビナートは海岸線に位置している場合が多く、この地域で排出される汚染質の拡散は、日変化する海陸風で大きく変化する。このような拡散の問題はその重要性にもかかわらず、その基本的な性質についての研究さえほとんどなされていない。本報では、まず単純な境界条件についてテスト計算を含めて海陸風場のシミュレーションを行い、つぎに、海岸線近傍にある線源あるいは面源から、汚染物質が排出された場合の汚染物質の移流あるいは拡散について検討する。

## 2. 海陸風の数学モデル

海陸風計算のため、図1に示す対象領域についての  $x, y, z$  方向の運動方程式、物質収支、熱収支式を導入する。ここで、 $y$  軸に沿っての一様性を仮定する。すなわち、海岸線は  $y$  方向に延びており、海陸風はコリオリ力によって  $y$  方向成分をもつが、 $y$  方向には変化しない二次元場を考える。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -C_p \Theta \frac{\partial \pi}{\partial x} + f_v + K_h \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2)$$

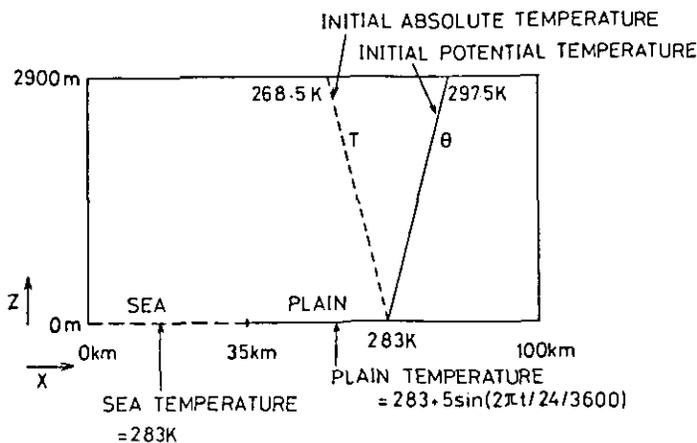


図 1 モデル領域の模式図およびポテンシャル温度・絶対温度の鉛直分布  
Fig. 1 Schematic diagram of the modeled area, with the initial profile of potential and absolute temperatures in the vertical direction

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -fu + K_h \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} \quad (3)$$

$$C_p \Theta \frac{\partial \pi}{\partial z} + g = 0 \quad (4)$$

上式中の  $u, v, w$  は  $x, y, z$  方向の風速成分 (図1) であり,  $C_p$  は定圧比熱,  $f$  はコリオリ・パラメータで,  $K_h, K_v$  はそれぞれ水平, 鉛直方向の乱流拡散係数,  $g$  は重力加速度である。式(4)で, 対流項, 粘性項は圧力項, 重力項に比較して小さいとして無視した。コリオリ力は地球の自転を考慮に入れた場合生じてくるが, これを決定するため式(3)に示すような  $y$  方向の運動方程式が必要になる。

空気が理想気体の法則に従うとして, 断熱変化を考えると, 高度によって圧力が変化するような大気中では, 温度の代わりに温位が次式のように定義される。

$$\Theta = T(p_0/p)^{(k-1)/k} = T/\pi \quad (5)$$

ここで,  $\pi$  は圧力比  $(p/p_0)^{(k-1)/k}$ ,  $T$  は絶対温度である。この温位を用いてのエネルギー・バランス式は次のようになる。

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x} + w \frac{\partial \Theta}{\partial z} = K_h \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \quad (6)$$

計算は午前8時より開始する事として, そのときの温位, 風速を次のように設定する。

$$I. C. \quad \Theta = \Theta_{sea} + 0.005z \quad \text{and} \quad u = v = w = 0$$

図1に温位とそれに対応する温度の分布を示した。次に境界条件として, まず陸地地面温度は振幅  $A$  が  $5\text{ K}$  で海面温度 (一定) のまわりにサイン状に日周期変化すると仮定する。すなわち,

$$B. C. \quad \Theta = \Theta_{sea} + A \sin(2\pi t / (24) (3600))$$

ここで, 時間  $t$  は第1日目0800時をゼロとした経過時間を表す。

横の境界すなわち  $x=0$  および  $L$  では, すべての変数の水平勾配がゼロになると仮定する。このような条件は,

$$\begin{aligned} \text{at } z=0, & \quad u = v = w = 0 \\ \text{at } x=0, L, & \quad \partial(\text{variables}) / \partial x = 0. \\ \text{at } z=H, & \quad \Theta = \text{constant}, \quad \pi = \text{constant} \end{aligned}$$

ここで,  $H$  は上空の境界の高度である。系の物理定数は次のようなものを用いる。

$$k = 1.4,$$

$$\begin{aligned}
 P_0 &= 1000 \text{ [mb]} = 10^5 \text{ [kg/m s}^2\text{]}, \\
 C_p &= 1004 \text{ [m}^2\text{/K s}^2\text{]}, \\
 f &= 2\Omega \sin 35 = 8.3423 \times 10^{-5} \text{ [s}^{-1}\text{]}, \\
 \Omega &= 2\pi / (24 \times 3600) \text{ [rad/s]}, \\
 K_h &= 10^4 \text{ [m}^2\text{/s]}, \\
 K_v &= 10 \text{ [m}^2\text{/s]}, \\
 \Theta_{\text{sea}} &= 283 \text{ [K]}.
 \end{aligned}$$

$z=H$ での温位は初期条件から計算し、計算を通じてその値に固定した。 $z=H$ での $\pi$ の値についても同様で、式(4)から計算した。

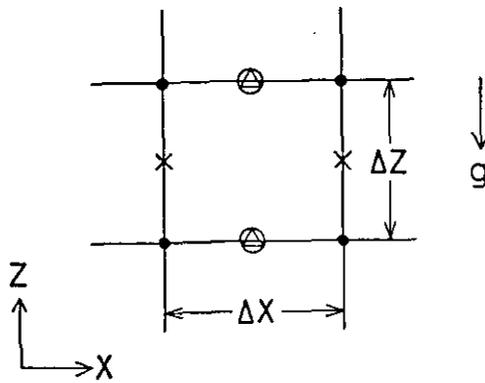


図 2 収支式により計算する各変数に対応する格子点の位置関係

○ ;  $\pi$ , ● ;  $\theta$ , × ;  $u$ , △ ;  $v$ と $w$

Fig. 2 The grid points for each variable computed by the balance equations

○.....  $\pi$ , ●.....  $\theta$ , ×.....  $u$ , △.....  $v$  and  $w$

### 3. 数値計算法

計算領域を  $x$  方向に20等分,  $z$  方向に29等分した。このとき, 格子点間隔はそれぞれ  $\Delta x=5\text{km}$ ,  $\Delta z=100\text{m}$  になる。計算では, それぞれの従属変数について異なった格子点セットを用い(図2), 他の格子点での値を決定するのに直線的な内挿を施した。空間的な微分には主に中心差分を用い, 次の時間ステップでの値を計算するのに陽解法を用いた。時間幅は30秒とした。

境界近傍での風速は, Harlow & Welch (1965) の方法に従って, 各格子点で連続の式を満足するように決定した。風速の鉛直方向成分は全域で連続の式を満足するように決定した。変数  $\pi$

は、 $z=H$  での一定値から式(4)を用いて下層に向かって計算を進めた。

海陸風場の計算に当たって、境界条件の影響を検討するため、次の三つのケースをまずテストした。

ケース I は、 $z=H$  で no-slip すなわち  $u=v=w=0$  の条件が成立した場合であり

ケース II は  $z=H$  で接線方向には滑りうる場合、すなわち  $\partial u/\partial z = \partial v/\partial z = w = 0$

ケース III では、季節的な変化を見るために、陸地温度を  $\Theta_{\text{land}} = \Theta_{\text{sea}} + 2.5 + 5 \sin(2\pi t/(24) \times (3600))$  とした場合を扱った。すなわち、陸地地面の温度の日平均値が海面温度より2.5K高い場合である。これは盛夏、地面温度が上昇した場合や、寒流に面した地域に相当する。

このような三つのケースについて、計算は第1日目午前8時から開始した。1日後にはほとんど定常的な周期変化を示す。

### 3.1 ケース I

第2日目1600時での速度、温度を図3(a)および(b)に示す。この時刻には海風が最も強くなっており、その風速は2.1m/sに達する。上空には補償風が吹き、海陸風は循環流を形成している。循環流の中心は  $(x, z) = (35\text{km}, 600\text{m})$  の位置にあり、補償風域の上層は1400mにまで達している。そこでは、風速はかなり高い値になっているが、温位は水平方向にほぼ一様になっている。

陸風は0400時に最大風速1.5m/sになる。この値は海風の最大風速よりは小さい。また、いわゆる朝凧、夕凧は1000時と2200時に現れる。それらの挙動は従来から行われている数値シミュレーションの結果と一致し、また、観測結果とも一致する。

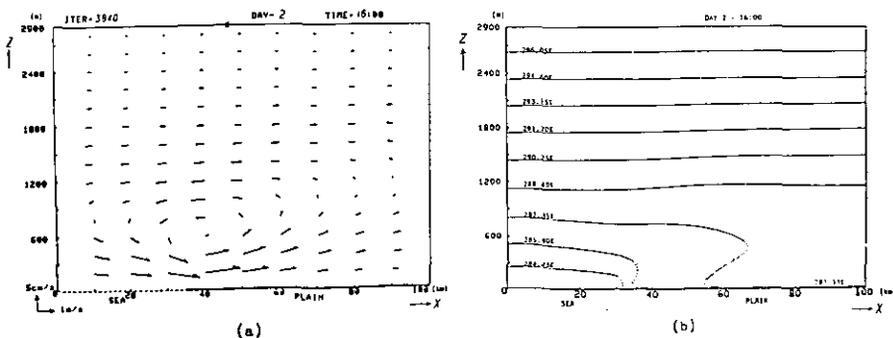


図 3 第2日目1600時における海風の(a)風ベクトルと、(b)ポテンシャル温度の等値線 (ケース I) 最大風速2.1m/s

Fig. 3 (a) Wind vectors and (b) isopleths of the potential temperature in the case of sea breeze at 1600 Day-2. Maximum velocity is 2.1m/s

### 3.2 ケースII

従来の数値シミュレーションでは、上層の境界面  $z=H$  で no-slip 条件を便宜的に適用する事が多い。しかし、この条件は物理的には起こり得ない訳で、これを slip 条件に変えた場合の検討を行っておく必要がある。第3日目1600時での速度ベクトルを図4(a)に示した。これを図3(a)と比較すると、上層での風の方は明らかに異なる。もっと顕著な相違はほとんど凧の状態になる第3日目2000時に見られる。このとき、地表から高度700m までの層で海風が、 $z=700\text{m}\sim 2000\text{m}$  の層で補償風がみられ、更にその上空では海風になっている(図4(b))。この上空の海風は慣性によってまだ残っている風の成分と考えられるが、これは明らかに上空の境界に slip 条件を用いたことによって生じている。

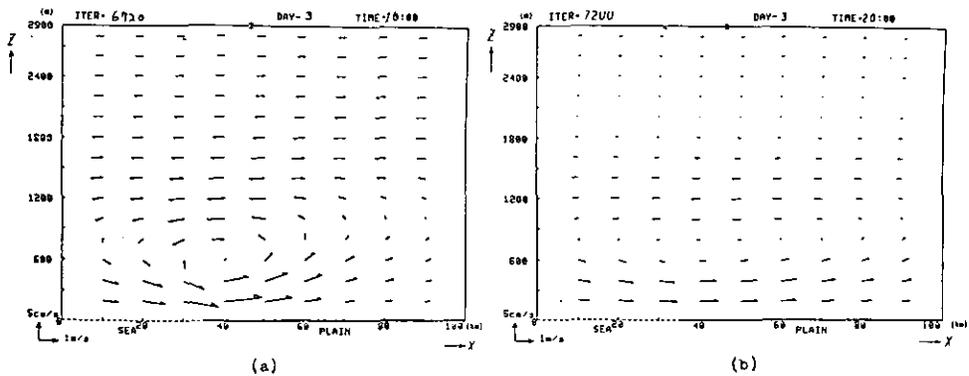


図 4  $z=2900\text{m}$  に slip 境界面をもつ場合(ケースII)の(a)第3日目1600時と(b)第3日目2000時における風ベクトル

Fig. 4 Wind vectors at (a) 1600 Day-3 and (b) 2000 Day-3, respectively in the case of the slip boundary at  $z=2900\text{m}$  (Case II)

しかし、下層での海陸風の構造には、それ程顕著な差は現れてこない。この事から以下の解析には、no-slip 条件を用いることにする。

### 3.3 ケースIII

このケースは、ケースIと同様であるが、ただ陸地地面の日平均温度が海面温度より2.5Kだけ高くしてある。この時の速度ベクトルを図5に示す。海風の最大風速は2.9m/s に達する。ケースIと比較しながら、1日を通じてのフロー・パターンをながめてみると、この場合には、ケースIの速度ベクトルに、 $u=+0.8\text{m/s}$  を加算したものになっている。このように、陸地地面の日

平均温度と海面温度の差は季節風を起こすような作用をもち、下層の風のパターンは、単純な海陸風に季節風が重畳したようなものになる。陸風の最大風速も、この場合には0.8m/sとなり、ケースIの場合の1.5m/sより0.7m/s低い値になる。

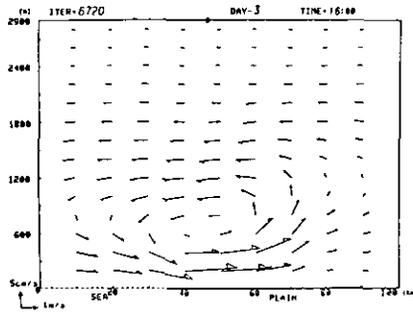


図 5 ケースIIIの第3日目1600時における風ベクトル

$$\Theta_{\text{land}} = \Theta_{\text{sea}} + 2.5 \text{ (日平均)}$$

Fig. 5 Wind vectors at 1600 Day-3 in the case of  $\Theta_{\text{land}} = \Theta_{\text{sea}} + 2.5$  in average (Case III)

陸地表面の平均温度と海面温度の差を更に大きくすると、海風の平均風速は更に大きくなるが、この温度差を3.5Kにまであげると、すなわち振幅の3.5/5.0にまですると海陸風の閉じた循環はこわされて、単純な季節風のような形の海風が生じる。

これら3種の境界条件に対するテスト計算から、本計算プログラムで海陸風場が十分にシミュレートできることを確認できた。

次に、このプログラムを用いて、海陸風場での汚染物質の移流・拡散過程のシミュレーションを行う。以下の節では主に、ケースIの境界条件に対する風の場合での汚染物質の動きや拡散を追跡する。

#### 4. 海陸風の存在下での汚染物質の拡散

##### 4.1 一定濃度の線源の場合

次に濃度方程式を解いて汚染物質の移流・拡散を検討してみよう。ここでは、物質に対する乱流拡散係数は、運動量・熱の乱流拡散係数の値に等しいと仮定する。

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u \frac{\partial c}{\partial x} + w \frac{\partial c}{\partial z} = K_h \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} \quad (7)$$

ここで、 $c$ は汚染物質の濃度である。この濃度方程式を前述の運動方程式、エネルギー式と連立

させて解く。

まず、海岸線上の高度300mの位置、すなわち  $x=35\text{km}$ ,  $z=300\text{m}$  に線源を設置した場合について考える。ここでは、線源の格子点位置で、濃度が時間的に変化しないとする。このとき、濃度の境界条件は次のようにおく。

$$\begin{aligned} \text{B. C. at } z = 0, H & \quad \partial c / \partial z = 0, \\ \text{at } x = 0, L & \quad \partial c / \partial x = 0. \end{aligned}$$

図6(a)は汚染物質の排出開始後12時間目、すなわち第1日目2000時での濃度分布である。海風で運ばれた汚染物質は内陸部に多く分布するため、等濃度線は陸側に大きく引き伸ばされている。これより12時間後、すなわち排出開始1日後（第2日目0800時）には、濃度は更に広く分布するようになる。

陸地地面の平均温度が海面温度より2.5Kだけ高いケースIIIの場合の濃度分布を図7に示す。この図は同一線源からの排出が開始されてから12時間後（第1日目2000時）の分布である。強い海風に乗って汚染物質が運ばれるため、濃度分布は図6(a)とは著しく異なったものになっている。

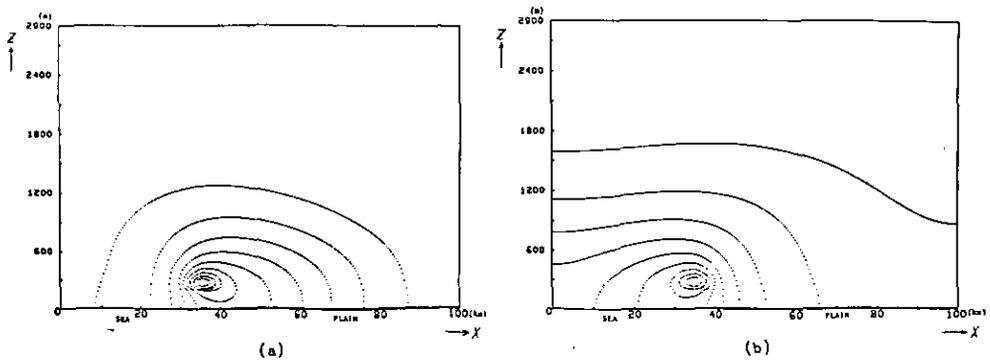


図 6 海陸風場での汚染物質の濃度分布  
(a)第1日目2000時および(b)第2日目0800時（排出開始より12および24時間後）  
(ケースI)

Fig. 6 Concentration profile of pollutant under land and sea breezes  
(a) At 2000, Day-1, and (b) at 0800, Day-2, i.e. 12 and 24 hours after the  
emission of pollutant, respectively (Case I)

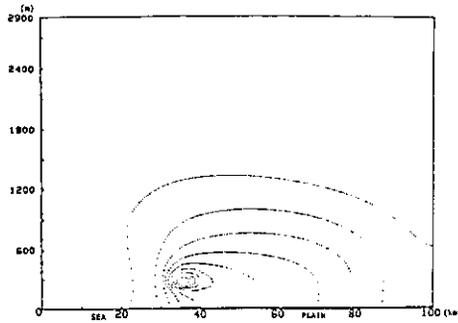


図 7 海陸風場での汚染物質の濃度分布  
排出開始より12時間後の第1日目2000時(ケースⅢ)

Fig. 7 Concentration profile of pollutant under land and sea breezes  
at 2000 Day-1, 12 hours after the emission of pollutant for case Ⅲ

#### 4.2 排出強度一定の線源の場合

前節では排出点での濃度が一定として、その濃度分布の変化を検討したが、実際、汚染物質を排出する場合には排出強度が一定の場合が多い。このとき、濃度方程式に発生項が加わって、次のように書ける。

$$\frac{\partial \bar{c}}{\partial t} + u \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} + w \frac{\partial \bar{c}}{\partial z} = K_h \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial x^2} + K_v \frac{\partial^2 \bar{c}}{\partial z^2} + \delta(x-x_0, z-z_0). \quad (8)$$

ここで、 $\bar{c}$ は濃度  $c$  を吐出強度  $\gamma_0$  kg mole/m<sup>3</sup>s で割ったもので次のように定義する

$$\bar{c} = c/\gamma_0. \quad (9)$$

#### ケースA

線源を海岸線上空の高度300mに設置した場合を考える。海陸風の循環が完全に形成された状態での第1日目0800時に排出を開始する。ちょうど1日後の濃度分布は図8(a)のようになる。この時刻には、夜間の陸風はまだ残っている。この図および以下の議論では海岸線の位置を  $x=0$  に変更した。

排出後36時間目、すなわち第2日目2000時の濃度分布が図8(b)である。ここでは排出強度を一定に保っているため濃度は時間とともに増大する。3日間に渡っての地表(海面)濃度の時間変化を図9に示した。線源の位置での濃度は1900時(海風が最大になる時刻より3時間後)に極小値をとる。更に、濃度の時間変化には陸風が最大になる時刻より3時間遅れて、もう一つの極小が発生する。一方、極大は0200時と1400時に発生する。濃度のこのような時間変化は線源の直下の地表面濃度にも現れる。

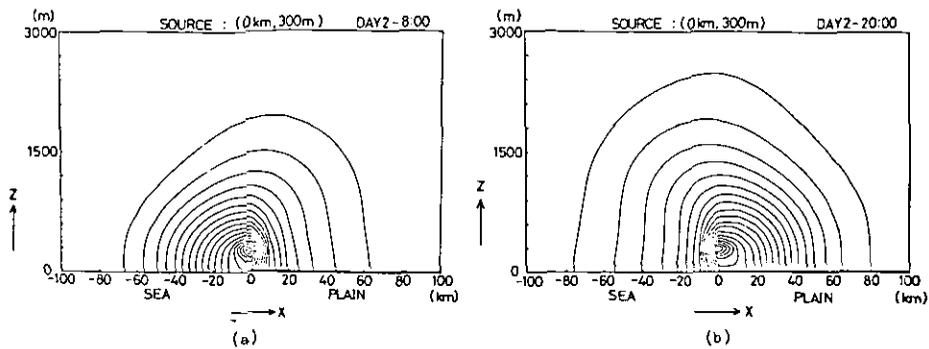


図 8 第 1 日目 0800 時に排出強度一定の条件で排出開始した場合の濃度分布  
 (a) 第 2 日目 0800 時および (b) 第 2 日目 2000 時 (排出開始より 24 および 36 時間後)  
 Fig. 8 Concentration profile (a) at 0800, Day-2 and (b) at 2000, Day-2, i.e. 24  
 and 36 hours, respectively, after the emission of pollutant with a  
 constant rate starting at 0800, Day-1

一方、発生源から隔れた所 ( $x=20\text{km}$  および  $-20\text{km}$ ) では、汚染濃度は普通のサイン状の日変化を示し、最高および最低濃度は 1 日に各 1 回出現する。このとき、内陸と海上では濃度変化の位相は  $\pi$  だけずれる。

海陸風の存在する場での大気汚染が深刻な問題になる大きな原因として、海陸風が閉鎖型の循環を形成する事があげられる。すなわち、排出された汚染物質が海陸風循環の中に蓄積されるため、濃度が日をおって増大する。図 9 はこの経日変化を示している。雨洗などで一旦浄化された大気中に汚染物質が排出されると、汚染源近傍の濃度は 1 日目ですでに高いレベルにまで達し、2 日目以降直線的に増え続ける。汚染源から隔れた所では、第 1 日目の濃度の増大はそれ程大きいものではないが、汚染源近傍と比べて濃度の日変化の振幅が大きい。そして、計算を行った領域全体にわたって、2 日目以降の濃度の増加速度はほぼ一定である。

### ケース B

汚染物質の地表源は広い面積にわたって分布するので通常面源とみなして取り扱われる。本計算では、海岸線から 10km の幅の地域の面源を  $x=0, 10\text{km}$  の二つの線源で代表させることにする。このときの、表面濃度の時間変化を図 10 に示す。この場合にも、汚染源近傍では 2 山型の日変化がみられる。しかし、それらは前節の場合ほど顕著ではなく、非常に歪んだ形のものになる。このような濃度の日変化のパターンは実際の海陸風の存在下での臨海地域の汚染パターンの特徴である。

海岸線の地域では、濃度は午前中非常に高いレベルにある。これは海から侵入してくる海風中に存在する汚染質の濃度であるから、見掛上の“バックグラウンド”濃度である。この“バック

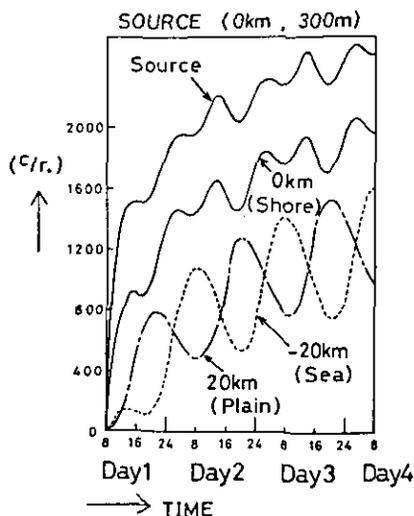


図 9 ケース A の場合の濃度の時間変化

排出点： $x=0\text{km}$ ,  $z=300\text{m}$ . 測定点： $(x\text{ km}, z\text{ m}) = (0, 300), (0, 0), (20, 0)$   
および  $(-20, 0)$

Fig. 9 Variation in concentration with time for Case A

Source point,  $x=0\text{km}$  and  $z=300\text{m}$ . Measuring points： $(x\text{ km}, z\text{ m}) = (0, 300), (0, 0), (20, 0)$  and  $(-20, 0)$ .

グラウンド濃度は午後になると急激に減少し、海風の最盛時には強い極小を示す。一方、面源のはずれの位置に相当する  $x=10\text{km}$  地点では、濃度の極小値は朝凧時に発生し、極大は海風最盛時より 2.5 時間早く 1330 時に起きる。煙源から離れた所 ( $x=20$  および  $-20\text{km}$ ) での表面濃度の日変化はケース A の場合と同様に 1 日周期のサイン状の変化である。

### ケース C

海上に建設される橋や飛行場のように海上に汚染源がある場合について考えてみよう。海上 10 km 沖合に線源のある場合の表面濃度の時間変化を図 11 に示す。海上で排出される汚染質はケース A に比べて拡散しにくい。この場合にも汚染源近傍で 2 山型の日変化が見られ、遠隔地では通常のサイン状変化を示す。このとき、海岸線で観測される汚染濃度は海風最盛時に極大になり、陸風最盛時に極小を示す。内陸部での濃度変化は、海岸線より位相の遅れたものになる。

## 5. 海陸風中に漂う粒子の飛跡

前節では汚染濃度の空間的な分布の時間変化を考えたが、汚染濃度への各発生源からの寄与率の推定や工場立地選択などの目的には、汚染物質の流跡を調べる必要がある。すなわち、ある地

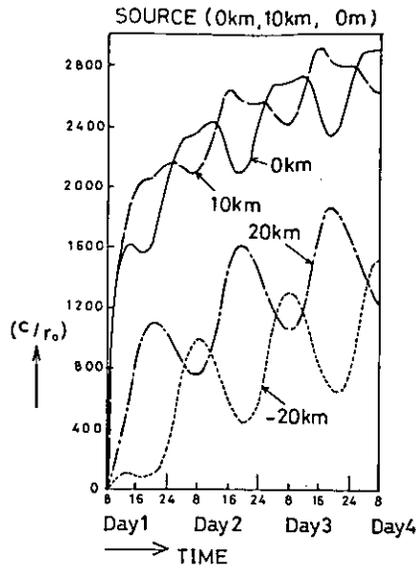


図 10 ケース B の場合の濃度の時間変化  
 排出点:  $x=0$  および  $10\text{km}$  (地表). 地(海)表面測定点:  $x=0, 10, 20$  および  $-20\text{km}$   
 Fig.10 Variation in concentration with time for Case B  
 Source points,  $x=0$  and  $10\text{km}$  on the surface ( $z=0\text{m}$ ). Measuring surface points at  $x=0, 10, 20$  and  $-20\text{km}$ .

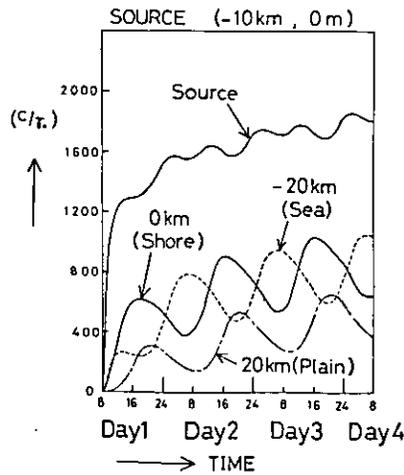


図 11 ケース C の場合の濃度の時間変化  
 排出点:  $x=-10\text{km}$  (海上面). 地(海)表面測定点:  $x=0, 20, -10$  および  $-20\text{km}$   
 Fig.11 Variation in concentration with time for Case C  
 Source point,  $x=-10\text{km}$  on the surface. Measuring surface points at  $x=0, 20, -10$  and  $-20\text{km}$ .

点から、ある時刻に放出された浮力的に中立の粒子（あるいはガス状汚染質）がどのようなコースを辿るか、また、粒子の運動が日々繰り返される海陸風の中を運動するとき、その運動する領域はどの範囲に限定されるかを知る必要がある。また、このようなラグランジュ的な解析法は、フロー・パターンが非定常に変化するような海陸風の内部構造を直観的に理解するうえにも、また、オイラー的な解析から得られる知見を補足する意味からも重要である。したがって、この節では、拡散しない、また浮力的にも中立な粒子が海陸風の流れ場に投入されたときの、その後の粒子の動きを追跡する。飛跡を計算するに際しては、粒子位置での風速は各格子点での値から2次補間して求め、海陸風の日周期の変化が完全に定常になった後、この流れ場に粒子を投入して、粒子の運動を時間きざみ30sごとに計算した。積分誤差を小さくするのにルンゲ・クッタ法を用いた。

粒子の放出位置10か所について検討した。すべての粒子は午前8時に放出した。本計算では、海陸風の場の中での汚染物質の巨視的な運きに特に注目して、3日間に渡っての粒子の飛跡を追跡した。種々の高度から放出された粒子の飛跡を図12~14に示す。粒子の鉛直運動および水平運動は、 $x-z$ 平面、 $x-y$ 平面への投影図として、それぞれの図の(a)、(b)で示した。

午前0800時に低層大気中に放出された粒子は、最初陸風に乘って海上に流される。そして、海風が吹き始めると、海岸線の近傍で成長する強い循環のために陸上に漂っていた粒子は吹き上げられ、海側の粒子は下降する。このような粒子のマイクロな運動は、海陸風の各時刻におけるフロー・パターンを念頭に置いて予想する事ができるが、これは放出位置や時刻に大きく依存する。

一方、3日間に渡っての粒子飛跡を詳細に検討してみると、粒子の巨視的な運動パターンの存在する事がわかる。まず、粒子のほとんどは、上から見ると、すなわち $x-y$ 平面内で、らせん

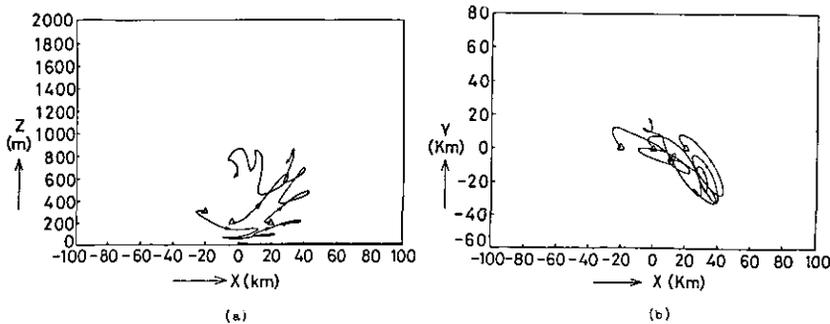


図 12 3日間にわたる粒子飛跡

排出時刻0800時. 出発点： $(x \text{ km}, z \text{ m}) = (-20, 300), (0, 200)$ および $(20, 200)$

(a) $x-z$ 平面投影図および(b) $x-y$ 平面投影図

Fig. 12 Particle paths for three days. Starting time=0800

Starting points： $(x \text{ km}, z \text{ m}) = (-20, 300), (0, 200)$  and  $(20, 200)$ . (a) $x-z$  plane and (b) $x-y$  plane views.

状の運動をする。そして、1日（1周期）の後に元の位置に戻ってくる事はない。

また、海岸線を境にして、一般に陸側では強い上昇運動があり、海側では下降運動がある。その結果、図12および13に示したように極端に変形したらせん状の流跡線を示す。ここでは示していないが、1000時と2000時の風速ベクトル図では海風の開始に伴って生じる前線によって海岸線の付近に強い上昇流と下降流の存在を示唆しており、これが流跡線を著しく変形する原因である

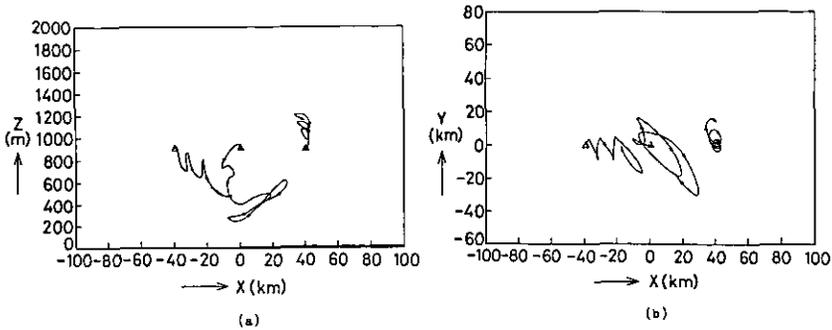


図 13 3日間にわたる粒子飛跡

排出時刻0800時。出発点： $(x \text{ km}, z \text{ m}) = (-40, 900), (0, 900)$ および $(40, 900)$   
(a)  $x-z$ 平面投影図および(b)  $x-y$ 平面投影図

Fig. 13 Particle paths for three days

Starting time=0800. Starting points： $(x \text{ km}, z \text{ m}) = (-40, 900), (0, 900)$  and  $(40, 900)$ . (a)  $x-z$  plane and (b)  $x-y$  plane views.

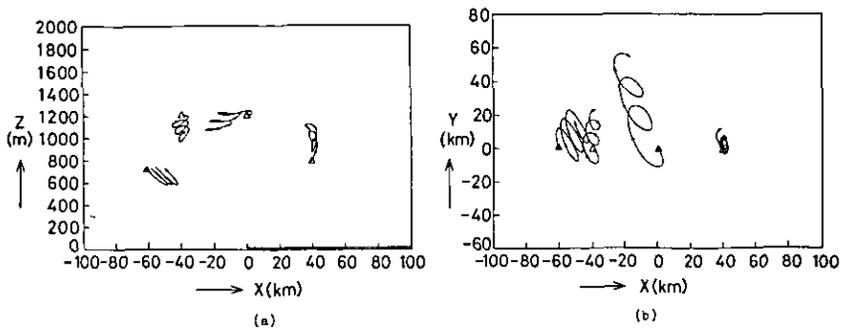


図 14 3日間にわたる粒子飛跡

排出時刻0800時。出発点： $(x \text{ km}, z \text{ m}) = (-60, 700), (-40, 1200), (0, 1200)$   
および $(40, 800)$  (a)  $x-z$ 平面投影図および(b)  $x-y$ 平面投影図

Fig. 14 Particle paths for three days

Starting time=0800. Starting points： $(x \text{ km}, z \text{ m}) = (-60, 700), (-40, 1200), (0, 1200)$  and  $(40, 800)$ . (a)  $x-z$  plane and (b)  $x-y$  plane views.

事がわかる。

次に上空での粒子の運動を調べてみると、まず内陸部  $x=40\text{km}$  の上空  $800\text{m}$  と  $900\text{m}$  から放出された粒子は、強い補償風の吹く層の中をコリオリ力を強く受けて、 $x-y$  平面内で大きな半径の円運動を行う。一方、海上  $60\text{km}$  の上空で放出された粒子の運動は、水平方向に軸を持ち、 $x-y$  平面内で少し歪んだらせん状の運動である。

海陸風中の粒子の運動は、放出位置や時刻に依存するのはもちろんであるが、巨視的にみると上述のような性質を持ち、その運動する空間的な領域は3日経っても、 $x$  および  $y$  方向にせいぜい  $50\text{km}$  程度のものである。ここでは、0800時に放出された粒子の運動のみを取り扱ったが、図から容易にわかるように、この巨視的な運動については、他の時刻に放出された粒子についても同様のことが言えて、臨海地域で放出された汚染物質は、その地域を往復しておりはるか海上や内陸部にはそれ程運ばれない。

#### Nomenclature

$A$ ,	amplitude of diurnal variation of land surface temperature	[K];
$c$ ,	concentration of pollutant	[kg mole/m <sup>3</sup> ];
$\bar{c}$ ,	$c/\gamma$ .	[kg mole/m <sup>3</sup> s];
$C_p$ ,	specific heat at constant pressure	[kcal/m <sup>3</sup> K];
$f$ ,	Coriolis parameter	[s <sup>-1</sup> ];
$g$ ,	acceleration due to gravity	[m/s <sup>2</sup> ];
$H$ ,	height of upper boundary	[m];
$K_h$ ,	eddy diffusivity in the horizontal direction	[m <sup>2</sup> /s];
$K_v$ ,	eddy diffusivity in the vertical direction	[m <sup>2</sup> /s];
$L$ ,	width of the modeled area	[m];
$P$ ,	static pressure	[mb];
$P_0$ ,	static pressure at the reference level	[mb];
$T$ ,	absolute temperature	[K];
$t$ ,	time	[s];
$u$ ,	velocity in the $x$ direction	[m/s];
$v$ ,	velocity in the $y$ direction	[m/s];
$w$ ,	velocity in the $z$ direction	[m/s];
$x$ ,	coordinate in the direction perpendicular to the coast line	[m];
$y$ ,	coordinate in the direction parallel to the coast line	[m];
$z$ ,	coordinate in the vertical direction	[m];

Greek symbols

$\gamma_0$ , discharge rate	[kg mole/m <sup>3</sup> s];
$\theta$ , potential temperature	[K];
$\theta_{land}$ , potential temperature at the land surface	[K];
$\theta_{sea}$ , potential temperature at the sea surface	[K].

引用文献

- Asai, T. and H. Yoshikado (1973) : Retrospect and prospect of theoretical study of land and sea breeze (in Japanese). *Tenki*, **20**, 119—129.
- Asai, T. and S. Mitsumoto (1978) : Effects of an inclined land surface on the land and sea breeze circulation; A numerical experiment. *J. Met. Soc. Jpn.*, **56**, 559—570.
- Estoque, M. A. (1961) : A theoretical investigation of the sea breeze. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **87**, 136—146.
- Estoque, M. A. (1962) : The sea breeze as a function of the prevailing synoptic situation. *J. Atm. Sci.*, **19**, 244—250.
- Harlow, F. H. and J. E. Welch (1965) : Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface. *Phys. Fluids*, **8**, 2182—2189.
- Ozoe, H., S. Yamamoto, W. Churchill and H. Sayama (1976) : Three-dimensional numerical analysis of laminar natural convection in a confined fluid heated from below. *J. Heat Transfer*, **98C**, 202—207, 519.

## 国立公害研究所特別研究成果報告

- 第 1 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究——霞ヶ浦を対象域として。(1977)  
第 2 号 陸上植物による大気汚染環境の評価と改善に関する基礎的研究——昭和51/52年度 研究報告。(1978)

(改 称)

## 国立公害研究所研究報告

- 第 3 号 A comparative study of adults and immature stages of nine Japanese species of the genus *Chironomus* (Diptera, Chironomidae) (1978)  
(日本産ユスリカ科 *Chironomus* 属 9 種の成虫, サナギ, 幼虫の形態の比較)
- 第 4 号 スモッグチャンバーによる炭化水素——窒素酸化物系光化学反応の研究——昭和52年度 中間報告。(1978)
- 第 5 号 芳香族炭化水素——窒素酸化物系の光酸化反応機構と光酸化二次生成物の培養細胞に及ぼす影響に関する研究——昭和51/52年度 研究報告。(1978)
- 第 6 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(II)——霞ヶ浦を中心として。(1979)
- 第 7 号 A morphological study of adults and immature stages of 20 Japanese species of the family Chironomidae (Diptera). (1979)  
(日本産ユスリカ科20種の成虫, サナギ, 幼虫の形態学的研究)
- 第 8 号 大気汚染物質の単一および複合汚染の生体に対する影響に関する実験的研究——昭和52/53年度 研究報告。(1979)
- 第 9 号 スモッグチャンバーによる炭化水素——窒素酸化物系光化学反応の研究——昭和53年度 中間報告。(1979)
- 第 10 号 陸上植物による大気汚染環境の評価と改善に関する基礎的研究——昭和51/53年度 特別研究報告。(1979)
- 第 11 号 Studies on the effects of air pollutants on plants and mechanisms of phytotoxicity. (1980)  
(大気汚染物質の植物影響およびその植物毒性の機構に関する研究)
- 第 12 号 Multielement analysis studies by flame and inductively coupled plasma spectroscopy utilizing computer-controlled instrumentation. (1980)  
(コンピュータ制御装置を利用したフレームおよび誘導結合プラズマ分光法による多元素同時分析)
- 第 13 号 Studies on chironomid midges of the Tama River. (1980)  
Part 1. The distribution of chironomid species in a tributary in relation to the degree of pollution with sewage water.  
Part 2. Description of 20 species of Chironominae recovered from a tributary.  
(多摩川に発生するユスリカの研究  
——第 1 報 その一支流に見出されたユスリカ各種の分布と下水による汚染度との関係——  
——第 2 報 その一支流に見出された Chironominae 亜科の20種について——)
- 第 14 号 有機廃棄物, 合成有機化合物, 重金属等の土壤生態系に及ぼす影響と浄化に関する研究——昭和53, 54年度 特別研究報告。(1980)
- 第 15 号 大気汚染物質の単一および複合汚染の生体に対する影響に関する実験的研究——昭和54年度 特別研究報告。(1980)
- 第 16 号 計測車レーザーレーダーによる大気汚染遠隔計測。(1980)
- 第 17 号 流体の運動および輸送過程に及ぼす浮力効果——臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究——昭和53/54年度 特別研究報告。(1980)

- 第 18 号 Preparation, analysis and certification of PEPPERBUSH standard reference material. (1980)  
(環境標準試料「リョウブ」の調製, 分析および保証値)
- 第 19 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(III)——霞ヶ浦(西浦)の湖流——昭和53/54年度. (1981)
- 第 20 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(IV)——霞ヶ浦流域の地形, 気象水文特性およびその湖水環境に及ぼす影響——昭和53/54年度. (1981)
- 第 21 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(V)——霞ヶ浦流入河川の流出負荷量変化とその評価——昭和53/54年度. (1981)
- 第 22 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(VI)——霞ヶ浦の生態系の構造と生物現存量——昭和53/54年度. (1981)
- 第 23 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(VII)——湖沼の富栄養化状態指標に関する基礎的研究——昭和53/54年度. (1981)
- 第 24 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(VIII)——富栄養化が湖利用に及ぼす影響の定量化に関する研究——昭和53/54年度. (1981)
- 第 25 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(IX)——*Microcystis* (藍藻類) の増殖特性——昭和53/54年度. (1981)
- 第 26 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(X)——藻類培養試験法による AGP の測定——昭和53/54年度. (1981)
- 第 27 号 陸水域の富栄養化に関する総合研究(XI)——研究総括——昭和53/54年度. (1981)
- 第 28 号 複合大気汚染の植物影響に関する研究——昭和54/55年度特別研究報告. (1981)
- 第 29 号 Studies on chironomid midges of the Tama River. (1981)  
Part 3. Species of the subfamily Orthoclaubiinae recorded at the summer survey and their distribution in relation to the pollution with sewage waters.  
Part 4. Chironomidae-recorded at a winter survey.  
(多摩川に発生するユスリカ類の研究  
——第3報 夏期の調査で見出されたエリユスリカ亜科 Orthoclaubiinae 各種の記載と, その分布の下水汚染度との関係について——  
——第4報 南浅川の冬期の調査で見出された各種の分布と記載——)
- 第 30 号 海域における富栄養化と赤潮の発生機構に関する基礎的研究——昭和54/55年度 特別研究報告. (1982)
- 第 31 号 大気汚染物質の単一および複合汚染の生体に対する影響に関する実験的研究——昭和55年度. 特別研究報告. (1981)
- 第 32 号 スモッグチャンバーによる炭化水素窒素酸化物系光化学反応の研究——昭和54年度 特別研究報告——環境大気中における光化学二次汚染物質生成機構の研究(その1). (1982)
- 第 33 号 臨海地域の気象特性と大気拡散現象の研究——大気運動と大気拡散過程のシミュレーション——昭和55年度 特別研究報告. (1982)

## Report of Special Research Project the National Institute for Environmental Studies

- No. 1\* Man activity and aquatic environment — with special references to Lake Kasumigaura — Progress report in 1966. (1977)
- No. 2\* Studies on evaluation and amelioration of air pollution by plants — Progress report in 1976-1977. (1978)

[Starting with Report No.3, the new title for NIES Reports was changed to:]

## Research Report from the National Institute for Environmental Studies

- No. 3\* A comparative study of adults and immature stages of nine Japanese species of the genus *Chironomus* (Diptera, Chironomidae). (1978)
- No. 4\* Smog chamber studies on photochemical reactions of hydrocarbon-nitrogen oxides system — Progress report in 1977. (1978)
- No. 5\* Studies on the photooxidation products of the alkylbenzene-nitrogen oxides system, and on their effects on Cultured Cells — Research report in 1976-1977. (1978)
- No. 6\* Man activity and aquatic environment — with special references to Lake Kasumigaura — Progress report in 1977-1978. (1979)
- No. 7 A morphological study of adults and immature stages of 20 Japanese species of the family Chironomidae (Diptera). (1979)
- No. 8\* Studies on the biological effects of single and combined exposure of air pollutants — Research report in 1977-1978. (1979)
- No. 9\* Smog chamber studies on photochemical reactions of hydrocarbon-nitrogen oxides system — Progress report in 1978. (1979)
- No.10\* Studies on evaluation and amelioration of air pollution by plants — Progress report in 1976-1978. (1979)
- No.11\* Studies on the effects of air pollutants on plants and mechanisms of phytotoxicity. (1980)
- No.12 Multielement analysis studies by flame and inductively coupled plasma spectroscopy utilizing computer-controlled instrumentation. (1980)
- No.13 Studies on chironomid midges of the Tama River. (1980)
- Part 1. The distribution of chironomid species in a tributary in relation to the degree of pollution with sewage water.
- Part 2. Description of 20 species of Chironominae recovered from a tributary.
- No.14\* Studies on the effect of organic wastes on the soil ecosystem — Progress report in 1978-1979. (1980)
- No.15\* Studies on the biological effects of single and combined exposure of air pollutants — Research report in 1979. (1980)
- No.16\* Remote measurement of air pollution by a mobile laser radar. (1980)
- No.17\* Influence of buoyancy on fluid motions and transport processes — Meteorological characteristics and atmospheric diffusion phenomena in the coastal region. (1980)
- No.18 Preparation, analysis and certification of PEPPERBUSH standard reference material. (1980)
- No.19\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Lake current of Kasumigaura (Nishiura) — 1978-1979. (1981)
- No.20\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Gromorphological and hydro-meteorological characteristics of Kasumigaura watershed as related to the lake environment — 1978-1979. (1981)

- No.21\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Variation of pollutant load by influent rivers to Lake Kasumigaura — 1978-1979. (1981)
- No.22\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Structure of ecosystem and standing crops in Lake Kasumigaura — 1978-1979. (1981)
- No.23\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Applicability of trophic state indices for lakes — 1978-1979. (1981)
- No.24\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Quantitative analysis of eutrophication effects on main utilization of lake water resources — 1978-1979. (1981)
- No.25\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Growth characteristics of *Microcystis* — 1978-1979. (1981)
- No.26\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Determination of argal growth potential by algal assay procedure — 1978-1979. (1981)
- No.27\* Comprehensive studies on the eutrophication of fresh-water areas — Summary of Researches — 1978-1979. (1981)
- No.28\* Studies on effects of air pollutant mixtures on plants — Progress report in 1979-1980. (1981)
- No.29 Studies on chironomid midges of the Tama River. (1981)  
 Part 3. Species of the subfamily Orthoclaadiinae recorded at the summer survey and their distribution in relation to the pollution with sewage waters.  
 Part 4. Chironomidae recorded at a winter survey.
- No.30\* *Eutrophication and Red Tides in the coastal marine environment* — Progress report in 1979-1980. (1982)
- No.31\* Studies on the biological effects of single and combined exposure of air pollutants — Research report in 1980. (1981)
- No.32\* Smog chamber studies on photochemical reactions of hydrocarbon-nitrogen oxides system — Progress report in 1979 — Research on the photochemical secondary pollutants formation mechanism in the environmental atmosphere (Part 1). (1982)
- No.33\* Meteorological characteristics and atmospheric diffusion phenomena in the coastal region — Simulation of atmospheric motions and diffusion processes — Progress report in 1980. (1982)

\* in Japanese

RESEARCH REPORT FROM  
THE NATIONAL INSTITUTE FOR ENVIRONMENTAL STUDIES

No. 33

国立公害研究所研究報告 第33号

(R-33-'82)

---

昭和57年3月31日発行

編集・発行 国立公害研究所

茨城県筑波郡谷田部町小野川16番2

---

印刷 勝美印刷株式会社

東京都文京区小石川1-3-7

Published by the National Institute for Environmental Studies

Yatabe-machi, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan.

March, 1982