温度成層のある乱流境界層内における乱流拡散 (風洞実験)

加藤 真規子

Turbulent Diffusion in Thermally Stratified Turbulent Boundary Layers (Wind-tunnel experiment)

by

Makiko Kato

Meteorological Research Institute, Tsukuba, Japan

(Received Aug. 12, 1981; Revised Oct. 20, 1981)

Abstract

Fundamental experiments on turbulent diffusion in thermally stratified turbulent boundary layers in the wind tunnel were carried out in order to make clear the mechanism of turbulent diffusion.

The wind velocity for this study was 1.6 m/sec and turbulent boundary layer was made by setting an L-shaped metallic bar, whose side length was 19 mm, at the leading edge of a flat plate (Fig. 1). In this boundary layer, temperature profiles were made in nearly straight lines in temperature gradient (1.5K/cm in the case of stable condition and -1.8K/cm in the case of unstable condition on the average; see Fig. 2).

Pure propane gas was emitted from a point source at several heights ($h_s=0.1\sim 9$ cm) which was set at $x=100$ cm, and the concentration distributions were measured three-dimensionally.

Statistic quantities of turbulence were measured by temperature-compensated hot-wire anemometers (single hot-wire, V-meter and X-meter, Pt-plated tungsten wire of 2 mm in length and 5 μ m in diameter) and cold wire (same material as the anemometer, 2 mm and 5 μ m) (Figs. 2, 5, 6, 7, 9).

Turbulent diffusion is obviously affected by the thermally stratified layers (Figs. 10 and 12).

It is clear that the concentration distribution in lateral direction is normal distribution (Fig. 11), then, the concentration of the case of a line source for each source height can be calculated from eq. (4). The distributions of the synthetic concentration are shown in Figs. 13(a)~(d). by the series of symbol $\circ$. The two-dimensional diffusion equation in stationary state is $u(\partial C_L/\partial x) = \partial/\partial z(K_z(\partial C_L/\partial z))$, where K_z is the vertical diffusion coefficient and C_L the concentration from a line source. Integrating the equation with z , the vertical diffusion coefficient K_z can be calculated from the concentration distribution for the line source and wind velocity (eq. (6)).

The profiles of K_z for each condition are shown in Figs. 14(a)~(c). It is evident that K_z is proportional to height z ; $K_z=k\cdot z$, where k is a proportional constant. The values of constant k for each source height and each condition are shown in Table 3.

On the other hand, Sakagami (1954) solved the diffusion equation in which K_z was assumed to be proportional to height z ($K_z = k_s \cdot z$). Sakagami's solution for the line source is given in eq. (8). The concentration distributions for each source height are obtained by choosing suitable parameter B and shown by solid lines in Figs. 13(a)~(d).

The values of k_s (proportional constant for the vertical diffusion coefficient in Sakagami's solution) are calculated from eq. (10) and shown in Table 4(b). The mean values of k_s in the region of $x=120\sim150$ cm agree well with the experimental ones except the case of the source height $h_s=0.1$ cm (Table 3 and Table 4(b)).

1. はじめに

大気中の自然風の現象に関する風洞実験手法は未だ確立されているとは言えず、いろいろ問題もある。しかし、拡散現象を物理現象としてとらえ、風洞を利用してその特性や機構を解明することに関しては、野外における実験がそれ程容易でなく、なかなか同じ条件も得られないので、それなりに大きな意義をもっていると考えられる。殊に、大気の状態は中立状態だけではないので、種々の安定度を取り入れた風洞実験が望まれるが、実際問題としては実験や測定が複雑になり、それ程簡単に行えるものではない。最近では温度成層を取り入れて実験のできる風洞が増え、その成果も報告されているが、特に基礎的な問題を扱っているものは少なく、田中・佐藤 (1978) が乱流構造に関して述べている他は、乱流拡散に関する報告は殆んどない。

ここでは、温度成層のある乱流境界層の中での拡散現象を量的に把握するための基礎的な実験を行った。すなわち、風速が対数分布をしている乱流境界層内に、ほぼ直線的な温度勾配の安定な成層と不安定な成層をつくり、中立の場合も含めて、点源による拡散実験を行い、種々の乱流量と濃度の分布を測定して、それらの量的な関係を得ようと試みた。

2. 実験方法

実験はお茶の水女子大学理学部の風洞で行った。風洞はゲッチンゲン型で、測定部は断面が 70 cm × 70 cm, 長さは 3 m である。測定部の前部には Fig. 1(a) に示すクーラおよび 15 枚のパネルヒータが設置されていて、風洞内に ±35 K/m 程度の温度分布がつけられるようになっている (Sakagami and Kato, 1974)。クーラは 4 段に分かれ、総計で約 4000 本の 3 mmφ ステンレスパイプから成っている。気流の冷却はこれらに冷水ブライ

ン (60% エチレングリコール水溶液) を流すことによって行った。また、加熱は 15 枚のパネルヒータを使用し、そのヒータ電流はサイリスタにより微細に制御した。実験の概略図を Fig. 1(b) に示す。測定部約 1 m のところから下流方向へ、風洞の床面上高さ 12 cm に平板をセットした。座標原点は平板前縁中央にとり、流れ方向を x 軸、流れに直角な水平方向を y 軸、鉛直方向を z 軸とする。これに伴う風速の三成分はそれぞれ、 u , v , w とし、これらの時間平均は $\bar{}$ を、変動分は $''$ をつけて表わす。

乱流境界層は前縁 ($x=0$) に一辺が 19 mm の L 型アングルを置いてつくった。風洞風速 U は 1.6 m/sec とした。これは、大きな風速では十分な温度勾配が得られないためである。風速は 5

Fig. 1(a) Cooling and heating units.

Fig. 1(b) Schematic diagram of the experiment,

$\mu\text{m}\phi$ 白金メッキタングステン線の定温度型熱線風速計により測定した。風速の u 成分には長さ 2 mm の単線の熱線風速計, v 成分には一辺が 2 mm の V メータ, w 成分には同じく一辺が 2 mm の X メータを使用した。一般に熱線風速計は風速に応答すると同時に温度にも応答し, 温度成層がある場合には正しい風速を測定できない。そのため, 直径 5 μm , 長さ 2 mm の白金メッキタングステン線抵抗温度計を使用して, Sakagami and Kato (1974) の方法による温度補償を行い, 各風速成分の測定をした。熱線風速計は 0.30 mm/sec の速度で高さ方向に移動させながら, 各風速成分とその変動風速の r. m. s 値および温度補償用抵抗温度計の温度とその変動温度の r. m. s 値を 7 チャンネルアナログデータレコーダに連続記録をし, 同時に, 平均値と変動分の r. m. s 値を記録計で記録した。測定位置は, $x=100, 120, 130, 140, 150$ cm である。

直線的な温度勾配の温度成層をつくるには, 風洞内に設置したクーラとヒータを利用するだけでは不十分であったので, さらに補助的なクーラとヒータを使用した。補助のクーラは $x=37\sim 63$ cm のところに銅板のパネルを置き, 安定な温度成層の場合に用いた。この銅板パネルは中が空洞で, 約 0°C に設定したブラインがクーラからバイパスして, しきり板によって中を 2 往復流れるようにした。不安定な温度成層の場合には, $x=74$ cm と 80 cm のところにコイル状に巻かれたニクロム線を y 方向約 60 cm にわたって置き補助ヒータとした。補助ヒータの性状および動作条件は Table 1 に示す。

Table 1. Sizes and working conditions of the subheaters.

x (cm)	74	80
Diameter of Nichrome wire (mm)	0.8	0.7
Diameter of coil (mm)	7.8	5.4
Pitch of coil (mm/turn)	2.5	2.5
Electric resistance (at about 25°C) (Ω)	14.0	10.5
Voltage (V)	70	60
Current ($U=1.6$ m/sec) (A)	4.8	5.3

この実験では, 再現性のある温度分布を得るために, クーラの上流約 30 cm のところに水銀接

点温度計の感部をセットし, ここでの温度が夏期をのぞいて 14°C に保たれるようにした。それには, 温度分布に直接関係のない最上部 2 枚のパネルヒータをサーモスタットにより ON-OFF させ, 場合によってはクーラの最上ブロックのブライン量を加減することによって, 風洞内を回流してきた気流の温度 T_w を $T_w=14.0\pm 0.3^\circ\text{C}$ に制御した。 T_w は高さの方向に分布がないことを確かめた。クーラのブラインは風洞への流入口で $T_B=0.0\pm 0.5^\circ\text{C}$ に調節し, 最上段をのぞいた各ブロックに流すブライン量も一定にした。ヒータ電流は 10 回転ポテンショメータにより微調制御できるので, サーモスタットが作動する状態であれば室温に関係なく一定した温度分布が得られる。補助のクーラとヒータは温度分布の如何にかかわらずセットしたままとした。

実験は点源からの拡散実験とした。点源は外径 1.8 mm, 内径 1.5 mm の真鍮パイプを曲線的な Γ 型にして, $x=100$ cm のところから純プロパンガスをトレーサとして放出した。放出源の高さ h_s はパイプの中心で, $h_s=0.1, 0.5, 1, 2, 3, 5$ cm とし, 高放出源として $h_s=7, 9$ cm についても実験をした。ガスの放出量は y, z 方向の拡散範囲と検出可能な濃度を考慮して, $h_s=0.1$ cm の場合は 0.4 cc/sec, 0.5 ~ 3 cm の場合は 0.8 cc/sec, 5 ~ 9 cm の場合は 1 cc/sec とした。ガス濃度の測定は, 外径 1.2 mm, 内径 1.0 mm の真鍮パイプの先端を z 方向に少しづつして吸引口とした濃度測定用プローブを用いた。サンプリングガスは容量を小さくした熱帯魚用ポンプを通して水素炎イオン検出器へ導き, そのイオン電流を増幅して記録計に記録した。ガス濃度とイオン電流の関係は 2500 ppm まで直線であった。また, 濃度測定のためのサンプリングガスの吸引量は 0.8 cc/sec で, ガス吸引の線速度が $z=0$ の附近をのぞいて風速 $\bar{u}$ を越えないようにした。濃度に対する時定数は約 3 sec なので, 濃度測定はプローブを z 方向に 0.13 mm/sec または 0.086 mm/sec の速度での移動測定とした。測定箇所は, $x=115, 120, 130, 140, 150, 160$ cm とし, 各 x については, 拡散巾に応じて y 方向に 6 ~ 8 点をとって, 各点において z 方向に濃度を測定して三次元的な濃度分布を得た。実験に使用した風洞が回流式なので, 実験中にバックグラウンド濃度は極くわずかず増してゆく。このため, 各測定点について測定前後のバ

ックグラウンドを測定し、その間はバックグラウンドが一様に変化するものとして得られた濃度に補正を施した。

3. 実験結果及び解析

(1) 温度の分布

乱流境界層内につくられた温度 $\bar{T}$ の分布と変動

温度の r.m.s 値 $\sqrt{T'^2}$ の分布を Fig. 2 に示す。ここで、高さについての温度勾配が正の場合を安定、負の場合を不安定、温度勾配のない時を中立と呼ぶことにすると、 $x=100\text{ cm}\sim 150\text{ cm}$ の範囲で、平均的な温度勾配は安定の場合 1.5 K/cm 、不安定では -1.8 K/cm が得られた。安定な成層の場合には、上層では中立から少し不安定気味に

Fig. 2. Profiles of $\bar{T}$ and $\sqrt{T'^2}$ at $x=100, 120$ and 150 cm .

Fig. 3. Profiles of $\bar{T}$ at $y=0, \pm 4, \pm 8\text{ cm}$, for $x=150\text{ cm}$.

なっていて、 $h_s=5\sim 9$ cm の場合は、この点を考慮する必要があるかもしれない。 $\sqrt{T'^2}$ は、安定の場合には上層の方が大きな値を示すが、これは温度成層をつくるのに下層は冷却水により冷却し、上層の部分をヒータで加熱して温度勾配をつけたので、上層の方がヒータの影響により温度変動が大きい結果を示す。また、不安定の場合は安定の場合と逆の設定になるので下層の方の温度変動が大きい結果を示す。

得られた温度分布の2次元性をみるために、 $x=150$ cm における $y=0, \pm 4, \pm 8$ cm での温度 T の鉛直分布の測定結果を Fig. 3 に示す。安定で

は 1.2 K、不安定では 2 K 程度の差があるが、濃度分布を測定した $y=\pm 8$ cm の範囲内では、ほぼ2次元的な温度分布であると考えてよい。

(2) 速度の分布

温度補償をして得られた平均風速 $\bar{u}$ の鉛直分布を Fig. 4 に示す。 $x=100$ cm における境界層の厚さは風速の 95% 値で 10 cm が得られた。中立の場合は対数分布を示し、摩擦速度 u_* は約 6.5 cm/sec、粗度定数 z_0 は 8×10^{-4} cm である。 $\partial\bar{u}/\partial z$ の値を中立の場合に対して比較すると、平板近くをのぞいて、不安定の場合は小さく、安定

Fig. 4. Profiles of mean wind velocity for stable, neutral and unstable conditions.

Fig. 5. Profiles of $\sqrt{u'^2}$ for stable, neutral and unstable conditions.

の場合は中立より少し大きいまたはほぼ同じ程度である。これは、不安定の場合には、より大きな乱れ（特に w 成分）のため混合作用の効果も大きく、風速はより平均化されて $\partial \bar{u} / \partial z$ が小さくなり、安定の場合にはこれと反対にやや大きめになったと解釈できる。一般に大気中の典型的な風速分布では、高さが低いところでは安定度によらずに対数分布をし、高さが高くなるにつれて安定度の度合によって対数分布からはずれ、安定では $\partial \bar{u} / \partial z$ が大きい方向に、不安定では小さい方向にはずれた分布となる。しかし、風洞内では一般流の風速が一定で、境界層の厚さも制限されるので、

風速分布には顕著な差が現われなかったものと思われる。

風速の三成分 u, v, w の変動風速のr.m.s値 $\sqrt{u'^2}, \sqrt{v'^2}, \sqrt{w'^2}$ の鉛直分布をそれぞれ Fig. 5, Fig. 6 および Fig. 7 に示す。不安定の場合は3成分ともに中立の場合に比較して大きな値を示す。安定の場合は、高さが低いところでは中立の場合より小さな値を示すが、 $\sqrt{v'^2}$ と $\sqrt{w'^2}$ は高さが少し高くなると中立の場合よりも少し小さいか、またはほぼ同程度の値を示し、高さが8cm以上では中立の場合よりも大きな値を示す。また、 $\sqrt{u'^2}$ では高さが1cm以上で中立の場合より

Fig. 6. Profiles of $\sqrt{v'^2}$ for stable, neutral and unstable conditions.

Fig. 7. Profiles of $\sqrt{w'^2}$ for stable, neutral and unstable conditions.

Fig. 8. Visualizations of the flow by means of the ears of dandelion and the profiles of $\sqrt{w'^2}$ at $x=120$ cm in z -direction for stable and unstable conditions.

も相対的に大きな値を示す。これは、安定の場合は下層の部分を冷却水により低温にし、上層の部分はヒータの加熱により高温にして勾配が正の温度分布をつくったことによる。このため上層の部分は、上流のパネルヒータの加熱による大きな温

度勾配（密度勾配）に浮力効果が伴って流れに乱れをつくり、それが下流で発達して乱れのエネルギーが増加し、その変動速度も比較的大きな値を示している。この結果については、タンポポによる風向計（坂上, 1975）を利用して流れを観察し、

Fig. 9. Profiles of $\bar{v}$ and $\bar{w}$ by actual recordings at $x=100$ cm for stable, neutral and unstable condition. In these charts, profiles of $\sqrt{v'^2}$ and $\sqrt{w'^2}$ are also recorded at the left-side of $\bar{v}$ and $\bar{w}$ respectively in appropriate output range.

Table 2. Examples of concentration distributions in yz -plane for $h_s=2$ cm at $x=120$ and 150 cm.

unit: ppm

		$x=120$ cm						$x=150$ cm					
	z (cm) \ y (cm)	-3.6	-2.3	-1.0	0.3	1.6	2.9	-6.5	-4.2	-1.9	0.4	2.7	5.0
Unstable	0.1	101	230	370	426	276	172	81	140	224	239	187	91
	1.1	200	417	577	529	417	224	83	151	208	213	164	101
	2.1	253	498	640	581	463	244	84	148	186	188	151	109
	3.1	269	512	646	590	468	246	82	142	176	177	143	109
	4.2	266	493	623	566	439	237	80	136	165	169	138	107
	5.2	255	443	555	506	397	218	79	131	155	165	132	101
	6.2	232	386	477	441	349	196	76	123	147	159	125	94
	7.3	201	321	399	368	290	168	74	116	140	152	120	86
	8.3	168	265	322	301	237	143	70	109	136	145	112	75
	9.3	134	216	251	236	186	111	57	99	131	135	103	68
	10.4	94	161	193	171	137	86	49	89	124	127	96	60

	z \ y	-3.3	-2.0	-0.7	0.6	1.9	3.2	-5.8	-3.5	-1.2	1.1	3.4	5.7
Neutral	0.1	101	198	359	328	260	86	91	239	366	374	243	86
	1.1	195	484	642	636	433	224	118	244	359	333	234	107
	2.1	283	538	775	741	496	258	126	226	307	273	215	117
	3.1	308	555	787	759	495	277	117	208	265	253	191	112
	4.2	301	514	729	697	465	277	108	187	239	233	175	103
	5.2	271	448	645	602	410	254	99	171	218	212	155	95
	6.2	229	379	543	497	351	220	90	156	198	190	139	83
	7.3	177	312	427	396	283	174	82	141	177	165	124	73
	8.3	131	242	315	291	211	130	73	126	156	139	107	62
	9.3	87	161	214	213	133	80	65	109	138	118	93	54
	10.4	45	101	125	140	62	—	57	94	120	100	81	44

	z \ y	-3.1	-1.8	-0.5	0.8	2.1	3.4	-6.0	-3.7	-1.4	0.9	3.2	5.5
Stable	0.1	182	328	421	354	250	151	78	187	343	400	328	182
	1.1	270	468	842	744	499	218	106	203	348	380	317	182
	2.1	369	655	920	796	567	265	111	208	328	354	291	175
	3.1	393	666	920	796	580	282	104	193	291	317	255	161
	4.2	382	608	863	739	555	266	96	175	252	276	224	144
	5.2	308	504	719	622	463	220	90	157	222	240	194	127
	6.2	228	405	534	471	318	170	82	141	197	210	170	108
	7.3	178	312	404	333	226	121	71	122	168	180	147	90
	8.3	127	218	285	226	159	82	62	107	143	151	120	76
	9.3	86	140	172	125	106	55	52	86	122	126	94	60
	10.4	55	67	99	74	68	37	44	69	98	103	70	45

温度補償を施した熱線風速計による測定が間違いでないことを確かめた。安定と不安定の場合の $x=120$ cm での乱れの、主として鉛直成分の様子と、そのときの $\sqrt{w'^2}$ の鉛直分布を Fig. 8 に示す。タンポポの穂はナイロンの単繊維で 1.5 cm 毎に 1 mm ϕ のピアノ線につけてあり、非常に軽く抵抗も小さいので流れの動きを敏感にとらえる。タンポポの動きは、安定の場合に上層の乱れが小さくないことを表わし、不安定の場合も合せて乱れの様子を定性的によく示している。

さらに、平板近くの変動速度 $\sqrt{u'^2}$ と $\sqrt{v'^2}$ は水平方向の成分なので、風洞の大きさ以内では運動の制限をあまり受けないで高さ方向にほぼ一様に分布して上層で減少する分布であるが、鉛直成分の $\sqrt{w'^2}$ は、高さが低いところで平板による運動の制限を受けて乱れが小さくなっているのが判る。

風速の $\bar{u}$ と $\bar{w}$ はほとんど無く、 $x=100$ cm に

おける $\bar{u}$ と $\bar{w}$ の鉛直分布を実測例で Fig. 9 に示す。 $\bar{u}$ と $\bar{w}$ は平均値が高さ方向に変化しないで分布している。同図で高さ方向に減少しているのはそれらの変動風速の r.m.s 値の分布である。

(3) 濃度の分布

濃度の測定により得られた結果の一例として、 $h_s=2$ cm の場合の $x=120$ cm と 150 cm について、 yz 面の濃度の値を Table 2 に示し、濃度が 200, 400, 600, 800 ppm ($x=120$ cm) および 100, 200, 300 ppm ($x=150$ cm) の等濃度線を Fig. 10 に図示する。この図から、中立の場合に比較して不安定な場合は拡散の度合いが大きく、安定な場合は少し拡散がおさえられていることが判る。一般に横方向 (y 方向) の濃度分布は正規分布であるとされているが、Fig. 11 における $x=150$ cm, 中立の場合の横方向濃度分布の例もこのことを示している。この横方向の濃度分布 C は、

Fig. 10. Examples of the concentration distributions for $h_s=2$ cm at $x=120$ and 150 cm. Equi-concentration contours are shown by solid lines.

Fig. 11. Concentration distributions in y -direction for $h_s=2$ cm at $x=150$ cm, neutral condition.

拡がり幅のパラメータを $2\sigma_y^2$ (σ_y^2 は分散を表わす), 最大濃度を C_m とすると,

$$C = C_m \exp(-y^2/2\sigma_y^2) \quad (1)$$

で表わせ, Fig. 11 のような分布から最小二乗法によって, $2\sigma_y^2$ と C_m を求めることができる。

ここで, 3次元拡散の濃度分布から, 鉛直方向拡散係数 K_z (後述) を算出するために, (1) 式を積分区間 $[-\infty, \infty]$ で積分した濃度 C_L を求めると

$$\begin{aligned} C_L &= \int_{-\infty}^{\infty} C dy = 2C_m \int_0^{\infty} \exp(-y^2/2\sigma_y^2) dy \\ &= C_m \sqrt{2\pi} \sigma_y \end{aligned} \quad (2)$$

となる。 C_L は拡散の放出源を y 方向の線源とした2次元拡散の濃度を表わす。

Fig. 10 で示した例の各高さの濃度分布について $2\sigma_y^2$ と C_m を求め, (2) 式から2次元拡散に拡張した濃度の鉛直分布は Fig. 12 となり, 安定度による拡散の差がさらにはっきりする。各点源について, (2) 式による線源の鉛直濃度分布を求め, 例として $h_s=0.1, 1, 3, 7$ cm の濃度分布を Fig. 13 に○印で示した。各高さの場合とも, 安定より中立, 中立より不安定と拡散の度合が大きくなり, そのため濃度の値も小さくなっている。濃度は地上源 $h_s=0.1$ cm の場合をのぞいて, 高さとの関係は便宜上両対数でプロットしてある。 $h_s=0.1$ cm の場合 (Fig. 13(a)) には濃度分布は片対数グラフ上で直線となる。このことは, 物質に対する鉛直方向拡散係数 K_z が高さに比例することを示している。すなわち, K_z の扱い方としては大別して, K_z を高さに比例するもの (Sakagami, 1954) と K_z を定数とするもの (Sutton, 1932) があり, 地上線源の場合の両者の鉛直濃度分布は,

$$\text{Sakagami の場合 } C \propto \exp(-Z/B) \quad (3)$$

$$\text{Sutton の場合 } C \propto \exp(-Z^2/B_1) \quad (4)$$

となる。 B, B_1 はそれぞれ Sakagami と Sutton の式に対する鉛直方向拡散の拡がり幅に関する量である。もし, 鉛直濃度分布が (4) 式に従うとすれば, 横方向拡散と同じように, 高さ方向にも正

Fig. 12. Concentration profiles for the line sources calculated from eq. (2), for $h_s=2$ cm.

規分布で濃度が減少していく筈で、片対数グラフ上では Fig. 13(a) のような直線分布にはならない。Fig. 13(a) が直線分布を示すということは、鉛直濃度分布が (3) 式に従うということを明瞭に示している。したがって Figs. 13(a)~(d) には、測定結果によく一致する Sakagami の式による濃度分布 (後述) を求めて実線で示し、そのときの B の値を求めた。

次に、連続線源すなわち定常状態の 2 次元拡散方程式は、鉛直方向の拡散係数を K_z として、

$$\bar{u} \frac{\partial C_L}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C_L}{\partial z} \right) \quad (5)$$

で与えられる。 K_z は Kato and Sakagami (1966) により K_z の関数形を仮定しないで濃度分布から直接に、

$$K_z = \frac{\int \bar{u} \frac{\partial C_L}{\partial x} dz}{\frac{\partial C_L}{\partial z}} \quad (6)$$

として求めることができる。(6) 式による K_z を $h_s=0.1 \sim 3$ cm について算出し、 $h_s=0.5, 1, 3$ cm の結果を Figs. 14(a)~(c) に示す。この方法は微分形が入っているので K_z をあまり精度よく求められない上に、三次元濃度分布から二次元の場合の濃度を算出しなければならないので、精度はさらに落ちる。それ故、距離 x ($x=120 \sim 150$ cm) によって K_z が変化するかどうかの明確な区別はできなかった。したがって図中には、距離 x による区別をしないで単に安定度別に K_z をプロットしてある。また、 $h_s=5 \sim 9$ cm については、 K_z の算出がかなり困難で求められなかった。

線源拡散の実験に対する Kato and Sakagami (1966) の結果および Figs. 14(a)~(c) の温度成層も含めた点源拡散実験の結果からみても、乱流境

界層内では、 K_z は高さに比例するとして扱うべきである。ここで K_z を

$$K_z = k \cdot z \quad (7)$$

として、定数 k を求めると Table 3 になる。

物質が速度場の因子により拡散すると考えると、鉛直方向拡散係数 K_z は鉛直変動風速の r.m.s 値 $\sqrt{w'^2}$ によると考えられる。しかし Fig. 7 が示す $\sqrt{w'^2}$ の安定度による差は、実際の拡散実験が示す K_z の安定度による明瞭な差つまり k の安定度による差よりも小さい。したがって、この $\sqrt{w'^2}$ が、 k の安定度による差に対して直接的な

Fig. 13(a). $h_s=0.1$ cm

Fig. 13. Concentration profiles for the line sources calculated from eq. (2). The values of the concentration are shown by the series of symbol O. Solid lines express calculated concentration distributions based on eq. (8).

Table 3. Values of coefficient k obtained from concentration distributions and wind velocity.

h_s (cm)	Stable k (cm/s)	Neutral k (cm/s)	Unstable k (cm/s)
0.1	3.5	4.8	6.0
0.5	3.9	5.0	9.6
1	4.6	5.8	13.0
2	4.3	6.1	11.8
3	4.0	5.7	9.8

$h_s : 1 \text{ cm}$

Fig. 13(b). $h_s = 1 \text{ cm}$

$h_s : 3 \text{ cm}$

Fig. 13(c). $h_s = 3 \text{ cm}$

Fig. 13(d). $h_s = 7 \text{ cm}$

Fig. 14(a). $h_s = 0.5 \text{ cm}$

Fig. 14. Profiles of K_Z . The values of K_Z are plotted without distinction of the travelling distance Δx .

Fig. 14(b). $h_s = 1 \text{ cm}$

Fig. 14(c). $h_s = 3$ cm Fig. 15. Distributions of B against the travelling distance Δx for each source height.

作用をあまりもたず、 k に対しては安定度による他の因子も関係していることがうかがえる。

次に、 K_z が z に比例し、また経過時間の関数

であるとしている Sakagami (1956, 1960) によると、連続線源による濃度 C は

$$C = \frac{Q}{u} \cdot \frac{1}{B} \exp[-(h+z)/B] J_0\left(i \frac{2\sqrt{hz}}{B}\right) \quad (8)$$

$$B = q_B(\varphi_B x + \exp(-\varphi_B x) - 1) \quad (9)$$

となり、Sakagami の式による鉛直方向拡散係数 K_{zs} は

$$K_{zs} = q_B \varphi_B (1 - \exp(-\varphi_B x)) \bar{u} \cdot z \equiv k_s \cdot z \quad (10)$$

で表わせる。ここで、 q_B と φ_B は拡散パラメータである。また Q は単位時間、単位長さ当りの放出量、 h は線源の高さ、 J_0 は変形された 0 次の第 1 種ベッセル関数、 x は放出源からの風下距離を表わす。 B は鉛直方向拡散の拡がり幅、すなわち拡散係数に關係する量である。前述したように Fig. 13 には線源の場合の濃度分布に (8) 式を適用し、分布を最もよく表わす B の値を選んで計算した濃度分布が実線で描かれているが、この B の値を風下距離についてプロットすると Fig. 15 が得られる。安定度による B の値をくらべると、拡散の度合いが大きい不安定の場合の方がより大きな B の値で分布し、安定の場合は逆に、小さな値を示すことが判る。 B は経過距離 x の関数として (9) 式で表わされるので、 B の分布から q_B と φ_B を求めることができ、さらに (10) 式により、 K_{zs} の z に対する比例定数 k_s を求めることができる。 q_B と φ_B および k_s の値を Tables 4(a), (b) に示す。ここで $\bar{u}$ の値は放出源の高さにおける風速を適用している。Table 4(b) において、 $h_s = 0.1 \sim 3$ cm の

Table 4(a). Values of q_B and φ_B .

h_s (cm)	Stable		Neutral		Unstable	
	φ_B (cm ⁻¹)	q_B (cm)	φ_B (cm ⁻¹)	q_B (cm)	φ_B (cm ⁻¹)	q_B (cm)
0.1	0.71	0.055	0.45	0.10	0.17	0.40
0.5	0.35	0.11	0.28	0.17	0.14	0.53
1	0.23	0.18	0.20	0.24	0.077	1.5
2	0.15	0.26	0.12	0.42	0.078	1.05
3	0.11	0.33	0.087	0.56	0.061	1.4
5	0.053	0.70	0.041	1.2	0.030	2.9
7	0.026	1.2	0.019	2.4	0.011	10
9	0.014	2.3	0.008	6.0	0.003	50

Table 4(b). Values of coefficient k_s calculated from eq. (10) at each x .

h_s (cm)	x (cm)	Stable k_s (cm/s)	Neutral k_s (cm/s)	Unstable k_s (cm/s)
0.1	120	1.9	2.2	3.6
	130	1.9	2.2	3.7
	140	1.9	2.2	3.7
	150	1.9	2.2	3.7
	[mean]	[1.9]	[2.2]	[3.7]
0.5	120	3.6	4.5	7.5
	130	3.6	4.5	7.8
	140	3.6	4.5	7.9
	150	3.6	4.5	7.9
	[mean]	[3.6]	[4.5]	[7.8]
1	120	4.3	5.1	10.6
	130	4.3	5.2	12.2
	140	4.4	5.2	12.9
	150	4.4	5.2	13.2
	[mean]	[4.3]	[5.2]	[12.2]
2	120	4.3	5.6	8.2
	130	4.5	5.9	9.3
	140	4.5	6.1	9.9
	150	4.6	6.1	10.1
	[mean]	[4.5]	[5.9]	[9.4]
3	120	4.1	5.1	7.9
	130	4.5	5.7	9.4
	140	4.6	6.0	10.2
	150	4.6	6.1	10.7
	[mean]	[4.5]	[5.7]	[9.5]
5	120	3.4	3.8	5.4
	130	4.1	4.8	7.1
	140	4.5	5.4	8.4
	150	4.8	5.9	9.3
7	120	1.9	2.1	3.2
	130	2.5	2.9	4.5
	140	3.0	3.5	5.7
	150	3.3	4.0	6.8
9	120	1.1	1.0	1.4
	130	1.6	1.6	2.1
	140	2.0	2.0	2.8
	150	2.3	2.4	3.5

較してみると、 $h_s=0.1$ cm を除いてかなりよく一致していることが判る。 $h_s=0.1$ cm については、地上源の場合の拡散式に対する風速の適用が問題にもなるので、根本的には別な扱い方をする必要があろう。また、 $h_s=5\sim 9$ cm については、 k_s は経過距離により変化し、 h_s が増すにつれて小さな値を示す。これは、上層では乱流強度が高さにつれて減少している結果、上層の点源ほど拡散の度合が小さくなるからである。

4. 結 果

乱流境界層内に、ほぼ直線的な温度勾配をもつ安定および不安定な温度成層をつくり、中立の場合も合せてその乱流境界層内の乱流構造を測定し、点源による拡散実験を行った結果、以下の結論が得られた。

(1) 速度、変動速度および濃度分布は温度成層の影響を受ける。不安定な場合は変動速度が大きくなり、拡散の度合も大きい。安定の場合はほぼその反対の特性を示した。

(2) 物質に対する鉛直方向拡散係数 K_z を、その関数形を仮定しないで鉛直濃度分布と定常な 2 次元拡散方程式から直接に求めた結果、温度成層がある場合についても K_z が高さの一次関数 $K_z=k\cdot z$ であることが判った。比例定数 k は点源の高さによって変るとともに、安定度によっても明瞭な差を示す。

(3) 濃度分布から直接に求めた鉛直方向拡散係数 $K_z=k\cdot z$ の比例定数 k の値は、Sakagami の鉛直方向拡散幅 B の分布から拡散パラメータ q_B と φ_B を求め、これらにより求めた拡散係数 $K_{zs}=k_s\cdot z$ の k_s の値とよく一致した。

謝 辞

この論文を書くにあたり、有益なコメントと励ましのお言葉を頂きました、坂上治郎お茶の水女子大学名誉教授に感謝いたします。また、実験に際していろいろ協力して下さいました、根本 茂お茶の水女子大学教授、便宜をはかって下さいました物理気象研究部の久保次郎部長および花房龍男第 2 研究室室長に感謝の意を表します。

場合は各経過距離についての k_s の値はほとんど差がなく、その平均値と Table 3 の k の値を比

References

- Kato, M. and Sakagami, J., 1966: Turbulent diffusion in turbulent boundary layers, Natural Science Report, Ochanomizu Univ., 17(2), 33-43.
- Sakagami, J., 1954: On the turbulent diffusion in the atmosphere near the ground, Natural Science Report, Ochanomizu Univ., 5(1), 79-91.
- Sakagami, J., 1956: On the atmospheric diffusion of gas or aerosol near the ground, Natural Science Report, Ochanomizu Univ., 7(1), 25-61.
- Sakagami, J., 1960: On the relation between the diffusion parameters and meteorological conditions, Natural Science Report, Ochanomizu Univ., 11(2), 127-159.
- Sakagami, J. and Kato, M., 1974: On an apparatus for generating thermally stratified layers in a wind tunnel and measurement of wind velocity in those layers, Theor. and Appl. Mech., 22, 451-456.
- Sutton, O.G., 1932: A theory of eddy diffusion in the atmosphere, Proc. Roy. Soc. A135, 143-165.

参考文献

- 坂上治郎, 1975: 流れの可視化法, 気象研究ノート, No. 124, 4-5.
- 田中航二・佐藤浩, 1978: 温度成層流中の流れの構造, 東京大学宇宙航空研究所報告, 14(3), 869-886.

温度成層のある乱流境界層内における乱流拡散 (風洞実験)

加藤真規子

温度成層のある乱流境界層の中で, 点源 (点源の高さ 0.1~9 cm) による乱流拡散実験を行い, 温度, 風速に関する乱流量と濃度分布を測定した。乱流境界層の厚さは約 10 cm で, つくられた温度成層は, 安定な温度成層の場合の平均的な温度勾配が約 1.5 K/cm, 不安定の場合で -1.8 K/cm であった。乱流場と拡散場は温度成層の影響を受け, 不安定の場合には風速の乱れが大きくなり, 拡散の度合も中立の場合に比較して大きかった。安定の場合はこれと反対の傾向を示した。流れに直角な水平方向の濃度分布は正規分布を示した。また, 地上線源拡散の場合に, 濃度分布から直接に鉛直方向拡散係数 K_z を算出した結果は, K_z が高さに比例することが得られているが (Kato and Sakagami, 1966), 温度成層がある場合にも K_z が高さに比例することが判った。この K_z は Sakagami の式による拡散係数とよく一致した。