

大気汚染に関する風洞実験(2)

粗度板による乱流境界層

京都大学工学部 正員 庄司 光, 山本剛夫

同

学生員 八木康雄, 石川義紀, ○塚谷恒雄

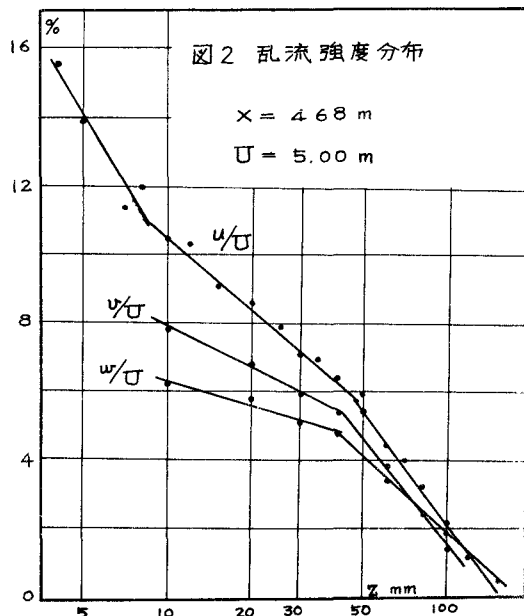
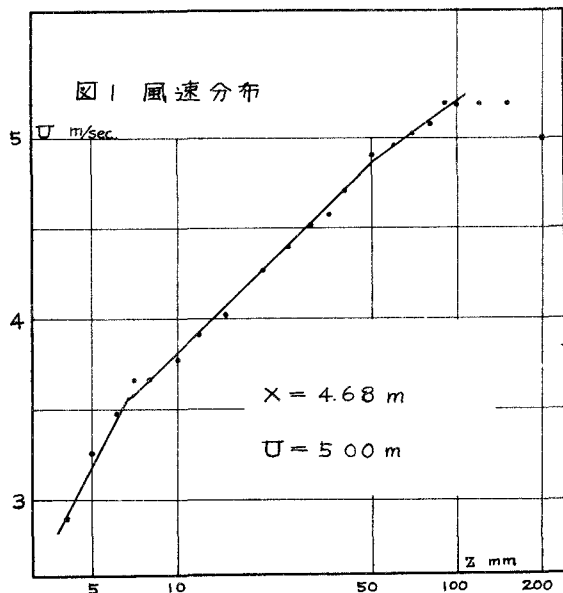
1. まえがき

大気拡散の解を求めるには通常 $\frac{dX}{dt} = \nabla(K \cdot \nabla X)$ なる偏微分方程式より出発するために、地形・気象などの複雑な境界条件・初期条件を考慮した解を得ることは困難である。本研究は京都大学工学部緩速風洞(エッフェル型, 測定断面 $2.5\text{ m} \times 15\text{ m}$, 最大風速 25 m/sec)を用い、野外の大気拡散を風洞模型で定性的に、またある程度定量的に再現し、もって大気汚染制御に資することを目的とする。ここでは粗度板による乱流境界層の乱流構造と、その中の拡散についての実験結果の概要を報告する。

2. 乱流構造について

$1.8\text{ m} \times 4.7\text{ m}$ の平板に中 $1.2\text{ mm} \sim 25\text{ mm}$ の砂を敷きつめ、風洞床上 30 cm にこの粗度板を流線に平行に設置した。温度校正を施した定温度型熱線風速計による粗度板上の平均風速の沿直分布測定例を図1に示す。座標原点を粗度板前縁にとり、主流方向にX軸、垂直方向にZ軸をとる。Y方向は一様であると仮定した。乱流強度分布例を図2に示す。

図1、図2より粗度板による乱流境界層は3つの層に分けられ、各々が対数分布をなし、乱流強度分布より乱れは非等方性であることがわかる。層流における境界層は速度勾配より定義しているが、乱流の場合は風速の変動が大きいので、乱流強度から境界層を定義するのが妥当と考える。境界層厚さは距離 風速が増大するにつれて発達し、乱流強度も位置によって異なるため、この乱流場は一様ではない。



1/30 オクターブバンド フィルター による乱流速度のスペクトルを図3に示す。これより乱流速度は10cps ~100cpsで peak をもち、その範囲の周波数が非等方性に寄与している。

x-方向の乱流速度を電磁オシロ グラフ で記録し、KDC-Iで自己相関係数を計算した。一例を図4に示す。図5に time scale $t_E = \int_0^\infty R(t)dt$ を示した。これによれば 粗度板から離れるに従って t_E は小さくなる。

以上より平均流のもつ運動エネルギーの一部は空気の粘性と粗度板突起により、乱流速度のエネルギーに変わり、 $Z=10\text{mm} \sim 50\text{mm}$ では 10cps ~100cps の周波数に起因する非等方性が顕著であり、境界層の上層部になって粗度板の影響を受けなくなるにつれて eddy は小さくなり、乱れは等方性になる。

3. 拡散 について

$X=3.0\text{m}$, $Z=5.00\text{cm}$ でエタンを平均流と同一速度で放出し、点源より1.50 m後方で赤外線ガス分析計で濃度を測定した。図6にみられるように y-方向の濃度は周辺部を除いて 正規分布で近似される。点源より0.8m ~1.5m の範囲では y方向の濃度分布の拡散巾 標準偏差はXの一次式で近似されるといえる。

図7に $X=1.50\text{m}$ における y Z 断面の等濃度分布図を示す。これは Z方向に 1.0 cm 間隔、y方向に 1.0 cm ~2.0 cm 間隔の濃度測定結果から作製したものである。最大濃度点は点源より約1.5 cm 下降しているが、これは DAVAR, CERMAK の実験においてもみられる。また乱流境界層の底部において拡散運動が顕著であることがわかる。

文献

- 1) F PASQUILL Atmospheric Diffusion D VAN-NOSTRAND COMPANY 1962
- 2) K S. DAVAR, J. E. CERMAK INT J AIR WAT POLL PERGAMON PRESS 1964 vol 8 pp 339-354.

