

ラフネス内の高さ方向平均風速分布に関する数値計算

丸山 敬・石崎 潑雄

NUMERICAL STUDY ON MEAN WIND SPEED PROFILE IN ROUGHNESS

By *Takashi* MARUYAMA and *Hatsuo* ISHIZAKI

Synopsis

Near the ground the wind characteristics are directly affected by roughness elements and the wind velocity profiles vary with the location.

In this paper the spatially averaged mean wind speed profiles in this region were calculated numerically using the eddy viscosity hypothesis. The results of calculation were compared with the experimental data and the roughness parameter which was appeared in the model was evaluated. The roughness parameter includes the drag coefficient of roughness element and the friction velocity at the roughness height. The results shows that the roughness parameter depends on the roughness configuration. In case of cubics arrayed in a staggered pattern the relation between the roughness parameter and the roughness density was obtained.

1. は じ め に

通常、地表面上の高さ方向風速分布すなわち風速のプロファイルはべき法則あるいは対数法則によって表されることが多い。しかし、市街地のように建築物等の粗度要素が高層化、高密度化してくると地面付近でべき法則や対数法則が成り立たなくなる。従って、市街地における中低層構造物の耐風設計に用いる基準風速を求めたり、地上付近の風環境を予測するためにはラフネス内の気流性状を知る必要がある。

ラフネス内のように粗度要素の影響を直接受ける層をキャノピーと呼ぶ。森や林、あるいは農作物内のような植物キャノピーに関しては数多くの実験や、観測が行われている。また、植物キャノピー内の高さ方向平均風速分布の解析的研究は Inoue¹⁾ や Cowan²⁾ により始められた。Kondo ら³⁾ は圧力勾配およびコリオリ力も考慮し水平面内での風向を含めた高さ方向平均風速分布を与え、Willson ら⁴⁾ や Yamada⁵⁾ は高次の乱流モデルを用い乱流エネルギーをも予測した。

一方、市街地のように比較的高い建物が密集する地域の地上付近の速度分布に関しては自然風中での観測による研究が非常に少ない。これは測定地点の選定や測定技術の問題だけでなく、地面付近の気流性状が粗度の影響を局所的に受け、観測結果の評価が難しいことにもよると思われる。また、建物のように個々の粗度要素が大きな固体である場合には、その間を流れる気流性状をどのように評価するかが問題となる。例えば、関根ら⁶⁾ が実験的に、村上ら⁷⁾ が数値解析により行っているように、各建物周辺の流れを詳しく求める方法や、鶴野ら⁸⁾ のように、適当な時空間平均を行ってキャノピー内の平均的な気流性状を求める方法が考えられる。

本報では簡単な勾配拡散モデルを用いて、ラフネス内での風速の時空間平均値の高さ方向分布を数値計算により求めた。また、計算結果と実験結果の比較より粗度を抗力係数および摩擦速度を含んだラフネスパラメータの形で評価し、ラフネスの形状や密度との関係を調べた。

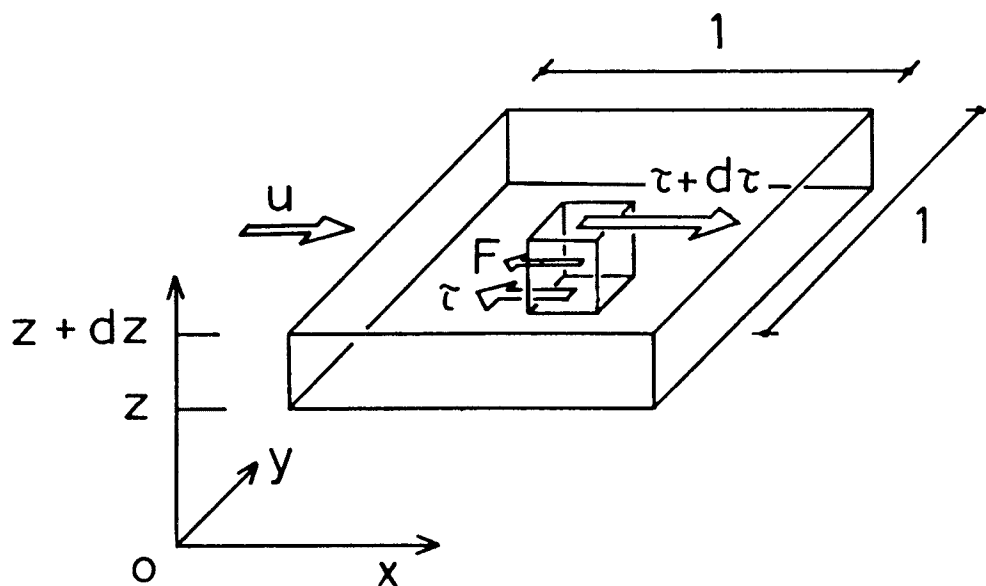


Fig. 1. Balance of forces in roughness.

2. 既存の研究

キャノピー内には木や葉、建物等の粗度要素が存在する。このとき流れは粗度要素の表面摩擦力だけでなく各粗度要素に加わる圧力に釣り合う力を受ける。通常、圧力抵抗は摩擦抵抗に比べて大きく支配的な項とみなせるので、Fig. 1 に示すように、キャノピー内では流れの受けるせん断応力 τ の高さ方向の変化と、単位体積中の粗度要素が流から受ける抗力 F が釣り合うと考え

$$\frac{d\tau}{dz} = F \quad \dots\dots\dots (1)$$

とする。ここで z は地面からの高さである。式(1)における、 τ 、 F の与え方によって種々のモデルが存在するが、最も簡単な例として植物キャノピーに用いられた Inoue¹⁾ のモデルが挙げられる。Inoue は τ を勾配拡散モデルで表した。すなわち、拡散係数 K を用いて風速勾配とせん断応力を結びつけ、

$$\tau = \rho K \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (2)$$

とした。ここで ρ は空気密度、 u は主流方向風速の高さ z における時間平均である。以下、 u を平均風速と呼ぶ。また、キャノピー内の乱れのスケールを l 、葉面積密度を a 、粗度要素（ここでは葉面）が持つ抵抗係数を c として、拡散係数および抗力に対して

$$K = l^2 \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$F = \frac{1}{2} \rho a c u^2 \quad \dots\dots\dots (4)$$

とした。このとき、キャノピー内での乱れのスケール、葉面積密度および抵抗係数が一定とすると、式(1)は解析的に解くことができ、キャノピー内の風速分布はキャノピー上部での平均風速 u_h およびキャノピー厚 h を用いて、

$$u = u_h \cdot \exp(-b(h-z)) \dots\dots\dots (5)$$

$$b = \left(\frac{ac}{4l^2}\right)^{1/3} \dots\dots\dots (6)$$

という指数関数の形で表すことができる。この結果は植物キャノピーの上層部で観測結果を良く近似するが、地上で速度が零にならず、地面付近の風速分布を表すことができない。Kondo ら⁴⁾は F の項に圧力勾配およびコリオリ力を含め、水平面内での風向を含めた高さ方向平均風速分布を求めた。Wilson ら⁴⁾は高次の乱流モデルを用い乱流エネルギーをも予測した。Yamada⁵⁾は長さスケールを用いた2方程式乱流モデルを導出した。鵜野ら⁸⁾は Yamada のモデルを $K-\epsilon$ 2 方程式乱流モデルに変換し、市街地キャノピーに適用できることを示した。

3. 風速分布を与えるモデル

前述のように植物キャノピーに関するモデルは数多く提案されているが、市街地に適用されたものは少ない。鵜野らのモデル化では建物の抵抗を抗力係数を用いて定式化しているが、その値は一定値 (0.2) としており建物の形状や密度による評価は行っていない。ここでは強風中立状態における市街地キャノピー内の時空間平均風速の高さ方向分布を、できるだけ簡単なモデルを用いて予測することを考える。その際、粗度を抗力係数および摩擦速度を含んだラフネスパラメータの形で評価し、実験結果との比較によりラフネスの形状や密度との関係を求める。

モデル化に際して、流れ方向の圧力勾配およびコリオリ力は零とする。また、粗度表面積密度は高さ方向に変化しないとした。

以上の仮定のもとに次のようなモデルを考える。抗力 F については井上と同様に式(4)で与える。ただし、 a は粗度表面積密度で、単位体積中に占める建物の主風向に直角な断面積として定義する。せん断応力 τ については式(2)で表される勾配拡散モデルを用い、拡散係数 K はキャノピー上部での摩擦速度 u_{*h} が地面からの距離に比例するとして、

$$K = kzu_{*h} \dots\dots\dots (7)$$

とする。ここで k は比例定数である。式(1)に(2), (4), (7)を代入して変形すると、次のような u に関する2階の非線形常微分方程式となる。

$$z \frac{d^2 u}{dz^2} + \frac{du}{dz} = Cu^2 \dots\dots\dots (8)$$

$$C = \frac{ac}{2ku_{*h}} \dots\dots\dots (9)$$

これを境界条件

$$\begin{array}{lll} z=0 & \text{で} & u=0 \\ z=h & \text{で} & u=u_h \end{array} \dots\dots\dots (10)$$

のもとに、差分近似により数値的に解いた。計算は2次精度の中心差分を用い、キャノピー厚を40等分して行った。

4. 実 験

4.1 実験概要

Fig. 2 に示すような立方体および直方体のラフネスブロックを用い乱流境界層を発達させた。配置およ

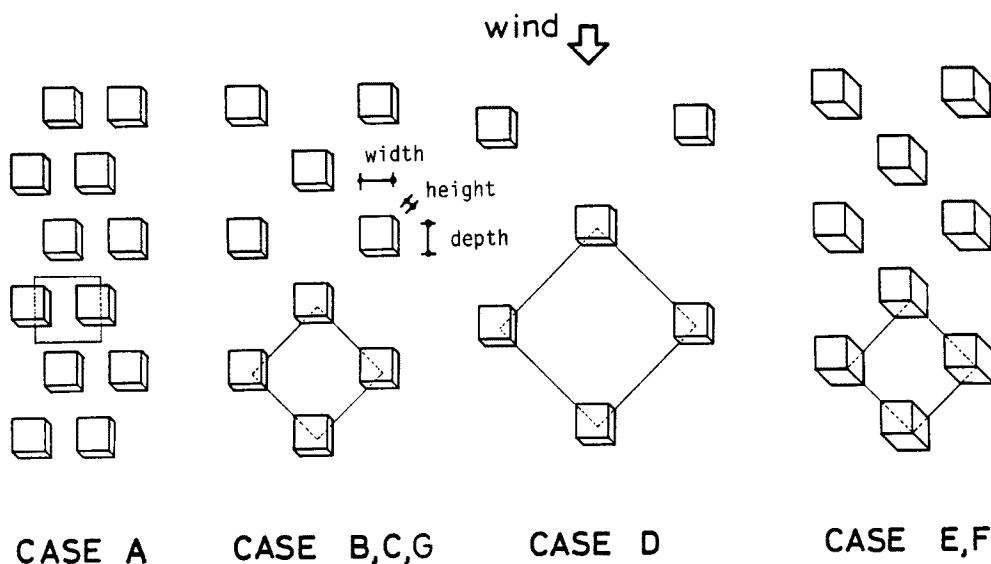


Fig. 2. Configuration of roughness.

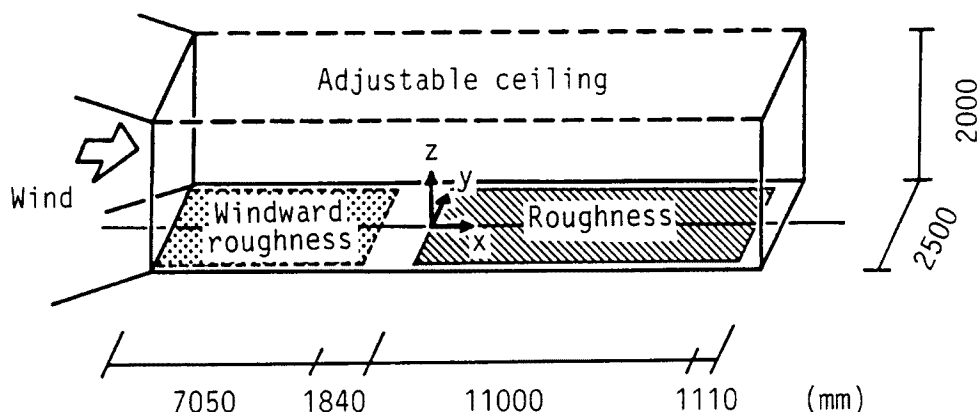


Fig. 3. Layout of roughness and coordinate system.

び座標系を Fig. 3 に示す。実験時の基準風速 U_0 は約 10 m/s とし、測定胴内の静圧が一定となるように天井高を調節した。また、風上側に 2 次元ラフネスを置いて流入気流性状を変化させた実験もおこなった。なお、実験の詳細は文献⁹⁾を参照されたい。Table 1 に実験条件と対応するケース名を示す。

4.2 実験結果

高さ方向平均風速分布について

X 型熱線風速計で測定したキャノピー内の気流性状の 1 例 (ケース G 110) を Fig. 4 a~d に示す。Fig. 4 a は x 軸方向平均風速 u の分布, Fig. 4 b は x 軸方向の乱れの強さ $\sqrt{u'^2}/u$ の分布, Fig. 4 c は z 軸方向の乱れの強さ $\sqrt{w'^2}/u$ の分布, Fig. 4 d は $-u'w'/u_*^2$ の分布を示す。粗度要素の配列形状および測定位置は Fig. 4 a に示すとおりで、図中の各シンボルは測定位置と対応している。Fig. 5 にはタンポポの種子を用いた風向計で測定した $z/h=2/3$ での風向分布を示す。Fig. 5 中平均風向の定まらなかった点は○印で示し、Fig. 4 中の黒塗りのシンボルに対応する。

Fig. 4 より、気流性状は $z/h=3/2$ 以上で測定位置によらずほぼ同様な分布を示すが、これより下では測定位置により変化する。 u の空間平均値の分布は $z>h$ ではほぼ対数法則に従い、レイノルズ応力の空間平均

Table 1. Experimental condition

case name	symbol	roughness area density a	windward roughness	width×depth×height (mm)	x/h	u_h/U_o
A110	▽	25/ 3	none	30×30×30	254	0.296
B210	○	25/ 6	none	30×30×30	48	0.443
B310	○	25/ 6	none	30×30×30	192	0.373
B410	○	25/ 6	none	30×30×30	254	0.377
C110	●	25/ 6	2D roughness	30×30×30	124	0.351
C210	●	25/ 6	2D roughness	30×30×30	207	0.358
D110	□	50/27	none	30×30×30	192	0.484
D210	□	50/27	none	30×30×30	254	0.489
E110	△	25/ 3	none	30×30×60	22	0.343
E210	△	25/ 3	none	30×30×60	104	0.349
F110	▲	25/ 3	2D roughness	30×30×60	62	0.299
F210	▲	25/ 3	2D roughness	30×30×60	104	0.296
G110	◇	25/12	none	60×60×60	133	0.349

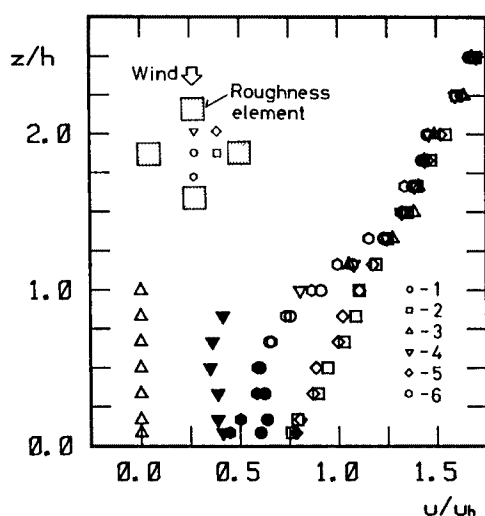


Fig. 4a. Mean wind speed profiles; x-component.

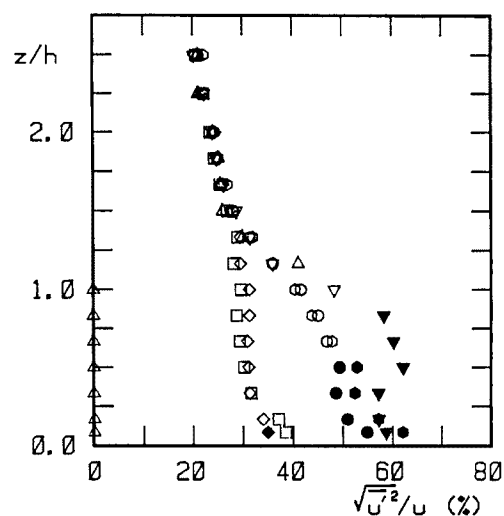


Fig. 4b. Intensity of turbulence profiles; x-component.

値も高さ方向にほぼ一定となる。従って、気流性状が粗度要素の影響を直接受けているのは粗度高さ以下と見なすことができ、以下、キャノピーの厚さは粗度高さ h とする。風向計で測定した結果、平均風向が一定しない位置では u の値が小さいか、あるいは負の値を持つ可能性がある。また、Fig. 4d と Fig. 5 を比較すると、このような位置における $-\overline{u'w'}$ の測定結果は負の値を取っていることがわかる。

粗度高さ以下では x 軸方向の乱れの強さは35%を越えている。Tutu ら¹⁰⁾によると、X型熱線風速計を用いた場合、乱れの強さが35%のときには $-\overline{u'w'}$ 成分の誤差が28%に達する。従って、 $-\overline{u'w'}$ の測定値に関して粗度高さ以下でかなりの測定誤差が含まれると考えて良い。また、X型熱線風速計では逆流の判別ができない。そこで、逆流域を含めた u 成分の分布を知るために、ケース G110 について流れの向きが測定可能なタンデム型熱線風速計による測定も行い、Fig. 6 に u の測定結果を示す。Fig. 4a と Fig. 6 を比べ

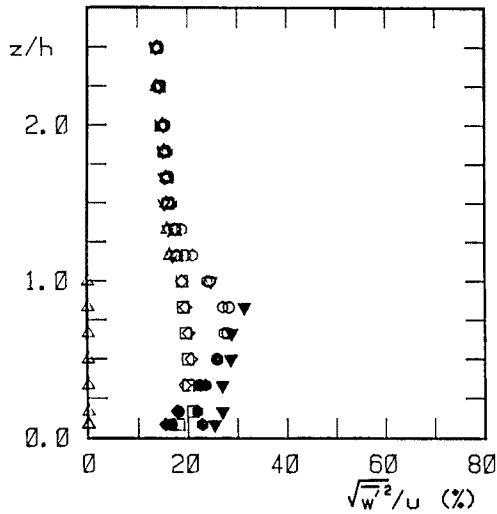


Fig. 4c. Intensity of turbulence profiles; z-component.

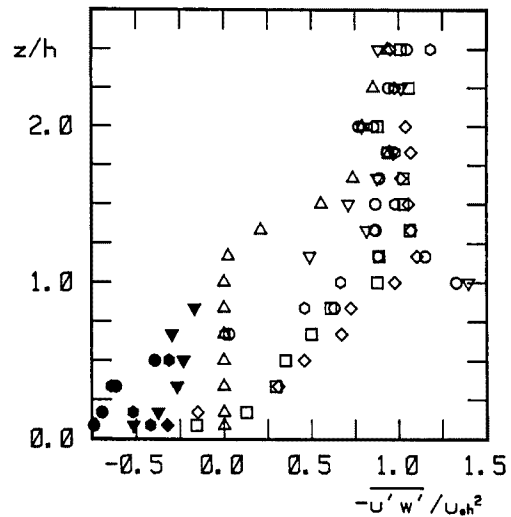


Fig. 4d. Reynolds shear stress profiles.

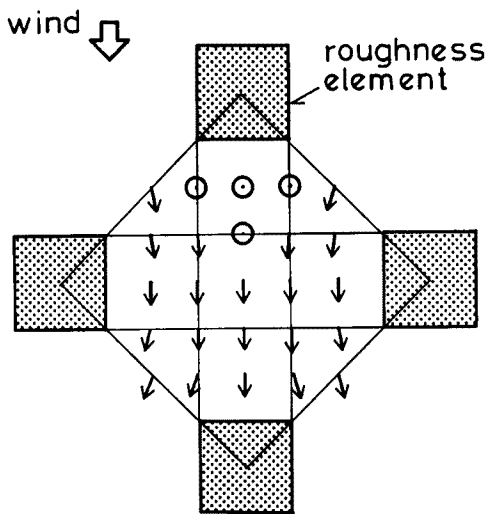


Fig. 5. Mean wind direction; CASE G110, $z/h=2/3$.

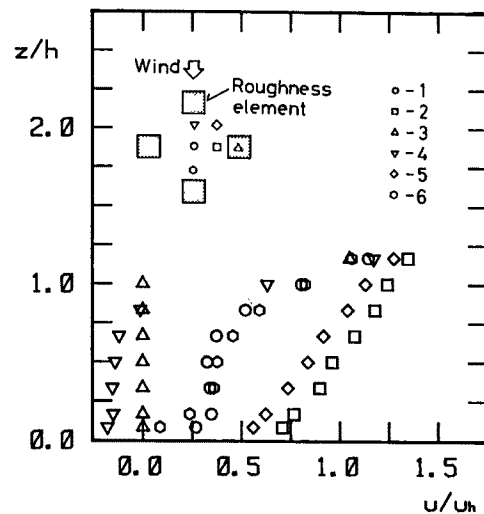


Fig. 6. Mean wind speed profiles; x-component, by tandem probe.

ると、各測定位置における u はほぼ同じような分布形状を示すが、タンデム型熱線風速計による測定値は X 型熱線風速計による測定値と異なる。測定位置 1, 5, 6 では X 型熱線風速計による測定値にくらべ床面付近で小さくなり、測定位置 2 ではキャノピー上部で X 型熱線風速計による測定値よりも大きくなった。また、測定位置 4 では床面付近でタンデム型熱線風速計による測定値が負になることから逆流域の存在がわかる。 $-\overline{u'w'}$ が負になる位置でのタンデム型熱線風速計による u の測定値は、測定位置 2, 5 の床面に最も近い測定点の結果を除けば $u/u_h < 0.3$ と小さい。

次に両者の測定結果を使って、キャノピー内の各高度における u の空間平均値の鉛直分布を求めてみる。X 型熱線風速計による測定値の空間平均にあたっては逆流域の存在を考慮し、次のような評価を行った。

$-\overline{u'w'}$ の測定値が負になる測定点での u の値は零とする。

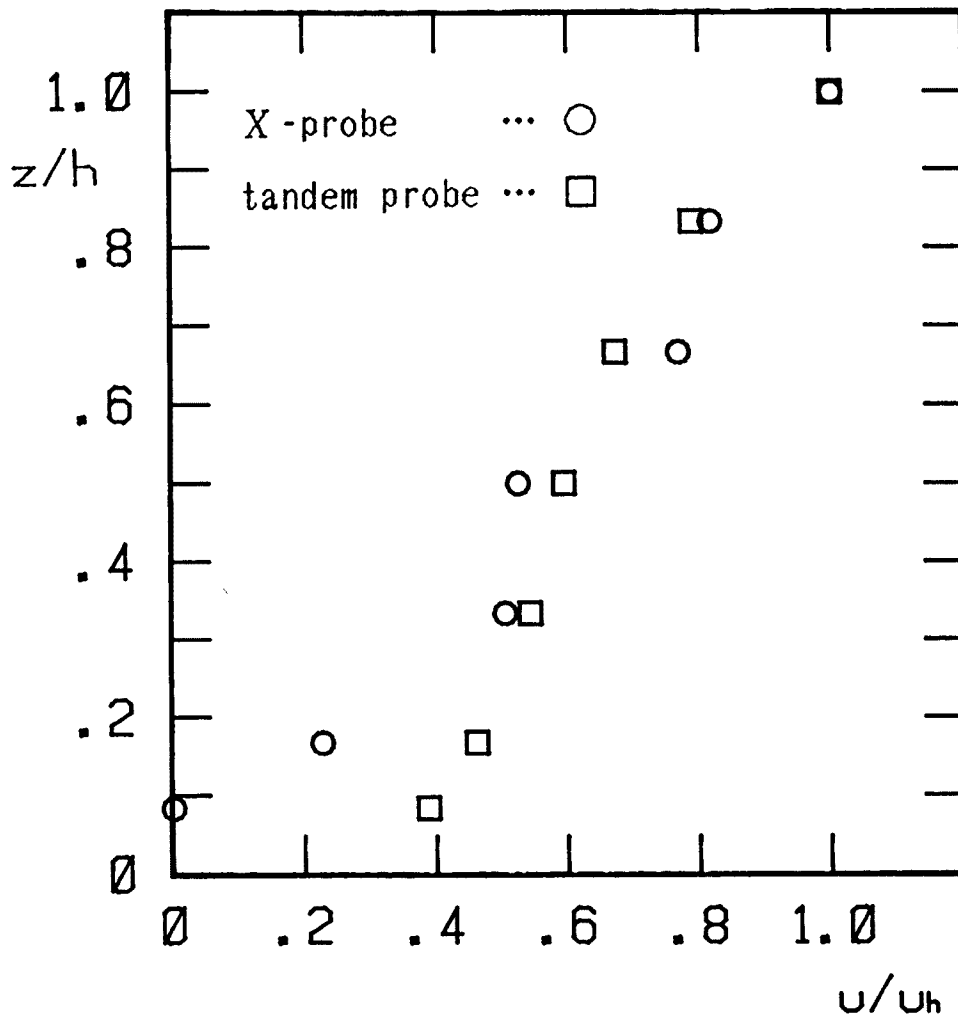


Fig. 7. Spatially averaged Mean wind speed profiles.

Fig. 7にX型およびタンデム型熱線風速計による u の測定結果の空間平均値の鉛直分布を示す。図より、床面付近ではタンデム型による風速の方が大きくなっているが、 $z/h=1/3$ 以上では両者の分布にほとんど差がない。そこで、X形熱線風速計による測定結果に前述の評価を行えば、キャノピー内の時空間平均風速を求めることができると考え、その結果を数値計算との比較に用いることにする。

5. 考 察

5.1 計算結果と実験結果の比較

実験結果より求めた時空間平均風速の高さ方向分布を計算結果が最も良く近似するように、式(8)における C の値を決めた。種々のラフネスに対する計算結果と実験結果をFig. 8 a~dに示す。計算結果は実験結果を良く近似し、キャノピー内の風速分布をほぼ表している。

5.2 粗 度 の 評 価

計算においてラフネスの効果はパラメータ C によって取り込まれている。式(9)より、 C は粗度表面積密度、抗力係数、式(7)における比例定数 k およびキャノピー上部での摩擦速度を含み、その単位は s/m^2 である。ここで、粗度表面積密度とキャノピー上部での平均風速を使って無次元化し、

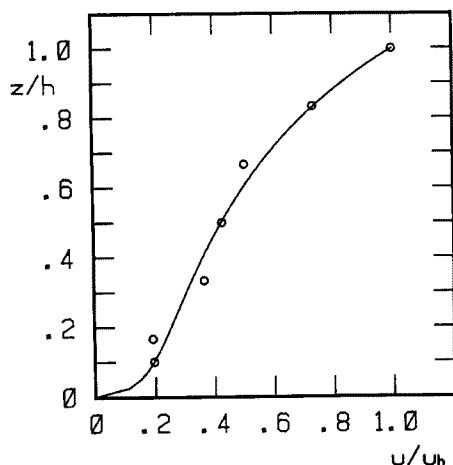


Fig. 8a. Comparison between experimental data and calculated results; CASE A110.

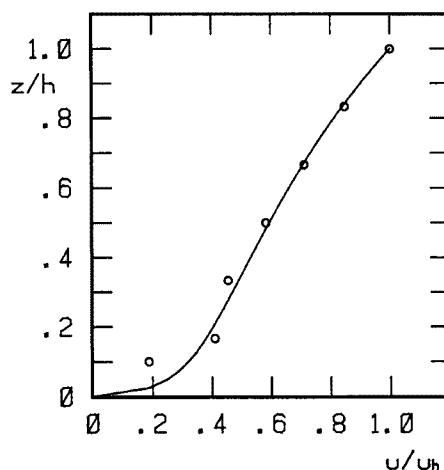


Fig. 8b. Comparison between experimental data and calculated results; CASE B410.

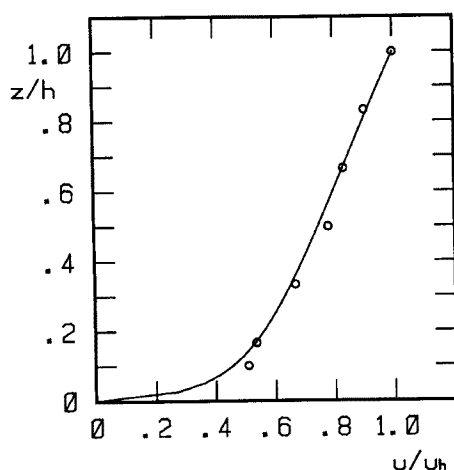


Fig. 8c. Comparison between experimental data and calculated results; CASE D210.

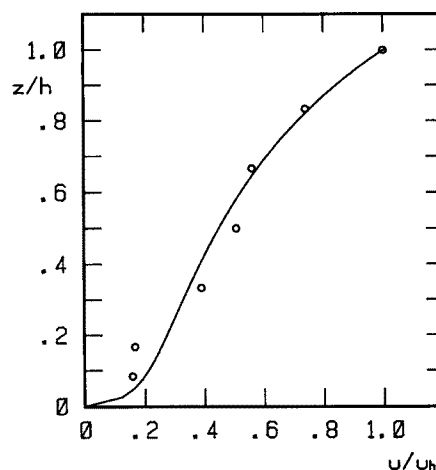


Fig. 8d. Comparison between experimental data and calculated results; CASE E210.

$$C_r = \frac{2Cu_h}{a} = \frac{cu_h}{ku_*h} \dots\dots\dots (11)$$

とすると、 C_r はラフネスの形状に依存したパラメータになる可能性がある。そこで、5.1で得られた C の値および粗度表面積密度、キャノピー上部での平均風速を使って C_r の値を求め、実験条件による変化を **Fig. 9** に示す。図中のシンボルと対応する実験条件は **Table 1** に示す。**Fig. 9** より C_r は吹送距離および流入気流性状に関して有意な変化は無いとして良さそうであるが、ラフネスの形状に対しては依存していることが分かる。ケース A, B, C, D のように粗度要素の形状が同じ場合には粗度表面積密度の増加と共に C_r も増加する。ケース B, C, G のように幾何学的形状が相似な場合には C_r はほぼ同じ値を取り、風速分布もほぼ相似になる。**Fig. 10** に示すように C_r を粗度表面積密度で評価すると、ケース G の場合のようにスケールが異なると粗度表面積密度が変化し、幾何学的形状が相似であるケース B および C の結果から離

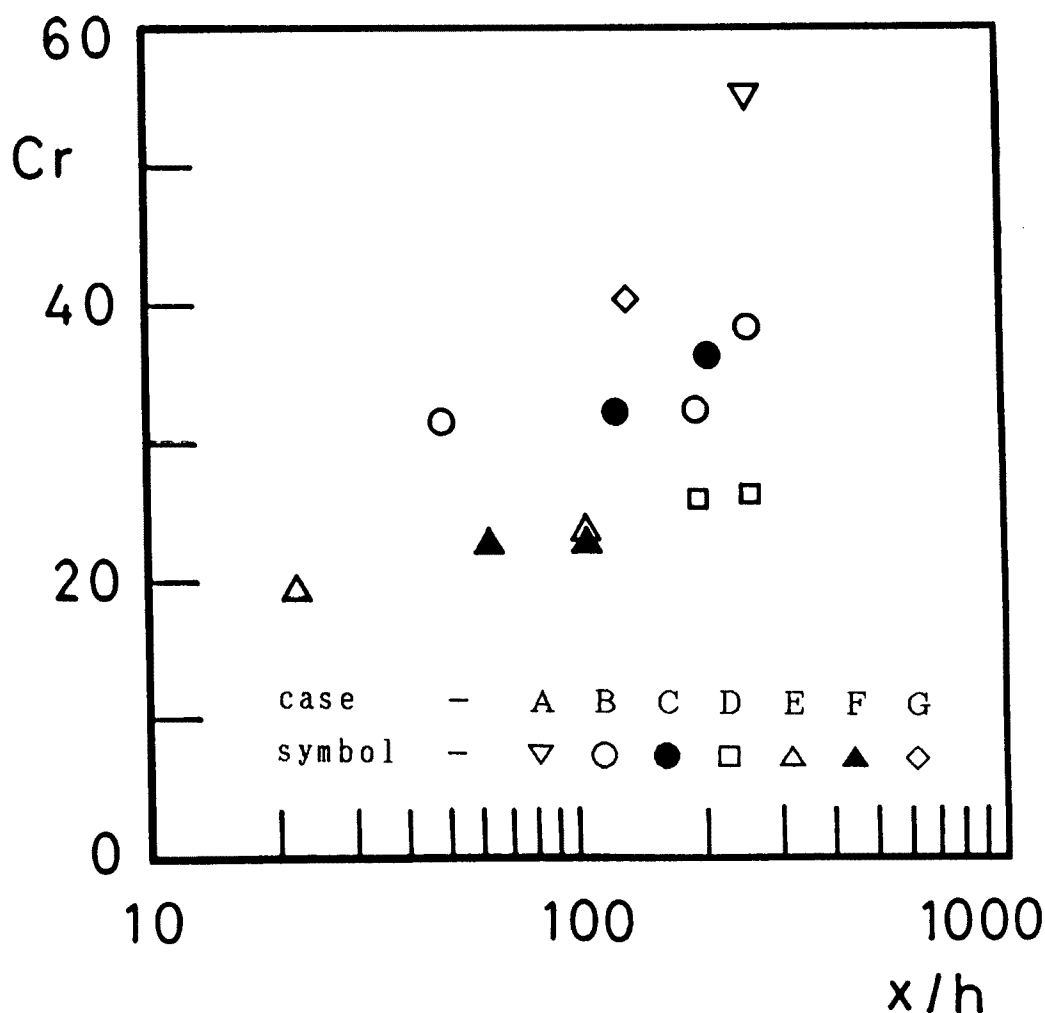


Fig. 9. Variation of parameter C_r with experimental condition. See Table. 1. for details.

れてしまうので良くない。そこで、粗度の幾何学的形状が相似であるときに変化しない粗度密度 ρ_r (ラフネス内単位体積あたりに粗度要素が占める割合として定義する) で C_r を評価する。Fig. 11 に示すように立方体粗度要素を用いたラフネスでは C_r と粗度密度との間に次式の関係がある。

$$C_r = 164\rho_r + 16 \quad (12)$$

この関係を式 (11) に代入して変形すると、

$$C = \frac{C_r a}{2u_h} = \frac{(164\rho_r + 16)a}{2u_h} \quad (13)$$

となり、本報で用いたモデル中ただ一つのパラメータ C が粗度密度、粗度表面積密度およびキャノピー上部での平均風速から決まる。これらの値はラフネスの形状がわかれば与えることができるので、キャノピー内の時空間平均風速の高さ方向分布を計算することができる。

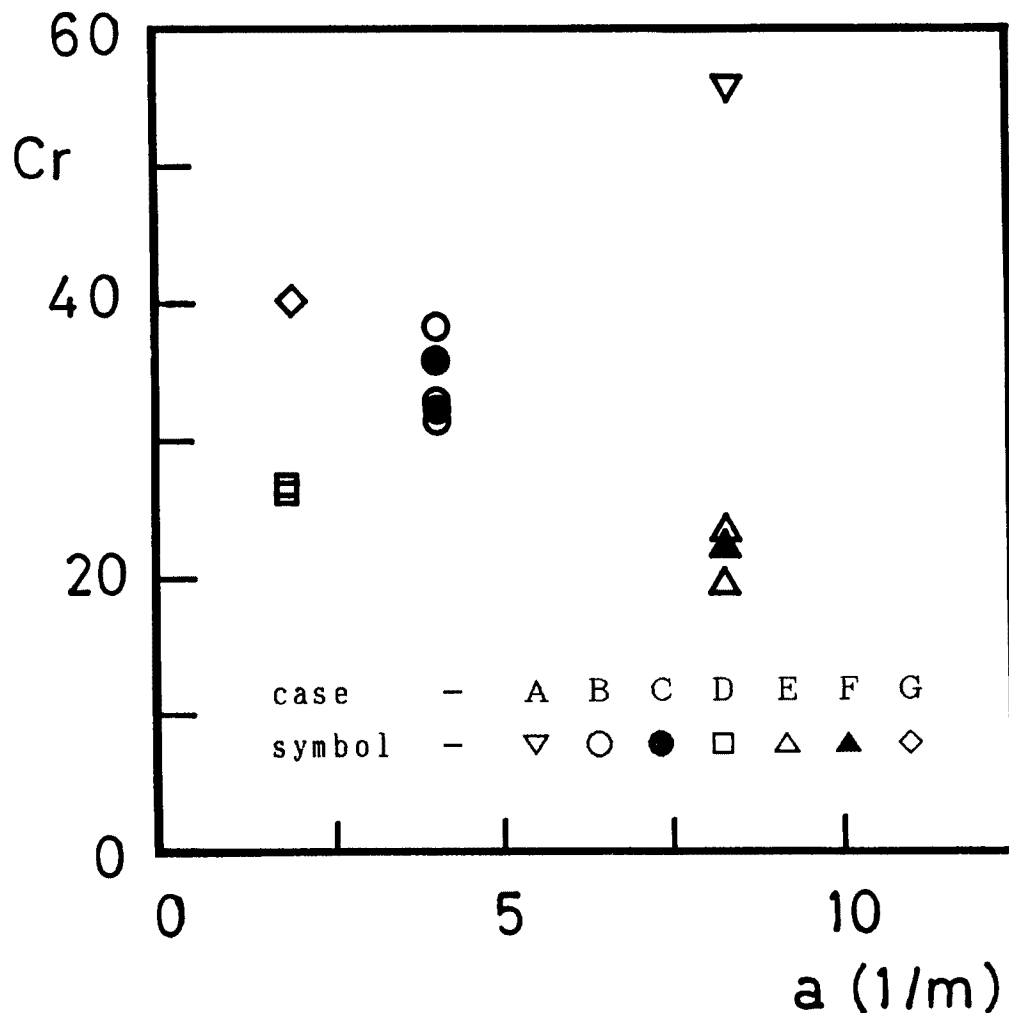


Fig. 10. Variation of parameter C_r with roughness area density a . See Table. 1. for details.

6. ま と め

ラフネス内の高さ方向平均風速分布を簡単な勾配拡散モデルを用いて数値計算により求めた。

ラフネス内では乱れが大きく、また、逆流域が存在するため X 型熱線風速計による測定結果をそのまま計算結果との比較に使うことができない。そこで、流れの向きが測定可能なタンデム型熱線風速計を用いてラフネス内の高さ方向平均風速分布を測定し、X 型熱線風速計による測定結果との比較を行った。その結果、X 型熱線風速計による測定値を用いる場合、 $-\overline{u'w'}$ の測定値が負になる測定点での平均風速の値を零として空間平均をとれば、ラフネス内の時空間平均風速の高さ方向分布を求めることができることがわかった。

このような空間平均操作を施した実験結果と計算結果の比較より、粗度を粗度要素の持つ抗力係数とラフネス上部の摩擦速度を含んだラフネスパラメータ C_r で評価した。種々のラフネスに対する C_r の変化より、 C_r はラフネスの形状に依存しており、粗度要素の幾何学的形状が相似な場合には粗度密度の増加と共に C_r の値も増加することがわかった。実験結果から求めた C_r と粗度密度の関係より、立方体の粗度要素を千鳥配置した場合には、粗度密度、粗度表面積密度およびキャノピー上部での平均風速を与えることにより、本

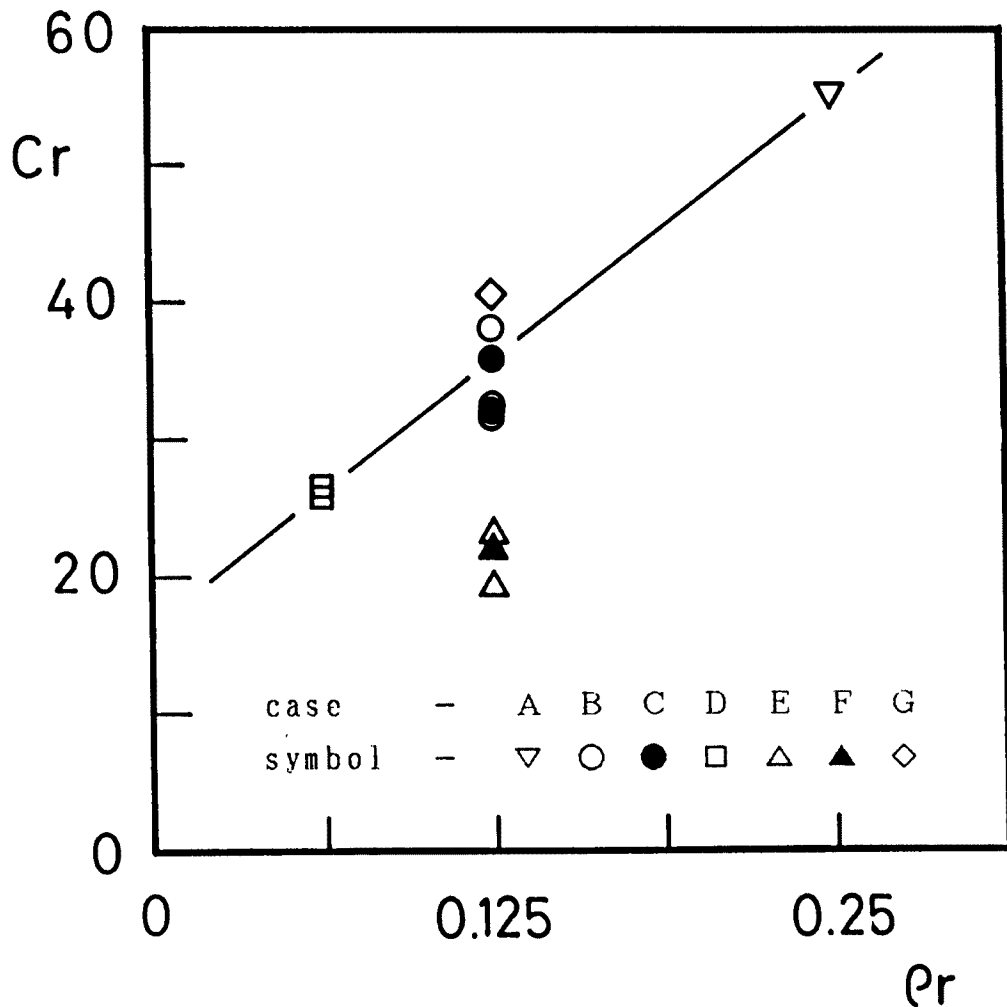


Fig. 11. Variation of parameter C_r with roughness density ρ_r . See Table. 1. for details.

報で用いたモデルを使ってラフネス内の時空間平均風速の高さ方向分布を計算することができる。

粗度要素の形状が立方体以外の場合、種々の形状の粗度要素が混在する場合、規則的な粗度配置を持たない場合等にラフネスパラメータ C_r をどのように評価するかが今後の課題である。

参 考 文 献

- 1) Inoue, E. : On the turbulent structure of airflow within crop canopies, Jour. Meteor. Soc. Japan, Series II, Vol. 41, No. 6, 1963, pp. 317-326.
- 2) Cowan, I. R.: Mass, heat and momentum exchange between stands of plants and their atmospheric environment, Quartary Jour. Royal Meteor. Science Vol. 94, 1968, pp. 523-543.
- 3) Kondo, J. and S. Akashi: Numerical studies on the two-dimensional flow in horizontally homogenous canopy layers, Boundary-Layer Meteor., Vol. 10, 1976, pp. 255-272.
- 4) Wilson, N. R. and R. H. Shaw: A higher order closure model for canopy flow, Jour. Appl. Meteor., Vol. 16, 1977, pp. 1197-1205.
- 5) Yamada, T.: A numerical model study of turbulent airflow in and above a forest canopy, Jour.

- Meteor. Soc. Japan, Vol. 60, No. 1, 1982, pp. 439-454.
- 6) 関根毅・海野健一：市街地における建築物周辺気流の立体的構造に関する研究その1．規則的配列模型周辺気流の性状について，日本建築学会論文報告集，第245号，1976，pp.113-121.
 - 7) 村上周三・持田灯・日比一嘉：Large eddy simulation による街区周辺の乱流場の解析，第3回生研NST シンポジウム講演梗概集，乱流の数値シミュレーション，1988，pp.47-50.
 - 8) 鶴野伊津志・植田洋匡・若松伸司・中村晃：乱流モデルによる夜間都市境界層の形成機構の検討，衛生工学研究論文集，第24巻，1988，125-137.
 - 9) 丸山敬：市街地におけるキャノピー層内の風速分布に関する風洞実験，京大防災研年報，第30号，B-1，1987，pp.201-212.
 - 10) Tutu, N. K. and R. Chevray: Cross-wire anemometry in high intensity turbulence, Jour. Fluid Mech., Vol. 71, Part 4, 1975, pp. 785-800.