

室蘭工業大学研究報告. 理工編 第34号 全1冊

その他（別言語等） のタイトル	Memoirs of the Muroran Institute of Technology. Science and engineering vol.34
journal or publication title	Memoirs of the Muroran Institute of Technology. Science and engineering
volume	34
year	1984-11-30
URL	http://hdl.handle.net/10258/2774

(ISSN 0580-2415)
(CODEN : MKDKBC)

室蘭工業大学
研 究 報 告

理 工 編

第 三 十 四 号

昭和五十九年十一月

MEMOIRS

OF

THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Science and Engineering

NO. 34

Nov., 1984

MURORAN HOKKAIDO

JAPAN

Editing Committee

H. Kobayashi	President	<i>Chairman of the Committee</i>
K. Origasa	Prof.	<i>Electrical Engineering</i>
H. Kanoh	Prof.	<i>Industrial Chemistry</i>
T. Satoh	Prof.	<i>Mineral Resources Engineering</i>
N. Nitta	Prof.	<i>Civil Engineering</i>
S. Hoshino	Prof.	<i>Mechanical Engineering</i>
Y. Tanaka	Prof.	<i>Metallurgical Engineering</i>
H. Watanabe	Prof.	<i>Chemical Engineering</i>
Y. Hanaoka	Prof.	<i>Industrial Mechanical Engineering</i>
K. Izumi	Prof.	<i>Architecture and Building Engineering</i>
H. Tazawa	Prof.	<i>Electronic Engineering</i>
H. Fujiwara	Prof.	<i>Applied Material Science</i>
H. Sakanishi	Prof.	<i>Literature</i>
A. Matsumoto	Asst. Prof.	<i>Science</i>
Y. Ueda	Asst. Prof.	<i>Electrical Engineering (Evening Session)</i>
M. Murozumi	Prof.	<i>Chief Librarian</i>

All communications regarding the memoirs should be addressed to the chairman of the committee.

These publications are issued at irregular intervals. They consist of two parts, Science and Engineering and Cultural Science.

室蘭工業大学研究報告 第 34 号

理 工 編

目 次

道路橋示方書の許容軸方向圧縮応力度について.....	杉 本 博 之	1
多孔体の分散係数の最適同定について.....	藤 間 聡 馬 場 一 孝	17
Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variations in Skid Resistance (I) —Mechanistic Model—.....	Kazuo Saito John J. Henry	25
Relationships Between Skid-Resistance Measurements with the Ribbed and Blank Test Tires, and Pavement Texture ...	Kazuo Saito John J. Henry	41
粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程に関する解析的研究.....	土 屋 勉 大 築 和 夫	55
縦衝撃荷重を受ける丸棒の弾塑性波に関する研究.....	内 藤 正 鄰 台 丸 谷 政 志 浜 田 恒 平 劉 凱 欣	75
小型風車に関する実験的研究 第 2 報.....	奥 田 教 海 山 岸 英 明	93
小型風車に関する実験的研究 第 3 報.....	奥 田 教 海 山 岸 英 明	99
微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波に関する実験.....	杉 山 弘 幡 中 秀 治	105
エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件.....	西 田 公 至	115
音場の可視化方法によるボルト接合長方形板の振動モードの測定.....	西 田 公 至 高 仲 文 丸 山 成 朗	129

High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion (Experimental Results for Water).....	Kazuo Maeno Akihiro Yamazaki Yutaka Hanaoka	139
多峰性関数の最大値探索の一手法.....	久保田 讓	161
むだ時間を含む液面制御系に関する実験的考察.....	成 田 忠 雄 山 下 光 久 久保田 讓	173
偏心外力を受けるねじ締結体のボルト応力挙動 —T型フランジの場合—.....	田 中 稔	185
半導体電極を用いた水の光電気分解の研究.....	尾 崎 正 義 小 野 正 寛 小 林 秀 寿 南 條 淳 二 野 村 滋 一 原 進 一	195
ポリフッ化ビニリデン溶液からの光散乱.....	山 中 厚	203
学術研究発表集録 (昭58. 4. 1~59. 3. 31).....		209

道路橋示方書の許容軸方向圧縮応力度について

杉 本 博 之

On the Formulation about the Allowable Compressive Stress of the Specification for the Design of Highway Bridges

Hiroyuki SUGIMOTO

Abstract

The specification for the design of highway bridges was revised in 1980. In the former specification, the allowable compressive stress was determined only by the global ultimate strength of columns. On the other hand, the coupled effect of the local buckling and the global buckling is considered to determine the allowable compressive stress in the current specification.

Anpo, Hasegawa and Nishino, in 1983, studied the optimum design of columns by their maximum load design method and pointed out that the consideration for local buckling would not lead to the more economical design.

This paper also studies the optimum design of the columns with square box, H and pipe sections. Minimum weight design using Augmented Lagrange Multiplier Method is applied, so the limit on the maximum value of slenderness ratio that was not considered in the former paper is included into the constraints set.

Several conclusions on the optimum design of axial members are gained and a formulation about the allowable compressive stress is proposed.

1. ま え が き

道路橋示方書の許容軸方向圧縮応力度に関する規程は、昭和 55 年に改定され、従来の局部座屈を許さないで全体座屈強度から求める方法¹⁾を改め、幅厚比の制限を緩めて局部座屈を許し、全体座屈との連成で許容応力度を求める方法を採用している²⁾。これは、小さな圧縮力が作用する鋼柱の設計を経済的にするためと説明されている³⁾が、鋼柱の設計作業を若干複雑なものにした。

その後、最適化手法の一つである最大荷重設計法を用いて、正方形箱形断面およびH形断面柱の最適設計を行い、局部座屈を許すことでより経済的な設計はできないとの提言がなされている⁴⁾。ただし、この研究では、最大荷重設計法を用いているので、幅厚比および細長比に関する制約条件式を考慮していない。

本研究は、軸方向圧縮力を受ける鋼柱の断面を、最小重量設計法を用いて決定し、その結果を考察することにより、局部座屈を考慮することの効果調べることを第一の目的とし、最大荷重設計法では考慮されていなかった、細長比に関する制約条件の影響も含めて検討することにより、前述の提言を検討することも試みている。さらに、新、旧両示方書による設計を比較し、旧示方書は、その一部を改良することにより、新示方書を含むことが指摘され、許容軸方向圧縮応力度に関して、旧示方書の改良案を提案している。

断面形状は、正方形箱形、H形の他に、円管も検討している。

2. 記号の定義

本報告で用いる記号は、以下の通りである。

- σ_{ca} : 許容軸方向圧縮応力度。
- σ_{cag} : 局部座屈を考慮しない許容軸方向圧縮応力度。
- σ_{cal} : 局部座屈に対応する許容応力度。
- σ_{cao} : σ_{cag} の上限値。
- σ_c : 軸方向圧縮力による作用応力度。
- L : 部材長。
- P : 荷重。
- A : 部材断面積。
- b : フランジ幅。
- b' : H形断面の自由突出幅 ($= (b - t_w) / 2$)。
- h : H形断面の腹板高。
- t, t_f, t_w : 板厚。
- t_0 : 局部座屈を考慮する必要のない最小の板厚。
- D : 円管の外径。
- r : 断面二次半径。
- $(L/r)_{\max}$: 細長比の上限値。
- R : 無次元量 ($= L^2 / A$)。
- k_i ($i = 1 \sim 10$) : 道路橋示方書に定められている各定数 (表-1)。
- g_j : 制約条件式。

表-1 各鋼種の k_i の値

	steel	SS41	SM50	SM53	SM58
k_1		1400	1900	2100	2600
k_2		8.4	13	15	22
k_3		20	15	14	18
k_4		93	80	76	67
k_5		6700	5000	4500	3500
k_6		56	48	46	40
k_7		39.6	34.0	32.4	29.1
k_8		13.1	11.2	10.7	9.6
k_9		50	40	35	25
k_{10}		4.3	6.1	6.7	8.3

3. 許容軸方向圧縮応力度に関する新, 旧道路橋示方書の規定

新, 旧道路橋示方書に定められている許容軸方向圧縮応力度, およびそれに関連する幅厚比に関する規定を, 以下に簡単に説明する。

A. 旧示方書

i) 許容軸方向圧縮応力度

一般の構造用鋼材の許容軸方向圧縮応力度は, 次式で定義される。

$$\sigma_{ca} = \sigma_{cag} \quad (1)$$

ここで, σ_{cag} は,

$$\begin{aligned} L/r < k_3 & ; & \sigma_{cag} &= k_1 \\ k_3 < L/r < k_4 & ; & \sigma_{cag} &= k_1 - k_2 (L/r - k_3) \\ k_4 < L/r & ; & \sigma_{cag} &= \frac{12,000,000}{k_5 + (L/r)^2} \end{aligned} \quad (2)$$

ii) 圧縮力を受ける板の最小板厚

a) 両縁支持板

$$t \geq \frac{b}{\sqrt{k} \times k_7} \quad (3)$$

b) 自由突出板

$$t \geq \frac{b'}{\sqrt{k} \times k_8} \quad (4)$$

式(3), (4)において, \sqrt{k} は次式で計算される。

$$\sqrt{k} = \sqrt{\sigma_{ca} / \sigma_c} \quad (5-1)$$

ただし,

$$\sqrt{k} \leq 1,2 \quad (5-2)$$

以上において, k_7 , k_8 および SM 58 に対する k_2 , k_3 および k_5 の値は, 新, 旧両示方書間で異なっている。表-1 のこれらの値は, 新示方書に定められている値であるが, これらの方が合理的であるので, 本論文では, 旧示方書に従う設計の場合も表-1 の値を用いる。これは, 本論文の目的と矛盾しない。

iii) 円管の許容軸方向圧縮応力度

円管の許容軸方向圧縮応力度は, 次式で定義される。

$$\sigma_{ca} = \min(\sigma_{cag}, \sigma_{cal}) \quad (6)$$

ここで σ_{cag} は式(2)であり, σ_{cal} は次式で定義される。

$$D/t \leq k_9 ; \quad \sigma_{cal} = k_1 \quad (7-1)$$

$$k_9 < D/t \leq 200 \quad ; \quad \sigma_{cal} = k_1 - k_{10} (D/t - k_9) \quad (7-2)$$

B. 新示方書

i) 許容軸方向圧縮応力度

一般の構造用鋼材の許容軸方向圧縮応力度は、次式で定義される。

$$\sigma_{ca} = \sigma_{cag} \cdot \sigma_{cal} / \sigma_{cao} \quad (8)$$

ここで、 σ_{cag} は式(2)であり、 σ_{cal} は次式で定義される。

a) 両縁支持板

$$b/k_7 \leq t \quad ; \quad \sigma_{cal} = k_1 \quad (9-1)$$

$$b/80 \leq t < b/k_7 \quad ; \quad \sigma_{cal} = 2,200,000 (t/b)^2 \quad (9-2)$$

b) 自由突出板

$$b'/k_8 \leq t \quad ; \quad \sigma_{cal} = k_1 \quad (10-1)$$

$$b'/16 \leq t < b'/k_8 \quad ; \quad \sigma_{cal} = 240,000 (t/b')^2 \quad (10-2)$$

また、 σ_{cao} は k_1 に等しい。

ii) 圧縮力を受ける板の最小板厚

a) 両縁支持板

$$t \geq b/k_6 \quad (11)$$

b) 自由突出板

$$t \geq b'/16 \quad (12)$$

iii) 円管の許容軸方向圧縮応力度

円管の許容軸方向圧縮応力度は、式(8)で定義される。ただし、 σ_{cal} は式(7)である。

以上のように、旧示方書では、式(3), (4)で定義される局部座屈の生じない範囲に板厚を制限し、式(2)で定義される全体座屈強度から許容応力度を求めている。細長比がクリテカルになる場合等、応力的に余裕のある場合には、式(5-1)の \sqrt{k} を考慮して板厚制限を緩めている。ただし、 \sqrt{k} の意味およびその上限値1.2の根拠は明確でなかった。

一方、新示方書では、板厚の制限を式(11), (12)のように緩めて、その範囲の局部座屈の影響は、局部座屈に対応する許容応力度、式(9), (10)を式(8)の形で考慮することにより、全体座屈との連成で許容応力度を求めている。前示方書に比べて、各数式の物理的意味は明確になったが、設計作業は若干複雑になった。

以下に、各断面形状毎に考察を加え、新示方書のように局部座屈を考慮することの効果を検討する。

4. 正方形箱形断面柱

図-1に示すような幾何学的諸元を持つ、2軸対称正方形箱形断面柱を検討した。

A. 断面積一定のもとでの σ_{ca} と t の関係

最小重量設計を行う前に、断面積一定のもとでの、許容軸方向圧縮応力度と板厚の関係を検討した。断面は、 b と t で決定されるが、断面積一定 (\bar{A}) の条件を考慮すると、 b は t の関数として次式で表わされる。

$$b = \frac{\bar{A} - 4t^2}{4t} \quad (13)$$

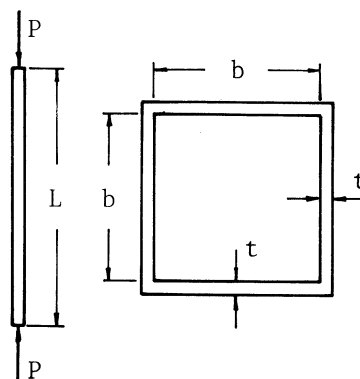


図-1 正方形箱形断面柱

式(13)を用いて、 σ_{ca} と t の関係を、6種類の \bar{A} に対して求めたのが、図-2 (SM 50, $L=10$ m) および図-3 (SM 58, $L=10$ m) である。図中、○が局部座屈を考慮する必要のない最小の板厚 t_0 に対応する。図では、常に t_0 で最大許容応力度になっている。これは、他の鋼種、部材長でも同じであった。

次に、式(8)の σ_{ca} に式(9-2)を代入した場合の、 $t=t_0$ における σ_{ca} の t に関する微係数を求めた。それは、次式のように誘導される。

$$\frac{\partial \sigma_{ca}}{\partial t} = \frac{\partial \sigma_{cag}}{\partial t} \cdot \frac{\sigma_{cal}}{\sigma_{cao}} + \frac{\sigma_{cag}}{\sigma_{cao}} \cdot \frac{\partial \sigma_{cal}}{\partial t} \quad (14)$$

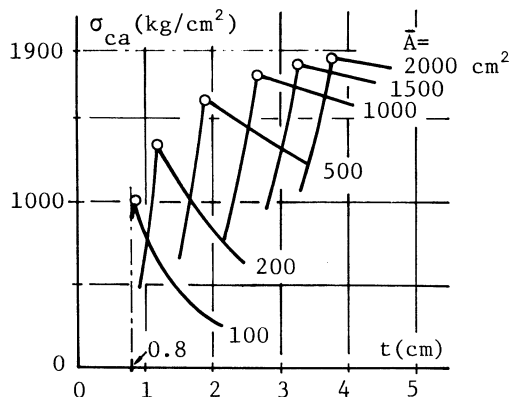


図-2 正方形箱形断面柱の $\sigma_{ca}-t$ 曲線 (SM 50, $L=10$ m)

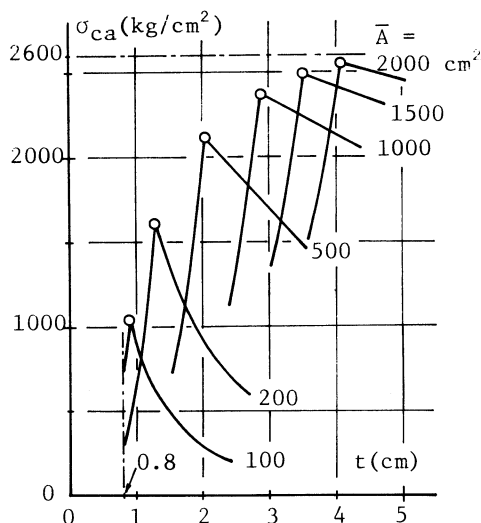


図-3 正方形箱形断面柱の $\sigma_{ca}-t$ 曲線 (SM 58, $L=10$ m)

ここで、

$$\frac{\partial \sigma_{cal}}{\partial t} = 2,200,000 \cdot \frac{\bar{A}}{b^3} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} L/r \leq k_3 & ; \frac{\partial \sigma_{cag}}{\partial t} = 0 \\ k_3 < L/r < k_4 & ; \frac{\partial \sigma_{cag}}{\partial t} = \frac{k_2 L}{r^2} \cdot \frac{\partial r}{\partial t} \\ k_4 \leq L/r & ; \frac{\partial \sigma_{cag}}{\partial t} = \frac{\sigma_{cag}}{k_5 + (L/r)^2} \cdot \frac{2L^2}{r^3} \cdot \frac{\partial r}{\partial t} \end{aligned} \quad (16)$$

また、

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{16t^4 - (\bar{A})^2}{4\sqrt{6}t^2\sqrt{(\bar{A})^2 + 16t^4}} \quad (17)$$

以上を計算した結果、すべてのケースについて微係数は正となった。

これらは、正方形箱形断面柱の設計において、局部座屈を許すことで、最適設計のできる可能性のないことを示している。

B. 最小重量設計

新示方書に従って、図-1の断面を、最小重量設計により決定した。最適化問題は、以下のように定義される。

$$\begin{aligned} \text{目的関数} & : \text{部材断面積} \longrightarrow \text{最小} \\ \text{制約条件式} & : \left. \begin{aligned} g_1 &= 1 - \sigma_{ca}/\sigma_c \leq 0 \\ g_2 &= 1 - k_6 \cdot t/b \leq 0 \\ g_3 &= 1 - (L/r)_{\max} \cdot r/L \leq 0 \end{aligned} \right\} \quad (18) \end{aligned}$$

$$\text{設計制約条件式} : t \geq 0.8 \text{ (cm)} \quad (19)$$

$$\text{設計変数} : b, t$$

この最適化問題を本研究では、最適化に BFGS⁵⁾ を用いる拡張ラグランジ係数法⁵⁾ で解いた。以下の最適化問題でも同様である。

結果の一部を、図-4および表-2(いずれも $L=10$ m)に示した。 $(L/r)_{\max}$ は 120 である。

図-4は、断面積と荷重の関係を示した図である。荷重が約 40 t(鋼種により若干異なる)より少ない範囲では、 g_3 (細長比の制限)がクリテカルになり、大きい範囲では、 g_1 (応力度の制約条件)がクリテカルになった。最適幅厚比は、応力度の制約条件がクリテカルになる荷重の範囲はもとより、細長比の制約条件がクリテカルになる場合でも、常に局部座屈を考慮する必要のない値となった。他の部材長でも、同様の結果が得られている。これらは、表-2においてより明確に見ることができる。

表-2 正方形箱形断面柱の最小重量設計の結果 ($L=10\text{m}$)

steel	SS41		SM50		SM53		SM58	
$P(\text{t})$	20	500	20	500	20	500	20	500
$A(\text{cm}^2)$	65.27	401.21	65.27	332.27	65.27	313.83	65.27	275.24
$b(\text{cm})$	19.60	62.25	19.60	52.40	19.60	49.62	19.60	43.99
$t(\text{cm})$	0.80	1.57	0.80	1.54	0.80	1.53	0.80	1.51
b/t	24.5	39.6	24.5	34.0	24.5	32.4	24.5	29.1
g_1	-0.856	0.000	-1.019	-0.000	-1.072	0.001	-1.188	0.002
g_2	-1.286	-0.414	-0.959	-0.411	-0.878	-0.422	-0.633	-0.375
g_3	-0.000	-2.127	-0.000	-1.643	0.000	-1.507	-0.000	-1.230

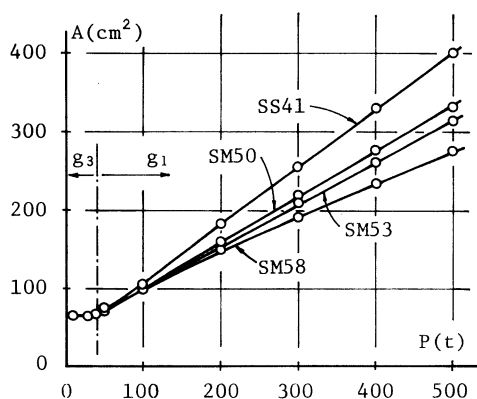


図-4 正方形箱形断面柱の $A-P$ 曲線 ($L=10\text{m}$)

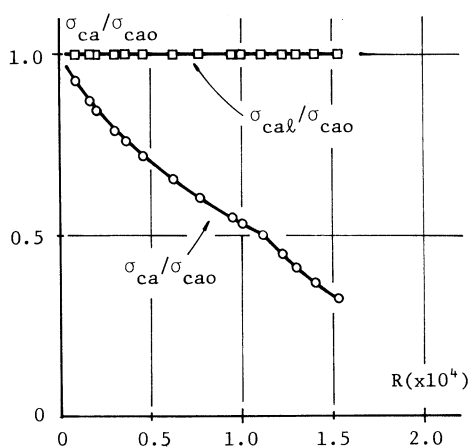


図-5 正方形箱形断面柱の許容軸方向圧縮応力度 ($SM\ 50, L=10\text{m}$)

表-2 は、 $p=20\text{t}$ および 500t の場合の最適設計の結果を、各鋼種毎に示したものである。 $p=20\text{t}$ の場合は、 g_3 がクリテカルに、 $p=500\text{t}$ の場合は、 g_1 がクリテカルになっている。最適幅厚比 b/t は、すべて局部座屈を考慮する必要がない値になっている。

次に、 $SM\ 50, L=10\text{m}$ の場合について、 σ_{ca}/σ_{cao} および $\sigma_{cal}/\sigma_{cao}$ と $R (=L^2/A)$ の関係を図-5 に示した。他の鋼種、部材長でも全く同じであるが、設計上可能な R のすべての範囲において、 $\sigma_{cal}/\sigma_{cao}$ は 1 となっている。

C. 正方形箱形断面柱のまとめ

以上より、正方形箱形断面柱においては、板厚は局部座屈を考慮する必要のない最小値 (旧示方書 式(3)) あるいは最小板厚 (8 mm) となり、局部座屈を考慮することで、より経済的な設計がなされることはなく、示方書の関連の規程は、改定される必要はなかったということになる。

5. 円管形面柱

図-6に示すような幾何学的諸元を持つ、円管断面柱を検討した。

円管断面柱に関しては、旧示方書でも局部座屈は考慮されており、また、座屈挙動も集成断面柱とは異なるので、同一に論ずることはできない。ここでは、参考として若干の考察を加えた。

A. 断面積一定のもとでの σ_{ca} と t の関係

正方形箱形断面柱の場合と同様に、断面積一定 (\bar{A}) のもとでの許容軸方向圧縮応力度と板厚の関係をみる。円管断面の外径 D は、板厚 t の関数として次式で表わされる。

$$t = \sqrt{\frac{\bar{A}}{\pi(2k_9 - 1)}} \tag{20}$$

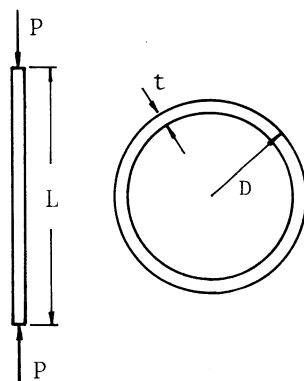


図-6 円管断面柱

式(20)を用いて、 σ_{ca} と t の関係を、6種類の \bar{A} に対して求めたのが、図-7 (SM 50, $L=10$ m) および図-8 (SM 58, $L=10$ m) である。図中、○が局部座屈を考慮する必要のない、最小の板厚 t_0 に対応する。円管断面柱では正方形箱形断面柱とは異なり、図-8にみられるように部材断面積の小さな場合に、局部座屈を考慮する必要のある板厚の領域で許容応力度が最大になっている。

次に、式(8)の σ_{ca} に式(7-2)を代入した場合の、 $t=t_0$ における σ_{ca} の t に関する微係数を

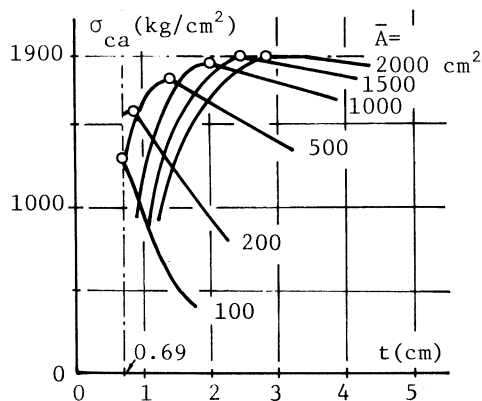


図-7 円管断面柱の $\sigma_{ca}-t$ 曲線 (SM 50, $L=10$ m)

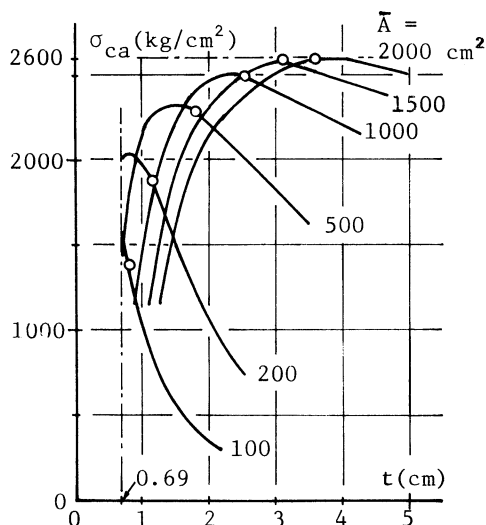


図-8 円管断面柱の $\sigma_{ca}-t$ 曲線 (SM 58, $L=10$ m)

求めた。式(14)および式(16)は、この場合も同じである。

$\partial\sigma_{cal}/\partial t$ および $\partial r/\partial t$ は、次のように計算される。

$$\frac{\partial\sigma_{cal}}{\partial t} = \frac{k_{10} \cdot \bar{A}}{\pi t^3} \quad (21)$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \frac{\pi^2 t^4 - (\bar{A})^2}{8 \pi^2 t^3 r} \quad (22)$$

式(21), (22)を、式(14), (16)に代入して計算した結果、 \bar{A} の小さな範囲で微係数が負になる鋼種と部材長の組み合わせがあった。

B. 最小重量設計

新示方書に従って、図-6の断面を最小重量設計により決定した。最適化問題は以下のように定義される。

目的関数 : 部材断面積 → 最小

$$\left. \begin{aligned} \text{制約条件式} : g_1 &= 1 - \sigma_{ca}/\sigma_c \leq 0 \\ g_2 &= 1 - 200 \cdot t/D \leq 0 \\ g_3 &= 1 - (L/r)_{\max} \cdot r/L \leq 0 \end{aligned} \right\} (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{設計制約条件式} : D &\geq 40 \text{ (cm)} \\ t &\geq 0.69 \text{ (cm)} \end{aligned} \right\} (24)$$

設計変数 : D, t

詳細な結果は省略し、SM 50, $L=10$ mの場合の σ_{ca}/σ_{cao} および $\sigma_{cal}/\sigma_{cao}$ と R の関係を図-9に示した。図より、 R の大きな範囲で、 $\sigma_{cal}/\sigma_{cao}$ が1より小さくなっている。 $(L/r)_{\max}$ は120である。

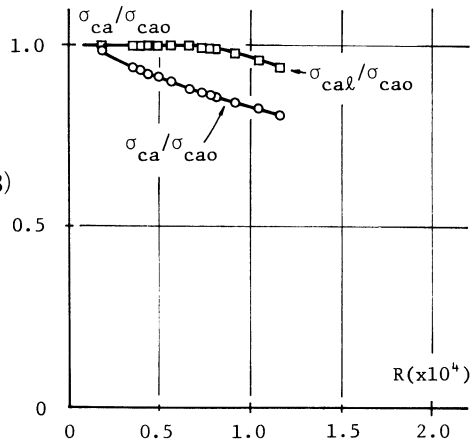


図-9 円管断面柱の許容軸方向圧縮応力度 (SM 58, $L=10$ m)

C. 円管断面柱のまとめ

以上より、円管断面柱においては、局部座屈を考慮することで、より経済的な設計が可能になる。

6. H形断面柱

図-10に示すような幾何学的諸元を持つ、2軸対称H形断面柱を検討した。H形断面柱では、断面積一定のもとでの許容応力度と板厚の関係は求めず、最小重量設計のみを行なった。

A. 最小重量設計

新示方書に従って、図-10の断面を最小重量設計により決定した。最適化問題は以下のように

に定義される。

$$\begin{aligned}
 \text{目的関数} & : \text{部材断面積} \longrightarrow \text{最小} \\
 \text{制約条件式} & : \left. \begin{aligned} g_1 &= 1 - \sigma_{ca}/\sigma_c \leq 0 \\ g_2 &= 1 - 16 \cdot t_f/b' \leq 0 \\ g_3 &= 1 - k_0 \cdot t_w/h \leq 0 \\ g_4 &= 1 - (L/r)_{\max} \cdot r/L \leq 0 \end{aligned} \right\} (25) \\
 \text{設計制約条件式} & : \left. \begin{aligned} t_w &\geq 0.8 \text{ (cm)} \\ t_f &\geq 0.8 \text{ (cm)} \end{aligned} \right\} (26) \\
 \text{設計変数} & : b, t_f, h, t_w
 \end{aligned}$$

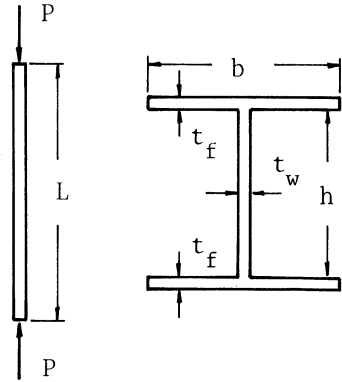


図-10 H形断面柱

H形断面柱の最小重量設計の結果は、正方形箱形断面柱と

は異なり、細長比の制約条件がクリテカルになる範囲では、

最適幅厚比が局部座屈を考慮する必要のある値となった。結果の一部を表-3に示した。表は、 $L=10\text{ m}$ 、 $(L/r)_{\max}=120$ の場合であるが、 $p=20^t$ と 500^t に対する結果を示している。 $p=20^t$ の場合は、 g_4 （細長比の制限）および g_2 （フランジの幅厚比の制限）あるいは g_1 （応力度の制約条件）がクリテカルになり、 $p=500^t$ の場合は、 g_1 がクリテカルになっている。フランジの幅厚比の値に示されているように、 $p=20^t$ の場合は、局部座屈を考慮する必要のある値（式（10-2）参照）になっている。

最小重量設計の結果の内、無次元化した許容応力度と R の関係を示したのが、図-11（SM 50, $L=10\text{ m}$ ）および図-12（SM 58, $L=10\text{ m}$ ）である。実線が、 $(L/r)_{\max}=120$ 、点線が、 $(L/r)_{\max}=\infty$ つまり細長比の制限がない場合の結果である。

表-3 H形断面柱の最小重量設計の結果（ $L=10\text{ m}$ ）

steel	SS41		SM50		SM53		SM58	
$P(t)$	20	500	20	500	20	500	20	500
$A(\text{cm}^2)$	75.27	435.71	75.29	372.99	75.27	358.53	77.09	327.66
$b(\text{cm})$	31.84	72.53	31.86	62.37	31.85	59.27	31.76	54.18
$t_f(\text{cm})$	0.97	2.74	0.97	2.74	0.97	2.77	1.00	3.77
$h(\text{cm})$	16.84	38.63	16.85	32.76	16.84	30.97	16.78	28.15
$t_w(\text{cm})$	0.80	0.97	0.80	0.96	0.80	0.96	0.80	0.98
b/t_f	16.0	13.1	16.0	11.2	16.0	10.5	15.5	9.6
h/t_w	21.0	39.8	21.1	34.1	21.0	32.3	21.0	28.7
σ_{ca}	938	1400	937	1900	940	2100	1006	2600
g_1	-0.434	-0.001	-0.148	0.000	-0.066	0.000	0.000	0.000
g_2	-0.000	-0.227	0.000	-0.426	0.000	-0.522	-0.036	-0.666
g_3	-1.661	-0.413	-1.279	-0.412	-1.185	-0.429	-0.907	-0.396
g_4	0.000	-1.402	-0.000	-1.066	0.000	-0.965	0.000	-0.796

道路橋示方書の許容軸方向圧縮応力度について

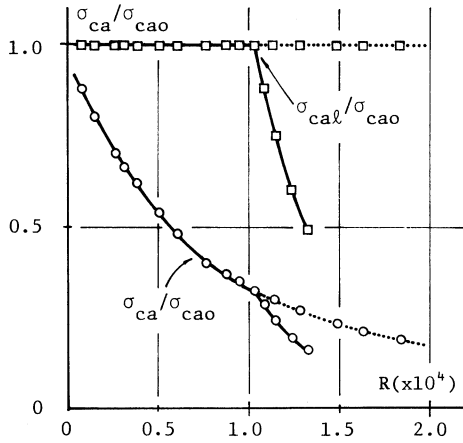


図-11 H形断面柱の許容軸方向圧縮応力度 (SM 50, L=10 m)

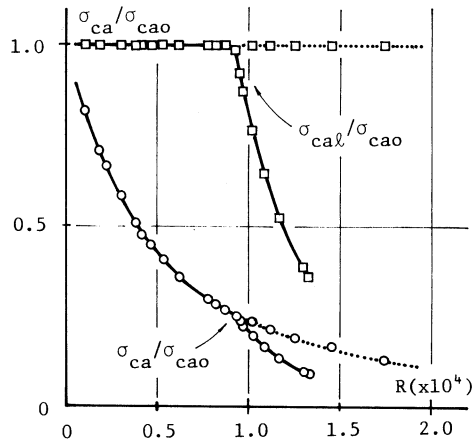


図-12 H形断面柱の許容軸方向圧縮応力度 (SM 58, L=10 m)

両図とも同様の傾向を示しているが、 R が約 10^4 より大きい範囲では、 $\sigma_{cal}/\sigma_{cao}$ が 1 より急速に低減している。この範囲は、細長比の制約条件がクリテカルになっている設計に対応しているが、新示方書の改定が有効に作用している部分である。しかし、細長比の制約条件をとると、点線で示したように、 R の値に関係なく $\sigma_{cal}/\sigma_{cao}$ は 1 になっている。これは、文献 4) の結果と一致する。

B. H形断面柱のまとめ

H形断面柱の設計において、新示方書に従ってより経済的な設計が可能なのは、細長比に関する制約条件がクリテカルになる場合のみである。これは、局部座屈を考慮することの効果ではなく、幅厚比の制限を緩和したためと思われる。よって、局部座屈応力度の検討は必要でなく、旧示方書において、式(3)～式(5-2)を再検討することにより、新示方書より簡単な手順で同一の設計が可能であると推定される。

これらは、以下でさらに検討される。

7. 最適断面形状

ここまで、各断面形状毎に検討を加えてきたが、ここではある荷重に対する最小重量設計の結果を、各断面形状間で比較することにより、最適な断面形状を求める。

3種類の断面形状の部材断面積と荷重の関係を、まとめて示したのが図-13 (SS 41, L=10 m)、図-14 (SM 50, L=10 m) および図-15 (SM 53, L=10 m) である。程度の差はあるが、どの図も同様の結果を示しており、荷重が約 $200t$ より少ない範囲では正方形箱形断面が、大きい範囲では円管断面が最小重量を示しており、H形断面が両者に同時に勝ることはなかつ

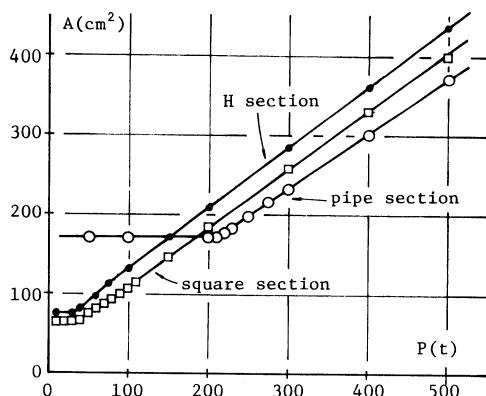


図-13 断面形状の比較 (SS 41, $L=10$ m)

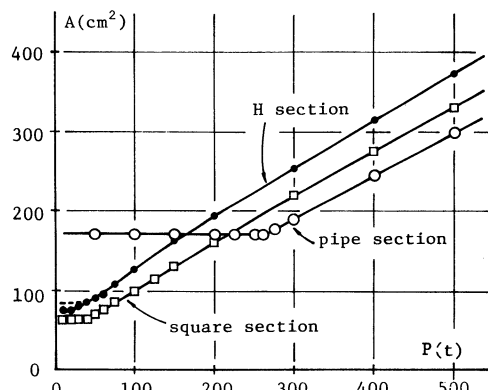


図-14 断面形状の比較 (SM 50, $L=10$ m)

た。

これらの図において、荷重の少ない範囲に点線で示してあるのは、H形断面柱を旧示方書に従って最小重量設計をした場合の結果である。図-13では実線と一致している。これらは、前章の考察でも説明したが、荷重の少ない範囲、つまり、細長比に関する制約条件がクリテカルになる範囲での、新示方書の有効性を示しているものである。

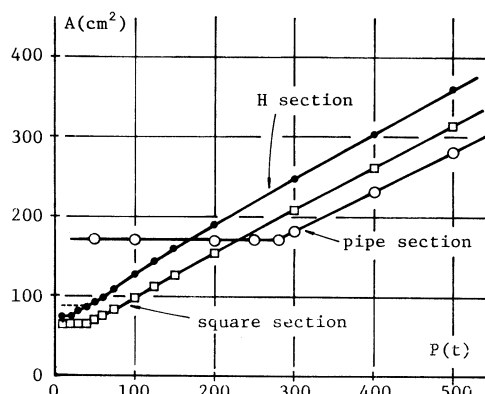


図-15 断面形状の比較 (SM 53, $L=10$ m)

8. 許容軸方向圧縮応力度関連の規定の一提案

旧示方書 (S 48) と新示方書 (S 55) の許容軸方向圧縮応力度に関する規程を比較すると、新示方書の方が、設計作業をより複雑にはしているが合理的であり、理論的には改良された規程である。しかし、4章で説明したように、正方形箱形断面柱の設計においては、局部座屈を考慮する範囲に最適設計は存在しないので、旧示方書による設計で十分である。

H形断面柱でも同様の結果が得られているが、例外的に細長比の制約条件がクリテカルになる場合のみ、新示方書で設計した方が部材断面積は少なかった。昭和 55 年における、示方書の許容軸方向圧縮応力度に関する規定の改定の主な目的が、小さな荷重の範囲での柱の設計を経済的にすることにあったから、これは、改定の目的が達せられたことを示している。

しかしながら、細長比の制約条件がクリテカルになる荷重の範囲において、新示方書による設計と旧示方書による設計を詳細に検討してみると、前者がより部材断面積が少ないのは、許

される幅厚比の上限値が、新示方書の方が大きいことによる。旧示方書でも、作用応力度が許容応力度に比べて少ない場合には、式(3)～式(5-1)により、幅厚比を k_7 あるいは k_8 よりも大きくとれる。しかし、式(5-2)により、許される幅厚比の上限値は、表-4に示すように、新示方書に比べて小さい。

表-4 新、旧示方書の幅厚比の上限地

支持条件 spec.	両縁支持板		自由突出板	
	S55	S48	S55	S48
SS 41	56	47.5	16	15.7
SM50	48	40.8	16	13.4
SM53	46	38.9	16	12.8
SM58	40	34.9	16	11.5

そこで、旧示方書の改良案として、式(5-2)を次式のようにすることを提案する。

a) 両縁支持板 (5')

$$\sqrt{k} \leq k_6/k_7$$

b) 自由突出板

$$\sqrt{k} \leq 16/k_8 \quad (5'')$$

旧示方書では、局部座屈に対する検討は行なわないが、細長比の制約条件がクリテカルになり、式(3)あるいは式(4)により板厚を薄くした断面でも、新示方書の許容応力度の制約条件を満足していることは、以下のように証明される。

今、断面が細長比により決定され、応力的に余裕があったので、フランジ板厚を式(4)により定めたとする。この時の作用応力度を σ_c 、旧示方書による許容応力度を $\sigma_{ca}^{(1)}$ 、新示方書による許容応力度を $\sigma_{ca}^{(2)}$ とする。フランジ板厚 t は、次式を満足しなければならない。

$$t \geq \frac{b'}{\sqrt{k} \cdot k_8} \quad (27)$$

よって

$$\frac{t}{b'} = \alpha \cdot \frac{1}{\sqrt{k} \cdot k_8} \quad (28)$$

ここで、

$$\alpha \geq 1 \quad (29)$$

また、 $\sigma_{ca}^{(1)}$ は次式で計算される。

$$\sigma_{ca}^{(1)} = \sigma_{cag} \quad (30)$$

$\sigma_{ca}^{(2)}$ は、式(10-2)より

$$\begin{aligned} \sigma_{ca} &= 240,000 \left(\frac{t}{b'} \right)^2 \\ &= 240,000 \left(\alpha \cdot \frac{1}{\sqrt{k} \cdot k_8} \right)^2 \\ &= \alpha^2 \cdot \frac{240,000}{k_8^2} \cdot \frac{1}{k} \end{aligned} \quad (31)$$

上式において、 $240,000/k_3^2$ は σ_{cao} であり、また、

$$k = \frac{\sigma_{ca}^{(1)}}{\sigma_c} \quad (32)$$

であるので、 σ_{cal} は、

$$\sigma_{cal} = \alpha^2 \cdot \sigma_{cao} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_{ca}^{(1)}} \quad (33)$$

となる。よって、 $\sigma_{ca}^{(2)}$ は、式(33)を式(8)に代入して、

$$\begin{aligned} \sigma_{ca}^{(2)} &= \sigma_{cag} \cdot \frac{\sigma_{cal}}{\sigma_{cao}} \\ &= \sigma_{cag} \cdot \alpha^2 \cdot \sigma_{cao} \cdot \frac{\sigma_c}{\sigma_{ca}^{(1)}} \cdot \frac{1}{\sigma_{cao}} \\ &= \alpha^2 \cdot \sigma_c \end{aligned}$$

式(29)より、結局、

$$\sigma_{ca}^{(2)} \geq \sigma_c \quad (34)$$

となり、式(3)あるいは式(4)で板厚を低減する限り、その断面の応力度は、自動的に新示方書に定められている局部座屈を考慮する許容応力度以内になる。よって、式(5-2)を式(5')あるいは(5'')とし、幅厚比の上限値を新示方書の値と同じくすることにより、局部座屈に対する応力度を検討しなくても、新示方書と同じ設計が可能となる。

新、旧示方書および本論文で提案された式(5')および(5'')を、式(5-2)の代りに用いる旧示方書による最小重量設計の結果を、表-5 (SS 41, $L=10$ m, $P=30^\circ$)、表-6 (SM 50, $L=10$ m, $P=20^\circ$) および表-7 (SM 53, $L=10$ m, $p=20^\circ$) に示した。これらの結果より、本論文の提案の妥当性が説明されていると思われる。

表-5 新、旧示方書および提案された式による最小重量設計の結果
(SS41, $L=10$ m, $P=30^\circ$)

spec.	S55	S48	S48*
A (cm ²)	76.51	76.22	76.18
b (cm)	31.79	31.81	31.81
t_f (cm)	0.99	0.99	0.99
h (cm)	16.80	16.81	16.83
t_w (cm)	0.80	0.80	0.80
b/t_f	15.7	15.7	15.7
g_1	-0.002	-0.445	-0.444(-0.000)
g_2	-0.018	0.000	0.000(-0.017)
g_3	-1.666	-1.263	-1.265(-1.663)
g_4	0.001	0.000	-0.000(-0.000)

表-6 新、旧示方書および提案された式による最小重量設計の結果
(SM50, $L=10$ m, $P=20^\circ$)

spec.	S55	S48	S48*
A (cm ²)	75.29	84.49	75.23
b (cm)	31.86	31.43	31.85
t_f (cm)	0.97	1.14	0.97
h (cm)	16.85	16.52	16.84
t_w (cm)	0.80	0.80	0.80
b/t_f	16.0	13.4	16.0
g	-0.148	-1.620	-1.326(-0.145)
g	0.000	-0.002	0.001(0.001)
g	-1.279	-0.977	-1.280(-1.280)
g	-0.000	-0.000	0.000(0.000)

これらの表において、S48*の()内の値は、得られた最小重量設計の結果を、新示方書(S55)によって検討した場合の各制約条件式の値である。新示方書による設計と同一の設計が、改良された旧示方書による設計で得られている。

結局、旧示方書は、その一部を改良することにより、新示方書を完全にカバーしており、集成箱形およびH形断面柱の設計において、局部座屈応力度の検討は不用ということになった。

表-7 新、旧示方書および提案された式による最小重量設計の結果
(SM53, L=10m, P=20t)

spec.	S55	S48	S48*
A (cm ²)	75.27	87.61	75.25
b (cm)	31.85	31.31	31.84
t _f (cm)	0.97	1.19	0.97
h (cm)	16.84	16.43	16.83
t _w (cm)	0.80	0.83	0.80
b/t _f	16.0	12.8	16.0
g ₁	-0.066	-1.781	-1.387(-0.066)
g ₂	0.000	-0.000	-0.000(-0.000)
g ₃	-1.185	-0.891	-1.376(-1.186)
g ₄	0.000	0.000	0.001(0.001)

9. 結 論

正方形箱形断面柱、円管断面柱およびH形断面柱の最適設計の結果を、種々の角度から検討することにより、新、旧示方書の許容軸方向圧縮応力度に関する規定を考察し、一つの提案を試みた。

本論文より得られた結論を箇条書にすると、以下のようになる。

- i) 集成箱形断面柱およびH形断面柱の設計において、旧示方書の許容軸方向圧縮応力度に関する規程の内、許される最大幅厚比の値を新示方書と同じ値にすることにより、新示方書より簡単に、同じ経済的な設計が可能となる。
- ii) 正方形箱形断面柱の設計においては、局部座屈を考慮する必要がある板厚の範囲に、最適設計は存在しない。
- iii) 円管断面柱の設計においては、局部座屈を考慮する必要がある板厚の範囲に、最適設計が存在することがある。
- iv) H形断面柱の設計においては、細長比の制約条件がクリテカルになる場合にのみ、局部座屈を考慮する必要がある板厚の範囲に最適設計が存在する。ただし、本論文の提案に従うと、局部座屈との連成による許容応力度を計算しなくても、経済的な設計は可能である。
- v) H形断面柱の設計において、細長比の制約条件がなければ、最適幅厚比は局部座屈を考慮する必要のない値になる。
- vi) 部材断面積のみを比較すると、荷重の少ない範囲では正方形箱形断面柱が、大きい範囲では円管断面柱が経済的となり、H形断面柱が、両者に同時に勝ることはなかった。

杉 本 博 之

本論文の計算は、室蘭工業大学情報処理教育センターの *Facom M-170 F* を使用した。

(昭和 59 年 5 月 9 日 受理)

参 考 文 献

- 1) 日本道路協会：道路橋示方書・同解説，1973， 2.
- 2) 日本道路協会：道路橋示方書・同解説，1980， 2.
- 3) 榎波義幸：道路橋示方書の改定について，橋梁，1979， 8.
- 4) 安保，長谷川，西野：鋼柱の設計の最適化に及ぼす局部座屈の影響，土木学会第 38 回年次学術講演会講演概要集，1983， 9.
- 5) 今野，山下：非線形計画法，日科技連，1978.

多孔体の分散係数の最適同定について

藤 間 聡・馬 場 一 孝*

Optimum Identification of Dispersion Coefficients in Porous Media

Satoshi TOHMA and Kazutaka BABA

Abstract

Recently, the problem of predicting the movement of pollutants in groundwater has gained attentions. To solve such problems a number of numerical methods has been developed. But dispersion coefficients are always assumed to be a known values, the result of such numerical approach then becomes questionable.

In this paper, dispersion coefficients were investigated using laboratory column and sand aquifer tracer tests.

Powell's conjugate direction method was applied together with the error function type solution to obtain the dispersion coefficients. Powell's method is efficient technique for the parameter identification of dispersion phenomena in porous media. Comparing the observed data and analytical solutions, obtained dispersion coefficients were reasonable.

1. ま え が き

多孔体における分散現象の解明は、近年著しく進行している地下水汚染の防止対策を講ずる上で重要な課題である。現在多孔体内の汚染物質の挙動の予測は、主に数値解析を使用して詳細な研究^{1,2)}が進められている。しかし、これらの予測法は分散係数をあらかじめ既知量として解析を行っているため、実際に予測を行う場合、分散係数の与え方が難しく精度のよい予測は行われ難いと考えられる。

分散係数は多孔体を構成する粒子径、空隙径、流速等に規定されるパラメータで、その同定には明確な定式化がなく試行錯誤により主観的に決めているのが実状である。

本研究は、分散係数の同定に最適化手法の一つである Powell の共役方向法を適用し、精度良く分散係数を推定する方法を示し、併せて流速との相関関係を検討するものである。

*長崎県土木部

2. Powellの共役方向法³⁾

本研究において使用した Powell の共役方向法は制約条件のない最適化問題に対する一解法である。この方法により分散係数の同定は n 次元変数からなる目的関数の最小化問題に変換される。即ち分散実験で得られた実測値と分散方程式による計算値との誤差の加重平方和を目的関数とし、この関数を最小にする分散係数を探索することになる。

この方法は他の最適化法と異なり一階偏導関数の値を必要としなく、一般に計算処理時間が少ない特徴を有する。しかし、初期点の推定精度が低い場合には最小点から隔たった点が求められ、最小点に近接するのに時間を要するという探索効率のうえで欠点を有する。本章では共役法の数学的証明は省略し、アルゴリズムのみを示す。但し、以下で使用する記号は、 α_i : 独立変数、 $f(\alpha_i)$: 目的関数、 j : 反復回数を表わすものとする。

- (1) $j=0$ とし、初期点 α_0 、探索方向 d_1 を与える。最初の探索方向は各座標軸に平行な単位ベクトルを用いる。
- (2) 点 α_{i-1} から探索方向 d_i に進み目的関数 $f(\alpha_i)$ の最小点 α_i を求める。次に α_i から再出発し、方向 d_{i+1} についての最小点 α_{i+1} を求める。以下同様の操作を繰り返す。
- (3) 次の繰り返しに使用する新しいベクトルの組を選択するため、 $\delta = |f(\alpha_{m-1}) - f(\alpha_m)| = \max\{f(\alpha_{i-1}) - f(\alpha_i)\}$ を満足する整数 m を見いだす。
- (4) $f_1 = f(\alpha_0)$, $f_2 = f(\alpha_n)$, $f_3 = f(2\alpha_n - \alpha_0)$ を算出する。
- (5) $f_3 \geq f_1$ あるいは、 $(f_1 - 2f_2 + f_3) \cdot (f_1 - f_2 - \delta) \geq \delta(f_1 - f_3)^2 / 2$ のいずれかが満足されると次の反復では現段階の探索方向をそのまま保有する。
- (6) 上記条件が満足されなければ、方向 $d = \alpha_n - \alpha_0$ についての最小点を求め、この点を次の出発点とする。また新しい探索方向として d を最後に付け加え、 d_m を取り去る。
- (7) 前段階の反復で得られたベクトル α_i と現段階のベクトル α_i との誤差が許容値以内であれば計算を終了し、そうでなければ $j=j+1$ として(2)に戻る。

上記のアルゴリズムのうち(2)の最小点の求め方は、一探索方向上の三点で目的関数を評価し関数値を求め、この三点を用いて2次近似を実施し、最小点の位置が指定精度に達するまで引き続き2次近似を行なう。

3. 分散係数の同定

分散係数を Powell の共役方向法を用いて探索するためには、分散現象を正確に表現するモデルの設定が必要となる。本研究でのモデルは次の偏微分方程式から成り立つものとする。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\alpha_1 \frac{\partial C}{\partial x} + \alpha_2 \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \alpha_3 \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \alpha_4 \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \quad (1)$$

多孔体の分散係数の最適同定について

ここに、 C ：物質濃度， x, y, z ：座標， t ：時間， α_i ：分散係数等の未知パラメータを示す。但し， α_1 ：流速(V)， α_2 ：縦方向分散係数(K_L)， $\alpha_{3,4}$ ：横方向分散係数(K_T)とし，ここでは，流速の同定も併せて行うものとする。

モデル解 $C(x, y, z, t)$ は(1)式を初期・境界条件の下で解析的にまたは数値解析法により求めることができる。ここでは次の解析解を用いる。

トレーサ連続放出による一次元分散方程式の解：

$$C(x, t) = \frac{C_0}{2} \left[\operatorname{erfc} \left(\frac{x - Vt}{\sqrt{4K_L t}} \right) + \exp \left(-\frac{Vt}{K_L} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{x + Vt}{\sqrt{4K_L t}} \right) \right] \quad (2)$$

但し，初期条件： $C(x, t=0) = 0 \quad x > 0$

境界条件： $C(x=0, t) = C_0 \quad t > 0$ ， $C(x \rightarrow \infty, t) = 0 \quad t > 0$

トレーサ瞬間放出による二次元分散方程式の解：

$$C(x, y, t) = \frac{C_0 Q}{8\pi K_L R} \exp(-\gamma t) \left[\exp \left(-\frac{Vx - \beta R}{2K_L} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{R - \beta t}{\sqrt{4K_L t}} \right) + \exp \left(-\frac{Vx + \beta R}{2K_L} \right) \operatorname{erfc} \left(\frac{R + \beta t}{\sqrt{4K_L t}} \right) \right] \quad (3)$$

ここに， $R = \sqrt{x^2 + Y^2}$ ， $Y = y\sqrt{K_L/K_T}$ ， $\beta = \sqrt{V^2 - 4K_L\gamma}$ ， γ ：トレーサ減衰率， C_0 ：初期濃度， Q ：流量。

分散係数の最適解の決定は，一般に実測値 $c(x, y, z, t)$ に対する上述の解 $C(x, y, z, t)$ の誤差を目的関数とし，この目的関数が最小となる分散係数を求めることである。誤差の表わし方としては，絶対誤差の和，絶対誤差の平方和及び相対誤差の和など⁴⁾が考えられる。本研究においては最も一般的な絶対誤差の平方和を目的関数とする。

$$f(\alpha) = \sum_{i=1}^n (C_i - c_i)^2 \quad (4)$$

(4)式で定義した目的関数の最小化を行なう場合，Powellの共役方向法は制約条件のない最適化法であるので，負の分散係数を得る可能性が生じる。この欠点を補うため次のペナルティ関数⁵⁾を導入する。

$$J_P = \sum_{i=1}^n P(\alpha_i) \quad \begin{cases} P(\alpha_i) = 0 & \alpha_i > 0 \\ P(\alpha_i) = |\alpha_i| \times 10^8 & \alpha_i < 0 \end{cases} \quad (5)$$

(5)式のペナルティ関数を導入することにより，目的関数を次式のように再定義する。

$$J = f(\alpha) + J_P \quad (6)$$

4. 分散実験

4.1 一次元カラム分散実験 この実験装置は Fig. 1 に示すように，内径 $\phi = 10.6$ cm，長

さ $L=100.0$ cm の透明アクリル製カラムから成り、多孔体が最下端から高さ 80 cm に充填されている。多孔体として使用した試料は海砂(有効径 0.075 cm, 空隙率 0.376), ガラス球(平均径 0.10 cm, 空隙率 0.383), ポリスチレン球(平均径 0.15 cm, 空隙率 0.367 及び平均径 0.13 cm, 空隙率 0.351) の 3 種 4 試料である。

実験は多孔体の空隙系に影響を及ぼす連行空気をできるだけ排除するため、カラムを満水状態にして上部から試料を徐々に充填し、規定長の多孔体を形成する。多孔体内の流れが定常状態に達した後、一定濃度 $c=10.0$ g/l の塩水をトレーサとして連続供給し、多孔体上面から 26.0, 46.0, 66.0 cm の 3 点においてその濃度を測定する。塩分濃度は導電率計(計測技研製 MK-106)を通して 4 チャンネルのデータレコーダ(ティアク製 R-61)に記録し、パソコン(ティアク製 PS-80)によりデータ処理を行なった。

4.2 二次元平面分散実験 二次元平面分散実験は、高さ 1.0 m, 幅 0.4 m, 長さ 4.5 m の両面透明アクリル張り鋼製二次元水路にカラム実験と同一の海砂を使用して高さ 0.58 m, 幅 0.4 m, 長さ 2.0 m の被圧帯水層を設置し、定常一様流状態下で行なった。トレーサは濃度 $c=20.0$ g/l の塩水を用い、その濃度変化を帯水層上流面から 20.0, 60.0, 100.0, 140.0, 180.0 cm に設けた観測井に直径 6 mm の検出器を挿入し測定した。観測井は直径 $\phi=20$ mm の有孔塩ビ製パイプからなる完全貫入井でほぼ直線上に配置されている。トレーサは瞬間放出とし、投入点は 20.0 cm の位置にある観測井を用いた。なお測定機器はカラム実験と同一の装置である。

5. 解析結果及び考察

5.1 一次元分散 本解析により得られた結果の一部を Fig. 2 に示す。同図は海砂を用いて水頭差 H を 6 段階に変化させて流速及び分散係数を最適同定したものである。流速に関しては実験値の相対濃度 $c/c_0=0.5$ の移動速度と同定された流速は一致し、同定値は的確であると考えられる。一方、分散係数に関してはほぼ満足する値が得られている。実験値はいずれも相対濃度 $c/c_0=0.9$ 以上で到達時間が遅れる傾向を有するが、これはトレーサの一部が砂粒子の表面に吸着するためと思われる。Powell 法は初期値の設定が適切でない場合、最適同定の探索効率が非常に低下するため、本解析においては次の方法により初期値を与えた。実験で得られる濃度の破過曲線は、一般に誤差曲線の積分形を呈することを考慮し流速の初期値には相対

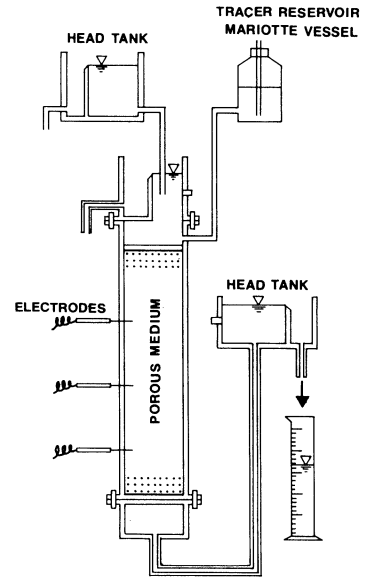


Fig. 1 Experimental Setup.

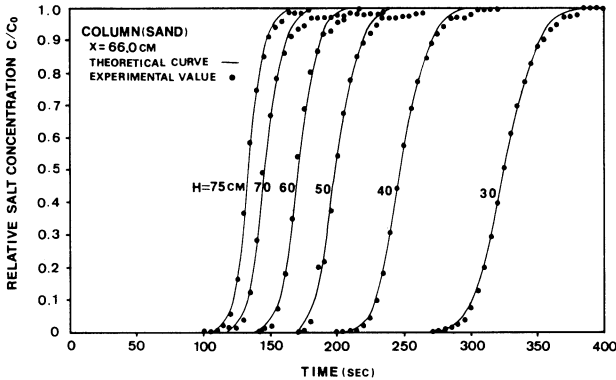


Fig. 2 Comparison of measured concentration histories with analytical solutions.

濃度 0.5 の移動速度を与える。一方、分散係数の初期値は破過曲線の相対濃度 0.16 から 0.84 までの区間を分散帯と定義すると次式で与えられる。⁶⁾

$$K_L = \frac{(x - Vt_{0.16}) / (t_{0.16})^{1/2}}{-(x - Vt_{0.84}) / (t_{0.84})^{1/2}}^2 / 8 \quad (7)$$

得られた初期値から Powell 法によりパラメータが同定する過程を Table-1 に示す。この解析例はポリスチレン球 (平均径 0.13 cm) からなる多孔体において、測定点 $x=66.0$ cm で得られたトレーサ放出後 90 秒から 134 秒までの 2 秒毎の 23 個のデータを用いた。本例では 20 回の反復で最適値に達しており、初期値である実測値との相対誤差は 5% 以内である。

同定された流速及び分散係数を(2)式に代入して得られる計算値と実測値とを Table-2 に示す。両者の値の比較から流速、分散係数とも的確な値であることが認められる。

Table-1 Values of the Iterations in the identification of V and K_L

Iteration	V	K_L
Initial	0.68200	0.09500
1	0.78200	0.09500
2	0.58200	0.09500
3	0.66206	0.09500
4	0.64212	0.09500
5	0.60225	0.09500
6	0.65145	0.09500
7	0.66078	0.09500
8	0.65051	0.09500
9	0.65051	0.19500
10	0.65051	0.14500
11	0.65051	0.04500
12	0.65051	0.10133
13	0.65051	0.08867
14	0.65051	0.07602
15	0.65051	0.09145
16	0.63476	0.08967
17	0.66625	0.09322
18	0.65066	0.09147
19	0.65044	0.09116
20	0.65038	0.09081

Table-2 Identification values by powell's method

```

STYRENE HEAD=18.0CM TIME= 90.0 - 134.0SEC
INITIAL VALUE VELOCITY= 0.6820 DISPERSION COE.= 0.0950
IDENTI. VALUE VELOCITY= 0.6504 DISPERSION COE.= 0.0908

***** CALCULATION VALUE TABLE *****

0.0009 0.0029 0.0079 0.0190 0.0405 0.0775 0.1343 0.2130 0.3113 0.4231
0.5394 0.6504 0.7482 0.8280 0.8887 0.9316 0.9601 0.9779 0.9883 0.9941
0.9972 0.9987 0.9994

***** EXPERIMENTAL DATA TABLE *****

0.0013 0.0031 0.0042 0.0144 0.0366 0.0789 0.1317 0.2106 0.3116 0.4307
0.5416 0.6506 0.7465 0.8208 0.8847 0.9354 0.9618 0.9749 0.9944 1.0000
1.0000 1.0000 1.0000

ERROR SQUARE SUM= 0.00031
    
```

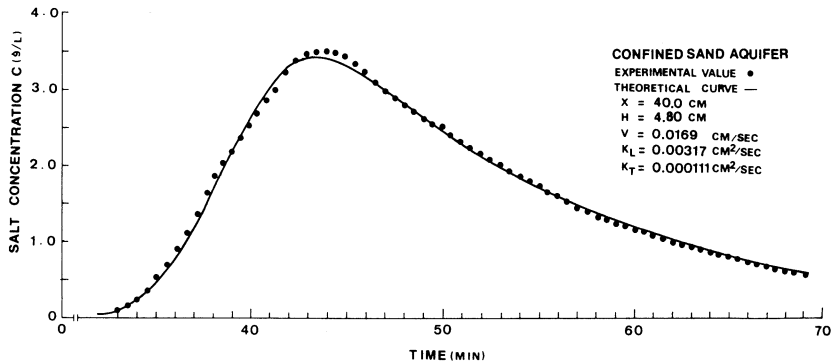


Fig. 3 Comparison of measured concentration history with analytical solution.

5.2 二次元平面分散 本解析で得られた結果の一例を Fig. 3 に示す。同図は砂帯水層において水頭差 $H=4.8$ cm の定常流に 5 秒間トレーサを点放出し、放出点から 40.0 cm にある観測井で測定されたものである。この解析例では流速、縦方向分散係数（主流方向）及び横方向分散係数（主流に直角方向）の 3 個のパラメータを同定している。3 個を同時に同定するためには異なる 3 地点の測定データまたは 1 地点での 3 個以上の測定データが必要となるが、ここでは同一地点の 74 個のデータを使用した。計算値と実測値との比較から流速及び縦・横方向分散係数は一次元分散と同様に的確に同定されていると考えられる。

本例の濃度破過曲線はピーク点に関して非対称形を呈している。一般に、トレーサを短時間放出した場合の破過曲線は矩形波が流下距離とともに変形し、正規分布形になることが知られているが、本実験ではトレーサが投入井から矩形波状でなく、指数関数的に逓減しながら流出するものと考えられる。(3)式においてはこの現象を考慮して減衰率 γ を導入している。Table 3 は水頭差を種々変化させて得られた分散係数を示している。縦方向分散係数は流速の増加にともない値が大きくなるが、横方向分散係数はほぼ一定値をとることが認められる。横方向分散係数は分子拡散係数 (NaCl の場合 $2.0 \times 10^{-5} \text{cm}^2/\text{sec}$)⁷⁾ の約 10 倍の値をとるが、実験で使用した塩水が比較的高濃度のため主流に直角方向への移動が大きくなるものと思われる。

Table-3 Identification of V, K_L and K_T

水頭差 $H(\text{cm})$	流速 $V(\text{cm}/\text{s})$	縦方向分散係数 $K_L(\text{cm}^2/\text{s})$	横方向分散係数 $K_T(\text{cm}^2/\text{s})$	K_T/K_L
4.80	0.0169	0.00317	0.000111	0.0350
8.55	0.0357	0.00489	0.000188	0.0384
11.45	0.0404	0.00558	0.000230	0.0412
15.80	0.0538	0.00685	0.000187	0.0273
17.50	0.0627	0.00795	0.000196	0.0247
19.90	0.0693	0.00859	0.000180	0.0210

次に同定された一、二次元分散の流速と分散係数との相関関係を求める。分散係数は、粒子径、空隙径及び流速等に規定されるが、次元解析によりこの関係を求めると次の無次元量が得られる。

$$P_e = Vd/K_L \quad (8)$$

ここに、 P_e ：ペクレ数， d ：粒子平均径。

本実験においてはこのペクレ数がほぼ一定値 ($P_e \approx 1.0$)となり、従って(8)式から分散係数と流速とは比例関係を有することがわかる。Fig. 4は一次元分散実験 100 データ，二次元分散実験 20 データをとりまとめたものである。同図から最小 2 乗近似により次の関係を得た。

$$K_L = 0.139 V^{1.025} \quad (9)$$

($0.01 < V < 1.0 \text{ cm/sec}$)

上式から縦方向分散係数はほぼ流速に比例し、定数 0.139 は使用した試料の平均径に近い値を示している。この値は試料の空隙の幾何学的特性を示すものと解釈できる。

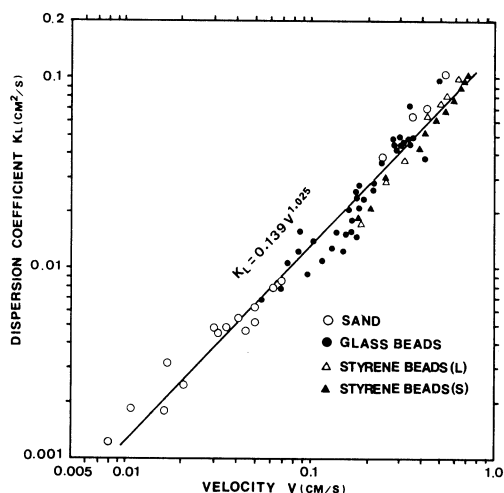


Fig. 4 Relation between velocity and dispersion coefficient.

6. 結 論

本研究において得られた結果を要約すると次のとおりである。

- 1) 分散方程式と Powell 法を組み合わせることにより的確に分散係数値を推定できる。
- 2) 縦方向分散係数は流速との間に次の関係が成立する。

$$K_L = 0.139 V^{1.025} \quad (0.01 < V < 1.0 \text{ cm/sec})$$
- 3) 横方向分散係数は縦方向分散係数の 10^{-2} のオーダーにある。

7. あ と が き

以上ほぼ均一な粒径を有する試料を用いて、飽和多孔体における塩水分散の分散係数を Powell 法により最適同定する方法を示した。その結果、一次元及び二次元平面分散に関する確に分散係数を求め得ることが実証された。縦方向分散係数は、浸透流速が 1.0 cm/sec 以下の範囲においては浸透流速にほぼ比例することが確められた。流速が 1.0 cm/sec の場合本実験ではレイノルズ数 $Re=1.0$ に相当する。この値は浸透流が層流であるための上限値に相当することから、上記の比例関係は層流域で成り立つものと考えられる。

この方法を実際の地下汚染の予測に用いる際に、汚染物質が構成粒子と化学反応または吸着

現象を生じる場合には流速及び分散係数を場の関数とし数値解析によらなければならない。しかし数値解析法の一法である重味付残差法を使用して Table-1 の解を求める場合、計算時間が解析解の場合に比較して 600 倍程度要し、二、三次元解析を行うには計算効率を高める工夫が必要となる。今後はこうした定式化を含めて実際の汚染物質の挙動の予測に関する研究を進める所存である。

謝辞：本研究の遂行にあたり、終始御教示を頂いた本学土木工学科近藤教授、九州大学工学部水工土木学科上田年比古教授並びに神野健二助教授に深甚なる謝意を表します。なお、本研究の計算には九州大学大型計算機センター並びに室蘭工業大学情報処理教育センターの電子計算機を使用したことを付記する。

(昭和 59 年 5 月 19 日 受理)

参 考 文 献

- 1) Pinder, G. F., W. G. Gray : Finite Element Simulation in Surface and Subsurface Hydrology, Academic Press, 1977
- 2) 河野伊一郎, 西垣誠, 田中慎一 : 飽和・不飽和浸透流における非定常塩水化現象の有限要素法解析, 土木学会論文報告集, No. 331, pp. 133-141, 1983
- 3) Box, M. J., D. Davies (黒田 充訳) : 非線形最適化の技法, 培風館, pp. 42-47, 1972
- 4) 小林慎太郎, 丸山利輔 : Powell の共役方向法によるタンクモデル定数の探索, 農業土木学会論文集, 第 65 号, pp. 42-47, 1976
- 5) 前出 4)
- 6) Fried, J. J., M. A. Combarous : Dispersion in Porous Media, Advances in Hydrosience, Vol. 7, pp. 169-282, 1971
- 7) 福井正美, 桂山幸典 : 飽和多孔性媒質内における分子の拡散および分散現象に関する研究, 土木学会論文報告集, No. 246, pp. 73-82, 1976

Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variations in Skid Resistance (I) —Mechanistic Model—

Kazuo SAITO* and John J. HENRY**

Abstract

This paper describes a part of the findings of a three-year research program to develop a basic mechanistic model to predict the seasonal and short-term variations in skid resistance as a function of environmental and traffic conditions. The model treats the seasonal and short-term variations separately. Data were analyzed from 21 test surfaces in State College, Pennsylvania. For the seasonal trend, an exponential curve was fitted to the skid number data for the asphalt pavements, while a linear relationship best fit the data for portland cement concrete surfaces. The coefficients of the resulting seasonal variation curves were fitted to pavement and traffic parameters to provide predictors for the long term effects. Significant predictors were found to be British Pendulum Numbers (*BPN*) and average daily traffic (*ADT*). Other predictors for pavement polishing are suggested in place of *BPN* to predict the rate of decrease in skid resistance over an annual cycle. After the data for seasonal variations were adjusted, the remaining short-term variations were regressed against rainfall, temperature, and macrotexture parameter. The short-term variations can be predicted by dry spell factor (*DSF*) and pavement temperature (T_p), but the introduction of the measured percent normalized gradient (*PNG*) was found to improve the regression.

The developed model was applied for predicting the level of skid resistance at the end of the year (SN_{64F}) and for predicting the skid resistance at any day from a measurement taken on a different day. It is concluded that mechanistic model is effective predictor model for predicting those skid resistance.

1. INTRODUCTION

It is generally recognized that the skid resistance of pavement surfaces changes with time. Two decades ago, Giles and Sabey¹⁾ reported that investigations on some British pavements revealed the existence of significant differences in skid resistance between summer and winter. They also presented data which showed that a strong relationship existed between seasonal variations in skid resistance and personal injury accidents.

During the past two decades, several transportation departments and other agencies in

* Dr. Eng., Associate professor of Civil Engineering, Muroran Institute of Technology, Muroan, Hokkaido, JAPAN

** Sc. D., Professor of Mechanical Engineering, and Acting Director of Pennsylvania Transportation Institute, Pennsylvania State University, University Park, Pa. U.S.A.

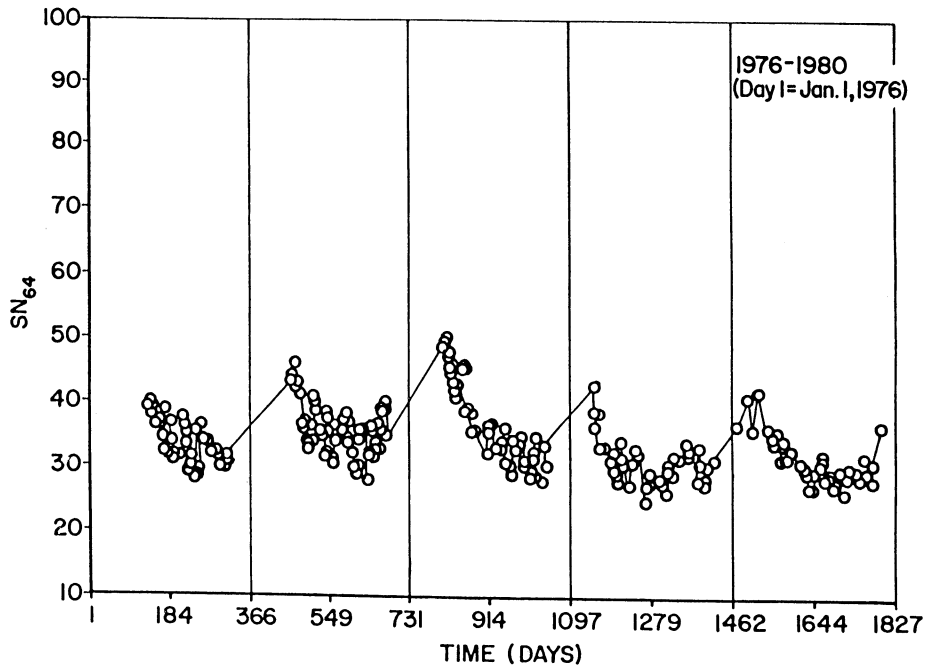


Figure. 1 Seasonal variation in skid resistance during five years (Dense-graded asphalt surface)

the United States have conducted extensive skid-resistance surveys. Skid-resistance measurements made on public highways in Pennsylvania and other states in accordance with ASTM E 274 Method of Test²⁾ exhibit seasonal and short-term variations,^{3),4),5)} but until last few years little attention was paid to seasonal variations in these measurements.

Until recently, the most comprehensively documented studies involving both seasonal and short-term skid-resistance variations were the ones undertaken by the Pennsylvania DOT.^{4),5)} The skid-resistance measurements made in these studies showed that, once a pavement surface had stabilized after being exposed to weather and traffic for one or two years, the surface exhibited cyclic skid-resistance variations which tends to be higher in winter through spring than in summer through fall (see Figure 1). Superimposed on these annual cycles are short-term variations, seemingly the result of rainfall and other local weather conditions. Several other states have reported to the Federal Highway Administration (FHWA) of U. S. DOT their observations related to seasonal skid-resistance variations. Extreme seasonal variations as high as 30 skid numbers (SN) have been observed, with more typical variations in the range of 5 to 15. These observations were summarized by Rice.⁶⁾ Analyzing these large changes which occur rather systematically, Hegmon⁷⁾ concluded that there are real skid-resistance changes related to changing conditions.

The observed seasonal and short-term variations in skid resistance make it difficult to

Development and Application of Predictor Model for
Seasonal Variations in Skid Resistance (I)

determine the skid resistance of pavement from a single measurements, to specify minimum skid resistance value for a given road surface in a given time and also to compare the skid resistance of different types of pavement. As a result, these variations make it difficult to establish a rational maintenance program in which skid resistance in one of the important factors. Thus, some analytical procedures are needed which provide a correction to the measured skid resistance for seasonal and short-term variations in test conditions.

The *FHWA* recognized the need for analytical means of interpreting skid-resistance data subjected to seasonal and short-term variations. In 1978, *FHWA* initiated a three-year research program with the Pennsylvania State University to collect frequent skid-resistance measurements of pavements in various areas of the United States and to develop predictor models to describe seasonal variations in skid resistance of pavement surfaces.

This paper describes the finding of a portion of this research program : the development of a basic mechanical model to predict the seasonal and short-term variations in skid resistance as a function of environmental and traffic conditions, and some applications of this developed model. The mechanistic model was based on the hypothesized mechanisms of wear and polishing of the pavement texture and on the data of 21 test pavements in Pennsylvania.

2. DATA BASE

The data base consisted of skid-resistance measurements taken at various speeds, pavement related data, weather data recorded at weather stations located near the test sites.

(1) Test Sites

Skid testing was performed on 21 test pavements in Pennsylvania between January and December, 1980. The 21 test sites represented a variety of aggregates and mix designs and included 16 asphalt pavements and 5 portland cement concrete (*PCC*) pavements, which were subjected to a wide range of *ADT*. The pavement and traffic parameters for each site are listed in Table 1. The construction materials and locations of the test sites have been fully described by Henry and Dahir.⁸⁾

(2) Skid-Resistance Test

For the 21 test sites, the daily skid-resistance tests were made in the transient slip mode.⁹⁾ These tests provided SN_{64} data at 64 km/h (40 mph) according to the ASTM E 274 Method of Test, and also brake slip numbers at 16, 32, and 48 km/h (10, 20, and 30 mph) which can be used to approximate SN_{16} , SN_{32} , and SN_{48} respectively. Air, tire, and pavement temperatures were recorded at the time of each test.

(3) Texture Measurements

Monthly texture measurements made at each site included British Pendulum Number (*BPN*) according to ASTM E 303 Method of Test,²⁾ and mean texture depth (*MTD*)

Table 1. Pavement and traffic parameters (1980)

Site No.	Type of*	Year of Construction	Type of Aggregate	SRL**	PNG(Ave.)		MTD*** mm	Total ADT
	Pavement		Coarse/Fine		h/km	BPN***		
1	DG	1970	Limestone/NA	L	0.83	58.5	0.368	6630
2	PCC	1960	Limestone/Natural Sand	M	0.32	53.0	0.394	7700
3	PCC	1973	Limestone/Natural Sand	M	0.71	70.0	0.330	3640
4	DG	1972	Limestone/NA	M	0.84	62.5	0.330	3640
8	DG	1972	Limestone/Silica Sand	M	0.61	55.0	0.864	1820
9	DG	1972	Limestone/Silica Sand	M	0.69	69.5	0.622	1710
10	PCC	1973	Limestone/Silica Sand	L	0.77	72.0	0.292	1710
11	DG	1963	Limestone/NA	M	0.79	56.0	0.432	4490
12	DG	1970	Limestone/NA	G	0.63	60.0	0.648	4490
13	OG	1969	Limestone/NA	G	0.53	90.5	0.978	7920
14	PCC	1967	Limestone/NA	M	0.83	62.0	0.368	8770
15	OG	1969	Limestone/NA	E	0.53	86.5	1.194	7920
16	DG	1966	Limestone/Limestone	L	0.88	50.0	0.394	6500
17	DG	1961	Limestone/Limestone	—	0.67	53.5	0.775	800
18	PCC	1973	Limestone/NA	L	0.66	77.0	0.470	1200
19	DG	1968	Limestone/Silica Sand	L	0.81	54.0	0.508	7000
20	DG	1968	Limestone/Silica Sand	L	0.82	65.0	0.508	7000
21	OG	1969	Limestone/Silica Sand	M	0.68	64.0	1.029	2500
22	OG	1969	Gravel/Silica Sand	G	0.58	84.5	1.384	2500
24	DG	1963	Limestone/NA	M	0.83	54.0	0.432	4490
25	DG	1963	Gravel/NA	G	0.68	81.0	0.521	7920

* DG=Dense Graded PCC = Portland Cement Concrete OG = Open Graded

** SRL = Skid Resistance Level in Pennsylvania: L = Low M = Moderate H = High E = Excellent

***Average value of April and May

according to the sand-patch method described by ACPA.¹⁰⁾

(4) Weather-Related Data

The weather data available in the daily data base were obtained from Weather Station in University Park, Pennsylvania.

(5) Pavement Polishing Data

During July 1980 a series of tests was carried out on the 21 test sites using Penn State Reciprocating Pavement Polisher.¹¹⁾ Each pavement was subjected to 2000 polishing cycles using 0.05-mm silica abrasive, with measurements taken initially (BPN_0), after 500 cycles (BPN_{500}), and after 2000 cycles (BPN_{2000}). The results are listed in Table 2.

3. DEVELOPMENT OF MECHANISTIC MODEL

The mechanistic model based on the detailed pavement studies on surface property behavior over periods ranging three to five years, conducted at the Pennsylvania test sites. The observed seasonal variations in skid resistance from spring to fall were similar in all test sites, with a low skid number in the late fall that was brought to almost its original levels as the skid resistance was rejuvenated over the winter season. Short-term variations, seemingly due to rainfall and local weather conditions, were superimposed on this

Development and Application of Predictor Model for
Seasonal Variations in Skid Resistance (I)

annual cycle.¹²⁾ These trends imply that it may be possible to develop an equation or model to predict the low skid numbers that generally occur in the fall, from a skid-resistance measurement taken at any time during the year.

(1) **Description of the Mechanistic Model**

In this model, it is hypothesized that seasonal variations are due to a reduction in the microtexture as a result of polishing, and a reduction in the macrotexture as a result of the wear of the aggregate. The short term effects are attributed to contaminants that accumulate on the pavement,¹³⁾ and in some cases, to chemical reactions such as might occur between limestone aggregate and acid rain. The short-term effects, therefore, are modeled as causing short-term modifications to the microtexture.

The model utilizes the Penn State Model,¹⁴⁾ in which SN_0 is related to microtexture and PNG is related to macrotexture :

$$SN_V = SN_0 e^{-(PNG/100)V} \quad (1)$$

where SN_V = skid number at velocity V
(km/h)

SN_0 = skid number-speed intercept

PNG = percent normalized gradient defined as $-\frac{(100/SN_0)}{d(SN)/dv}$
and has unit of (h/km).

Or, for the skid resistance at 64 km/h :

$$SN_{64} = SN_0 e^{-0.64 PNG} \quad (2)$$

The term SN_0 (microtexture) has both seasonal and short-term components (SN_{OL} and SN_{OR}), where the SN_{OR} is the residuals after curve-fitting a seasonal trend SN_{OR} . Thus, the value of SN_0 at any time can be expressed :

$$SN_0 = SN_{OL} + SN_{OR} \quad (3)$$

The SN_0 deduced from data collected throughout the year typically exhibits seasonal variations as shown in Figures 2 and 3. Figure 2 shows the trend for a typical asphalt

Table 2. Results of polishing tests with the Penn State Reciprocating Pavement Polisher (July 1980)

Site No.	BPN_0	BPN_{500}	BPN_{2000}
1	59	60	59
2	68	75	64
3	74	79	70
4	58	68	64
7	68	70	71
8	56	51	50
9	71	66	69
10	70	72	75
11	67	68	66
12	87	82	73
13	89	85	87
14	73	68	66
15	87	85	81
16	70	62	56
17*	—	—	—
18	74	73	67
19	65	62	63
20	65	62	63
21	67	74	68
22	81	76	78
24	50	59	56
25	79	77	71

* This site has been resurfaced.

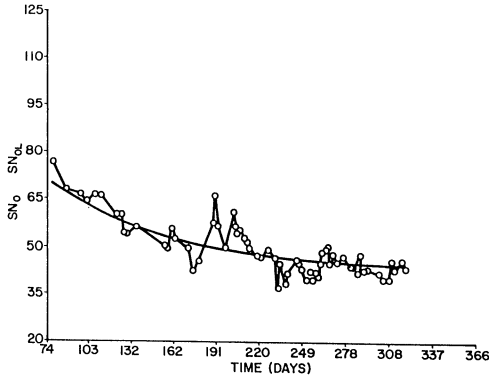


Figure. 2 SN_0 versus time for asphalt surface (Pennsylvania site 8, 1980)

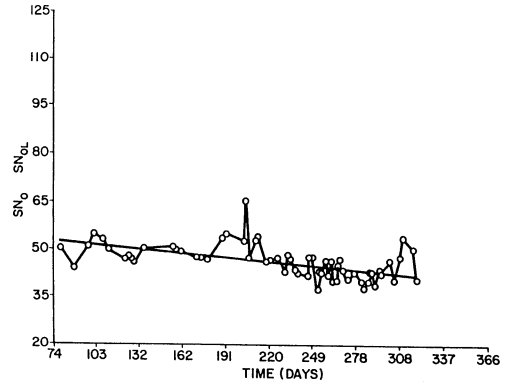


Figure. 3 SN_0 versus time for PCC surface (Pennsylvania site 2, 1980)

concrete surface. The seasonal trends for these cases can be considered to be exponential in nature, whereas the trends in the data for PCC surfaces (Figure 3) are linear.

For asphalt surfaces, the seasonal component is well described by an exponential relationship at any time t when a measurement is made.

$$SN_{OL} = SN_{OF} + \Delta SN_0 e^{-t/\tau} \quad (4)$$

while for PCC surfaces, a linear relationship better fits the observations :

$$SN_{OL} = SN_{OF} + \frac{\Delta SN_0}{\tau} (\tau - t) \quad (5)$$

where

SN_{OF} = the level of SN_0 after the pavement is fully polished. SN_{OF} is independent of both seasonal and short-term variations.

ΔSN_0 = the polish susceptibility of the aggregate (an aggregate property).

τ = the polishing rate of the aggregate, a combination of aggregate property and ADT .

At any time t when a measurement of SN_{64} is made, equations (2), (3), and (4) combine for asphalt pavement surfaces to yield

$$SN_{64} = (SN_{OR} + SN_{OF} + \Delta SN_0 e^{-t/\tau}) e^{-0.64 PNG} \quad (6)$$

The level of skid resistance at the end of the season (SN_{64F}) can be written, noting that the mean of the residuals SN_{OR} is zero :

$$SN_{64F} = SN_{OF} e^{-0.64 PNG} \quad (7)$$

Substituting equation (7) into equation (6) to eliminate SN_{OF} , and rearranging, produces a relationship that can be used to predict the level of skid resistance at the end of the year (SN_{64F}) from a measurement taken at any time during the season (SN_{64}) :

Development and Application of Predictor Model for
Seasonal Variations in Skid Resistance (I)

$$SN_{64F} = SN_{64} - (SN_{OR} + \Delta SN_0 e^{-t/\tau}) e^{-0.64 PNG} \quad (8)$$

For Pcc surfaces,

$$SN_{64F} = SN_{64} - (SN_{OR} + \frac{\Delta SN_0}{\tau} (\tau - t)) e^{-0.64 PNG} \quad (9)$$

The short-term component SN_{OR} in equation (3) can be described by variables related to weather and texture in the form of the following linear model :

$$SN_{OR} = a_0 + a_1 X_1 + a_2 X_2 + \dots + a_n X_n \quad (10)$$

where

a_i = coefficient determined by multiple regression

X_i = variables related to weather and texture

(2) Fitting of Seasonal Relationship

For each site, data were averaged for each month and these averaged SN_0 were assigned at the middle of each month. Next, the seasonal variations of monthly averaged SN_0 were fitted according to the shifted model instead of equation (4), since the highest recorded values of SN_0 at all sites were observed in mid-March ($t=74$ Julian days) :

$$SN_{OL} = SN_{OF} + \Delta SN_0 e^{-(t-74)/\tau} \quad (11)$$

Figure 4 graphically shows the basic concept of this model. The procedure to fit the data is to vary τ which is treated as an independent variable and regress the data to produce values of SN_{OF} and ΔSN_0 for each value of τ .

For PCC surfaces, the following linear model was applied to yield the average value of SN_{OF} and the rate of decrease, $\Delta SN_0/\tau$, where τ is fixed at 275 Julian days (mid-

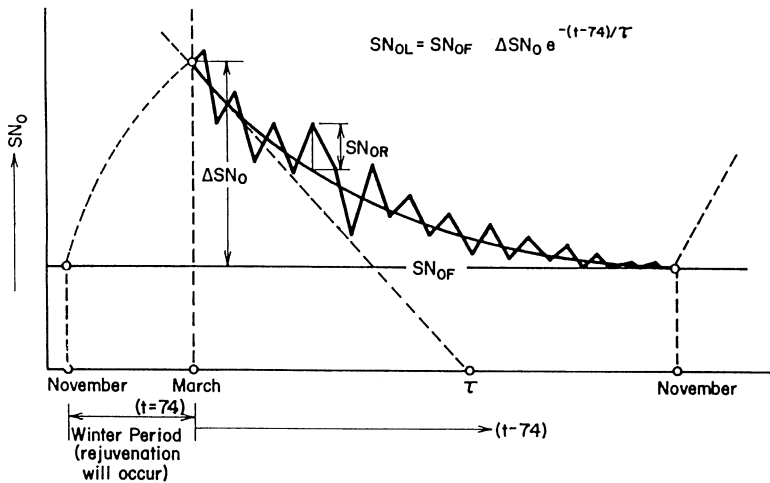


Figure. 4 The basic concept of mechanistic model

Table 3. Parameters of model for seasonal variations in skid resistance (1980)

Asphalt Surface: $SN_{OL} = SN_{OF} + \Delta SN_0 e^{-(t-74)/\tau}$

Site No.	τ	ΔSN_0	SN_{OF}	R^2
1	190	22.8	44.2	0.765
4	160	26.5	47.9	0.848
8	80	28.6	43.1	0.919
9	40	28.0	64.9	0.672
11	110	19.4	44.2	0.787
12	210	32.5	46.9	0.795
13	160	26.6	78.4	0.926
15	210	31.0	77.0	0.939
16	170	14.8	34.3	0.656
17	130	26.4	40.0	0.750
19	140	19.9	44.2	0.844
20	90	23.1	57.6	0.893
21	150	26.2	40.4	0.767
22	170	32.5	66.7	0.866
24	190	20.4	39.6	0.720
25	210	25.3	69.4	0.963

PCC Surface: $SN_{OL} = SN_{OF} + \frac{\Delta SN_0}{\tau} (\tau - t + 74)$

Site No.	τ	ΔSN_0	SN_{OF}	R^2
2	275	12.4	40.5	0.544
3	275	11.5	66.7	0.546
10	275	8.2	77.8	0.512
14	275	9.6	60.6	0.597
18	275	5.4	73.0	0.323

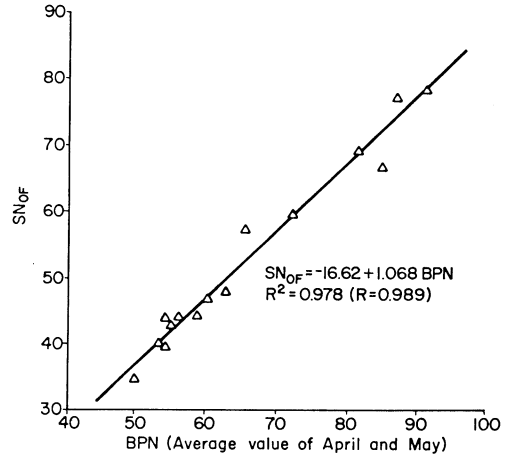


Figure. 5 Relationship between SN_{OF} and BPN for asphalt pavement surface

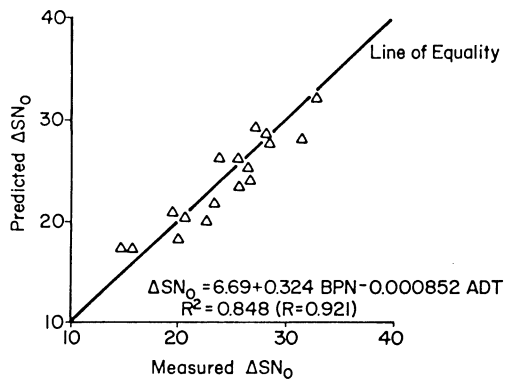


Figure. 6 Prediction of ΔSN_0 from BPN and ADT for asphalt pavement surface

December) :

$$SN_{OL} = SN_{OF} + \frac{\Delta SN_0}{\tau} (\tau - t + 74) \tag{12}$$

The results of the fitting of the seasonal relationship for all surfaces are summarized in Table 3.

(3) Prediction of Seasonal Parameters

After the values of the parameters SN_{OF} , ΔSN_0 , and τ were obtained from measured data, methods for predicting these values were attempted.

1) Prediction of SN_{OF}

SN_{OF} is a measure of the microtexture of the pavement after removal of the seasonal and short-term effects. Thus, it seemed likely that a microtexture parameter could be used to predict SN_{OF} . Monthly measurements of BPN were available for each of the test pavements. A linear regression of SN_{OF} versus BPN , which is the average value of

Development and Application of Predictor Model for
Seasonal Variations in Skid Resistance (I)

measurements early in the season (April and May), for asphalt surfaces (see Figure 5) yields

$$SN_{of} = -16.32 + 1.068 BPN \quad (R=0.989) \quad (13)$$

A regression for PCC surfaces yields

$$SN_{of} = -32.83 + 1.445 BPN \quad (R=0.938) \quad (14)$$

Although the number of observations is not large, linear regression yields significantly high correlations.

2) Prediction of ΔSN_0

ΔSN_0 is a measure of the rejuvenation of skid resistance (see Figure 3) that occurs during the winter months as a result of the depolishing effects of winter conditions⁵⁾ and also a measure of the polishing susceptibility of the aggregate by traffic. Therefore, *BPN* and *ADT* seemed likely parameter to be used as predictors. A linear regression of ΔSN_0 versus *BPN* and *ADT* for asphalt surfaces (see Figure 6) yields

$$\Delta SN_0 = 6.69 + 0.324 BPN - 0.000852 ADT \quad (R=0.921) \quad (15)$$

For *PCC* surfaces :

$$\Delta SN_0 = 29.51 - 0.289 BPN - 0.000171 ADT \quad (R=0.796) \quad (16)$$

The results indicate that the dipolishing of the pavement as a result of winter deicing chemicals is offset by the mechanical polishing that occurs with moderate traffic volumes in case of Pennsylvania test sites. The mechanical aspects of pavement rejuvenation become important when the winter use of studded tires is considered.

Data are available for five of the asphalt pavements in Pennsylvania, for a period of three consecutive winters. In the winter of the second year (1978-1979), the use of studded tires was prohibited. Table 4 shows that ΔSN_0 is consistently greater for the two winters during which studded tires were used. Specifically, ΔSN_0 is greatest for the first winter, during which studded tires were used by a large number of motorists. It is also

Table 4. ΔSN_0 for six asphalt pavement site over three consecutive winters

Site No.	ΔSN_0		
	1977-1978	1978-1979	1979-1980
16	28.0	14.0	14.8
17	31.7	24.9	26.4
19	36.3	23.2	19.9
20	27.3	22.4	23.1
21	30.3	21.5	26.2
22	37.8	15.3	32.5

greater for the third winter, during which studded tires were used by a relatively small number of motorists because it was uncertain until late November the use of studs would be permitted. These results seem to support the theory that a significant factor in winter rejuvenation of the surface texture is the mechanical interaction between tire and pavement.

3) Prediction of τ

The time constant τ is associated with the rate of decrease in skid resistance over an annual cycle and with the polishing rate of an aggregate. Again, BPN and ADT appear to be useful parameters for prediction. A linear regression of the data, however, yields a poor, though significant, correlation. The resulting relationship for asphalt pavement sites is

$$\tau = 56.3 + 0.972BPN + 0.00721ADT \quad (R = 0.713) \quad (17)$$

The introduction of polishing parameter BPN_{2000} instead of BPN is found to significantly improve the prediction of τ , yielding for Pennsylvania sites (see Figure 7):

$$\tau = -22.6 + 0.00933ADT + 2.120BPN_{2000} \quad (R = 0.875) \quad (18)$$

where BPN_{2000} is a measure of the polish susceptibility of the aggregate, and is the value of BPN after 2000 cycles of polishing with 0.05mm (50-m) silica abrasive on the Penn State Reciprocating Pavement Polisher.

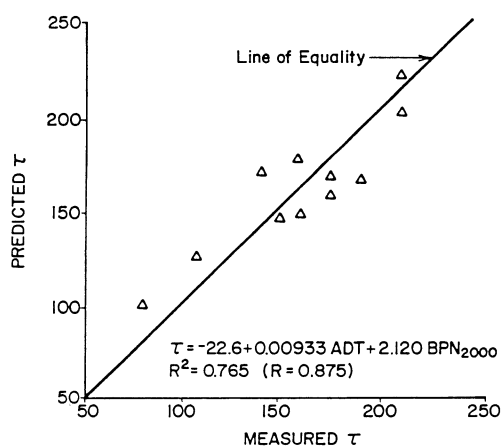


Figure. 7 Prediction of τ from ADT and BPN_{2000} for asphalt pavement surface

(4) Prediction of Short-Term Residuals

The seasonal variation in skid resistance are assumed to be a function of pavement aggregate properties and traffic density. The short-term residuals, however, are a result of rainfall effects, temperature effects, and errors in skid-resistance measurements. The largest source of measurement errors is the variation in the lateral placement of the test tire. Hill and Henry¹⁵⁾ discussed these three factors on the basis of the 1979 data from 21 test pavements in Pennsylvania. A multiple regression of SN_{OR} versus dry spell factor (DSF) and pavement temperature (T_p) was performed. The resulting regression equation was

$$SN_{OR} = 3.79 - 1.17 DSF - 0.104 T_p \quad (19)$$

where

$DSF = \ln(t_R + 1)$, where t_R = the number of days since the last rainfall of 2.5 mm or more, with an upper limit of 7 days. Hence, $0 \leq t_R \leq 7$.

T_p = pavement temperature at the time of test, measured continuously in the wheel path not being tested.

Development and Application of Predictor Model for
Seasonal Variations in Skid Resistance (I)

The coefficient of this regression was $r = 0.35$. The result thus not yield a good prediction of short-term residuals.

To improve the model, the parameter PNG was introduced, which can be deduced from skid-test data by using equation (1) or predicted from a macrotexture measurement.¹⁴⁾ A multiple regression was performed for the 1980 data. For asphalt pavement surfaces, the regression equation is ;

$$SN_{OR} = -9.971 - 2.654DSF + 0.057 T_p + 7.811PNG \quad (R=0.522) \quad (20)$$

and for PCC surfaces, the regression equation is

$$SN_{OR} = -11.464 - 1.049DSF + 0.0005 T_p + 10.934PNG \quad (R=0.436) \quad (21)$$

4. APPLICATION OF MECHANISTIC MODEL

The application of the mechanistic model requires the measurement of skid number-gradients. It may be possible to replace gradient measurement by a texture measurement¹⁴⁾ or surrogate texture measurements such as blank and ribbed tire data at a single speed.¹⁶⁾ Also required are a measure of the the BPN of the aggregate early in the season (April and May), before significant polishing take place, and a measure of the BPN of the aggregate after polishing with the Penn State Reciprocating Pavement Polisher or a similar device (BPN_{2000}). Other data needed are ADT , dry spell factor (DSF), and pavement temperature (T_p), which are all easily measured.

(1) Prediction of the Adjusted Level of Skid Resistance

Equations (20) and (21) can be used with equations (8) and (9) to determine the value of SN_{64F} after adjustment for seasonal and short-term effects. The models that can be used to predict the level of skid resistance at the end of the year (SN_{64F}) for a measurement taken at any time during the season (SN_{64}) are for asphalt pavement surfaces :

$$SN_{64F} = SN_{64} - (\Delta SN_0 e^{-(t-74)/\tau} - 9.971 - 2.654DSF + 0.05 T_p + 7.811PNG) e^{-0.64PNG} \quad (22)$$

and for PCC surfaces :

$$SN_{64F} = SN_{64} - \left(\frac{\Delta SN_0}{\tau} (\tau - t + 74) - 11.464 - 1.049DSF + 0.0005 T_p + 10.934PNG \right) e^{-0.64PNG} \quad (23)$$

Figure 8 shows the adjusted SN_{64F} values compared with the original data for asphalt surface. Similar results were obtained for all of the other sites. Ideally, SN_{64F} should be constant with time after all the seasonal and short-term effects have been accounted for. The comparatively low coefficients obviously limit the ability of regression equations (20) and (21) to smooth the data for short-term variations. Figure 9 shows the comparison of

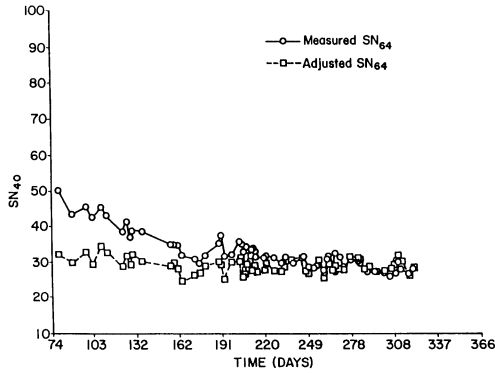


Figure 8 Comparison of measured and adjusted SN_{64} for asphalt pavement surface (site 8, 1980)

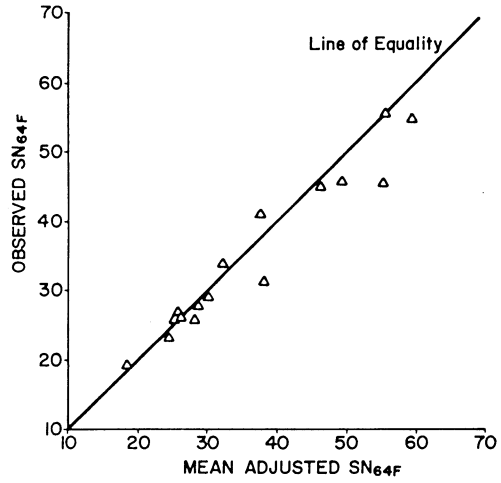


Figure 9 Comparison of observed SN_{64F} and adjusted SN_{64F} obtained using the mechanistic model

observed SN_{64F} values which are determined from the terminal values of SN_{OF} and the average of the adjusted daily values of SN_{64F} . There is a good agreement between both values.

It is concluded that the mechanistic model developed in this study is an effective predictor model for estimating seasonally adjusted values of SN_{64F} . Further improvement in the correlation between the short-term residuals SN_{OR} and the weather-related parameters would improve the ability of the predictor model to smooth the data for short-term variations.

(2) Estimation of Skid Resistance at Any Time from a Measurement Taken on Another Day

The mechanistic model also can be used to estimate the skid number at any time from the measurement made on another day. For asphalt pavement surfaces, the seasonally adjusted level of skid resistance at day j (SN_{64Fj}) can be predicted from equation (22) by using the related data on day j :

$$SN_{64Fj} = SN_{64j} - (SN_0 e^{-(t_j-74)\tau} - 9.971 - 2.654DSF_j + 0.057 T_{pj} + 7.811PNG_j) e^{-0.64PNG_j} \quad (24)$$

Similarly, the seasonally adjusted level of skid resistance at day k (SN_{64Fk}) can be predicted from the following equation :

$$SN_{64Fk} = SN_{64k} - (SN_0 e^{-(t_k-74)\tau} - 9.971 - 2.654DSF_k + 0.057 T_{pk} + 7.811PNG_k) e^{-0.64PNG_k} \quad (25)$$

The value of SN_{64} is theoretically equal. Taking the ratio of SN_{64Fk} to SN_{64Fj} and

Development and Application of Predictor Model for
Seasonal Variations in Skid Resistance (I)

Table 5. Prediction of skid resistance (SN) on day k from a measurement taken on day j by use of the mechanistic model (1980)

Date		Site 4			Site 11				Site 16				
Day j	Day k	PNG	Measured	Predicted	Dif.	PNG	Measured	Predicted	Dif.	PNG	Measured	Predicted	Dif.
8/18/80		1.35	32.0	—	—	1.29	27.6	—	—	1.58	20.6	—	—
	5/02/80		37.0	35.9	1.1		—	—	—		25.2	23.2	2.0
	5/05/80		39.2	35.9	3.3		32.6	31.4	1.2		22.7	23.4	-0.7
	5/07/80		35.0	35.0	0.0		31.6	30.4	1.2		22.0	22.5	-0.5
	5/08/80		35.6	34.6	1.0		30.8	29.9	0.9		21.4	22.1	-0.7
	5/15/80		38.0	35.5	2.5		32.8	31.1	1.7		24.0	22.9	1.1
8/21/80		1.29	32.2	—	—	1.23	30.2	—	—	1.41	20.4	—	—
	5/02/80		37.0	36.8	0.2		—	—	—		25.2	23.9	1.3
	5/05/80		39.2	36.9	2.3		32.6	34.8	-2.2		22.7	24.0	-1.3
	5/07/80		35.0	35.9	-0.9		31.6	33.7	-2.1		22.0	23.1	-1.1
	5/08/80		35.6	35.5	0.1		30.8	33.2	-2.4		21.4	22.6	-1.2
	5/15/80		38.0	36.4	1.6		32.8	34.5	-1.7		24.0	23.5	-0.5
8/25/80		1.18	33.4	—	—	1.19	26.4	—	—	1.46	20.7	—	—
	5/02/80		37.0	38.7	-1.7		—	—	—		25.2	24.2	1.0
	5/05/80		39.2	38.7	0.5		32.6	31.3	1.3		22.7	24.3	-1.6
	5/07/80		35.0	37.7	2.7		31.6	30.2	1.4		22.0	23.5	-1.5
	5/08/80		35.6	37.3	1.7		30.8	29.7	1.1		21.4	22.9	-1.5
	5/15/80		38.0	38.2	0.2		32.8	31.0	1.8		24.0	23.8	0.2

assuming that PNG is the same on day j and k (which is reasonable given the traffic levels on the Pennsylvania sites), produces a relationship that can be used to predict the level of skid resistance on day k from a measurement taken on day j :

$$SN_{64k} = SN_{64j} - (SN_0 e^{74/\tau} (e^{-t_j/\tau} - e^{-t_k/\tau}) - 2.654(DSF_j - DSF_k) + 0.057(T_{pj} - T_{pk})e^{-0.64PNGj} \quad (26)$$

The equation for Pcc surfaces can be formed similarly by using equation(23)

$$SN_{64k} = SN_{64j} - \frac{4SN_0}{\tau} (t_j - t_k) - 1.049(DSF_j - DSF_k) + 0.0005(T_{pj} - T_{pk})e^{-0.64PNGj} \quad (27)$$

Some results of applying these equations are given in Table 5. In this case, Three days (j) in August were used, and the skid resistance on five days (k) in May were estimated for asphalt surfaces. The results show that there is a good agreement between measured SN_{64k} and predicted SN_{64k} for each site. Therefore, it is concluded that the mechanistic model can be used to predict the skid resistance at any day either in the future or in the past on the basis of measurement taken at any other time.

5. CONCLUSIONS

The following conclusions can be drawn from the development of mechanistic model and its applications :

(1) Based on some observations about seasonal variations in skid resistance, an effective and simple mechanistic model that treats the seasonal and short-term variations separately has been developed. In this model, it is hypothesized that seasonal variation is due to a reduction in the microtexture and the macrotexture as a result of the polishing and wear of the aggregate.

(2) It was found that the level of skid resistance at the beginning of the spring is a function of surface microtexture as measured by BPN , average daily traffic volume (ADT), and mechanical effects such as the roughening of the surface by studded tires in winter.

(3) The level of SN_0 after the long- and short-term effects have been removed, SN_{OF} , can be predicted by the average BPN obtained over a number of tests made in April and May.

(4) The rate of decrease, τ , in skid resistance due to polishing of the aggregate can be adequately predicted by ADT , and by BPN_{2000} data obtained using the Penn State Reciprocating Pavement Polisher. Other polishing devices also may be useful in providing data to predict τ , but suitable relationship would have to be developed.

(5) The short-term variations (SN_{OR}) can be predicted by the dry spell factor (DSF), pavement temperature (T_p) and macrotexture parameter PNG , but further study is needed to improve the prediction of SN_{OR} .

(6) Based on the result of an application of this model to the 1980 data, it is concluded that the mechanistic model is effective predictor model for estimating seasonally adjusted values of SN_{64} .

(7) Further application of this model have been made to predict the skid resistance at any day from a measurement taken on a different day. Based on this result, it is concluded that the mechanistic model can be used to predict the skid resistance at any day either in the future or in the past on the basis of measurement taken at any other day.

ACKNOWLEDGEMENTS

This paper is based on research program sponsored by the U. S. Department of Transportation in cooperation with the Federal Highway Administration under Contract No. DOT-FH-11-9474. Kazuo Saito, one of the authors, had jointed in this research program for a year (1981-1982) as a visiting professor of the Pennsylvania State University. Personnel from FHWA and the Pennsylvania State University have assisted in the research. Valuable assistance was contributed by FHWA engineers, Dr. H. C. Huckins and Dr. R. R. Hegmon.

The contents of this paper reflect the views of the authors, who are responsible for the facts and the accuracy of the data presented herein. The contents do not necessarily reflect the official policy of the U. S. Department of Transportation or the Federal Highway Administration.

(Received May 18, 1984)

Development and Application of Predictor Model for
Seasonal Variations in Skid Resistance (I)

REFERENCES

- 1) Giles, C. G. and B. E. Sabey : A note on the Problem of Seasonal Variation in Skidding Resistance. Proc. of First International Skid Prevention Conference. Virginia Highway Research Council, Charlottesville, 1959, pp. 563-568.
- 2) American Society of Testing and Materials : 1980 Annual Book of ASTM Standards, Part 15, Philadelphia, 1980.
- 3) Furbush, M. A. and K. E. Styers : The Relationship of Skid Resistance to Petrography of Aggregates. Final Report. Pennsylvania Department of Transportation, Harrisburg, 1972.
- 4) Gramling, W. L. and J. G. Hopkins : Skid Resistance Studies-Aggregate Skid Resistance Relationships as Applied to Pennsylvania Aggregates. Final Report. Pennsylvania Department of Transportation. Harrisburg, 1974.
- 5) Dahir, S. H. and J. J. Henry : Seasonal Skid Resistance Variations. Final Report. Pennsylvania Department of Transportation. Harrisburg, 1979.
- 6) Rice, J. M. : Seasonal Variations in Pavement Skid Resistance. Public Roads, Vol. 40, No. 4, March 1977, pp. 160-166.
- 7) Hegmon, R. R. : Seasonal Variations in Pavement Skid Resistance... Are These Real? Public Roads, Vol. 42, No. 2, September 1978, pp. 55-62.
- 8) Henry J. J. and S. H. Dahir : Predictor models for Seasonal Variation in Skid Resistance. Contract No. DOT-FH-9474, Interim Report No. 1, Pennsylvania Transportation Institute, 1979.
- 9) Shah, V. R. and J. J. Henry : The Determination of Skid Resistance Speed Behavior and Side Force Coefficients of Pavements. Transportation Research Record 666, 1978, pp. 13-18.
- 10) American Concrete Paving Association : Interim Recommendations for the Construction of Skid-Resistant Concrete Pavement. ACPA Technical Bulletin No. 6, 1969, pp. 8-13.
- 11) Dahir, S. H. and W. E. Meyer : Bituminous Pavement Polishing. Final Report. Pennsylvania Department of Transportation, 1974.
- 12) Dahir, S. H. and J. J. Henry : Seasonal and Short-Term Variations in Skid Resistance. Transportation Research Record 715, 1979, pp. 69-76.
- 13) Shakely, R. B., J. J. Henry and R. J. Heinsohn : Effects of Pavement Contaminants on Skid Resistance. Transportation Research Record 788, 1980, pp. 23-28.
- 14) Leu, M. C. and J. J. Henry : Prediction of Skid Resistance as a Function of Speed from Pavement Texture. Transportation Research Record 666, 1978, pp. 7-13.
- 15) Hill, B. J. and J. J. Henry : Short-Term Weather-Related Skid Resistance Variations. Transportation Research Record 836, 1981, pp. 76-82.
- 16) Henry, J. J. and Kazuo Saito : Skid-Resistance Measurements with Blank and Ribbed Test Tires, and Their Relationship to Pavement Texture. Paper presented at the 62nd Annual Meeting of the Transportation Research Board, Washington, D. C., January 1983.

Relationships Between Skid-Resistance Measurements with the Ribbed and Blank Test Tires, and Pavement Texture

Kazuo SAITO* and John J. HENRY**

Abstract

The prediction model for the ratio of skid numbers obtained with the ribbed E 501 test tire to those obtained with the blank E 524 test tire at any speed has been developed using data from 22 pavement test sites in Pennsylvania. The prediction is based on the Penn State Model for skid resistance-speed behavior. The model was developed as a function of a macrotexture parameter defined by sand-patch mean texture depth (*MTD*). An application of this model permits the prediction of the blank-tire skid number at any speed from a measured ribbed-tire skid number and a macrotexture measurement. A simplified model for the blank-tire skid number at 64 km/h (40 mph) test speed was also developed. Values calculated from both models show good agreement with each other as well as with the actual data.

Another effort in this study was to relate skid resistance measured with both types of test tires to pavement texture. The results show a strong relationship between skid numbers with both test tires and pavement macrotexture and microtexture. Therefore, if a pavement skid-resistance survey is performed with both the blank E 524 and the ribbed E 501 test tires, the levels of macrotexture and microtexture can readily be estimated.

The seasonal and short-term variations in data with the two tires also were compared. It was found that the short-term variations in the blank tire data do not pose as great a problem as those in the ribbed tire data.

1. INTRODUCTION

Adequate tire-pavement friction on wet pavement surfaces is important for maintaining safe vehicle operation. The wet-pavement friction of the primary highway systems of most states is monitored in annual surveys according to the test procedure specified by ASTM Method of Test E 274-79, "Skid Resistance of Paved Surfaces Using a Full-Scale Tire".¹⁾ This method provides the skid resistance of the wet pavement with a ribbed test tire specified by ASTM Standard E 501-76, "Standard Tire for Pavement Skid-Resistance

*Dr. Eng., Associate Professor of Civil Engineering, Muroran Institute of Technology, Muroran, Hokkaido, JAPAN

**Sc. D., Professor of Mechanical Engineering, and Acting Director of Pennsylvania Transportation Institute, Pennsylvania State University, University Park, Pa. U. S. A.

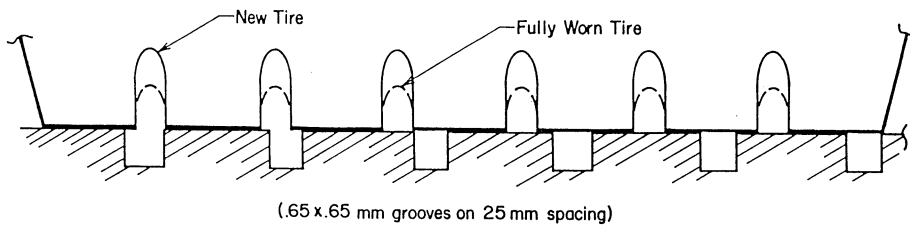


Figure. 1 Comparison of the geometry of the interface of a ribbed tire and a typical grooved pavement

Tests",¹⁾ under fully specified test conditions. The E 501 test tire has seven smooth longitudinal ribs separated by six grooves which provide for drainage of water from the tire-pavement surfaces as the tire slides over the wetted pavement during the test. The specification requires that the tire be discarded when the minimum depth of the grooves reaches 4 mm.

Recently the use of the E 501 test tire for evaluating wet-pavement safety has been questioned.^{2),3)} Pavement grooving is widely accepted as an effective means of reducing wet skidding accidents. It has been noted, however, that the skid number measured with the ribbed tire is not significantly improved by grooving.^{4),5)} In a Michigan study, skid resistance measurements with both ribbed and blank tires were made at a site with a high rate of wet-pavement accidents, before and after longitudinal grooving.⁶⁾ Wet-pavement accidents decreased dramatically in the grooved areas, which showed only a slight increase in skid resistance when measured with the ribbed tire, but a large increase when the blank tire was used. Figure 1 shows a conceptualized ribbed test tire profile superimposed on a typical grooving pattern. Since the presence or absence of the grooves does not affect the skid number, it is apparent that sufficient drainage is provided by the tire grooves. Therefore, if the skid number measured with the ribbed test tire were a true measure of safety, pavement grooving could not be justified. Because of its adequate drainage, the ribbed test tire is not sensitive to the drainage capability provided by the pavement macrotexture. The skid resistance measured with the ribbed test tire on dense-graded (fine textured) pavements would not predict the low friction potential that such a pavement might have for a car with worn tires on a pavement with a thick water film.⁷⁾

Several state agencies are investigating the use of the blank tire specified by ASTM Standard E 524-76, "Smooth-Tread Standard Tire for Special-Purpose Pavement Skid-Resistance Test".¹⁾ A study in Connecticut suggested that tests with the blank tire correlate with wet-pavement accident frequency, especially hydroplaning accidents, regardless of pavement type.⁸⁾ A study in Virginia on 31 test sites, both bituminous and portland cement concrete pavements, compared the skid numbers measured with both blank and ribbed tires by grouping the pavements by texture depth.⁹⁾ On some pavements with high macrotexture the blank and ribbed skid numbers were almost identical, whereas on the pavements with low levels of macrotexture they differed significantly. A study

Relationships Between Skid-Resistance Measurements with the Ribbed and Blank Test Tires, and Pavement Texture

sponsored by the Federal Highway Administration was initiated at the Pennsylvania State University to obtain additional data in Pennsylvania and to compare the results indicate that the E 501 tire is a poor discriminator of macrotexture. Although its use may adequately rank the safety of pavements with a narrow range of macrotexture, it cannot compare, for example, dense-graded asphalt pavements with open-graded ones, or grooved portland cement concrete pavements with ungrooved ones. Based on these results, it has been concluded that the ribbed E 501 test tire provides a good evaluation of microtexture, but is not sensitive to macrotexture, which is a significant factor in wet-pavement safety.

Ideally, a pavement skid-resistance survey should be performed with both the ribbed E 501 and the blank E 524 tires. By comparing the skid-resistance values from both tires, one can readily estimate the levels of microtexture and macrotexture and thus assess the cause of poor skid resistance and the choice and likelihood of success of corrective measures.

In this paper, a prediction model is developed which can be used to estimate the skid-resistance level with a blank tire from the actual measurements made with the ribbed tire and from the pavement macrotexture. An attempt is made also to develop the relationship between pavement texture and skid resistance with both tires.

2. DATA BASE

Data are available from tests with both the blank and the ribbed test tires on the 22 pavement test sites of the skid-resistance program conducted by the Pennsylvania State University. These sites represent a variety of aggregates and mix designs, and include both asphalt and portland cement concrete. The pavements are subject to a wide range of average daily traffic. The skid tests were made in the transient slip mode¹⁰ which not only provides SN_{64} data according to the ASTM Method of Test E 274, but also yields brake slip numbers at 16, 32, and 48 km/h, which can be used to approximate SN_{16} , SN_{32} , and SN_{48} for both blank and ribbed test tires. Texture measurements made at each site included British pendulum number (BPN) according to ASTM Method of Test E 303¹¹, and mean texture depth (MTD) by the sand-patch test according to the PCA method.¹¹

3. ROLE OF PAVEMENT TEXTURE IN SKID RESISTANCE

When skid testing is performed with a particular test tire, the pavement surface properties are the main factors that influence the measurement. The pavement surface characteristics that influence skid resistance can be divided into two scales : microtexture and macrotexture. Microtexture, with a space frequency content greater than 2000 cycles per meter, is a function of the asperities and surface roughness of individual aggregate particles. Macrotexture, with a space frequency range from 25 to 2000 cycles per meter, is a function of aggregate gradation.¹² Microtexture penetrates the water film to provide direct contact with the tire, while macrotexture provides channels for water to escape from

the tire-pavement interface. Macrotexture thus plays an important role in the prevention of wet-pavement accidents.

Leu and Henry¹³⁾ have shown that skid number data decrease exponentially with speed according to the Penn State Model :

$$SN_V = SN_0 e^{-\frac{PNG}{100} V} \tag{1}$$

SN_V = skid number at velocity V (km/h)

SN_0 = skid number-speed intercept

PNG = percent normalized gradient defined as : $-\frac{100dSN}{SN dV}$ and has units of km/h.

They also have found that, for the ribbed tire test data, SN_0 is highly correlated with such macrotexture parameters as height of the macrotexture profile and BPN , and that the rate at which the skid number decreases with speed, described by PNG , is correlated with macrotexture parameters such as the height of macrotexture profiles and sand-patch mean texture depth.¹³⁾ A significant advantage of this model is that it separates the effects macrotexture and microtexture. Good skid resistance at traffic speeds such as 64 km/h requires high levels of both macrotexture and microtexture.

4. THE BLANK TEST TIRE

The blank test tire is, except for the absence of the grooves, the same as the E 501 ribbed tire. Clearly, its contribution to the tire-pavement interface drainage capability is zero and one would therefore expect it to produce data with a strong dependence upon macrotexture for measurements at 64 km/h. The blank tire is an extreme case, with actual tires ranking between it and the ribbed tire in drainage capability. However, an intermediate test tire, for example, one with shallower grooves, would be impractical as it would have a very limited useful life. That is, either the grooves must be sufficiently deep that their depth does not affect the test, or they must be absent.

It has been suggested that a disadvantage of the blank tire is that it also is sensitive to the amount of water on the pavement. *ASTM* Method of Test E 274¹⁾ specifies water flow rates which would

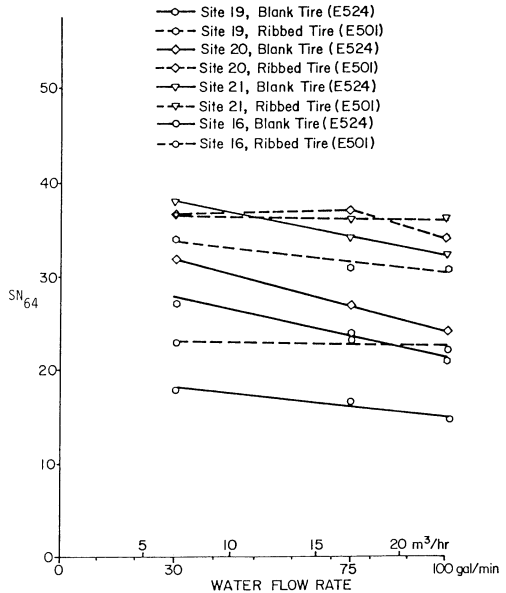


Figure. 2 Effects of water flow rate on skid resistance measurements (Penn state nozzle)

Relationships Between Skid-Resistance Measurements with
the Ribbed and Blank Test Tires, and Pavement Texture

produce a water film thickness of 0.5 mm (0.02 in.) if all the water were to lie uniformly on the pavement in the tire path. Actual film thicknesses are undoubtedly somewhat less. The ribbed tire with its terminal mean effective tread depth of 0.97 mm (0.038 in.) can easily permit the escape of this amount of water or more without a noticeable decrease in friction. Tests were run with both tires over four pavements with water flow from 6.8 to 22.7 m³/h (30 to 100 gal/min) and the results are shown in Figure 2. Although the effect of the rate of water delivery to the test tire is pronounced for the blank tire, there is no severe problem if reasonable calibration of the water flow rate is maintained. At 64 km/h the ribbed tire can accept as much as three times the normal water flow rate without affecting the data by more than three skid numbers.²⁾ The fact that it is insensitive to water flow rate casts doubt on the validity of the ribbed tires as a means of evaluating pavements for wet weather safety.

5. PREDICTION MODEL OF SKID NUMBER WITH BLANK TIRE

(1) Skid Number-Speed Relationship for Blank and Ribbed Tires

The skid number-speed relationship for blank and ribbed tires can be developed using the Penn State Model, given as equation (1). A model for ribbed tire data can be expressed in the form :

$$SN_V^R = SN_0^R e^{-\frac{PNG^R}{100}V} \quad (2)$$

and for blank tire data :

$$SN_V^B = SN_0^B e^{-\frac{PNG^B}{100}V} \quad (3)$$

where SN_V^R = skid number with the ribbed tire at velocity V (km/h)
 SN_V^B = skid number with the blank tire at velocity V (km/h)
 SN_0^R = skid number-speed intercept for the ribbed tire
 SN_0^B = skid number-speed intercept for the blank tire
 PNG^R = percent normalized gradient for the ribbed tire
 PNG^B = percent normalized gradient for the blank tire

The ratio of SN_V^B to SN_V^R is then formed :

$$\frac{SN_V^B}{SN_V^R} = \frac{SN_0^B}{SN_0^R} e^{(PNG^R - PNG^B)V/100} \quad (4)$$

$$\text{or } SN_V^B = SN_V^R C_0 e^{\frac{\Delta PNG}{100}V} \quad (5)$$

where

$$C_0 = SN_0^B / SN_0^R \quad \Delta PNG = PNG^R - PNG^B$$

If it is possible to correlate C_0 and ΔPNG with pavement texture, equation (4) or (5)

Table 1. Skid Resistance and Texture Data

Site	Type of Pavement ^a	Summer 1979 ^b		C_0 (SN_0^B/SN_0^R)	ΔPNG (h/km)	Fall 1979 ^c		
		C_{40}	MTD (mm)			C_{40}	MTD (mm)	BPN
1	DG	0.529	0.263	0.451	0.250	0.530	0.263	44.0
2	PCC	0.554	0.300	0.541	0.072	0.557	0.338	58.5
3	PCC	0.527	0.263	0.513	0.163	0.562	0.325	69.0
4	DG	0.642	0.225	0.589	0.078	0.611	0.200	56.5
7	PCC	0.551	0.225	0.512	0.191	0.575	0.250	69.0
8	DG	0.830	0.700	0.801	0.072	0.901	0.700	41.0
9	DG	0.724	0.588	0.722	0.109	0.766	0.575	47.5
10	PCC	0.430	0.225	0.456	0.445	0.527	0.213	65.5
11	DG	0.630	0.263	0.537	0.172	0.597	0.338	51.0
12	DG	0.741	0.438	0.681	0.200	0.769	0.375	57.5
13	OG	0.914	1.025	0.934	0.025	0.939	1.113	87.0
14	PCC	0.515	0.325	0.495	0.272	0.583	0.325	60.5
15	OG	0.996	1.388	0.936	0.034	0.973	1.263	78.0
16	OG	0.671	0.250	0.583	0.166	0.632	0.338	43.0
17	DG	0.878	0.925	0.862	0.044	0.842	0.825	52.5
18	PCC	0.667	0.463	0.674	0.100	0.696	0.400	68.5
19	DG	0.536	0.413	0.562	0.159	0.603	0.375	48.5
20	DG	0.657	0.413	0.610	0.141	0.646	0.375	58.0
21	OG	0.968	1.138	0.876	0.044	0.927	1.163	51.0
22	OG	0.969	1.250	1.001	0.001	0.985	1.488	81.0
24	DG	0.534	0.275	0.508	0.125	0.547	0.313	51.0
25	OG	0.717	0.765	0.681	0.097	0.742	0.575	75.5

^a PCC = portland cement concrete; DG = dense graded asphalt concrete; OG = open graded asphalt concrete.

^b Values are averaged for July and August, 1979.

^c Values are averaged for September and October, 1979.

can be used to predict blank-tire skid number from measured ribbed-tire skid number and pavement texture at any speed. It has been shown in studies in Illinois¹⁴⁾ and New York¹⁵⁾ that the difference between the ribbed-tire and blank-tire skid number is a function of macrotexture, with larger differences at low macrotexture than at high macrotexture. Therefore, it is assumed that both C_0 and ΔPNG are the function of macrotexture.

(2) C_0 Versus Macrotexture

To test the hypothesis that a macrotexture parameter can be used to predict C_0 , and attempt was made to correlate C_0 with mean texture depth, MTD , for the data obtained in the fall of 1979 (see Table 1). A high degree of correlation was found, as shown in Figure 3. A least squares regression analysis yields :

$$C_0 = 0.87 (MTD)^{0.413} \quad (R = 0.958) \quad (6)$$

where MTD is expressed in mm here and in subsequent equations.

(3) ΔPNG Versus Macrotexture

Next, a correlation between ΔPNG and MTD was attempted as means of testing the

Relationships Between Skid-Resistance Measurements with
the Ribbed and Blank Test Tires, and Pavement Texture

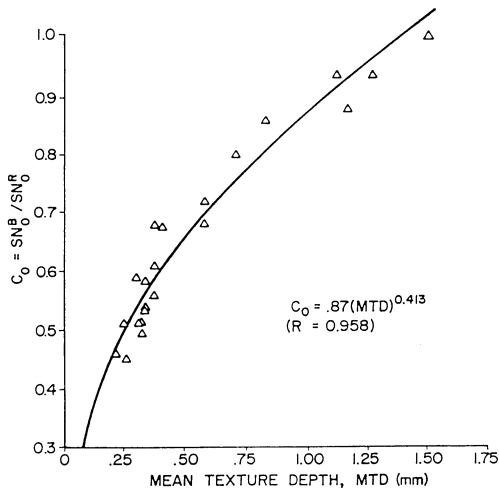


Figure. 3 Relationship between C_0 and MTD (Pennsylvania sites, fall 1979)

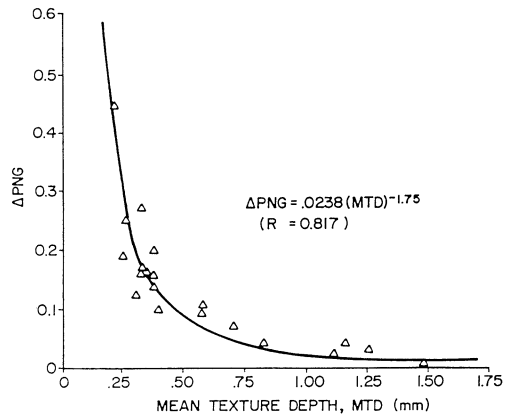


Figure. 4 Relationship between ΔPNG and MTD (Pennsylvania sites, fall 1979)

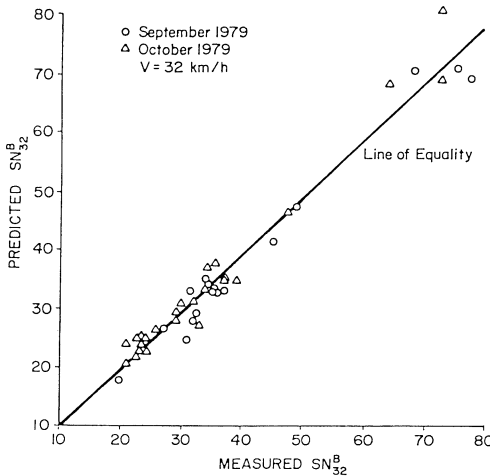


Figure. 5 Comparison of measured SN_{32}^B and estimated SN_{32}^B

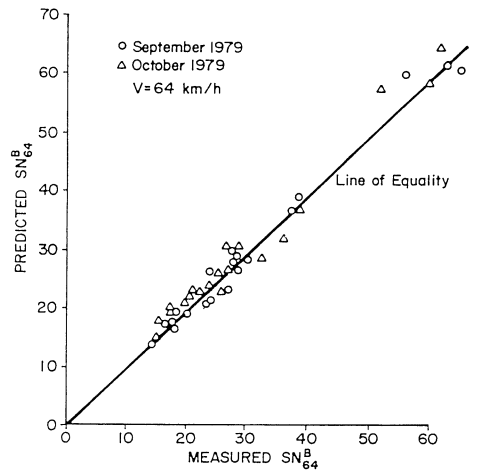


Figure. 6 Comparison of measured SN_{64}^B and estimated SN_{64}^B

hypothesis that ΔPNG can be predicted by macrotexture data. In Figure 4, ΔPNG is plotted against MTD for the 20 test sites. The resulting relationship is

$$\Delta PNG = 0.0238 (MTD)^{-1.75} \quad (R = 0.817) \quad (7)$$

The result shows that the difference between the ribbed tire and blank tire values for PNG decrease sharply as macrotexture increases and approaches zero at high macrotexture.

(4) **Prediction of Skid Numbers with the Blank Tire from Ribbed Tire Measurements and Macrottexture**

By combining equations (5), (6), and (7), a relationship between skid number with the blank tire (SN_V^B), skid number with the ribbed tire (SN_V^R), sand-patch mean texture depth (MTD), and speed (V) can be obtained :

$$SN_V^B = 0.87 SN_V^R (MTD)^{0.413} e^{0.000238 V (MTD)^{-1.75}} \tag{8}$$

Skid number values at 32 km/h (SN_{32}^B) and at 64 km/h (SN_{64}^R), calculated from the ribbed tire data at the corresponding speed and macrottexture using equation (8), are compared with measured skid numbers in Figures 5 and 6, respectively. Both figures show excellent agreement between measured skid numbers and predicted ones.

(5) **Simplified Model for Testing Speed, 64 km/h (40 mph)**

The skid test is usually performed at 64 km/h (40mph). The model in equation (8) can be used to predict the skid number with the blank tire at the test speed of 64 km/h, as shown in Figure 6, but this model is somewhat complicated. Therefore, a simplified model was developed.

The skid number measured with the blank tire at 64 km/h is designated as SN_{64}^B and with the ribbed tire as SN_{64}^R . The ratio of SN_{64}^B to SN_{64}^R , defined as $C_{64} = SN_{64}^B / SN_{64}^R$, is again correlated with macrottexture, MTD , for the data obtained from the 22 test sites in the summer and fall of 1979 (listed in Table 1). In Figure 7, C_{64} is plotted against MTD . A least squares regression analysis yields

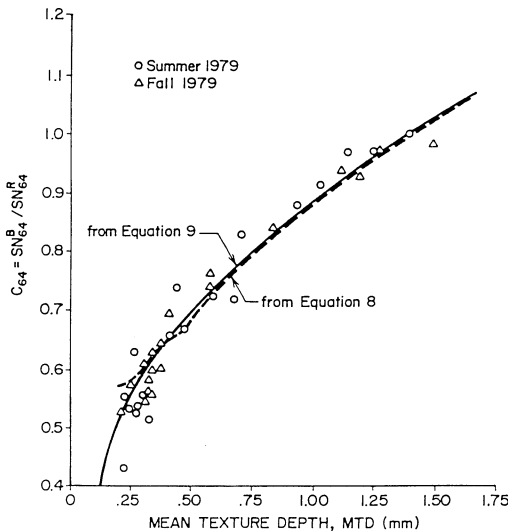


Figure. 7 Relationship between C_{64} and MTD (Pennsylvania Sites, summer and fall 1979)

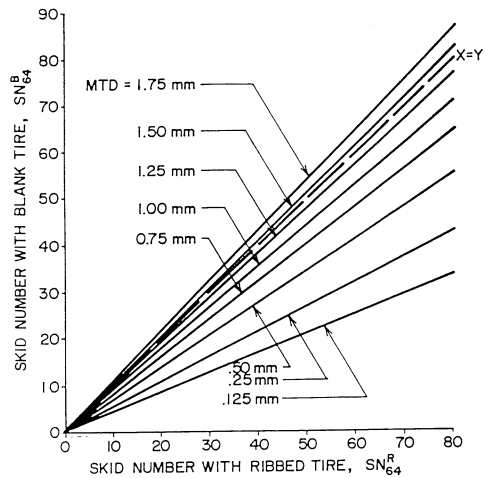


Figure. 8 Relationship between SN_{64}^R , SN_{64}^B , and MTD

Relationships Between Skid-Resistance Measurements with
the Ribbed and Blank Test Tires, and Pavement Texture

$$C_{64} = 0.887 (MTD)^{0.36} \quad (R = 0.969) \quad (9)$$

or

$$SN_{64}^B = 0.887 SN_{64}^R (MTD)^{0.36} \quad (10)$$

Similarly, an expression for C_{64} can be developed from equation (8) ; Figure 7 shows the results of both equations (8) and (9). Agreement is seen to be very good, but equation (8) must not be used for macrotexture levels below those used in the development of the model, i. e., below 0.25 mm.

The relationship between skid numbers with both the blank and ribbed tires at 64 km/h for various macrotexture levels is presented graphically in Figure 8. Conversely it could be shown that one can predict the mean texture depth by using this relationship when the skid resistance with both the ribbed and blank tires is known for the pavement.

6. RELATIONSHIP BETWEEN SKID RESISTANCE WITH BOTH TEST TIRES AND PAVEMENT TEXTURE

(1) Ribbed Versus Blank-Tire Skid Test Concept

In an attempt to better define the skid-resistance values of pavements, Henry²⁾ has compared the skid-resistance data measured with both the ribbed and blank test tires in the fall of 1978. The data are plotted in Figure 9 with MTD and BPN . Examination of Figure 9 shows that the ribbed tire ranks the pavements more strongly according to microtexture (BPN) than does the blank tire. The blank tire, however, ranks both according to microtexture (BPN) and macrotexture (MTD), while the ribbed tire is unable to distinguish differences in macrotexture.

Linear regression equations were used to relate the test results for each tire to a measure of microtexture, defined by BPN measurements, and a measure of macrotexture, defined by MTD as determined from sand-patch tests. The resulting regression equations have shown that the ribbed-tire skid number is highly sensitive to surface microtexture, while the blank-tire skid number is sensitive to both macrotexture and microtexture. The expression for BPN and MTD were preliminary at that time and needed further validation. However, the concept of using both types of skid test data shows promise as an indirect macrotexture and microtexture measurement method.

(2) Correlation of Skid Numbers with Texture Data

Data are available from skid tests which were conducted with both tires during April and October in 1979 and 1980 on 22 test sites in Pennsylvania. As in the previous study, linear regression equations were used to correlate the test results for each tire with BPN and MTD . The multiple regression analysis was performed on all data in the form :

$$SN_{64}^R = a_0 + a_1 MTD + a_2 BPN \quad (11)$$

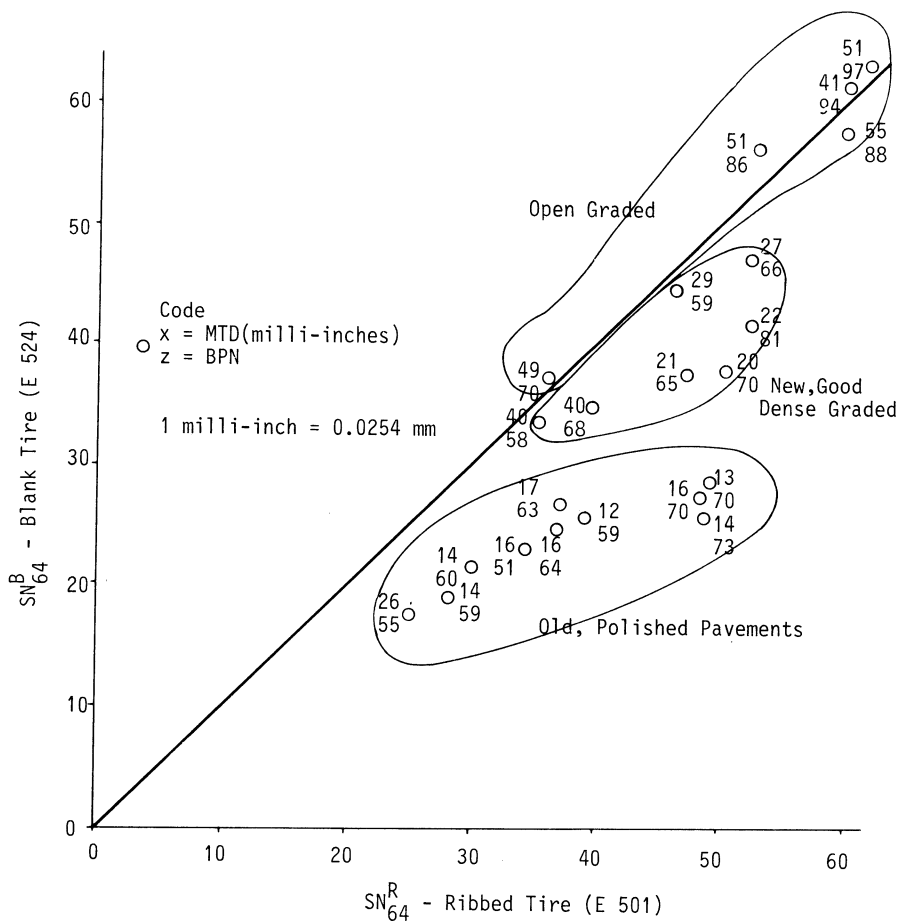


Figure. 9 Comparison of skid-resistance data measured with the ribbed and blank test tires (Pennsylvania sites, fall 1978)

$$SN_{64}^B = b_0 + b_1 MTD + b_2 BPN \quad (12)$$

where MTD is expressed in mm.

The resulting regression equations are

$$SN_{64}^R = -9.7 + 4.72 MTD + 0.766 BPN \quad (R = 0.922) \quad (13)$$

$$SN_{64}^B = -19.5 + 17.3 MTD + 0.628 BPN \quad (R = 0.917) \quad (14)$$

The coefficients are very similar to the early results, and they confirm the conclusion that skid measurements with the ribbed test tire are highly sensitive to pavement surface microtexture and relatively insensitive to macrotexture, while skid measurements with the blank test tire are sensitive to both macrotexture and microtexture.

(3) Correlation of Texture Data to Skid Numbers

Equations (13) and (14) could be solved for BPN and MTD in terms of both SN_{64}^R and SN_{64}^B . However, in order to examine the validity of the correlation, linear regression of the data was performed to relate BPN and MTD to skid numbers with both tires. The multiple regression analysis was performed on all data in the form :

$$BPN = c_0 + c_1 SN_{64}^R + c_2 SN_{64}^B \tag{15}$$

$$MTD = d_0 + d_1 SN_{64}^R + d_2 SN_{64}^B \tag{16}$$

where MTD has units of mm.

The resulting regression equations are

$$BPN = 20.0 + 0.405 SN_{64}^R + 0.039 SN_{64}^B \quad (R = 0.905) \tag{17}$$

$$MTD = 0.49 - 0.0289 SN_{64}^R + 0.0426 SN_{64}^B \quad (R = 0.853) \tag{18}$$

As expected, the result for BPN shows that SN_{64}^B plays only a small role in the prediction of the level of BPN , and it may be possible to predict BPN solely from SN_{64}^R . To test this hypothesis, an attempt was made to correlate BPN with SN_{64}^R for all data available. The least squares analysis yields

$$BPN = 22.2 + 0.998 SN_{64}^R \quad (R = 0.894) \tag{19}$$

7. COMPARISON OF SEASONAL VARIATIONS IN SKID RESISTANCE WITH THE RIBBED AND BLANK TIRES

Skid-resistance measurements with the ribbed tire on public highways in Pennsylvania and other states have exhibited seasonal and short-term variations,^{16,17)} Extreme seasonal variations as high as 30 skid numbers have been observed, with more typical variations in the range of 5 to 15. These variations make it difficult to establish a rational maintenance

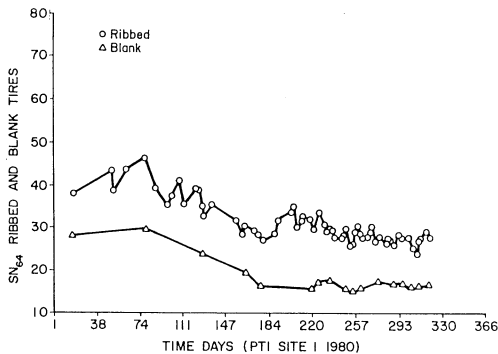


Figure. 10 Comparison of seasonal variations in SN_{64} with the ribbed and blank tires (PCC surface, 1980)

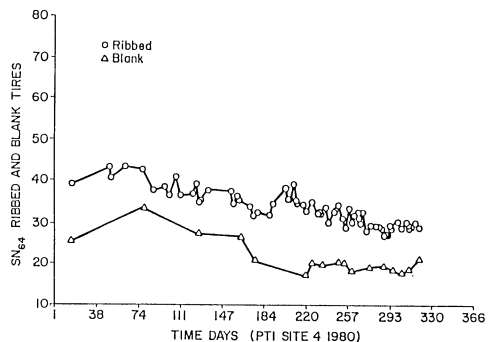


Figure. 11 Comparison of seasonal variations in SN_{64} with the ribbed and blank tires (Asphalt surface, 1980)

program in which skid resistance is an important factor.

Data are available from tests with the ribbed and blank tires for 1980. Figures 10 and 11 compare seasonal variations in skid number, SN_{64} , with the ribbed and blank tires for a dense-graded asphalt surface and for a portland cement concrete surface, respectively. These figures show clearly that long-term (seasonal) variations for both tires exhibit almost the same trend, whereas short-term (daily) variations for both tires are significantly different. The short-term variations in skid resistance with the ribbed tire show fairly large fluctuations which are the result of rainfall, pavement temperature, and short-term changes of microtexture parameters and PNG .¹⁸⁾ On the other hand, the short-term fluctuations with the blank tire are small and probably negligible. The standard deviations of the skid numbers with the ribbed tire are 1.83 for the asphalt surface and 2.05 for the portland cement concrete surface, while those with the blank tire are 0.65 and 0.91, respectively. It can be concluded from these results that the measurements with the blank test tire are not sensitive to the short-term variations and that the blank tire, therefore, is less of a problem with respect to short-term variations in skid-resistance measurements.

8. CONCLUSIONS AND RECOMMENDATIONS

In this study, the prediction model for the ratio of skid resistance with the ribbed tire to that with the blank tire at any speed has been developed using the Penn State Model for skid resistance-speed behavior. The model was developed as a function only of a macrotexture parameter, described by the sand-patch mean texture depth (MTD). An application of this model permits the prediction of skid-resistance levels with the blank tire at any speed from a measured skid number with the ribbed tire at the same speed and a macrotexture measurement. For the user's convenience, a simplified model for the prediction of skid number with the blank tire at a test speed of 64 km/h (40 mph) has been developed. The values calculated from both models show good agreement.

This study also has shown that the ribbed E 501 tire provides a good evaluation of microtexture, but is not sensitive to macrotexture, which is an important factor in wet-pavement safety. The blank E 524 tire is sensitive to both macrotexture and microtexture. If both macrotexture and microtexture measurements are made, one can readily estimate the level of skid resistance. Conversely, if a pavement skid-resistance survey is performed with both the ribbed and blank tires, one can estimate the level of pavement microtexture and macrotexture. The fact that skid-test trailers are extensively used by most states means that this indirect texture measurement concept can be easily and relatively inexpensively implemented. If skid-resistance surveys are performed only with one tire, the blank E 524 tire appears to be the stronger candidate, especially since it is more sensitive to macrotexture and poses a lesser problem for short-term variations in skid resistance.

ACKNOWLEDGEMENTS

This paper is based on research program sponsored by the U. S. Department of Transportation in cooperation with the Federal Highway Administration (FHWA) under Contract No. DTFH61-81-C-00063. Kazuo Saito, one of the authors, has jointed in this research program for a year (1981-1982) as a visiting professor of the Pennsylvania State University.

The contents of this paper reflect the views of the authors, who are responsible for the facts and the accuracy of the data presented herein. The contents do not necessarily reflect the official policy of the U. S. Department of Transportation or the Federal Highway Administration.

(Received May 18, 1984)

REFERENCES

- 1) American Society for Testing and Materials. 1980 Annual Book of ASTM Standard, Part 15. 1980.
- 2) J. J. Henry : Use of Blank and Ribbed Test Tires for Evaluating Wet Pavement Friction, Transportation Research Record 788, 1981, pp 1-6.
- 3) National Transportation Safety Board : Safety Effectiveness Evaluation-Selected State Highway Skid Resistance Program, Report No. NTSB-80-6, September 1980.
- 4) R. J. Rasmussen : Pavement Surface Texturing and Restoration for Highway Safety, Presented at the 53rd Annual Meeting of the Highway Research Board, Washington, D. C., Jan. 1974.
- 5) V. R. Shan and J. J. Henry : Relationship of Locked Wheel Friction to that of Other Test Modes, Final Report to the Pennsylvania Department of Transportation, Agreement No. 52489, Feb. 1977.
- 6) F. Copple and P. T. Luce : Determination and Improvement of Relevant Pavement Skid Coefficients, Research Report No. R-1038, Michigan Department of State Highway and Transportation, Jan. 1977.
- 7) R. R. Hegmon : Wet Weather Accidents and Pavement Skid Resistance, Public Roads, No. 45, 1981, pp. 68-74.
- 8) G. A. Ganung and F. J. Kos : Wet-Weather High-Hazard Locations Identification and Evaluation, Final Report No. 403-F-79-4, Connecticut Department of Transportation, May 1979.
- 9) D. C. Mahone : An Evaluation of the Effects of Tread Depth, Pavement Texture, and Water Film Thickness on Skid-Speed Gradients, Peport No. VHTRC-75-R40, Virginia Highway and Transportation Research Council, March 1975.
- 10) V. H. Shah and J. J. Henry : The Determination of Skid Resistance-Speed Behavior and Side Force Coefficients of Pavement, Transportation Research Record 666, 1978, pp. 13-18.
- 11) American Concrete Paving Association : Interim Recommendation for the Construction of Skid-Resistant Concrete Pavement, Technical Bulletin No. 6, 1969.
- 12) J. J. Henry : The Relationship Between Texture and Pavement Friction, Presented at the 1977 Kummer Lecture at the ASTM Annual Meeting, St. Louis, Mo., December 1977.
- 13) M. C. Leu and J. J. Henry : Prediction of Skid Resistance as a Function of Speed from Pavement Texture, Transportation Research Record 666, 1978, pp. 7-13.
- 14) P. G. Dierstein : Tread Tire vs. Smooth Tire Friction on Various Portland Cement Concrete and Bituminous Surface Texture in Illinois, Presented ar 1979 Research Review Conference of the Federally Coordinated Program of Highway Research and Development, Williamsburg, Va., Dec.,

1979.

- 15) J. E. Brady and N. P. Chamberlin : Groove-Depth Requirements for Tire-Textured Pavements, Research Report 86. New York State Department of Transportation, June 1981.
- 16) S. H. Dahir, J. J. Henry, and W. E. Meyer : Seasonal Skid Resistance Variations, Final Report, Pennsylvania Department of Transportation, 1979.
- 17) J. M. Rice : Seasonal Variations in Pavement Skid Resistance, Public Roads, Vol. 40, No. 4, March 1977, pp. 160-166.
- 18) K. Saito and J. J. Henry : Mechanistic Model for Predicting Seasonal Variations in Skid Resistance, Presented at the 62nd Annual Meeting of the Transportation Research Board, Washington, D. C., Jan. 1983.

粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程に 関する解析的研究

土 屋 勉・大 築 和 夫

Analytical Study on the Settlement Process of Structures on Cohesive Soils

Tsutomu TSUCHIYA and Kazuo OHTSUKI

Abstract

The purpose of this paper is to investigate the settlement process of structures which are supported by the friction piles or spread foundations on cohesive soils.

Three-dimensional element is derived from the effective stress principle, and four structure-foundation models are analyzed by the finite element method.

The results are summarized as follows : a large amount of differential settlements occur at undrained stage, although the total settlement of structures is made up of an undrained component and a consolidation component. The total settlements and the differential ones are significantly affected by the rigidity of piles and that of superstructures, respectively. And further, the friction piles are effective to reduce the differential settlements of structures at drained stage.

1. は じ め に

軟弱地盤地域における建築構造物の基礎として、深部の良質な砂れき層に杭支持させる方法がこれまで一般的に行われてきたが、周辺地盤沈下により種々の弊害も生じている。このため、最近では摩擦杭の利用や表層地盤を改良して直接基礎を採用するといった試みも幾つか見られるようになった。これらの工法による構造物の沈下量は比較的大きくなることから、事前に沈下量をできるだけ正確に予測すると共に、それに基づいて構造物の不同沈下に対する配慮を行うことが重要である。

不同沈下の計算手法に関する研究は古くから試みられており、現在まで幾つかの手法が報告^{1)~8)}されているが、精度や汎用性の不足から一般の構造物への適用が難しいのが現状である。これらの手法には、次のような共通する問題点が含まれているものと思われる。すなわち、①本来三次元的な現象である地盤の圧密を Terzaghi の一次元圧密モデルとしているため、水平方向の圧密や非排水変形が解析されないこと、②地中の応力伝播を半無限弾性地盤における

Boussinesque 問題として扱っているため、地盤の異質性が考慮できないこと、③直接基礎や支持杭基礎を対象としており、摩擦杭基礎への応用が難しいこと、等である。

そこで本論文では、先ず上記の問題点を取り除くための三次元圧密要素を誘導し、それを用いてメッシュ分割および時間刻みについて考察した後、上部構造の剛性とその支持型式を異にする4種の建築構造物モデルを三次元有限要素解析し、それらの沈下過程の諸性状について比較検討した。

2. 圧密要素の作成および精度の検討

通常の粘性土地盤においては、載荷重によって鉛直変位と同時に側方変位も発生するので、建築構造物の沈下を正確に算定するには非排水せん断変形（即時沈下）と排水変形（圧密沈下）の両者を考慮して三次元問題として扱う必要があるものとする。そこで、筆者は両者の変形を解析に取り入れるために Christian⁹⁾ が三角形要素に適用したと同様の有効応力概念を新たに直方体要素に導入した。更に、予備解析としてこの要素を用いて解析する際のメッシュ分割および時間刻みについて検討した。

2.1 三次元圧密要素

節点変位に関する単位要素は図-1に示す8節点直方体要素である。過剰間隙水圧については、分割数が多くなると後述する差分式の収束性が非常に悪くなる傾向がみられたので、できるだけ節点を少なくするために要素中央位置（図-1の⑨節点）で表わすことにした。なお、粘土は飽和されており、粘土骨格は等方弾性体、粘土中の流体水は非粘性・非圧縮の完全流体と仮定した。以下に単位要素マトリックスを誘導する。

全応力を $\{\sigma\}$ 、有効応力を $\{\sigma'\}$ 、過剰間隙水圧を $\{p_w\}$ とすると、有効応力の概念より、

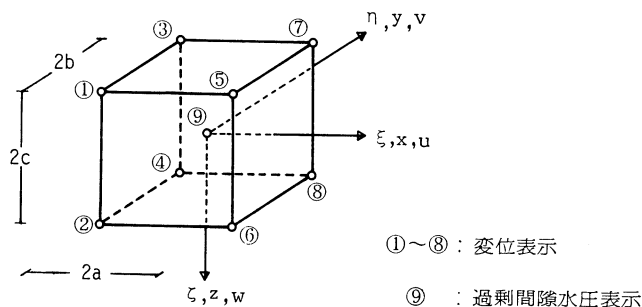


図-1 三次元圧密要素

$$\{\sigma\} = \{\sigma'\} + \{p_w\} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \text{ただし, } \{\sigma\} &= \{\sigma_x \ \sigma_y \ \sigma_z \ \tau_{xy} \ \tau_{yz} \ \tau_{zx}\}^T \\ \{\sigma'\} &= \{\sigma'_x \ \sigma'_y \ \sigma'_z \ \tau_{xy} \ \tau_{yz} \ \tau_{zx}\}^T \\ \{p_w\} &= \{p_w \ p_w \ p_w \ 0 \ 0 \ 0\}^T \end{aligned}$$

次に、弾性マトリックスを $[D]$ 、歪度を $\{\varepsilon\}$ とすると、

$$\{\sigma'\} = [D] \cdot \{\varepsilon\} \quad (2)$$

ただし、

$$[D] = \frac{E'_s}{(1-\nu'_s)(1-2\nu'_s)} \begin{bmatrix} 1-\nu'_s & & & & & \\ \nu'_s & 1-\nu'_s & & & & \\ \nu'_s & \nu'_s & 1-\nu'_s & & & \\ 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu'_s}{2} & & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu'_s}{2} & \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1-2\nu'_s}{2} \end{bmatrix} \begin{matrix} \\ \\ \text{Sym} \\ \\ \\ \end{matrix}$$

E'_s : 粘土骨格の弾性係数, ν'_s : 粘土骨格のポアソン比

$$\{\varepsilon\} = \{\varepsilon_x \ \varepsilon_y \ \varepsilon_z \ \gamma_{xy} \ \gamma_{yz} \ \gamma_{zx}\}^T$$

載荷重を $\{p\}$ 、物体力を $\{b\}$ 、変位量を $\{f\}$ とすると、仮想仕事の原理より、

$$\begin{aligned} \int_s \{P\}^T \cdot \Delta\{f\} ds + \int_v \{b\}^T \cdot \Delta\{f\} dv &= \int_v \{\sigma\}^T \cdot \Delta\{\varepsilon\} dv \\ &= \int_v \{\sigma'\}^T \cdot \Delta\{\varepsilon\} dv + \int_v \{P_w\}^T \cdot \Delta\{\varepsilon\} dv \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、要素内任意位置の変位量は変位関数 $[N]$ を用いて次のように表わす。

$$\{f\} = [N] \cdot \{\delta\} \quad (4)$$

ただし、 $\{f\} = \{u \ v \ w\}^T$

$$[N] = \begin{bmatrix} N_1 & N_2 \cdots N_8 & 0 & 0 \cdots 0 & 0 & 0 \cdots 0 \\ 0 & 0 \cdots 0 & N_1 & N_2 \cdots N_8 & 0 & 0 \cdots 0 \\ 0 & 0 \cdots 0 & 0 & 0 \cdots 0 & N_1 & N_2 \cdots N_8 \end{bmatrix}$$

$$N_i = (1 + \xi \cdot \xi_i) \cdot (1 + \eta \cdot \eta_i) \cdot (1 + \zeta \cdot \zeta_i) / 8$$

$$\xi = x/a, \ \xi_i = x_i/a, \ \eta = y/b, \ \eta_i = y_i/b, \ \zeta = z/c, \ \zeta_i = z_i/c$$

$$\{\delta\} = \{u_1 \ u_2 \cdots u_8 \ v_1 \ v_2 \cdots v_8 \ w_1 \ w_2 \cdots w_8\}^T, \ i = 1, 2, \dots, 8$$

全ての節点で変位が与えられれば、要素内任意位置の歪度 $\{\varepsilon\}$ は弾性論より、

$$\{\varepsilon\} = [B] \cdot \{\delta\} \quad (5)$$

$$\text{ただし, } [B] = \begin{bmatrix} \frac{\partial N_1}{\partial x} & \frac{\partial N_2}{\partial x} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial x} & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & \frac{\partial N_1}{\partial y} & \frac{\partial N_2}{\partial y} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial y} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & \frac{\partial N_1}{\partial z} & \frac{\partial N_2}{\partial z} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial z} \\ \frac{\partial N_1}{\partial y} & \frac{\partial N_2}{\partial y} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial y} & \frac{\partial N_1}{\partial x} & \frac{\partial N_2}{\partial x} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial x} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 & \frac{\partial N_1}{\partial z} & \frac{\partial N_2}{\partial z} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial z} & \frac{\partial N_1}{\partial y} & \frac{\partial N_2}{\partial y} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial y} \\ \frac{\partial N_1}{\partial z} & \frac{\partial N_2}{\partial z} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial z} & 0 & 0 & \dots & 0 & \frac{\partial N_1}{\partial x} & \frac{\partial N_2}{\partial x} & \dots & \frac{\partial N_8}{\partial x} \end{bmatrix}$$

ここで, (3)式に(2), (4), (5)式を代入し, 節点力を $\{F\}$ として整理すると,

$$\begin{aligned}
 \{F\} &= \int_V [B]^T \cdot [D] \cdot [B] dv \cdot \{\delta\} + \int_V [B]^T \cdot \{P_w\} dv \\
 &= [K_E] \cdot \{\delta\} + [K_P] \cdot \{H\}
 \end{aligned} \tag{6}$$

$$\text{ただし, } \{F\} = \{X_1 \ X_2 \ \dots \ X_8 \ Y_1 \ Y_2 \ \dots \ Y_8 \ Z_1 \ Z_2 \ \dots \ Z_8\}^T$$

X_i, Y_i, Z_i : i の節点の x, y, z 方向節点力

$[K_E]$: 有効応力の剛性マトリックス

$[K_P]$: 過剰間隙水圧マトリックス $= [K_{pu} \ K_{pv} \ K_{pw}]^T$

$$[K_{pu}] = E_v \cdot b \cdot c [-1 \ -1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1 \ 1 \ 1]^T$$

$$[K_{pv}] = E_v \cdot a \cdot c [-1 \ -1 \ 1 \ 1 \ -1 \ -1 \ 1 \ 1]^T$$

$$[K_{pw}] = E_v \cdot a \cdot b [-1 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1 \ -1 \ 1]^T$$

$\{\delta\}$: 節点変位

$\{H\}$: 過剰間隙水圧の比例係数

$$H = P_w / E_v, \quad E_v = E_s / 3(1 - 2\nu_s)$$

(6)式の数値は24であるのに対して未知数は25であるので, ここで流量に関する連続の式を導入する。直方体要素の体積歪を ϵ_v とすれば,

$$\begin{aligned}
 \epsilon_v &= \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z \\
 &= \left[\frac{\partial N_1}{\partial x} \ \frac{\partial N_2}{\partial x} \ \dots \ \frac{\partial N_8}{\partial x} \ \frac{\partial N_1}{\partial y} \ \frac{\partial N_2}{\partial y} \ \dots \ \frac{\partial N_8}{\partial y} \ \frac{\partial N_1}{\partial z} \ \frac{\partial N_2}{\partial z} \ \dots \ \frac{\partial N_8}{\partial z} \right] \{\delta\}
 \end{aligned} \tag{7}$$

(7)式の両辺に $E_v \cdot 8 \ abc$ を乗ずると,

$$E_v \cdot 8 \ abc \cdot \epsilon_v = [K_p]^T \cdot \{\delta\} \tag{8}$$

(6)式と(8)式を連立させると, 最終的に(9)式に示す三次元圧密要素マトリックスが求まる。

$$\begin{Bmatrix} F \\ \vdots \\ E_v \cdot 8abc \cdot \varepsilon_v \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} [K_E] & [K_P] \\ \vdots & \vdots \\ [K_P]^T & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \delta \\ \vdots \\ H \end{Bmatrix} \quad (9)$$

非排水状態においては、(9)式で $\varepsilon_v = 0$ を代入することによって節点変位（非排水変位）と初期過剰間隙水圧を算定することができる。

次に、排水状態における ε_v を算定する手法について述べる。

Biot の多次元圧密方程式¹⁰⁾ はダルシーの法則から求めたものであり、次のように体積歪と過剰間隙水圧の関係を表わしている。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} &= \frac{\partial Q_x}{\partial x} + \frac{\partial Q_y}{\partial y} + \frac{\partial Q_z}{\partial z} \\ &= \frac{1}{\gamma_w} (k_x \cdot \frac{\partial^2 p_w}{\partial x^2} + k_y \cdot \frac{\partial^2 p_w}{\partial y^2} + k_z \cdot \frac{\partial^2 p_w}{\partial z^2}) \end{aligned} \quad (10)$$

ただし、 Q_x, Q_y, Q_z : x, y, z 方向の流量

$$Q_x = k_x \cdot i = k_x \cdot \frac{\partial p_w}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial x}{\partial x}$$

$$Q_y = k_y \cdot i = k_y \cdot \frac{\partial p_w}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial y}{\partial y}$$

$$Q_z = k_z \cdot i = k_z \cdot \frac{\partial p_w}{\gamma_w} \cdot \frac{\partial z}{\partial z}$$

k_x, k_y, k_z : x, y, z 方向の透水係数

i : 動水勾配, γ_w : 水の単位体積重量

ここで、図-2 のように格子を設けて、(10)式を差分化して微小時間 Δt 後の体積歪を数値計算する。すなわち、(10)式の各項は、

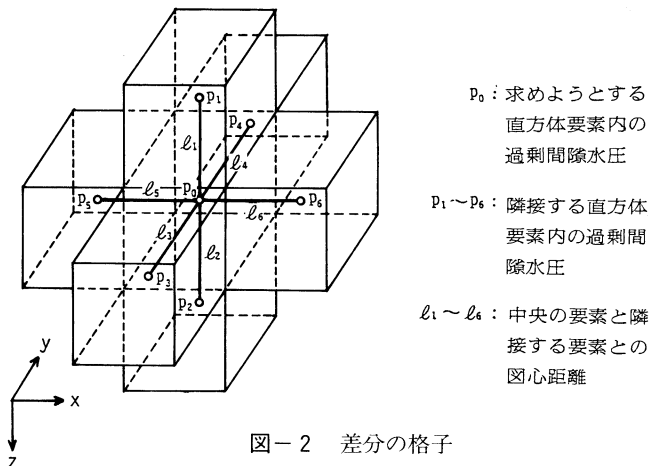


図-2 差分の格子

$$\frac{\partial \varepsilon_v}{\partial t} \doteq \frac{\varepsilon_v(t+\Delta t) - \varepsilon_v(t)}{\Delta t} \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 p_w}{\partial x^2} \doteq \frac{(p_6 - p_0)/l_6 - (p_0 - p_5)/l_5}{(l_5 + l_6)/2} \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 p_w}{\partial y^2} \doteq \frac{(p_4 - p_0)/l_4 - (p_0 - p_3)/l_3}{(l_3 + l_4)/2} \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 p_w}{\partial z^2} \doteq \frac{(p_2 - p_0)/l_2 - (p_0 - p_1)/l_1}{(l_1 + l_2)/2} \quad (14)$$

(11)~(14)式を(10)式に代入して整理すると、

$$\begin{aligned} \varepsilon_v(t+\Delta t) = \varepsilon_v(t) + \Delta t \cdot \frac{2}{\gamma_w} \left\{ \frac{l_5(p_6 - p_0) - l_6(p_0 - p_5)}{l_5 \cdot l_6 (l_5 + l_6)} \cdot k_x \right. \\ \left. + \frac{l_3(p_4 - p_0) - l_4(p_0 - p_3)}{l_3 \cdot l_4 (l_3 + l_4)} \cdot k_y + \frac{l_1(p_2 - p_0) - l_2(p_0 - p_1)}{l_1 \cdot l_2 (l_1 + l_2)} \cdot k_z \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

故に、(15)式で $\varepsilon_v(t+\Delta t)$ を求め、先の(9)式に代入することで Δt 時間後の節点変位と過剰間隙水圧をステップバイステップに求めることができる。

2.2 予備解析

2.2.1 解析モデル

精度の検討は、すでに精解が求められている(16)式に示す Terzaghi¹⁰⁾ の一次元圧密問題の解と比較することによって行う。

$$\frac{\partial p_w}{\partial t} = \frac{k}{m_v \cdot \gamma_w} \cdot \frac{\partial^2 p_w}{\partial z^2} = C_v \cdot \frac{\partial^2 p_w}{\partial z^2} \quad (16)$$

ただし、 m_v : 体積圧縮係数

C_v : 圧密係数

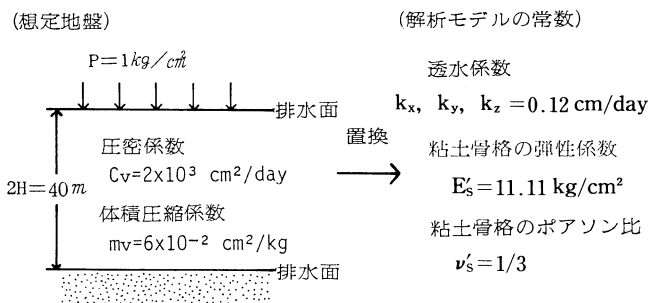


図-3 解析地盤の設定

粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程に関する解析的研究

表-1 解析モデル名および分割型式

モデル名	R2	R4	R6	R8	I8	R12	R16	
分割型式	1/2	1/4	1/6	1/8	1/16	1/12	1/16	
		"	"	"	1/8	"	"	
		"	"	"	"	1/4	"	"
		"	"	"	"	"	"	"
	1/2	"	"	"	"	1/4	"	"
		"	"	"	"	1/8	"	"
		1/4	1/6	1/8	1/16	1/16	1/12	1/16
		"	"	"	"	"	"	"

表-2 全層圧密度 ※下段は理論値との比

T _v	0.01	0.05	0.10	0.20	0.40	0.60	0.80	1.00	
理論値	0.113	0.252	0.357	0.504	0.698	0.816	0.887	0.931	
本解析値	R2	0.026	0.125	0.234	0.414	0.656	0.799	0.882	0.931
		0.230	0.496	0.655	0.821	0.940	0.979	0.994	1.000
	R4	0.051	0.205	0.334	0.498	0.695	0.812	0.885	0.929
		0.451	0.813	0.936	0.988	0.996	0.995	0.998	0.998
	R6	0.071	0.240	0.354	0.503	0.696	0.814	0.885	0.930
		0.628	0.952	0.991	0.998	0.997	0.998	0.998	0.999
	R8	0.087	0.250	0.357	0.504	0.697	0.815	0.886	0.930
		0.770	0.992	1.000	1.000	0.999	0.999	0.999	0.999
	R12	0.106	0.253	0.357	0.504	0.698	0.815	0.887	0.930
		0.938	1.004	1.000	1.000	1.000	0.999	1.000	1.000
	R16	0.112	0.253	0.357	0.504	0.698	0.815	0.887	0.931
		0.991	1.004	1.000	1.000	1.000	0.999	1.000	1.000

解析した地盤は、図-3に示すように両面排水状態にある層厚40mの正規圧密粘性土地盤とした。なお、この地盤では実時間 t (day) と時間係数 T_v の間には $t=2000 \cdot T_v$ の関係がある。

解析モデルの記号と鉛直方向の分割型式の一覧を表-1に示した。モデル名のRおよびIはそれぞれ等分割および不等分割であることを表わし、数字は分割数を表わす。

2.2.2 分割数・分割法の検討

表-2は、地盤を2~16等分割したときの全層圧密度について本解析値と理論値を比較したものである。なお、解析値はいずれも時間刻みを $\Delta t=2$ 日として計算したものであり、理論値はフーリエ級数の100項までを採用した。理論値との比が0.98となる境界を表中に破線で示したが、 T_v および分割数が増加する程本解析値が理論値に近似していくことが分る。また、 $T_v=0.01$ においてはR16を除く全てのモデルの精度は悪いが、 $T_v=0.05$ になるとR8以上のモデルでの誤差は1%未満である。更に、終局状態に近い $T_v=1.0$ においては全モデルが理論値にほぼ等しい。 $T_v=0.01$ の時点は実時間で $t=20$ 日に相当するが特別にこの期間を問題にすることが無い限り、実用的には8分割程度のモデルで圧密沈下過程を十分に表わすことができる

と考える。

図-4は、各深さにおける圧密比についてR4, R8, R16と理論値を比較したものである。それによると、表-2の全層圧密密度の場合と同様に、 T_v および分割数の増加する程近似する傾向があるが、 T_v の小さい期間においては排水面に近い位置程理論値と異なる分布となる。これは T_v の小さい期間では排水面近傍の分布勾配の変化が非常に大きいためと考えられたことから、この部分の分割を細かくしたI8モデルについて解析し比較した。その結果、 $T_v=0.01$ では等分割としたR8に比べてI8モデルの値が理論値に極めて近似するようになった。しかし、圧密全過程について両者を比較すると図-5のようになり、 $T_v=0.025$ 以降ではI8の方がR8よりも理論値とかなり

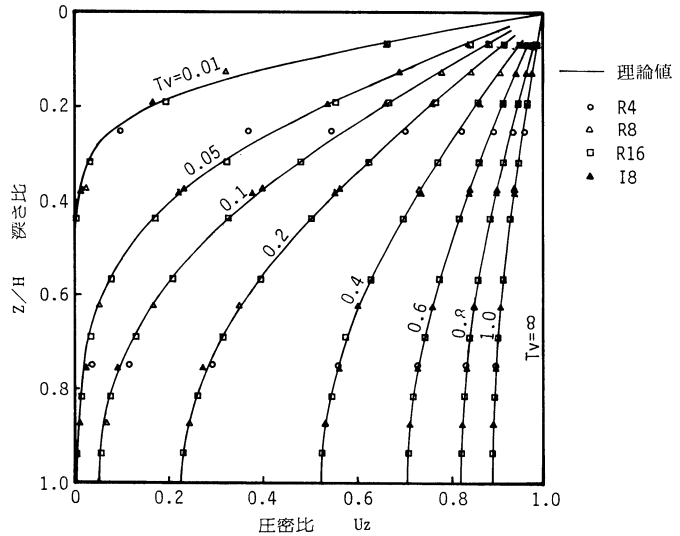


図-4 各時点における圧密比分布

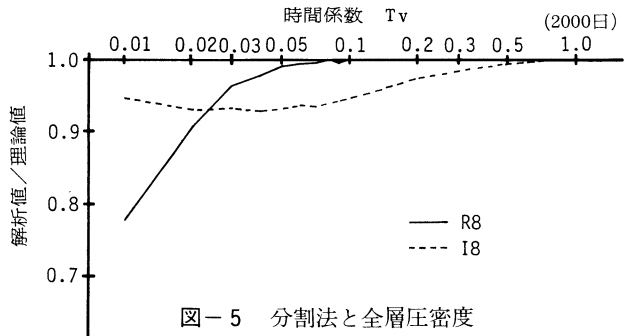


図-5 分割法と全層圧密密度

りかけ離れている。これは、圧密分布勾配の変化が大きい領域が T_v の増加と共に排水面近傍から中央部に移動するために、I8では中央部分割を粗くしたことによる悪影響が顕著になったものと思われる。

以上の事から、 T_v の小さい期間だけを問題にする場合には、排水面近傍を細かく分割する必要があるが、圧密全過程の解析においては全層にわたり等分割とする方法が良いと判断できる。

2.2.3 時刻刻みの検討

図-6は、時刻刻みを $\Delta t=5\sim 50$ 日まで変化させた時のR8モデルの全層圧密密度について、理論値との比をプロットしたものである。なお、 $\Delta t>50$ 日では発散して解が得られなかった。 Δt が大きくなると解が振動するようになり、解が安定するまでの T_v も大きくなる。最終状態だけを問題にするなら、 $\Delta t=50$ 日としても解が得られることになるが、 $T_v=0.05$ 以降の圧密過程

を知るには $\Delta t=30$ 日程度が限界であると思われる。

表-3は、図-6と同様の方法で各モデルの限界の Δt についてまとめたものである。それによると、不等分割にした場合や分割数を多くした場合は限界の Δt が小さくなるのが分る。このことから複雑な間隙水圧分布を示すような場合は、 Δt をかなり小さくする必要があるものと推察される。なお、R8において透水係数 k を2倍にした場合は $\Delta t=20$ 日が限界であった。これは k を2倍にすることによって、 $t=(H^2/c_v) \cdot T_v$ の係数が $1/2$ になり圧密速度が大きくなったためと思われる。

R8モデルでは $\Delta t=30$ 日で解が得られることが分ったが、図-7は Δt を更に小さくしていった場合の全層圧密度を比較したものである。それによると、30日、20日、10日と Δt を小さくするにつれて全般的に理論値に近づく傾向があるが、更に5日、2日、1日と Δt を小さくしても $\Delta t=10$ 日の場合とほとんど同じ結果になった。このことから、解が収束する限界に近い Δt を選定することが解の信頼性も良く、最も効率的であると云える。

3. 構造物モデルの挙動

地盤に前章の圧密要素を使用し、図-8に示すような上部構造の剛性とその支持型式を異にする4種類の構造物モデルについて解析し、非排水状態および排水状態の挙動について比較検討した。

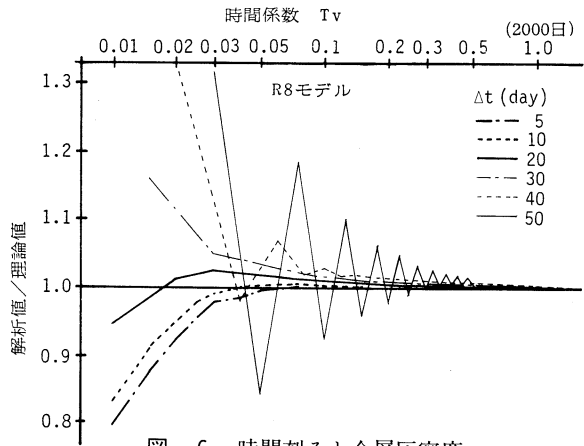


図-6 時間刻みと全層圧密度

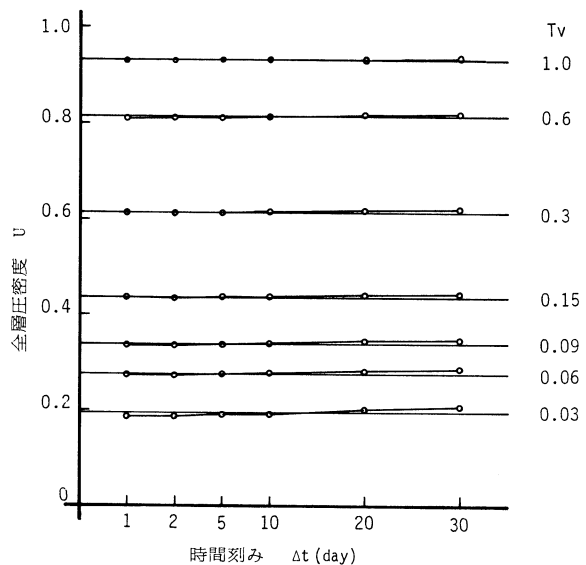


図-7 全層圧密度と時間刻みの関係

表-3 時間刻みの限界値 (day)

モデル	R4	R8	R16	I8
限界値 (day)	50	30	10	10

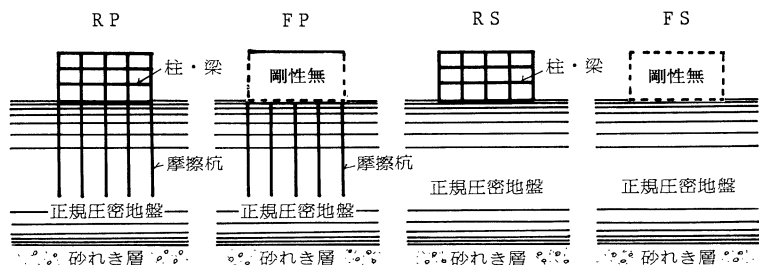


図-8 上部構造と基礎型式

3.1 解析モデルおよび解析方法

正規圧密粘土地盤に載る均等で無限に広がる建物群を解析の対象とした。したがって、建物中央位置と隣接建物間に対称条件を適用して、全体の1/4の領域について計算を行った。メッシュ分割は前章の検討結果を基に、図-9に示すように鉛直方向は等8分割とし、水平方向は上部構造のスパン数や演算時間のことも考慮して等5分割とした。なお、このような分割方法を用いた場合の圧密過程の限界時間刻みは $\Delta t=1$ 日であった。計算は時間係数 $T_v=1$ に相当する $t=2000$ 日までを行った。更に、終局状態の値を知る目的で要素内の過剰間隙水圧を0とした解析も実施した。

解析モデルの諸元を表-4に示すが、以下にこれらの構成要素と主な仮定について記す。

(1) 上部構造：4×4スパン3層の立体骨組であり、柱・梁部材には図-10に示す軸力、二軸曲げおよびねじり剛性を考慮した単位要素¹²⁾を用いた。なお、建物は瞬時に完成するものと仮定し、基礎底面における自重は 5 t/m^2 とした。

(2) 杭：建物中央部、辺部、隅角部にそれぞれ4本、2本、1本の摩擦杭($l=25\text{ m}$ の高強度PC杭)を配置し、杭1本当りの負担荷重が等しくなるようにした。単位要素は上部構造と同じである。

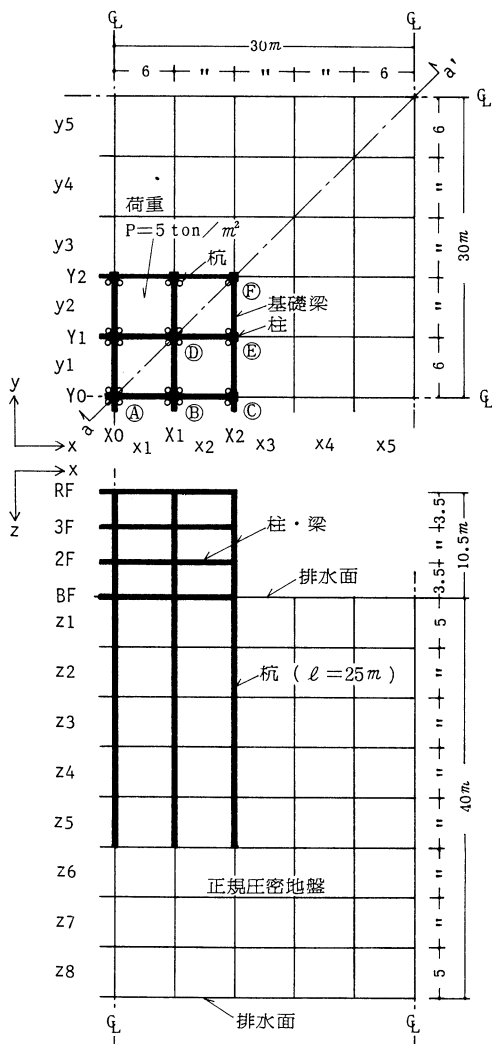


図-9 RPモデル

表-4 解析モデルの諸元

モデル名		RP	FP	RS	FS
上部構造の剛性		有	無	有	無
基礎型式		摩擦杭		直接	
上部構造	基礎梁断面 (cm×cm)	40×120		40×120	
	2, 3, R階梁断面 (")	40×80		40×80	
	柱断面 (")	60×60		60×60	
	ヤング係数 E_c (kg/cm ²)	2.1×10^5		2.1×10^5	
杭	剪断弾性係数 G_c (")	0.9×10^5		0.9×10^5	
	外径 D (cm)	40			
	肉厚 t (cm)	6.5			
	ヤング係数 E_p (kg/cm ²)	4.2×10^5			
地盤	剪断弾性係数 G_p (")	1.8×10^5			
	水中単位体積重量 γ' (t/m ³)			0.7	
	透水係数 k_x, k_y, k_z (cm/day)			0.12	
	ヤング係数 E_s' (kg/cm ²)			11.11	
ポアソン比 ν_s'			1/3		

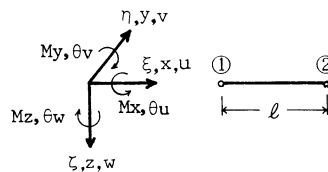


図-10 梁要素

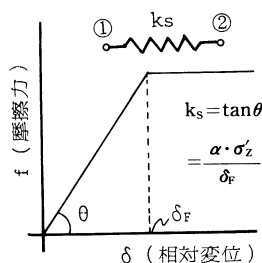


図-11 すべり要素

(3) 地盤：地盤の諸常数や使用した単位要素は前章に記したのと同じである。

(4) 杭と地盤の境界：杭と地盤の境界には摩擦力和すべりの関係を表わすバネを設けた。このバネ係数 k_s は図-11に示すように、杭と地盤の相対変位が δ_F 以下では地盤の鉛直方向有効応力度 σ'_z の一次関数であり、 δ_F に達すると $k_s = 0$ になるものと仮定した。これらの常数については、実大杭によるネガティブフリクションの実測値をまとめた文献¹³⁾を参考にして、ここでは $\delta_F = 3$ cm および $\alpha = 0.3$ と仮定した。上記の摩擦力～すべり関係は非線型となるので、本論文では全体の剛性マトリックスを変化させる代わりに、等価節点力を加えて計算する手法を用い、全過程を非排水状態および排水状態についてそれぞれ 100 ステップおよび 2000 ステップに分けて解析した。

3.2 解析結果および考察

3.2.1 非排水状態の挙動

A) 過剰間隙水圧 p_w 、有効応力度 σ'_z 、杭体軸力 N_p ：建物荷重は過剰間隙水圧 P_w 、地盤の鉛直方向有効応力度 σ'_z および杭体軸力 N_p によって支持される。図-12～図-14は、対角断面(図-9の a～a'断面)におけるこれらの分布について示したものである。

図-12によると、直接基礎をもつ RS や FS の P_w は建物の直下 (z 1層) で最大となり、この位置より深く或いは周辺へと遠ざかるにつれて小さな値となる。最大値を示す要素は前者が建物隅角部であり、後者は建物中央部である。それに対して杭基礎をもつ RP や FP では杭先端直下の要素 (z 6層) で最大となり、周辺程小さな値となる。また、杭に囲まれた部分の z 2～z 5

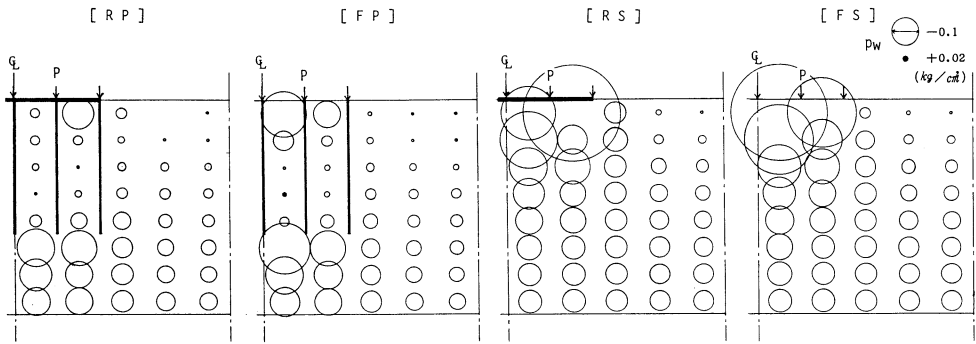


図-12 初期過剰間隙水圧分布 P_w (a-a' 断面)

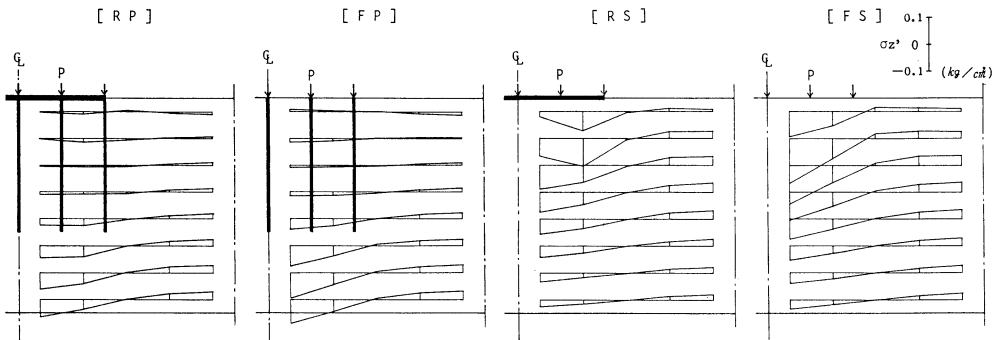


図-13 鉛直方向の有効応力度分布 σ'_z (a-a' 断面)

層では極めて小さな値となっている。

図-13の σ'_z 分布によると、RPとFPのz1層の一部を除いて、建物の位置するところで圧縮力、建物周辺地盤で引張力を示す。これらの値はRSやFSではz2~z3層で最大となり、そこから深く或いは浅くなる程小さくなる。それに対してRPやFPでは杭先端以深の要素(z7~z8層)で最大となり、z1~z5層の値は極めて小さい。

図-14は杭1本当りの杭体軸力 N_p を示したものであるが、FPでは④~⑥の各杭の N_p はほぼ同じような分布となる。それに対して、RPでは隅角部⑥の値は中央部④に比べて極めて大きくなっているため、杭体の1/2にわたり周面摩擦力がフルモビライズの状態に達している。なお、FPでは④および⑥の杭先端付近にこの状態が生じている。また、RPの⑥杭頭部とFPの各杭頭部の値がそれ以深の軸力よりわずかに小さくなるのは、杭と地盤のすべりが逆向きになったためである。これは、上記 σ'_z の最大値が地表面よりも幾分深い位置に発生するため、この付近では杭体にネガティブフリクションが発生する状態になっているものと思われる。なお、杭の負担する建物荷重の割合を計算すると、杭頭においてRPで72%、FPで68%であった。

B) 接地圧 C_p , 絶対沈下 w , 相対沈下 δ : 図-15の接地圧 C_p は基礎底面に作用する鉛直力を

粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程に関する解析的研究

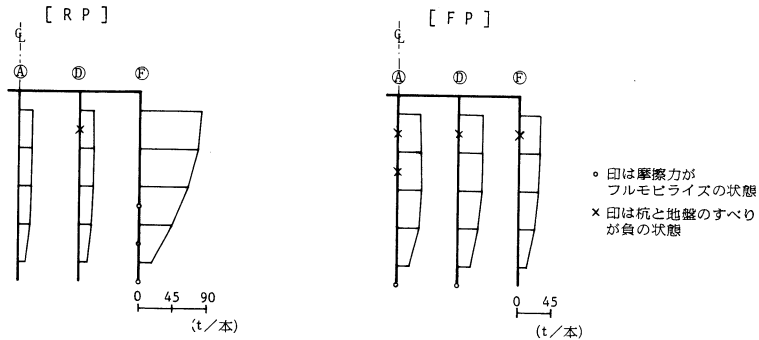


図-14 杭体軸力分布 N_p (a-a'断面)

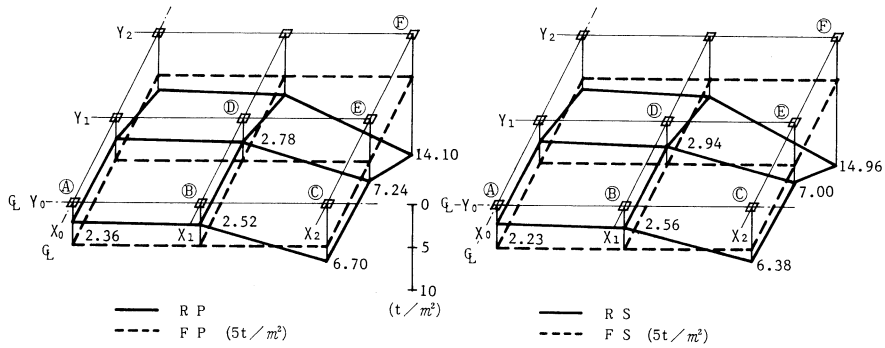


図-15 接地圧分布 C_p

それぞれ各柱の負担面積で除して算定したものである。それによると、FPおよびFSはたわみ性荷重であるのでいずれも 5 t/m^2 と一定であるのに対して、RPやRSについてみると建物中央付近の①、②、③ではその約 $1/2$ 倍、辺部の④、⑤では約 $4/3$ 倍、隅角部の⑥では約 3 倍にもなっている。このような接地圧の違いは上部構造と地盤の相対剛性の影響によるものであり、RSに比べて相対剛性の小さいRP(杭の存在が地盤の剛性を全体的に高めていると考えられる)の方が中央部と端部の接地圧の差が若干小さくなっているものと思われる。

図-16は即時沈下分布であるが、全体的にFS, RS, FP, RPの順に小さくなっている。特に、杭基礎をもつRPおよびFPの沈下量はそれぞれRSおよびFSの約 $1/2$ である。次に、各柱間の相対沈下量を比較した表-5によると、FS, FP, RS, RPの順に小さくなっている。特に、上部構造の剛性のあるRPおよびRSではFPおよびFSに比べて $1/5$, $1/10$ と極めて小さい。また、各モデルとも中央部の $X_0 \sim X_1$ 間 (δ_{AB} , δ_{BD} , δ_{CE}) よりも端部の $X_1 \sim X_2$ 間 (δ_{BC} , δ_{DE} , δ_{EF}) の値が大きいことや、中央部の Y_0 新面 (δ_{AC}) が端部の Y_2 断面 (δ_{CF}) の値よりも大きいこと等が分る。以上のことから、構造物の絶対沈下を減少させるには基礎杭が特に有効であり、相対沈下を減少させるには上部構造の高い剛性が特に有効であると云える。

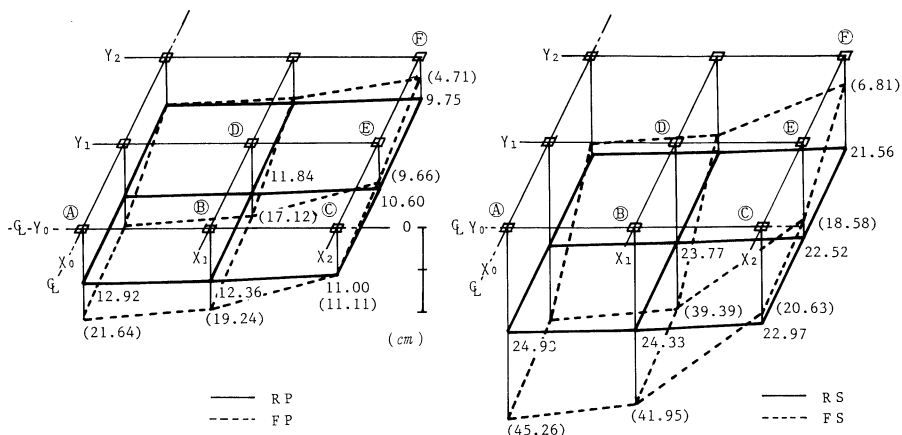


図-16 即時沈下分布

表-5 相対沈下量 (cm)

RPの()はFPとの比
RSの()はFSとの比

モデル	δAB	δBC	δCE	δEF	δBD	δDE	Y_0 断面 δAC	Y_1 断面 δBE	Y_2 断面 δCF
RP	0.56	1.36	0.40	0.85	0.52	1.24	1.92 (0.18)	1.76 (0.18)	1.25 (0.20)
FP	2.40	8.13	1.45	4.95	2.12	7.46	10.53	9.58	6.40
RS	0.60	1.36	0.45	0.96	0.56	1.25	1.96 (0.08)	1.81 (0.08)	1.41 (0.10)
FS	3.31	21.32	2.05	11.77	2.56	20.81	24.63	23.37	13.82

3.2.2 排水状態の挙動

A) 過剰間隙水圧 P_w , 有効応力度 σ'_z , 杭体軸力 N_p : 図-17はRPおよびRSモデルについて、建物中央部 (x_1, y_1) と建物から遠く離れた場所 (x_5, y_5) における深度毎の P_w と σ'_z 経時変化を示したものである。先ずRPについてみると、排水面に近い①や⑧要素の P_w は時間と共に急激に減少するが、中央付近の⑤では $t=100$ 日まで増加した後徐々に減少している。③では最初わずかに減少した後 $t=200$ 日まで増加し、再び減少するようになる。また、③'ではこのような増減を繰り返した後、 $t=300$ 日以降より単調減少となる。このように、場所により p_w の挙動は大きく変化しており、図-4に示した一次元圧密状態と比べて非常に複雑である。 σ'_z も多少の増減を繰り返しながら推移するが、終局時の σ'_z は非排水時の p_w よりも⑥および⑧要素を除いて小さくなっている。これは杭体軸力が時間と共に増加することにより、杭の周辺地盤による荷重分担が減少するため、非排水時の p_w よりも終局時の σ'_z が小さくなるのに対して、⑥および⑧のような杭直下の要素では杭の分担した増加軸力が伝達されるため、逆に大きくなったものと思われる。次にRSについてみると、 P_w は①や⑧の要素では時間と共に急減するが、その他の要素では $t=100$ 日程度までほぼ一定の値を示した後、徐々に減少している。 σ'_z は

粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程に関する解析的研究

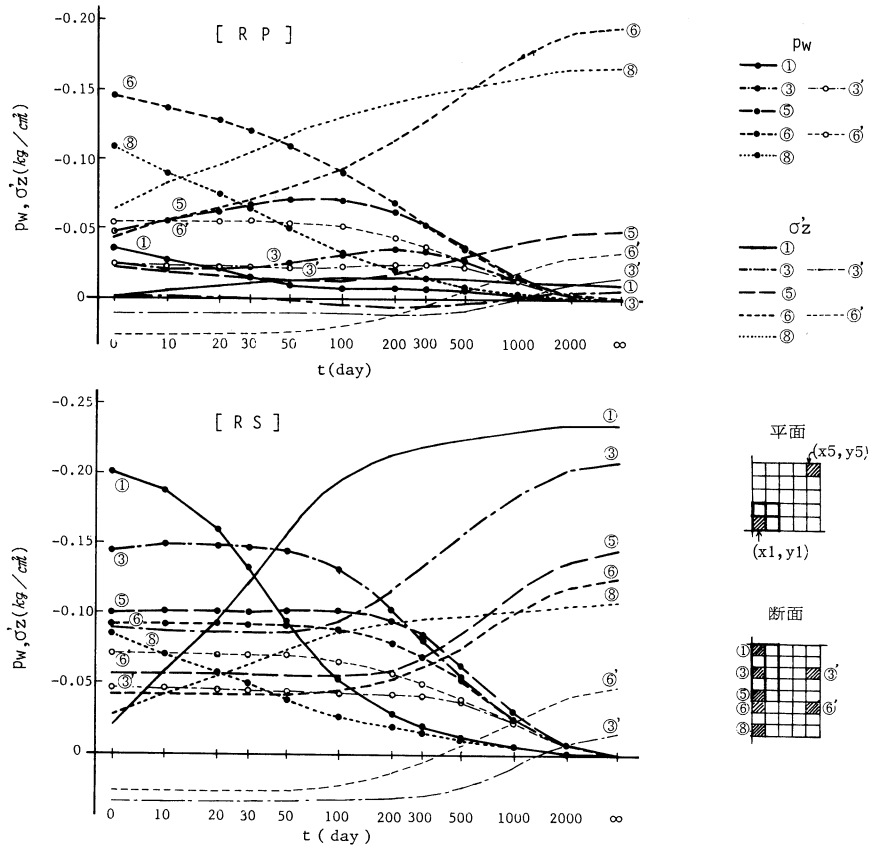


図-17 間隙水圧, 有効応力度の経時変化

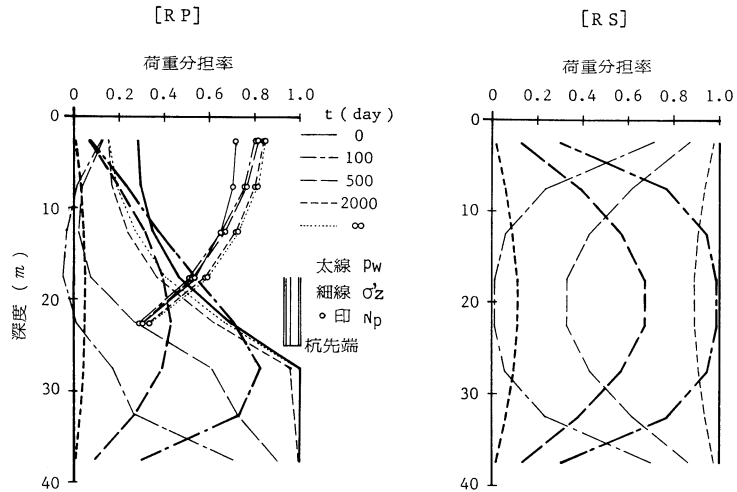


図-18 過剰間隙水圧 P_w , 有効応力度 σ'_z , 杭体軸力 N_p

p_w の増減と概ね逆の推移となる。なお、FP および FS の経時変化はそれぞれ RP および RS の傾向と概ね似ているが、 (x_i, y_i) 要素の値が RP に比べて大きく、建物中央部地盤への応力の集中が著しい傾向がみられた。

図-18 は p_w , σ'_z , N_p による断面全体の建物荷重分担率を、0 日(非排水状態)、100 日、500 日、2000 日、 ∞ (終局状態)についてプロットしたものである。それによると、RS では Terzaghi の一次元圧密として求めた値と一致するのに対して、RP では杭による分担率が高く全体的な分布もかなり異なる。すなわち、図-17 の RP でもみられたが、排水が始まると $z3 \sim z5$ 層の P_w が $t=100$ 日まで一旦増加している。これは、 $z1 \sim z3$ 層までほぼ一定であるが杭先端に近づくると急増するという非排水状態の p_w 分布の影響を受けたものと思われる。なお、 N_p による荷重分担率は、杭頭において非排水時に 70%程度であったものが p_w が減少したことによって終局時には 85%程度まで増加している。

B) 接地圧 C_p , 絶対沈下 w , 相対沈下 δ : 表-6 は図-15 と同様にして各柱位置における接地圧の経時変化を算定したものである。それによると、排水の初期においては各柱位置の値がそれぞれ複雑な挙動を示すが、 $t=100$ 日以降についてみると、RP では①, ②, ④で増加し、③, ⑤, ⑥で減少傾向となるのに対して、RS では①, ②, ④で減少し、③, ⑤, ⑥で増加傾向となる。このように、RP と RS では中央部と端部の各柱位置における接地圧の推移が全く逆になっていることが注目される。

表-6 接地圧 C_p (t/m²)

t(day) 位置 モデル		0	100	500	2000	∞
		R P	①	2.36	2.36	2.38
②	2.52		2.53	2.57	2.68	2.70
③	6.70		6.81	6.75	6.65	6.64
④	2.77		2.79	2.85	3.00	3.01
⑤	7.24		7.33	7.29	7.21	7.19
⑥	14.10		13.44	13.28	12.72	12.67
R S	①	2.24	2.43	2.36	2.35	2.35
	②	2.56	2.57	2.51	2.51	2.51
	③	6.38	6.64	6.64	6.64	6.64
	④	2.95	2.72	2.68	2.67	2.67
	⑤	7.00	6.92	6.96	6.96	6.96
	⑥	14.98	15.46	15.75	15.81	15.81

表-7 および図-19 は各柱位置の絶対沈下量 w と相対沈下量 δ を示したものである。それによると、建物中央部の圧密沈下は FS, RS, FP, RP の順に小さくなり、即時沈下の場合と同様である。圧密沈下と即時沈下の割合を比較すると、RP や RS では各柱位置ともほぼ同じであるのに対し、FP や FS ではその比が中央部で 0.5~0.8, 端部で 2 程度となっている。

次に、 δ の経時変化を比較すると、時間と共に RS は微増し、FS は非排水時の値の 1.3 倍程度になるのに対し、RP では逆に減少し、FP では微増した後 $t=500$ 日あたりから停滞してむしろ減少する。このように、排水状態における相対沈下量 δ は FS を除いて極めて小さいのが特徴的である。

上記のように、接地圧や相対沈下量の経時変化の傾向が各モデルによって大きく異なることについては、次のように考えられる。図-20 は RP モデルについて、基礎底面荷重 N_B および

粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程に関する解析的研究

表-7 絶対沈下 W および相対沈下 δ (cm)

モデル		t(day)	0 (即時沈下)	100	500	2000	∞	圧密沈下
R P	W A		12.92	16.43	20.04	23.08	23.48	10.56
	B		12.36	15.87	18.48	22.55	22.95	10.59
	C		11.00	14.53	18.17	21.31	21.72	10.72
	D		11.84	15.36	18.98	22.07	22.47	10.63
	E		10.60	14.15	17.80	20.96	21.37	10.77
	F		9.75	13.37	17.04	20.25	20.67	10.92
	δ AC		1.92	1.90	1.87	1.77	1.76	-0.16
	C F		1.25	1.16	1.13	1.06	1.05	-0.20
	A F		3.17	3.06	3.00	2.83	2.81	-0.36
F P	W A		21.64	26.43	30.31	33.28	33.65	12.01
	B		19.24	23.73	27.55	30.53	30.92	11.68
	C		11.11	14.96	18.58	21.66	22.07	10.96
	D		17.12	21.31	25.08	28.09	28.48	11.36
	E		9.66	13.32	16.85	19.91	20.33	10.67
	F		4.71	7.97	11.42	14.48	14.93	10.22
	δ AC		10.53	11.47	11.73	11.62	11.58	1.05
	C F		6.40	6.99	7.16	7.18	7.14	0.74
	A F		16.93	18.46	18.89	18.80	18.72	1.79
R S	W A		24.93	33.84	41.28	48.61	49.95	25.02
	B		24.33	33.26	40.69	48.02	49.36	25.03
	C		22.97	31.89	39.29	46.61	47.95	24.98
	D		23.77	32.73	40.14	47.46	48.81	25.04
	E		22.52	31.45	38.84	46.16	47.50	24.98
	F		21.56	30.47	37.84	45.15	46.49	24.93
	δ AC		1.96	1.95	1.99	2.00	2.00	0.04
	C F		1.41	1.42	1.45	1.46	1.46	0.05
	A F		3.37	3.37	3.44	3.46	3.46	0.09
F S	W A		45.26	60.08	70.28	78.07	79.42	34.16
	B		41.95	55.45	65.07	72.79	74.14	32.19
	C		20.63	29.53	37.71	45.24	46.58	25.95
	D		39.39	51.75	60.86	68.50	69.85	30.46
	E		18.58	26.82	34.63	42.08	43.43	24.85
	F		6.81	12.76	19.62	26.90	28.24	21.43
	δ AC		24.63	30.55	32.57	32.83	32.84	8.21
	C F		13.82	16.77	18.09	18.34	18.34	4.52
	A F		38.45	47.32	50.66	51.17	51.18	12.73

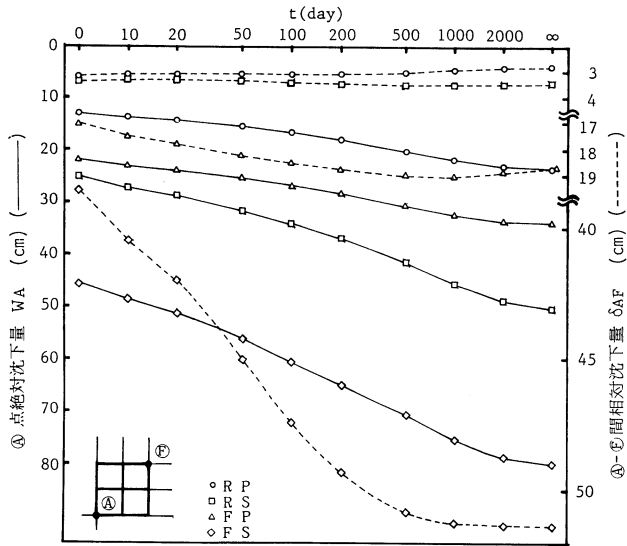


図-19 絶対沈下量及び相対沈下量の経時変化

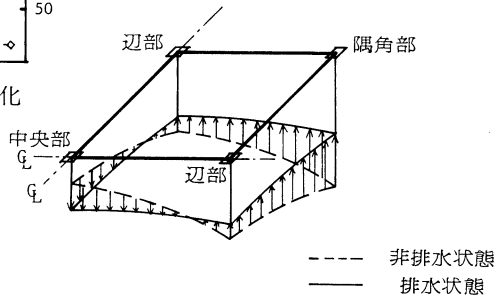


図-21 基礎底面荷重（接地圧）の変化

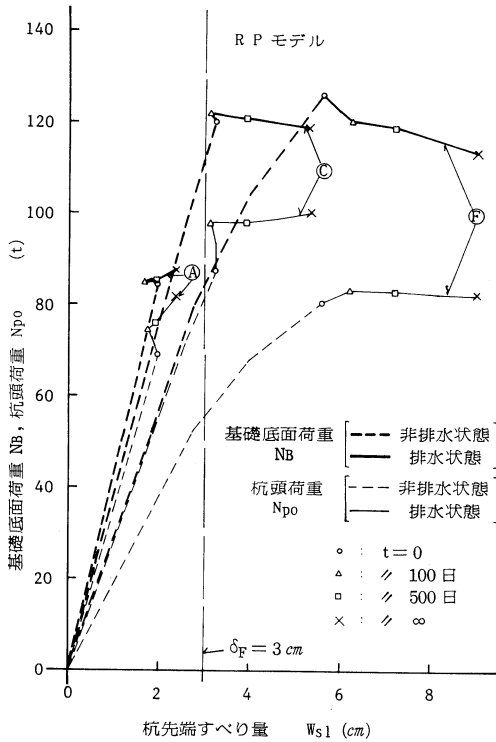


図-20 基礎底面および杭頭荷重と杭先端すべり量の関係

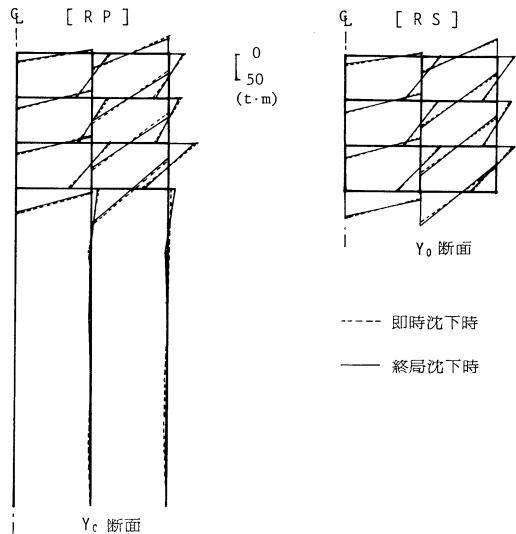


図-22 上部構造および杭の付加モーメント

杭頭荷重 N_{po} と杭先端すべり量 w_{s1} の関係をプロットしたものである。それによると、 w_{s1} の増加と共に④では排水状態でも N_{po} が増加するのに対して、⑥では排水後ほぼ一定の値を示し、③では $t=100$ 日以降でほぼ一定となっている。このように N_{po} の挙動がそれぞれ異なるのは、図-11 に示した摩擦力～すべり量関係が非線型であり、特に w_{s1} の δ_F に達する時期が各柱位置で異なるためと考えられる。このため、上部構造を介して基礎底面荷重の再配分が行われ、図-21 に示したようにまだ δ_F に達していない④位置の N_B は増加するのに対し、すでに δ_F に達した③および⑥位置の N_B は減少するものと思われる。また、③および⑥位置の w_{s1} の増加によって④位置の沈下量と③および⑥位置の沈下量との差が縮まり、その結果 RP の相対沈下 δ が減少するものと思われる。また、FP では上部構造の影響は無いが δ_F に達する時期や過剰間隙水圧の消散曲線が各柱位置毎に異なることが表-7 の沈下挙動になったともと思われる。それらに対して、RS では上記のような支持力性能に変化をおよぼす要因が無いため非排水時の沈下傾向を保ったものと考えられる。

C) 上部構造への付加応力：図-22 は非排水時と終局時について、相対沈下によって柱・梁・杭に付加される曲げモーメントを示したものである。RP の δ は終局時の方が非排水時よりも小さくなるため、終局時のモーメントは端杭の杭頭とその位置の基礎梁を除いていずれも非排水時の値よりも減少している。それに対して、RS では中央部の 2～R 階の梁を除いて、終局時の値が非排水時の値よりわずかに増加している。なお、これらのモーメントから柱・梁の曲げ応力度を計算すると $\sigma_f=150 \text{ kg/cm}^2$ 程度になるところもあり、これらの値の評価については今後の課題である。

4. ま と め

以上、三次元圧密要素を導き予備解析すると共に、構造物モデルの沈下過程の性状について考察したが、その結果をとりまとめると次のとおりである。

- (1) 有限要素メッシュ分割は、時間係数の小さい期間だけを問題にする場合は排水面近傍を細かくする必要があるが、圧密全過程を解析する場合には全層を等分割とする方式が良い。
- (2) 差分式で体積歪を計算する場合は、解が収束する限界に近い時間刻みを選定することが解の信頼性も良く効率的である。
- (3) 粘性土地盤における構造物の沈下を算定するには、非排水変形（即時沈下）と排水変形（圧密沈下）の両者を考える必要がある。
- (4) 構造物の相対沈下は大部分が非排水変形によるものである。
- (5) 構造物の絶対沈下および相対沈下を減少させるには、それぞれ基礎杭および上部構造の剛性が特に有効である。
- (6) 杭と地盤のすべり量が構造物の接地圧および相対沈下の推移に大きく影響する。

(7) 摩擦杭は時間と共に相対沈下を減少させる働きがあるため、不同沈下対策として有効な手段になるものと思われる。

現在、本解析法を実在構造物で検証すると共に、構造物の沈下過程の性状を更に明確にするために種々の条件について検討を進めている。

終りに、本研究を行うに当りご助言を賜りました北海道大学教授・小幡守博士、ならびに卒業研究として解析にご協力頂いた本学大学院生・内田哲也氏に感謝の意を表します。

(昭和 59 年 5 月 17 日 受理)

参 考 文 献

- 1) 横尾義貫・山肩邦男：“地下粘土層の圧密による構造物の不同沈下について”，建築学会論文集 50 号，(1955)
- 2) 大崎順彦：“不同沈下による上部構造応力の理論解および実用近似解法”，建築研究所研究報告 No. 18，(1956)
- 3) 松浦 誠：“構造物の剛性を考慮した不同沈下の実用算定法”，建築学会論文報告集 66 号，(1960)
- 4) 芳賀保夫：“不同沈下におよぼす建物の剛性等の影響について 第 1 報～第 6 報”，建築学会論文報告集 205・206・207・208・218・219 号，(1973～1974)
- 5) Fraser, R. A. and Wardle, L. J.：“Numerical Analysis of Rectangular Rafts on Layered Foundations”，Geotechnique 26 (4), (1976)
- 6) Chamecki, S.：“Soil-Structure Interaction in the Analysis of Raft Foundations”，Arch. Inz. Ladowej 25 (4), (1979)
- 7) 中田啓一・山肩邦男：“くい基礎をもった建築構造物の沈下に関する理論的研究 第 1 報～第 2 報”，建築学会論文報告集 274～275 号，(1978～1979)
- 8) 松浦 誠・山本春行：“軟弱地盤上のベタ基礎を有する構造物の不同沈下に関する解析的研究”，建築学会論文報告集 331 号，(1983)
- 9) Christian, J. T.：“Undrained Stress Distribution by Numerical Method”，Proc. A. S. C. E., SM6, (1968)
- 10) 最上武雄 他：“土木学会監修 土質力学”，技報堂，(1969)
- 11) 赤井浩一・田村 武：“多次元圧密問題に対する非線型応力-ひずみ理論の適用”，京大防災研究所年報第 19 号 B，(1976)
- 12) H. C. マーチン著・吉識雅夫監訳：“マトリックス法による構造力学の解法”，培風館，(1967)
- 13) 井上嘉信・小林幸男・玉置克之：“杭に働く負の摩擦力の性状に関する考察”，清水建設研究所報，24 号，(1975)
- 14) 玉置克之・土屋 勉：“施工時の建物の沈下実測結果および沈下推定に対する現位置試験結果の適用性の検討”，清水建設研究所報 35 号，(1982)

縦衝撃荷重を受ける丸棒の弾塑性波に関する研究

内 藤 正 鄰・台丸谷 政 志
浜 田 恒 平・劉 凱 欣

A Research on Elastic-Plastic Waves of a Cylindrical Specimen Subjected to Longitudinal Impact Loading

Masachika NAITOH, Masashi DAIMARUYA, Kouhei HAMADA,
and Kaishin LIU

Abstract

In the present paper the elastic-plastic stress of the impact end of a cylindrical specimen subjected to longitudinal compression impact with a stress bar which remains elastic during the test is investigated experimentally and theoretically. The measured elastic response of the stress bar showed explicitly the elevation of dynamic stress and its relaxation at the impact end of the specimen.

The impact end stress of specimen was analyzed by using of the strain-rate dependent theory for plastic wave propagation, taking into account a rise time of impact and impact conditions. The extreme elevation of the dynamic stress was predicted in the case of a step impact, but it went down rapidly with the increasing of the rise time of an impact velocity. Taking these stresses as an incident pulse to the stress bar, the elastic response of the stress bar based on the Love theory for elastic waves almost agreed quantitatively with the experimental results as well as qualitatively.

Moreover, the existence of the plateau of uniform strain adjacent to the impact end of the specimen is confirmed theoretically and experimentally. Its appearance is governed by the strain-rate dependence of materials and the impact velocity at the impact end.

1. 緒 言

金属棒における塑性波の伝播に関しては、Kármán, Duwez¹⁾以来、多くの研究がなされている。金属材料が衝撃荷重下で動的塑性変形を受ける場合に、ひずみ速度依存性があることが知られており、それは強度および動的降伏点の上昇要因になっている。^{2),3)} 動的降伏現象は材料のひずみ速度依存性および衝撃荷重速度から生ずる過渡的な現象である。^{4),5),6)} 動的応力とひずみ速度の関係は古くは Ludwick⁷⁾ や Prandtl⁸⁾ らによって対数則の形で示され、以後多くの研究が報告され、ひずみ速度を含む種々の構成式が提案されている。⁹⁾

Malvern¹⁰⁾ は動的応力と静的応力の差が塑性ひずみ速度に比例すると仮定して、ひずみ速度

依存性塑性波動理論を導いた。さらに Cristescu⁶⁾らによって構成式中に瞬間塑性応答成分を含むかたちで理論が拡張されている。これらの理論に基づいて棒中の塑性波動に関する種々の研究が行われているが、ひずみ分布や各点のひずみ変動など変形についての研究が大半で、動的塑性変形を受ける棒の任意点の応力は測定が困難なため、応力変動について論じたものは少ないようである。西山、谷村¹¹⁾らは塑性変形する試料棒と弾性変形する応力棒との衝突について衝撃端面条件を考慮して解析を行い、試料棒中を伝播する塑性波動を調べるとともに、衝撃端応力の変動について理論および実験の両面より検討を加えている。また、岸田¹²⁾らは Stress-bar 法を用いて同様な実験を行い、瞬間塑性応答成分を含めて理論的な考察を行っている。しかし、衝撃荷重を受けて塑性変形する棒の応力変動、特に衝撃端応力については、十分な説明がなされていない。

一方、弾性波の伝播問題に関しては、弾性丸棒がその一端に縦衝撃を受ける問題に対する三次元弾性理論に基づく最初の厳密解は Skalak¹³⁾によってなされた。その結果、厳密解には一次元弾性波動以外に無数の高次モードの波動が含まれるが、衝撃点から遠方の位置においては高次波動モードの影響は非常に小さく、横慣性効果が支配的になることが結論として得られている。実際、一次元縦波動理論に横慣性効果を考慮した Love の波動理論¹⁴⁾は、比較的長い波長の弾性波動に対してかなりよい近似解を与えることが知られている。¹⁵⁾さらに、著者らは Love 理論適用の妥当性とその範囲を示し、縦弾性波の伝播に及ぼす衝撃立ち上り時間の影響を定量的に明らかにした。¹⁶⁾

本研究では、圧縮縦衝撃を受けて塑性変形する丸棒の動的塑性変形挙動および衝撃端応力の挙動を明らかにする目的で、次の実験および理論解析を行った。実験は試料棒自身の自然落下を利用して、応力棒との衝突によって試料棒に縦衝撃を加える方法で行った。試料棒の衝撃端で生ずる動的応力の変動を弾性応力棒側で観測した結果は初期の立ち上り時に大きな応力上昇、それに続く応力緩和現象を明らかに示した。また、ひずみ速度依存性を調べるために試料棒の残留ひずみを測定した。その結果、Malvern 型構成式を用いたひずみ速度依存性理論においても、一般に漸近的なひずみプラトーの存在を予測することができるという著者らの先の理論結果^{17),18)}を検証した。次に、Malvern 型構成式を用いたひずみ速度依存性理論に基づいて試料棒の塑性波動の解析を行い、衝撃端応力に及ぼす衝撃立ち上り時間、立ち上り様式、衝撃速度および、ひずみ速度依存性を表わす材料定数など諸因子の相違による影響を調べた。また、試料棒の衝撃端応力が応力棒に入射するときの応力棒の弾性応答を横慣性効果を考慮した Love 理論に基づいてラプラス変換法を用いて解析した結果は、応力棒上で観測された測定波形と定量的にもよく一致した。

2. 試料棒の塑性波動解析

2.1 塑性波伝播理論

材料のひずみ速度依存性を考慮した Malvern 型の構成方程式を用いた次元塑性波動理論の基礎式は次式のように与えられる。¹⁰⁾

$$\left. \begin{aligned} \text{運動方程式: } \frac{\partial \sigma}{\partial x} &= \rho \frac{\partial v}{\partial t} \\ \text{適合方程式: } \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= \frac{\partial v}{\partial x} \\ \text{構成方程式: } E_0 \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} &= \frac{\partial \sigma}{\partial t} + g(\sigma, \varepsilon) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

ここで、 σ は公称応力、 ε は公称ひずみ、 $v = \partial u / \partial t$ は粒子速度、 u は変位、 E_0 は縦弾性係数、 ρ は密度、 x は衝撃端からの距離、 t は時間である。ただし、 σ 、 ε は圧縮を負、 v は x の増す方向を正とする。また、 $g(\sigma, \varepsilon)$ は材料のひずみ速度依存性を表わす関数である。それは材料が弾性変形する場合に 0 で、材料が塑性変形する場合に次式のように仮定する。

$$g(\sigma, \varepsilon) = E_0 \cdot \dot{\varepsilon}_p = K \cdot \xi \quad (2)$$

ここで、 $\dot{\varepsilon}_p$ は塑性ひずみ速度、 $\xi = \sigma - f(\varepsilon)$ は過剰応力、 $f(\varepsilon)$ は静的応力—ひずみ関係、 K はひずみ速度依存性を表わす材料定数である。

式系(1)の各式を組合せると、次式が得られる。

$$E_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t \partial x} + \rho \frac{dx}{dt} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{d\sigma}{dt} + g(\sigma, \varepsilon) \quad (3)$$

式(3)は変位 u に関する双曲型の偏微分方程式である。

2.2 特性曲線法

式(3)は準線型で解析的に解くことは困難であるが、適当な初期条件および境界条件のもとで特性曲線法によって数値的に解くことができる。式(3)は、次の特性曲線およびそれに沿う微分関係式を有する。

$$dx \pm C_0 dt = 0 \quad \text{に沿って, } d\sigma \pm \rho C_0 dv = -g(\sigma, \varepsilon) dt \quad (4)$$

$$dx = 0 \quad \text{に沿って, } E_0 d\varepsilon - d\sigma = g(\sigma, \varepsilon) dt \quad (5)$$

ここで、 $C_0 = E_0 / \rho$ は棒の縦弾性波伝播速度である。

図1に示されるように、特性曲線で囲まれた網目を十分細かく取るならば、代表的網目NWSEについて式(4), (5)はつぎの差分式に書きなおされる。

$$\sigma_N - \sigma_W - \rho C_0(v_N - v_W) = -\frac{1}{2}(g_N + g_W) \Delta t \quad (6)$$

$$\sigma_E - \sigma_S - \rho C_0(v_E - v_S) = -\frac{1}{2}(g_E + g_S) \Delta t \quad (7)$$

$$\sigma_N - \sigma_E + \rho C_0(v_N - v_E) = -\frac{1}{2}(g_N + g_E) \Delta t \quad (8)$$

$$\sigma_W - \sigma_S + \rho C_0(v_W - v_S) = -\frac{1}{2}(g_W + g_S) \Delta t \quad (9)$$

$$E_0(\varepsilon_N - \varepsilon_S) - (\sigma_N - \sigma_S) = (g_N + g_S) \Delta t \quad (10)$$

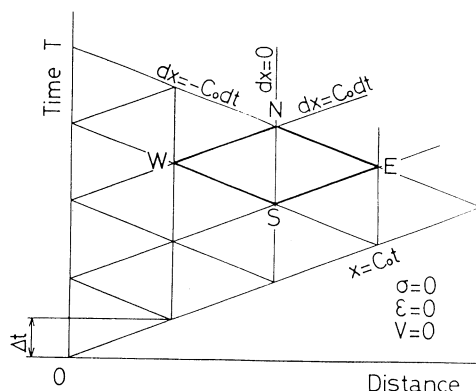


図1 特性曲線

ここで、 σ_N , v_N , ε_N , g_N は N 点における応力、ひずみ、粒子速度、関数 $g(\varepsilon, \sigma)$ であり、 Δt は差分計算の時間刻み幅である。式(6)~(10)を組み合わせることによって、次式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_N &= \sigma_W + \sigma_E - \sigma_S - \frac{1}{2}(g_N - g_S) \Delta t \\ v_N &= v_W + \sigma_N - \sigma_S + \frac{1}{2\rho C_0}(g_W - g_E) \Delta t \\ E_0 \varepsilon_N &= E_0 \varepsilon_S + \sigma_N - \sigma_S + (g_N + g_S) \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

このように任意点 N での未知量は W , S , E 点の既知の諸量により求められる。ただし、 g_N は未知量であるため、直接に求めることができないが、 $g_N = g(\sigma_N, \varepsilon_N)$ であり、 σ_N , ε_N はまた上式より g_N の関数であるから次式のように表わすことができる。

$$g_N = g(\sigma_N, \varepsilon_N) = g(g_N) \quad (12)$$

式(12)を解き、得られた g_N を式(11)に代入して、 σ_N , ε_N , v_N が定められる。なお、式(12)の初期値として $g_N = (g_W + g_E)/2$ を仮定して反復計算を行った。引張り応力を正にとるが、 σ , v , ε の符号を逆にとればそのまま圧縮に対しても成立する。

2.3 衝撃条件

2.3.1. 衝撃端 ($x=0$) における境界条件¹⁹⁾

図2に示すように試料棒と応力棒の衝撃を考える。試料棒の密度、弾性波の伝播速度、端面応力および断面積をそれぞれ ρ , C_0 , σ_0 および A_0 として、応力棒のそれらをそれぞれ ρ_a , C_a , σ_a および A_a とする。衝撃端の粒子速度を V_0 とし、 $V_i = V(t)$ の衝撃速度をもった応力棒に

よって矢印の方向に試料棒が圧縮される場合に、粒子速度の連続より、次式が成立する。

$$V_Q = V_t + \frac{\sigma_a}{\rho_a C_a} \quad (13)$$

また、応力に関して、 $\sigma_a A_a = \sigma_Q A_0$ の条件より、式(13)は

$$V_Q = V_t + \frac{C_a \gamma}{E_a} \cdot \sigma_Q$$

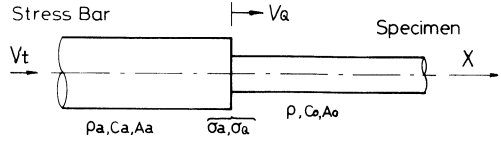


図2 試料棒と応力棒の衝突 (14)

と表される。ここで $\gamma = A_0/A_a$ は断面積比、 E_a は応力棒の縦弾性係数である。また時間 $t = 0$ において、試料棒の衝撃端の粒子速度を V_{Q0} 、端面応力を V_{Q0} とおけば、次式の関係が導かれる。

$$V_{Q0} = V_t(0) + \frac{C_a \gamma}{E_a} \sigma_{Q0} \quad (15)$$

また、ウゴニオの式

$$\sigma_{Q0} = -\rho C_0 V_t(0) \quad (16)$$

が成立するとすれば、式(15)、(16)より次式が得られる。

$$\sigma_{Q0} = -\Gamma \frac{E_0}{C_0} V_t(0), \quad \Gamma = \frac{C_0 E_a}{C_0 E_a + C_a E_0 \gamma} \quad (17)$$

2.3.2 波頭 ($x = c_0 t$) における境界条件

波頭未到達領域内の応力、ひずみ、粒子速度を 0 とする。すなわち

$$\sigma = \varepsilon = v = 0 \quad (18)$$

$x = c_0 t$ に沿っては、波頭の前方において、式(18)が成立しているため、ウゴニオの式が成立する。

$$\sigma = \rho c_0^2 \varepsilon = -\rho c_0 v \quad (19)$$

$x = c_0 t$ は、特性曲線の一つでもあるため式(5)が成立する。式(19)の両辺を微分して、式(5)へ代入すると、次式を得る。

$$2 d\sigma = -g(\sigma, \sigma/\rho c_0^2) dt \quad (20)$$

式(20)より、波頭 $x = c_0 t$ に沿う応力が求められ、式(19)よりひずみおよび粒子速度が求められる。

2.4 衝撃立ち上り時間と立ち上り様式

衝撃速度 V_t は、一般にステップ的に加えられると仮定されているが、実際には、衝突する試料棒および応力棒の端面の粗さあるいは片当りなどの原因で、衝撃端速度は衝撃速度 V_0 に達するまで、何らかの立ち上り時間を要する。それと、衝撃の初めから V_0 に達するまでの様式(立ち上り様式)も考慮しなければならない。見掛上、衝撃速度が図3に示したように指数関数状

またはランプ状に立ち上る場合を仮定する。

$$(I) \quad V_t = V_0 \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{t}{t_0}\right) \right\} \quad (21)$$

$$(II) \quad V_t = \begin{cases} V_0 (t/t_0) & (0 \leq t \leq t_0) \\ V_0 & (t > t_0) \end{cases} \quad (22)$$

$t_0 = 0$ の場合には両者ともステップ型になる。

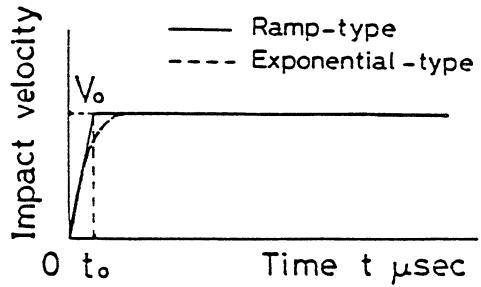


図3 衝撃速度と立ち上りの様式

2.5 材料特性

大多数の材料がひずみ速度依存性を示すことは、すでに実験的に知られている。Lindholm⁹⁾の実験では、低ひずみ速度域で応力とひずみ速度の対数が比例している。しかし、 $10^3 \sim 10^4 \text{ sec}^{-1}$ 以上の高ひずみ速度域では近似的に $\sigma \propto \dot{\epsilon}_p$ の関係が考えられるとの報告もあり、^{11),20)} 特に高ひずみ速度が予想される衝撃端近傍に注目することを考慮し、本研究では Malvern 型の応力とひずみ速度の比例関係を用いた。図4は鉛試料棒について、 $K = 10^5, 5 \times 10^5, 10^6 \text{ sec}^{-1}$ と仮定した場合の式(2)の関係を図示したものである。鉛に関する Bodner,²¹⁾ 田中²²⁾らの実験結果は図4と類似の傾向を示している。また、式(2)より、 K は時間の逆数の次元をもつことがわかり、一般に $1/K$ は緩和時間を表すものである。つまり、 K を大きくすることは、ひずみ速度依存性効果を小さくすることに等しく、この極限の場合、式系(1)は Kármán 理論に相当する。本研究では、試料棒の残留ひずみ測定の結果より、鉛棒の K 値は $5 \times 10^5 \sim 10^6 \text{ sec}^{-1}$ と推定した。使用した市販の純鉛の静的応力-ひずみ関係は、実測値を最小二乗法により指数関数で近似したもので、降伏ひずみ ϵ_y 、降伏応力 σ_y は近似を行う際、便宜的に採用した値である。実測値および近似静的応力-ひずみ曲

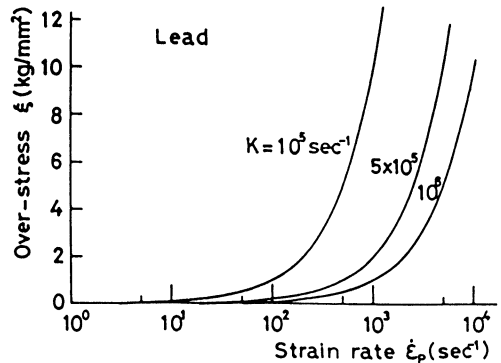


図4 各 K 値に対する過剰応力と塑性ひずみ速度の関係

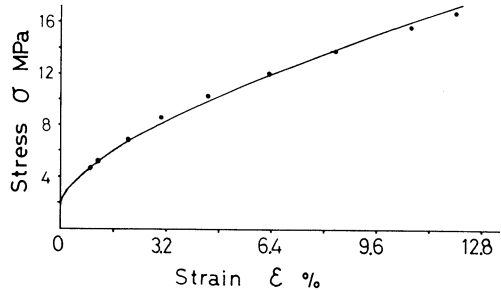


図5 鉛棒の応力-ひずみ関係

表1 応力-ひずみ関係式

$\sigma \leq \sigma_y$	$\sigma = f(\epsilon) = E_0 \cdot \epsilon$
$\sigma > \sigma_y$	$\sigma = f(\epsilon) = F(\epsilon - \epsilon_y)^n + \sigma_y$
Young's modulus	$E_0 = 9.8 \text{ (GPa)}$
Yield strain	$\epsilon_y = 0.02 \text{ (%)}$
Yield stress	$\sigma_y = 1.96 \text{ (MPa)}$
	$F = 61.8 \text{ (MPa)}$
	$n = 0.671$

線を図5, および表1に示す。ただし, ●印は実測値で, 実線は最小二乗法でもとめたものである。

応力棒は炭素鋼みがき丸棒 SGD41-D を使用した。その縦弾性係数は $E_a=122.1(\text{GPa})$, ポアソン比は $\nu=0.29$ である。

2.6 数値計算結果

図6(a), 図6(b)はともに $V_0=12.7 \text{ m/sec}$, $t_0=10 \mu\text{sec}$ の場合で, $K=5 \times 10^5 \text{ sec}^{-1}$ および $K=10^6 \text{ sec}^{-1}$ に関するランプ入力と指数関数入力で計算した鉛試料棒の端面応力の時間的変動を示す。数値計算の時間の刻み幅は $\Delta t=0.25 \mu\text{sec}$ とした。また, ひずみ分布計算結果は第5章に示す。

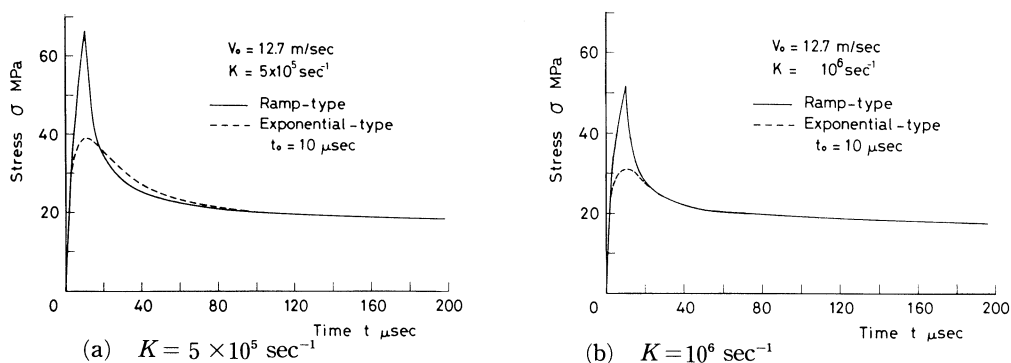


図6 鉛試料棒の衝撃端応力の時間的変動

3. 応力棒の弾性波動解析

3.1 弾性波動理論

棒の縦波動に関する Love の仮定は次式のように与えられる。

$$w = -\nu r \frac{\partial u_a}{\partial x} \quad (23)$$

ここで, u_a , w はそれぞれ棒の軸方向および半径方向の変位, x , r は軸および半径座標, ν はポアソン比である。式(23)の仮定および Hamilton の原理より, 横慣性を考慮した Love の運動方程式が得られる。

$$\frac{\partial^2 u_a}{\partial t^2} = (\nu k)^2 \frac{\partial^4 u_a}{\partial x^2 \partial t^2} + C_a^2 \frac{\partial^2 u_a}{\partial x^2} \quad (24)$$

ここで, t は時間, k は極断面 2 次半径である。

第2章において, 応力棒と衝突する試料棒の端面応力を Malvern 理論に基づく特性曲線法で計算したが, その理論結果を直接に試料棒側で実験的に検証することは困難である。そこで,

試料棒の応力を弾性応力棒の衝撃端の入力として、Love 理論によって解析した応力棒の応答を実験値と比べ、試料棒の端面応力を間接的に検証する。

解析を容易にするため、図 6(a), (b)に示した試料棒の端面応力の時間 t に対する分布曲線を m 本の直線で近似して応力棒に対する衝撃端入力とし、応力棒の衝撃端 $x = 0$ における境界条件を次式のように与える。

$$\begin{aligned}
 (\epsilon_a)_{x=0} &= \frac{\partial u_a}{\partial x} = \frac{\sigma_a}{E_a} \\
 &= \Psi \sum_{i=1}^m (a_i + b_i) \{H(t - t_{i-1}) - H(t - t_i)\}
 \end{aligned} \tag{25}$$

ここで、 $\Psi = \gamma/E_a$, a_i は第 i 番目の直線の傾き, b_i は応力軸との切片, t_i は時間区間, $H(t)$ はステップ関数である。また応力棒の長さを l , 他端は自由端であるとすれば,

$$(\epsilon_a)_{x=l} = 0 \tag{26}$$

初期条件は

$$u_a(x, 0) = \frac{\partial}{\partial t} \{u_a(x, 0)\} = 0 \tag{27}$$

とする。式(25), (26), (27)の境界条件, 初期条件のもとに、運動方程式(24)をラプラス変換法によって解析する。

3.2 応力棒の応答

初期条件式(27)を考慮して、式(24), (25), (26)をそれぞれラプラス変換すれば、次式が得られる。

$$p^2 \bar{u}_a = \beta^2 p^2 \frac{d^2 \bar{u}_a}{dx^2} + C_a^2 \frac{d^2 \bar{u}_a}{dx^2} \tag{28}$$

$$\begin{aligned}
 \left(\frac{d\bar{u}_a}{dx}\right)_{x=0} &= \Psi \sum_{i=1}^m \left[\left\{ (a_i t_{i-1} + b_i) \frac{1}{p} + \frac{a_i}{p^2} \right\} e^{-pt_{i-1}} \right. \\
 &\quad \left. - \left\{ (a_i t_i + b_i) \frac{1}{p} + \frac{a_i}{p^2} \right\} e^{-pt_i} \right]
 \end{aligned} \tag{29}$$

$$\left(\frac{d\bar{u}_a}{dx}\right)_{x=l} = 0 \tag{30}$$

ここで、 $\beta = \nu \cdot k$, $t_0 = 0$, $i = 1, 2, 3, \dots$ 。

$$\bar{u}_a(x, p) = \int_0^\infty u_a(x, t) e^{-pt} dt \tag{31}$$

式(28)を式(29), (30)の条件下で解けば、 u_a の像関数は次式のように得られる。

$$\bar{u}_a = \frac{-1}{\alpha p^2} \frac{\cosh\{\alpha(l-x)\}}{\sinh(\alpha l)} \cdot F(p) \tag{32}$$

ここで

$$\alpha = \sqrt{\frac{p^2}{(\beta p)^2 + C_a^2}}$$

$$F(p) = p^2 \cdot \left(\frac{d\bar{u}_a}{dx} \right)_{x=0}$$

$$= \Psi \sum_{i=1}^m [(D_i p + a_i) e^{-\rho t_{i-1}} - (F_i p + a_i) e^{-\rho t_i}] \quad (33)$$

ただし, $D_i = a_i t_{i-1} + b_i$, $F_i = a_i t_i + b_i$

式(32)は次式の特異点を有する。

$$\left. \begin{aligned} \text{(i)} \quad & p = 0 \quad (\text{4位の極}) \\ \text{(ii)} \quad & p = \pm \frac{i n \pi C_a}{\sqrt{l^2 + (n \pi \beta)^2}} = \pm i \gamma_n \quad (\text{1位の極}) \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

ただし, $n = 1, 2, 3, \dots$

Jordan の補助定理から式 (33) のラプラス逆変換積分路は図7で示される閉路積分に置き換えられ, 式(24)で与えられる極の回りの留数計算に帰着する。

$$u_a(x, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{r-i\infty}^{r+i\infty} \bar{u}_a(x, p) e^{\rho t} dp$$

$$= \text{Res}\{\bar{u}_a(x, p)\}_{p=0}$$

$$+ \sum_{n=1}^{\infty} \text{Res}\{\bar{u}_a(x, p)\}_{p=\pm i \gamma_n} \quad (35)$$

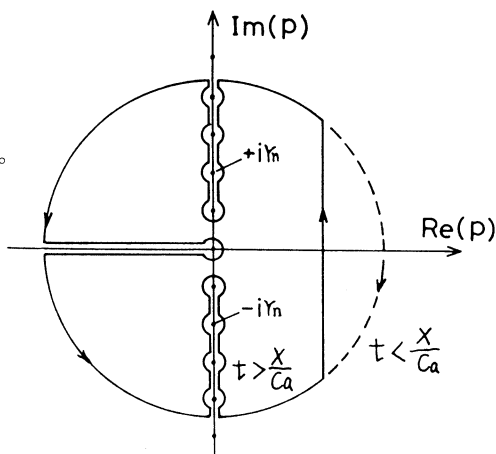


図7 反転積分路

(i) $p = 0$ (4位の極)における留数計算

$$\text{Res}\{u_a(x, p)\}_{p=0} = \frac{1}{3!} \lim_{p \rightarrow 0} \frac{d^3}{dp^3} \{p^4 \bar{u}_a(x, p) e^{\rho t}\}$$

$$= -\frac{\Psi}{3!} \lim_{p \rightarrow 0} \frac{d^3}{dp^3} \left\{ \frac{p^2 \cosh\{\alpha(l-x)\}}{\alpha \sinh(\alpha l)} \cdot e^{\rho t_{i-1}} \sum_{i=1}^m [(D_i p + a_i) e^{-\rho t_{i-1}} - (F_i p + a_i) e^{-\rho t_i}] \right\} \quad (36)$$

いま, 簡単のため, 式(36)の典型的なかたちの計算例を示し, 式(36)を推算する。

$$\begin{aligned}
 \eta_1 &= \lim_{p \rightarrow 0} \frac{d^3}{dp^3} \left\{ \frac{p^2 \cosh \{\alpha(l-x)\}}{\alpha \sinh(\alpha l)} \cdot (bp+a) e^{pt} \right\} \\
 &= \lim_{p \rightarrow 0} \frac{d^3}{dp^3} \left\{ \frac{(\beta^2 p^2 + c_a^2)(bp+a) \cosh \{\alpha(l-x)\}}{l[1 + (\alpha l)^2/3! + (\alpha l)^4/5! + \dots]} \cdot e^{pt} \right\} \\
 &= \frac{1}{l} \{ (b+at)[b\beta^2 + 3(l-x)^2 - l^2] + c_a^2 t^2 (3b+at) \}
 \end{aligned} \tag{37}$$

式(36)を式(37)と比較して、次式を得る。

$$\begin{aligned}
 Res\{u_a(x, p)\}_{p=0} &= -\frac{\Psi}{6l} \sum_{i=1}^m \{ [D_i + a_i(t-t_{i-1})] \cdot [6\beta^2 + 3(l-x)^2 - l^2] \\
 &\quad + C_a^2(t-t_{i-1})^2 [3D_i + a_i(t-t_{i-1})] \} H(t-t_{i-1}) \\
 &\quad + \frac{\Psi}{6l} \sum_{i=1}^m \{ [F_i + a_i(t-t_i)] \cdot [6\beta^2 + 3(l-x)^2 - l^2] \\
 &\quad + C_a^2(t-t_i)^2 [3F_i + a_i(t-t_i)] \} H(t-t_i)
 \end{aligned} \tag{38}$$

(ii) $p = \pm i\gamma_n$ (1位の極)における留数

式(32)より、 $u_a(x, p)$ を次式の様におく。

$$\bar{u}_a(x, p) = \frac{F_1(p)}{F_2(p)} \tag{39}$$

ただし、

$$F_1(p) = -\frac{\Psi}{\alpha p^2} [\cosh \{\alpha(l-x)\}] \cdot \sum_{i=1}^m [(D_i p + a_i) e^{-pt_{i-1}} - (F_i p + a_i) e^{-pt_i}]$$

$$F_2(p) = \sinh(\alpha l)$$

求める留数はL'Hospitalの定理より

$$\begin{aligned}
 Res\{\bar{u}_a(x, p)\}_{p=\pm i\gamma_n} &= \lim_{p \rightarrow \pm i\gamma_n} \frac{F_1(p)}{F_2(p)} e^{pt} \\
 &= -\Psi \lim_{p \rightarrow \pm i\gamma_n} \left[\frac{[\cosh \{\alpha(l-x)\}] e^{pt}}{\alpha p^2 l \frac{d\alpha}{dp} \cosh(\alpha l)} \sum_{i=1}^m [(D_i p + a_i) e^{-pt_{i-1}} \right. \\
 &\quad \left. - (F_i p + a_i) e^{-pt_i}] \right]
 \end{aligned} \tag{40}$$

ここでも、式(40)の典型的な型式の計算を行い、式(40)を推算する。

$$\eta_2 = \lim_{p \rightarrow \pm i\gamma_n} \left[\frac{(bp+a) \cosh \{\alpha(l-x)\}}{\alpha \cdot p^3 \cdot l \cdot \frac{d\alpha}{dp} \cosh(\alpha l)} \cdot e^{pt} \right]$$

$$\begin{aligned}
 &= \frac{b \times \frac{i n \pi c_a}{\sqrt{l^2 + (\beta \pi n)^2}} \cdot \cos\left(\frac{l-x}{l} n \pi\right)}{-\frac{n^2 \pi^2 c_a^2}{l^2 + (\beta \pi n)^2} \cdot \left(\pm \frac{i n \pi}{l}\right)} \times \frac{\exp\left[\frac{i n \pi c_a}{\sqrt{l^2 + (\beta \pi n)^2}}\right]}{\frac{l[l^2 + (n \pi \beta)^2]^{\frac{3}{2}}}{c_a l^3}} \\
 &= -\frac{2l^3}{\pi^3 c_a} \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\cos\left(\frac{x}{l} n \pi\right)}{n^3 U_n} \left[a_i \sin\left(\frac{n \pi c_a t}{U_n}\right) + \frac{b n \pi c_a}{U_n} \cos\left(\frac{n \pi c_a t}{U_n}\right) \right] \right\} \quad (41)
 \end{aligned}$$

ただし, $U_n = \sqrt{l^2 + (n \pi \beta)^2}$

η_2 の式(40)と比較すると

$$\begin{aligned}
 Res\{u_a(x, t)\}_{p=\pm i r_n} &= \frac{2l^3}{\pi^3 c_a} \sum_{i=1}^m \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\cos\left(\frac{x}{l} n \pi\right)}{n^3 U_n} \left(a_i \sin \phi_{i1} + \frac{D_i n \pi c_a}{U_n} \cos \phi_{i1} \right) \right. \\
 &\quad \left. H(t-t_{i-1}) - \left(a_i \sin \phi_{i2} + \frac{F_i n \pi c_a}{U_n} \cos \phi_{i2} \right) H(t-t_i) \right] \quad (42)
 \end{aligned}$$

ただし,

$$\phi_{i1} = \frac{n \pi c_a (t-t_{i-1})}{U_n}, \quad \phi_{i2} = \frac{n \pi c_a (t-t_i)}{U_n}$$

式(38)と式(42)を式(35)に代入すると, 変位 u_a は次式のように得られる。

$$\begin{aligned}
 u_a(x, t) &= \Psi \sum_{i=1}^m \left[-\frac{1}{6l} \{ [D_i + a_i(t-t_{i-1})] \cdot [6\beta^2 + 3(l-x)^2 - l^2] + C_a^2(t-t_{i-1})^2 \right. \\
 &\quad \left. + [3D_i + a_i(t-t_{i-1})] + \frac{2l^3}{\pi^3 c_a} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\cos\left(\frac{x}{l} n \pi\right)}{n^2 U_n} \cdot (a_i \sin \phi_{i1} \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{D_i n \pi c_a}{U_n} \cos \phi_{i1}) \right] \right] H(t-t_{i-1}) + \Psi \sum_{i=1}^m \left[\frac{1}{6l} \{ [F_i + a_i(t-t_i)] \cdot [6\beta^2 \right. \\
 &\quad \left. + 3(l-x)^2 - l^2] + C_a^2(t-t_i)^2 [3F_i + a_i(t-t_i)] - \frac{2l^3}{\pi^3 c_a} \sum_{n=1}^{\infty} \right. \\
 &\quad \left. \left[\frac{\cos\left(\frac{x}{l} n \pi\right)}{n^2 U_n} (a_i \sin \phi_{i2} + \frac{F_i n \pi c_a}{U_n} \cos \phi_{i2}) \right] \right] H(t-t_i) \quad (43)
 \end{aligned}$$

したがって, 式(43)よりひずみ波に関する解が次式のように得られる。

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_a(x, t) &= \frac{\partial u_a}{\partial x} \\
 &= \Psi \sum_{i=1}^m \left[\left[\frac{l-x}{l} \{ a_i(t-t_{i-1}) + D_i \} - \frac{2l^2}{\pi^2 c_a} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{n \pi x}{l}\right)}{n^2 U_n} \right] \times (a_i \sin \phi_{i1} \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{n\pi C_a D_i}{U_i} \cos \phi_{i1}] H(t-t_{i-1}) - \left[\frac{l-x}{l} \{a_i(t-t_i) + F_i\} - \frac{2l^2}{\pi^2 C_a} \sum_{n=1}^{\infty} \right. \\
 & \left. \frac{\sin(\frac{n\pi x}{l})}{n^2 U_n} \times (a_i \sin \phi_{i2} + \frac{n\pi C_a F_i}{U_n} \cos \phi_{i2}) \right] H(t-t_i) \Big] \\
 & (n, i = 1, 2, 3, \dots) \tag{44}
 \end{aligned}$$

図8は以上の結果を用いて、図6に示した試料棒端面応力をそれぞれ6本の直線で近似して、得られた応力棒の5*d*（衝撃端から棒直径の5倍の長さ）のところのひずみ応答である。また、それぞれの直線のデータを表2に示す。図6に示した応力波形を $\sigma = \gamma \sum_{i=1}^6 (a_i t + b_i) \times \{H(t-t_{i-1}) - H(t-t_i)\}$ の形で近似しており、*a_i*の単位はMPa/μsec、*b_i*の単位はMPaである。

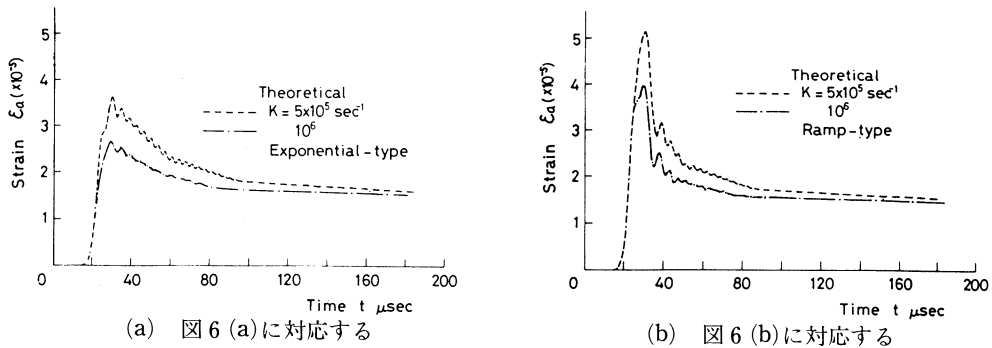


図8 衝撃端からの距離 $x = 5d$ (*d*: 棒直径) 位置における応力棒の応答

表2 試料棒の衝撃端応力の直線近似

(I) Exponential-type impact

K	i	1	2	3	4	5	6
5×10^5	t_i	1	8	13	40	75	200
	a_i	1.6	0.337	0	-0.459	-0.016	-0.00274
	b_i	0	1.26	3.96	4.56	3.36	2.37
10^6	t_i	4	8	13	36	69	200
	a_i	0.43	0.32	0	-0.0296	-0.012	-0.0013
	b_i	0	0.44	3	3.38	2.76	2.01

(II) Ramp-type impact

K	i	1	2	3	4	5	6
5×10^5	t_i	6	10	14	30	65	600
	a_i	0.854	0.4	-0.66	-0.08	-0.018	-0.0025
	b_i	0	2.74	13.2	5.2	3.35	2.33
10^6	t_i	4	10	13	25	58	200
	a_i	0.80	0.353	-0.680	-0.733	-0.015	-0.0013
	b_i	0	1.79	12.1	4.23	2.76	1.99

4. 実 験

4.1 実験装置と測定系

実験は試料棒自身の自然落下を利用して、弾性変形する応力棒との衝突によって、試料棒に塑性変形を起すに十分な圧縮縦衝撃を加える方法で行った。実験装置および測定系の概略を図9に示す。装置自体は単純で、先ず錘重によって応力棒を試料棒落下の鉛直線上に据える。次に試料棒を最大高さ約8.2 mの位置から自然落下させ、応力棒との衝突によって試料棒が塑性変形を生ずるように、また応力棒は弾性変形内に留まるように縦衝撃を行う。試料棒は市販の純鉛を直径8.35 mm、長さ300 mmの丸棒に作製したものである。また、残留ひずみを測定するための標点の間隔は、衝撃端から150 mmまでは10 mm、150 mmから300 mmまでは20 mmとした。なお、これらの標点は曲げの影響を妨ぐために軸対称に両面に打ってある。一方、炭素鋼SGD 41-Dの応力棒は直径 $d=20$ mm、長さ $l=1,000$ mmで、その測定位置による応力波形の相違を観測できるように、衝撃端から直径の1倍と5倍の位置にひずみゲージがそれぞれ4枚ずつ軸対称に接着されている。これらによって検出されたひずみ波形はブリッジ回路、

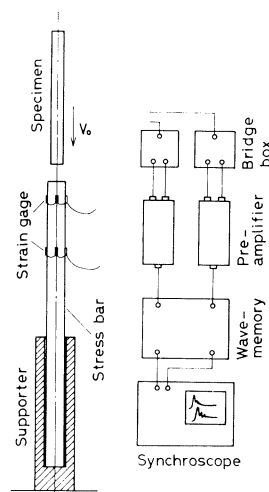
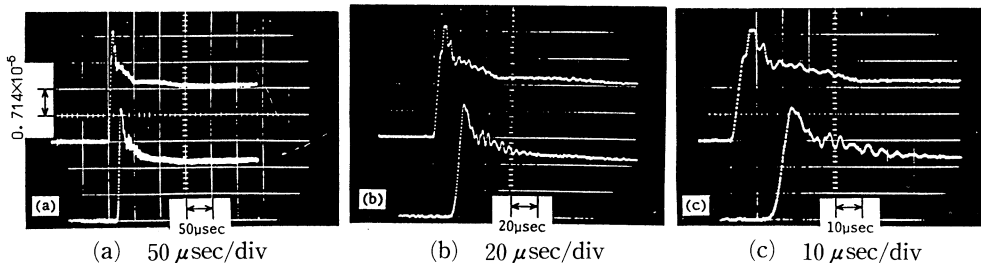


図9 実験装置と測定系

直流増幅器を経てトランジェントメモリに記憶され、シンクロスコープに写し出される。

4.2 測定波形

試料棒の衝撃端における応力変動を、応力棒側のひずみ変動として測定をした代表例を図10~12に示す。図10に示した測定例において、同じ測定結果を(a), (b), (c)の順に掃引時間を50, 20, 10 $\mu\text{sec/div}$ として初期の波形部分を拡大してある。縦軸は応力棒のひずみ値で、(a)~(c)ともスケールは同じである。衝撃速度 $V_0=12.7$ m/secの場合で、各図とも上側のビームが測定位置1 d で測定された波形で、下側のビームが5 d での波形である。試料棒の衝撃端応力の上昇およびそれに続く応力緩和が明らかに見られる。衝撃の瞬間からおよそ10 μsec までの間に急

図10 衝撃端応力変動の測定例 (I) $V_0=12.7$ m/sec

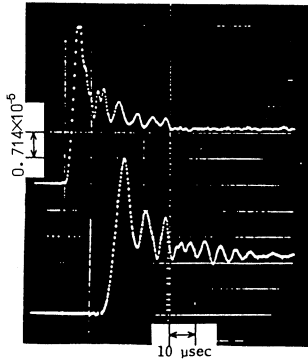


図 11 衝撃端応力変動の測定例
(II) $V_0=12.7$ m/sec

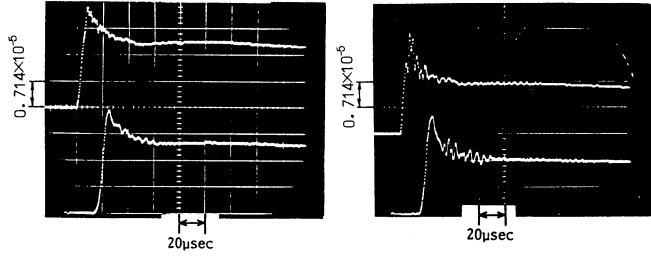


図 12 衝撃端応力変動の測定例
(III) $V_0=12.7$ m/sec

激に上昇しており、この間、試料棒の衝撃端が弾性挙動をすれば、波形の最大値近傍が試料棒端の動的降伏応力に対応すると考えられる。したがって、最大値に達した後約 $80 \mu\text{sec}$ にかけて減少して一定値になっているが、この間を動的降伏の遅れ時間とみなせば、動的遅れ時間に関する Johnson⁴⁾, Campbell⁵⁾ らの実験結果ともほぼ一致する。また、ひずみ波が最大に達してからほぼ一定となるまでに、波形上に小さな振動が見られるが、この振動は縦衝撃を受けた応力棒の主として横慣性と 2 次以上の高次の波動モードによる影響であると判定できる。¹⁶⁾

図 11 は図 10 と同じ実験条件より得られた別の測定結果で、掃引時間は図 10 (c) と同じ $10 \mu\text{sec/div}$ である。波動の最大値は図 10 の場合の約 1.4 倍に達しており、波形も図 10 の場合と多少異なっている。また図 12 も同じ実験条件より得られた測定結果であるが、図 10, 11 の場合と多少異なる波形を示している。これらの原因は第 2 章に論議された衝突状態、つまり立ち上り時間および立ち上り様式の相違によるためと考えられる。その要因は、衝突面のあらかと衝撃の瞬間の当り方の相違と推察される。

4.3 残留ひずみの測定

本研究では、試料棒を応力棒に衝撃させて、その端面応力を応力棒の応答を通じて測定すると同時に、試料棒の残留ひずみも測定した。図 13 に 2 本の試料棒の残留ひずみの測定結果をそれぞれ○、●印で同時に示してある。著者らの先の報告¹⁷⁾¹⁸⁾で理論的に予測したように、衝撃端付近にひずみプラトーの形成が明らかに認められる。

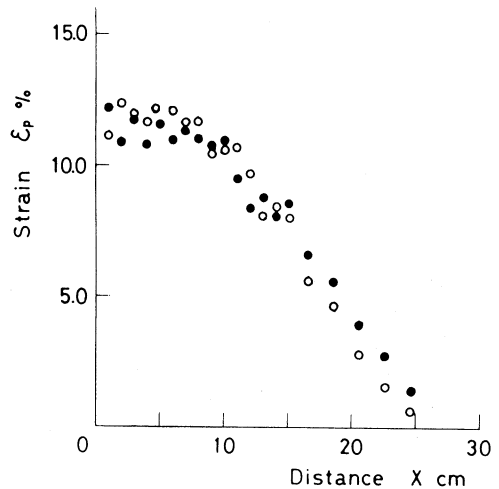


図 13 残留ひずみ分布

られる。

5. 考 察

5.1 試料棒端面応力に及ぼす諸因子

試料棒の端面応力には、衝撃の立ち上がり時間 t_0 、立ち上がり様式、ひずみ速度依存性を表わす材料定数 K 、衝撃速度 V_0 などが大きく影響している。図 14 はステップ状 ($t_0 = 0$) およびランプ状衝撃の各立ち上がり時間について理論的に予測される試料棒の端面応力の時間変動を示したものである。理想的なステップ衝撃に比べ、立ち上がり時間がある場合には最大応力が著しく減少している。また K 値によっても大きな相違が生じ、 K 値が大きい場合は立ち上がり時間の影響も大きく現われている。これに対して、応力緩和時間は立ち上がり時間にほとんど影響を受けず、 K 値に依存することがわかる。

次に、本研究に使用した鉛棒の K 値を推定するために、図 13 に示した衝撃実験より得られた鉛棒の残留ひずみ分布の実験結果と、3種類の K 値に対する理論結果との比較を図 15 に示す。理論曲線は、応力棒側の観測より、図中右上に示すような衝撃条件から得られた結果である。 $K = 5 \times 10^5, 10^6 \text{ sec}^{-1}$ の理論値は実験値とよく一致している。したがって、応力緩和時間およびひずみ分布からみても、Malvern 型構成式を仮定するかぎり、実験に用いた鉛棒については、 $K = 5 \times 10^5 \sim 10^6 \text{ sec}^{-1}$ と推定される。

図 16 は指数関数状およびランプ状衝撃立ち上がりによる衝撃端応力の相違を立ち上がり時間 $t_0 = 10 \mu\text{sec}$ の場合について比較したものである。試料棒と応力棒の衝突状態が指数関数状あるいはランプ状立ち上り衝撃で近似されるか

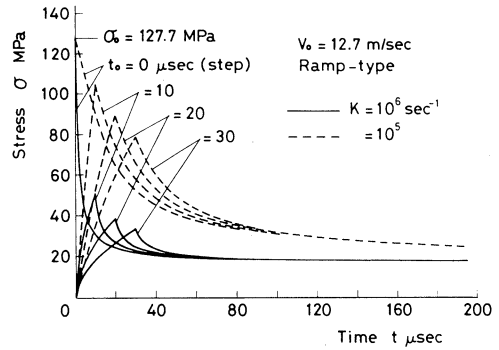


図 14 衝撃端応力変動の衝撃立ち上がり時間による影響

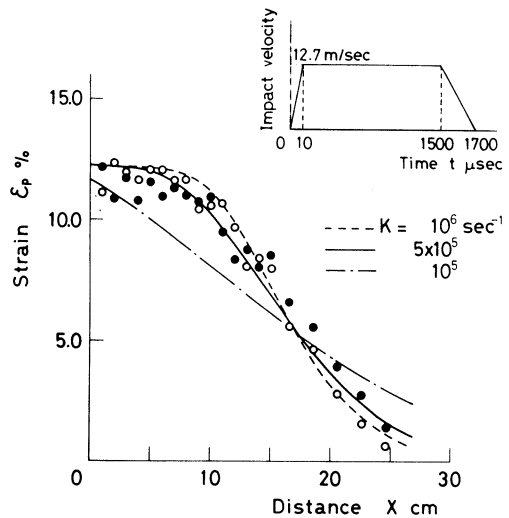


図 15 残留ひずみ分布に関する実験値と理論値の比較

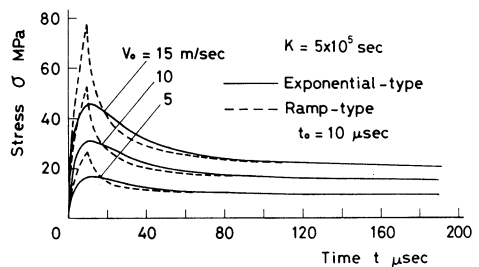


図 16 衝撃条件 (I) (II) による衝撃端応力の相違

の微妙な違いによっても衝撃端応力の変動が大きく影響されることがわかる。また、衝撃速度 V_0 が高いほど応力上昇の割合も高くなっている。

5.2 衝撃端応力に関する理論値と実験値の比較

図 17 は、図 10 の 5 d の位置での測定波形と、立ち上り時間 $t_0 = 10 \mu\text{sec}$ の指数関数状立ち上り衝撃を仮定した場合の理論波形との比較である。図 18 は、図 11 の 5 d の位置での測定波形と立ち上り時間 $t_0 = 10 \mu\text{sec}$ のランプ状立ち上り衝撃を仮定した場合の理論波形との比較である。いずれも振動部分を含めて定量的にもよく一致していることがわかる。

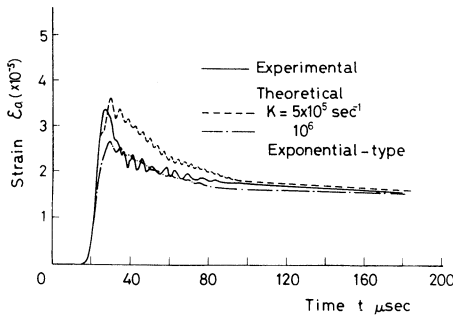


図 17 測定波形 (I) と衝撃条件 (II) の理論波形との比較

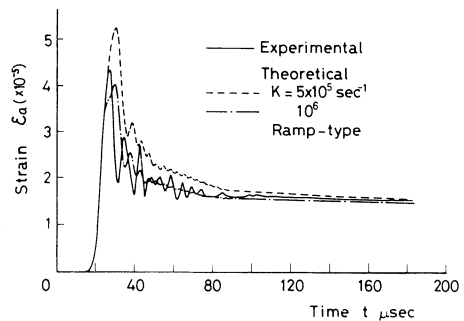


図 18 測定波形 (II) と衝撃条件 (II) の理論波形との比較

6. 結 言

本研究では、圧縮縦衝撃を受けて塑性変形する試料棒の衝撃端応力の変動と残留ひずみ分布に関する実験測定を行った。弾性変形する応力棒と弾塑性変形する試料棒の衝撃モデルで、Malvern のひずみ速度依存性理論を用いて、立ち上り時間および立ち上り様式を考慮して、理論解析を行った。また、その端面応力の計算値を応力棒の衝撃端の入力として、Love 理論によって弾性波動解析を行い、応力棒の応答を計算した。以上より次の結論を得た。

(1) 塑性変形する試料棒と弾性応力棒との衝撃実験によって測定された試料棒の衝撃端応力は初期立ち上り時に大きく上昇し、それに続いて応力緩和の現象を示した。

(2) Malvern 型構成式を用いた試料棒の塑性波動解析の結果、試料棒の衝撃端応力の上昇は衝撃立ち上り時間、立ち上り様式、材料のひずみ速度依存性の大きさおよび衝撃速度に著しく依存する。これに対して応力緩和時間は主として K 値に依存する。

(3) 試料棒のひずみ分布のプラトーの存在を確認したが、その出現には K 値が大きく影響する。 $K = 10^5 \text{sec}^{-1}$ 程度で、ひずみプラトーは出現しなくなる。ひずみ分布に関する、 $K = 5 \times$

$10^5 \sim 10^6 \text{ sec}^{-1}$ と仮定した場合の理論結果は実験結果によく一致した。

(4) 試料棒の衝撃端応力を入力としたときの応力棒の弾性応答を横慣性効果を考慮して解析した。その結果、応力棒上で観測された測定波形と計算結果は定量的にもよく一致した。

(昭和 59 年 5 月 17 日 受理)

参 考 文 献

- 1) Th. von Karman, and P. W. Duwez ; J. Appl. Phys., 21, 987 (1950).
- 2) 作井, 他 3 名 ; 金属会誌, 30, 493 (1966).
- 3) 中川 ; 日本機械学会論文集, 25-151, 115 (昭和 34).
- 4) Johnson, J. E., Wood, D. S., and Clark D. S. ; Proc. ASMT, 53, 755 (1953).
- 5) Campbell, J. D ; J. Mach., Phys. Solids, 3, 755 (1954).
- 6) Cristescu, N ; Dynamic Plasticity, North-Holland Pub., Amsterdam, (1967).
- 7) Ludwick, P., Phys. Zeit., 10, 411 (1909).
- 8) Prandtl, L., ZAMM, 8, 85 (1928)
- 9) 例えば, Hauser, F. E., Simmon, J. A., and Doran, J. E. ; Response of Metals to High Velocity Deformation, Interscience Pub., New York, 93 (1961). ;
Lindholm, U. S. ; J. Mech. Phys. Solids, 12, 417 (1964). ;
谷村, 中垣 ; 材料, 29-317, 137 (昭 45).
- 10) Malvern, L. E. ; J. Appl. Mech., 18, 203 (1951).
- 11) 西山, 谷村 ; 日本機械学会論文集, 36, 1247 (昭 45).
- 12) 岸田, 他 2 名 ; 航空宇宙学会誌, 27-305, 314 (1979).
- 13) Skalak, R ; Trans. Am. Soc. Mech. Engrs., J. Appl. Mech., 24, 59 (1957).
- 14) A. E. H. Love ; On the Mathematical Theory of Elasticity, 4th ed., Dover Publications, New York, 283(1944).
- 15) Groff, K. F. ; Wave Motion in Elastic Solids, Clarendon Press, Oxford, 547 (1975).
- 16) 内藤, 台丸谷 ; 日本機械学会論文集, 50-453 (昭 59).
- 17) 内藤 台丸谷, 岸本 ; 材料, 31-350, 1069 (1982).
- 18) Daimaruya, M., and Naitoh, M.; Trans. ASME, Ser. E, J. Appl. Mech., 50, 678 (1983).
- 19) 内藤, 台丸谷 ; 材料, 33-370, 801 (1984).
- 20) Dharan, C. H., and Hauser, F. H. ; Experi. Mech., 10, 370 (1970).
- 21) Bodner, S. R., and Kolsky, H. ; Proc. 3rd U. S. Nat. Congr. Appl. Mech., 495 (1958).
- 22) 田中 ; 機誌, 169, 48 (1966).

小型風車に関する実験的研究 第2報

奥田 教海・山岸 英明

An Experimental Study on a Small Propeller Type of Wind Turbine, 2nd Report

K. OKUDA and H. YAMAGISHI

Abstract

In succession to our first report with the same title, we describe the results of the investigations on the flows around blades of the wind turbine mentioned in the above report.

The flows are analysed on the basis of the local blade element theory of H. J. Stewart (AIAA Journal, 14, 11 (1976), p. 1524), using the power coefficient of blade elements defined by Stewart, and introducing "effective power conversion efficiency" defined by the authors for the whole blades.

From the results, it is confirmed how the trends and magnitudes of wind energy dissipation arise.

1. ま え が き

第1報¹⁾において報告した風車の特性すなわち風車発電機電力および出力係数に更に検討を加え、羽根に使用している翼形のまわりの流れを、H. J. Stewartの理論²⁾によって解析した。それにより風力エネルギーの有効利用量と損失の内容を明らかにしようとする。

2. 記 号

a : 風の変速率 (—)

a' : 風車後流の旋回角速度の変速率 (—)

B : 翼枚数 (—)

C_D : 翼の抗力係数 (—)

C_L : 翼の揚力係数 (—)

C_{eff} : 風力有効変換率 (—), $C_{eff} = P_{cat}/P_o$

C_l : 風車装置出力係数 (—), $C_l = P_{exp}/(\frac{1}{2}\pi R^2 \rho V^3/0.102) = C_{eff} \times C_{l2}^*$

C_{l1} : 風車装置出力係数 (—), (第1報の C_l), $C_{l1} = C_{p1} \times \eta_{mg}$

C_{l2}^* : 風車装置出力比 (—), $C_{l2}^* = P_{exp}/P_{cat}$

C_i : 翼素出力係数 (半径 r の位置における翼素の出力係数) (—)

C_p : 風車出力係数 (-), $C_p = (P_{exp}/\eta_{mg}) / (\frac{1}{2}\pi R^2 \rho V^3/0.102) = C_{eff} \times C_{p2}^*$

C_{p1} : 風車出力係数 (-)

C_{p2}^* : 風車出力比 (-), $C_{p2}^* = C_{i2}^*/\eta_{mg}$, $C_{p2}^* = P_{exp}/(P_{cal} \times \eta_{mg})$

c : 翼弦長 (mまたは mm)

n : 羽根車回転数 (rpm)

P_{cal} : 翼素理論より求められる有効動力 (W)

P_{exp} : 発電機電力 (-), 第1報の W

P_o : 風の保有する動力 (W), $P_o = \frac{1}{2}\pi R^2 \rho V^3/0.102$

R : 羽根車外半径 (m)

r : 羽根車半径位置 (m)

V : 風速 (m/s)

W : 翼に対する風の相対速度 (m/s) または発電機電力 (第1報) (W)

α : 翼の迎え角 (°)

ϵ : 翼の抗揚比 (-), $\epsilon = C_D/C_L$

η_{mg} : (風車機械効率) × (発電機効率) (-)

ρ : 空気の密度 (kgf · s²/m⁴)

ϕ : 速度比 (-), $\phi = \Omega R/V$

φ : 風の翼断面への近寄り角 (図4) (°)

Ω : 羽根車回転角速度 (rad/s)

ω : 風車後流の旋回角速度 (rad/s), $\omega = 2 \Omega a'$

ただし S I 単位系では $P_o = \frac{1}{2}\pi R^2 \rho V^3$

3. 翼素理論とその風車羽根車への適用

翼枚数を B , 翼角速度を Ω , 一様な風速を V , 翼に対する風の相対速度を W , 空気の密度を ρ とする。翼素理論によれば, 任意の半径位置 r における弦長 c , スパン dr の翼素によって得られる動力 dP は, 風の翼への近寄り角度を φ (図4) として

$$dP = (\Omega r) \left(\frac{1}{2} \rho W^2 \right) B c (C_L \sin \varphi - C_D \cos \varphi) dr \quad (1)$$

で表わされる。³⁾ H. J. Stewart によれば, 微小環状面積 $2 \pi r \cdot dr$ 内の乱されていない風のエネルギー束に対する翼素の出力の比は次の翼素出力係数 C_i で表わされる。すなわち

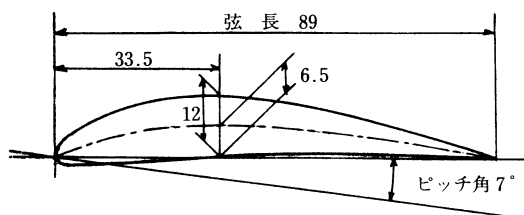


図1 Wincharger 翼形

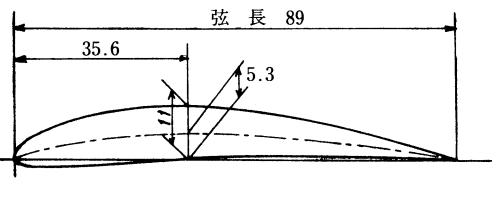


図2 NACA6412 翼形

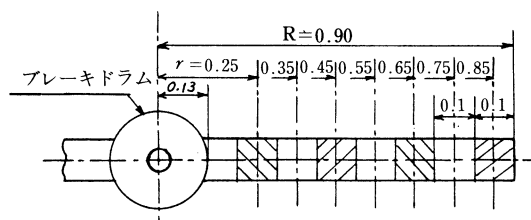


図3 C_i 計算のための半径と翼面積

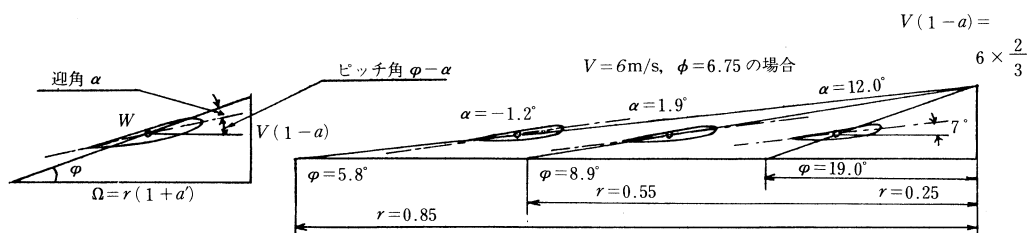


図4 翼のまわりの速度三角形

$$C_i = \frac{\frac{1}{2\rho} \frac{dP}{dr}}{\frac{1}{2}\rho V^3} = 4a(1-a) \left(\frac{\Omega r}{V} \right) (\tan \phi - \varepsilon) \quad (2)$$

本報告では、第1報の実験に用いた Wincharger 1222 H型の羽根車に対して、自然風の実験状態において、この C_i をそれぞれ求め、

$$P_{cat} = \int_{0.85}^{0.25} \left(\frac{1}{2}\rho V^3 \right) \cdot C_i \cdot 2\pi r \cdot dr \doteq \pi \rho V^3 (\Delta r) \sum_{r=0.85}^{0.25} (C_i \cdot r) \quad (3)$$

によって羽根車に期待される有効動力 P_{cat} を求め、第1報の実験結果の内容を解析する。実験に使用した風車の翼形は、スケッチによれば、図1に示すような断面をなす。これに最も近い翼形を捜したところ図2に示すNACA 6412と推定された。式(3)を用いて積分を行なうときの r は図3に示すように $r=0.85, 0.75, \dots, 0.25$ とし、 $\Delta r=0.1$ とした。 $r=0.2$ 以内はブレーキ・ドラムがあるので積分から除外した。実験状態における翼のまわりの速度三角形の

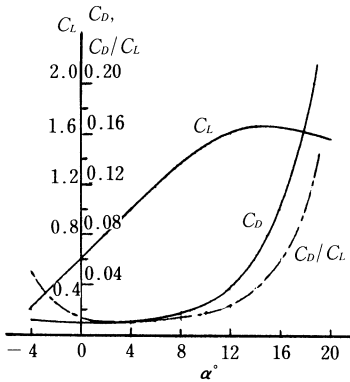


図5 NACA6409の性能

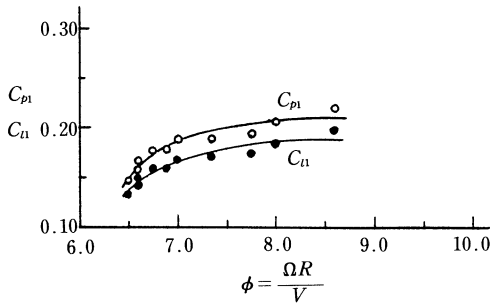


図7 出力総数 C_{p1} , C_{t1} と速度比 ϕ

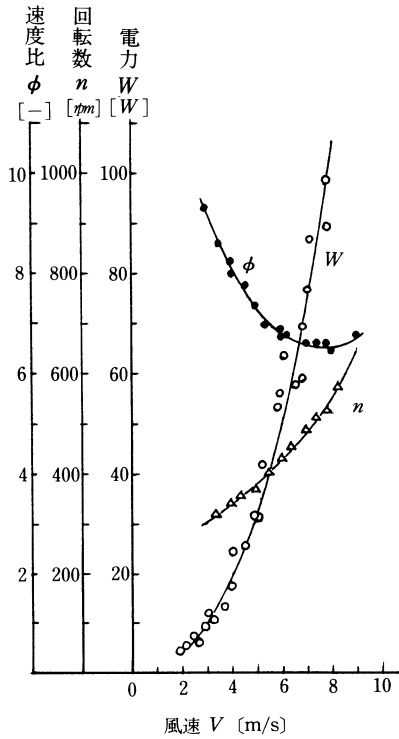


図6 電力、回転数、速度比と風速

一例、 $V = 6 \text{ m/s}$ の場合を図4に示す。左側の図は説明図、右側は $r = 0.85, 0.55, 0.25 \text{ m}$ の場合の速度三角形の底辺を重ねて示した図である。ピッチ角 $\phi - \alpha = 7^\circ$ (＝一定) である。式(2)の $\varepsilon = C_D/C_L$ を計算するためには、入手できた資料中のNACA 6409の性能曲線図(図5)を借用した。図6、図7は第1報で報告した実験結果に、それぞれ速度比 ϕ および風車出力係数 C_{p1} を追加記入した図である。図6において ϕ は V が增大するとき減少する傾向にある。図7において C_{t1} は第1報の C_t と同一であり、他の記号と区別するために C_{t1} とした。風車出力係数 C_{p1} は $0.15 - 0.21$ 程度である。

式(3)による計算結果を摘記したものは表1である。この計算中 $a = 1/3$, $a' = 0.031$, $\eta_{ms} = 0.9$ とおいた。この表によって見れば、翼素理論より求められる有効動力の比、すなわち風力有効変換率 C_{eff} は $0.40 - 0.50$ 程度の値が得られており、プロペラ型羽根車においては、設計が適合しておれば、かなり有効に風力を利用できることが期待される。このとき翼素出力係数 C_t は、半径位置の相違に拘らず、ほぼ $0.46 - 0.55$ 程度の高い値を示していることは注目される。なお、この表には表わしていないが、ある半径位置より外側の羽根部分で変換可能な風力エネルギーの割合は、式(3)をある半径位置より外側に対して部分的に積分すれば求められ、 $r = 0.9 - 0.7$, す

表1 $C'_i, C_{i2}^*, C_{p2}^*, C_{eff}$ の値

V [m/s]	r [m]	φ°	α°	C'_i	$P_{cat(w)}$	C_{i2}^*	C_{p2}^*	C_{eff}
9.0	0.85	5.9	-1.1	0.478	576.7	0.249	0.276	0.499
	0.55	9.1	2.1	0.548				
	0.25	19.4	12.4	0.551				
6.0	0.85	5.8	-1.2	0.461	165.1	0.315	0.350	0.482
	0.55	8.9	1.9	0.527				
	0.25	19.0	12.0	0.536				
3.0	0.85	4.0	-3.0	0.305	17.3	0.531	0.590	0.404
	0.55	6.2	-0.8	0.480				
	0.25	13.4	6.4	0.546				

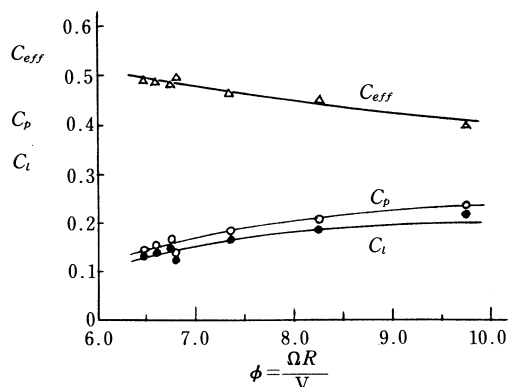


図8 変換率 C_{eff} , 出力係数 C_p, C_i と速度比 ϕ

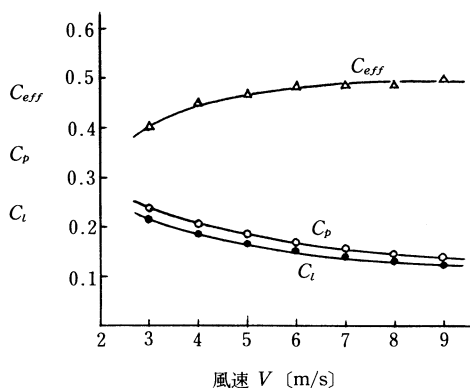


図9 変換率 C_{eff} , 出力係数 C_p, C_i と風速 V

なわち $0.78R$ より外側では全風力エネルギーの39%を変換, $r=0.9-0.5$, すなわち $0.56R$ より外側では全風力エネルギーの71%を変換するという結果が得られた。ただし $r=0.9-0.2$, すなわち $0.22R$ より外側で変換可能な風力エネルギーを100%とおいた。

$$C_p = C_{eff} \times C_{p2}^*, \quad C_i = C_{eff} \times C_{i2}^*$$

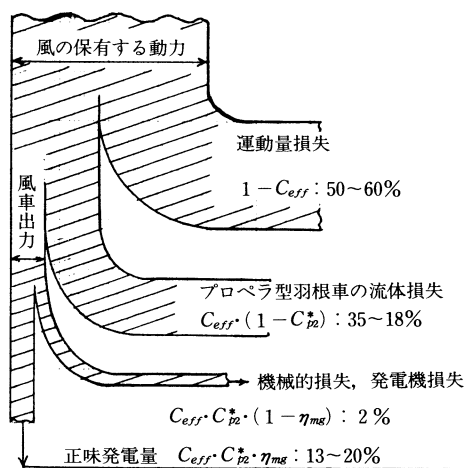


図10 風力エネルギーの損失と発電量

によって計算した C_p , C_i と C_{eff} を ϕ に対して表わしたものは図 8 である。 C_{eff} は ϕ の全範囲にわたり高い値が期待されるが、 ϕ の低いところ (V の高いところ) で C_{p2}^* , C_{i2}^* が低く、従って C_p , C_i の高い値が期待できない結果となっている。図 9 は風速 V に対して C_{eff} , C_p , C_i を表わしたものである。

以上の結果を基に、この型の風車に対して風力エネルギーの損失と発電量の割合の概略を図示すると図 10 のようになる。これより風力エネルギーの帰趨が知られる。

4. 従来の風車の基礎理論との比較

従来言われている風車の基礎理論では風車前後の風の運動量の変化から、理想的な風車の最大出力係数として 0.593 を得ている。³⁾ こゝに述べた解析もこれを第 1 近似として是認しているが、現実の風車が、どこまで理想風車に近づくことができるかを見るために、翼素のまわりの流れに考慮を加え、翼素出力係数を導入して解析した点が異なる。すなわち翼の抗力、風車後流の旋回を考慮に入れていることである。普通それらは、単独では影響の少ないものと言われている。

5. む す び

以上を要約すれば、

- (1) H. J. Stewart の翼素出力係数を用いて実験状態でのプロペラ型風車の出力係数および風力エネルギーの損失について検討を加えた。
- (2) 実験に用いたプロペラ型風車において、エネルギー変換可能と期待されるエネルギー変換率、すなわち“風力有効変換率 C_{eff} ” は 0.40–0.50 程度とかなり高い値が得られた。
- (3) ϕ が低く、 V の大きいところで C_{p2}^* , C_{i2}^* の値が低く、 C_p , C_i の高い値が期待できない。
- (4) 図 10 に示すように風力エネルギーの帰趨が明らかになった。

(昭和 59 年 5 月 19 日 受理)

文 献

- 1) 奥田・ほか, 室蘭工業大学研究報告, 9, (3) p. 707 (1978)
- 2) Stewart, H. J., AIAA Journal, 14, (11) p. 1524 (1976)
- 3) Fales, E. N., Marks' Standard Handbook for Mechanical Engineers, p. 9–8 (1967)

小型風車に関する実験的研究 第3報

奥田 教海・山岸 英明

An Experimental Study on a Small Propeller Type of Wind Turbine, 3rd Report

K. OKUDA and H. YAMAGISHI

Abstract

The authors present the results of the field test using the wind turbine mentioned in the author's first report.

The field test was carried out in the winds of Muroran district in the period from Nov. 1977 to Feb. 1978, and we obtained more data than those in the tests of our first report.

The behaviour of fluctuations in wind velocities and in the power output of the wind turbine is illustrated in the figures and graphs in this paper.

The calculated power coefficients of the wind turbine are also shown in the figures.

1. ま え が き

同題名の第1報に引続いて、小型プロペラ型風車の自然風の中での継続実験の結果について報告する。第1報の場合よりもデータ数を更に多く採ることのできた1977～1978年の実験について述べる。非定常な風による風力発電がいかなる問題点を含んでいるかを調べ、風力発電の基本的事項を把握することを研究の目的とする。経常的に採り出すことのできるエネルギー源の一つとして風力エネルギーを位置づけたいものである。

2. 室蘭地方の風力概況

室蘭地方気象台の観測資料中、1977年の月平均風速と風向頻度を図1、図2に示す。室蘭地方は比較的風力エネルギーの多い地方の一つであることがわかる。

3. 実験装置と実験方法

詳細は第1報に記載してあるが、要約すれば次の通りである。小型風車および風向・風速計を室蘭工業大学機械系研究棟屋上に設置し、変換器、記録計、負荷などは屋内小実験室に置いた。

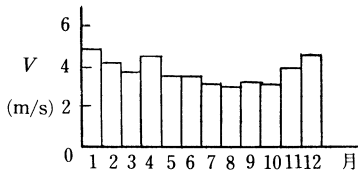


図1 月平均風速 (1977年)

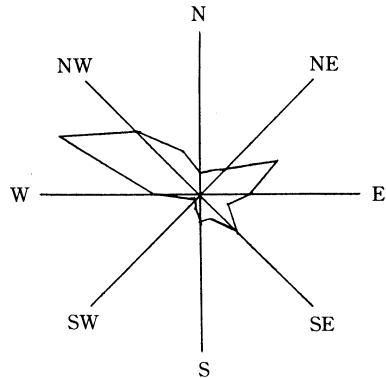


図2 風向頻度 (1977年)

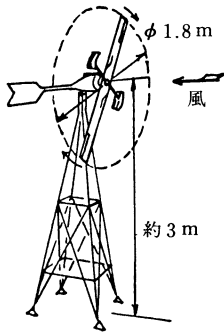


図3 小型風車

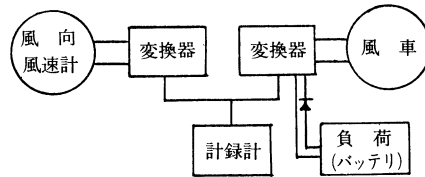


図4 計器接続図

実験装置：小型風車，Wincharger 1222 H型，2枚プロペラ型，直径1.8 m(図3)，直結発電機，直流分巻型 200 W，自記風向・風速計，変換器，記録計，発電機の負荷は 200 AH バッテリ，およびバッテリー・インバータ・チャージャ。

以上の実験装置および計測器は図4のように接続した。

4. 記 号

C_i ：風車装置出力係数 (-)， $C_i = P / (\frac{1}{2} \pi R^2 \rho V^3 / 0.102) = P / P_o$

C_p ：風車出力係数 (-)， $C_p = C_i / \eta_{mg}$

D ：風車直径 (m)

n ：風車軸回転数 (rpm)

P_o ：風の保有する動力 (W)， $P_o = \frac{1}{2} \pi R^2 \rho V^3 / 0.102$

P ：風車発電機出力 (W) [10 分間平均の記録値]

P^* ：風車発電機出力 (Wh/h) [連続記録の平均値]

R ：風車半径 (m)

t ：測定時間 (min)

V ：風速 (m/s)

η_{mg} ：風車機械効率と発電機効率の積 (-)

ρ : 空気の密度 ($\text{kgf} \cdot \text{s}^2/\text{m}^4$)

$\phi = \Omega R / V$: 速度比 (-)

Ω : 風車軸回転角速度 (rad/s)

ただし SI 単位系では $P_o = \frac{1}{2} \pi R^2 \rho V^3$

5. 実験結果とその考察

(1) 風速 V と風車発電機出力 P , 風車装置出力係数 C_i

第1報記載の結果よりもデータ数を多くとることのできた1977年11月~1978年2月の結果を図5, 図6に示す。図5は, V に対応する P の10分間の平均値, 30秒ごとに打点された記録値, 1,049個をまとめたもので, 風速 V は, 1.0~8.2 m/s まで 0.1 m/s 刻みにとった。同じ風速に対して風車発電機出力 P の変動は, 第1報記載の通り, かなり激しい。図5の中で○印はその変動する P の平均値, △印は変動の上限および下限を示す。変動する P の値の相加平均を一応最確値とみなし, それらの値に関して最小自乗法を用いて, この風車装置に関する P の実験式を求めたところ

$$P = 0.60 V^{2.2} \quad (1)$$

となった。この式を同型式小型風車に拡張して書き改めると

$$\begin{aligned} P &= C_i \left(\frac{1}{2} \pi R^2 \rho V^3 / 0.102 \right) \\ &= (0.378 V^{-0.8}) \times \left(\frac{1}{2} \pi R^2 \rho V^3 / 0.102 \right) \end{aligned} \quad (2)$$

となり, 風車装置出力係数

$$C_i = 0.378 V^{-0.8} \quad (3)$$

のように風車装置出力係数の変化の様子が解る。

第1報では

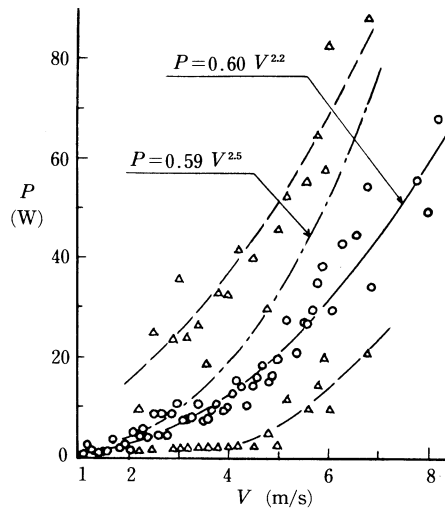


図5 P と V

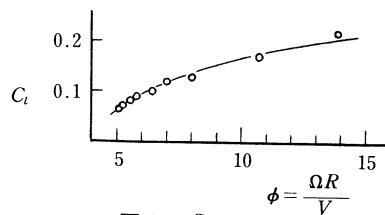


図6 C_i と ϕ

$$P = 0.59 V^{2.5} = (0.372 V^{-0.5}) \times \left(\frac{1}{2} \pi R^2 \rho V^3 / 0.102\right) \quad (4)$$

と報告したが、それらをこゝで式(1)、式(2)のように修正する。図5中、式(1)による値は実線で示し、破線は、 P の変動の上限、下限の概略値を示す。参考のために式(4)の値を一点鎖線で示してある。

第1報の図6で発電機出力 W (この第3報の P) と風車回転数 n との関係が解るので

$$\phi = \frac{\pi D n}{60 V} = \frac{\Omega R}{V}$$

を求め、 C_t と ϕ の関係を示すと、この報告の図6のようにになった。図5、図6は現段階の実験における最確値とみなすことができる。

(2) 発生電力量の時間的経過

風車装置を計画する際、図5に示すような変動の激しい計測値のどこを採って、風車発電機出力と見做せばよいか、疑問の生じるところである。

それで、変動はあるが比較的安定した風速と電力の得られた9例について検討した。その結果、次に述べるように連続して発生可能な電力量は、式(1)の実験式によって得られる値の附近に基準を置けば、安全側の計画とみなすことができるといことが解った。

上記9例の連続記録は、比較的安定した値の得られた30、60、120、300分間の記録で、風速

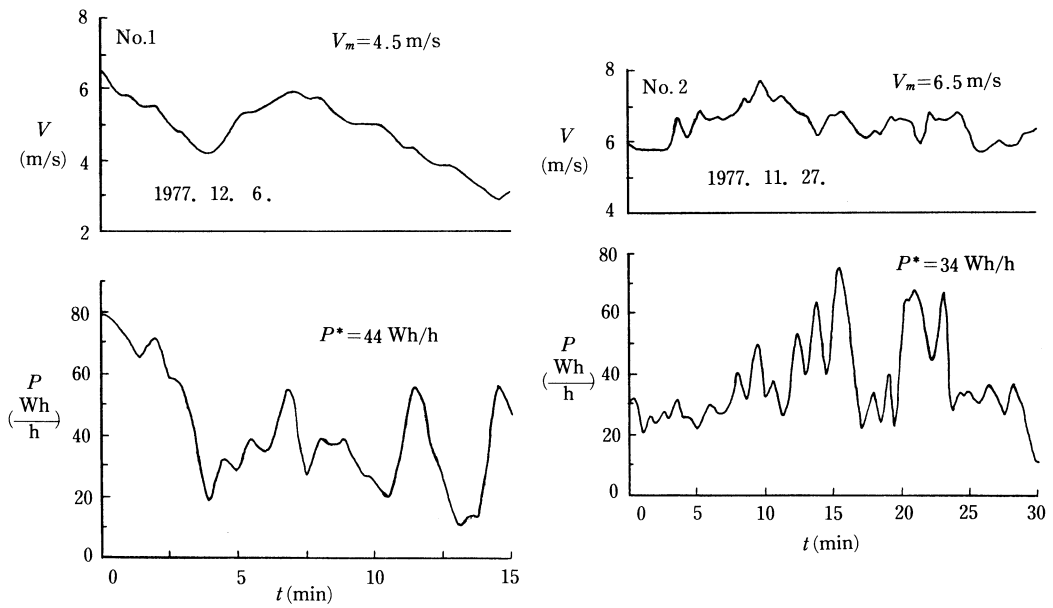


図 8

図 7

は3.0-7.5 m/sの範囲である。その9例中3例について、風速 V 、発電機出力 P を時間的経過 t (min) について示したものは図7、図8、図9である。この場合 V と P の応答性は、時間的ずれを除けば、かなりよい、すなわち風力エネルギーをよく変換しているといえるであろう。図中には日付、風速の平均値 V_m 、連続記録より得られる風車発電機出力の平均値 P^* (Wh/h) を記入してある。 P^* は比較的安定した風の得られるとき、風車発電機出力の実効値とみなされるものである。これら P^* を図5の実験式の線図に記入したものは図10の●印の点である。それらの点の中、1、2、3と添字のあるものは、それぞれ図7、図8、図9に対応する。風の条件がよければ、破線の上限線の附近の出力が得られるが、条件がわるければ、平均値の線程度の出力しか得られない、ということが、この実験の結果からは言いうる。図11は上記9例から得られる C_p を○印、 C_l を●印

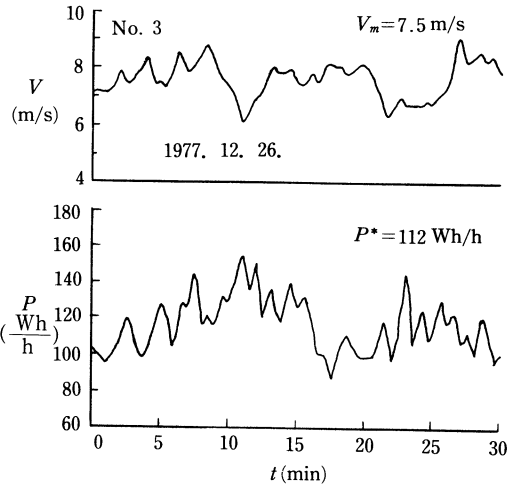


図9

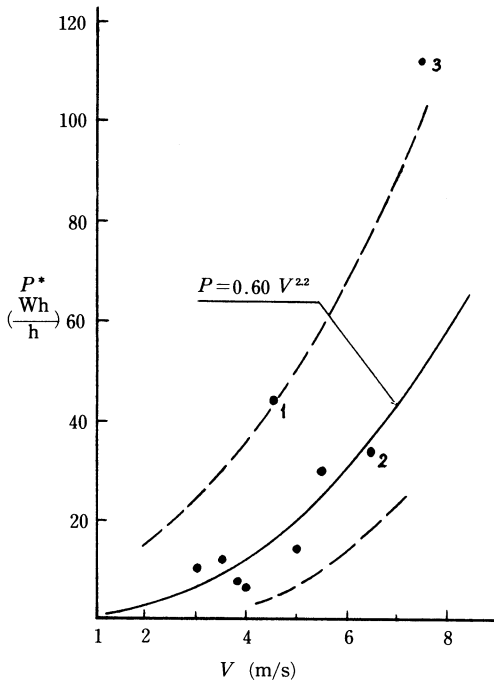


図10 連続記録より求めた $P^* - V$ 関係

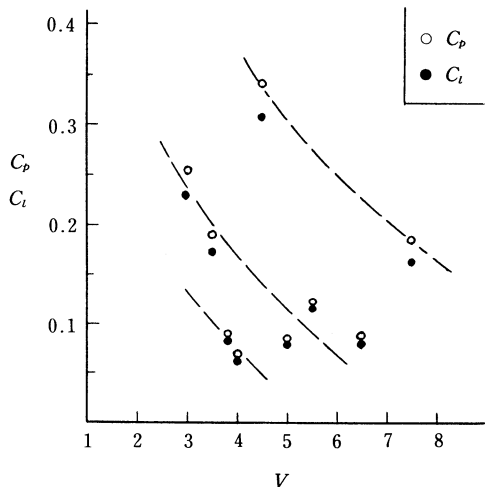


図11 連続記録より求めた $C_p, C_l - V$

で、風速 V に対して示したものである。

6. む す び

第1報に引続いて、自然風による小型プロペラ型風車の出力を測定し、風車設置計画上、基準とすべき出力見積りの一知見を得た。

(昭和59年5月19日 受理)

文 献

- 1) 奥田・ほか, 室蘭工業大学研究報告, 9, (3) p. 707 (1978)

微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波に関する実験

杉山 弘・幡中 秀治

An Experimental Study on Shock Waves Propagating through a Gas-Particle Mixture

Hiromu SUGIYAMA and Hideharu HATANAKA

Abstract

Shock waves in a gas-solid particle mixture were experimentally studied by means of a horizontal-type shock tube. Air and micro glass particles (particle diameter $dp \leq 15 \mu\text{m}$) were used for the gas-solid particle mixture.

Pressures and particle concentrations of the shock waves and shock wave velocities were measured under the condition that the particle loading ratio η and the shock Mach number Mm are $0.01 \leq \eta \leq 0.1$ and $1.1 \leq Mm \leq 1.6$, respectively.

1. ま え が き

微粒子（固体粒子あるいは液滴）を含む高速気流は、工学の広範な分野で見られる。例えば、固体推進剤を用いたロケットノズル内の流れ、坑道内の粉じん爆発による衝撃波の伝ば、ガスタービン内の微粒子を含む高速流れ、あるいは微粒子浮遊大気中を飛行する物体まわりの流れ^{1),2)}等である。本研究では、微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波の挙動を実験的に調べるが、これは上述の流れを理解する基礎として重要である。

本研究に関連する理論的研究は多くあるが³⁾⁻¹¹⁾、実験的研究は、粒子を一様に分布させることや、粒子濃度の測定等の困難さのためか、非常に少なく¹²⁾⁻¹⁴⁾、微粒子浮遊気体中の衝撃波現象は未だ十分解明されていない。

本報告では、水平型微粒子-気体衝撃波管装置を用いて行った、固体微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波に関する基礎的実験結果について述べる。

2. 実験装置および実験方法

2.1 微粒子-気体衝撃波管装置

実験に使用した微粒子-気体衝撃波管装置の概略図を図1に示す。本衝撃波管は、隔膜部で断

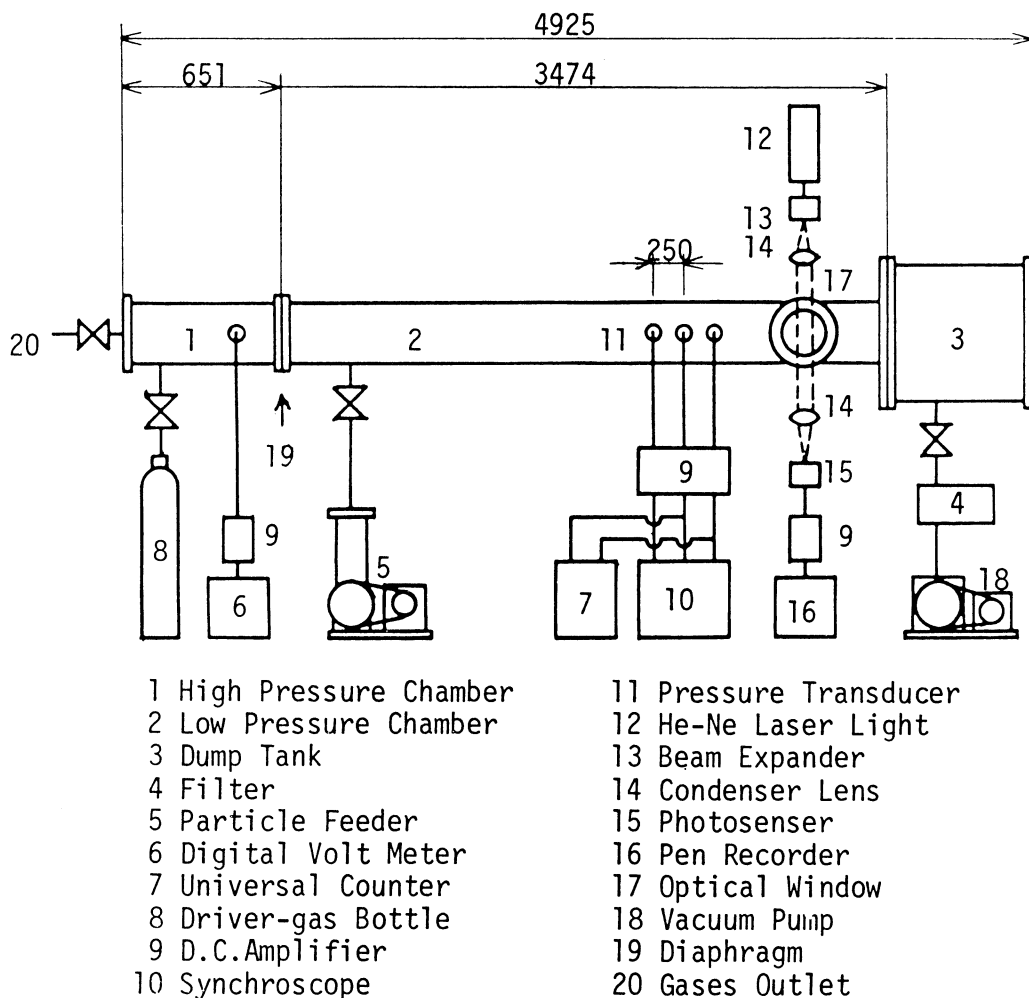


図1 微粒子-気体衝撃波管装置の概略図

面収縮する断面収縮型¹⁵⁾(断面積比 $A_3/A_0=1.5$)である。高压室の断面は $30 \times 60 \text{ mm}^2$ の矩形断面で、長さは 650 mm である。高压室気体(駆動気体)として窒素を使用し、高压室の初期設定圧力を 10, 6, 4, 2 kgf/cm^2 とした。半導体圧力変換器(豊田工機, PMS 5-50 H)により高压室圧力を測定した。隔膜にはルミラー(厚さ 0.038, 0.070 mm)を使用し、破膜は撃針により手動で行った。低压室の断面は $30 \times 40 \text{ mm}^2$ の矩形断面で、長さは 3474 mm である。隔膜より 3254 mm の位置に直径 60 mm の観測窓が取り付けられているが、これは粒子濃度の測定に使用された。低压室気体(被駆動気体あるいは試験気体)は微粒子を含んだ空気とし、低压室の初期設定圧力は大気圧とした。

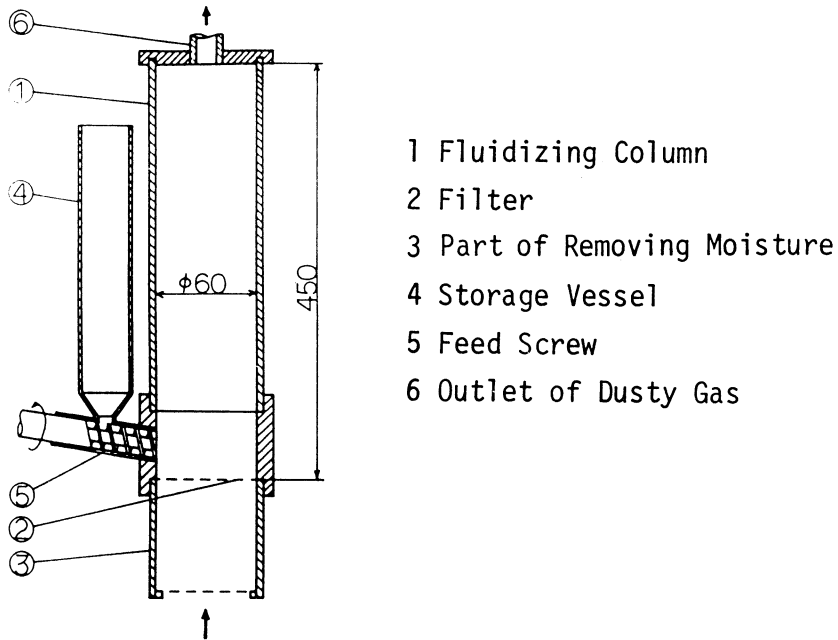


図2 粉じん発生装置

2.2 粉じん発生装置

図2に粉じん発生装置を示す。衝撃波管低压室内に濃度の均一な粉じんを一定時間持続させることは極めて困難なことである。そこで、微粒子の攪拌方法として流動層を用い、濃度を一定に保つために、スクリーにより微粒子を一定割合で供給できる装置を製作した。

流動層は比較的粗い粒子を浮遊状態にしたものであるが、この中へ微粒子を供給し、攪拌を行わせる。実験では流動層を構成する粒子としてガラスビーズ(直径約 $120\mu\text{m}$)を使用し、上部出口より吸引することにより流動層を形成させた。粒子濃度の調節は、吸引速度を一定にし、スクリーの回転速度を調節することによって行った。衝撃波管低压室内への粉じんの供給は、フィルタを介して真空ポンプによって低压室気体を吸引することによって行った。

2.3 衝撃波圧力と衝撃波速度の測定

衝撃波圧力は250 mm間隔で取り付けられた2個の半導体圧力変換器(豊田工機, PMS 5-50 H)により測定された。衝撃波速度は2個の半導体圧力変換器のパルス信号をユニバーサルカウンタに入力し、2点間を伝ばする衝撃波の平均時間を測定し、求めた。なお、実験に使用された半導体圧力変換器は、予め較正されている。

表1 微粒子の諸物性

名 称	ガラス粉末 SiO ₂ (72.77w%)
外 観	白色微粉末
真 比 重	2.5
比 熱	0.28 kcal/kg·deg
軟 化 点	993 K

表2 微粒子の粒径分布

16~20(μm)	2.2(w%)
12~16	5.6
8~12	13.5
4~ 8	46.7
4under	32.0

2.4 使用粒子と濃度測定法

表1に本実験に使用した微粒子の諸物性を、表2に粒径分布を示す。微粒子の形状や凝集の有無については顕微鏡による観察を行っていない。

粒子濃度の測定にはレーザ光の減衰特性¹⁶⁾を用いた。実験において、減衰量 α_0 の計算には次式を用いた。

$$\alpha_0 \text{ (dB)} = -10 \log \left(\frac{I}{I_0} \right) \tag{1}$$

ここで、 I_0 はレーザ光路中に微粒子が存在しない場合の透過光量、 I はレーザ光路中に微粒子が存在する場合の減衰した透過光量である。

粒子濃度測定光学系を図1に示すが、レーザ光はビームエキスパンダにより拡大され、コンデンサレンズにより平行光線となる。この平行光線は観測窓を通過した後、コンデンサレンズによりフォトセンサ(浜松テレビ S 639)に集められ、透過光量 I (V) が記録される。粒子濃度の測定に際し、まず、微粒子が浮遊していない状態での透過光量 I_0 を求める。次に、微粒子を浮遊させた状態で透過光量を求め、これを I とし(1)式より減衰量 α_0 を求めた。粒子質量濃度は減衰量を粒子質量に換算することにより求めた。さらに、この粒子質量濃度より質量濃度比 η (粒子の質量流量と気体の質量流量の比) を決定した。図3に粒子質量濃度を求める際に使用した較正線図を示す。横軸は粒子質量 W_0 (mg)、縦軸は減衰量 α_0 (dB) である。この較正線図は、測定用セル内に微粒子が存在しない場合の透過光量と、重量を正確に測定した微粒子を散布した場合の透過光量とから減衰量 α_0 (dB) を求め、光路内に存在する粒子質量 W_0 (mg) との関係性を求め、得られたものである。

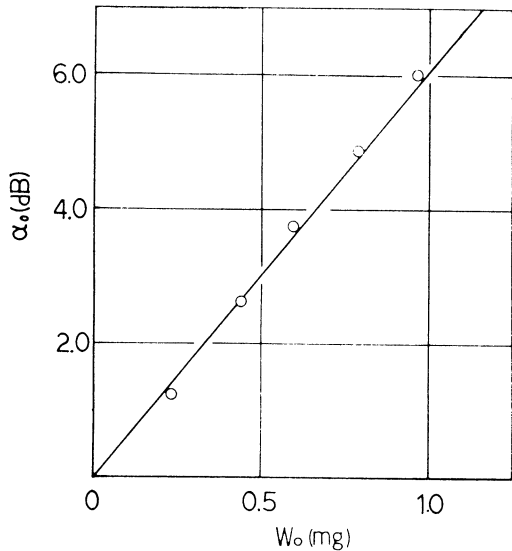
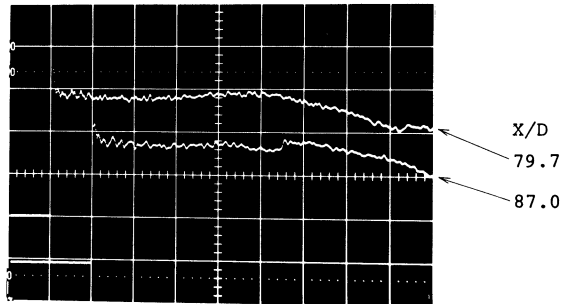


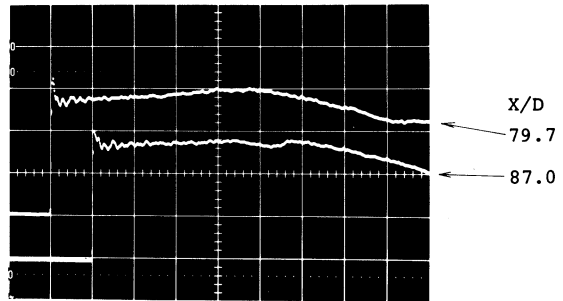
図3 粒子質量と減衰量の関係

3. 実験結果および考察

図4に隔膜圧力比 $P_3/P_0=6.8$ の場合の代表的な衝撃波の圧力波形を示す。(a)は微粒子を含まない場合で、(b)は微粒子を含む場合である。測定位置 X/D (X は隔膜からの距離で、 D は低压室の等価直径で、 $D=34.3$ mm)は図に示すように、それぞれ $X/D=79.7, 87.0$ である。図に示した衝撃波マッハ数 M_s および M_m はともに衝撃波の伝ば速度を衝撃波前方の気体の音速 (気体のみ音速すなわち凍結音速) で除したもので、添字 s は微粒子を含まない場合を、添字 m は微粒子を含む場合を示す。(a), (b)とも不連続的圧力上昇は、測定位置への衝撃波面の到達を示している。微粒子を含まない場合(a)では、圧力波形は不連続的に上昇した後、ほぼ一定の高さを示す。これに対し、微粒子を含む場合(b)では、圧力波形は最初不連続的に上昇し、その後緩やかに上昇し、最大値に達する。この不連続的圧力上昇後の緩やかな圧力上昇は、



(a) 微粒子を含まない場合 ($M_s = 1.47$)



(b) 微粒子を含む場合 ($M_m = 1.44, \eta = 0.015$)

水平軸	0.5 (ms/div)
垂直軸	0.5 (kgf/cm ² /div)

図4 衝撃波の圧力波形 (隔膜圧力比 $p_3/p_0=6.8$ の場合)

粒子のもっている運動量が気体の圧力に変換されるためと考えられる。最初の不連続的圧力上昇は、微粒子を含む場合(b)が微粒子を含まない場合(a)に比べ低くなる。また、不連続的圧力上昇後の圧力波形の振動は微粒子を含む場合の方が含まない場合と比べ小さい。これより気体相の微小な圧力変動は微粒子により減少すると言える。(a), (b)ともに最大圧力に達した後に圧力の低下が見られるが、これは高压室側からの膨張波の影響によるものである。(a), (b)それぞれの場合において上, 下2本の圧力波形を比較すると、不連続的圧力上昇値は、(a), (b)それぞれの場合において、ほぼ等しい。これよりこの測定領域内では衝撃波の強さは減衰していないと言える。

図5に微粒子を含まない場合の衝撃波マッハ数 M_s と衝撃波強さ P_1/P_0 (P_1 は不連続的圧力上昇値、 P_0 は衝撃波前方の圧力)の関係を示す。横軸は衝撃波マッハ数 M_s 、縦軸は衝撃波強さ

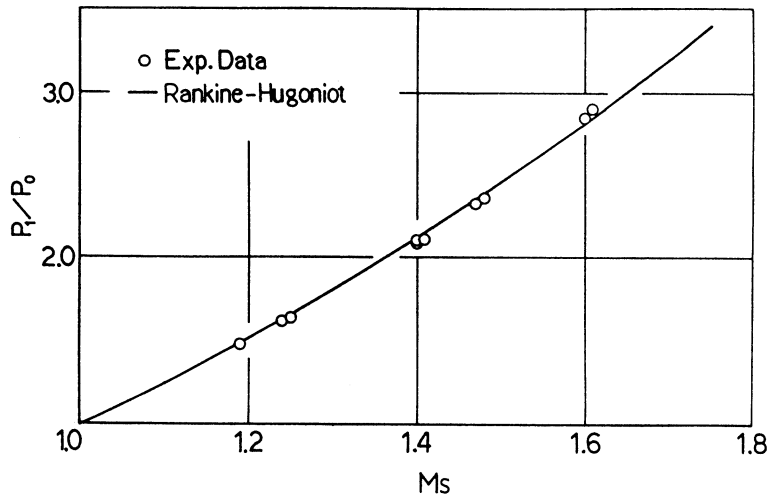


図5 衝撃波マッハ数 M_s と衝撃波強さ p_1/p_0 の関係
(微粒子を含まない場合)

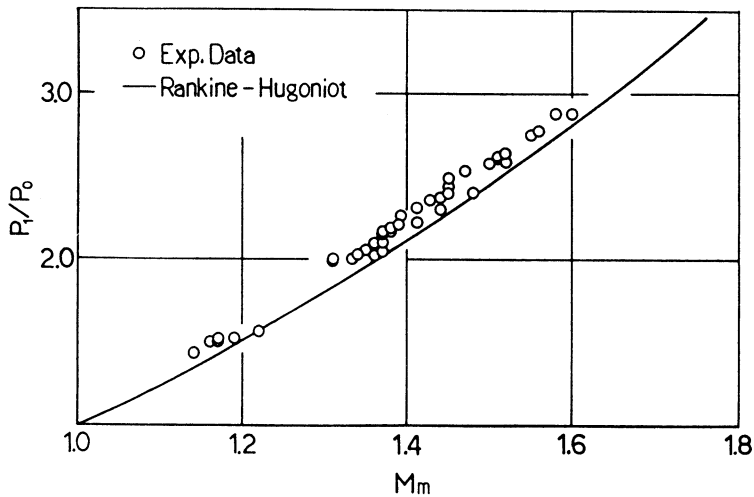
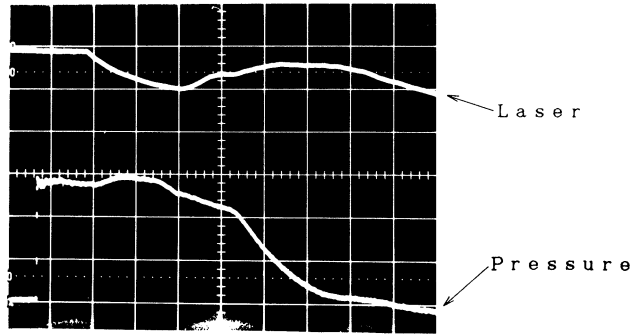


図6 衝撃波マッハ数 M_m と衝撃波強さ p_1/p_0 の関係
(微粒子を含む場合)

P_1/P_0 である。実験値は、隔膜圧力比 $P_3/P_0=10.7, 6.8, 4.9, 2.9$ の場合に得られたものである。微粒子を含まない純粋気体中の衝撃波に対する Rankine-Hugoniot の関係式を用いて求めた理論値を実線で示す。図より、本実験値と理論値は良く一致していることがわかる。このことより、測定位置において理想的な垂直衝撃波が形成されていること、および本実験の測定精度（衝撃波速度と衝撃波圧力の測定精度）は極めてよいことがわかる。

図6に微粒子を含んだ場合の衝撃波マッハ数 M_m と衝撃波強さ P_1/P_0 の関係を示す。実験値は、 $\eta=0.01\sim 0.1$, $P_3/P_0=10.7, 6.8, 4.9, 2.9$ の範囲で得られたものである。微粒子を含ま



	Laser	Pressure
水平軸	1.0 (ms/div)	1.0 (ms/div)
垂直軸	2.0 (v/div)	0.2 (kgf. cm ⁻² /div)
X/D	94.3	87.0

図7 レーザ光の減衰波形と衝撃波の圧力波形 ($\eta=0.062$, $P_3/P_0=2.9$, $M_m=1.17$)

ない純粋気体中の衝撃波に対する Rankine-Hugoniot の関係式を用いて求めた理論値を実線で示す。図より、実験値は理論値に近く、微粒子を含む気体においても気体相については衝撃波直後で純粋気体に対する Rankine-Hugoniot の関係が成り立つと言える。また、各実験値に対する質量濃度比 η の違いは示していないが、実験値と η との関係は見い出せなかった。

図7にレーザ光の減衰波形(上)と衝撃波の圧力波形(下)の同時測定結果を示す。ただし、レーザ光の減衰波形と衝撃波圧力波形の測定位置は、実験装置の都合上、図に示したように異なっている。実験条件は、図中に示したとおりである。レーザ光の波形は、衝撃波到達後は、次第に減衰しているが、これは粒子濃度が測定位置で時間とともに増加することを示している。レーザ光の減衰は最大となった後、再び減少しているが、これは高圧室からの膨張波の影響のためである。

図8に質量濃度比 η と衝撃波マッハ数 M_m の関係を隔膜圧力比 P_3/P_0 をパラメータとして示す。ここで、衝撃波マッハ数 M_m は2点間 ($X/D=79.7, 87.0$) の平均衝撃波マッハ数である。衝撃波マッハ数 M_m は、質量濃度比 η の増加とともに減少する傾向を示し、粒子濃度の増加にともない衝撃波の伝ば速度は小さくなることがわかる。また、衝撃波マッハ数 M_m は、初め質量濃度比 η の増加とともに単調に減少するが、再び上昇する傾向が見られる。この原因は現段階では不明である。今後さらに調べる必要がある。

図9に、質量濃度比 $\eta=0.072$ の場合の衝撃波面直後での粒子質量濃度 ρ_p (衝撃波前方の気体の密度で無次元化した) の時間的変化を、衝撃波マッハ数 M_m をパラメータとして、示す。横軸は経過時間 T (ms)、縦軸は粒子質量濃度 ρ_p である。粒子質量濃度 ρ_p は、衝撃波マッハ数

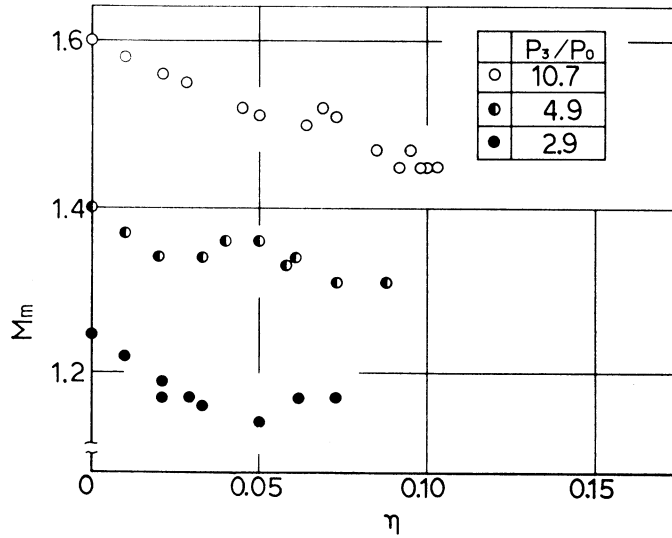


図8 粒子質量濃度比 η と衝撃波マッハ数 M_m の関係 (M_m は $X/D=79.7\sim 87.0$ の間の平均衝撃波マッハ数)

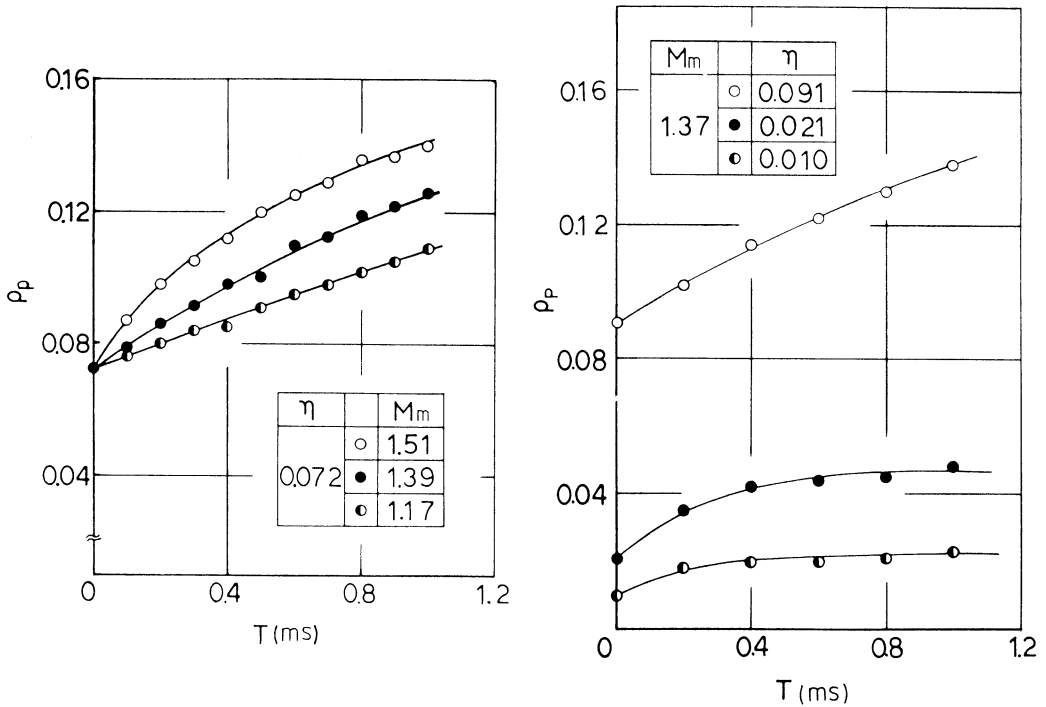


図9 粒子濃度 ρ_p の時間的变化に及ぼす衝撃波マッハ数 M_m の影響 (η が一定の場合, $X/D=94.3$)

図10 粒子濃度 ρ_p の時間的变化に及ぼす質量濃度比 η の影響 (衝撃波マッハ数 M_m が一定の場合, $X/D=94.3$)

$M_m=1.51$ の場合に最も大きく増加し、その増加割合は初期において急激であり、次第に緩やかとなる。この傾向は衝撃波マッハ数が大きい程顕著に現われる。

図 10 に衝撃波マッハ数 $M_m=1.37$ の場合の衝撃波面直後での粒子質量濃度 ρ_p の時間的变化を、質量濃度比 η をパラメータとして示す。粒子質量濃度 ρ_p は、質量濃度比 $\eta=0.091$ の場合に、その増加割合は最も大きく、この傾向は質量濃度比が大きい程顕著に現われる。粒子質量濃度 ρ_p は質量濃度比 $\eta=0.01$ の場合に最も速く平衡状態に達すると思われる。質量濃度比 η の増加にともない平衡状態に達するまでに要する時間は増加すると言える。

図 9 および図 10 より、粒子質量濃度 ρ_p は、衝撃波マッハ数 M_m および質量濃度比 η が大きい程、その変化は衝撃波内部で急激に起こること、平衡状態に達するまでに要する時間は長くなることがわかる。これより、気体相と粒子相の間の運動量の差が大きくなる程、粒子濃度の変化は急激で、平衡状態に達するまでの時間は大きくなると考えられる。図 4 の圧力波形に見られた不連続的变化は粒子質量濃度変化においては見られない。このことは、粒子相が衝撃波面を通過する際に、衝撃波前方での流れの特性を保ったまま通過することを意味しよう。

4. ま と め

固体微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波の挙動が、水平型微粒子-気体衝撃波管装置を使い、実験的に調べられた。固体微粒子浮遊気体として、ガラス粉末（粒径 $15\mu\text{m}$ 以下）を含む空気が選ばれた。調べられた衝撃波マッハ数 M_m と質量濃度比 η の範囲は、 $1.1 \leq M_m \leq 1.6$, $0.01 \leq \eta \leq 0.1$ である。本実験結果を要約すると次のようになる。

- (1) 微粒子浮遊気体中の衝撃波圧力は、最初不連続的に上昇し、その後緩やかに上昇する傾向を示す。
- (2) 微粒子浮遊気体中の衝撃波において、気体相に対しては純粋気体に対する Rankine-Hugoniot の関係（衝撃波マッハ数と衝撃波圧力の関係）が成立する。
- (3) 微粒子浮遊気体中の衝撃波伝ば速度は、質量濃度比 η が大きくなるにつれて減少する。
- (4) 微粒子浮遊気体中の衝撃波面直後の粒子濃度は、衝撃波面直前の粒子濃度と等しい。衝撃波内の粒子濃度は、下流にゆくにつれて連続的に増加する。この増加する傾向は、衝撃波マッハ数 M_m と質量濃度比 η が大きくなる程顕著となる。

終りに、粒子濃度測定法について教示され、かつ粒子質量とレーザ減衰量の較正図を作成して下さった本学開発工学科吉田豊講師に謝意を表します。また、本研究に対し、助言と激励を頂いた奥田教海教授、いろいろ援助された山岸英明助手、高橋敏則技官、大学院生滝本明彦君に謝意を表します。また、本実験に熱心に協力された当時学生大坂慎悟、渡辺貞夫の両君に謝意を表します。

(昭和 59 年 5 月 19 日 受理)

文 献

- 1) Sugiyama, H., UTIAS Report No. 267 (1983).
- 2) 杉山, 日本機械学会論文集, **50**—449, B編 (昭59), 185.
- 3) Carrier, G. F., J. Fluid Mech., **4** (1958), 367.
- 4) Kriebel, A. R., J. Basic Engineering, **86** (1964), 655.
- 5) Rudinger, G., Phys. Fluids, **7** (1964), 658.
- 6) Marble, F. E., Dynamics of Dusty Gases, Annual Review of Fluid Mechanics, **2** (1970), Annual Reviews, Palo Alto, Cal.
- 7) Rudinger, G., Fundamentals of Gas-Particle Flow, (1980), Elsevier, Amsterdam.
- 8) 高野・羽鳥, 日本機械学会論文集, **39**—321 (昭48), 1553.
- 9) Satofuka, N. and Tokita, K., The Memoirs of the Faculty of Industrial Arts, Kyoto Tech. Univ., **28** (1979), 28.
- 10) Miura, H. and Glass, I. I., UTIAS Report No. 250 (1981).
- 11) Ishii, R. and Matsuhisa, H., J. Fluid Mech., **130** (1983), 259.
- 12) Rudinger, G., Trans. ASME, Ser. D, **92** (1970), 165.
- 13) 大田・ほか2名, 日本機械学会論文集, **41**—348 (昭50), 2377.
- 14) 村上・ほか2名, 衝撃波工学研究分科会報告書, (昭50), 84, 日本機械学会.
- 15) Sugiyama, H., Bull. JSME, **26**—216 (1983), 958.
- 16) 吉田・ほか2名, 日本鉱業会誌, **97**—1126 (1981), 1251.

エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件

西 田 公 至

A Calculation Method of Sound Diffraction around an Enclosure and its Applying Conditions

Kohshi NISHIDA

Abstract

This paper deals with the diffracted sound field around a rectangular enclosure theoretically and experimentally, which has one or two apertures and contains sound sources inside. The sound pressure level distribution in the diffracted sound field has been computed based on Pierce's approximate expressions for sound diffraction over a single wedge or a three-sided semi-infinite barrier with two edges, and actually measured by the photographic sound visualization method used as a trial. In the computation, it is assumed that the sound radiation from an aperture can be expressed by a point source or distributed ones according to lower or higher frequencies. Based on these results, the applicability of the approximate expressions is examined to the estimation of the diffracted sound field around actual enclosures.

The results may be summarized as follows : (1) When the distances from each edge to adjacent edge, source and observation point are larger than one third wave length, the computed results by Pierce's approximate expressions are in good agreement with the experimental results. (2) The complicated directional patterns of the diffracted sound field can be grasped sufficiently in detail by using the sound visualization method.

1. 緒 言

建設機械のエンジン騒音やモータの騒音等の防音対策として、騒音源の周囲をカバーで覆い、密閉遮音構造とするエンクロージャ方式が多く用いられている。エンクロージャは内部の過熱防止や吸排気等のため開口部を必要とし、完全な密閉構造とはなっていない。このため、振動に起因するエンクロージャ表面からの放射パワーのほかに、開口部からの放射パワーが問題となり、それぞれ音響面からの設計対策が必要となる。対策を考える際には、実際の現象について十分に診断をすることがまず重要となる。そこで本研究では、開口部から放射された音によるエンクロージャ周囲の回折音場を対象として考える。一般に、機械構造の騒音源による放射音場を予測する場合、音場内の障害物による反射や回折の影響を考慮することは難しいため省略して扱われる場合が多い。一方、回折に関する研究は、特に、障壁について多くなされてい

る。例えば、Macdonald¹⁾は任意の外角のくさび状の半無限障壁に球面波が入射する場合の回折波の厳密解を、数値計算には向かないが、はじめて求めている。さらに、Pierce²⁾はMacdonaldの厳密解と Keller³⁾の幾何光学的回折理論に基づいて、任意の外角のくさび状半無限障壁と2つのくさびにより構成された3側面をもつ半無限障壁とに、点音源からの球面波が入射した場合の回折波の近似式を提示している。

本研究では、直方体エンクロージャの開口部による外部の音場を対象として、エンクロージャの1つの側面の中心に円孔がある場合及び隣接した2つの側面のそれぞれの中心に円孔がある場合について考える。それぞれの場合について、Pierceの近似式の応用による外部音場の計算結果と発光ダイオードを用いた音場の可視化方法による測定結果との比較検討を行ない、円孔によりエンクロージャ周囲に形成される外部音場の特性とPierceの近似式の騒音予測への適用性を検討する。

2. 回折音場の計算

Kellerの幾何光学的回折理論によれば、ある物体が存在する音場内の任意の観測点における速度ポテンシャル $\Phi = \phi e^{-i\omega t}$ は、その点を通る幾何光学的音波 ϕ^g と回折波 ϕ^d の和として表わされる。幾何光学的音波は音源からの直接波と物体表面からの反射波との和として表わされ、実音源及び鏡像関係による虚音源からの放射音として容易に求めることができる。ここでは回折波について、図-1に示すような4本のエッジ E_j ($j = 1 \sim 4$) をもった無限長の四角柱に点音源からの球面波が入射したときの観測点における回折波 ϕ^d について、一般的に説明する。各エッジ間距離を図示のように $w_{12}(=w_{21})$

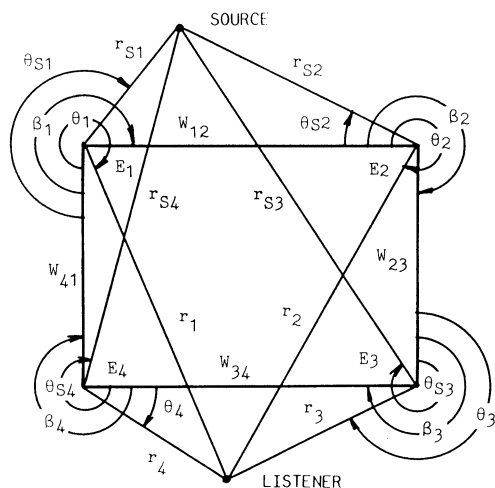


図-1 無限長の四角柱と記号の定義

のように表わし、各エッジのくさび部の外角を β_j ($j = 1 \sim 4$) と表わす。さらに座標系として、各エッジを z 軸とする4つの円筒座標を考え、音源と観測点との位置を、例えばエッジ E_1 について $(r_{s1}, \theta_{s1}, z_s)$ 及び (r_1, θ_1, z) のように表わす。Kellerの幾何光学的回折理論によれば、エッジから音源及び観測点までの距離が十分大きく、かつ、エッジ間の距離が十分大きいときは、すなわち波長定数を k として、次の式(1)の関係が成り立つとき、

$$kr_{sj}, kr_j, kw_{jl} \gg 1 \tag{1}$$

音源からエッジ E_j 上に直接波が入射すると、その点から1重回折波 ϕ_j^d が、エッジとのなす角

が入射角と同じとなるような円錐状に、 E_j におけるくさびの外部領域に放射される。さらに、辺 w_{jt} を含む面に沿ってエッジ E_i に入射した1重回折波により、2重回折波 ϕ_{it}^d が E_i におけるくさびの外部領域に放射される。このようにして順次、多重回折波が各エッジから放射される。したがって、観測点における回折波の寄与はこれらの無限に多くの回折波の和として表わされることになる。しかし、後述する式(3)と式(4)との比較からも明らかとなるように、1度回折するごとに回折波の影響は小さくなり、2重回折波は1重回折波よりもかなり小さくなる。図1に示した四角柱の場合には、3重回折波が存在する領域には必ず1重又は2重回折波が存在する。このため、3重以上の回折波は十分省略し得ると考えられる。そこで、3重以上の回折波を省略すると、観測点における回折波 ϕ^d は一般的に次のように表わすことができる⁹⁾。

$$\begin{aligned} \phi^d = & \eta(\beta_1 - \theta_{s1}) \{ \eta(\beta_1 - \theta_1) \phi_1^d + \eta(\beta_2 - \theta_2) \phi_{12}^d + \eta(\beta_4 - \theta_4) \phi_{14}^d \} \\ & + \eta(\beta_2 - \theta_{s2}) \{ \eta(\beta_2 - \theta_2) \phi_2^d + \eta(\beta_3 - \theta_3) \phi_{23}^d + \eta(\beta_1 - \theta_1) \phi_{21}^d \} \\ & + \eta(\beta_3 - \theta_{s3}) \{ \eta(\beta_3 - \theta_3) \phi_3^d + \eta(\beta_4 - \theta_4) \phi_{34}^d + \eta(\beta_2 - \theta_2) \phi_{32}^d \} \\ & + \eta(\beta_4 - \theta_{s4}) \{ \eta(\beta_4 - \theta_4) \phi_4^d + \eta(\beta_1 - \theta_1) \phi_{41}^d + \eta(\beta_3 - \theta_3) \phi_{43}^d \} \end{aligned} \quad (2)$$

ただし、 $\eta(x) = \begin{cases} 1 & x \geq 0 \\ 0 & x < 0 \end{cases}$

エンクロージャの円孔による放射音場の計算では、円孔部を外部に対する音源と考え、円孔を1個の点音源又は分布点音源によって表わす。

2-1 1重回折波

式(2)における1重回折波 ϕ_j^d は j 番目のエッジでの単一くさびによる回折として考えることにより、PierceがMacdonaldの厳密解とKellerの幾何光学的回折理論に基づいて、半無限障壁に関して求めた近似式によって表わすことができる。その近似式を数値計算に適した表現に改めると次のように表わされる。

$$\phi_j^d = \frac{e^{ikL_j}}{L_i} \{ V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, r_j, \theta_j, 1) + V_j(r_{sj}, -\theta_{sj}, r_j, \theta_j, 1) \} \quad (3)$$

ここに、

$$L_j = \sqrt{(r_{sj} + r_j)^2 + (z - z_s)^2} \quad (4)$$

また、 V_j は回折の寄与を表わす関数で、第1近似式及び第2近似式として、それぞれ式(5)、式(6)のように表わされる。

$$V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, r_j, \theta_j, B) = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot A_B \{ B \cdot X_j(\theta_j - \theta_{sj}) \} \quad (5)$$

$$V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, r_j, \theta_j, B) = \frac{e^{i\pi/4}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\pi X_j(\theta_j - \theta_{sj})} [(1 + B \cdot \Delta_j(\theta_j - \theta_{sj})) \times \pi W_j(\theta_j - \theta_{sj}) \cdot A_D\{B \cdot W_j(\theta_j - \theta_{sj})\} - \Delta_j(\theta_j - \theta_{sj})] \quad (6)$$

式(5), 式(6)における関数 A_D , X_j , W_j , Δ_j は以下のように表わされる。B項については次節で述べる。

$$A_D\{x\} = \frac{\sqrt{2}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-u^2}}{(\pi/2)^{1/2} x - e^{-i\pi/4} \cdot u} du = \text{sgn}(x) \{f(|x|) - ig(|x|)\} \quad (7)$$

ここに, $\text{sgn}(x)$ は $x \geq 0$ に対して $+1$, $x < 0$ に対して -1 の値をとる。 $f(x)$, $g(x)$ は補助フレネル関数で, いずれも 0.5 より小さい値をとり, フレネル積分による表示や数表が知られている。しかし, 回折音場の計算を行なうためには, 式(7)で表わされる関数 $A_D\{x\}$ を数値計算に適した近似式によって表わす必要がある。川井⁴⁾ は次のような近似式(8)を用いている。すなわち,

$$A_D\{x\} = \text{sgn}(x) \cdot \exp\left\{-i\frac{\pi}{4}\left(1 - \sqrt{\frac{x^2}{x^2 + 0.9}}\right)\right\} \cdot \begin{cases} \frac{1}{\pi|x|} \left\{1 - \frac{0.32}{(x^2 + 0.8)^2}\right\} & \text{for } |x| \geq 0.8 \\ \sqrt{2} \left\{0.5 - \frac{|x|}{1.3|x| + 1.98}\right\} & \text{for } |x| < 0.8 \end{cases} \quad (8)$$

ここでは, $0 \leq x \leq \infty$ の範囲で成り立つ次のような近似式⁵⁾ すなわち, 式(9), 式(10)を用いて音場の計算を行なう。

$$f(x) = \frac{1 + 0.926x}{2 + 1.792x + 3.104x^2} \quad (9)$$

$$g(x) = \frac{1}{2 + 4.142x + 3.492x^2 + 6.670x^3} \quad (10)$$

式(9), 式(10)はともに, $0 \leq x \leq \infty$ の範囲で誤差 $\epsilon(x)$ が, $|\epsilon(x)| \leq 2 \times 10^{-3}$ となる近似式である。式(8)では $x \leq 0.8$ の場合, $f(x)$ について $|\epsilon(x)| < 5 \times 10^{-3}$, また $g(x)$ について $|\epsilon(x)| < 9 \times 10^{-3}$ となり, 式(9)及び式(10)による方が精度がよい。 $x > 0.8$ の場合には $f(x), g(x)$ とも $|\epsilon(x)| < 1 \times 10^{-3}$ となっており, 式(8)の方がやゝ精度がよい。しかし, 式(8)による計算結果と式(9)及び式(10)による結果とではほとんど差はみられない。

$$X_j(\theta) = \Gamma_j \frac{\cos \nu_j \pi - \cos \nu_j \theta}{\nu_j \sin \nu_j \pi} \quad (11)$$

$$W_j(\theta) = \Gamma_j \frac{\cos \nu_j \pi - \cos \nu_j \theta}{\nu_j (1 - \cos \nu_j \pi \cos \nu_j \theta)^{1/2}} \quad (12)$$

$$\Delta_j(\theta) = \frac{\cos \nu_j \pi}{2} \frac{\cos \nu_j \pi - \cos \nu_j \theta}{1 - \cos \nu_j \pi \cos \nu_j \theta} \quad (13)$$

ここに,

$$\nu_j = \frac{\pi}{\beta_j}, \quad \Gamma_j = \sqrt{\frac{k r_{sj} r_j}{\pi L_j}} \quad (14)$$

と表わされる。式(5), 式(6)で表わされる第1及び第2近似式はくさびの開きを表わす角度 β が 2π となる厚みのない半無限障壁のとき一致する。また, 式(14)に表わされる Γ_j が, $\Gamma_j \gg 1$ かつ $\Gamma_j \gg 2\nu_j |\cot \nu_j \pi|$ を満すとき一致することが示される。この条件が満されない場合で β が π に近づくときには, 第1近似式は近似度がわるくなる。このようなときには第2近似式を用いる方が精度のよい結果が得られる。

2-3 2重回折波

Pierceは2本のエッジをもつ厚みのある障壁について, 第1近似式を応用して2重回折波を表わしている。しかし, 第2近似式を応用しても2重回折波を表わすことができる。ここでは, 図1に示した四角柱の周囲の音場を計算するのに便利なように, 2重回折波を一般的に表わしておく。すなわち

$$\phi_{jl}^d = \frac{2e^{jkL_{jl}}}{L_{jl}} \cdot V_j(r_{sj}, \theta_{sj}, w_{jl} + r_l, \alpha_j, B_j) \cdot V_l(r_{sj} + w_{lj}, \alpha_l, r_l, \theta_l, B_l) \quad (15)$$

ここに,

$$L_{jl} = \sqrt{(r_{sj} + w_{jl} + r_l)^2 + (z - z_s)^2} \quad (16)$$

引数 α_j, α_l は回折波がエッジ番号に従って右回りに伝搬する場合, すなわち図-1では $l-j=1, -3$ となるときは, $\alpha_j = \beta_j, \alpha_l = 0$ の値をとる。また, 左回りの場合, すなわち, $l-j=-1, 3$ となるときは, $\alpha_j = 0, \alpha_l = \beta_l$ となる。引数 B_j 及び B_l は第1近似式(5)を用いる場合には X_j について, また第2近似式(6)を用いる場合には W_j について,

$$\begin{aligned} B_j &= B_{jl}, \quad B_l = 1 & \text{for } |X_j| \leq |X_l| (|W_j| \leq |W_l|) \\ B_j &= 1, \quad B_l = B_{jl} & \text{for } |X_j| > |X_l| (|W_j| > |W_l|) \end{aligned} \quad (17)$$

と表わされる。ここに, B_{jl} は次式(18)により表わされる。

$$B_{jl} = \sqrt{\frac{w_{jl}(w_{jl} + r_{sj} + r_l)}{(w_{jl} + r_{sj})(w_{jl} + r_l)}} \quad (18)$$

3. 実験方法

3-1 エンクロージャモデル

実験には、図-2及び図-3に示したように、1個の円孔を有する1面放射モデル及び2個の円孔を有する2面放射モデルの2通りの直方体形のエンクロージャモデルを用いた。モデルの製作に際しては、各構成面の振動による放射音の影響をさけるため、内部には鉛板によるライニングを施すなど十分に注意を払った。円孔はすべて直径22mmとし、内部音源にはスピーカを用いている。スピーカ入力としては純音及び1/3オクターブバンドノイズを用い1Wで入力した。また、2面放射モデルの場合には、2個のスピーカ入力の位相を同位相と逆位相の2通りに変化させた。エンクロージャモデルはターンテーブル上に設けた支持台に防振ゴムを介

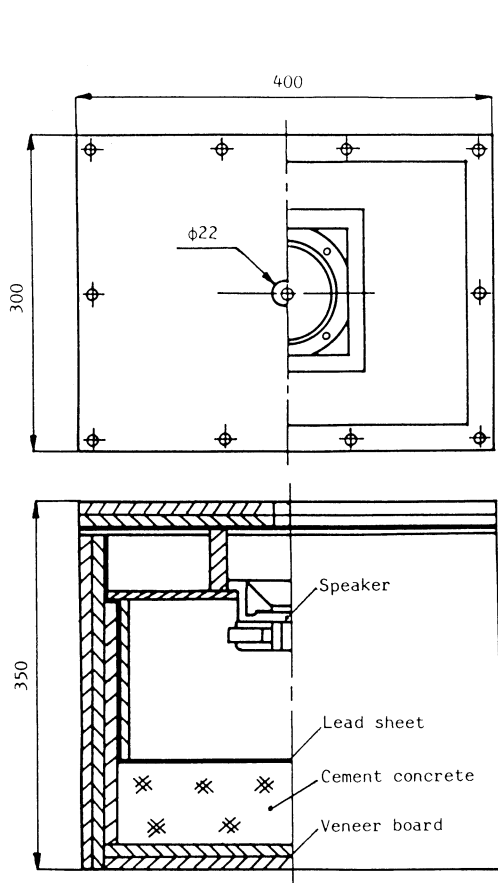


図-2 1面放射のエンクロージャモデル

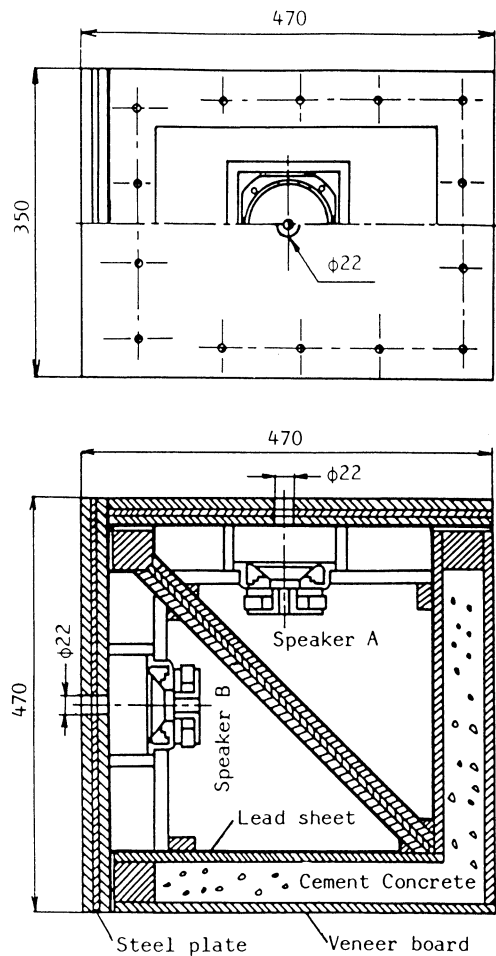


図-3 2面放射のエンクロージャモデル

して設置される。

3-2 音場の可視化測定方法

音場の測定には、発光ダイオード (LED) を利用した試作による LED 走査式自動音場可視化装置⁶⁾を用い、エンクロージャの円孔の中心を通り、円孔を含む面の長辺に平行で、しかもその面に垂直な走査平面内の音圧レベル分布を可視化測定した。音場の可視化測定系を図-4に示す。この可視化装置は、3色(赤黄緑)の発光ダイオードを取り付けたマイクロホンを直交する3軸方向に走査させるためのマイクロホン自動走査装置、5 dB ごとの音圧レベル(SPL)の大きさに従って、3色の発光ダイオードを反復点減させるためのLED式音圧レベル表示装置及び写真撮影装置とから成っている。

マイクロホンが音場を走査するにつれ、5 dB ごとの音圧レベルの大きさに従って、3色の発光ダイオードは反復点減しながら光の軌跡を描く。この光の軌跡をカラー写真に記録することにより、音圧レベル分布を定量的に可視化することができる。従って、音源の指向性、回折や干渉の状態など音場の特性を詳細に把握することができる。なお実験は簡易無響室内で行なった。

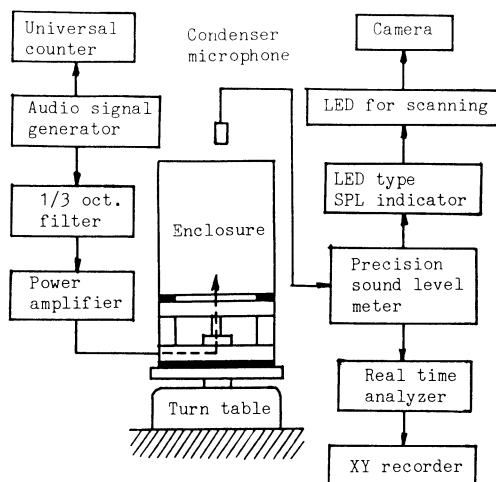


図-4 音場の可視化測定系

4. 結果及び考察

エンクロージャの円孔から放射される音の強さ及び指向性は、同一の円孔に対しても周波数によって異なる。このため、スピーカ入力の設定周波数はホワイトノイズを入力したときの放射音の周波数分析の結果及び式(1)の条件を考慮して、315 Hz, 500 Hz, 3150 Hz, 及び 6300 Hz とした。円孔からの放射音は周波数が 3150 Hz 以下では、放射面の近傍では半球面状に放射されるが、6300 Hz のように周波数がかかなり高くなると、円孔の軸線方向に大きな指向性を示すようになる。この結果は、無限バツフル中での円形ピストン振動板による放射音場の指向性⁷⁾と類似していることを示している。図-5に周波数の相違による円孔からの放射音の指向性についての一例を示しておく。これらの結果に基づいて、音場の計算では 3150 Hz 以下の周波数に対しては、円孔中心に1個の点音源があるものと仮定し、6300 Hz の場合には指向性を考慮するために、円孔の面積を中心部と周辺部とで9等分し、それぞれの図心に同じ強さの点音源が分布しているものと仮定した。計算に必要な幾何学的音波 ϕ^g としては、放射面を含む無限平面前

方の空間に放射される直接波のみが対象となり、 $\phi^g = 2e^{ikt}/r$ と表わされる。ここに r は音源と観測点との距離である。なお計算には参照値として、円孔中心から軸線上 20 mm の点での音圧レベル測定値を用いた。対象としたエンクロージャ周囲の音場の計算では、第 1 近似式によると第 2 近似式を用いた場合より回折の影響がやゝ小さめに計算されるが、その差は無視し得る程度である。以下の計算結果の例は第 2 近似式によるものを示す。図-6 は 315 Hz の純音に対する 1 面放射の場合のエンクロージャ周囲の音圧レベル分布の可視化結果と計算結果とを示している。可視化結果から明らかなように、円孔からの音はその前方領域に強く放射され、主として 1 重回折による側面領域及び 2 重回折による背面領域へと回折するにつれ音圧レベルが小さくなっている。エンクロージャの放射面及び背面のごく近傍で比較すると約 20 dB の差が生じている。また、計算結果と比較すると 80 dB 以上の音圧レベルの領域では比較的良好に対応しているが、背面領域とその付近では差が大きくなっている。この主な理由としては、(1) 315 Hz のときは音源とエッジ間の距離 r_{sj} に対して $kr_{sj} = 1.16$ となり、式(1)による条件の $kr_{sj} \gg 1$ が成り立つとはいえないこと、及び(2) 計算では無限長の四角柱を仮定しているが、用いたエンクロージャは有限長のものであり、前後の面からの回折の影響が実際には存在するため、計算値は測定値よりも小さく求まることに依るものと考えられる。なお、可視化結果は実際には、赤黄緑の 3 色によって表わされた鮮明なカラー写真として得られている。次に、中心周波数 3150 Hz 及び 6300 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズによる一面放射の場合の結果をそれぞれ、図-7、図-8 に示す。図から明らかなように、周波数が高くなると回折の程度が小さくなり、図 6 の場合に比べ放射面と背面とに対する領域の音圧レベル差がかなり大きくなっている。また、計算結果と測定結果を比較すると、背面領域で数 dB の差がみられるものの、全体的にかなりよい一致がみられる。この場合、3150 Hz に対して $kr_{sj} = 11.65$ となり、また、6300 Hz に対しては $kr_{sj} = 23.27$ となり、式(1)の条件の $kr_{sj} \gg 1$ は十分満足されていると考えられる。放射面の長辺をエッジとするような回折波に対しては、それぞれ $kr_{sj} = 8.74, 17.45$ となっている。

次に 2 面放射の場合の結果について述べる。図-9 に、315 Hz の純音を逆位相で入力した場合

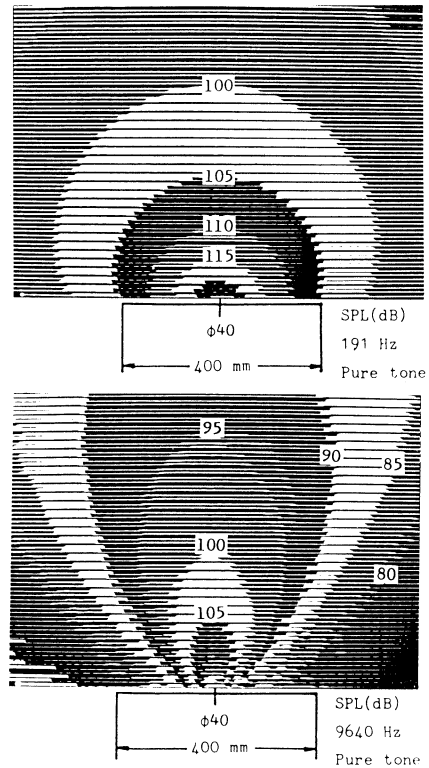


図-5 周波数の相違による放射音の指向性

エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件

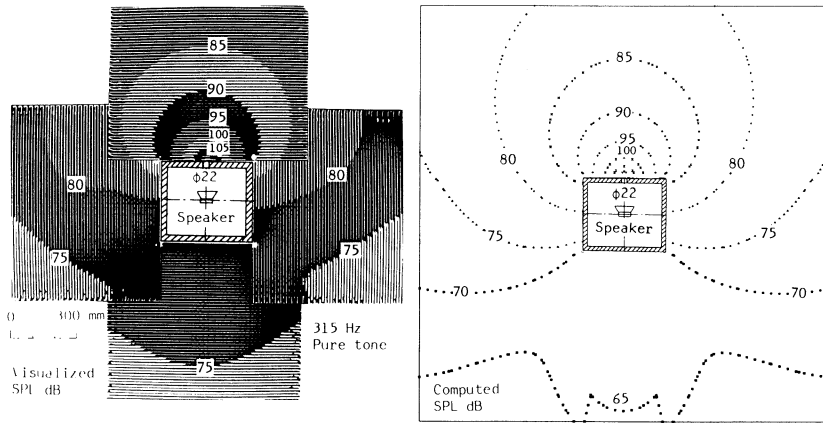


図-6 315Hzの純音による1面放射モデル周囲の音圧レベル分布

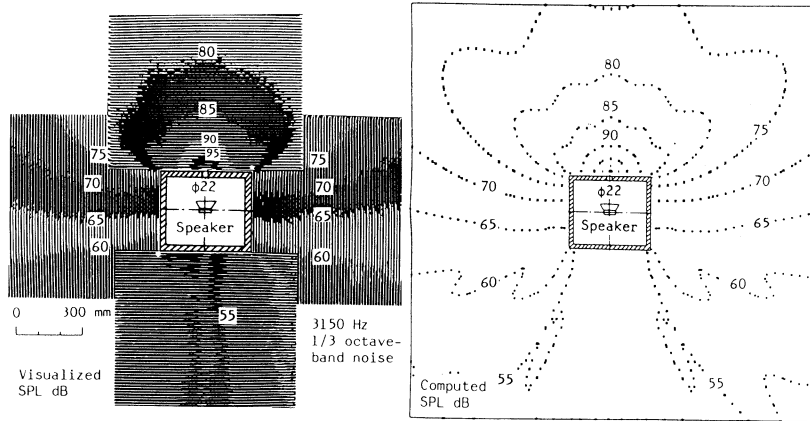


図-7 中心周波数3150Hzの1/3オクターブバンドノイズによる1面放射モデル周囲の音圧レベル分布

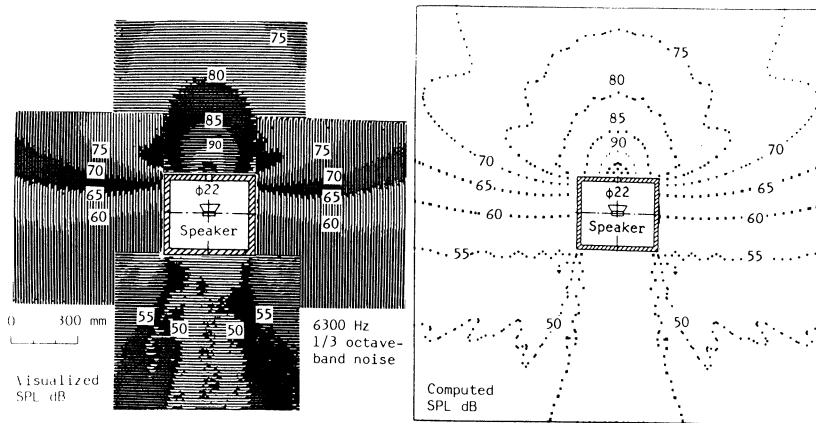


図-8 中心周波数6300Hzの1/3オクターブバンドノイズによる1面放射モデル周囲の音圧レベル分布

合の結果を示す。この場合、2つの円孔から等距離にあるエンクロージャの対角面上では干渉の結果音圧レベルが小さくなるようすがよくわかる。また、計算結果と測定結果とを比較すると、同じ 315 Hz であっても、全体的に 1 面放射の場合よりもよい対応がみられる。この理由として、次のようなことが考えられる。(1) 2 面放射モデルでは、放射面の短辺をエッジとする回折波に対して、 $kr_{sj}=1.37$ となり、また長辺をエッジとする場合には、 $kr_{sj}=1.02$ となり、1 面放射の場合よりも大きな値となっている。なお 1 面放射の場合の后者の値は 0.87 となっている。(2) 1 面放射の場合の背面領域は 2 重回折波領域であるが、2 面放射の場合、例えば、スピーカ A に対する背面領域にはスピーカ B による 1 重回折波の影響が大きい側面領域が重なるため、1 面放射の場合にも比較的よい対応を示している側面領域の回折波の影響が支配的となる。図-10 は中心周波数 500 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズを同位相で入力した場合の結果を示している。この場合、2つのスピーカ入力に多少の差がみられるため、2つの円孔から等距離の対角面に対する対称性がや、くずれている。計算と測定とによる結果を比較すると、全体的にかなりよく一致していることがわかる。500 Hz に対して放射面の短辺をエッジとする回折波では $kr_{sj}=2.17$ となり、また長辺をエッジとする場合は $kr_{sj}=1.62$ となる。可視化結果で、両スピーカの対角面方向で放射面と逆側の領域の一部に、計算結果と相違するところがみられるが、これは計算に用いる周波数を中心周波数で代表させているためによると思われる。ここでは例示していないが、500 Hz の場合の一面放射による結果でも、他の周波数の場合と同様背面領域で多少低めに計算されるが、全体的に計算結果と測定結果とがよく一致する。この場合、短辺と長辺とをエッジとするそれぞれの回折波に対して、 $kr_{sj}=1.85$ 及び 1.39 となる。図-11 及び図-12 は中心周波数 3150 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズを、それぞれ、同位相及び逆位相で入力した場合の結果を示している。いずれの場合もかなり複雑な指向性がみられるが、用いた可視化方法によればこれらの指向性をはじめ、干渉や回折のようすを詳細に把握することができる。また、計算結果と測定結果とが、いずれの場合にもかなりよく一致している。この場合、短辺と長辺とをエッジとするそれぞれの回折波に対して、 $kr_{sj}=13.68$ 及び 10.19 とかなり大きくなっており、式(1)の条件の $kr_{sj} \gg 1$ は十分満足されていると考えられる。さらに周波数が高くなり指向性が複雑となった場合の例として、中心周波数 6300 Hz の 1/3 オクターブバンドノイズを、それぞれ、同位相及び逆位相で入力した場合の結果を図-13 及び図-14 に示す。指向性は 3150 Hz の場合よりさらに複雑となっているが、やはり計算結果と測定結果とが実によく一致している。この場合の長辺方向と短辺方向に対する kr_{sj} の値はそれぞれ 27.36 及び 20.37 とさらに大きくなっている。

以上の結果から総合的に考えると、1 面放射の場合には背面領域で音圧レベルが多少低めに計算されるが、使用した 2 種類のエンクロージャモデルに対して、少なくとも 500 Hz 以上の周波数に対して Pierce の近似式はかなりの精度で適用できるものと考えられる。ここで、式(1)に

エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件

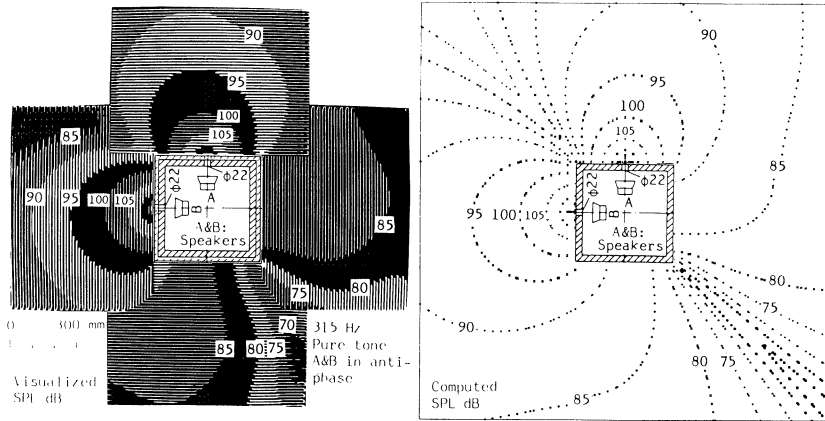


図-9 315Hzの純音による2面放射モデル周囲の音圧レベル分布
：逆位相入力

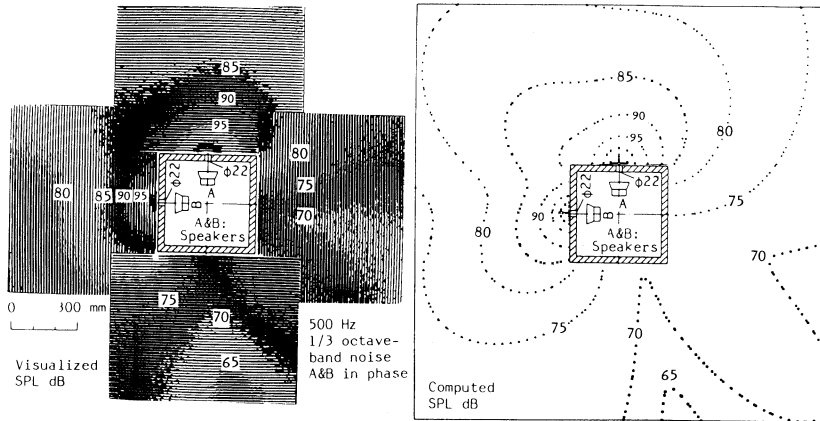


図-10 中心周波数500Hzの1/3オクターブバンドノイズによる
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：同位相入力

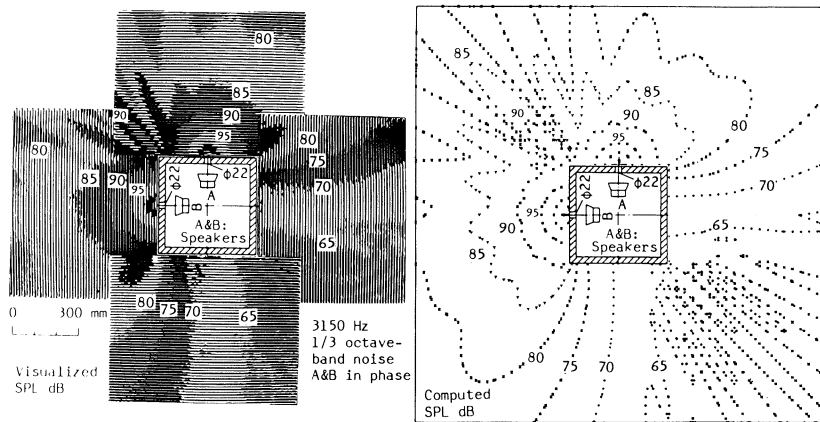


図-11 中心周波数3150Hzの1/3オクターブバンドノイズによる
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：同位相入力

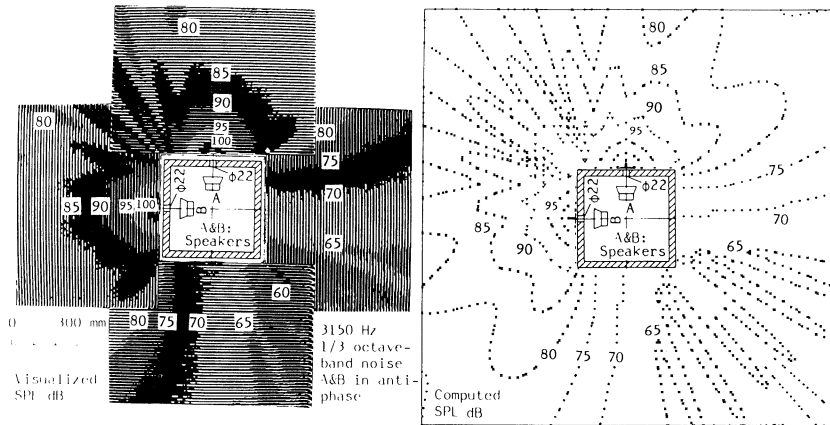


図-12 中心周波数3150Hzの1/3オクターブバンドノイズによる
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：逆位相入力

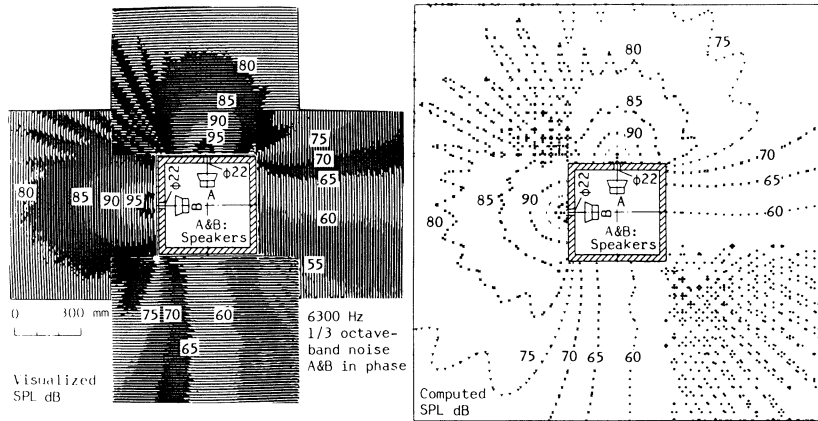


図-13 中心周波数6300Hzの1/3オクターブバンドノイズによる
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：同位相入力

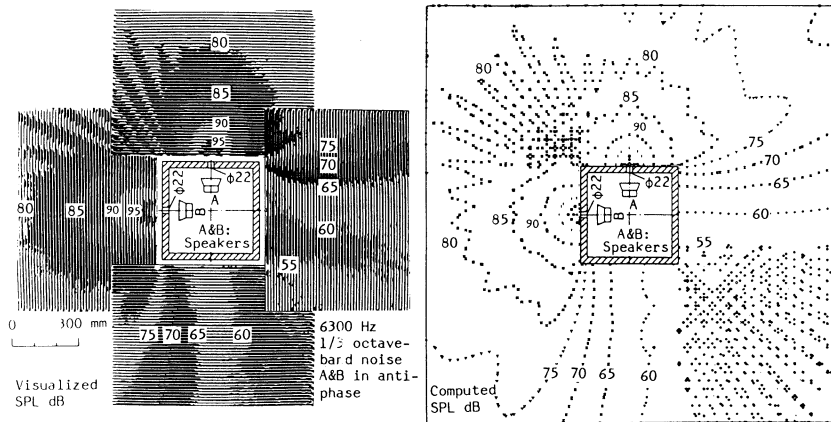


図-14 中心周波数6300Hzの1/3オクターブバンドノイズによる
2面放射モデル周囲の音圧レベル分布：逆位相入力

よる条件, すなわち, kr_{sj} , kr_j , $kw_{jt} \gg 1$ について考察する。エンクロージャモデルでは $w_{jt} > r_{sj}$ となっているため, $kr_{sj} \gg 1$ 及び $kr_j \gg 1$ の条件について考える。 kr_{sj} については 500 Hz 以上の周波数に対する結果から, $kr_{sj} > 2$ としてよいと考えられる。また, 測定点とエッジとの距離 r_j についての条件 $kr_j \gg 1$ については, 図-10~図-14 の結果から明らかなように, 実際には r_j がわずか数 cm の距離の場合でも計算値と測定値とがよく一致している。これらの結果から考えると, 式(1)の条件は少なくとも次式(19)が成り立てば十分であると考えられる。すなわち,

$$kr_{sj}, kr_j, kw_{jt} > 2 \quad (19)$$

波長を λ で表わすと $k = 2\pi/\lambda$ であるから式(19)は式(20)のように表わすこともできる。

$$r_{sj}, r_j, w_{jt} > \lambda/3 \quad (20)$$

5. 結 言

円孔による 1 面放射及び 2 面放射形の直方体エンクロージャ周囲の回折音場を Pierce の近似式を適用して求め, 音場の可視化方法による測定結果との比較により, 用いた近似式の適用条件について検討を行なった。その結果, 次のような結論を得た。

- (1) エンクロージャの各エッジから音源と観測点とに至るそれぞれの距離及び各エッジ間の距離が $1/3$ 波長よりも大きければ, 有限長のエンクロージャ周囲の回折音場に対しても, Pierce の近似式は十分な精度で適用できる。
- (2) 1 面放射のエンクロージャの場合, 放射面の向い合った 2 組のエッジを回るそれぞれの回折波について, (1)の条件が成り立つとき, 1 組のエッジによる回折波のみを考慮するだけでも, 背面領域で多少低めに計算されることを除けば, 全体的に測定値とよく一致した結果が得られる。また, 2 面放射の場合にはエンクロージャ周囲の全領域に対して, かなり精度の高い結果が得られる。
- (3) 考案した音場の自動可視化測定方法によれば, 複雑な指向性の音源に対しても, 音圧レベル分布が定量的に求められ, 干渉や回折による音場の特性が詳細に把握できることが確認できた。

終りに, 本研究は昭和 56 年文部省科学研究費補助金, 一般研究(c)の補助を受けて行なった研究の一部であることを付記する。

(昭和 59 年 5 月 16 日 受理)

文 献

- 1) Macdonald, H. M. : Proc. London Math. Soc. 14, 410 (1915)
- 2) Pierce, A. D. : J. Acoust. Soc. Am. 55, (4) 941 (1974)
- 3) Keller, J. B. : J. Opt. Soc. Am. 52, 116 (1962)

西 田 公 至

- 4) 川井孝雄：日本音響学会誌 34, (7) 369 (1978)
- 5) Abramowitz, M. and Stegun, I. A. : Handbook of Mathematical Function 302 (Dover, 1972)
- 6) 西田公至, 飛瀬 修：精密機械 49, (12) 1620 (1983)
- 7) 早坂寿雄, 吉川昭吉郎：音響振動論 618 (丸善, 1974)

音場の可視化方法によるボルト接合長方形板の 振動モードの測定

西 田 公 至・高 仲 文 成*・丸 山 朗*

Measurement of Vibration Modes of a Bolted Rectangular Plate by a Sound Visualization Method

Kohshi NISHIDA, Fuminari TAKANAKA and Akira MARUYAMA

Abstract

This paper deals with theoretically and experimentally the relation between the sound field radiated from a rectangular plate with bolted support along all four edges and the mode of vibration of the plate. The computation of the radiated sound field is based on the Huygens-Rayleigh integral and the assumption that the deflection function of the bolted plate is expressed approximately by that of a plate with simple or clamped support on all four edges. The measurement of the radiated sound is performed by the photographical sound visualization method used as a trial, in which three colored light emitting diodes are used, which go on and off according to the magnitude of sound pressure level.

The results may be summarized as follows : (1) The distribution of sound pressure level measured in a scanning plane parallel to the rectangular plate vibrating in a mode shape shows a similar tendency to that of deflection amplitude of the plate. (2) It was confirmed theoretically and experimentally that even the higher modes of a rectangular plate could be measured, without touching the plate, by the sound visualization method. (3) Only doubly symmetric modes can be excited by the exciting method using a loud speaker.

1. 緒 言

一般に、機器の振動問題を解決するための診断として、対象とする機器の固有振動数及び振動モードなどの振動特性を測定することが行われる。この場合、構造全体の特性と同時に、構造要素の特性についても測定が行われる。構造体の振動モードの測定に関しては、従来の基準点に対する任意の位置での振幅及び位相差を順次測定して、振動モードの節線等を求める方法では測定精度に問題が残る。特に、加速度ピックアップ重量の影響が無視できないような場合には測定が不可能となる。又、レーザホログラフィの応用¹⁾によれば振動モード全体の様子を一

* 大学院工学研究科・機械工学専攻

度に観測できるが、測定対象の大きさに制限がある。あらたな一つの方法として、振動体表面の近接音場の指向性は振動モードに依存すると考えられることから、振動体表面からの放射音による振動モードの非接触測定方法が考えられる。この場合、振動体表面の近接音場の音圧レベル分布など音場の特性を詳細に、しかも容易に求め得る音響測定方法が必要となる。よく用いられている多点測定により等音圧レベル分布のコンターを求める方法では多くの労力を要し、また複雑な指向性のある音場の場合には精度のよい測定を行なうことができない。音響ホログラフィ²⁾や音響インテンシティ計測による音の流れのベクトルマップ³⁾等の応用も考えられるが、いずれも計算機による演算処理を行なうため一定の設備が必要となる。

本研究では、機器の構造要素として最も広く用いられている長方形板を対象として、長方形板の振動により形成される板面近傍の音圧レベル分布と振動モードとの関係を計算と発光ダイオードを用いた音場の自動可視化方法による実験の両面から検討し、放射音による振動モードの非接触測定法について検討を行なった。

2. 実験方法

実験に用いた長方形板は外形寸法 300×400 mm、厚さ 3 mm の鋼板で、長辺と短辺の周辺に沿って、それぞれ 7 本及び 5 本の M 4 のボルトにより一様な締付けトルクで加振装置に接合される。加振装置は、図-1 に示すように、厚さ 19 mm の鋼板溶接構造のエンクロージャの一面に長方形板をボルト接合し、内部に設けたスピーカにより空気加振する構造となっている。スピーカには 20 cm ハイコンプライアンス・ウーファ (FW 200) を使用し、1 W の正弦波入力を用いた。この加振装置はターンテーブル上に設けた架台の上に防振ゴムを介して設置される。長方形板の固有振動数及び振動加速度などの振動測定は加速度ピックアップによる。

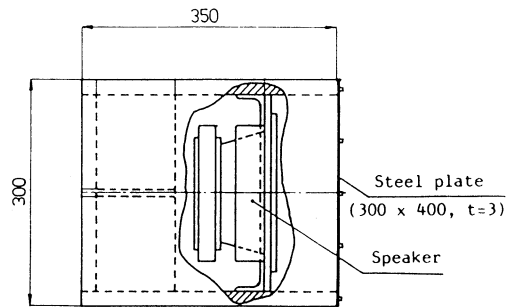


図-1 長方形板の加振装置

この加振装置はターンテーブル上に設けた架台の上に防振ゴムを介して設置される。長方形板の固有振動数及び振動加速度などの振動測定は加速度ピックアップによる。

振動する長方形板から放射される音場の音圧レベル分布の測定方法としては、試作による LED 走査式自動音場可視化装置⁴⁾を用いて、走査平面内の音圧レベル分布を自動的に連続して測定し、音圧レベル分布を定量的に可視化する方法を用いた。この装置は 3 色 (赤, 黄, 緑) の発光ダイオード (LED) を取り付けたマイクロホン直交する 3 軸方向に走査させるためのマイクロホン自動走査装置、3 色の発光ダイオードを 5 dB ごとの音圧レベルの大きさに従って順次反復点減させるための LED 式音圧レベル表示装置及び音圧レベルの大きさに従って変化する 3 色の発光ダイオードの光の軌跡を記録するための写真撮影装置とから成っている。

音場の可視化方法によるボルト接合長方形板の振動モードの測定

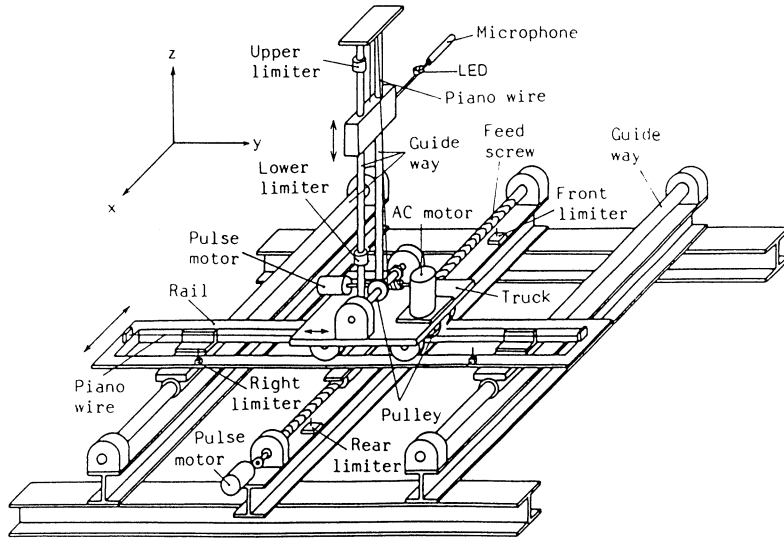


図-2 マイクロホン自動走査装置

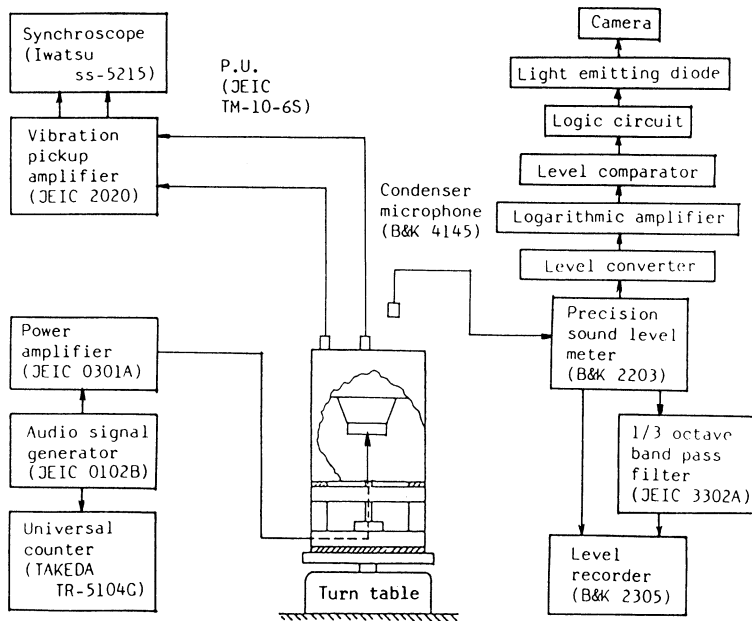


図-3 振動及び音場の可視化測定系

図-2にマイクロホン自動走査装置の概略を示す。

長方形板の振動モードと音圧レベル分布との対応関係を調べるためのマイクロホンによる走査平面は、長方形板の板面から一定距離はなれた、板面に平行な平面内に設けた。また振動モードと対応した放射空間の指向性及び音圧レベル分布の状態を検討するために、長方形板の中心

を通り、辺に平行な垂直平面内においても音圧レベル分布の可視化測定を行なった。図-3に振動と音場の可視化測定系を示す。

3. 放射音場の計算

長方形板の振動による放射音場と振動モードとの関係を検討するために、長方形板がある振動状態にあるときの放射音場を計算によって求めておく。板面上の微小面素を1つの点音源と考え、長方形板全体を分布点音源の集合として表わす。それぞれの点音源から放射される音は長方形板を含む半無限空間のみに伝搬すると仮定し、回折及び周囲からの反射の影響を無視すると、放射音場の音圧は Huygens-Rayleigh の積分⁵⁾によって式(1)のように表わされる。座標系は長方形板の一つの頂点を原点にとり、長辺方向と短辺方向とをそれぞれ、 x 軸、 y 軸とする。

$$p = \frac{j\omega\rho_a}{2\pi} \int_s \frac{v(x, y)}{r} e^{j(\omega t - kr)} dS \quad (1)$$

ここに、 p は観測点の音圧、 $j = \sqrt{-1}$ 、 ρ_a は空気密度、 ω は角振動数、 $v(x, y)$ は板面上の点(x, y)における速度振幅、 r は板面上の点(x, y)における微小面素 ds と観測点の距離、 s は板の面積、 t は時間、 k は波長定数で音速を c とすると $k = \omega/c$ と表わされる。式(1)から明らかのように、一般に板の振動による放射音場の音圧は板の振動数と任意の点での速度振幅が明らかとなれば求められる。長方形板がモード数(m, n)の正規モードで振動している場合、速度振幅はこのときの変位関数 W_{mn} 及び固有角振動数 ω_{mn} により、 A_{mn} を定数として式(2)のように表わされる。

$$v(x, y) = j\omega_{mn} A_{mn} W_{mn}(x, y) \quad (2)$$

変位関数及び固有角振動数は長方形板の周辺の支持条件に依存する。支持条件がボルト接合である場合には、実際に長方形板の振動解を求めるのは困難である。しかし、ボルト接合による長方形板の振動は全周単純支持による場合と全周固定支持による場合の中間の状態となると考えられることから、ここではボルト接合の場合の変位関数を近似的に単純支持及び固定支持の場合の変位関数によって表わし、それぞれを用いた場合の結果について検討する。まずはじめに、全周単純支持の長方形板に作用する強制力としての音圧は板面に一様に、しかも一定振幅の正弦波として作用するものと仮定し、また変位速度に比例した粘性減衰が働くと仮定する。この場合の平板の振動方程式は式(3)により表わされる。

$$D\nabla^4 w + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial w}{\partial t} = p_0 e^{j\omega t} \quad (3)$$

ここに、 $D = Eh^3/12(1 - \nu^2)$ は板の曲げ剛性、 E は縦弾性係数、 h は板厚、 ν はポアソン比、 w は板のたわみ、 ρ は板の体積密度、 μ は粘性減衰係数、 p_0 は単位面積に作用する音圧の振幅を表わす。式(3)の定常振動解は容易に求まり式(4)のように表わされる。

$$w = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} C_{mn} W_{mn}(x, y) e^{i(\omega t - \delta_{mn})} \quad (4)$$

ここに、

$$W_{mn}(x, y) = \sin \frac{m\pi x}{a} \cdot \sin \frac{n\pi y}{b}$$

$$C_{mn} = \frac{4p_0(1 - \cos m\pi)(1 - \cos n\pi)}{mn\pi^2 \rho h \sqrt{(\omega_{mn}^2 - \omega^2)^2 + \mu\omega/\rho h^2}}$$

$$\omega_{mn} = \pi^2 \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \sqrt{\frac{D}{\rho h}}$$

$$\tan \delta_{mn} = \frac{\mu\omega}{\rho h (\omega_{mn}^2 - \omega^2)}$$

ここで、 a 、 b はそれぞれ長方形板の長辺と短辺の長さを表わす。式(4)から明らかなように強制振動による変位関数 $W_{mn}(x, y)$ は固有振動解のモード (m 、 n) の変位関数と同じとなる。しかし、このような様な音圧による加振方法の場合には、式(4)の係数 C_{mn} の式は、モード数 m 又は n が偶数のときは C_{mn} は 0 となり、 m と n が共に奇数となる振動モードのみが存在し得ることを示している。単純支持を仮定した場合の音場の計算では、式(4)における変位関数を用い、式(2)を用いるさいの固有振動数 ω_{mn} 及び係数 A_{mn} は測定によって定める。

次に、全周固定支持の場合の長方形板による放射音場の計算方法について述べる。全周が固定支持された長方形板についての固有振動の厳密解は得られていない。近似解としては、振動方程式と境界条件をともに満すものとして Levy 解⁹⁾があるが煩雑となるため、ここでは両端固定はりの変位関数を利用した合成による変位関数で長方形板の変位関数を近似し、レイリー・リッツの方法により固有振動数を求める方法を用いる。この合成変位関数は、長方形板の任意の点を通り、各辺に平行な単位幅の2つの直交する固定はりを考え、それぞれの固定はりの変位関数の積として表わしたものである。全周単純支持の長方形板の場合には厳密解の変位関数と合成はりによるものとが一致する⁷⁾。しかし、固定支持の場合の合成変位関数は境界条件は満足するが、振動方程式は満さない近似関数となる。以上の考え方により、全周固定支持の長方形板の変位関数は既知の固定はりの解を用いて次のように式(5)で表わされる。

$$W_{mn}(x, y) = (S_m(a) C_m(x) - C_m(a) S_m(x)) (S_n(b) C_n(y) - C_n(b) S_n(y)) \quad (5)$$

$$\text{ここに、} \quad S_i(x) = \sinh \theta_i x - \sin \theta_i x$$

$$C_i(x) = \cosh \theta_i x - \cos \theta_i x$$

と表わされ、式(5)における $\theta_m a$ 及び $\theta_n b$ は固定はりの振動数方程式(6)

$$1 - \cosh x \cdot \cos x = 0 \quad (6)$$

の根を表わす。音場の計算にさいしては、式(6)で表わされる変位関数を式(2)に用いて単純支持の場合と同様に行なう。

4. 結果及び考察

実験に用いたボルト接合による長方形板の固有振動数の測定値は、表-1に示した結果から明らかなように、単純支持の場合の計算値と固定支持の場合の計算値との間にあることがわかる。従って、ボルト接合による長方形板の振動状態は全周単純支持による場合と全周固定支持による場合の中間の状態にあるといえる。ボルト接合による長方形板が振動モードの相違によって形成する放射音場の例を図-4に示す。この結果は、長方形板の中心を通り、板面に垂直で長辺に平行な平面内の音圧レベル分布を可視化測定したもので、実際には5 dB ほどの音圧レベル分布が赤黄緑の鮮明なカラー写真として得られている。図から明らかなように、モー

表-1 長方形板の支持条件の相違による固有振動数の比較

Mode (m,n)	Calculated (Simple support)		Calculated (Clamped support)		Measured (Bolted support)
	$\omega_n/\sqrt{D/\rho h a^2 b^2}$	Natural frequency	$\omega_n/\sqrt{D/\rho h a^2 b^2}$	Natural frequency	Natural frequency
(1, 1)	20.78	163.10	38.99	306.06	275
(3, 1)	77.93	611.64	105.10	824.94	746
(1, 3)	129.87	1019.38	174.93	1373.05	1280
(3, 3)	187.02	1467.91	234.79	1842.88	1566
(5, 3)	301.31	2364.98	356.11	2795.15	2520
(1, 5)	348.06	2731.91	420.62	3301.44	2932
(3, 5)	405.20	3180.45	479.63	3764.58	3344
(9, 1)	592.23	4648.45	661.06	5188.66	4669

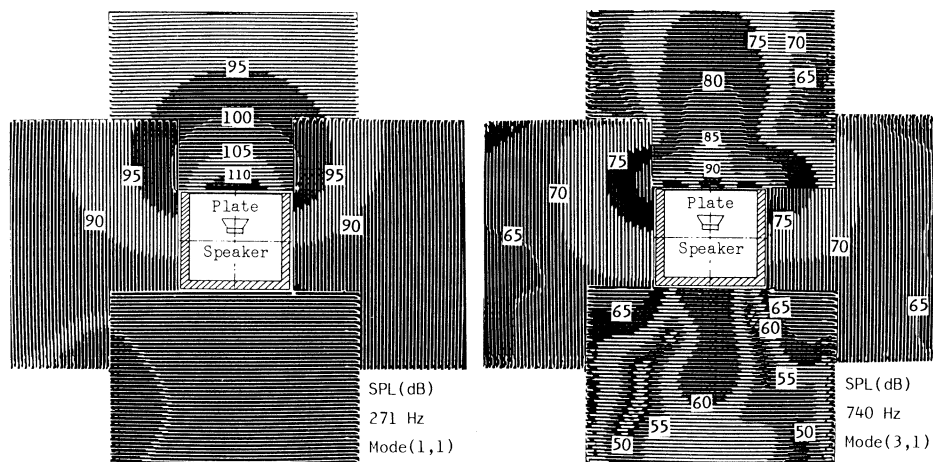


図-4 長方形板の振動モードの相違による放射音場の可視化

ド(1, 1)の場合には、板の中心に1個の点音源がある場合と類似して、音はほぼ半球面状に放射されている。また、モード(3, 1)の場合には、長方形板は短辺に平行な2本の節線によってほぼ3等分された状態となっており、中央部は両側の部分と逆位相となって振動している。このため、両側部分と中央部とからは逆位相の音が放射され、干渉して弱まるために全体的に放射パワーは小さくなる。しかし、板面近傍の音場では、節線によって分割された長方形板の各領域が、それぞれ独立なモード(1, 1)の小さな長方形板に対応した音場を形成しているとみることができる。従って、図-4から明らかなように、長方形板の振動モードと放射音場との対応関係をみるためには、板面近傍での、板面に平行な走査平面内の音圧レベル分布を対象とすればよいことがわかる。振動モードが(1, 1)と(3, 3)の場合を例にとり、板面から10 mmの距離にとった走査平面内の音圧レベル分布の可視化結果と単純支持及び固定支持の条件のもとに計算で求めた音圧レベル分布及び振動形との比較を図-5に示す。音圧レベル分布の計算では、長方形板の2辺を各々20等分し、対応する走査平面は100×100個の格子に分割して数値計算により、格子点の音圧レベルを5 dBごとの分布として表示している。また、振動形の計算では、長方形板の2辺をそれぞれ2 mmごとに分割し、131×181個の正方形要素の中心点(x, y)に対して、式(7)

$$W_i - 0.05 \leq W_{mn}(x, y) \leq W_i + 0.05 \quad (7)$$

ここに、 $W_i = (0, \pm 0.25, \pm 0.50, \pm 0.75)$

を満す領域ごとに等変位線として表示している。ただし、変位関数の最大値を1とした W_{mn} について計算している。この結果によると、いずれの場合も単純支持の場合には、全体的に変位振幅は固定支持の場合より大きく、特に長方形板の周辺部ではその差が大きくなっている。この両者の振幅の相違は音圧レベル分布の計算結果にも現われている。すなわち、単純支持による場合の楕円状に現われている一定の音圧レベル領域は固定支持による場合よりも拡大している。このことは同一の振動モードに対して、単純支持の仮定による変位関数を用いると、固定支持の変位関数を仮定した場合よりも音の放射が大きく計算されることを示している。図5の例では、可視化によって得られた音圧レベル分布は固定支持を仮定した場合の計算結果に近い状態となっている。基本的には、長方形板の周辺の境界と節線とにより分けられたそれぞれの領域に対して、音圧レベル分布が楕円状の閉曲線として測定され、しかもその中心部で音圧レベルは高く、また、節線部と境界部とでは音圧レベルが小さく測定されるといえる。従って、振動している板面近傍の音圧レベル分布を測定することにより、板の振動モードを求めることが可能であるといえる。総合的にみても、測定及び計算による近接音場の音圧レベル分布の状態と振動モードに対する等しい変位の分布状態とがよく対応しているといえる。図-6に高次の振動モードに対する板面近傍での音圧レベル分布の可視化測定結果の例をあげる。図にはモードが連成している場合の例をも示した。この結果から明らかなように、音場の可視化

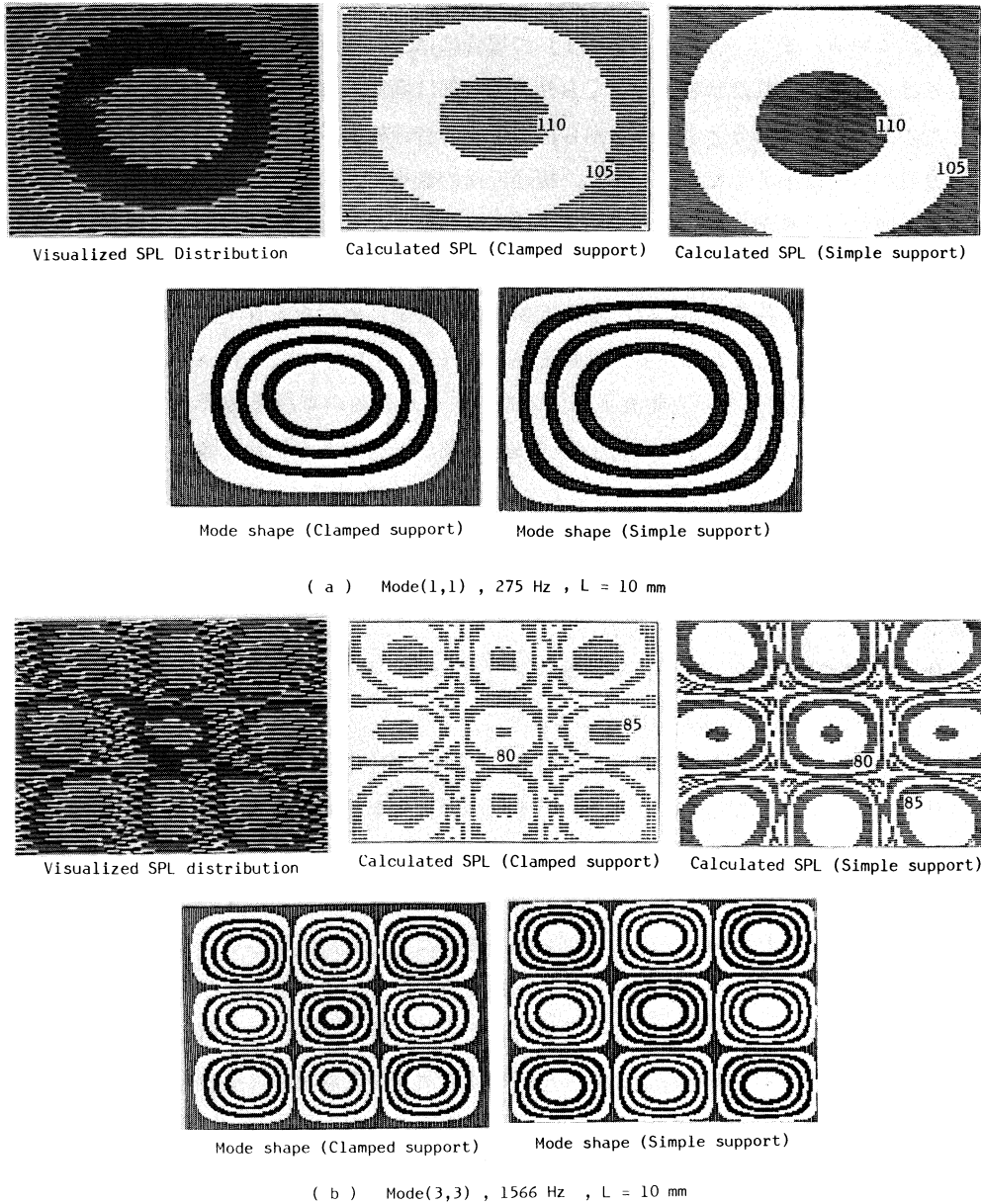


図-5 長方形板の振動モードと音圧レベル分布の比較

方法により、かなり高次の振動モードをも測定できることがわかる。

6. 結 言

ボルト接合した長方形板による放射音場の特性と振動モードとの対応関係を発光ダイオード

音場の可視化方法によるボルト 接合長方形板の振動モードの測定

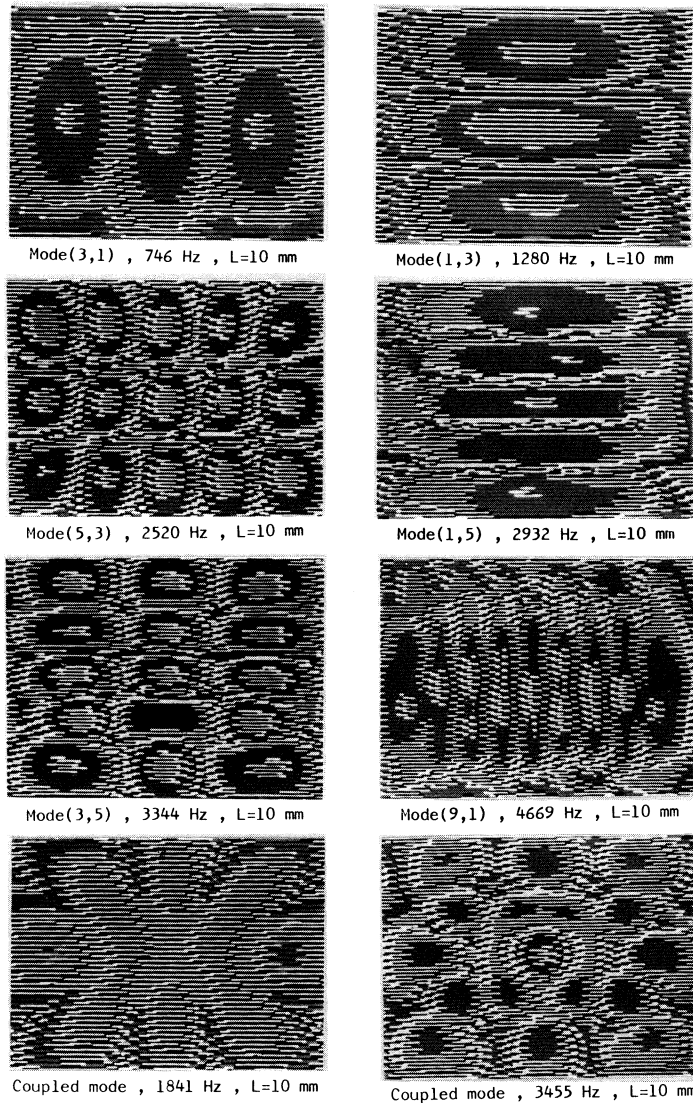


図-6 長方形板の高次の振動モードに対する板面近傍の音場の可視化

を用いた音場の可視化測定と計算とにより検討した。その結果、次のような結論が得られた。

- (1) 使用した加振方法による長方形板の振動ではモード数 m 及び n がともに奇数となる場合の振動のみが励起される。
- (2) 長方形板周辺の境界と節線とにより分けられたそれぞれの小領域に対する板面近傍での音圧レベル分布は、詳細な可視化測定の結果から、それらの小領域のみによる放射音の影響を強く受けて形成されているといえる。

- (3) 板の振動モードは板面近傍での、板面に平行な走査平面内での音圧レベル分布の測定により求めることができる。
- (4) 用いた音場の可視化測定方法によれば、高次の振動モードをも測定することができることが明らかとなった。

(昭和 59 年 5 月 16 日 受理)

文 献

- 1) 例えば, 古賀達蔵: 機械の研究 29, (10) 1161 (1977)
- 2) 例えば, 梅沢清彦: 機械の研究 30, (3) 359 (1978)
- 3) 西田公至, 岩倉正雄: 昭和 59 年度精機学会春季大会学術講演会論文集 365 (1984)
- 4) 西田公至, 飛瀬 修: 精密機械 49, (12) 1620 (1983)
- 5) Skudrzyk, E.: The Foundation of Acoustics p. 594 (Springer-Verlag, N. Y. 1971)
- 6) Gorman, D. J.: Free Vibration Analysis of Rectangular Plates p. 68 (Elsevier, 1982)
- 7) Harris, C. M, and Crede, C. E.: Shock and Vibration Handbook p. 7-29 (Mc Graw-Hill, 1976)

High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion

(Experimental Results for Water)

Kazuo MAENO, Akihiro YAMAZAKI and Yutaka HANAOKA

Abstract

Experimental study on water flow in capillary tubes with straight, bent, or coiled portion is conducted. Stainless tubes with nominal diameter of 0.5mm, 0.25mm, and 0.1mm are examined at several temperatures. Reynolds number ranges from 30 to 16000, where maximum velocity becomes up to 30m/s. Pressure loss of test piece and discharge flow rate are measured to be compared with the results from previous studies. In spite of considerable roughnesses of capillary inner surface, measured data do not indicate roughness effect explicitly. Laminar friction factors for coiled tubes show the clear dependence on the number of turns in the coil, which cannot be explained by previous studies. Empirical equations for examined capillary contours are obtained.

NOMENCLATURE

- A : Tube cross sectional area
- a : Tube inner radius
- D : Tube inner diameter
- g : Gravitational acceleration
- H : Total head loss
- ΔH_a : Head loss in entrance region
- $\Delta H'$: Head loss in recovery region
- Δh : Head loss in curved portion
- K_t : Dean number $\{= Re(a/R)^{1/2}\}$
- K_t : Turbulent characteristic number $\{= Re(a/R)^2\}$
- k_s : Roughness
- L : Tube length
- L_a : Length of entrance region
- l : Length of curved axis
- N : Number of turns in the coil
- p : Pressure difference between both sides of tube
- Q : Weight flow rate
- R : Radius of curvature at curved tube axis
- Re : Reynolds number

T : Water temperature
 v : Average velocity
 v_* : Friction velocity
 α : Coefficient (Eq. 16)
 ε : Relative roughness
 ξ : Loss coefficient in curved tube
 θ : Turning angle of curved tube
 λ : Friction factor
 ν : Kinematic viscosity
 ξ : Loss coefficient of entrance region
 ρ : Density

Subscript and Superscript

a : Entrance l : Laminar
 b : Bend tube t : Turbulent
 c : Coil
 s : Straight tube

1 . INTRODUCTION

The behavior of flow in pipes and ducts has been the important objective of many fluid dynamical reseraches.^{1),2)} Especially for the flow in curved tubes, problems of friction losses and flow pattern have been extensively investigated since the 1920's.^{3),4),5)} In curved tubes originated is the secondary circulating flow in the plane containing the line of curvature center by centrifugal force difference between the inward flow and outer flow region adjacent to the wall. With these secondary spiral pair flows, pipe frictional loss shows the greater value than in the straight tube. According to the results of previous studies, the friction factor λ_c of curved tube can be specified by Dean number $K_t = Re (a/R)^{1/2}$ in laminar flow region and by characteristic number $K_t = Re (a/R)^2$ when the flow is turbulent.

These systematical investigations, however, have been restricted to relatively large tube diameters ($D \geq 1\text{mm}$). Except for the capillary tube flow of low Reynolds number in viscosity measurement or in bioengineering study, neither experimental nor analytical researches has been adequate for the flow in tubes with small diameter ($D < 1\text{mm}$).

In connection to the space technology, curved capillary tube is commonly utilized as propellant feed tube⁶⁾ of hydrazine thruster⁷⁾ for attitude control equipped to spacecrafts, satellites in geosynchronous orbit, and so forth. Propellant (liquid hydrazine) is fed through this capillary tube to thermal and catalytic decomposition chamber by high-pressurized N_2 gas. This tube is contrived to shield from high-temperature effect of chamber, and to stabilize the feed conditions of N_2 blowdown in restricted room.

In this paper an experimental investigation on water flow in capillary tube is con-

ducted, as the fluid dynamical properties of water resemble to those of hydrazine. Stainless tubes (SUS 304) with nominal diameter of 0.5mm, 0.25mm, and 0.1mm are employed, and Reynolds number ranges from 30 to 16000. Each tube is re-formed to straight, bend, coil or combined shaped test piece for the measurement of pressure loss and discharged flow rate. Measured data are compared with the results for tube of usual diameter.^{1,2)} The maximum water temperature of the measured data is 60°C.

2. MEASUREMENTS

2-1. Hydrazine and Water

For the thruster of gas jet type, which is utilized to control the attitude of station-keeping satellite, hydrazine and its combinations are usually employed as propellant. Table 1 shows the properties of hydrazine, its combinations, and water. In Tables 2 and

Table 1 Properties of Hydrazine and Water

Fluids	Hydrazine	Hydrazine Hydrate	Unsym.-Dimethyl Hydrazine	Monomethyl Hydrazine	Water
Chemical Formula	N ₂ H ₄	N ₂ H ₄ ·H ₂ O	(CH ₃) ₂ N ₂ H ₂	CH ₃ N ₂ H ₃	H ₂ O
Melting Point [K]	274.69	233.2	215.96	220.76	273.16
Boiling Point [K]	386.66	391.7	336.26	360.66	373.16
Heat of Vaporization [kcal/mol]	10.70	10	8.336	9.468	9.719
Heat of Fusion [kcal/mol]	3.025	-----	2.407	2.491	1.436
Density [g/cm ³] (K)	1.017(283.16) 1.004(298.16)	1.03(294.16)	0.784(298.16)	0.874(298.16)	0.998(293.16)
Heat of Formation (25°C) [kcal/mol]	+12.05	-10.3	+11.3	+13.1	-57.798 (Vapor)
Specific Heat [kcal/kg·°C]	0.75(300.16)	-----	0.638(273.16) 0.652(298.16)	0.699(293.16)	0.998(293.16) 0.997(300.16)
Viscosity Coefficient [cp] (K)	1.29(274.16) 1.12(283.16) 0.97(293.16)	3.5(273.16) 2.0(293.16)	1.7(243.16) 0.78(273.16) 0.51(298.16)	0.893(298.16)	1.792(273.16) 1.002(293.16) 0.892(298.16)
Thermal Conductivity [kcal/m.h.°C]	0.18(300.16)	-----	0.1785(298.16)	-----	0.500(283.16) 0.522(300.16) 0.571(340.16)
Surface Tension [dyn/cm] (K)	91.5(298.16)	-----	-----	-----	72.61(294.16) 71.96(298.16) 71.15(300.16)
Vapor Pressure [mmHg] (K)	76(327.16) 2280(422.16)	-----	41(273.16) 450(323.16)	49.6(298.16) 17.1(323.16)	17.5(293.16) 92.5(323.16)

Table 2 Viscosity and density of hydrazine vs. temperature

Temp.[°C]	Viscosity [cp]	Density[g/cm ³]
0	1.314	1.0258 (0°C)
5	1.207	
10	1.118	
15	1.044	
20	0.974	1.0085 (20°C)
25	0.905	
37.8	0.743	0.980 (50°C)
93.3	0.417	

Table 4 Solubility of N₂ into water

Temperature [°C]	Pressure [atm]	Solubility [molar fraction]
51.5	1	0.0894(x10 ⁻⁴)
	100	7.99(x10 ⁻⁴)
	200	14.54
	300	20.17
102.5	1	0.0797(x10 ⁻⁴) [100°C]
	101	7.77
	201	14.47
	302	20.05

(1 atm = 760mmHg = 1.033kgf/cm²)**Table 3** Temperature and pressure dependence of H₂O properties

Temp.[°C]	Pressure [kgf/cm ²]	Specific Weight [kgf/m ³]	Viscosity [kgf. s/m ²]	Kinematic Viscosity [m ² /s]
0	1	999.9	182.9(x10 ⁻⁶)	1.794(x10 ⁻⁶)
	500	1023.5	171.6	1.644
	1000	1044.9	168.5	1.581
30	1	995.7	81.6(x10 ⁻⁶)	0.8028(x10 ⁻⁶)
	500	1017.3	83.6	0.8059
	1000	1036.3	85.9	0.8129
75	1	974.6	38.9(x10 ⁻⁶)	0.3909(x10 ⁻⁶)
	500	996.0	40.2	0.3958
	1000	1014.2	41.8	0.4042

3 presented are the temperature dependence of viscosity and other properties. It can be noticed from these tables that the fluid dynamical properties of hydrazine are closely akin to those of water, e.g. at 293K hydrazine density is almost 1% greater and its viscosity has less value of about 3% than water. The experimental results for water, therefore, can be applied to the presumption of characteristics of hydrazine tube flow, provided that hydrazine remains in single liquid phase. The solubility of nitrogen in water seems to be negligible as indicated in Table 4, so, its influence is not taken into account.

2-2. Capillary Tube

The microscopic photographs of cross section of capillary tubes are shown in Fig. 1. Being rasped off the outer surface, tube is snapped to be filed its edge cross section by sandpapers of No. 600-1500. It can be seen from these photographs that capillary tubes have considerable roughness on their inner surfaces. With measuring the size of these cross sections, average diameters in Fig. 1 can be estimated, which have the coincidence with equivalent hydraulic diameters obtained by straight tube experiments in laminar region. Based on these average diameters, relative roughnesses of 0.55mm, 0.29mm, and

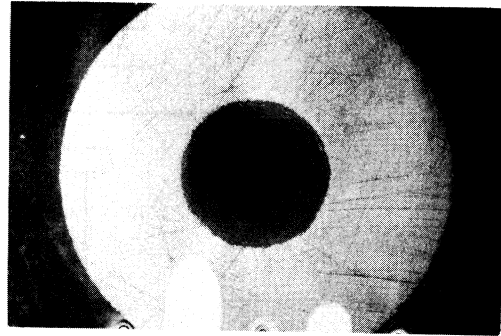
0.115mm tube can be determined to be about 2.5%, 4%, and 7.8%.

The influence of bending and coiling on tube inner diameter is also examined by cross sectional photographs of bent tube. In our measurements, no appreciable deformation of cross sectional shape is observed.

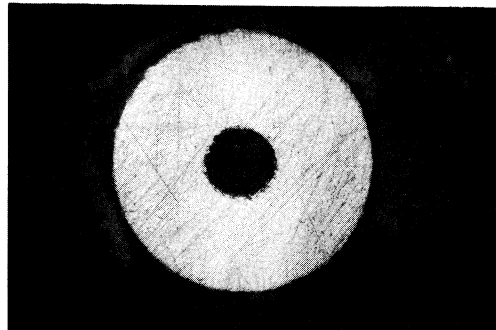
2-3. Experimental Apparatus

Schematic diagram of experimental setup is represented in Fig. 2. Water is supplied from hydrant through a coarse filter into the pressure vessel. The vessel is heated by band heater 1 for water preheating, and N_2 gas from regulator pressurizes the water to assigned range. Pressurized water is further heated up to the adjusted temperature by heater 2. Then it passes from valve 3 through the portion of hot water heat insulation, and filtrated by teflon filter (NRK Uniflon Filter FZ-B, $3-5\mu\text{m}$) before going into the test piece tube. Main piping before the test piece is nylon tube (Nitta-Moore Nylon Tubing, Max. 70 kgf/cm^2). The pressure in the vessel is monitored by Bourdon's gauge 1 (Nagano, $0-25\text{ kgf/cm}^2$, 0.5 class), and water pressure upstream of test piece is also measured by gauge 2 (0.5 class for high pressure range and 1.5 class for low range), together with the temperature measurement by C-A thermocouple and digital multimeter. The discharged water from test tube is received by beaker to be weighed its flow rate by the balance of scales (Murayama, VS-10, F.S. 2010g, 1/20000).

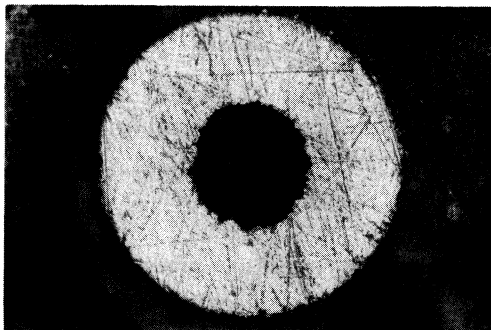
Tube test pieces are fabricated in the following process. Stainless capillary is cut and adjusted its end surface by fine sandpapers from No. 600 to No. 1500. Then it is



1mm
D = 0.55mm
(0.5mm Nominal)



1mm
D = 0.29mm
(0.25mm Nominal)



0.2mm
D = 0.115mm
(0.1mm Nominal)

Fig. 1 Microscopic photographs of capillary tube cross section

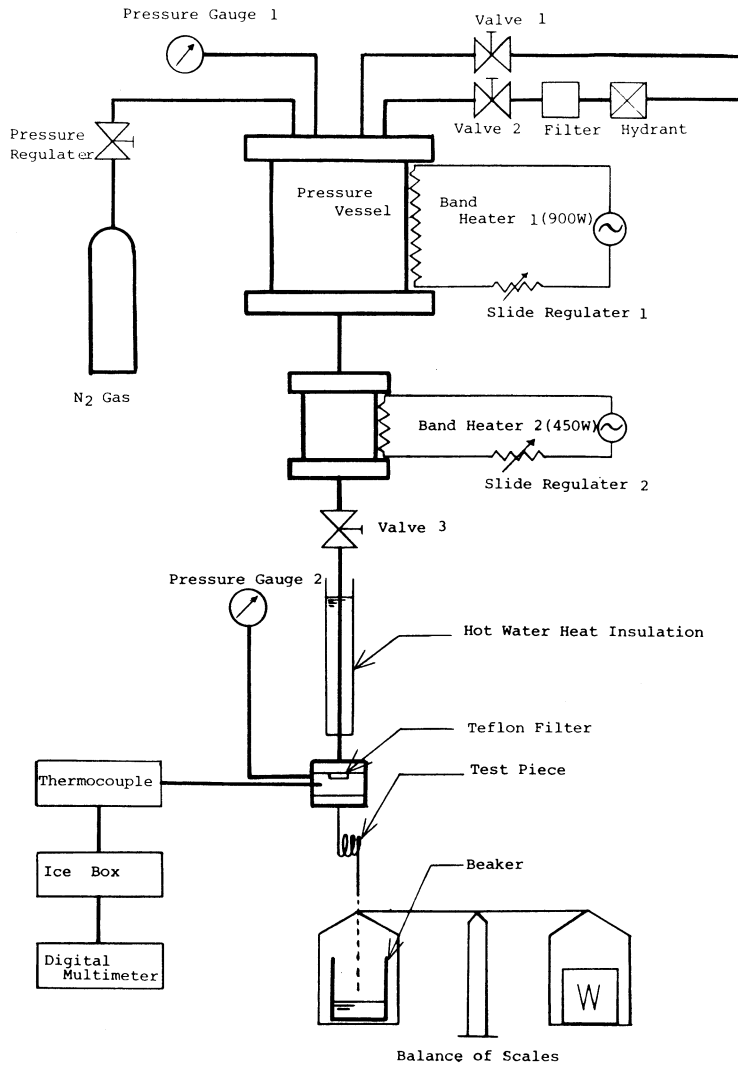


Fig. 2 Schematic diagram of experimental apparatus

equipped with Araldite to tube adapter and measured its length by vernier caliper or scale. Inner surface of test piece is cleaned by usual stainless steel cleaner. And the straight tube is re-formed to have bent or coiled portion with the curvature measured by R-gauge. Figure 3 shows the contour of bent/coiled tubes, and their photographs are presented in Fig. 4. The specifications of typical tubes tested are indicated in Table 5.

2-4. Analysis of Tube Flow Data

In our analysis of measured data, well-known relations for pipe flow can be applied ;

High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion

$$Q = \rho g A v, \quad (1)$$

$$Re = \frac{vD}{\nu} \quad (2)$$

$$H = \lambda \frac{L}{D} \frac{v^2}{2g},$$

(Darcy-Weisbach's Equation) (3)

Laminar ; $\lambda' = \frac{64}{Re}$,

(Hagen-Poiseuille) (4)

Turbulent ; $\lambda' = 0.3164 / Re^{1/4}$,

(Blasius). (5)

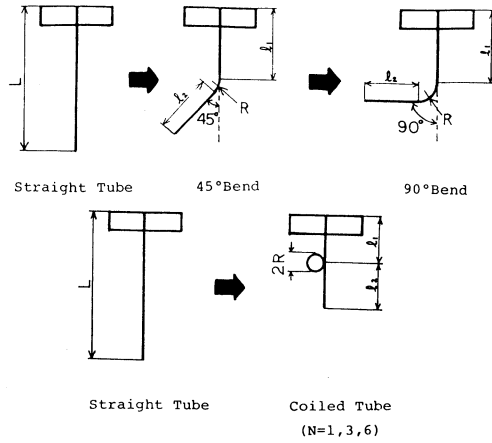


Fig. 3 Capillary tube contours

Table 5 Dimension of typical tubes tested
(a) Straight Tube

<i>D</i>	<i>L</i>	<i>D</i>	<i>L</i>
0.55	52.2	0.29	50.3
0.55	100.4	0.29	99.8
0.55	150.1	0.29	149.0
0.55	199.5	0.29	201.2
0.55	249.8	0.29	250.1
0.55	299.0	0.29	302.3
0.55	507.0	0.29	498.3
0.115	49.2		
0.115	82.1		
0.115	204.8		

(b) 45° Bend

<i>D</i>	<i>L</i>	<i>R</i>	<i>l</i> ₁	<i>l</i> ₂
0.55	299.0	5.0	146.0	149.0
0.29	302.3	5.0	142.0	156.4

(c) 90° Bend

<i>D</i>	<i>L</i>	<i>R</i>	<i>l</i> ₁	<i>l</i> ₂
0.55	299.0	5.0	144.0	147.0
0.29	302.3	5.0	139.5	155.0
0.29	302.3	9.5	151.5	135.9

(d) Coiled Tube

<i>D</i>	<i>L</i>	<i>R</i>	<i>l</i> ₁	<i>l</i> ₂	<i>N</i>	θ	<i>P</i>
0.55	507.0	10.5	79.0	362.0	1	360	3.4
0.55	507.0	10.5	79.0	230.0	3	1080	3.4
0.55	507.0	10.5	79.0	32.2	6	2160	3.4
0.29	498.3	9.9	63.1	373.0	1	360	4.2
0.29	498.3	9.9	63.1	248.6	3	1080	4.2
0.29	498.3	9.9	63.1	62.0	6	2160	4.2
0.29	498.3	6.2	93.1	366.2	1	360	2.6
0.29	498.3	6.2	93.1	288.3	3	1080	2.6
0.29	498.3	6.2	93.1	171.5	6	2160	2.6
0.115	82.1	5.9	38.3	6.7	1	360	1.3

D: Inner Diameter [mm] *N*: Number of Windings θ : Turning Angle [deg.]
P: Coil Pitch [mm]

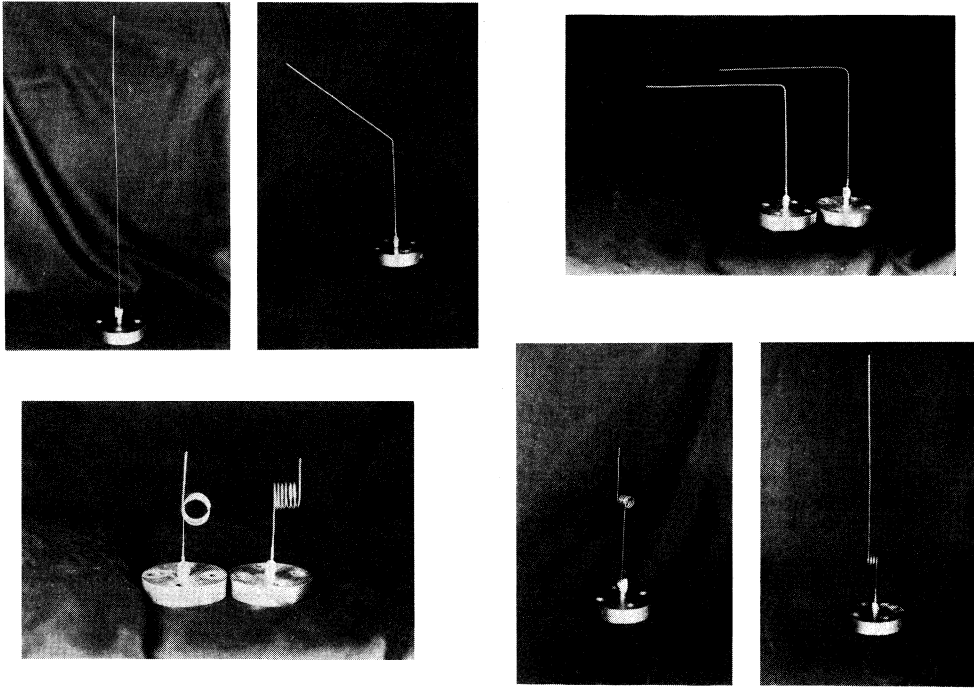


Fig. 4 Photographs of capillary tubes

In capillary experiments direct measurement of velocity distribution is almost impossible without visualization by transparent tube materials. So the results of measurement also require us to have consideration of the length and loss of developing flow in entrance region.

For entrance length L_a of straight capillary, equation from McComas⁹⁾ in laminar range as ;

$$L_a^L = 0.0260 \cdot Re \cdot D, \quad (\text{entrance loss coefficient ; } \xi = 1.33) \quad (6)$$

and analytical relation by Bowlus and Brighton⁹⁾ for turbulent flow as ;

$$L_a^L = (14.25 \log Re - 46.0)D \quad (7)$$

are taken. In addition to these relations, velocity distribution is roughly assumed to be the same as those in laminar Hagen-Poiseuille flow or turbulent 1/7 power law.

The hydraulic head can be expressed in the following manner ;

$$H = \Delta H_a + \lambda_s \frac{L - L_a}{D} \frac{v^2}{2g}, \quad (8)$$

and head loss in the entrance region is given by

$$\Delta H_a = \left(\lambda \frac{L_a}{D} + 1 + \xi \right) \frac{v^2}{2g}. \quad (9)$$

From these equations friction factor for straight tube can be obtained as follows ;
 [Laminar]

$$\lambda_s^l = \frac{D}{L - 0.0260 Re D} \left(\frac{2gH}{v^2} - 64 \times 0.0260 - 1 - \xi \right), \quad (10)$$

$$\xi = 1.33,$$

[Turbulent]

$$\lambda_s^t = \frac{D}{L - (14.25 \log Re - 46.0) D} \left\{ \frac{2gH}{v^2} - \frac{0.3164}{Re^{1/4}} (14.25 \log Re - 46.0) \right\}, \quad (11)$$

$$\xi = 0.06.$$

As regards the curved tube with straight portion, along with the same procedure above applied, recovery length and loss must be considered. Though exact estimation is impossible, because of the lack of velocity distribution data, it may be roughly approximated that the length is equal to entrance length L_a and recovery loss $\Delta H'$ is the friction loss of developed flow (almost no effect). To our regret, the effects of velocity distribution change are neglected.

According to these considerations, total head loss Δh in purely curved region is given as ;

$$\begin{aligned} \Delta h &= H - \Delta H_a - \Delta H' - \lambda_s \frac{L - 2L_a - l}{D} \frac{v^2}{2g} \\ &= H - \left(\lambda \frac{L_a}{D} + 1 + \xi \right) \frac{v^2}{2g} - \lambda \frac{L_a}{D} \frac{v^2}{2g} - \lambda_s \frac{L - 2L_a - l}{D} \frac{v^2}{2g}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$l = \frac{\pi R \theta}{180}. \quad (13)$$

Loss coefficient ξ and friction factor λ_c (λ_b) are ;

$$\xi = \frac{\Delta h}{\left(\frac{v^2}{2g} \right)}, \quad (14)$$

$$\Delta h = \lambda_{\alpha(b)} \frac{l}{D} \frac{v^2}{2g}. \quad (15)$$

Measured data are analyzed by off-line computer (SORD M-23).

With respect to the turbulent flow in bend tubes of smooth inner surface and circular cross section, empirical equations of total loss coefficient by Itō⁽⁵⁾ are reported ;

for $Re \left(\frac{a}{R} \right)^2 < 91$,

$$\xi = 0.00873 \alpha \lambda_c \theta \frac{R}{a}, \quad (16)$$

and for $Re \left(\frac{a}{R}\right)^2 > 91$,

$$\xi = 0.00241 \alpha \theta Re^{-0.17} \left(\frac{R}{a}\right)^{0.84} \quad (17)$$

where the coefficient α is given as follows ;

$$\begin{aligned} [45^\circ \text{ bend}] \quad \alpha &= 1 + 14.2 \left(\frac{R}{a}\right)^{-1.47}, \\ [90^\circ \text{ bend}] \quad \alpha &= 0.95 + 17.2 \left(\frac{R}{a}\right)^{-1.96}, \quad \left[\frac{R}{a} < 19.7\right] \\ \alpha &= 1, \quad \left[\frac{R}{a} > 19.7\right] \\ &\quad \left[\frac{R}{a} > 2, 2 \times 10^4 < Re < 4 \times 10^5\right]. \end{aligned}$$

As regarding the curved tube, systematical researches by Itō^(10, 11, 12) have offered the following equations ;

For laminar range,^(10, 11)

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_s} = \frac{21.5 K_l}{(1.56 + \log K_l)^{5.73}}, \quad (13.5 < K_l < 2 \times 10^3), \quad (18)$$

or

$$\frac{\lambda_c}{\lambda_s} = 0.1008 K_l^{1/2} (1 + 3.945 K_l^{-1/2} + 7.782 K_l^{-1} + \dots), \quad [K_l > 30]. \quad (19)$$

For turbulent range,⁽¹²⁾

$$\lambda_c \left(\frac{R}{a}\right)^{1/2} = 0.029 + 0.304 \{Re \left(\frac{a}{R}\right)^2\}^{-1/4} \quad [0.034 < Re \left(\frac{a}{R}\right)^2 < 300]. \quad (20)$$

Taking account of Equations (16)-(20), our arrangement of measured data is concentrated to find linear relations in logarithmic coordinates between $\lambda_c (R/a)^{1/2}$ and Dean number for laminar flow, or characteristic number $Re (a/R)^2$ for turbulent flow.

3. RESULTS AND DISCUSSION

3-1. Straight Capillary Tube

As preliminary experiments, straight capillaries of different length were examined at room temperature. Figure 5 - (a), (b), (c) show the discharged characteristics. With these results, calculated frictional resistance factors are indicated in Fig. 6 - (a), (b), (c), (d), (e). Friction factors for tubes with 0.55mm diameter indicated in Fig. 6 - (a), (b) show good agreement in laminar region with theory, while somewhat smaller distributions than Blasius' relation in turbulent flow are obtained, which can not be explained enough. Reynolds number ranges up to 16000 where average velocity in capillary becomes about 30m/s and passage duration of water in tube is the order of millisecond. For 0.29mm tubes in Fig. 6 - (c), (d) the transition point from laminar to turbulence shifts to higher Reynolds number range as the tube length becomes shorter. This tendency may concern with the

High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion

entrance length estimation. As regards 0.115mm tubes, only laminar data are obtained as shown in Fig. 6 - (e). It can be seen from Fig. 6 that the hydraulic diameters obtained from microscopic photographs correspond approximately with the results in laminar region.

In connection with temperature dependency of flow characteristics, measured distributions of friction factor for 0.55mm tube are indicated with diverse temperatures in Fig. 7 - (a), (b). From these figures it is recognized that temperature increment results in the extension of Reynolds number to higher range, as kinematic viscosity decreases.

It is well known that in turbulent region roughness of tube surface affects the friction factor. From the measurements described in section 2-2, considerably large relative roughness of 2.5% is observed even in 0.55mm tube, where the strong influence can be surmised as in the Moody plot. In general, for fluid dynamically smooth pipe following relation is given ;

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} - 2 \log \left(\frac{a}{k_s} \right) = 2 \log \left(\frac{k_s v_*}{\nu} \right) + 0.705, \quad (21)$$

$$\left[\frac{k_s v_*}{\nu} \leq 5 \right],$$

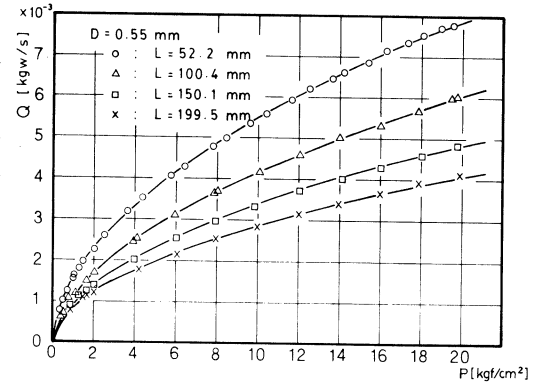
and fluid dynamically rough tube shows ;

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} - 2 \log \left(\frac{a}{k_s} \right) = 1.74, \quad (22)$$

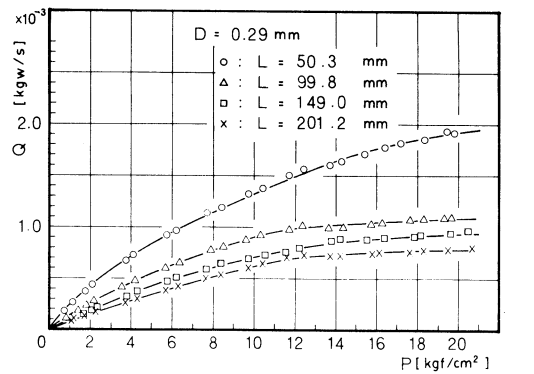
$$\left[\frac{k_s v_*}{\nu} \geq 70 \right].$$

In the transient range, Colebrook's relation is formed ;

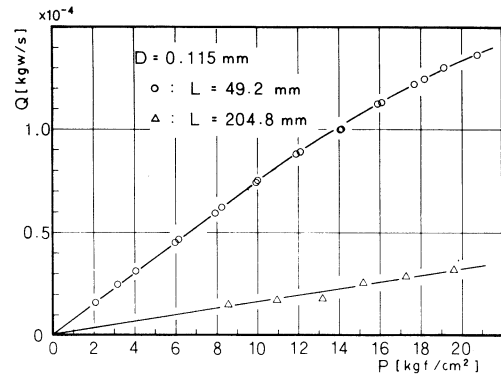
$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \log \left(\frac{\epsilon}{3.7} + \frac{2.51}{Re \sqrt{\lambda}} \right).$$



(a)



(b)



(c)

Fig. 5 Discharged flow rate versus gauge pressure (water of room temperature)

$$\left[5 \leq \frac{v_* k_s}{\nu} \leq 70 \right] \quad (23)$$

It is impossible to obtain the velocity distribution in our capillary, so friction velocity of the measurement is calculated by

$$\frac{v_*}{v} = \sqrt{\frac{\lambda}{8}}, \quad (24)$$

where directly measured friction factor λ is utilized.

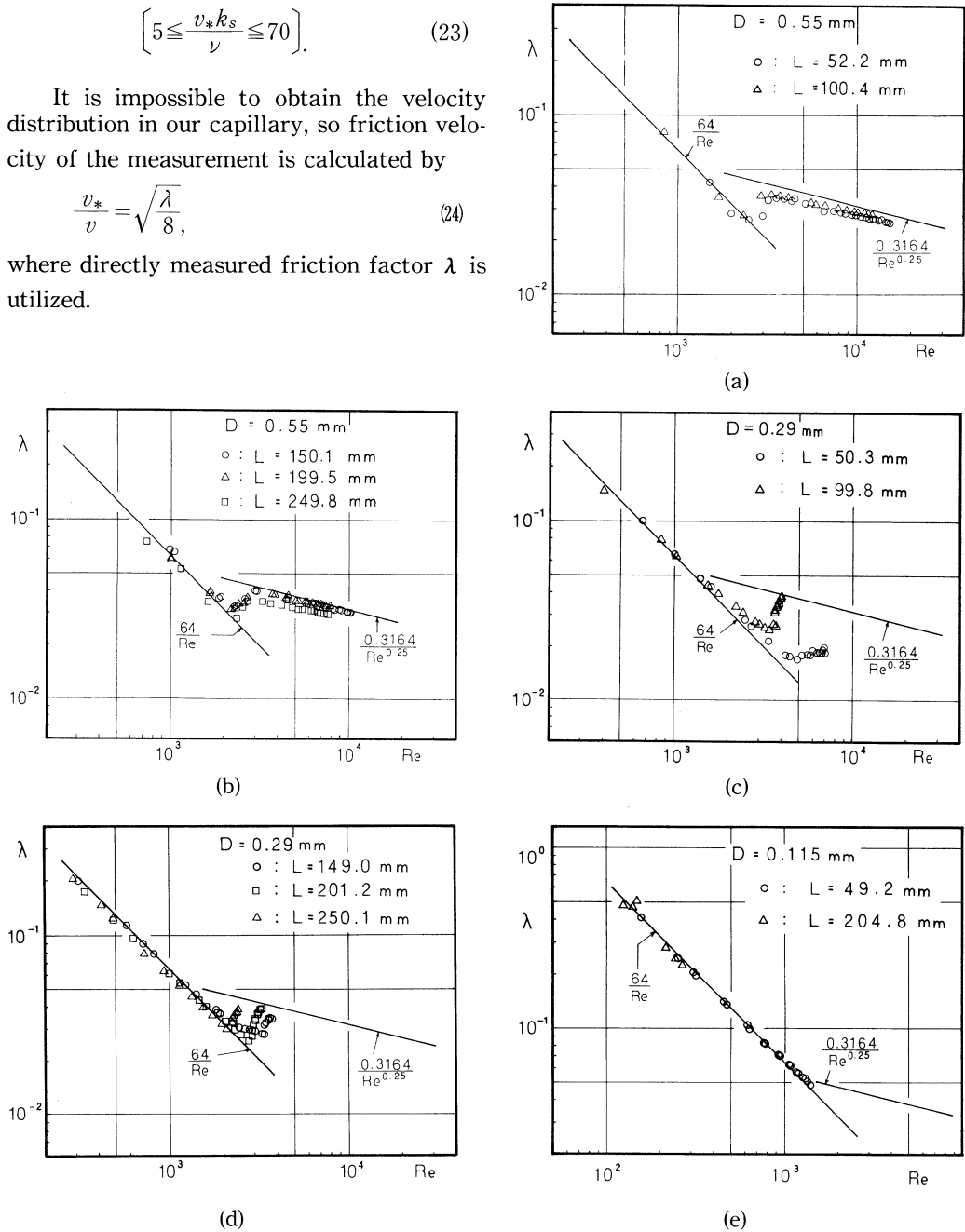


Fig. 6 Frictional resistance factor for straight tube (water of room temperature)

High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion

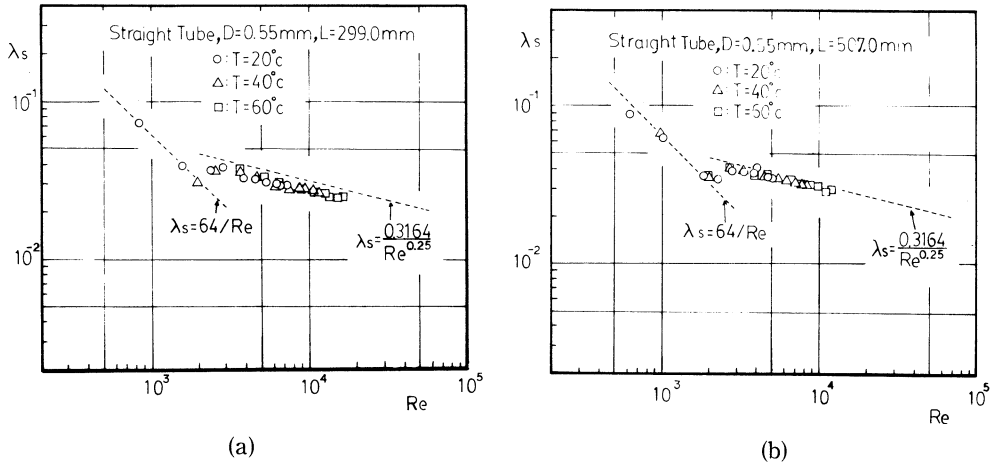


Fig. 7 Frictional resistance factor for 0.55mm tube (with varying water temperature)

Figure 8 indicates the effect of fluid dynamical roughness for 0.55mm tubes in Fig. 7. Different from usual tubes, measured results present no transition to fluid dynamical rough curve even in the region where

$$\log\left(\frac{k_s v_*}{\nu}\right) \cong 1.4.$$

It can be remarked from this figure that in capillary tube the roughness effect of inner surface does not appear explicitly, and frictional factor indicates the trend of smooth pipe. The data for tubes in Fig. 6 - (a), (b) also show the similar results. Unknown effects in turbulent capillary flow are considered to exist to damp the roughness effect.

As the Knudsen number (molecular mean free path)/(representative scale) seems to be small enough, molecular kinetic effect is hardly considered. Absolute scale (or time) effect may possibly exist not to develop the flow disturbance from roughness in such a fast capillary flow.

As regards the 0.29mm and 0.11mm tubes, flow characteristics are presented in Fig. 9 - (a), (b), (c). Remarkable features appear in Fig. 9 - (a), where temperature increase in water causes the transition point in pressure to shift to lower values, because of the change in kinematic viscosity. Owing to this shift, low temperature water of 20°C presents higher laminar flow rate than 60°C water in almost turbulence above 600kPa. Figure 9 -

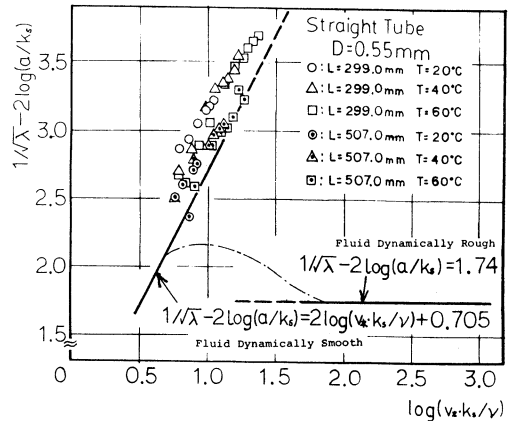
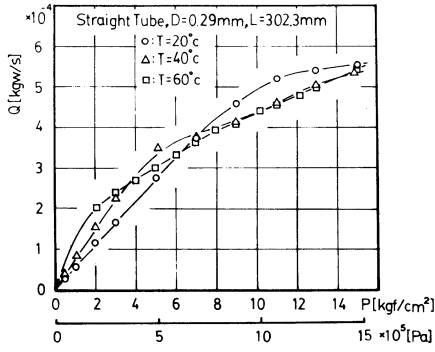
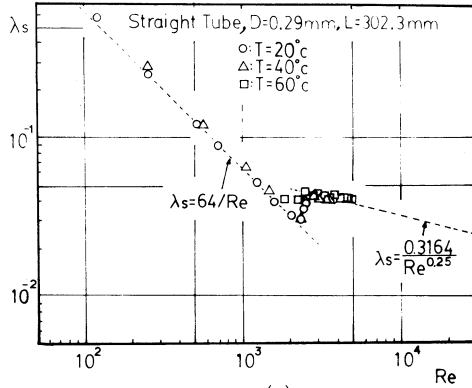


Fig. 8 Fluid dynamical roughness and friction factor in 0.55mm tube in turbulent region

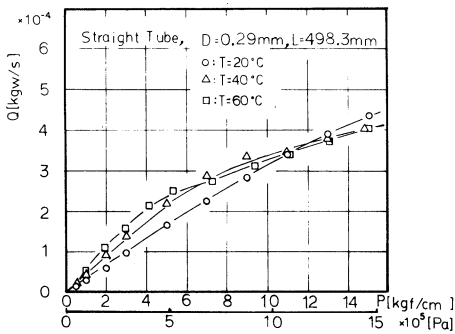
(c) indicates the flow rates of 0.115mm straight and coiled tubes. As expected, secondary flow effect in coil yields lower discharged rate. From Fig. 9 friction factors are obtained as in Fig. 10-(a), (b), (c), which correspond well to normal tube results.



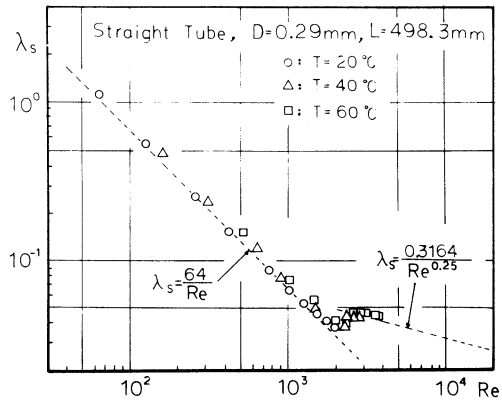
(a)



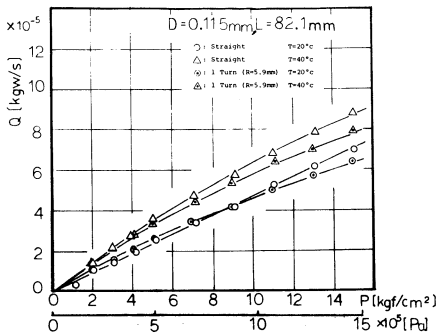
(a)



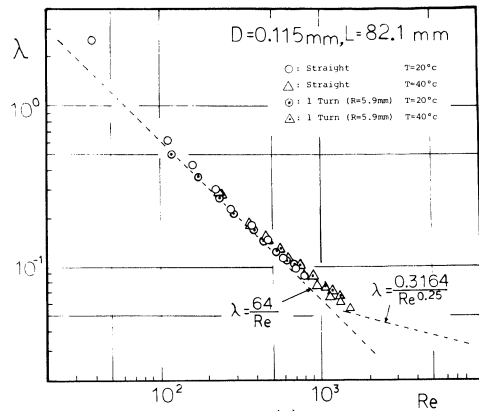
(b)



(b)



(c)



(c)

Fig. 9 Flow rates for 0.29mm and 0.115 mm tubes

Fig. 10 Friction factor for 0.29mm and 0.115mm tubes

3-2. Bend Tube

Figures 11 - (a), (b) show the flow characteristics for tubes with 45° bend, and Fig. 12 - (a), (b), (c) for tubes with 90° bend portion. From these figures the influence of secondary flow in bend is observed mainly in laminar and transient ranges. The difference of flow rates with water temperature originates from the variation of friction factor with increased Reynolds number.

Since the Reynolds number range of 0.55mm bend is almost turbulent, total loss coefficient can be illustrated with respect to turbulent characteristic number discussed in section 2-4, as indicated in Fig. 13 - (a), (b). Dashed line represents Eq. (16) by Itō⁵⁾ and dotted marks are regarded as in transient region. Solid line shows our empirical relation obtained by least square method.

In the case of 0.29mm tube bend, both laminar and turbulent flows are realized. Then as shown in Fig. 14 - (a), (b), (c), (d), loss coefficients in laminar region can be arranged against Dean number $Re(a/R)^{1/2}$ and in turbulent flow they are placed in order by characteristic number $Re(a/R)^2$. The distributions of loss coefficient for laminar bend flow can be expressed in a single line as indicated in Fig. 14- (a), (c), which have the same trend as usual curved laminar flows. In turbulent graphs the reduced inclination of our empirical equations may be considered to be an appearance of roughness effect, but the difference from Itō's results for smooth bend are so small that we can state roughness effect in these capillaries is negligible. This peculiar result coincides with the data for straight tubes.

3-3. Coiled Capillary

As example of coiled tube, discharged flow rates for 0.29mm pipe are represented in Fig. 15 - (a), (b), (c). It is noticed that the data for straight tube clearly show the transient effect of saturation to turbulent as water temperature goes up, while the data for coiled tube still remain in laminar (or semi-laminar) keeping high flow rates. With these discharged characteristics, estimated friction factors for coiled tube of 1, 3, 6 turns are indicated in Fig. 16 - (a), (b). From these figures the range of coiled effect seems to be restricted in mainly within laminar and transient flows.^{1), 2)}

According to the procedure in section 2-4, friction factors for coiled capillary are arranged. Figure 17 - (a), (b), and Fig. 18 indicate these factors multiplied by $(R/a)^{1/2}$ versus Dean number in laminar region. It can be remarked that secondary flow effect prevails over the temperature influence, and that arranged data present linear trends in logarithmic coordinates. And especially our data clearly indicate a dependence on turning angle (coiling number) as in Fig. 17 - (a), (b). As the number of coiling increases, absolute value of inclination of group data becomes smaller.

In the discussion in section 2-4, Equation (18) or (19) includes no effect of turning angle, which offers no explanation for the peculiar tendency. In our measurement, for example, the flow in 0.55mm coil of one turn with Dean number 6×10^2 has the high Reynolds number

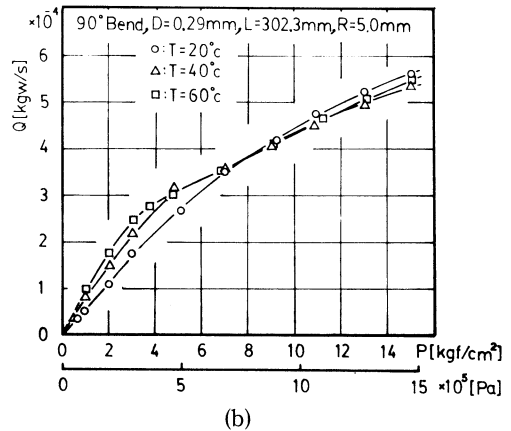
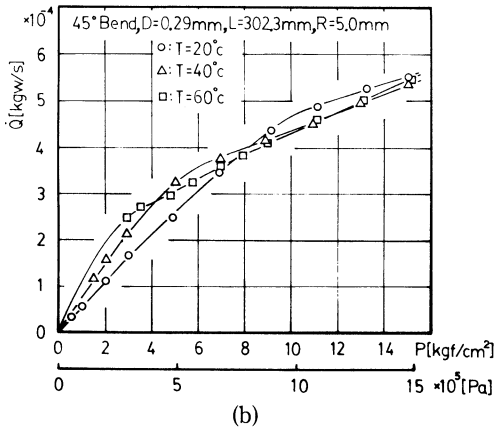
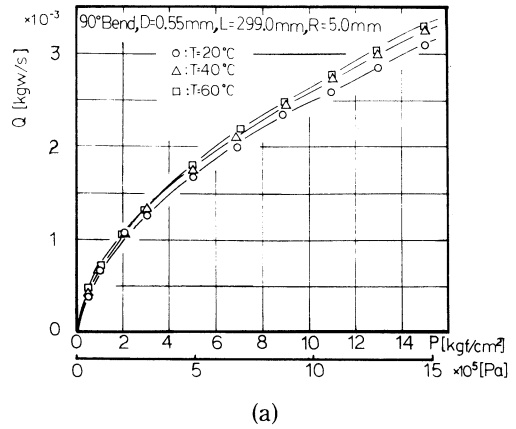
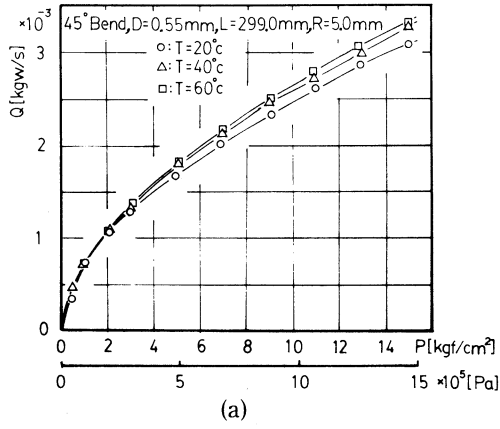


Fig. 11 Flow characteristics for tubes with 45° bend

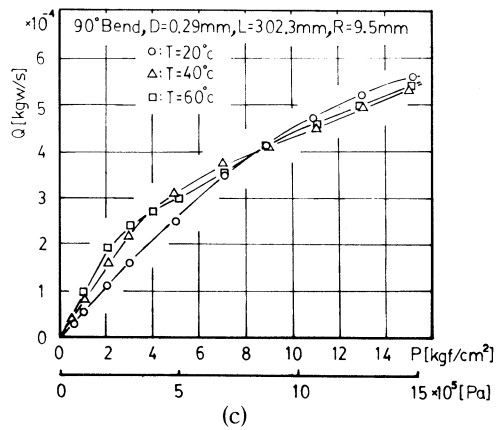


Fig. 12 Flow characteristics for tubes with 90° bend

High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion

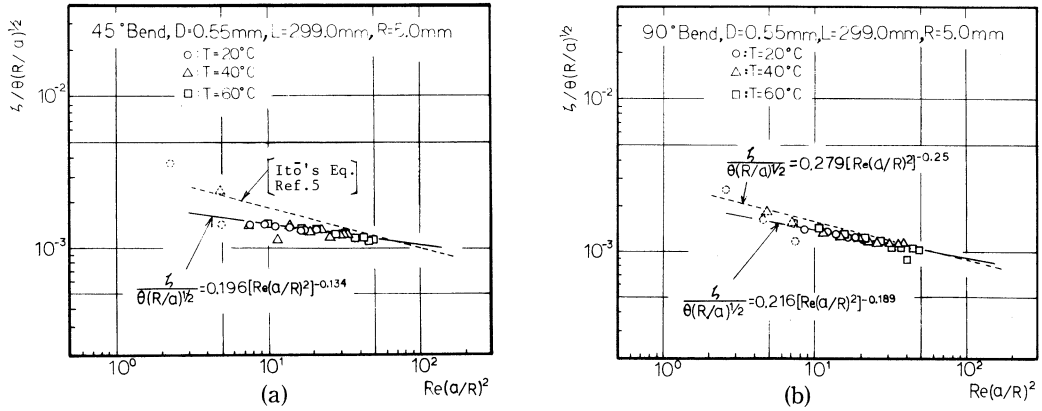


Fig. 13 Loss coefficient in turbulent bend flows vs. characteristic number for curved tube

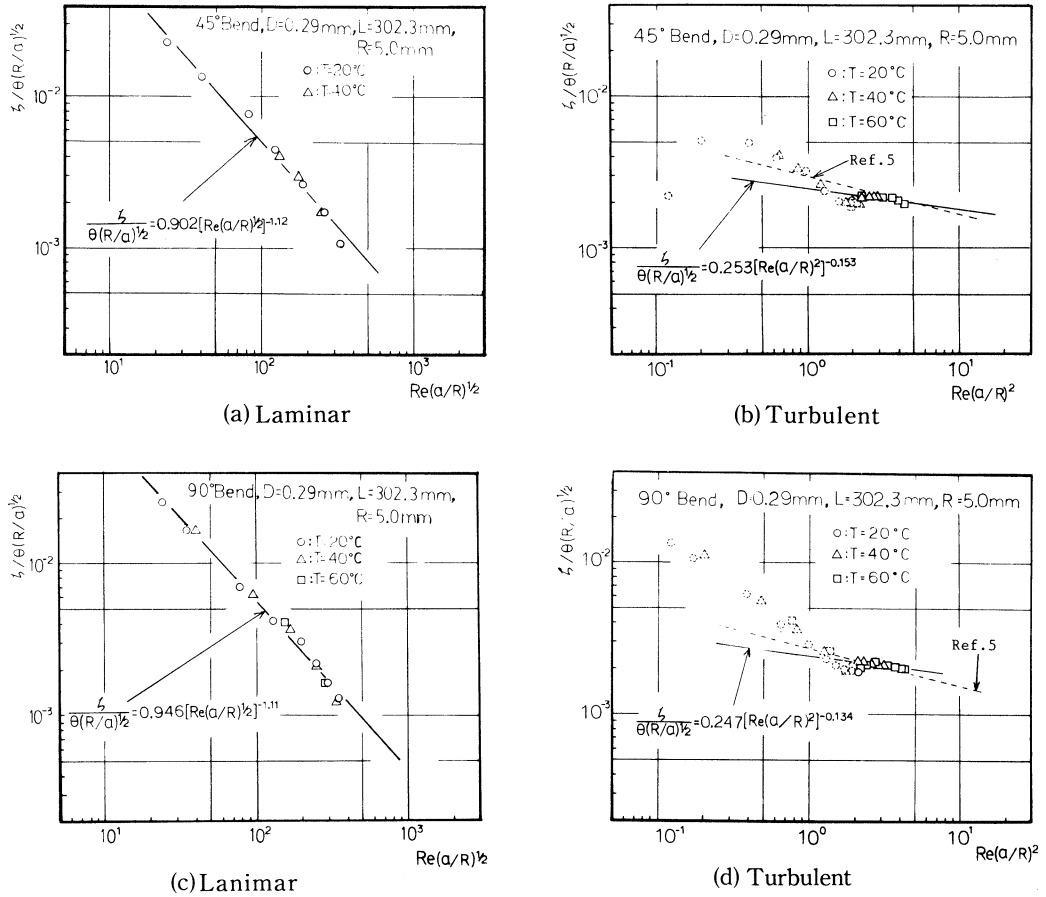
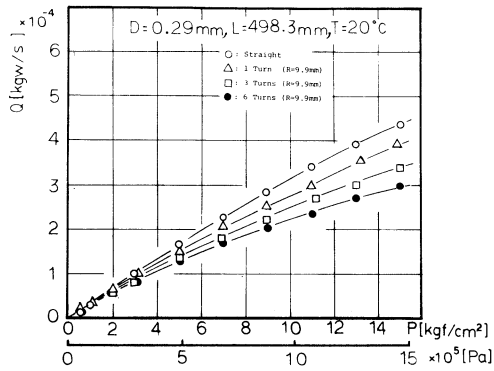
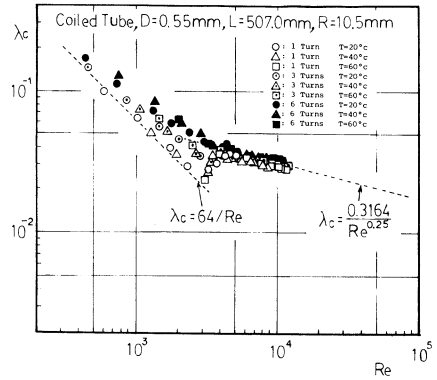


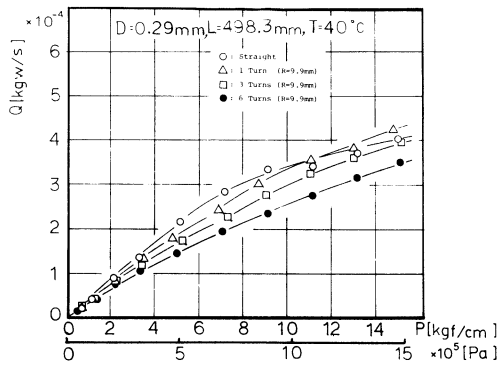
Fig. 14 Loss coefficient of 0.29mm tube bend for laminar and turbulent flows



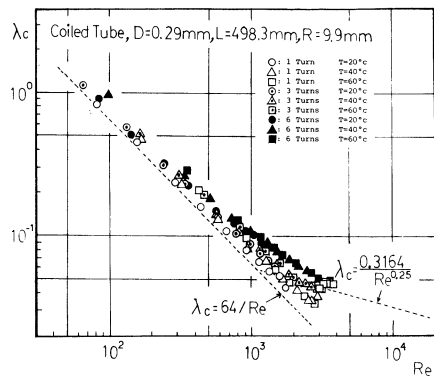
(a)



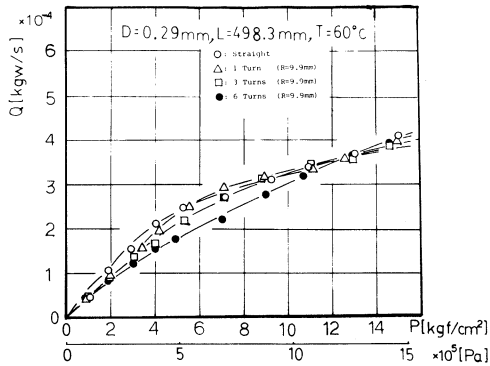
(a)



(b)



(b)



(c)

Fig. 16 Friction factor for coiled tubes

Fig. 15 Coiled effect on discharged flow rates

High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion

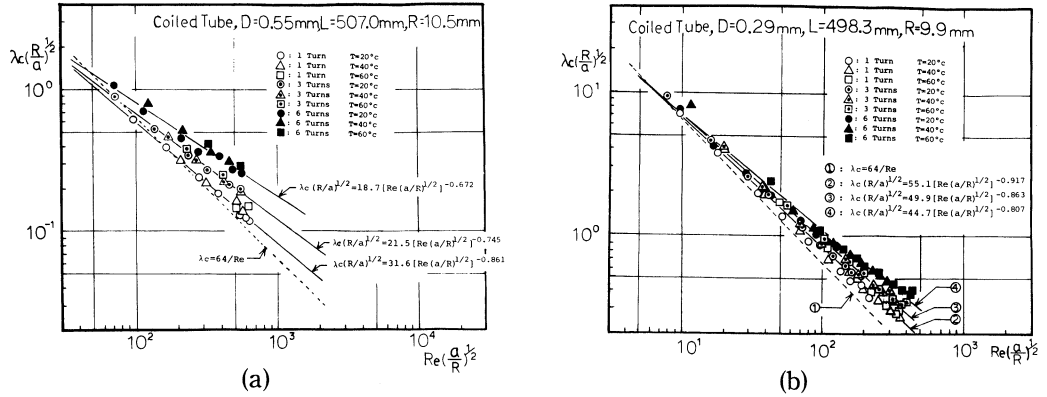


Fig. 17 Friction factor vs. Dean number for coiled tubes

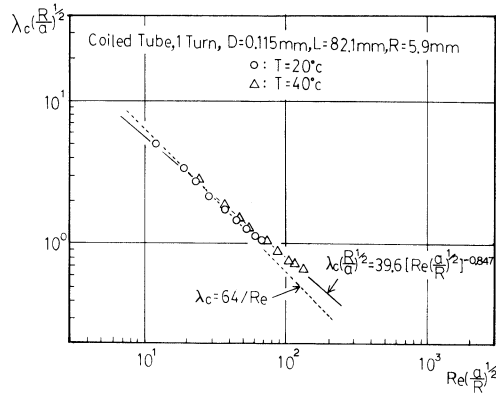


Fig. 18 Friction factor vs. Dean number for 0.115mm coil

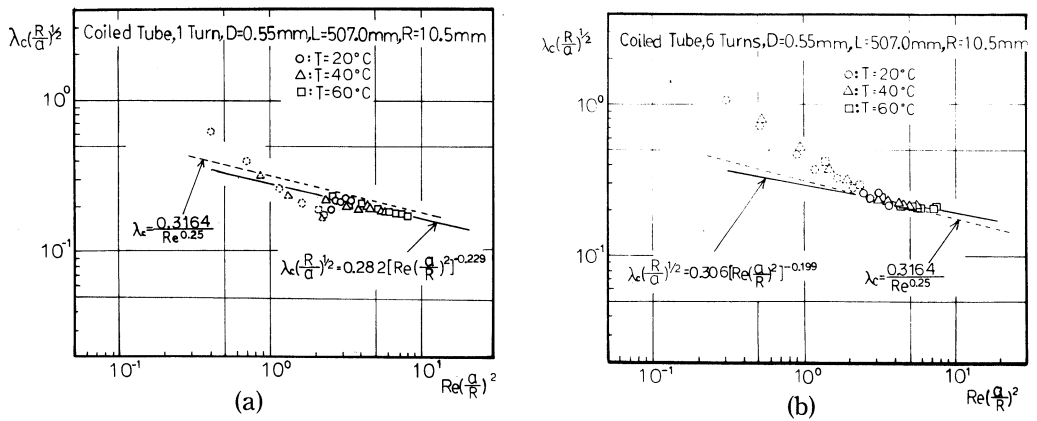


Fig. 19 Friction factor vs. turbulent characteristic number in 0.55mm coil

of about 3.7×10^3 (transition region). Since the kinematic viscosity at 20°C is about $1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$, the mean flow velocity in this coil becomes up to 6.7m/s , and the value of acceleration by centrifugal force is $4.3 \times 10^3 \text{m/s}^2$ ($4.4 \times 10^2 \text{gal}$). This strong acceleration seems to cause not secondary, but also the dominant circulating flow field. As the flowing duration in this coiled tube is about 70ms (at 6.7m/s), it is uncertain to establish fully developed secondary (but dominant) flow in the coil, which is considered to be one of the reasons of the trend in Fig. 17.

From the discussion above mentioned, the linear relation between $\lambda_c (R/a)^{1/2}$ and Dean number in logarithmic coordinates are assumed in Figs. 17 and 18. Solid lines in these figures indicate empirical equations obtained by least square method.

Figure 19 - (a), (b) show friction factor of 0.55mm coiled capillary versus turbulent characteristic number. In the graphs dotted marks are seemed to be laminar or transient. In turbulent region, measured data indicate less dependence on coiling number than in laminar and transient flow, and they do not deviate largely from Blasius' relation, as was presented in the data for bend capillary. Solid line indicates experimental equation by the method mentioned above. The measured turbulent data in these coil also do not exhibit roughness effect.

4. CONCLUSION

From the study mentioned above, following points are concluded. By the microscopic photograph of tube cross sections, equivalent diameters are measured and relatively high roughnesses are observed, where relative roughnesses of 0.55mm , 0.29mm , and 0.115mm tube are 2.5% , 4% , and 7.8% , respectively. In spite of these considerable roughnesses, measured data for straight, bent, and coiled capillaries do not indicate roughness effect explicitly. Measured flow rates show temperature dependency originated from transition to turbulent flow with decreased kinematic viscosity.

Frictional loss of capillary bend in laminar and turbulent regions presents presumed tendency for curved pipe. Empirical equations for loss coefficient can be obtained to compare with previous investigations (turbulent bend).⁹⁾ Coefficients obtained are summarized in Table 6.

Friction factors for coiled capillary in laminar range show secondary flow effect as expected. The trends obtained, however, indicate the dependence on coiling number, which cannot be explained by previous studies. Empirical equations for coiled capillary are found and compared with Itō's results, as shown in Table 7.

ACKNOWLEDGMENT

The authors are grateful to express their sincere thanks to Prof. K. Tagashira and Mr. Y. Nosaku of Muroran Institute of Technology for their great help for taking microscopic photographs of tube cross section, and also to Dr. H. Suzuki of Ishikawajima-Harima

Heavy Industries Co. Ltd. for his valuable discussion.

Table 6 Empirical equations for loss coefficient in capillary bend

(1) Laminar Flow

$$\zeta / [\theta(R/a)^{1/2}] = A \cdot Re(a/R)^{1/2}]^B$$

D	L	R	θ	Experimental	
				A	B
0.29	302.3	5	45	0.902	-1.12
0.29	302.3	5	90	0.946	-1.11
0.29	302.3	9.5	90	0.671	-1.03

(2) Turbulent Flow

$$\zeta / [\theta(R/a)^{1/2}] = A \cdot [Re(a/R)^2]^B$$

D	L	R	θ	Experimental		Itō's Equation	
				A	B	A	B
0.55	299.0	5	45	0.196	-0.134	0.331	-0.25
0.55	299.0	5	90	0.216	-0.189	0.279	
0.29	302.3	5	45	0.253	-0.153	0.298	
0.29	302.3	5	90	0.247	-0.134	0.276	
0.29	302.3	9.5	90	0.289	-0.150	0.276	

Table 7 Empirical equations for friction factor in coiled capillary

(1) Laminar Flow

$$\lambda_c(R/a)^{1/2} = A \cdot [Re(a/R)]^B$$

D	L	R	N	θ	Experimental		Darcy	
					A	B	A	B
0.55	507.0	10.5	1	360	31.6	-0.861	64	-1
0.55	507.0	10.5	3	1080	21.5	-0.745		
0.55	507.0	10.5	6	2160	18.7	-0.672		
0.29	498.3	6.2	1	360	61.6	-0.964		
0.29	498.3	6.2	3	1080	45.8	-0.878		
0.29	498.3	6.2	6	2160	37.4	-0.806		
0.29	498.3	9.9	1	360	55.1	-0.917		
0.29	498.3	9.9	3	1080	49.9	-0.863		
0.29	498.3	9.9	6	2160	44.7	-0.807		
0.115	82.1	5.9	1	360	39.6	-0.847		

(2) Turbulent Flow

$$\lambda_c(R/a)^{1/2} = A \cdot [Re(a/R)^2]^B$$

D	L	R	N	θ	Experimental		Darcy	
					A	B	A	B
0.55	507.0	10.5	1	360	0.282	-0.229	0.3164	-0.25
0.55	507.0	10.5	3	1080	0.270	-0.191		
0.55	507.0	10.5	6	2160	0.306	-0.199		

REFERENCES

- 1) H. Schlichting ; "Boundary-Layer Theory," 7th Ed., McGraw-Hill (1979).
- 2) R. P. Benedict ; "Fundamentals of Pipe Flow," John Wiley & Sons (1980).
- 3) W. R. Dean ; "Note on the Motion of Fluid in a Curved Pipe," Philosophical Magazine, S. 7, Vol. 4, No. 20 (1927), pp. 208-223.
- 4) W. R. Dean ; "The Stream-line Motion of Fluid in a Curved Pipe," Philosophical Magazine, S. 7, Vol. 5, No. 30 (1928), pp. 673-695.
- 5) H. Itō ; "Pressure Losses in Smooth Pipe Bends," Transactions of the ASME, J. of Basic Engng., Vol. 82, No. 1 (1960), pp. 131-143.
- 6) S. Zafran, C. K. Murch, and R. Grabbi ; "Flight Applications of High Performance Electrothermal Thrusters," AIAA Paper, No. 77-965 (1977).
- 7) F. X. McKeivitt ; "Design and Development Approach for The Augmented Catalytic Thruster (ACT)," AIAA Paper, No. 83-1255 (1983).
- 8) S. T. McComas ; "Hydrodynamic Entrance Lengths for Ducts of Arbitrary Cross Section," Transactions of the ASME, J. of Basic Engng., Vol. 89, No. 4 (1967), pp. 847-850.
- 9) D. A. Bowlus and J. A. Brighton ; "Incompressible Turbulent Flow in the Inlet Region of a Pipe," Transactions of the ASME, J. of Basic Engng., Vol. 90, No. 3 (1968), pp. 431-433.
- 10) H. Itō ; "Flow and Loss in Curved Tubes, (in Japanese)," Journal of the JSME, Vol. 62, No. 490 (1959), pp. 1634-1643.
- 11) H. Itō ; "Laminar Flow in Curved Pipes," ZAMM, Bd. 49, Heft 11 (1969), pp. 653-663.
- 12) H. Itō ; "Friction Factors for Turbulent Flow in Curved Pipes," Transactions of the ASME, J. of Basic Engng., Vol. 81, No. 2 (1959), pp. 123-134.

多峰性関数の最大値探索の一手法

久保田 譲

One Method for Search of Maximum Value in Multimodal Function

Yuzuru KUBOTA

Abstract

Recently, the requirements of optimization in the synthesis and the system have become stronger, and the optimization problems have become more important. This report proposes one method for search of the maximum value in the multimodal object function. This describes the search algorithm and the effectiveness of this method is examined by some example functions.

Better results were obtained by this method than by other methods.

1. ま え が き

最近ある評価（目的関数）を設定して、その最大最小を与える状態量での設計や運転操作をする、いわゆる最適化がさかんに研究され、実行されるようになってきた。目的関数が線形な場合は、シンプレックス法が代表的な方法として確立されている。しかし非線形な場合は、非線形計画問題とよばれ決定的方法はいまだ確立されていない。解析的には求まらないので試行的な極値探索法が種々提案されている。比較的簡単な単峰性関数においては、関数の傾斜すなわち導関数的な方法が使えるので収束性のよい方法がいくつかある。最近、特に複雑な目的関数の設定がおこなわれることが多くなってきたので、その極値も単峰性でわなく多峰性になることがしばしばある。このような多峰性の最適値探索においては導関数利用はあまり有効ではない。なぜなら単峰では局所的極値がそのまま大域的な最大値すなわち最適値であるが、多峰性の場合には局所的なものとは必ずしも一致しないので、最適値の存在する峰を見出す必要がある。従って基本的な考え方として多峰性の場合には、全領域にわたっての大域的探索をまず実行し、それから最適値の存在する峰を見出し、その峰に対して局所的探索を集中的に行うことである。ここでどうしても、ある確率で大域的探索時において、最適峰を見逃す可能性があり、このことが多峰性最適問題の一つの困難性となっている。また次元数が増大したとき、その探索回数は相当に増大する。

これまで提案された手法は、大域的探索によってのみ行う方法、大域的探索により最適峰を分離し、その後局所的探索を行う手法、また局所的探索を順次繰返し用いる方法などである。いずれにしても大域的探索により、最適峰の発見を確実により早くし、局所的探索をすることであるが、なかなか難しいのである。

本論文では、関数値と探索領域の大きさとからなる探索順序の優先を決定する評価を導入することによって、大域的探索をより少ない回数で終らせ、局所的探索へと移行する簡単な方法を提案する。^{(1),(2)}

2. 問題設定と手法のアルゴリズム

最適化問題において、最大または最小を求めることは符号の付加によって等価であるので、ここでは次式の目的関数 Y の最大値 Y_{\max} およびその座標点 \mathbf{x}^0 を求めるものとする。

$$Y = f(\mathbf{x}) \quad (1)$$

$$\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)^t$$

次に探索の順序を決定する評価量 λ の設定については、関数値 Y の大きな点の周辺に最大値が存在する可能性が強いと同時に、その点がどれくらい大きさをもった領域の 1 点であるかによってその可能性がさらに強まるかどうかを推定できよう。そこで関数値 Y に加えて、その探索ひろがり面積 A を定義して、両方を適当に優先する形の λ を導入するものである。このような考え方にもとづいて λ を設定すれば

$$\lambda = g(A, Y) \quad (2)$$

と定義し、

$$\begin{aligned} \frac{\partial \lambda}{\partial A} > 0 & \quad \frac{\partial^2 \lambda}{\partial A^2} > 0 \\ \frac{\partial \lambda}{\partial Y} > 0 & \quad \frac{\partial^2 \lambda}{\partial Y^2} > 0 \end{aligned} \quad (3)$$

なる性質をもつ、 A と Y の関数式 λ にする必要がある。そして具体的には、次式のように定義する。

$$\lambda = c_1 \exp \left\{ c_2 \cdot \frac{A^{(N)}}{A^{(0)}} \right\} + \exp \left\{ \frac{Y^{(N)} - Y_{\min}}{Y_{\max} - Y_{\min}} \right\} \quad (4)$$

c_1, c_2 : 定数

$A^{(0)}, A^{(N)}$: 初期ひろがり面積および N 回目の探索時におけるひろがり面積

$$\left. \begin{aligned} Y_{\max} &= \max \{ Y^{(1)}, Y^{(2)}, \dots, Y^{(N)} \} \\ Y_{\min} &= \min \{ Y^{(1)}, Y^{(2)}, \dots, Y^{(N)} \} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

評価量 λ は、ひろがり面積 A については最大領域 $A^{(0)}$ との比、関数値 Y については $(Y_{\max} -$

Y_{\min})との比を取り、1以上になることをおさえている。また、あくまで関数値 Y が優先するので、 A に対して適当な重みを付けられるよう c_1 と c_2 の定数を与えた。さらに(3)式の性質を持たせるため、それぞれの指数関数の和とした。

よってこの評価量 λ の大きな領域を優先的に探索することを基本にして、探索アルゴリズムを次のように設定する。

- (1) 探索領域を標準化し、 $|\mathbf{x}| \leq 1$ とする。
- (2) 初期代表点 $\mathbf{x}^{(0)}$ を定め、 $\mathbf{x}^{(0)}$ まわりに分割点を取って、 $Y^{(0)}$ および $\lambda^{(0)}$ を計算する。
- (3) Y_{\max} および Y_{\min} を選ぶ。
- (4) λ_{\max} 領域での代表点を中心にして、 $\mathbf{x}^{(N+1)}$, $\mathbf{x}^{(N+2)}$, \dots , $\mathbf{x}^{(N+2n)}$ 点を取り、それぞれ、 $Y^{(N+1)}$, $Y^{(N+2)}$, \dots , $Y^{(N+2n)}$ を計算する。
- (5) $A^{(N+1)}$, $A^{(N+2)}$, \dots , $A^{(N+2n)}$ を定める。
- (6) $\lambda^{(N+1)}$, $\lambda^{(N+2)}$, \dots , $\lambda^{(N+2n)}$ を計算する。
- (7) $\lambda^{(0)}$, $\lambda^{(1)}$, \dots , $\lambda^{(N+2n)}$ より、 λ_{\max} を選ぶ。
- (8) $\|\mathbf{x}^{(N)} - \mathbf{x}^{(N-1)}\| \doteq 0$ なら終了。
- (9) $\lambda_{\max} - \varepsilon < \exp(0) + \exp(1) \doteq 3.1782$ なら定数 $c_1 = 0$ として(3)にもどる。異なればそのまま(3)にもどる。

λ_{\max} での代表点まわりの探索点の配置は種々考えられるが、ここでは図-1のような等分割を用いる。

従って、 n 次元空間 \mathbf{x} においては、1個の代表点まわりでは 2^n 個の探索点となる。

$$\begin{aligned} \mathbf{x}^{(N+1)} &= \mathbf{x}^{(N)} + \mathbf{h}^{(1)} \\ \mathbf{x}^{(N+2)} &= \mathbf{x}^{(N)} + \mathbf{h}^{(2)} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} &\dots \\ \mathbf{x}^{(N+2n)} &= \mathbf{x}^{(N)} + \mathbf{h}^{(2n)} \\ \mathbf{h}^{(1)} &= (h_1, h_2, \dots, h_n) \\ \mathbf{h}^{(2)} &= (-h_1, h_2, \dots, h_n) \end{aligned} \quad (7)$$

等分割を取るので、 $h_1 = h_2 = \dots = h_n$ であり、 λ の計算においては代表点におけるひろがり面積も変わるので計算が必要となる。よって λ は新たに $(2^n + 1)$ 個を計算する必要がある。ひろがり面積の大きさ A は分割を等分割としたので、 n 次元超立方体となり、1辺の長さを a とすると $A = a^n$ である。であるから新しい代表点を取るごとに、 $(a/2)$ なる縮小が行なわれるこ

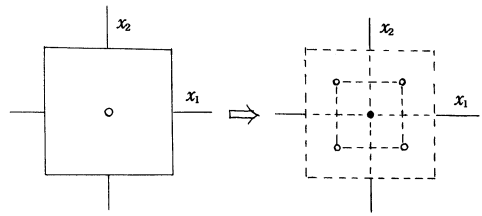


図-1 2次元等分割例

となる。(8)は終了条件で探索点の変化, すなわち(7)式における h がその問題における必要精度になったら停止する。(9)においては(4)式の $c_1 \exp\{c_2 \cdot A^{(N)}/A^{(0)}\}$ が $\exp(0)$ および $\exp\{(Y^{(N)} - Y_{\min}) / (Y_{\max} - Y_{\min})\}$ が $\exp(1)$ の近くになったら, λ においてひろがり面積の考慮は必要なく, その時点での代表点による関数値のみで, すなわち Y_{\max} 近傍で探索することが能率的であるためである。

3. 定数 c_2 の選定について

探索は評価量 λ の最大の領域を順次行うので, ひろがり面積の評価項につけた c_1, c_2 の重み定数の選定は重要である。初期の段階では広い範囲に探索が行なわれ, 回数が増加するにしたがって領域を小さくして行くことが望まれる。そこで2. で述べたごとく, ひろがり面積 A と関数値 Y からなる評価値 λ を考え, (2)式とした訳である。このとき A が大きくかつ Y も大きい, また A が小さく Y が小さい場合のように両方とも傾向が同じであれば, 優先度の選択は比較的簡単になる。しかし A が大きく Y が小さいときと, A が小さく Y が大きい場合には若干の注意を必要とする。特に前者の場合にはひろがり面積にある重みをつけて評価しないと, 初期の段階で探索点が高い範囲に行きわたらない場合がしばしば起きる。探索回数を N とすると, N が比較的小さいときは大域的探索が行なわれなければならない, 均一な密度で探索点の配置が行なわれなければならない。従って, ひろがり面積の大きい部分領域を優先して分割を行い観測を行う必要がある。よって(2)式が(8)式の関係となる必要がある。

$$N \text{ が小さいとき} \quad \lambda \simeq g(A) \tag{8}$$

$$N \text{ が大きいとき} \quad \lambda \simeq g(Y) \tag{9}$$

また N が大きいときは, 最大値の推定を局所的に進める必要があるので(9)式の関係が必要になる。ここで(8)式より(9)式に移る N の大小を決める具体的な回数を決定することは非常に困難である。しかし, λ の変化により決定することを試みる。(8)式から(9)式へと移るのは c_1 と c_2 の定数値によって左右される。また c_2 の方が効果が大きい。そこで $c_1 = 1$ とすると, $A^{(N)}/A^{(0)}$ は探索回数を重ねるに従って, $A^{(N)}/A^{(0)} = 1 (N = 0)$ から, $A^{(N)}/A^{(0)} = 0 (N = \infty)$ まで値が変化し, (8)式であるためには $\exp\{c_2 \cdot A^{(N)}/A^{(0)}\} \gg \exp\{(Y^{(N)} - Y_{\min}) / (Y_{\max} - Y_{\min})\}$ である必要があり, c_2 を 1 よりかなり大きい値に適当に選ぶことによって実現される。また, $0 \leq (Y^{(N)} - Y_{\min}) / (Y_{\max} - Y_{\min}) \leq 1$ であるから, Y_{\max} を代表点にもつ部分領域のひろがり面積が無限小であったとすると, このときの評価量 λ' は, $\lambda' = \exp(0) + \exp(1)$ である。さらに Y_{\min} を代表点にもつ領域のひろがり面積が $A^{(N)}$ であったとすると, 評価量 λ'' は, $\lambda'' = \exp(c_2 \cdot A^{(N)}/A^{(0)} + \exp(0))$ となり, c_2 を $c_2 \cdot A^{(N)}/A^{(0)} > 1$ となるような値に選ぶと, $\lambda'' > \lambda'$ となり, Y_{\min} を含む領域が優先して観測される。通常 $A^{(0)} = 1$ と取るので, c_2 が整数だとすると最低限保障される分割個数と一致する。ただし, 探索が進行するに従って Y_{\max} および Y_{\min} も変化し,

その座標点も変化していくので、以上に述べたことは常に言える訳ではないが、基準として用いることが出来ると思われる。理想状態として、 Y_{max} を含む領域のひろがり面積が無視できるほど小さくなっていると、 $\lambda \approx \exp(0) + \exp(1) \approx 3.7182$ である。そこで他の領域で $\lambda < 3.7182$ であればこれ以上探索する必要がない訳で、必然的に Y_{max} 領域が探索されて終了する。 N_1 回目で $3.7182 < \lambda^{(N_1)} < \dots < \lambda^{(2)} < \lambda^{(1)}$ であったとすると、 N_1 個の領域すべて分割され探索される。次に N_2 回目になったとき、 $\lambda^{(N_2)} < \dots < \lambda^{(m)} < 3.7182 < \lambda^{(l)} < \dots < \lambda^{(2)} < \lambda^{(1)}$ となるときは、 $\lambda^{(N_2)}, \dots, \lambda^{(m)}$ を与える領域は探索されない。最終的に N_f 回目に $\lambda^{(N_f)} < \dots < \lambda^{(2)} < 3.7182 < \lambda^{(1)}$ の状態が存在し、この $\lambda^{(1)}$ 領域の分割で終了するので、これが Y_{max} を含む領域と一致すればよい訳である。そこでさらに $c_1 = 0$ として、 $\|\mathbf{x}^{(N)} - \mathbf{x}^{(N-1)}\| \approx 0$ になるまで探索することにしたのである。

4. 数値実験例による検討

(4)式における定数 c_2 の値による探索の状況を検討するとともに、(9)式に移る条件も合わせて検討する。ここで数値実験目的関数として、 $f(x) = \sin(n\pi x) + 0.1x$ なる1次関数を用いる。これは n により峰数を自由に設定できるからである。 $n = 3, 5, 7, 9$ とすると図-2 (a), (b) のように $n = 3, 7$ および $n = 5, 9$ が等分割探索では類似の峰を持つ関数形となる。明らかに極大峰の数は2, 3, 4, 5となり最小峰と最大峰との差は最大値に対して10%以下であり、近接峰との差はさらに小さくなる。

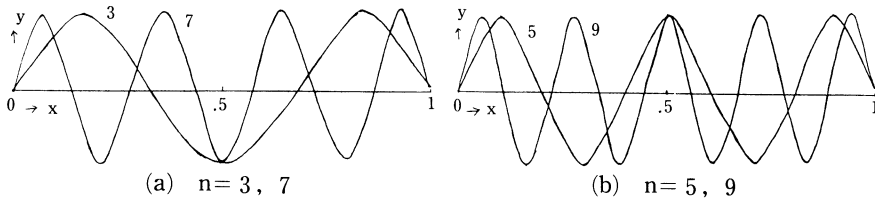


図-2 $\sin(n\pi x) + 0.1x \quad 0 \leq x \leq 1$

表-1 (a) ~ (d) に各々の λ_{max} を与える座標点 x をそれぞれ $c_2 = 2, 4, 8$ の場合について、探索回数 $N = 59$ まで示してある。これより、 $c_2 = 2$ の場合、 $n = 7, 9$ において探索が最大峰に収束するのが非常に遅くなるのがわかる。他はほぼ満足する結果である。3. で述べたように、 c_2 は最低限保障される分割されうる数に等しいひろがり面積の領域の個数である。従って状況によっては等分割された領域のうち1つしか探索がおよばない場合がある。すなわち、等分割された領域のうち1つが Y_{max} を観測し、他は全部 Y_{min} であるような特別な形状のときなどである。観測された領域で Y_{max}, Y_{min} が各々1個だとすると、 c_2 を整数にとるとすると $(c_2 - 1)$ 個の領域 (Y_{min} を含む領域以外) はさらに分割が保障される。従って、 n 次元では、 $(2^n \cdot c_2 - 1)$ 個の分割がなされる。このとき新たに Y_{min} が観測されたとすると、も

表-1 定数 C_2 に対する λ_{\max} における座標点 x

(a) $f(x) = \sin(3\pi x) + 0.1x$ $y_{\max} = 1.0833 \quad x^0 = 0.8344$				(b) $f(x) = \sin(5\pi x) + 0.1x$ $y_{\max} = 1.0900 \quad x^0 = 0.9004$					
N	C_2	2.0	4.0	8.0	N	C_2	2.0	4.0	8.0
	3	0.7500000	0.7500000	0.7500000		3	0.5000000	0.5000000	0.5000000
	5	0.2500000	0.2500000	0.2500000		5	0.5000000	0.7500000	0.7500000
	7	0.8750000	0.8750000	0.8750000		7	0.5000000	0.2500000	0.5000000
	9	0.1250000	0.1250000	0.1250000		9	0.5000000	0.5000000	0.8750000
	11	0.7500000	0.7500000	0.7500000		11	0.5000000	0.1250000	0.1250000
	13	0.8125000	0.8125000	0.6250000		13	0.5000000	0.5000000	0.6250000
	15	0.8750000	0.8750000	0.5000000		15	0.7500000	0.8750000	0.7500000
	17	0.1875000	0.8750000	0.8750000		17	0.8750000	0.1250000	0.8750000
	19	0.8437500	0.6250000	0.1250000		19	0.8750000	0.9375000	0.1250000
	21	0.1250000	0.8437500	0.7500000		21	0.9062500	0.9062500	0.9375000
	23	0.8281250	0.7500000	0.9375000		23	0.8962500	0.5000000	0.5625000
	25	0.8750000	0.2500000	0.6875000		25	0.9375000	0.6250000	0.8125000
	27	0.1562500	0.1562500	0.8437500		27	0.8984375	0.8750000	0.9062500
	29	0.8359375	0.1875000	0.8125000		29	0.8750000	0.0937500	0.5000000
	31	0.8281250	0.8281250	0.1562500		31	0.8984375	0.7500000	0.8750000
	33	0.8437500	0.9375000	0.1875000		33	0.8906250	0.1250000	0.0937500
	35	0.8203125	0.8125000	0.1250000		35	0.8945313	0.5625000	0.5312500
	37	0.3359375	0.1250000	0.9062500		37	0.9003906	0.4687500	0.9375000
	39	0.8515625	0.3359375	0.3750000		39	0.8984375	0.9375000	0.3750000
	41	0.8281250	0.8437500	0.8281250		41	0.8964844	0.8984375	0.9062500
	43	0.8242188	0.8203125	0.0937500		43	0.9013672	0.9218750	0.8906250
	45	0.8339844	0.7968750	0.8125000		45	0.8994141	0.8906250	0.9218750
	47	0.8320313	0.1718750	0.2500000		47	0.8983375	0.4843750	0.8437500
	49	0.8300781	0.1562500	0.1718750		49	0.8974609	0.9023438	0.4843750
	51	0.8281250	0.0625000	0.8750000		51	0.9003906	0.8984375	0.0937500
	53	0.8417969	0.8359375	0.1875000		53	0.8999023	0.8750000	0.7500000
	55	0.8339844	0.8398438	0.8359375		55	0.9013672	0.0937500	0.2500000
	57	0.8349069	0.8593750	0.8281250		57	0.8989258	0.1093750	0.8984375
	59	0.8359375	0.8242188	0.2031250		59	0.8945313	0.9003906	0.1562500

との Y_{\min} が観測された領域は分割が行なわれる。結局 $2^n \cdot c_2$ 個分割される。よってこのとき峰の数を推定していることになり、ここで見のがすと失敗することになる。すなわち、峰が等分布しているとしたら、峰数 $2^n \cdot c_2$ 個以上の場合は失敗する可能性がでてくる。実験例では、 $2^n \cdot c_2 = 4$ であるので、 $n = 7, 9$ のとき、 $c_2 = 2$ では失敗例となった訳である。従って c_2 の決定法として、推定される峰数を N_p 個とすると、次式のように c_2 を定める目安がえられる。

$$c_2 > \frac{N_p}{2^n} \tag{10}$$

多峰性関数の最大値探索の一手法

(c) $f(x) = \sin(7\pi x) + 0.1x$

$y_{\max} = 1.0928 \quad x^0 = 0.9287$

N	C ₂	2.0	4.0	8.0
3		0.7500000	0.7500000	0.7500000
5		0.6250000	0.2500000	0.2500000
7		0.6250000	0.5000000	0.5000000
9		0.2500000	0.3750000	0.3750000
11		0.3750000	0.8750000	0.8750000
13		0.3750000	0.1250000	0.1250000
15		0.6565250	0.9375000	0.7500000
17		0.6406250	0.1250000	0.0625000
19		0.3437500	0.6250000	0.6250000
21		0.6250000	0.3750000	0.3750000
23		0.3593750	0.9375000	0.6875000
25		0.6484375	0.6562500	0.1250000
27		0.6454313	0.7500000	0.9375000
29		0.6406250	0.3437500	0.6562500
31		0.6425781	0.6250000	0.3437500
33		0.6445313	0.2500000	0.0625000
35		0.6406250	0.3750000	0.6250000
37		0.6425781	0.6406250	0.3750000
39		0.6435547	0.6875000	0.4375000
41		0.6445313	0.3593750	0.9218750
43		0.6406250	0.9218750	0.9375000
45		0.6430664	0.3125000	0.6406250
47		0.6425781	0.9375000	0.3593750
49		0.6420898	0.9296875	0.6562500
51		0.6386719	0.0937500	0.0781250
53		0.6445313	0.6406250	0.3437500
55		0.6430664	0.6484375	0.6250000
57		0.6433105	0.9218750	0.9296875
59		0.6435547	0.9277344	0.9062500

(d) $f(x) = \sin(9\pi x) + 0.1x$

$y_{\max} = 1.0944 \quad x^0 = 0.9445$

N	C ₂	2.0	4.0	8.0
3		0.5000000	0.5000000	0.5000000
5		0.7500000	0.7500000	0.7500000
7		0.2500000	0.2500000	0.2500000
9		0.7500000	0.7500000	0.7500000
11		0.5000000	0.2500000	0.2500000
13		0.2500000	0.5000000	0.6250000
15		0.5000000	0.8750000	0.9375000
17		0.5000000	0.9375000	0.5000000
19		0.5000000	0.1250000	0.0625000
21		0.5000000	0.0625000	0.7500000
23		0.5000000	0.9375000	0.2500000
25		0.5039063	0.7187500	0.6875000
27		0.5019531	0.2500000	0.9375000
29		0.4980469	0.5000000	0.7187500
31		0.5009766	0.2812500	0.5000000
33		0.4995117	0.0625000	0.2812500
35		0.5004883	0.9375000	0.0625000
37		0.4995117	0.7187500	0.5625000
39		0.4995117	0.6875000	0.9687500
41		0.5002441	0.5000000	0.1250000
43		0.5000000	0.9453125	0.9375000
45		0.5004883	0.2812500	0.0312500
47		0.5007324	0.3125000	0.9531250
49		0.5007324	0.9453125	0.5000000
51		0.4985352	0.7187500	0.2500000
53		0.5001121	0.9414063	0.7343750
55		0.5000000	0.7343750	0.5312500
57		0.4998779	0.9492188	0.0625000
59		0.4997559	0.9453125	0.9453125

さらに、実験例として

$$f(x) = \begin{cases} -5x(x-0.5) & 0 \leq x \leq 0.5 \\ -100(x-0.625)(x-0.75) & 0.625 \leq x \leq 0.75 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (11)$$

$$f(x) = \begin{cases} -5x(x-0.5) & 0 \leq x \leq 0.5 \\ -100(x-0.635)(x-0.76) & 0.635 \leq x \leq 0.76 \\ 0 & \text{else} \end{cases} \quad (12)$$

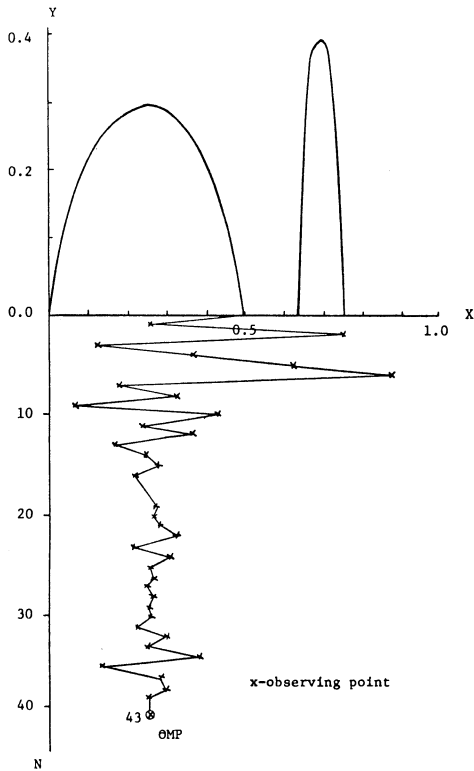


図-3 (11) 式

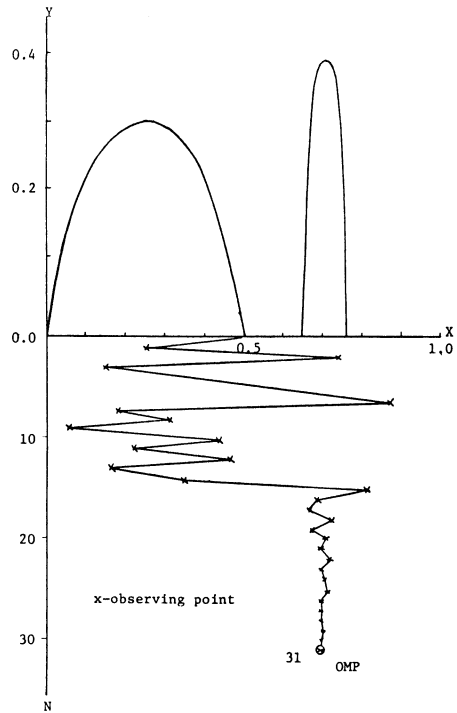


図-4 (12) 式

(11)と(12)の関数値の概形を図-3, 図-4の上方に示す。図に示すごとく, 峰の状況は同じで, 違いは極大値が0.01だけ間隔が異なっているだけである。これらに対して $c_2=4$ として探索を行った順序が図のそれぞれ下方である。Nは探索回数である。先に述べたごとく, 図-3においては全領域は等しく8分割された状態があるが, $x \geq 0.5$ での領域では観測された関数値がすべて $Y_{\min}=0$ であり, この段階で右側峰は全くとらえられず, 予想したように失敗に終わっている。次に図-4では, 同じ段階で右側峰のすその部分の関数値が Y_{\min} でないため, 最大峰をとらえ成功している。これらの結果は先の推論が正しいことを示している。

5. 例題による有効性の検討

A. 1次元の例題

例題1.

$$f(x) = 0.85 \exp \{-50 (x-0.2)^2\} + 0.95 \exp \{-40 (x-0.48)^2\} + \exp \{-70 (x-0.81)^2\} \quad (13)$$

$$0 \leq x \leq 1$$

多峰性関数の最大値探索の一手法

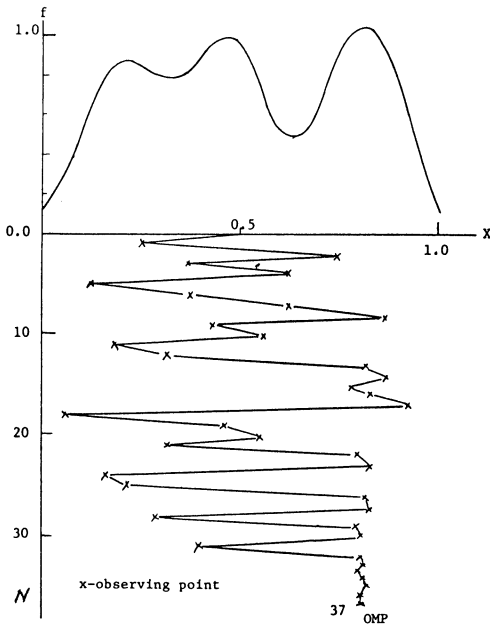


図-5 例題 1

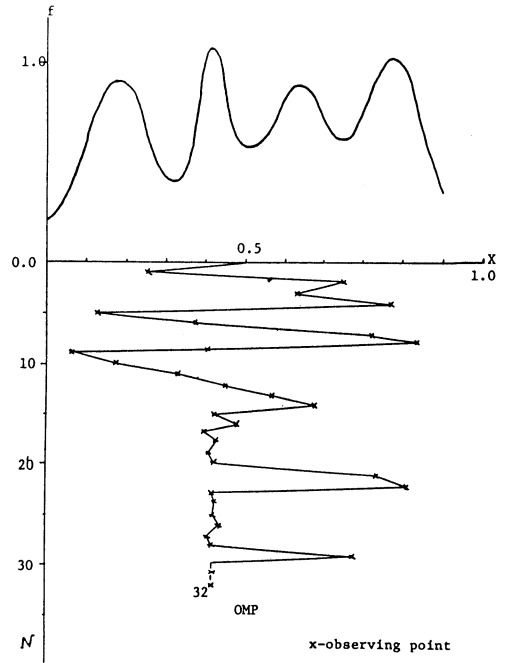


図-6 例題 2

例題 2.

$$\begin{aligned}
 f(x) = & 0.9 \exp \{-46(x-0.15)^2\} + \exp \{-120(x-0.41)^2\} \\
 & + 0.89 \exp \{-85(x-0.6)^2\} + 0.98 \exp \{-70(x-0.85)^2\} \\
 & 0 \leq x \leq 1
 \end{aligned} \tag{14}$$

$c_2 = 4$ として、探索結果を示したのが図-5、図-6である。

B. 2次元の例題

例題 3.

$$\begin{aligned}
 f(x_1, x_2) = & 25 \exp \{-20(x_1-0.3)^2 - 18(x_2-0.7)^2\} + 23 \\
 & \exp \{-17(x_1-0.65)^2 - 19(x_2-0.25)^2\} \\
 & 0 \leq x_1 \leq 1 \quad 0 \leq x_2 \leq 1
 \end{aligned} \tag{15}$$

例題 4.

$$\begin{aligned}
 f(x_1, x_2) = & 18 \exp \{-15(x_1-0.5)^2 - 20(x_2-0.7)^2\} + 19 \\
 & \exp \{-22(x_1-0.27)^2 - 20(x_2-0.25)^2\} + 17 \\
 & \exp \{-20(x_1-0.75)^2 - 16(x_2-0.3)^2\} \\
 & 0 \leq x_1 \leq 1 \quad 0 \leq x_2 \leq 1
 \end{aligned} \tag{16}$$

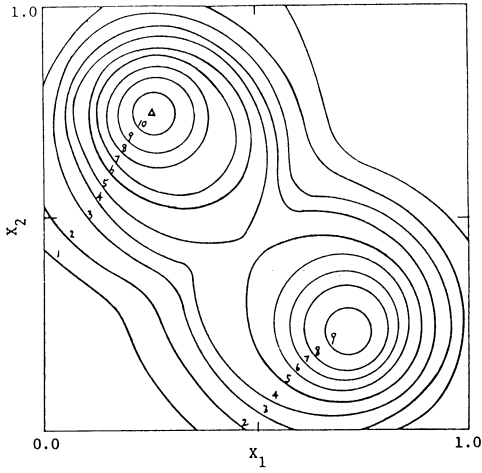


図-7 例題 3

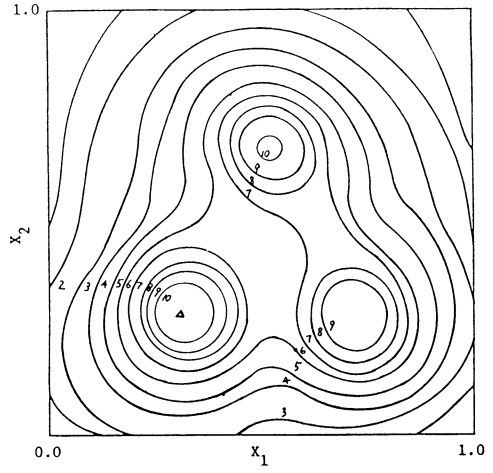
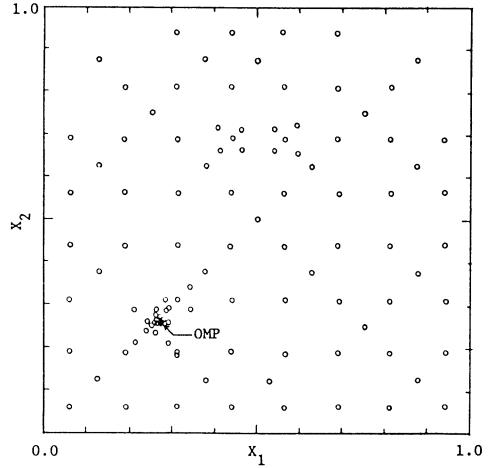
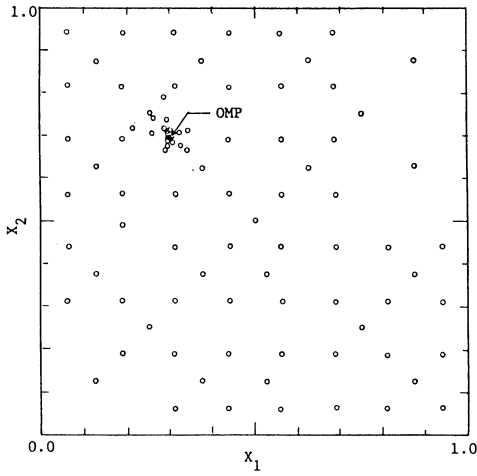


図-8 例題 4



例題 5.

$$\begin{aligned}
 f(x_1, x_2) = & 15 \exp \{-20(x_1-0.3)^2-22(x_2-0.3)^2\}+17 \\
 & \exp \{-19(x_1-0.75)^2-15(x_2-0.25)^2\}+14 \\
 & \exp \{-23(x_1-0.25)^2-18(x_2-0.75)^2\}+16 \\
 & \exp \{-20(x_1-0.7)^2-20(x_2-0.8)^2\} \\
 & 0 \leq x_1 \leq 1 \quad 0 \leq x_2 \leq 1
 \end{aligned} \tag{17}$$

例題 6.

$$\begin{aligned}
 f(x_1, x_2) = & \{1-100(x_1-0.15)(x_1-0.35)(x_1-0.5) \\
 & (x_1-0.95)\} \{1-100(x_2-0.1)(x_2-0.3)(x_2-0.6) \\
 & (x_2-0.95)\}
 \end{aligned} \tag{18}$$

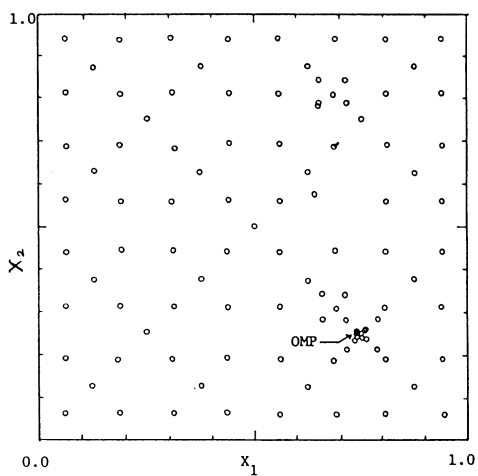
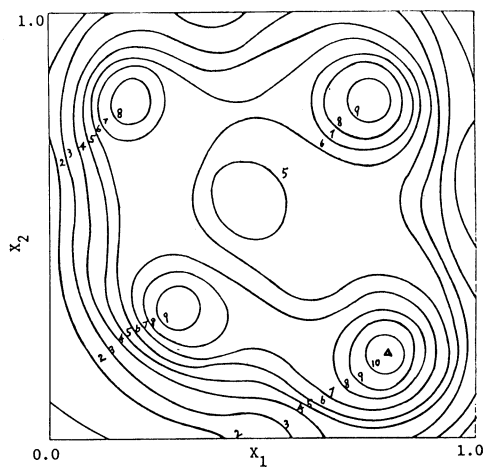


図-9 例題5

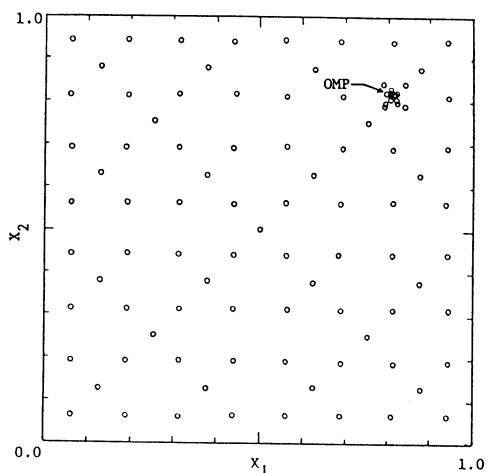
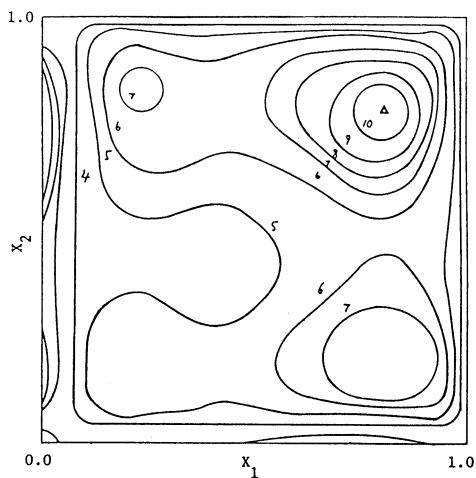


図-10 例題6

$$0 \leq x_1 \leq 1 \quad 0 \leq x_2 \leq 1$$

例題3～6を $c_2=16$ として、図-7、図-8、図-9、図-10にその関数概形と探索状況を示してある。

表-2に例題1より6までの正しい値と探索による最大値と座標点を示してあり、それぞれ良い結果となっている。また表-3に本方法とランダム法による収束探索回数の比較を示してある。いずれもランダム法に比べて、早い収束となっている。

6. あ と が き

多峰性関数の最大値探索を簡単な評価量を導入することによって、優先順序を設定して発見することを述べた。本手法の要点は c_2 の値をいかに合理的に決定するかであり、その1つの目

表-2 例題1～6の真値と探索値

Test fun.		Ex. 1	Ex. 2	Ex. 3	Ex. 4	Ex. 5	Ex. 6
Searched data	X ₁	0.8064	0.4111	0.3007	0.2758	0.7416	0.8066
	X ₂			0.6992	0.2543	0.2524	0.8222
	f	1.0125	1.0817	25.0619	19.3210	17.3035	4.8007
True data	X ₁	0.808	0.411	0.301	0.2750	0.742	0.807
	X ₂			0.699	0.2540	0.253	0.822
	f	1.01257	1.0817	25.062	19.321	17.303	4.800

表-3 例題に対する本法とランダム法との比較

Test fun.	Ex. 1	Ex. 2	Ex. 3	Ex. 4	Ex. 5	Ex. 6
This method	37	32	110	126	121	113
Random search	42	72	590	906	764	305

安として(10)式を与えたものである。しかしこれは最小をおさえるものなので、適用する問題に対して過大になりすぎると探索回数を増すことになり好ましくない。

従って、峰数を簡単に推定することが出来れば、本法での能率の良い試行が行なわれると考えられる。峰数を求める方法が発表されているが、本法にそれを適用することは困難である。よって本法に適した峰数の推定法の開発はより本手法の能力を高めることになるので、残された課題である。停止条件の設定に困難性はない。さらに評価量の減少の度合など考慮すると、さらに収束性を高められる可能性があると思われる。

(昭和59年5月19日 受理)

参 考 文 献

- 1) 和崎嘉夫・久保田讓：多峰性関数における最大値探索の一手法：第10回計測制御に関する北海道研究集会(昭53)
- 2) 久保田讓：多峰性関数の極値探索について：日本機械学会北海道支部講演会講文集(No. 832-2)

むだ時間を含む液面制御系に関する実験的考察

成 田 忠 雄・山 下 光 久・久保田 謙

An Experimental Study on the Control for a Liquid-Level System with Dead Time

Tadao NARITA, Mitsuhsa YAMASHITA and Yuzuru KUBOTA

Abstract

In the process control field, process is very often represented by including dead time in the system model.

We selected a liquid-level system with dead time as such a system and controlled the system using the following control laws :

- (1) PI control
- (2) Smith predictor and PI control
- (3) Modified Smith predictor and PI control

Results are discussed from the standpoint of a response for the reference input and a disturbance rejection.

1. は じ め に

フィードバック制御系は、制御系構成の代表的なものとして広く使用されている。フィードバック制御系において制御対象内部に長いむだ時間が含まれている場合には、一般にシステム解析が複雑になったり、大きな動作遅れのために目的とする制御を行なうことが困難になるばかりか、ときには不安定な制御になることがある。

むだ時間を含む系の制御に関して、種々の観点から多くの研究がなされてきている。

なかでも、制御系の構成法に関する Smith の方法は⁽¹⁾、構成が簡単なこと、主制御器の設計が有限個の極のみに注目して行える等の点から有名であり、実システムへの応用も多い。⁽²⁾さらに、Smith法の導入によって生じる、いくつかの問題点に対しても検討、対策がなされてきている。

本研究では、比較的長いむだ時間を含むタンク液面系を実際に作製し、制御則として、

- (i) PI 制御
- (ii) PI 制御+Smith 法

(iii) P I 制御+Smith 法+外乱補償器

を用いた場合の目標値変化, 外乱付加に対する応答を求め, これらを比較検討した。

なお, 制御はマイクロコンピュータ (FM-8) を用いた DDC システムによって行なわれ, 制御対象内部の非線形要素に対しては計算機内部で線形補償を同時に行なっている。

2. Smith 法と外乱補償

Smith 法は, 図-1 に示すように, プロセスモデル $\{G_p(s) - G_p(s) G_c(s) e^{-LS}\}$ を主制御器 $G_c(s)$ のまわりに局所フィードバックしたものである。

r = 目標値

y = 制御量

d = 外 乱

e = 偏 差

L = 制御対象のむだ時間

$G_p(s)$ = 制御対象からむだ時間を除いたもの

$G_c(s)$ = 主制御器

図-1 の r - y 間の等価ブロック変換は図-2 となる。従って, むだ時間を含まない $G_p(s)$ に対するフィードバック系の設計を用いて \hat{y} が望む特性となる $G_c(s)$ を得ることが出来る。このとき, 制御量 y は単に \hat{y} をむだ時間 L だけ遅らせたものである。このように Smith 法は目標値-制御量間の伝達特性を得るためには有効であるが, 外乱-制御量間には次のような問題点があ

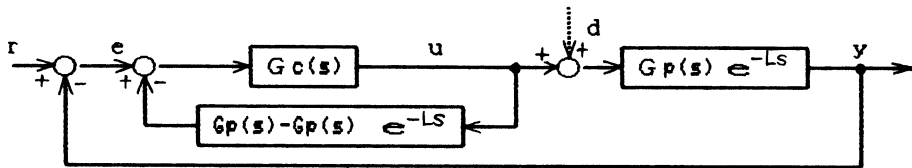


図-1 Smith 法



図-2 目標値 r に関する等価な系

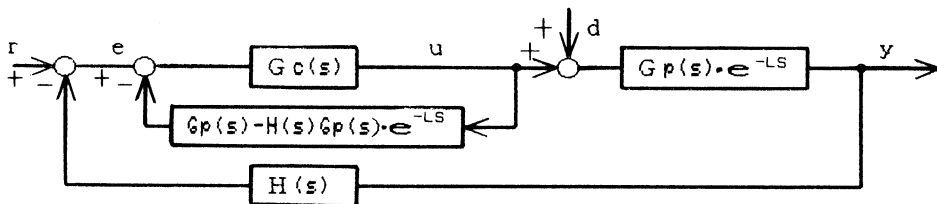


図-3 外乱補償器 $H(s)$ を用いた系

る。図-1の系に外乱 $d(s)$ が加わったとする、このとき外乱に対する出力偏差 $e_a(s)$ は

$$e_a(s) = \frac{G_p(s)}{1+G_c(s)G_p(s)} + \frac{G_c(s)G_p(s)}{1+G_c(s)G_p(s)} \{G_p(s) - G_p(s)e^{-Ls}\} d(s) \quad (1)$$

となる。従って(1)式から解るように制御対象が原点の近くに極を持っていると $G_c(s)$ の選択にかかわらず長時間外乱に対する偏差が残ることになり望ましくない。

目標値-制御量間の伝達特性をかえずに、外乱に対する特性を改善する方法として、渡部等の外乱補償法がある⁽⁹⁾。これは図-3に示すように外乱補償器 $H(s)$ をフィードバックループに挿入するものである。 $H(s)$ は外乱に対する特性の指定と $G_p(s)$ の特性によって定められる。

また Smith の方法は、プロセスモデルを使用しているため制御対象の同定の正確さを必要とする。

3. 実験装置と線形化補償

3-1 実験装置の構成

本実験装置は、タンク液面制御を目的とした机上モデルで図-4にその構成を示す。タンク形状は縦 150 mm、横 200 mm、高さ 300 mm のものである。むだ時間要素は $L=16.7$ (sec) のものと、 $L=39.3$ (sec) の 2 つのものを用意した。液位は液位検出器で測定しその信号を計算機システムに送り制御アルゴリズムに従って処理されたのち、流量制御弁 A への操作量として出力される。流量制御弁 B は液位に係わらずタンクの流出抵抗が一定になるように動作させる。従って、タンク特性の中に含ませることができ、本実験装置は 1 入力 1 出力のフィードバック系となる。

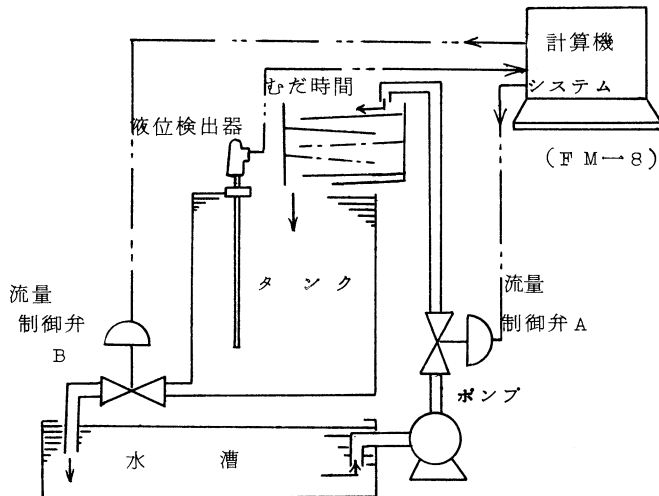


図-4 実験装置

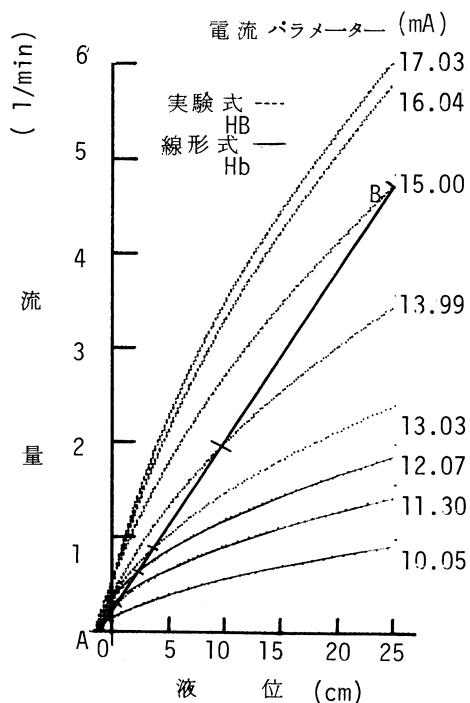


図-5 制御弁Bの流量—液位特性

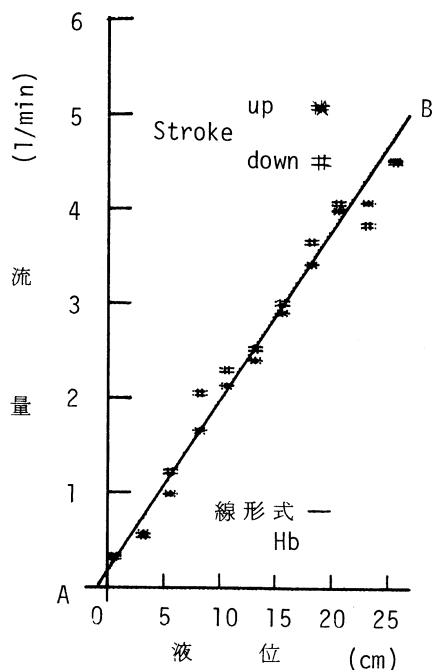


図-6 線形補償後の制御弁Bの特性

3-2 制御対象の伝達関数

図-4から、流入量を入力、液位を出力、 $1/R$ を制御弁Bを含めた流出抵抗、Aをタンク断面積とし、タンクのみ伝達関数を一次遅れ系とみなす。このときむだ時間を含めた伝達関数 $G(s)$ は

$$G(s) = \frac{R}{1+TS} e^{-Ls} \quad (2)$$

ここで、 R ：プロセスゲイン、 $T=AR$ ：プロセス時定数となるよう線形化等を行っている。

3-3 線形化補償

前章で述べたように、Smithの方法はプロセスモデルを使用しているために制御対象の特性が大きく変化すると目的とする制御を得ることが出来ない。本実験ではこの対策として、次に述べる線形化補償を行なっている。

3-3-1 流量制御弁Bによるタンク系の線形化

これは(2)式における流出抵抗 $1/R$ を広い範囲で一定値とするため、即ち、タンク流出流量

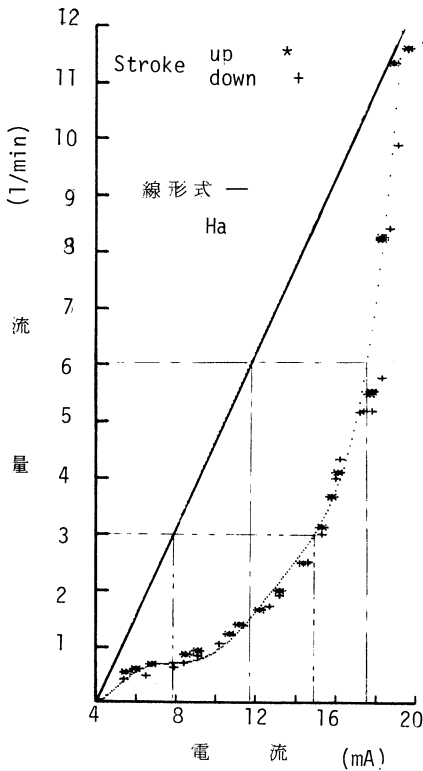


図-7 制御弁Aの流量-液位特性

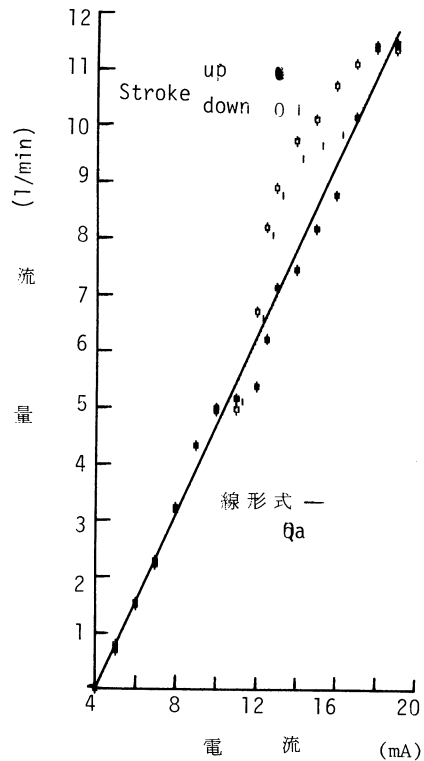


図-8 線形補償後の制御弁Aの特性

と液位間に比例関係を持たせるために行なったものである。図-5の流量-液位特性線図における直線ABは流出抵抗 $1/R$ を $3.0(1/\text{min}/\text{cm})$ に設定した場合であり、これに対する制御弁Bの操作電流の補正式は図-5の各特性曲線と直線ABの交点から得ることが出来る。補正後の流量-液位特性を図-6に示す。

3-3-2 制御弁Aの線形化

流入側制御弁Aの流量特性を図-7に示す。制御弁Aが全動作に渡って線形となるように補正式を定める。その結果を図-8に示す。入力電流 16 mA 以上の部分において補正結果と設定特性とに差異が認められるが、これは弁機構のヒステリシスによるものである。本実験では制御弁Aの動作範囲が $4\sim 16\text{ (mA)}$ であったのでこれ以上の補正は行なわなかった。

4. 実験方法

線形化補償後の制御対象の各定数を表-1に示す。制御方策を次の3種類とし

- (i) PI制御
- (ii) PI制御+Smith法

表-1 プロセス定数

むだ時間要素	I	II
むだ時間 L (sec)	16.7	39.3
プロセスゲイン R (cm/sec)	5.9	4.41
プロセス時定数 T (sec)	112.7	118.3

表-2 PI 制御定数 [20%行きすぎて応答時間最少]

むだ時間要素	目 標 値		外 乱	
	I	II	I	II
むだ時間 L (sec)	16.7	39.3	16.7	39.3
比例ゲイン K _p	0.685	0.410	0.799	0.479
積分時間 T _i (sec)	112.5	118.8	38.4	90.4

[Chien, Hrones, Reswick の方法による最適調整値]

(iii) PI 制御+Smith 法+外乱補償

各々の制御方策に対する

- (a) 目標値変化に対する応答
- (b) 外乱に対する応答

を調べる。各制御方策における制御定数は表-1 を基に次の様に定める。

- (1) PI 制御定数は「Chien, Hrones, Reswick の最適調整値」を用いて定める。この方法は制御対象の R, T, L を用いるので, (ii) (iii) に対しては, L を与える必要がある。本実験では, 表-1 における L をむだ時間として与えた。したがって PI 制御定数は表-2 となる。
- (2) サンプリング周期 (DT) はプロセスの時定数を考慮して 0.2 秒とした。
- (3) 外乱補償器は, 外乱がステップ入力, G_p(s) が一次遅れ系であることから

$$H(s) = a_0 + \frac{a_1}{s + \alpha} \quad (3)$$

ここで

$$a_0 = \frac{1}{T} \left[\alpha - \left(\alpha - \frac{1}{T} \right) e^{-L/T} \right] \quad (4)$$

$$a_1 = 1 - a_0 \quad (5)$$

となる。また, 自由パラメータ α はシミュレーションから $\alpha = 3$ と決定した。

以上で述べた制御方策は離散時間形に変換して, 本実験で用いる DDC システムに組み込まれ, その制御アルゴリズムを付録図-1, 図-2, 図-3 に示す。

5. 実験結果と考察

実験結果を示す図-9～図-18において、一点鎖線はシミュレーションの結果である。

5-1 目標値変化に対する応答

図-9から図-12に示すが、むだ時間の長さにかかわらず、整定時間はPI制御+Smith法のほうが短かく、またオーバーシュートも減少している。これはシミュレーションも同じ傾向を示している。立ち上り時間はPI制御の方が良いが、これはPI制御+Smith法のPI制御定数設定に必要なむだ時間を全長むだ時間にした為と考えられる。Smith法の構成を考えると、Lは純粋むだ時間と見なされる時間を除いた、高次遅れ等の時間すなわち全長時間より小さく取ることが考えられるが、その設定では立ち上りが速くなることが、オーバーシュートも大きくなることが予想される。

ここに実験結果はのせていないがPI制御+Smith法の応答と、さらに外乱補償を加えた応答とは同じ結果を示している。

5-2 外乱に対する応答

図-13から図-18に示す。むだ時間の長さにかかわらず、PI制御+Smith法はPI制御より外乱の影響が長くのこっている。この問題点は外乱補償を行うことによって除かれ、さらにPI制御よりも良い結果を得た。Smith法に外乱補償を併用した場合にも、先に述べたように、PI制御定数の変更が考えられる。

この時は比例ゲインが大きくなり、さらに積分時間は短くなる。従って整定時間は短縮されるものと思われる。

5-3 線形補償について⁽⁴⁾

3-3で述べたように制御弁Aと制御弁Bに線形化補償を行ない制御対象の係数R、Tを定係数とした。これによりPI制御においては、液位の動作点を任意に定めても、最適調整値を変更することなく用いることが出来る。図-19は制御弁Bの弁開度を初期定常液位で固定した時の目標値変化に対する応答であり、5-1で示した応答よりは悪くなっている。Smith法を用いた場合にも不安定な応答が確認されており、線形化が効果あることを示している。

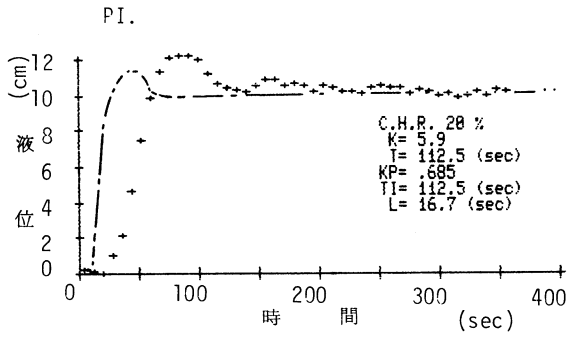


図-9 PI制御 ($L=16.7$ sec)

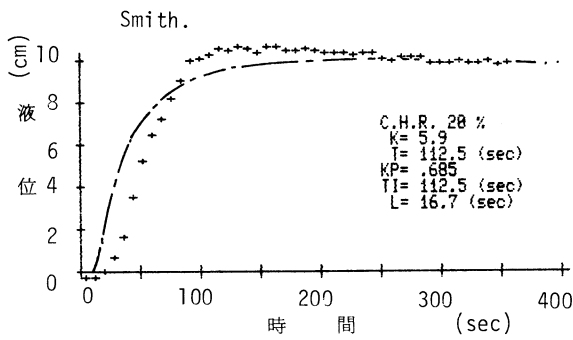


図-10 PI制御+Smith法 ($L=16.7$ sec)

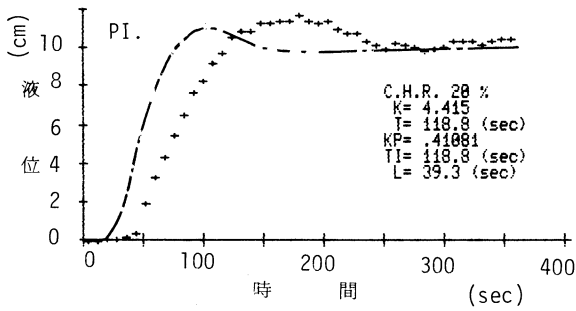


図-11 PI制御 ($L=39.3$ sec)

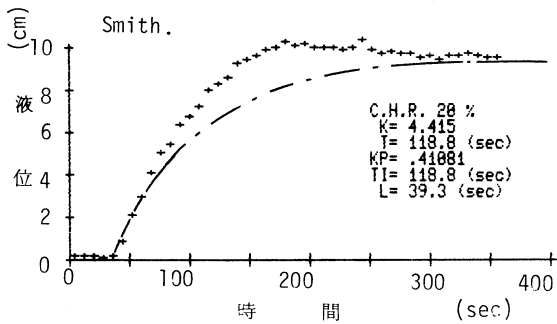


図-12 PI制御+Smith法 ($L=39.3$ sec)

むだ時間を含む液面制御系に関する実験的考察

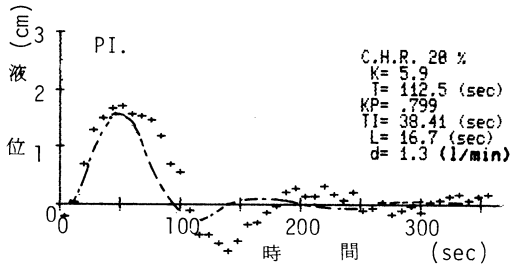


図-13 PI制御 ($L=16.7 \text{ sec}$)

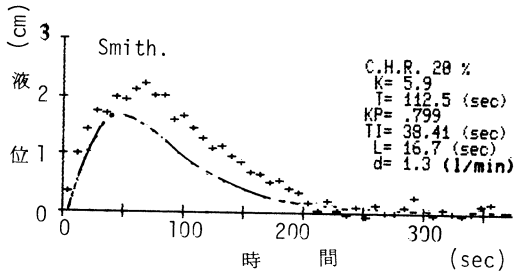


図-14 PI制御+Smith法 ($L=16.7 \text{ sec}$)

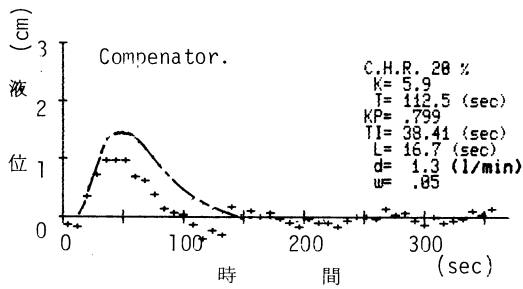


図-15 PI制御+Smith法+外乱補償 ($L=16.7 \text{ sec}$)

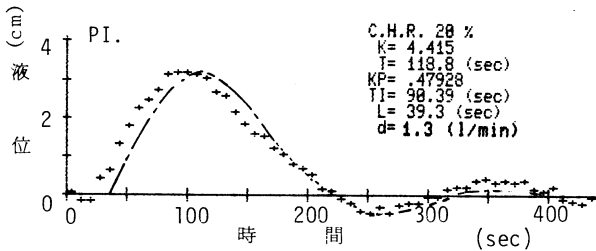


図-16 PI制御 ($L=39.3 \text{ sec}$)

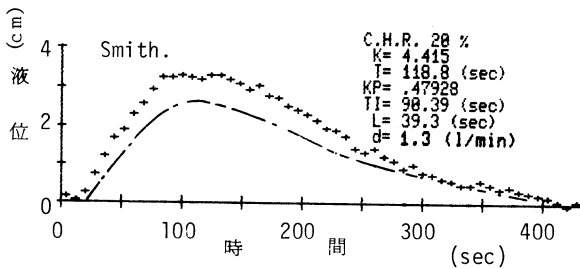


図-17 PI制御+Smith法 ($L=39.3 \text{ sec}$)

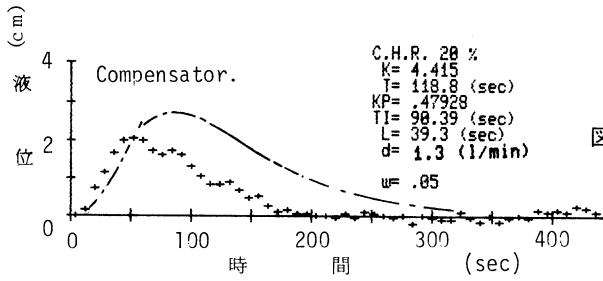


図-18 PI制御+Smith法+外乱補償 ($L=39.3$ sec)

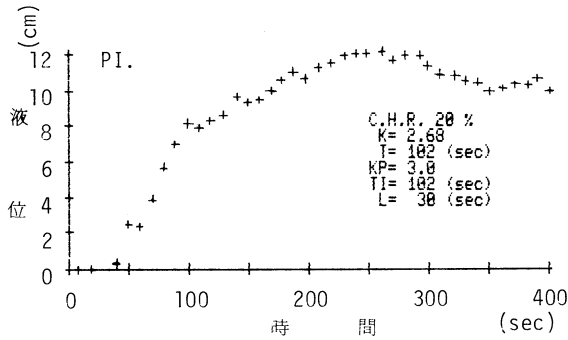


図-19 目標値に対する応答(線形補償なし)

6. あとがき

本論文はむだ時間を含む制御対象としてタンク液面系を実際に作製し、プロセス制御では一般的なPI制御、むだ時間をもつ系の制御に対するSmith法、および、その外乱補償を併用した場合における、目標値変化と外乱付加に対する実験を行ない、結果を比較検討した。実験結果から、Smith法の外乱補償を行った場合が、目標変化、および外乱付加に対しても有効であることが確認された。PI制御定数を定める為のプロセス定数において、むだ時間 L を全長むだ時間とした。これはPI制御定数をより安全な値に設定していることを意味している。Smith法の構成を考慮すると、純粹むだ時間を除いた時間で行うことも考えられ、それを短長時間とすると最適なものはいずれの間にも存すると思われる、この設定については今後の課題としたい。

デジタル計算機制御の柔軟性からも本研究で行なった制御系の非線形要素のソフトウェアによる線形化手法は制御対象のパラメータ変動に弱いSmith法などを用いる場合に有効な一手法であると思われる。Smith法に関してもプロセスとモデル間の mismatch による問題及びそれを積極的に利用したオーバーシュート⁽⁵⁾の抑制などの問題があり、先の問題と合せて今後検討したい。

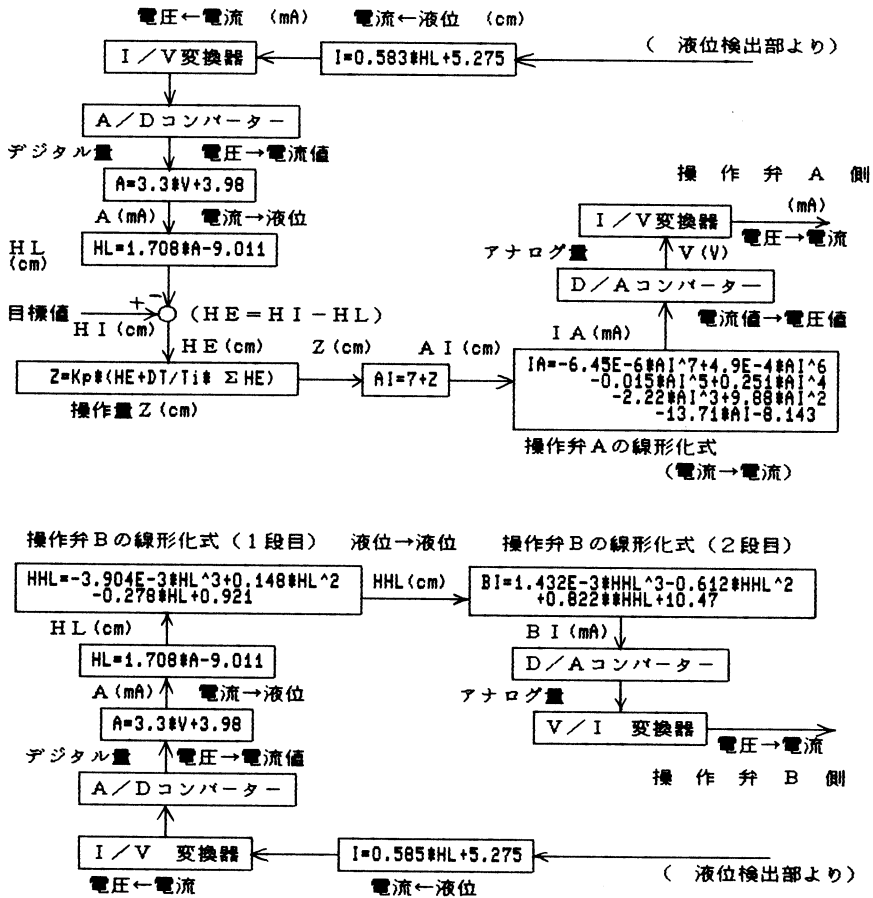
最後に本研究を進めるにあたり熱心なご討論をして載いた正田弘光助教授、ならびに本実験に御協力載いた当時本学卒論研究生であった山本 裕、竹内靖夫、矢部昭雄、池本雅俊の諸氏

に対して、感謝の意を表します。

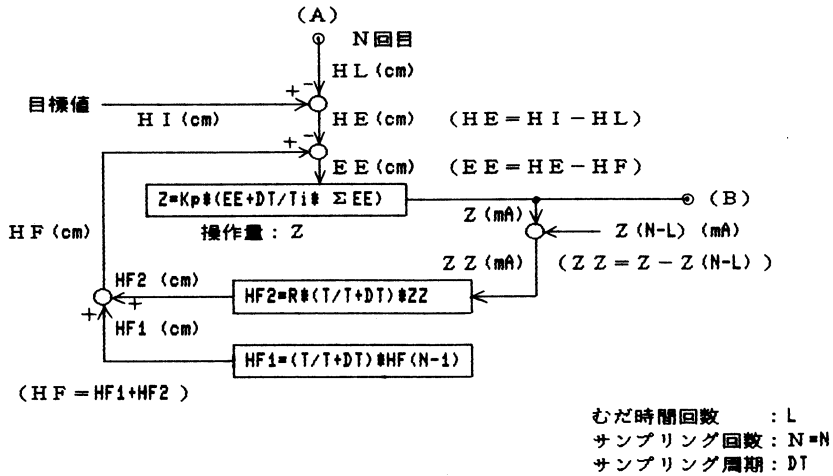
(昭和 59 年 5 月 19 日 受理)

参 考 文 献

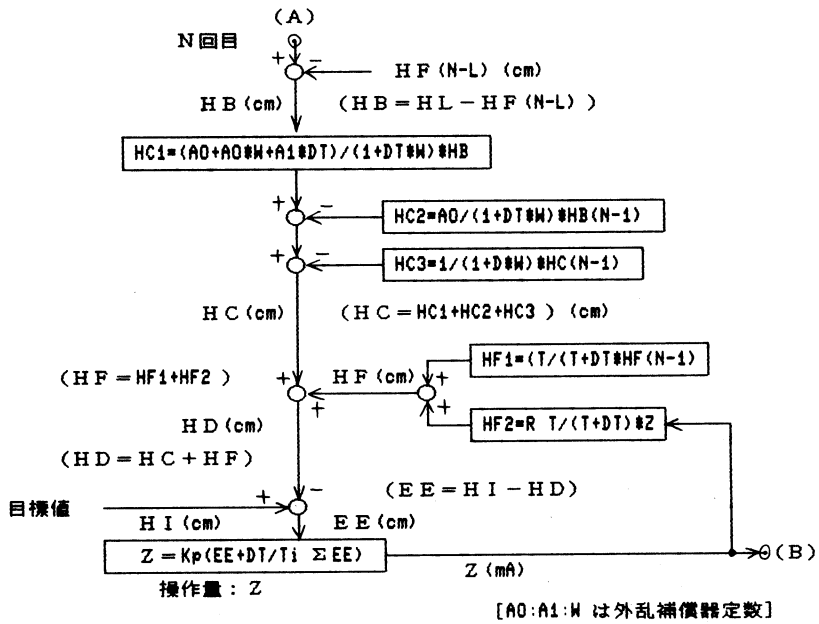
- 1) O. J. M. Smith : "A controller to overcome deadtime" ISA. J., 6, 2, 28 (1959)
- 2) 桑田・市岡：温度制御系における時間補償制御：計測と制御，Vol. 18, No. 10, pp. 861~868
- 3) 渡部・伊藤：Smith 法の外乱に対する制御特性の改善—補償器による方法；第 2 回 SICE Dynamical system Theory シンポジウム，pp. 73~78 (昭 54)
- 4) 成田・山下・久保田：第 25 回日本機械学会北海道支部講演会論文集 No. 832-2
- 5) 佐藤・渡部・伊藤：むだ時間系に対する Smith 法のステップ応答；第 20 回 SICE 学術講演会



附録 図-1 PI 制御の場合の演算回路とプロセスへの伝送過程図



附録 図-2 Smith法の演算回路



附録 図-3 Smith法に外乱補償器付加の演算回路

偏心外力を受けるねじ締結体のボルトの応力挙動 —— T型フランジの場合 ——

田 中 稔

Stress Behavior of the Bolt on the Bolted Joint Received Eccentric Force — A Case of Tee Flange —

Minoru TANAKA

Abstract

The Analysis by finite element method on the model which is constructed by spring-beam element has been performed to obtain stress behavior of the bolt on tee flange. Some experiments are simultaneously carried out under the same condition of the above model.

The following results are obtained :

- (1) On the axial stress of the bolt on the flange received external force the calculated stress are consistent with the experimental results.
- (2) The bending stress parallel to the bolt axis decrease with the increase of distance from its under-head.
- (3) When external force are acting on the flange, the rate of increase for axial stress and bending stress of the bolt become lower in the following case ;
 - i) the flange is applied with large tightening force and
 - ii) the flange thickness become larger and
 - iii) the distance from the application point of external force on the flange to the nutral axis of bolt is shorter.

1. は じ め に

ねじ締結はあらゆる産業分野で常用されているが、ねじ締結体に外力が作用する場合、ボルトに発生する内力の状態は簡単な場合を除いては、まだ不明な点が多く、従来、この設計は経験や勘によるところが多い。これは、ねじ締結体が複雑な形状の部品で構成されているため、理論的な強度解析が難しいためである。しかし、近年、機械および構造物が高性能化するなかで、精密化、軽量化と同時に安全性、信頼性への要求が高まり、精度良く機能を発揮する設計法を確立することが課題となっている。このような観点から多くの研究がなされている^{(1)~(6)}が、これらは一般に解析が複雑であったり大型計算機を必要とする⁽⁵⁾など、設計に不便な点が多

い。

本研究では、偏心外力を受けるねじ締結体としてT型フランジを取り上げ、これを、ばねとばねを要素として組立てた単純な構造体にモデル化し、このモデルを有限要素法により解析することにより、設計上重要なボルトの応力挙動を、平面や立体要素に分割する一般的な有限要素解析よりもはるかに簡単に求める方法を示す。

また、フランジ厚さやボルト穴中心から外力の着点までの距離を変化させたフランジを製作し、実験を行ない、これらのボルトの応力挙動に与える影響を検討するとともに、実験結果と解析結果について比較検討を行なう。

2. T型フランジのモデル化

2-1 圧縮領域のモデル化

各々等しい厚さの被締結体を初期締付け力 F_v で締付けたねじ締結体を Fig. 1 に示す。この場合、締結体のボルト・ナット座面および接合面には初期締付け力による圧縮力が発生している。被締結体に圧縮力が発生している領域を圧縮領域と定義する。圧縮領域は座面 ϕB の外端から角度 α の領域に分布していると仮定する。この締結体に接合面を引き離す方向に外力が作用すると、座面側では圧縮力が更に増加し、接合面側では圧縮力が解放される。このような状態をモデル化するために、圧縮領域を座面側と接合面側に分離する。

圧縮領域は、頂面がボルト・ナット二面幅 B を直径とし、半頂角 α の円すい台と仮定すると、二枚の被締結体の圧縮領域はそろ盤玉状になっている。この圧縮領域を各々の被締結体厚さの中立面で座面側と接合面側に分離し、各々円筒に置き換える。すなわち、締結体に外力が作用したとき、座面側では圧縮力が増加し、接合面側では圧縮力が解放される円筒となる。接合面側円筒は、円すい台の底面を直径とし、座面側円筒は、円すい台の高さ $H/2$ における横断面を

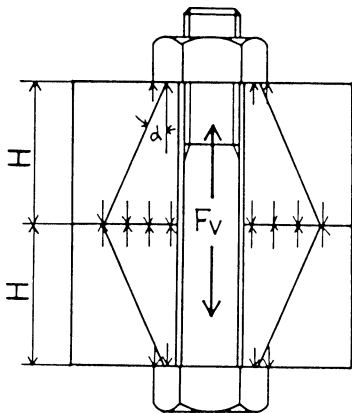


Fig. 1 Bolted joint

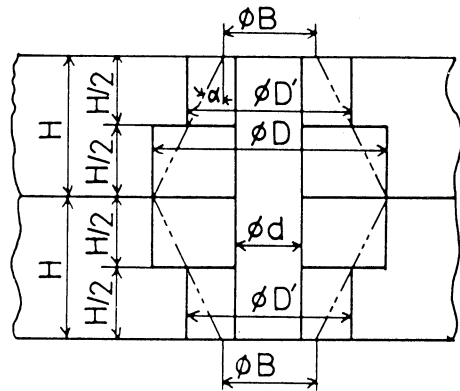


Fig. 2 Compression area of clamped plates

直径としている。これを Fig. 2 に示す。各々の円筒の直径は、次式で表わされる。

$$\phi D = 2H \tan \alpha + B, \quad \phi D' = H \tan \alpha + B \quad (1)$$

次に、円筒に置き換えた圧縮領域をばね要素にモデル化する。

座面側および接合面側円筒は、各々一個のばね要素にモデル化することも可能であるが、締結体に外力が作用すると接合面の圧縮力は減少し、更に外力が増加すると、接合面が分離し、圧縮領域は減少する。この過程を考慮するため接合面側円筒は、断面を Fig. 3 に示すように n 等分し、各分割部の面積 A_i に比例したばね定数 k_{pi} を持つ n 個 (n は奇数) のばね要素にモデル化する。ばね定数 k_{pi} は円筒の断面積を A (ボルト穴断面積を除く)、被締結体の厚さを H 、縦弾性係数を E とすると、次式で表わされる。

$$k_{pi} = K_i A_i / A, \quad K_i = 2EA / H \quad (2)$$

各ばね要素は各々図心に配置する。

座面側円筒は、ばね定数が等しい三個のばね要素にモデル化し、接合面側のばね要素の中央三ヶ所に、それに直列に結合するように配置される。このばね定数 k_{ci} は、座面側円筒の断面積を A' (ボルト穴断面積を除く) とすると、次式で表わされる。

$$k_{ci} = K_c / 3, \quad K_c = 2EA' / H \quad (3)$$

圧縮領域をばね要素にモデル化したものを Fig. 4 に示す。

2-2 締付けボルトのモデル化

ねじ締結体に偏心外力が作用すると、ボルトには引張力と曲げモーメントが作用する。このことを考慮して、ボルトは三個のばね要素にモデル化する。すなわち、Fig. 5 (a) に示すように、ボルトに曲げモーメント M_B が作用し、座面が ϕ_b 傾いたとき、これを (b) に示すように、ボルトの曲げ剛性を考慮したばね要素と引張のみを考慮したばね要素の三個のばね要素にモデル化する。

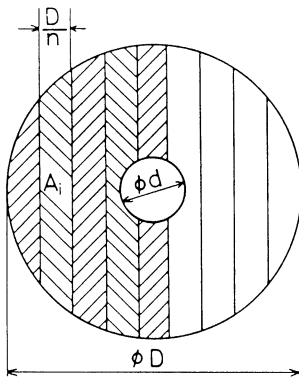


Fig. 3 Divided compression area of contact surface

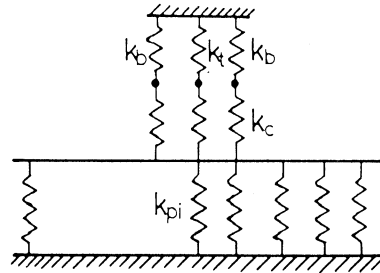


Fig. 4 Model using spring-beam element

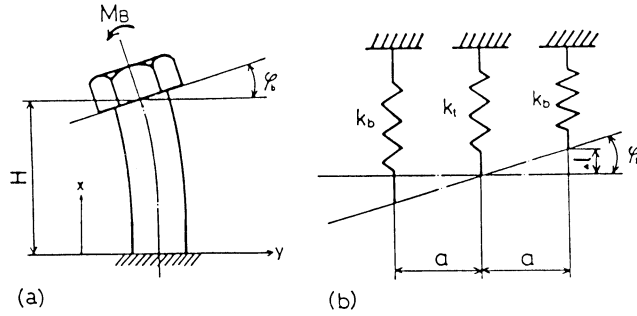


Fig. 5 Model of bolt using spring-beam element

曲げ剛性を考慮したばね要素のばね定数 k_b は、(a)のボルトを片持ばりと考え、ボルトの断面二次モーメントを I_b 、縦弾性係数を E とすると、座面のたわみ角 φ_b は

$$\varphi_b = M_B H / EI_b \quad (4)$$

曲げコンプライアンス γ_b は

$$\gamma_b = M_b / \varphi_b = EI_b / H \quad (5)$$

また、(b)において、曲げモーメントを求めると、

$$\begin{aligned} M'_B &= 2k_b a \Delta l \quad (\Delta l = a \tan \varphi_b \approx a \varphi_b) \\ &= 2k_b a^2 \varphi_b \end{aligned} \quad (6)$$

曲げコンプライアンス γ'_b は

$$\gamma'_b = M'_B / \varphi_b = 2k_b a^2 \quad (7)$$

式(5)と式(7)は等価とすると、曲げを考慮したばね要素のばね定数 k_b は、

$$k_b = EI_b / 2a^2 H \quad (8)$$

引張のみを考慮したばね要素のばね定数 k_t は、山本の式⁽⁷⁾より求めたボルトのばね定数を K_B とすると、モデルのボルト長さは締付け長さの半分であるから、

$$k_t = 2(K_B - k_b), \quad 2K_B = k_t + 2k_b \quad (9)$$

のように求められる。

これらのばね要素は、Fig. 4に示すように、圧縮領域の座面側のばね要素に直列に連結される。

2-3 T型フランジのモデル化

Fig. 6において、(a)はT型フランジ締結体に外力 F_t が作用している状態を示す。T型フランジが対称であると仮定して、4分の1の部分をはばねとはりを要素として組立てたモデルを(b)に示す。すなわち、フランジの圧縮領域および締付けボルトをはばね要素で、フランジ全体は曲げ剛性を考慮してはり要素として組み立てた構造体にモデル化している。図中、 K_b 、 K_t は各々ボルトおよび圧縮領域の座面側ばね要素が直列に連結していることから、これらを合成

したばね要素を示す。

圧縮領域接合面側のばね要素数は、座面側の3個のばね要素がボルト二面幅を越えない範囲で最大の間隔となるように分割数を選択することにより求まる。

3. 解析方法

解析は、Fig. 6のモデルをばねとはり要素として有限要素法により行なう。モデルは、フランジ端の上下方向および外力の作用する中心部の横方向と回転が拘束されている。

計算過程は、実際の過程に合わせて、外力 F_{ti} が作用しない状態でボルトに相当するばね要素 K_b 、 K_t に初期締付け力に相当する変位を与える。次に外力 F_{ti} を徐々に増加させる。この過程で、座面側のばね要素は圧縮力が増加し、接合面側のばね要素は圧縮力が解放される。外力の増加により圧縮力が完全に解放された接合面側のばね要素はモデルを構成している要素から分離する。実際の使用条件を考えて、ボルト穴中心に配置されているばね要素が構成要素から分離されるまで計算を繰り返す。この操作は、外力が増加することにより、接合面が分離し、圧縮領域が減少して行く過程を示す。

計算では、フランジの圧縮領域を円すい台の半頂角 α を 25 度、縦弾性係数を 206 GPa とし、その他の寸法は、実験に用いたフランジおよびボルト・ナットの寸法より求めた。

4. 実験装置および実験方法

実験に用いたT型フランジとボルトを Fig. 7 に示す。ボルトは、締付け力、追加軸力および曲げ応力を測定するため軸部 4ヶ所に歪ゲージを 180 度の位相差で各 2 枚、計 8 枚貼り、あらかじめ較正しておく。各ボルトの歪ゲージの位置を図中の表に示す。ボルトは M 12、強度区分 10.9 である。また、フランジは、厚さを 2 種類、ボルト穴中心-着力点距離を変えたもの 2 種類、計 4 種類を各一組ずつ製作した。各部の寸法は図中に示した。

実験は、一組の T 型フランジを 2 本のボルトが等しく目標締付け力となるように締付け、ア

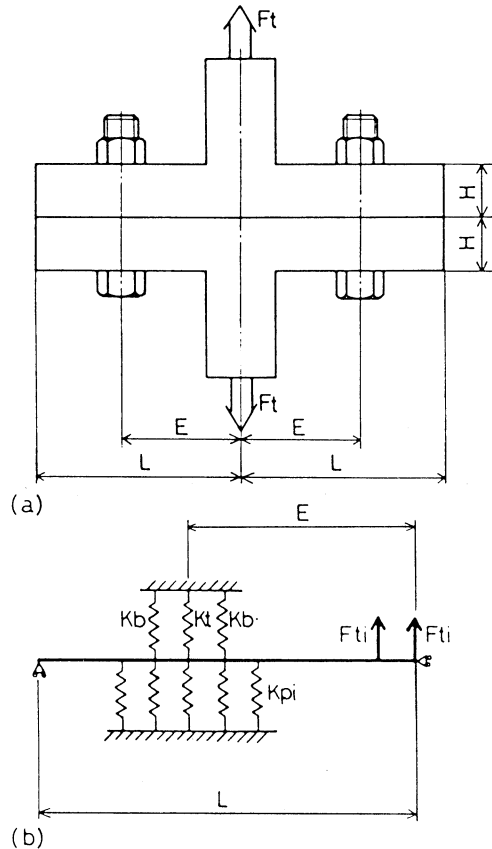


Fig. 6 Tea flange and its model using spring-beam element

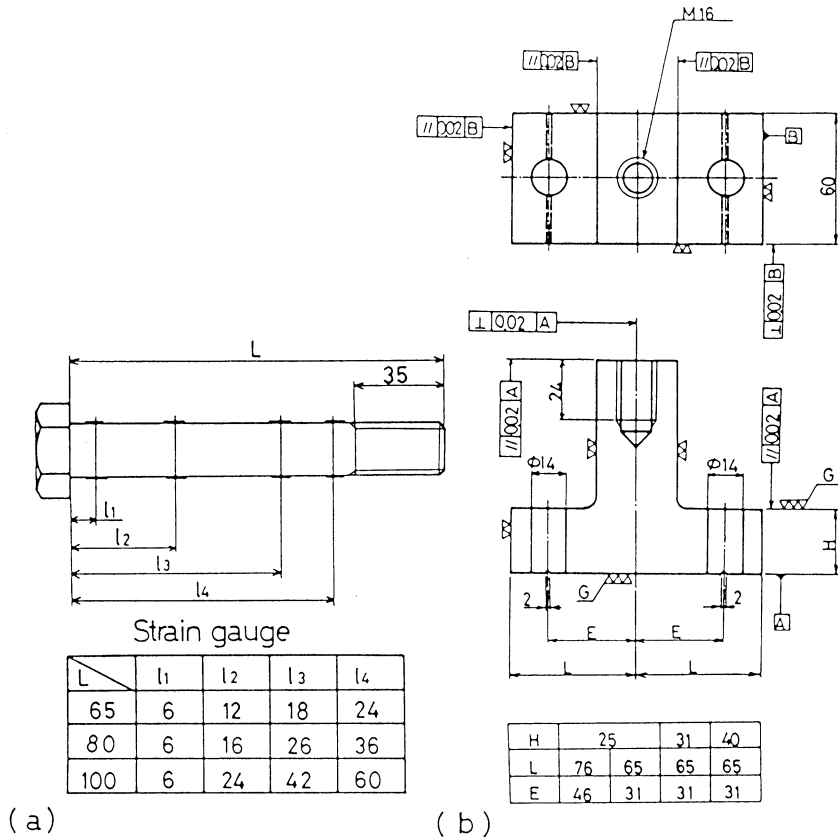


Fig. 7 Bolt and tee flange used in experiment

ムスラー型万能試験機のチャックが一直線になるように調整してからT型フランジ締結体をチャックに取付け、試験機により外力を負荷する。このときの締付け力、追加軸力および曲げ応力は、ボルトに貼った歪ゲージの出力をデジタル静歪計（共和電業製 UCAM-5A）で測定、記録する。外力は4.9 kN（500 kgf）きざみで負荷した。

目標締付け力（初期締付け力）は、ボルトの耐力から30.4、37.2、45.1 kN（各々3100、3800、4600 kgf）の3種類とした。

4. 結果および考察

Fig. 8は、初期締付け力を変化させた場合の外力と応力との関係を示す。(a)はボルト軸応力の変化で、図中×印は解析において、接合面側ばね要素が構成要素から分離した点を示し、実際には接合面の分離を意味しているが、実験では、接合面がどこまで分離したかは測定が困難なためデータは取れなかった。(b)はボルト首下の曲げ応力の実験結果を示す。軸応力に関し

偏心外力を受けるねじ締結体のボルトの応力挙動

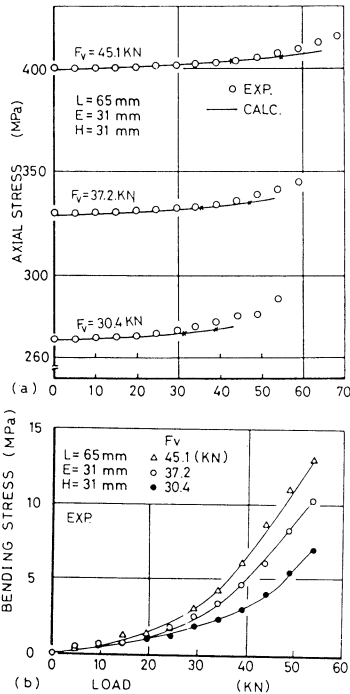


Fig. 8 Relation between load and stress for tightening force

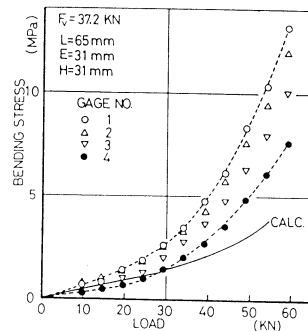


Fig. 9 Relation between load and bending stress at each location

て、解析結果は実験結果と良く一致している。軸応力も曲げ応力も、初期締付け力が高くなると、外力の増加に対する応力の増加割合は低くなっている。これは、初期締付け力が高い場合、圧縮領域の変位が大きくなり、外力の増加に対して圧縮領域が減少しづらいため応力の増加割合が低くなると考えられる。

Fig. 9は、ボルトに貼った各歪ゲージ位置における外力と曲げ応力の関係を示す。曲げ応力は首下側で高くナット側で低くなっている。また、外力の増加に対する曲げ応力の増加割合も首下側で高く、ナット側で低くなっている。これは、ボルトの軸部とねじ部で剛性が異なり、ねじ部の剛性が低いことと、ナットとのはめ合ねじ部の剛性が影響していると考えられる。この現象は、切欠きを持つねじ部で応力が低くなることから、ボルトに繰り返し外力が作用する場合の疲労を考えるうえで、ボルトに有利な現象と考えられる。

解析結果と実験結果を比較すると、外力の低いところでは、解析結果と実験結果は近似するが、外力が高くなると、解析結果は実験結果より低くなる。これは、ボルトをモデル化の際に曲げ剛性を一様としていること、はめ合ねじ部の剛性を考慮していないことなどが原因と考えられる。

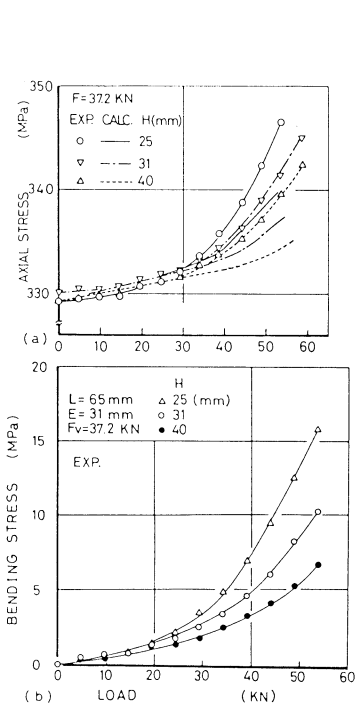


Fig. 10 Relation between load and stress for flange thickness

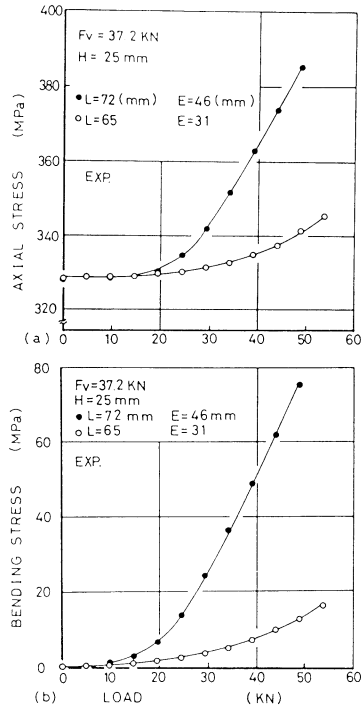


Fig. 11 Relation between load and stress for distance from application point of load to neutral axis of bolt

Fig. 10 は、フランジ厚さを変化させた場合の応力変化を比較したものである。軸応力に関して実験値は初期締付け力が若干ばらついているが、外力の低いところでの応力の増加割合はフランジ厚さによる差がほとんどない。しかし、外力が約 30 kN 以上になると、フランジ厚さが厚いものの軸応力の増加割合は低くなっている。曲げ応力の増加割合もフランジ厚さが厚いものの方が低くなっている。これは、フランジが厚い場合、圧縮領域が広くなり、外力の増加により圧縮領域が減少しづらい。また、剛性も高いのでたわみずらくなっている。このため軸応力も曲げ応力も厚いものの方が増加割合が低くなると考えられる。

軸応力に関して、解析結果は外力が高くなると実験値より低い値を示しているが、その差は数%であり、この範囲では実用上問題ないと考えられる。

Fig. 11 は、ボルト軸中心-着点の距離を変えた場合の外力と応力の関係を比較したものである。ボルト軸中心-着点の距離が長くなると軸応力も曲げ応力もその増加割合が高くなる。この場合、フランジ厚さは同じであるから圧縮領域は等しい。また、ボルト軸中心-フランジ端距離もほぼ等しい。このことから、圧縮領域のある点に支点を考え、ボルト位置を作用点とすると、着点に働く力が等しければ作用点に働く力は、着点-作用点間の距離が長いほど大きくなることから、これは、てこ作用によりボルト軸中心-着点の距離の長いものの方が

軸応力の増加割合が高くなると考えられる。また、曲げ応力についても同様と考えられる。

5. ま と め

本研究では、T型フランジ締結体におけるボルトの応力挙動を実験により求めると同時に、T型フランジをばねとほりを要素とする構造体にモデル化し、有限要素法により解析を行なった。この結果をまとめると以下のようになる。

- (1) ボルト軸応力について、解析結は実験結と良く一致した。
- (2) ボルトに発生する曲げ応力は、首下側よりねじ部側に行くに従って小さくなる。
- (3) ボルトに発生する軸応力および曲げ応力は、i) 初期締付け力を高くする、ii) フランジを厚くする、iii) ボルト軸中心-着力点間の距離を短くすることによって、その増加割合を低くすることができる。

最後に、本研究の遂行にあたり終始ご指導いただいた工学院大学・北郷薫教授に深く感謝いたします。

(昭和 59 年 5 月 19 日 受理)

参 考 文 献

- (1) D. Kawalske, INDUSTRIE-ANZEIGER 95. Jg. Nr 9. V30. 1 S145 (1973)
- (2) D. Kawalske, Konstruktion 25, H2, S47 (1973)
- (3) P. Agatonovic, Konstruktion 26, H7, S266 (1974)
- (4) 向坂他 2 名, 機械学会論文集 44-377 (昭 53-1) p 293 (1978)
- (5) 田中他 2 名, 機械学会論文集 47-418 (昭 56-6) p 766 (1981)
- (6) 沢 他 2 名, 機械学会論文集 48-432 (昭 57-8) p 1200 (1982)
- (7) 山木晃, ねじ締結の理論と計算 着賢堂 (昭 50)

(昭和 58 年度精機学会春季大会学術講演会にて発表)

半導体電極を用いた水の光電気分解の研究

尾崎 正義・小野 正寛・小林 秀寿
南條 淳二・野村 滋・原 進一

Investigation of Photoelectrolysis of Water with Semiconductor Electrodes

Masayoshi OZAKI, Masahiro ONO, Hidetoshi KOBAYASHI
Junji NANJO, Shigeru NOMURA and Shin-ichi HARA

Abstract

Photoelectrolysis of water with two types of semiconductor electrodes which are the Cr-doped single crystal TiO_2 and the Si/ TiO_2 heterojunction has been investigated. The Photoresponse of Cr-doped TiO_2 electrode showed longer wave length (visible light region) spectral response than that of non-doped TiO_2 electrode. The visible light response is explained by the formation of the d-band due to Cr-doping below the conduction band edge of the TiO_2 in energy diagram. Photocurrent of Cr-doped TiO_2 electrode, however, decreased. This decrease is mainly due to the structural defects induced in the single crystal TiO_2 by high temperature treatment of Cr-doping resulted in localized deep levels in forbidden band. These deep levels enhance the recombination rate of the photo-generated carriers. The electrode of n-Si/ TiO_2 heterojunction was fabricated by coating the Si substrate surface with TiO_2 thin film using CVD technique. The thickness of TiO_2 film determines of the onset potential of photocurrent. The onset potential were shifted to negative potential side with decreasing the TiO_2 film thickness.

I. ま え が き

半導体/水溶液系を用い、太陽光を利用して、水素を発生させるための新しい半導体材料並びに電極構造の開発・研究が数多く行なわれている¹⁻⁴⁾。

太陽光スペクトルを有効に利用するためには、禁止帯幅が約 1.0 eV の半導体材料が適しており、かつ、光電気反応において、溶解を伴わない安定なものが必要とされている。n 型酸化チタン単結晶 (n- TiO_2) は光電気化学的には安定であるが、禁止帯幅が 3.0 eV と大きいため、太陽光の短波長側しか利用できない欠点を有している。A・K・Ghosh 氏らは、この欠点を補うために、結晶成長時に遷移金属である Cr をドーピングを試み、その結果、可視光領域においても光応答が観測されることを報告している¹⁻²⁾。筆者らは、n- TiO_2 単結晶中に Cr を高温酸素中でドーピングすることにより、禁止帯内に d-band を形成し⁵⁻⁶⁾見かけ上の禁止帯幅を狭く

することを目的として、より長波長側の太陽光スペクトルを利用し、水素発生の効率改善を試みた。

次に、シリコン単結晶は、禁止帯幅が1.12 eV であり、太陽光スペクトルを有効に利用する面で、n-TiO₂ よりも優れた半導体材料である。しかし、シリコンは光電気化学的反応によって溶解し、不安定であるため、水素発生用電極としては、そのままでは使用不可能である。そこで、シリコン表面上に、化学的堆積法 (CVD 法: Chemical Vapor Deposition method) により、光電気化学的に安定な TiO₂ 薄膜を形成することで保護し、溶解反応を防ぎ電極材料として使用する可否を調べた。この電極構造がヘテロ接合型であることから、窓電極の TiO₂ 薄膜内でも太陽光を吸収して水素発生の効率が改善されるかどうか、その諸特性を調べると共に、その反応機構を調べた。ここに、これらの結果と検討を報告する。

II. 実験方法

II-1 Cr ドープ酸化チタン単結晶電極の作製

試料は、純度 99.99% の n-TiO₂ 単結晶 (001) 面でこれを 0.3 μm のアルミナでポリッシングし、鏡面仕上げされた。この試料は、粉末状の Cr と TiO₂ が 1 : 2 の割合で混合されたもので包まれ、900°C、60 分間、酸素雰囲気中で加熱し、Cr の拡散処理がなされた。その後、比抵抗を 20~30 Ω・cm まで下げる目的で、600°C、50 分間、水素雰囲気中で還元処理が行なわれた。

光電気化学反応の諸特性を調べるための電極の構造は、試料裏面を #2000 のカーボランダムでラッピングした後、In を真空蒸着しオーム性接触を得、それに銀ペーストを用いてリード線が取り付けられた。反応を行なわせる面以外は、溶液と接触しないように注意をはらってピセインで被覆された。

II-2 n-Si/n-TiO₂ ヘテロ接合型電極の作製⁷⁾

基板として使用した n-Si は、化学的に鏡面仕上げされた比抵抗 2Ω・cm で面方位が (100) 面の単結晶である。n-TiO₂ 薄膜の形成に用いた CVD 装置を Fig. 1 に示す。TiO₂ 薄膜の成長条件は、70°C の温度で保温されたオルトチタン酸テトライソプロピル (以後、T.P.T. と略す。) と水をキャリアガスである窒素を用いて 270°C に加熱された Si 基板上に運び、図中の反応式に従って TiO₂ 膜が形成される。キャリアガスとしての窒素ガス流量は、それぞれ、500 ml/min と 200 ml/min である。膜厚は、成長時間で制御し、エリプソメトリー法で測定が行なわれた。

II-3 光電気化学的測定

水素発生のための光電気化学的反応に使用した電解液は、0.5 mol/dm³ の KCl 溶液である。この電解液の pH を 4.7 と一定に保つために、緩衝液として 0.05 mol/dm³ の CH₃COOH と 0.

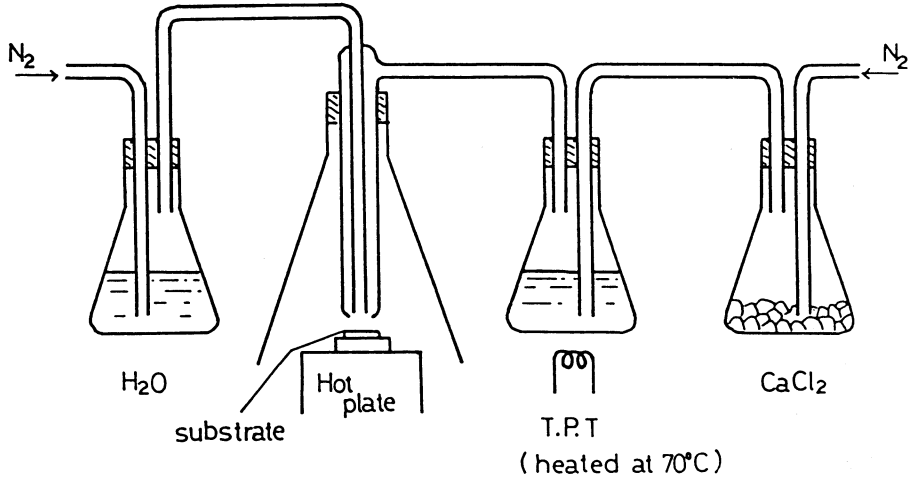
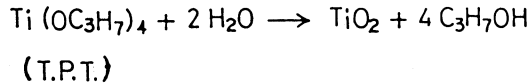


Fig. 1 Apparatus for CVD

05 mol/dm³ の CH₃COONa をそれぞれ 5% (体積比) 加えられた。電解液中の溶存酸素を除去するため、溶液は、測定前の 3 時間、測定中も窒素ガスがバブリングされた。対向電極には白金電極が、参照電極には飽和カロメル電極 (以下、S.C.E. と略す) が用いられた。試料と白金電極間には、ポテンシオスタットによってバイアスが印加された。光電気化学反応で試料に照射した光源は 500 W の Xe ランプである。電極の分光感度特性は、光源にハロゲンランプを用いたモノクロメータで測定された。

III. 実験結果及び考察

III-1 Cr ドープ n-TiO₂ 電極

Fig. 2 は、Cr をドープした試料としない試料に対する分光感度特性である。縦軸は、それぞれの試料の光電流の最大値を 100 とした場合の相対目盛りで表わしている。この結果から、Cr をドープすることで、より可視光領域での光吸収が行なわれるようになったことが解る。これは、Cr をドープすることで太陽光スペクトルを有効に利用することにつながる重要な結果であり、また、A・K・Ghosh 氏らの報告²⁾ とよく一致している。光電流の可視光領域への拡張が行なわれた原因は、Fig. 2 において吸収波長端 550 nm であることから、エネルギーギャップが約 2.25 eV と計算され、Fig. 3 のバンド構造に示すように、本来の TiO₂ の伝導帯下の 0.75 eV まで Cr の 3-d 軌道の相互作用による d-band が形成されたことによるものと考えられる。

Fig. 4 は、Cr ドープされた試料とドープしない試料の光電流-電圧特性である。両電極にお

ける立ち上がり電位は、約 -0.5 V と変わらないが、正方向のバイアス側で、Cr ドープした試料としない本来の n-TiO_2 試料の光電流値よりもかなり小さな値になっていることがわかる。このことは、前述のCr ドープによって禁止帯内に d-band が形成されるとして説明された光応答が可視光領域へ拡張する結果とは矛盾する。このことに関しては、現在、明確な解釈がなされておらず、究明中であるが、Cr をドープする際の高温処理や、Cr が結晶内に入り込むことで起きる結晶歪による新たな準位が光励起された電子-正孔対の再結合中心として作用する結果⁹⁾、光電流の減少を起していると考えられる。

III-2 n-Si/n-TiO₂ヘテロ接合型電極

Fig. 5 と Fig. 6 は、 TiO_2 膜の厚さが 2000 \AA の場合の n-Si/n-TiO_2 ヘテロ接合型電極の分光感度特性と光電流-電圧特性を示す。実験に先き立ち、シリコン基板上の TiO_2 CVD 膜は、長時間の実験においても、シリコンの溶解を防ぎ、完全な保護膜の役割を果たしていることを確認している。Fig. 5において、印加バイアスが 2 V 以上では、約 410 nm の位置に、 2 V 以上では約 1100 nm の位置に吸収波長端を持っており、前者は、 n-TiO_2 の、後者は、 n-Si 単独の場合のそれと一致する。したがって、ヘテロ接合型電極にすることにより、 n-Si 基板による長波長側の光吸収の増大の分だけ、光電流が増大しており、ヘテロ接合型構造の効果が現われている。 n-

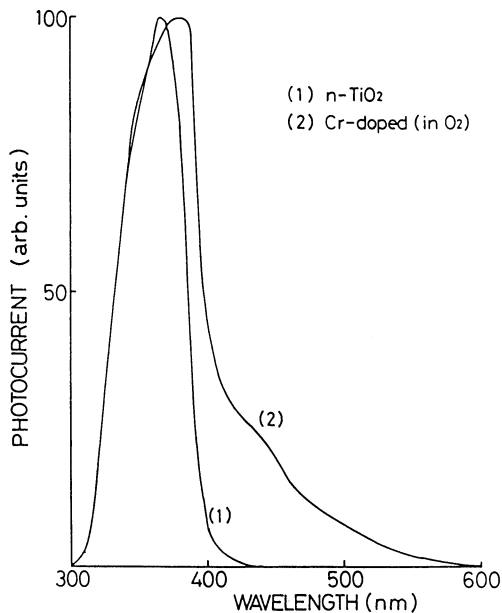


Fig. 2 Photocurrent vs. wavelength for TiO_2 electrode and Cr-doped TiO_2 electrode

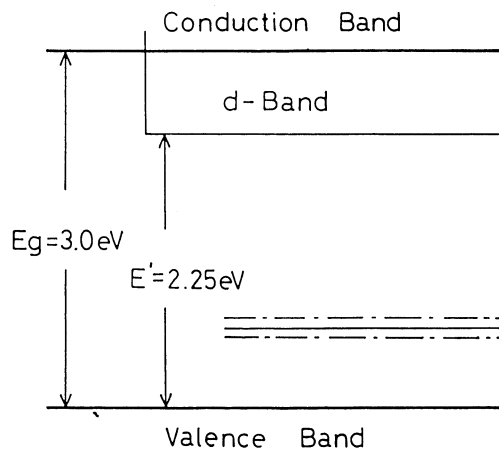


Fig. 3 Band structure of Cr-doped TiO_2

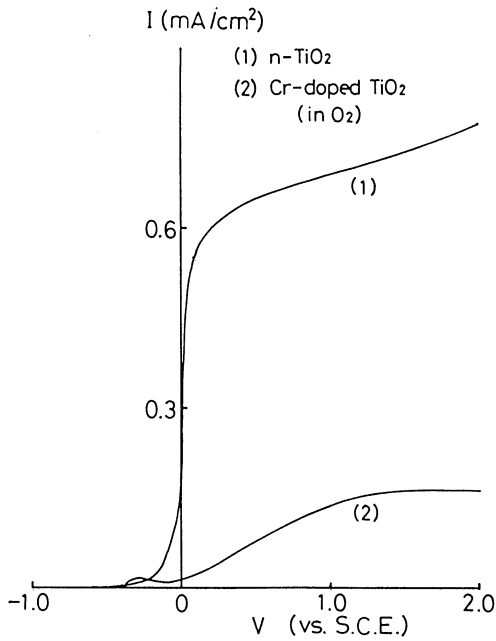


Fig. 4 I-V characteristic for n-TiO₂ electrode and Cr-doped TiO₂ electrode

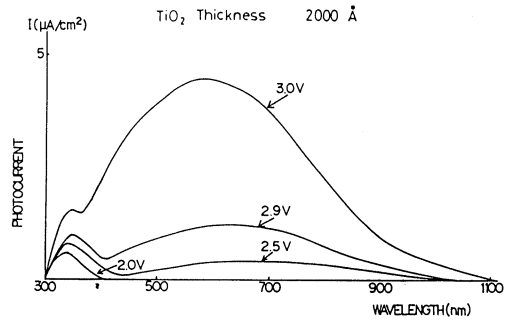


Fig. 5 Photocurrent vs. wavelength for n-TiO₂/n-Si electrode

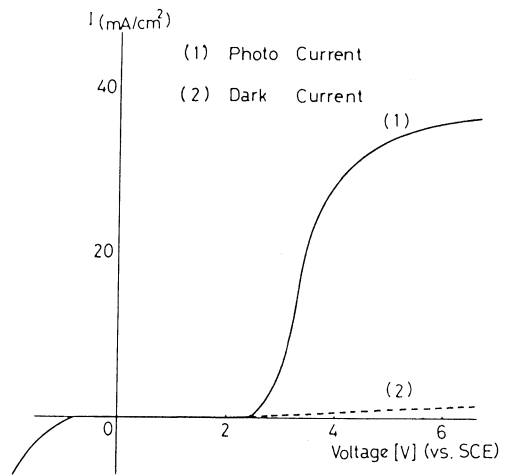


Fig. 6 I-V characteristics for TiO₂/Si electrode

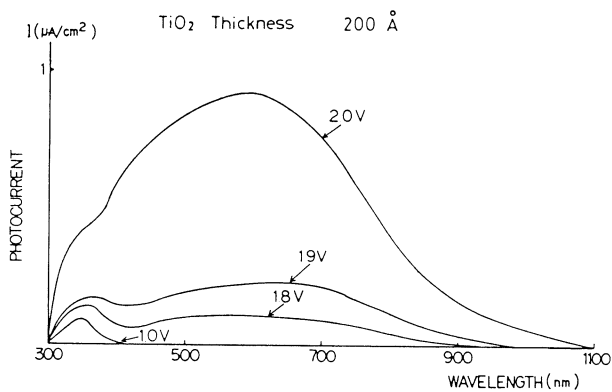


Fig. 7 Photocurrent vs. wavelength for n-TiO₂/n-Si electrode

TiO₂ 単結晶だけの光電流値を、印加バイアス 5 V のところで比較すると、今回のヘテロ接合型電極の方が約 100 倍大きい。これは、効率の面で大きな改善がなされたことになる。また、両図から印加バイアスが 2 V 付近で n-TiO₂ 電極と n-Si 電極の光電気化学反応が加算される転移点であることが解った。

Fig. 7 は、n-TiO₂ の吸収波長端と、1.5 V 以上では、n-Si のそれと一致する。この結果と、2000 Å の膜厚の場合を考慮すると、n-TiO₂ 膜厚の減少は、n-TiO₂ と n-Si のそれぞれが加算され、ヘテロ接合型構造の効果が現われる転移点を、より小さな印加バイアス側へ移行させることを示唆している。

上記の結果にもとずき、CVD 法による n-TiO₂ 薄膜の膜厚をパラメータに光電流-電圧特性を測定した結果が Fig. 8 である。膜厚の減少に伴って、立ち上がり電位が単な方向に移動していることが解る。この原因として、以下のことがらが考えられる。

一般に、n 型半導体が溶液と接触する前の、バンド図を Fig. 9 (a) に示し、Fig. 9 (b) には、接触後、半導体側から溶液中へ向って電子が移動し系全体のフェルミ準位が一致して平衡状態になる様子を示している。ここで、窓電極の n-TiO₂ 膜が極めて薄く、フェルミ準位を一致させるだけ十分な電子をその薄膜から供給できなくなれば、表面層の n-TiO₂ 膜は完全に電子が枯渇した状態になる。この様な状態の TiO₂ 膜中へ、基板である n-Si から電子が移行する。この場合、熱平衡条件下では表面層の電子はわずかしか存在せず、電子統計を支配するフェルミ準位は、伝導帯を離れて禁止帯中央附近に移動し、n-TiO₂ 膜は、あたかも真性半導体の様な作用をする。この様子を示したのが、

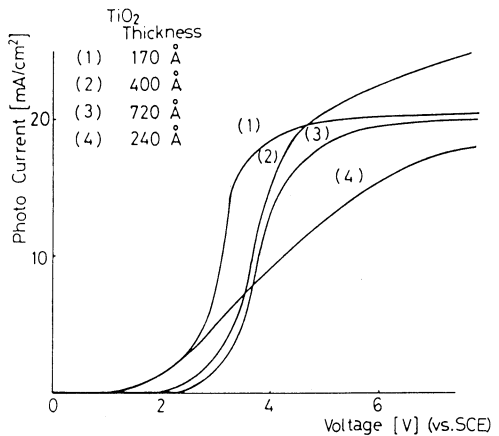


Fig. 8 I-V characteristics for TiO₂/Si electrode

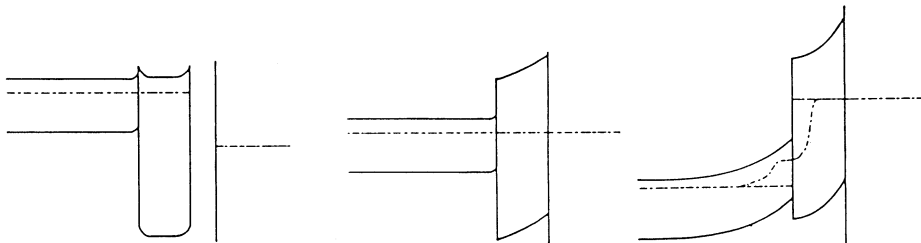


Fig. 9 Band transition under consideration of interface states. (a) : before contact (b) : after contact (c) : thinner TiO₂ film

Fig. 9(c)である。これが原因で価電子帯にできる電位障壁は、元のフェルミ準位との差だけ減少する。電位障壁の減少によって、より小さなバイアスで n-Si 電極の光反応の影響が現われることになる。したがって、TiO₂ 膜の減少が、立ち上がり電位を卑な方向へ移動させたと考えられる。

IV. 結 論

太陽光スペクトルを有効に利用する目的で、TiO₂ 単結晶中に遷移金属である Cr をドーピングした結果、この電極での可視光領域への光応答の拡張が得られた。これは、Cr ドーピングによる TiO₂ 禁止帯内の d-band の形成が原因していると考えられる。しかし、反面、光電流が大きく減少した。これは、Cr ドーピングの結果、結晶構造の歪による準位の発生、Cr³⁺ による禁止帯内の deep level の発生が光発生したキャリアの再結合中心として作用することに起因していると考えられる。今後、Cr ドーピングの最適条件を見出すことと、同時に禁止帯内に局在する準位の密度、分布、状態を詳細に調べる必要がある。

光電気化学的に不安定であるが、吸収波長領域の広い n-Si 上に、CVD 法により、TiO₂ 膜を形成して、ヘテロ接合型電極構造にすることにより、TiO₂ 単結晶電極の場合よりも大きな光電流が得られた。この電極構造による立ち上がり陽極電流の値は、TiO₂ 膜が薄いほど卑な方向へ移動する結果を得ている。しかし、印加バイアスなしには光生成した正孔によって水素発生がなせないのが現状である。今後は、基板の半導体材料をシリコンとは別の GaAs や InP またはアモルファス材料を用い更に基礎的研究を続行していく予定である。

(昭和 59 年 5 月 19 日 受理)

参 考 文 献

- 1) A. K. Ghosh, and H. P. Maruska J. Electrochem. Soc. : 124, 10, (1977)
- 2) A. K. Ghosh, and H. P. Maruska Solar Energy Material : 20, pp 237 (1978)
- 3) P. A. Kohl, S. N. Frank, and A. J. Bard J. Electrochem. Soc. : 124, 2, (1977)
- 4) J. Augustynski, J. Hinden, and Chs. Stalder J. Electrochem. Soc. : 224, 7, (1977)
- 5) Y. Matsumoto, J. Kurimoto, T. Shimizu, and E. Sato J. Electrochem. Soc. : 127, 10, (1980)
- 6) Y. Matsumoto, J. Kurimoto, T. Shimizu, and E. Sato J. Electrochem. Soc. : 128, 5, (1981)
- 7) 矢沢一彦 電気化学 : 49, 7, pp 418 (1981)
- 8) 千川原, 大江, 石田, 南條, 野村, 原 第 18 回応用物理学会北海道支部学術講演予稿集 (1983)
- 9) G. Campet, J. Verniolle, J. P. Doumerc, and J. Claverie Mat. Res. Bull. : 15, pp 1135, (1980)

ポリフッ化ビニリデン溶液の光散乱

山 中 厚

Light Scattering from Solution of Polyvinyliden Fluoride

Atsushi YAMANAKA

Abstract

In this paper, the author tried to determine the weight average molecular weight (M_w), the second Virial coefficient (A_2) and radius of gyration $\langle S \rangle$ for polyvinyliden fluoride in N, N-dimethylacetamide as solvent by means of Zimm method. This experiment has been done at temperatures of 18 (°C) and 20 (°C). The light source used is He-Ne Laser (1 mw). The results gained with respect to the above physical quantities are as follows : $M_{w18.0^\circ\text{C}} = M_{w20.0^\circ\text{C}} = 1.2 \times 10^5$ (g/mol), $A_{218.0^\circ\text{C}} = 1.96 \times 10^{-4}$ ($1 \cdot \text{g}^{-2}$), $A_{220.0^\circ\text{C}} = 0.67 \times 10^{-4}$ ($1 \cdot \text{g}^{-2}$), $\langle S \rangle_{18.0^\circ\text{C}} = 1.2 \times 10^3$ (Å), $\langle S \rangle_{20.0^\circ\text{C}} = 0.75 \times 10^3$ (Å). The concentration of solution used range from 7.0 ($\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$) to 35.0 ($\text{g} \cdot \text{l}^{-1}$).

ま え が き

光散乱の現象は Tyndall 現象として古くから知られているが Rayleigh そして Mie 等により理論的研究がなされた。次に Debye により高分子分野への応用のために理論的發展が行なわれ光散乱による有力な測定手段が確立された。この方法を用いて種々の高分子溶液における溶質の分子量、ビリアル係数及びその慣性半径などが求められてきた、特にこの手法により測定できる重量平均分子量の測定領域は $10^4 \sim 10^7$ (g/mol) 程度であることが知られている。ポリフッ化ビニリデン (PVDF) は固体においても強誘電性を示し、応用上も大変興味深いポリマーである、この樹脂は高度の結晶性高分子であり幾つの変態が存在する、又その共存の比率により物性の値も異なる⁽¹⁾、又各変態における物性の違いが単独な PVDF 分子鎖の分子特性を調べることによりある程度の演繹的な説明が可能かどうかを試みることも興味あることである、その為に第一段階として著者はこの高分子の希薄溶液中での挙動を調べることによりその特性を得ておく必要があると考えた。したがって本報告の目的は N, N-ジメチルアセトアミドを溶媒とする PVDF 溶液の上記した三つの物理量を光散乱法により導出することにある。

理 論

分子に光 (電磁波) をあてることにより分子を分極させ二次波を発生させることが可能とな

る、この二次波の強度を測定して分子の状態を決定するところの物理量をその強度より算定することができる。今、強度 I_0 なる非偏光を入射したとき入射方向に対し角度 θ° 方向の散乱光の強さを I とすると次式が成立することが知られている⁽²⁾。

$$\frac{I}{I_0} = \frac{8\pi^2 (1 + \cos^2 \theta)}{\lambda^4 r^2} (\Delta\alpha)^2 \quad (1)$$

λ ; 入射光の波長 r ; 分子から観測点までの距離

$\Delta\alpha$; 溶質と溶媒の分極率の差

この式は一個の分子による散乱によるものであるが、溶質の数密度 N/V の希薄溶液 (N は体積 V の溶液中の溶質分子の数) に対しては“ゆらぎ”を考慮すると次の式が得られる。

$$\frac{I}{I_0} = \frac{2\pi^2 n^2 (\partial n / \partial c)^2 V (\delta c)^2}{r^2 \lambda^4 N} (1 + \cos^2 \theta) \quad (2)$$

n ; 溶液の屈折率 δc ; 単位体積中の溶質濃度の“ゆらぎ”

更に熱力学的考察により次の展開式が導かれる⁽²⁾,

$$\frac{Kc}{R_\theta} = \left(-\frac{1}{M_w} + 2A_2c + \dots \right) \quad (3)$$

$$\text{但し, } K = \frac{2\pi^2 n^2}{\lambda^4 N_A} \left(\frac{\partial n}{\partial c} \right)^2 \quad R_\theta = \frac{I r^2}{I_0 (1 + \cos^2 \theta)} \quad (\text{Rayleigh 比})$$

λ ; 入射光の波長, N_A = アボガドロ数, c ; 溶質濃度

M_w ; 重量平均分子量 A_2 ; 第 2 ビリアル係数 (分子間相互作用の強さの尺度)

しかしこの式は粒子 (この場合分子) の大きさが波長に比べて十分小さい時成立するが高分子の様な巨大分子では一個の分子内に二個以上の散乱中心が存在し、それからの二次波の干渉を考慮しなければならない、したがって波長に比べて小さい互いに独立な分子を考えたときの散乱強度との比であるところの構造因子 $P(\theta)$ を導入しなければならない。したがって更に次式が考えられる、即ちこれは (3) 式で $C \rightarrow 0$ における Kc/R_θ の θ 依存性を示す式と云える。

$$R_\theta = KP(\theta) M_w c \quad (4)$$

この式において $P(\theta)$ は分子の形状に関係した関数であり特に $\theta \rightarrow 0$ において分子の慣性半径の二乗平均 (高分子の場合“ひろがり”) $\langle S^2 \rangle$ の尺度となり次の式が成立すること理論的に導出されている。

$$\lim_{\theta \rightarrow 0} P(\theta) = \frac{1}{1 + \frac{16\pi^2}{3\lambda^2} \langle S^2 \rangle \sin^2 \theta / 2} \quad (5)$$

したがって θ の小さい領域においては (3), (4), (5) の式から次式を得ることができる

$$\begin{aligned} \frac{Kc}{R_\theta} &= \frac{1}{M_w P(\theta)} + 2A_2 c + \dots\dots\dots (6) \\ &= \frac{1}{M_w} \left(1 + \frac{16\pi^2}{3\lambda^2} \langle S^2 \rangle \sin^2 \theta/2 + \dots\dots\dots \right) + 2A_2 c + \dots\dots\dots \end{aligned}$$

本実験においてこの(6)式の左辺 Kc/R_θ の値と $(\sin^2 \theta/2 + \mu c)$ との特性曲線を描き (但し μ は任意定数であり本実験では $\mu = 10$ とした) そして次に Kc/R_θ の外挿値が描く特性曲線の $c \rightarrow 0, \theta \rightarrow 0$ としたときの傾斜及び切片の値より溶液中の溶質の分子量 (この実験では重量平均分子量), 第2ビリアル係数, 慣性半径の値などを算定することができる, このことは(6)式より明らかである。ここで注意しなければならないことは入射光の幅と散乱方向との幾何学的考察により体積補正值として Kc/R_θ に $\sin \theta$ を乗じておく必要がある⁽³⁾。

実験装置と測定方法

Rayleigh 散乱強度の測定法には種々ある本実験ではフォトンカウンターを用いて散乱強度を測定する方法を用いた。ブロック図を Fig-1 で示す。

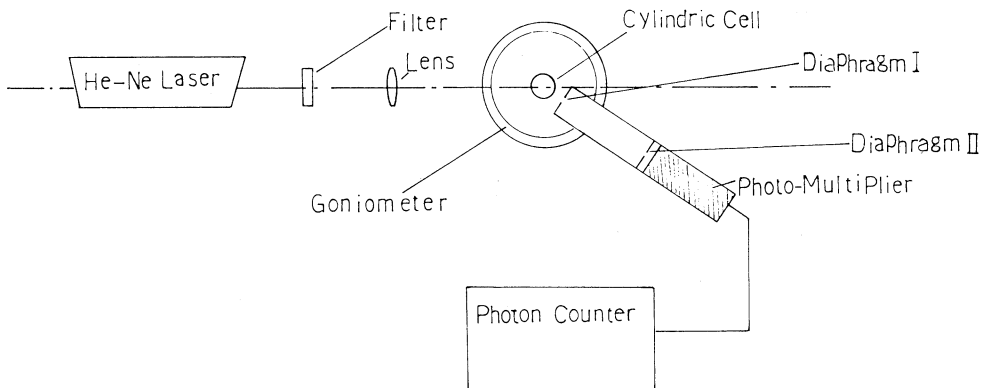


Fig. 1

ここでセルとして円筒形を用い, 又ピンホール I, II は, 共に直径 10^{-2} (cm) を使用し, 両者間の距離は干渉条件を満たす様にセットされている, 検知器としてはフォトカウンティング用フォトマル 649 (浜松テレビ) を使用した。又溶液の屈折率の測定の為に, 小数点下 4 桁まで測定可能な屈折計を用いた。光源としては 6328 \AA の出力 1 (mw) レーザーを使用した更に入射強度が強すぎるので透過率 30% のフィルターをセットした。試料の作成にあたってはフィルム状の PVDF (フッ化ビニリデン) を試験管中の溶媒 N, N-ジメチルアセトアミドに入れ溶媒の沸点以下の温度で加熱溶解し, 次に室温までに下げた後に測定を行なった, 尚カウントされた計測値から溶媒のみで行なった散乱強度のカウント数を差引いて溶質による散乱強度の測

定値とし且その値を用いて計算を行なった，次に測定後ただちに溶液の少量を採り散乱測定の時点での同じ温度において屈折率の測定を行なった，これ等の測定値を前記した数式へ代入し計算を行ない Zimm の提案した方式により特性曲線を描いた。又この測定装置の装置定数は理想値 8.51×10^{-6} に対して校正を行なった⁽⁴⁾。

実験結果と考察

本実験において測定した試料溶液の濃度範囲は $7.0 \sim 35.0$ (mg/cc) 程度とした，何故ならばこの PVDF 溶液においてはそれ以下の濃度での散乱光は大変弱くバックグラウンドのカウント数のバラつきの内に含まれ測定不能であった，次に溶液濃度と屈折率との関係は Fig-2 で示される，この曲線から $\partial n / \partial c$ は 0.18 (cc/g) と計算された。次に Kc/R_0 の $\sin^2 \theta / 2 + \mu c$ に対する特性曲線 (グラフを見易くする関係上 $\mu = 10$ とした) を求める為に各々の溶液濃度に対して Zimm のプロットを行なったその結果は Fig-3, Fig-4, で示される，この両者と式 (6) に基づいて $c = 0$ における曲線の縦軸の切片における値の逆数とその点での勾配より

各々重量平均分子量及び慣性半径が求められる更に $\theta = 0^\circ$ の曲線の $c = 0$ における勾配より第 2 ビリアル係数が求められる，それぞれの値は図中の余白に示されている，この結果より使用した溶液の濃度範囲と温度条件下では分子量の変化はみられない即ち会合は起っていない様である又 Fig-3, と Fig-4, を比較すると $T = 18^\circ\text{C}$ の場合，分子の慣性半径と第 2 ビリアル係

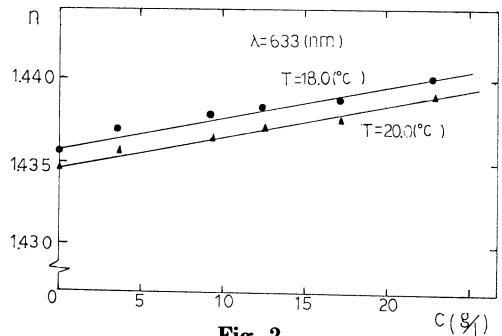


Fig. 2

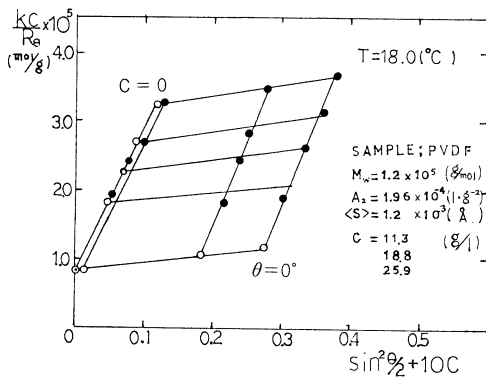


Fig. 3

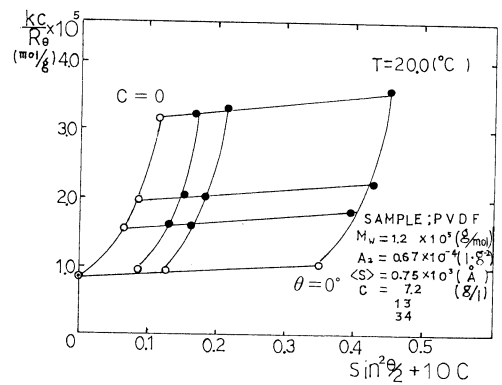


Fig. 4

数共に $T=20^{\circ}\text{C}$ のときのそれよりも大きい、これはこの温度領域の近くでは温度が低い程分子の慣性半径 $\langle S \rangle$ (分子の広がり) が大きく且つ第2ビリアル係数 (分子間の相互作用) が大きいといえる更に $P(\theta)$ が $\sin^2 \theta/2$ に対して直線的な場合は分子はコイル状であり又上向きに凹なる曲線のときは球形とみなせることが理論的に知られている⁽⁵⁾、したがって Fig-4 は $T=20^{\circ}\text{C}$ における分子の形が $T=18^{\circ}\text{C}$ に比べてコイル状から球形になっていることを示している。尚、ここで問題になることは高い方の温度において、溶質の広がりが低い温度の時に比べて小さくなっている、即ち $\langle S \rangle_{20.0^{\circ}\text{C}}$ が $\langle S \rangle_{18.0^{\circ}\text{C}}$ より小さくなる現象である。この事は温度の上昇に伴ない高分子鎖のミクロブラウン運動が活発になり、鎖状高分子の広がりが大きくなるという予想と逆の現象である、更にこの試料溶液を作成する際、加熱することにより溶質が溶解した、この事は吸熱反応により溶解度が大きくなった事であり、即ち溶質 PVDF は吸熱により広がり大きくなると考えることができる、しかし先の現象はこの考えと矛盾する様な事柄である。この事は PVDF 分子の特異性によるものと考えられる、即ちこの分子の C-F 結合は非常にイオン性の強い結合であり高い双極子モーメントを有している⁽⁶⁾ という事実と溶媒 N, N-ジメチルカセトアミドが強塩基性であるということが複雑に関与している結果と考えられる。この報告では応用面においても興味深い特性を有しているポリフッ化ビニリデン (PVDF) の分子特性の知見を得るためにその溶液を対照に光散乱法による実験を行ない液中での溶質の三つ物理量 (重量平均分子量, 第2ビリアル係数, 慣性半径) を求めることにあった、又本実験において温度が 18.0°C と 20.0°C の二点に限られているが更に多くの温度で実験を行なうことにより溶質分子の特性をより明確にすることが可能であると同時に理論的考察も容易になると思われるがその事は今後の課題としたい。この実験で用いた PVDF は呉羽化学の市販品 KF ポリマー [数平均分子量: $(5.3\sim 5.8) \times 10^4$ (g/mol)] である。

謝 辞：比の度、加納久雄教授 (前図書館長) そして松村信男助教授 (物理学研究室) には報告の提示に当たっての不行届に対し何かと御配慮を下されり非常に恐縮している次第です、更に小松藤男教授 (工業化学科) からは御専門の立場から何かと御教示を賜りお陰様で新たな論点を見出すことができ、又応用物性科の藤原欲文教授、中川一夫助教授からは実験の不備に関して手厳しい御指摘があり更に同科の佐々木直樹教官には何かと相談に応じて載き謝意を表しますとともに物理学研究室の諸先生方にも何かとお世話になり感謝申し上げます。以上の様な訳で諸先生方には大変御迷惑且つお世話になり申し訳なく思うと同時に深甚なる感謝を申し上げます次第です。

(昭和 59 年 5 月 19 日 受理)

山 中 厚

参 考 文 献

- (1) ふつ素樹脂 プラスチック材料講座〔6〕 p.218~223 (日刊工業新聞社)
- (2) 中島章夫, 細野正夫 高分子の物性 (上) p.239~260
- (3) 鐸木啓三, 斉藤隆英 高分子化学 p.71 (裳華房)
- (4) E · R · Pike, W · R · M, pomeroy, and J. M. Vaughn J. chem. phys, 62, 3188 (1975)
- (5) 斉藤信彦, 高分子物理学 (裳華房) p.189~192
- (6) 化学と工業 22 卷 第 6 号 p.179~182

(昭和 59 年 2 月 4 日 (土), 高分子学会北海道支部研究発表会へ発表済み)

学術研究発表集録

理 工 編

(昭和58. 4. 1～59. 3. 31)

開 発 工 学 科

佐後 佐吉	藤 藤	千 龍一	城 彦彦豊	特殊な条件下における石炭破壊の特異性	科学研究費，総合研究B，報告書	1983. 4
佐後	藤 藤	千 龍	城 彦彦	石炭の破壊	日本鉱業会北海道支部・現地合同研究会	1983. 4
佐後 佐 矢 藤 柏	藤 藤 野 野 川	千 龍一 鉄 俊 英	城 彦彦 男 郎 夫	採掘跡ライナー坑道枠の変形計測	日本鉱業会誌	1983. 6
後 佐 伊	藤 藤	龍 干	彦 城 浩	2種の制御方法による岩石のひずみ速度効果	日本鉱業会北海道支部大会	1983. 6
佐後 佐 矢 藤 柏	藤 藤 野 野 川	千 龍一 鉄 俊 英	城 彦彦 男 郎 夫	採掘跡岩盤の力学的挙動に関する計測	日本鉱業会誌	1983. 7
佐後 佐 工 刈	藤 藤 藤	千 龍一 修	城 彦彦 忠 源	地層模型による袖巻充てん坑道周辺の地圧分布計測	日本鉱業会北海道支部大会	1983.11
後 佐 伊 河	藤 藤 内	龍 干 邦	彦 城 浩 夫	封圧下における石炭の力学的挙動について	日本鉱業会北海道支部大会	1983.11
佐 佐 後 菱	藤 藤 谷	千 一 龍 智	城 彦彦 幸	採炭の進行に伴なう岩盤挙動に関する模型実験	日本鉱業会北海道支部大会	1983.11
後 佐 伊	藤 藤	龍 干	彦 城 浩	横ひずみ制御による岩石のひずみ速度効果に関する基礎的研究	開発技報	26.1-6 (1984.3)
佐 後 佐 工	藤 藤 藤	千 龍一	城 彦彦 忠	三次元地層模型試験による採掘跡の岩盤挙動	開発技報	26.7-12 (1984.3)

佐藤 千一 城彦 佐藤 藤一 龍彦 後菱 藤谷 智 幸	切羽の進行に伴う切羽周辺岩盤の挙動に関する模型実験	開発技報	26.13-19 (1984.3)
佐藤 藤一 城彦 佐藤 藤一 龍彦 吉田 田 豊	石炭の破壊について	科学研究費，総合研究B，連絡研究会資料	1984. 2
佐藤 藤一 彦 小 山 和 人	P，S波の振幅方位分布を利用した山鳴りの震源パラメータの決定について	日本鉱業会北海道支部春季講演会	1983. 6.13
佐藤 藤一 彦 磯部 俊郎 森 (北海道大) 後 (北見工業大) 藤隆司 (北見工業大)	山はね予知のための山鳴り観測	日本非破壊検査協会006特別研究委員会資料No.70	1983. 7. 5
中島 巖 (北海道大) 小泉 匡弘 (北海道大) 板倉 賢一 渡辺 慶輝 (北海道大)	ガス突出に先立つ炭層の破壊挙動	日本鉱業会北海道支部大会	1983.11
吉西 田 豊 田 昭 (北海道大)	光波伝搬損失を用いた大気中浮遊粉じん濃度の測定方法について	日本鉱業会，昭和58年度，研究・業績発表講演会	1983. 4. 1
吉本 田 豊 門脇 正喜 徳西 良昭 田 昭八郎 (北海道大)	粉じんの気相及び液相下におけるレーザ光減衰特性について	日本58年度日本鉱業会北海道支部春季講演会	1983. 6.13
吉本 田 豊 門脇 正喜 徳西 良昭 田 昭八郎	レーザ光による粉じん濃度測定法—現場測定例—	室蘭工大，開発技研，研究発表会	1983. 9.29
吉本 田 豊 門脇 正喜 徳西 良昭 田 昭八郎	レーザ光による粉じん濃度測定に関する研究—減圧密閉容器内における分散性と α -W特性—	室蘭工大・開発技報	26.20-25 (1984. 3)

土木工学科

Sumio G. NOMACHI (北海道大) Kenichi G. MATSUOKA Norimitsu KISHI Toshiyuki OSHIMA (北見工大)	Elastic Waves of Cylinder in an Elastic Medium	Proceeding of the 4th A. S. C. E. EMD SPECIALTY CONFERENCE	1983, 407-410
--	--	--	------------------

能 角 松 岸	町 純 雄 (北海道大) 田 与史雄 (北海道大) 岡 健 一 松 德 光	走行車両による積雪路面のフラクタル次元について	北海道の雪氷	(2), 46-47(1983)
松 岸 田 能	岡 健 一 德 光 中 功 町 純 雄 (北海道大)	斜め入射P波を受ける弾性体中にあり液体で満たされた円孔周辺の応答解析について	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 47-50(1984)
岸 松 能 黒	德 光 岡 健 一 町 純 雄 (北海道大) 先 真 彦 (奥村組)	曲げとせん断を考慮したダム状構造物の自由振動解析	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 75-78(1984)
相 沢 松 能	田 俊 次 田 知 之 (苫小牧高専) 岡 健 一 町 純 雄 (北海道大)	斜面安定解析における地震時加速度係数の評価について	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 79-82(1984)
三 能 松	上 敬 司 (専修大短大) 町 純 雄 (北海道大) 岡 健 一	半無限弾性体へ減衰バネを付けた剛体を落下させた場合の衝撃力について	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 35-38(1984)
能 角 岸 黒	町 純 雄 (北海道大) 田 与史雄 (北海道大) 岩 德 光 真 彦 (奥村組)	フィルダムの三次元固有振動解析について	北海道大学工学部研究報告	(118), 35-45(1984)
松 岸 能	岡 健 一 德 光 町 純 雄 (北海道大)	斜め入射P波をうける弾性体中にある円筒の動的応答	土木学会第38回年次学術講演会講演概要集第1部	1983, 123-124
岸 松 能	岡 德 光 町 健 一 純 雄 (北海道大)	回転シェル構造体の衝撃応答解析について	土木学会第38回年次学術講演会講演概要集第1部	1983, 125-126
三 能 松	上 敬 司 (専修大短大) 町 純 雄 (北海道大) 岡 健 一	減衰バネによって半無限弾性体に接する剛体の強制振動について	土木学会第38回年次学術講演会講演概要集第1部	1983, 91-92
能 松 岸	町 純 雄 (北海道大) 岡 健 一 德 光	実測による路面圧雪のパワースペクトルについて	第15回日本道路会議論文集	1983, 198-199
松 岸 能	岡 健 一 德 光 町 純 雄 (北海道大)	斜め入射P波を受ける弾性体中の厚肉円筒の応力解析について	第33回応用力学連合講演会講演論文抄録集	1983, 185-186

岸 松能	徳 健純 (北海道大)	光 一雄	軸対称シェルの衝撃応答解析について	第33回応用力学連合講演会講演論文抄録集	1983, 167-168	
岸 松能	徳 健純 (北海道大)	光 一雄	単純支持された多層複合部材の曲げ衝撃について	第1回材料の衝撃問題シンポジウム前刷集	1983, 131-134	
	高野博 (電力中央研究所)					
鈴 尾志	木 崎村	崇 訥雄	水中におけるコンクリートおよび鋼繊維コンクリートの圧縮疲労	土木学会第38回年次学術講演会講演概要集	1983, 9.	
鈴 尾	木 崎	崇 訥	コンクリートの圧縮疲労についての一考察	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 1984, 2.	
尾 志	崎 村	訥 雄	舗装コンクリートの摩耗と冬期路面のすべり抵抗の改善に関する試験結果について	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 1984, 2.	
Uri KIRSH 著 (イスラエル工科大学)			最適構造設計—概念・方法・応用—	丸善株式会社	1983, 10	
山 大久保	善 一 (京都大)	二 植 (愛媛大)	} 監訳			
石 杉古	川 本 (防衛大学校)	信 博 (山口大)				} 共訳
古 吉	川 浩 (山口大)	平 均 (京都大)				
吉 田	均 (京都大)	昭 (北海道工大)				
田 紀	均 (京都大)	昭 (北海道工大)				

最近約20年の間に、構造工学の分野では、構造設計に関わるいくつかの分野で大きな発達を遂げ、経済的で合理的な設計過程により、設計の質を大きく向上させている。その中には、有限要素法に代表される構造解析法の発達も含まれるであろうし、コンピューターの飛躍的な成長も含まれる。もう一つ、最近数年間に大きく進歩した分野として最適設計法がある。本書は、この最適設計法の入門書として優れたものであり、土木・建築・機械・造船・航空宇宙・原子力・海洋などの各工学分野の大学・研究所などにおいて研究や学習に、また構造技術者の日常の設計実務に適している。

本書は17章よりなり、主な内容として、構造設計法と最適化法、構造再解析法、最適性規準法、非線形計画法、トラス構造の断面最適化、はり構造の断面最適化、大規模複雑な連続体構造の最適設計、幾何形状と部材配置の最適化問題等を含んでいる。

G. N. VANDER- PLAATS (Naval Postgraduate School) Hiroyuki SUGIMOTO C. N. SPRAGUE (Coast Guard)			ADS-1, A New General-Purpose Optimization Program	Proc. AIAA/ ASME/ASCE/ AHS 24th Structures, Structural Dynamics and Material Conference, Lake Tahoe, Nevada.	1983, 5.
沢 杉尾	田 本 崎	達 博 夫 訥	鋼床版の最小重量設計に関する研究	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 1984, 2.

橋本克己 杉本博之	可変計量法を用いた最大荷重設計法と最小重量設計法との比較	土木学会北海道支部 論文報告集	(40), 1983, 2.
Hideo KONDO	Reflection and Transmission of Shallow Water Waves at the Pervious Coastal Structures on Solid Step	Proc. of 20th IAHR Congress, (Seminar 1)	7, (1983)
近藤 倣 郎 谷野 賢 二 渡部 富 治 佐藤 幸 雄 番匠 勲 (北見工大) (函館高専) 百瀬 治 (北海道開発局) 竹田 英 章 (北海道開発局) 高玉 佳 育 (北海道電力) 加納 正 志 (西村組) 桜田 満 志 (日立造船) 川森 晃 (アルファ技研) 佐野 曉 (清水建設)	海洋エネルギー利用技術	北海道港湾海岸研究会調査研究報告	(1), (1983)
近藤 倣 郎	波浪エネルギーの利用	日本機械学会北海道支部第25回講演会	1983.10. 2
近藤 倣 郎	波力発電について	"ローカルエネルギーを考える" シンポジウム (増毛)	1983.10.20
浦島 三 朗 (苫小牧高専) 石塚 耕 一 (苫小牧高専) 近藤 倣 郎	縦スリット壁に作用する波力に関する基礎的研究	土木学会第30回海岸工学講演会論文文集	1983, 337-341
近藤 倣 郎 本間 琢 也 (筑波大) 石井 進 一 (海洋科学技術センター) 山本 康 博 (東京電力)	沿岸域における海洋エネルギー開発	第30回海岸工学講演会シンポジウム (室蘭)	1983.11.11
近藤 倣 郎 谷野 賢 二	離島における波浪エネルギーの取得利用に関する考察	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 277- 280 (1984)
浦島 三 朗 (苫小牧高専) 石塚 耕 一 (苫小牧高専) 近藤 倣 郎	スリット壁形状の波力と消波性能におよぼす効果	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 285- 290 (1984)
近藤 倣 郎	第30回海岸工学講演会シンポジウム "沿岸域における海洋エネルギー開発" 報告	海と港	(7), 70- 80 (1984)
谷野 賢 二 近藤 倣 郎	沿岸固定式振り子型波浪エネルギー吸収装置の三次元特性	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 273- 276 (1984)

藤間 聡 上田 年比古 (九州大) 神野 健二 (九州大) 馬場 一孝 (九州大)	多孔体内の分散係数について	土木学会西部支部研究発表会講演概要集	1984. 2
斉藤 和夫 J. J. HENRY (Penn State Univ.)	ASUM試験タイヤによるすべり抵抗測定値と路面性状の関係	第38回土木学会年次学術講演会	1983. 9
斉藤 和夫 佐藤 信哉	北海道諸都市の行動圏域と中心地体系	北海道都市学会研究発表会	1983.10
石井 憲一 (日本工学院) 斉藤 和夫	冬季積雪寒冷地の信号交差点設計要素に関する基礎的研究	室蘭工業大学研究報告, 理工編	10(5)661-673(1983)
斉藤 和夫 佐藤 信哉	地方都市の行動圏域と中心地の類型	土木計画研究・講演集	(6)81-88(1984)
石井 憲一 (日本工学院) 斉藤 和夫	冬季積雪時における信号交差点の交通容量解析に関する研究	土木計画研究・論文集	(1)123-130(1984)
斉藤 和夫 J. J. HENRY (Penn State Univ.) R. R. B L A C K- BURN (Midwest Research Institute)	すべり抵抗の季節変動予測におけるモデルビルデングについて	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 382-387(1984)
佐藤 信哉 斉藤 和夫	北海道諸都市の類型化と特性に関する研究	土木学会北海道支部論文報告集	(40), 464-469(1984)

建築工学科・図学

荒川 卓 荒井 康幸 江頭 恵一 大久保 繁 昌	鉄筋コンクリート柱の繰返し挙動と塑性変形性能の評価	日本コンクリート工学会, 第5回コンクリート工学年次講演会講演論文集	(5)309-312(1983)
Takashi ARAKAWA Yasuyuki ARAI Keiichi EGASHIRA Shigemasa OHKUBO	Cyclic Behavior and Evaluation of Inelastic Deformation Capacity of Reinforced Concrete Columns.	Transactions of the Japan Concrete Institute 1983	(5)433-440(1983)
荒川 卓 荒井 康幸 江頭 恵一 大本 圭 大久保 繁 昌	鉄筋コンクリート柱の動的挙動と塑性変形性能の評価に関する実験的研究(その1:実験の概要と破壊状況及び耐力性状, その2:変形性状, その3:塑性変形性能とその評価)	日本建築学会学術講演梗概集(北陸)	1983, 2095-2100

荒溝川柴	井口田 (北海道大)	康光剛拓	幸男平二	開断面耐震壁を含む建物の立体解析について (II, 振動方程式および固有モード) (III, 地震応答性状)	日本建築学会学術講演梗概集 (北陸)	1983, 1619-1622
溝佐川荒	口藤口井川	光敏剛康	男之平幸卓	鉄筋コンクリートT型開断面耐震壁の弾塑性性状 (その1, 破壊性状と荷重-変形関係) (その2, 耐力と変形)	日本建築学会学術講演梗概集 (北陸)	1983, 2013-2016
荒溝久大本	川井口保間	康光繁圭	卓幸男昌二	RC柱の繰返し挙動に及ぼす腰壁・たれ壁の厚さと偏心付加の影響	日本建築学会北海道支部研究報告集	(57)269- 272(1984)
荒溝川佐村	井川口藤瀬	康光剛敏雄	幸卓男平之一	二方向水平力を受ける鉄筋コンクリートL型開断面耐震壁の弾塑性挙動 (その1, 実験計画・弾性解析結果)	日本建築学会北海道支部研究報告集	(57)257- 260(1984)
荒溝川佐穂	井川口藤積	康光剛敏邦	幸卓男平之明	二方向水平力を受ける鉄筋コンクリートL型開断面耐震壁の弾塑性挙動 (その2, 破壊性状と荷重-変形関係)	日本建築学会北海道支部研究報告集	(57)261- 264(1984)
荒溝川佐川中	井川口藤上野	康光剛敏昭浩	幸卓男平之朗幸	二方向水平力を受ける鉄筋コンクリートL型開断面耐震壁の弾塑性挙動 (その3, 耐力および二方向合力の推移)	日本建築学会北海道支部研究報告集	(57)265- 268(1984)
吉大土西小	田(清水建設)築屋幡 (北海道大)	和博	繁夫勉康守	鉛直荷重を受ける4本くい支持長方形独立フーチングの実験	日本建築学会大会学術講演梗概集	1983, 9
西土大小	尾築幡 (北海道大)	和博	康勉夫守	偏心荷重を受ける4本くい支持独立フーチングの実験	日本建築学会大会学術講演梗概集	1983, 9
大吉土小	築田(清水建設)屋幡 (北海道大)	和博	繁夫勉康守	鉛直荷重を受ける4本くい支持独立フーチングのせん断耐力について	日本建築学会大会学術講演梗概集	1983, 9
土内大	屋田築	和博	勉也夫	有限要素法による飽和粘土地盤の三次元圧密解析	日本建築学会北海道支部研究報告集	57, (1984, 3)

土内大	屋田哲和	勉也夫	粘性土地盤に載る建築構造物の沈下解析 その1—非排水状態の挙動—	日本建築学会北海道 支部研究報告集	57, (1984, 3)
土内大	屋田哲和	勉也夫	粘性土地盤に載る建築構造物の沈下解析 その2—排水状態の挙動—	日本建築学会北海道 支部研究報告集	57, (1984, 3)
大西土	築屋	和博 夫康勉	有限要素法による鉛直荷重を受ける5本杭支持 独立フーチングの解析(I) (予備解析および 析底面の応力分布について)	日本建築学会北海道 支部研究報告集	57, (1984, 3)
大西土	築屋	和博 夫康勉	有限要素法による鉛直荷重を受ける5本杭支持 独立フーチングの解析(II) (解析結果に基づ く亀裂荷重と諸式の比較)	日本建築学会北海道 支部研究報告集	57, (1984, 3)
西大土	築屋	博和 康夫勉	5本杭支持独立フーチングの亀裂荷重につ いて	日本建築学会北海道 支部研究報告集	57, (1984, 3)
佐泉	藤哲清 (北海学園大)	身清人	繰り返し衝撃音のノイジネス評価に関する考 察	日本音響学会誌	38, (10) 609-618 (1982)
泉	清人		騒音評価と LAeq	音響技術	(40)55-60 (1982)
竹泉佐	内博清 藤哲清 (北海学園大)	幸人身	聴感実験室と騒音現場における不快感評定の 比較(2)	日本建築学会大会学 術講演梗概集	205-206 (1982)
佐泉竹	藤哲清 (北海学園大)	身清人 幸博	繰り返し衝撃音のやかましさに関する実験 (3)	日本建築学会大会学 術講演梗概集	207-208 (1982)
泉	清人		都市騒音の音源別評価法(2)—社会調査から 見た等価騒音レベルの妥当性と問題点—	シンポジウム「都市 騒音の計測と評価」	1982, 12, 18
佐泉竹	藤哲清 (北海学園大)	身清人 幸博	繰り返し衝撃音のやかましさに関する実験 (8)—騒音の不快感の評価に関する研究 (31)—	日本建築学会北海道 支部研究報告集	(56)57-60 (1982)
泉佐	藤哲清 (北海学園大)	身清人	音の心理的的属性に関する因子分析	日本建築学会論文報 告集	(332)75-82 (1983)
杉野井土	目野橋	章智由造	鉄骨小梁付き床スラブの応力性状とひびわれ 被害例	日本建築学会学術講 演梗概集	1982, 10
杉野井土	目野橋	章智由造	小梁付き床スラブの小梁と床スラブの設計用 応力(小梁が十字に交差する場合, : 田型床ス ラブ)	日本建築学会北海道 支部研究報告集	56, (1983)
杉野井土	目野橋	章智由造	鉄骨小梁付き床スラブの応力性状と被害例	日本建築学会北海道 支部研究報告集	56, (1983)

井野橋由 杉野目正	智造章熙	床スラブの仕上げ材に顕われたひびわれ幅の調査	日本建築学会北海道支部研究報告集	56, (1983)
井野橋由 中川川 杉野目	智造修章	床スラブの振動実測例と振動感覚の評価について	日本建築学会北海道支部研究報告集	56, (1983)
杉野目 井野橋 土橋	章智造	十字小梁付RC床スラブの設計用応力について	日本建築学会学術講演梗概集	1983, 9, 15
中川野橋 井野橋 杉野目	修智造章	RC床スラブの振動感覚の評価と二, 三の実測例	日本建築学会学術講演梗概集	1983, 9, 15
井野橋由 杉野目	智造章	床仕上材下地モルタルの許容ひび割れ幅について	日本建築学会学術講演梗概集	1983, 9, 15
杉野目 井野橋 土橋	章智造	国外規準における鉄筋コンクリート床梁の鉛直荷重時撓み計算法について	日本建築学会北海道支部研究報告集	57, (1984)
杉野目 井野橋 土橋 山	章智造 由俊太郎 明義	鉄筋コンクリート損傷床スラブの撓み再評価	日本建築学会北海道支部研究報告集	57, (1984)
土橋野目 井野橋 川田川 中川原	由智章 孝之修 俊太郎	某高層SRCアパート床スラブの沈下撓みと振動性状について	日本建築学会北海道支部研究報告集	57, (1984)
中川野橋 井野橋 杉野目	修智造章	鉄筋コンクリート床スラブの振動計測例とその評価	日本建築学会北海道支部研究報告集	57, (1984)

機 械 系 (機械工学科, 産業機械工学科, 第二部機械工学科)

Masashi DAIMARUYA Masachika NAITOH		On the Existence of a Strain Plateau in the Strain-Rate Dependent Theory of Malvern for Plastic Wave Propagation	ASME, Ser. E, Journal of Applied Mechanics	50, (3), 678-679 (1983)
臺丸谷 内藤濱	政正恒 志鄰平	衝撃荷重を受ける有限長変断面棒の弾性波伝播に関する研究	日本機械学会論文集	49, (445), 1119-1125 (1983)
小野山 内藤濱 臺丸谷 濱田	肇政恒 志鄰平	衝撃荷重を受ける棒の塑性波の伝播	第25回日本機械学会北海道支部講演会	1983, 10, 2
内藤濱 臺丸谷	政正恒 志鄰平	縦衝撃を受ける丸棒の弾性波に及ぼす衝撃立上り時間の影響	第923回日本機械学会講演会	1983, 11, 29

奈良泰夫 臺丸谷政志 内藤正郷	衝撃荷重を受ける平板の表面波に関する研究	第25期日本機械学会 北海道支部総会講演 会	1984, 3, 10
劉凱欣 内藤正郷 臺丸谷恒平	衝撃荷重を受ける丸棒の動的降伏応力に関する研究	第25期日本機械学会 北海道支部総会講演 会	1984, 3, 10
奥田教海	風力発電に関する研究	文部省科学研究費補 助金, エネルギー特 別研究, 自然エネ ルギーの研究, 昭和57 年度研究成果報告書	1983, 121-124
清水幸丸 (三重大) 中村彰吾 (富士電機) 片山薫 (三菱自動車) 奥田教海 山岸英明	水平軸風車の出力特性に関する研究 (フィー ルド実験の結果)	ターボ機械 (ターボ 機械協会機関誌)	11, (8), 496-505 (1983)
奥田教海 山岸英明	円管内を水力輸送される粗い球群の浮遊と拡 散について	日本機械学会第61期 全国大会講演論文集	830(12), 263-268 (1983)
Kyokai OKUDA Hideaki YAMAGISHI	Characteristics of A Small Horizontal Axis Wind Turbine in Fluctuating Winds	Research on Natu- ral Energy (文部省 科学研究, 自然エネ ルギーの研究)	(SPEY 8), 229- 232(1983)
奥田教海 山岸英明 清水幸丸 (三重大) 中村俊祐 (三重大)	自然風における小型水平軸風車の出力評価に ついて	日本機械学会第61期 通常総会講演論文集	840(4), 223-225 (1984)
Hiromu SUGIYAMA	Performance Study of Shock Tubes with Area Change at the Diaphragm Section (Effects on the Shock Tube Performance of Diaphragm Location, Area Ratio and Convergent Angle)	Bulletin of the JSME	26, (216) 958(1983)
杉山弘	鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む気体の超音速 流に関する数値解析的研究(軸対称流の場合)	日本機械学会第921 回講演会前刷(流体 工学・流体機械)	No.83- 0031(1983)
杉山弘祐 針生暢	直管内の擬似衝撃波の特性	日本機械学会講演論 文集	No.832- 3(1983)
杉山弘	超音速微粒子混合気体流中におかれた鈍頭物 体まわりの非平衡流れ	日本航空宇宙学会第 20回関西・中部支部 合同秋期大会講演集	1983.11. 8
杉山弘	軸対称鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む気体の 超音速流に対する一数值解析法	室蘭工大研究報告	10, (5) 675(1983)
杉山弘	鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む気体の超音速 流に関する数値解析的研究(軸対称流の場合)	日本機械学会論文集	50(449, B) 185(1984)
針生暢祐 杉山弘 奥田教海	直管路内の擬似衝撃波の発生位置と振動現象 について	日本機械学会講演論 文集	No.842- 1(1984)

幡中秀治 杉山弘 奥田教海	固体微粒子を含む気体中を伝ばする衝撃波	日本機械学会講演論文集	No.842-1(1984)
桜井実 (現日本自動車 研究所) 林重信	吸気管内における燃料液膜の挙動に関する研究(液膜厚さ測定法の検討)	日本機械学会講演論文集	No.832-3,109(1983-10)
Shigenobu HAYASHI Norihiro SAWA (Ibaraki Univ.)	A Study on the Transient Characteristics of Small SI Engine (while stepwise closing the carburetor)	Bulletin of JSME	27, (224) 248 (1984-2)
Shigenobu HAYASHI Norihiro SAWA (Ibaraki Univ.)	Measurement of Fuel Liquid-Film Flow in Intake Pipe of Two-Stroke Motorcycle Engine Using Conductive-Probe	Society of Automotive Engineers, Tech. Paper Series Internal Congress and Exposition	840554, (1984-2)
林重信 沢則弘 (茨城大)	小型火花点火機関の過渡特性に関する研究(気化器絞り弁急閉の場合)	日本機械学会論文集B編	50, (450) 503 (1984-2)
丸山朗 高仲文 西田公至	周辺固定の長方形振動板に平行な面内の音圧レベル分布と振動モードの対応	昭和58年度精機学会北海道支部学術講演会講演論文集	1983. 9.17
四ツ谷恒治 西田公至	漏洩音の音圧レベル分布と騒音レベル分布の可視化による比較	昭和58年度精機学会北海道支部学術講演会講演論文集	1983. 9.17
高丸文成 九山公至 西田公至	長方形振動板の近傍音場の可視化による振動モードの非接触測定	日本機械学会北海道支部講演会講演論文集	1983.10. 2
西田公至 四ツ谷恒治	長方形振動板の近接音場と振動モードの関係	室蘭工業大学研究報告(理工編)	10, (5)27-36(1983)
西田公至 飛瀬(日立製作所)	直方体エンクロージャの振動による放射音場及び音場の可視化	精密機械	49, (12) 20-26 (1983)
四ツ谷恒治 西田公至	機械的音源によるエンクロージャ開口部からの漏洩音場	昭和59年度精機学会春季大会学術講演会講演論文集	1984. 3.25
岩倉正雄 西田公至	放射音場とクロススペクトル法による音響インテンシティについて	昭和59年度精機学会春季大会学術講演会講演論文集	1984. 3.25
斉藤 囿 (分担執筆)	熱物性資料集(断熱材編)	養賢堂	1983
Koki Kishinami Nobuhiro Seki (北海道大)	Natural Convective Heat Transfer on an Unheated Vertical Plate Attached to an Upstream Isothermal plate	Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Journal of Heat Transfer	105, 759-766, (1983)

Ikuo Tokura Hakaru Saito Koki Kishinami			Study on Properties and Growth Rate of Frost Layers on Cold Surfaces	Transactions of the American Society of Mechanical Engineers. Journal of Heat Transfer	105, 895-901, (1983)
戸倉郁夫 斉藤浪紘			自然対流下における着霜水平円管の熱および物質伝達に関する実験的研究	日本機械学会論文集	50(449) B 編, 173-178, (1984)
戸倉郁夫 斉藤浪紘			霜層の成長とふく射透過特性	日本機械学会北海道支部講演会講演論文集	No.832-3, 1983. 8.13
斉戸藤 岸上浪村 (ダイキン工業)			着霜現象に関する研究(霜層密度および厚さの無次元数整理について)	日本機械学会第992回講演会(熱工学)講演前刷集	1983.10.20
本間久憲 斉藤浪倉紘郁夫			狭い流路内の着霜・融着に関する研究	日本機械学会北海道支部総会講演会講演論文集	No.842-1, 1984. 3. 8
鶴喰真吾 斉藤浪倉紘郁夫			突起を有する平板上の熱伝達特性に関する研究	日本機械学会北海道支部総会講演会講演論文集	No.842-1, 1984. 3. 8
坂東範仁 斉藤浪倉紘郁夫			加熱部と非加熱部が連続する面上の自然対流熱伝達に関する研究	日本機械学会北海道支部総会講演会講演論文集	No.842-1, 1984. 3. 8
岡田広一 斉藤浪倉紘郁夫			水平加熱円管群熱交換器の自然対流熱伝達に関する研究	日本機械学会北海道支部総会講演会講演論文集	No.842-1, 1984. 3. 8
岸浪紘機 斉藤浪倉紘郁夫			加熱壁と非加熱壁が連続する垂直面上の自然対流熱伝達(非加熱部が断熱壁の場合)	日本伝熱研究会北海道グループ研究会	1984. 2. 4
山岸英明 石黒田岡明二 熊田岡明二 花岡裕			開放形液体ナトリウム熱サイフォンの伝熱特性	日本機械学会第61期全国大会熱工学内燃機関講演論文集	No.830-3, (1983)
花岡裕			北海道のエネルギー事情と寒地工場の暖房実態	空調ガイド	10-55(1983)
花岡裕樹 窪野英忠			寒地の工場暖房に関するエネルギー消費実態とその検討	日本伝熱研究会北海道地方研究グループ発表会	1984. 2
山岸英明 石黒田岡明二 熊田岡明二 花岡裕			開放形円管サイフォンの伝熱機構第1報—水作動の場合の流れの可視化の結果	日本機械学会第61期通常総会講演会講演論文集	No.840-5, (1984)
小花田淳彰 前野一裕			コンデンスエジェクタに関する基礎的実験第1報—水平混合部内の流動現象について	日本機械学会北海道支部第25期総会講演会講演論文集	No.842-1, (1984)

前織	野一夫 笠晋	常温以下の気体に対する無隔膜衝撃波管の実験	'83宇宙研衝撃工学シンポジウム	1983, 9,30(講演 論文集, 9-12)
前山	野一夫 口直人	超音速多孔ノズルとグロー放電によるCO ₂ レーザーの研究	'83宇宙研衝撃工学シンポジウム	1983,10, 1(講演論 文集,87-90)
前山 花岡	野一夫 口直人 花岡裕	放電混合型CO ₂ ガスダイナミック・レーザーの実験的研究	第25回日本機械学会北海道支部講演会論文集	1983,10, 2(No.832- 2,68-70)
小前 花岡	杉伸一郎 野一夫 花岡裕	急減圧時のブル沸騰に関する研究(第2報)	第25回日本機械学会北海道支部講演会論文集	1983,10, 2(No.832- 3,59-61)
織山 花岡 前野	笠晋 崎弘裕 岡夫 野一夫	無隔膜衝撃波管による低温衝撃波の実験的研究(第1報)	第25回日本機械学会北海道支部講演会論文集	1983,10, 2(No.832- 3,56-58)
小前 花岡	杉伸一郎 野一夫 花岡裕	市販I/Oカードを用いたデータ収集システム	トランジスタ技術	July, 1983, 255-262
山花 前野	口直人 岡裕夫 野一夫	多孔ノズルを用いた放電混合型CO ₂ レーザーについて	第15回流体力学講演会	1983,10,27 (講演集, 52-55)
前花 山織	野一夫 岡裕弘 崎晋 笠	無隔膜衝撃波管によるR-12低温衝撃波の実験	第15回流体内学講演会	1983,10,28 (講演集, 178-181)
Kazuo MAENO Naohito YAMAGUCHI		A Study of Supersonic CO ₂ Mixing Laser with Glow Discharge	Symposium on Gas-Flow Lasers and Chemical Lasers '83 (Keio University)	1983, 11, 10 (Tech. Djst. p, 96)
前野	一夫	常温以下の気体に対する無隔膜ショック・チューブについて	衝撃波の干渉と伝播シンポジウム(名古屋大学)	1984, 2, 6(講演集, No.22)
前野	一夫	放電混合型CO ₂ 高速気流レーザーの特性	分子論的気体力学の実験および理論的研究シンポジウム(名古屋大学)	1984, 2, 6(講演集, 23-29)
前野	一夫	CO ₂ レーザーの性能向上とレーザー推進	宇宙研宇宙エネルギーシンポジウム	1984, 3, 1(要旨集, No.7)
Kazuo MAENO		Advanced Scheme of Co ₂ Laser for Space Propulsion	Proceedings of 3rd ISAS Space Energy Symposium	1984, 3,17-18
疋田	弘光	動的非干渉制御系の構成	計測自動制御学会第12回制御理論シンポジウム	1983. 5.26

佐々木 尊 英 疋 田 弘 光	行列分解法に基づくブロック非干渉化問題の 一解法	計測自動制御学会第 12回制御理論シンポ ジウム	1983. 5.26
疋 田 弘 光	入出力数が異なる線形系の非干渉化	計測自動制御学会論 文集	19, (6)13- 19(1983)
霜 山 博 己 疋 田 下 弘 成 田 光 忠	走行クレーンの振れ止め自動運転	精機学会北海道支部 学術講演会	1983. 9.18
佐々木 尊 英 疋 田 弘 光	定係数状態フィードバックによるブロック非 干渉化について	精機学会北海道支部 学術講演会	1983. 9.18
疋 田 弘 光	自動制御ハンドブック (分担執筆)	計測自動制御学会編 集オーム社出版	1983
渡 部 富 治 外	除雪ブロワー用機械油圧変速機の検討	日本油空圧学会昭和 58年春季講演会講論 集	1983. 5.26
渡 部 富 治 外	除雪車用機械油圧変速機的设计	日本設計製図学会講 論集	No.83- 2, (1983)
渡 部 富 治 外	沿岸固定形振り子式波力発電装置の研究 室蘭港外実験プラント的设计	日本機械学会北海道 支部講論集	No.832-2, (1983)
佐 野 暁 (清水建設) 川 森 晃 (北海道総合 技研)	第5章エネルギーコストの分析 (海洋エネル ギー利用技術)	北海道港湾, 海岸研 究会	1983,85
渡 部 富 治			
媚 山 政 良 水 野 忠 治	火炎の熱伝達構造の解明に関する研究 (第3 報, 空気-プロパン軸対称部分子混合火炎の 熱発生率分布)	日本機械学会講演論 文集	832- 3,97- 99(1983)
媚 山 政 良	火炎の燃焼・熱伝達特性に関する研究 (第1 報, 定常拡散火炎の放射吸収 (減衰) 係数の 分布について)	室蘭工業大学研究報 告 (理工編)	10- 5,709- 732(1983)
媚 山 政 良 水 野 忠 治	火炎の燃焼-熱伝達特性に関する研究 (第2 報, 小型過給ボイラでのガス燃焼実験につ いて)	室蘭工業大学研究報 告 (理工編)	10- 5,733- 747(1983)
媚 山 政 良 早 川 友 吉 菊 地 地 訓 鈴 木 克 則	メタノール改質ガスのディーゼル機関への適 応の試み	日本機械学会講演論 文集	842- 1,88- 90(1984)
鈴 木 均 媚 山 政 良 水 野 忠 治	立型円筒火炉内の流れに関する研究 (水流モ デルによる実験的検討)	日本機械学会講演論 文集	842-1, 115-117 (1984)

応用物性学科

佐々木 直 樹 西 田 登 山 口 成 厚 (北海道大)	架橋天然ゴムの一定伸長下に於ける動的粘弾 性歪・時間重ね合わせの試み	第32回高分子討論会	1983.10.14
---------------------------------------	---------------------------------------	------------	------------

佐々木 直 樹 西 田 登 山 口 成 厚 (北海道大)	変形下の無定形高分子に於ける分子運動	昭和58年度高分子学 会北海道支部研究発 表会	1983. 2. 4
Naoki SASAKI Yoshihisa SUGO Noboru NISHIDA Shigeatsu YAMAGUCHI (北海道大)	Dynamic Mechanical Properties of Cross- linked Natural Rubber under Moderately Large Deformation; An Trial of the Time- Strian Superposition	Reports on Prog- ress in Polymer Physics in Japan	26,265-268 (1983)
Naoki SASAKI	Electrical Conductivity in Hydrated Col- lagen	Reports on Prog- ress in Polymer Physics in Japan	26,627-630 (1983)
Naoki SASAKI Shinichi SHIWA (NTT Ibaraki) Shin YAGIHARA (Tokai Univ.) Kunio HIKICHI (Hokkaido Univ.)	X-Ray Diffraction Studies on the Structure of Hydrated Collagen	Biopolymers	22(12), 2539-2547 (1983)

エネルギー工学専攻

田 辺 博 義 福 島 清太郎	界面機能を活用した電池カソードの研究	科研費「総合研究 (A)」(No. 56350055) 研究成果報告書	1983,34-46
熊 林 義 晃 福 島 博 義 清太郎	ポリアセチレンの光電気化学的特性に及ぼす 表面処理効果	日本化学会第48秋季 年会	1983. 8.29
藤 田 茂 福 島 博 義 太刀川 清太郎 哲 平	Bi ₂ O ₃ -Y ₂ O ₃ 固体電解質/電極界面における 酸素電極反応	日本化学会第48秋季 年会	1983. 8.28
石 崎 多嘉之 田 辺 博 義 福 島 清太郎	プラズマ法を用いた表面処理による Si 半導 体の光電気化学特性	日本化学会北海道支 部夏季研究発表会	1983. 7.23
川 口 英 一 田 辺 博 義 福 島 清太郎	酸化ビスマス系厚膜固体電解質における酸化 還元反応	日本化学会北海道支 部夏季研究発表会	1983. 7.23

数物系 (数学, 物理学)

山 口 忠 加 地 郁 夫 (北海道大)	グラフ間の最適対応について	電気四連合北海道支 部大会	1983.10
----------------------------	---------------	------------------	---------

岡本和広 (北海道大) 保志賢介 毛利信男 (北海道大)	Fe-Ni-Mn インバー合金の磁性と伝導性の圧力効果 (III)	日本物理学会	1983.10.12
保志賢介 岡本和広 (北海道大) 毛利信男 (北海道大)	Fe-Ni-Mn インバー合金の内部磁場の温度依存性	日本物理学会	1983.10.12

金属工学科

田中原雄一 藤原幹男	鑄鉄の耐熱割れ性に及ぼす黒鉛及び基地組織の影響	鑄物	55- 6,369-374(1983)
田中雄一	鑄鉄の超音波試験による材質及び鑄造欠陥の判定	日本鑄物協会北海道支部鑄鉄・鑄鋼研究会	1983. 4. 8
平岡武茂 浦野隆一 伊藤隆一 (以上日本ピストリング) 田中雄一	含ボロン CV 黒鉛鑄鉄の耐摩耗性について	日本鑄物協会第103回全国講演大会	1983. 5. 1
林克光 (中国, 瀋陽機電学院) 藤原幹雄 田中雄一	含ボロン CV 黒鉛鑄鉄の黒鉛晶出過程	日本鑄物協会, 北海道支部講演会	1983. 6. 11
斉藤秀明 田中雄一	球状黒鉛鑄鉄の疲れ強さに及ぼす鑄物肉厚の影響	日本鑄物協会, 北海道支部講演会	1983. 6. 11
鹿毛秀彦 (日本レアメタル研) 田中雄一	超音波試験による鑄鉄の鑄造欠陥の判定	日本鑄物協会, 北海道支部講演会	1983. 6. 11
斉藤秀明 田中雄一	微細 2 相混合組織球状黒鉛鑄鉄の機械的性質	日本鑄物協会第104回全国講演大会	1983. 9. 6
林克光 (中国, 瀋陽機電学院) 藤原幹雄 田中雄一	各種処理合金による CV 黒鉛鑄鉄の凝固冷却曲線と凝固組織	日本鑄物協会第104回全国講演大会	1983. 9. 7
鹿毛秀彦 (日本レアメタル研) 田中雄一	超音波による鑄鉄の非破壊検査	日本鑄物協会第104回全国講演大会	1983. 9. 7
田中雄一	鑄鉄の材質管理	日本鑄物協会技術講習会	1983. 9. 5
田中雄一	ねずみ鑄鉄の化学組成と冷却曲線	日本鑄物協会北海道支部鑄鉄, 鑄鋼研究会	1983.10. 3

田中雄一	球状黒鉛鑄鉄の高温変形挙動	日本金属学会, 日本鉄鋼協会, 両北海道支部秋期講演大会	1983.11.11
田中雄一	オーステンパー処理した球状黒鉛鑄鉄	日本鑄物協会, 北海道支部鑄鉄・鑄鋼研究会	1983.12. 5
田中雄一	Al合金鑄鉄の性質	日本鑄物協会, 北海道支部鑄鉄・鑄鋼研究会	1984. 3.12
桃山井野口川正忠克也(東北大)	凝固収縮にともなう鑄巣の形成と鑄塊の温度分布との関連	第64回軽金属学会春期講演大会	1983. 5.18
桃山井野城敏正男(大阪大)	繊維強化複合材料の拡散溶接	第64回軽金属学会春期講演大会	1983. 5.19
桃藤原野城敏正男(大阪大)	Al—Al ₃ Ni 複合材料の拡散溶接に対するインサート材の影響	日本金属学会, 日本鉄鋼協会両北海道支部合同春期講演大会	1983. 6. 3
桃山井野口川正忠克也(東北大)	多点温度計測による鑄塊温度分布の測定とひけ欠陥の予知について	日本金属学会第V総合分科宿題テーマ研究会	1983. 7. 8
桃井野川正也(東北大)	アルミニウム合金鑄塊の温度勾配と収縮ポロシティとの関連	日本金属学会第93回秋期大会シンポジウム講演	1983.10. 6
桃野正	アルミニウム合金鑄物の動向と規格について	日本鑄物協会北海道支部銅合金・アルミニウム合金鑄物研究会	1983.11. 2
桃野正	アルミニウム合金鑄物の溶解及び凝固にともなう諸問題	日本鑄物協会北海道支部銅合金・アルミニウム合金鑄物研究会	1983.12. 9
三徳菅沢安原俊基英平希夫	SUS304鋼板のCr, Ni合金偏析帯の電気化学的観察	日本金属学会春期(第92回)大会	1983. 4. 3
三菅安沢原本俊英恭平夫章	304鋼の繰返し応力下のひずみ電極挙動とSCC感受性の関係	腐食防食協会'83春期学術講演大会	1983. 5.19
三三菅沢馬原俊涼英平司夫	低合金鋼(SA508—Class3)の高温水腐食に及ぼす温度と溶存酸素の影響	腐食防食協会'83春期学術講演大会	1983. 5.20
三三菅沢原川俊英平夫弘	7075アルミニウム合金の腐食疲労き裂進展に及ぼす時効処理の影響	防食技術	32, (8)448-455(1983)
三三沢俊平	鉄鋼の海洋環境強度データベース(分担執筆)	日本鉄鋼協会・鉄鋼の環境強度部会	1983. 9

三菅及	沢原川 俊英	平夫弘	Al-Zn-Mg-Cu 合金の腐食疲労き裂進展に及ぼす時効処理の影響	日本金属学会 秋期 (第93回) 大会	1983.10. 6
三菅	沢本原 俊恭	平章夫	SUS304鋼の応力腐食割れ電位域とひずみ電極反応	日本金属学会・日本鉄鋼協会 北海道支部 合同秋期講演大会	1983.11.11
三	沢 俊	平	鉄さび生成の現状と未解明点	防食技術	32, (11)657-667(1983)
三菅	沢達原 俊隆	平勝夫	オーステナイト単相およびフェライト単相ステンレス鋼の不均一合金組織の電気化学的検出	第19回腐食防食研究会講演会	1984. 1.18
三菅稲袁	沢原村 俊英	平夫勉林	二相ステンレス鋼の応力腐食割れ感受性に及ぼすオーステナイト相量の影響	防食技術	33, (2)94-102(1984)
Sato TADAO Tachikawa TETSUHEI			Solubilities of Some Metal Sulfides in $AlCl_3$ -NaCl Melt	First International Symposium on Molten Salt Chemistry and Technology	1983. 4
電 気 系 (電気工学科, 電子工学科, 第二部電気工学科)					
Keitaro ORIKASA Keiichi OHTA			On a physical effect which controls the polarity of the charge separation of natural blowing-snow and blowing-dust.	Proceedings in Atmospheric Electricity	1983
Sadamu MOCHIZUKI			Radon and Its Daughters in the Maritime Atmosphere Near Japan Islands	Journal of the Meteor. Soc. of Japan	60, (2)782-796(1982)
丹望沖織松向	治月野 辰典	男定夫郎男一	室蘭地域に出現するエアロゾルについて (第7報)	大気電気研究発表会 (大気電気研究25号)	1982. 7. 7
望丹沖織	月治野 辰典	定男夫郎桂太郎	室蘭及びニセコにおける自然放射能の日変化, 月別変化について (第1報)	大気電気研究発表会 (大気電気研究25号)	1982. 7. 7
望丹沖織松向	月治野 辰典	定男夫郎桂太郎男一	苫小牧一父島間におけるエアロゾルの船上観測 (第1報)	大気電気研究発表会 (大気電気研究25号)	1982. 7. 7
沖望丹織	野月治 辰典	夫定男郎桂太郎	氷粒の衝突により発生するイオンスペクトラムの測定 (第1報)	大気電気研究発表会 (大気電気研究25号)	1982. 7. 8

望月 織笠 松向 丹井 冲野	定男 桂太 信健 辰典 辰典 辰典	一郎 男 男 男 男 男	自然環境に放出された汚染微粒子（サブミクロン・エアロゾル）の滞留時間・粒径分布変化・物質組成変化に関する研究（1）	日産科学振興財団第8回事業報告書	1982.12
望月 丹冲 織笠	定男 辰典 桂太	男 男 男	海洋上大気中のエアロゾル	第1回エアロゾル科学・技術研究討論会	1983. 8.25
望月 織松 松向 丹井 冲野	定男 桂太 信健 辰典 辰典	一郎 男 男 男 男	自然環境に放出された汚染微粒子（サブミクロン・エアロゾル）の滞留時間・粒径分布変化・物質組成変化に関する研究（2）	日産科学振興財団第9回事業報告書	1983.11
Tatsuo TANJI			Observation and sample collection of aerosols and radon in the atmosphere near the surface of the Pacific Ocean	Preliminary Report of the Hekuho-Maru Cruise HK-82-5 (Ocean Research Institute Univ. of Tokyo)	1984. 1
近大 大藤 大藤	史 藤本 窪原	修郎 孝協 一	可変周波数運転永久磁石同期電動機の乱調解析 I（近似固有値と臨界条件）	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1983.10. 1
近大 大藤	藤窪 原	修協 一	可変周波数運転永久磁石同期電動機の乱調解析 II（回転動揺時のトルク）	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1983.10. 1
鈴荻 松	木原 田	好敏 夫彦	分割ブラシ整流特性の実験的考察	電気四学会北海道支部連合大会論文集	1982.10.15
阿鈴 松	部木 田	圭好 敏 司夫彦	脈動風力交流発電特性シミュレーション〔I〕（誘導発電機の準定常特性）	電気四学会北海道支部連合大会論文集	1982.10.15
阿鈴 松	部木 田	圭好 敏 司夫彦	脈動風力交流発電特性シミュレーション〔II〕（同期発電機の準定常特性）	電気四学会北海道支部連合大会論文集	1982.10.15
松鈴 荻	田本 原	敏好 彦夫 彦夫	分割ブラシの整流特性	学術振興会第117委 ブラシ懇談会資料	No.28- 1, (1982)
鈴松	木田	好敏 夫彦	分割ブラシの摩耗実験	電気四学会北海道支部連合大会論文集	1983.10. 1
松鈴	田木	敏好 彦夫	二材質分割ブラシの整流特性解析	電気四学会北海道支部連合大会論文集	1983.10. 1
松鈴	田本	敏好 彦夫	分割ブラシ整流特性の実験的考察	電気学会回転機研究会資料	RM-83- 69, (1983)
松鈴	田木	敏好 彦夫	二材質二分割ブラシの整流特性について	学術振興会第117委 電気機械用ブラシD 分科会資料	117-D ~32- 1 (1983)

- Hiroshi
TAZAWA
- Carbon dioxide transport and acid-base balance in chickens before and after hatching.
- Satellite Symposium of International Union of Physiological Sciences, "Respiration and Metabolism of Embryonic Vertebrates", Adelaide (AUSTRALIA)
- 1983, 9, 7-10
- Masaji
MOCHIZUKI
(山形大)
- Hirotsugu
TAKIWAKI
(山形大)
- Tomoko
KAGAWA
(山形大)
- Hiroshi
TAZAWA
- Derivation of theoretical equations of the CO₂ dissociation curve and the carbamate fraction in the Haldane effect.
- Japanese Journal of Physiology
- 33, 579-599, 1983.
- Hiroshi
TAZAWA
- Masaji
MOCHIZUKI
(山形大)
- Masakazu
TAMURA
(山形大)
- Tomoko
KAGAWA
(山形大)
- Quantitative analyses of the CO₂ dissociation curve of oxygenated blood and the Haldane effect in human blood.
- Jap. J. Physiol.
- 33, 601-618, 1983
- Hiroshi
TAZAWA
- A. H. J.
VISSCHE-
DIJK
(State Univ. of Utrecht)
- Johannes
PIIPER
(Max-Planck-Institute)
- Blood gases and acid-base status in chicken embryos with naturally varying egg shell conductance.
- Respiration Physiology
- 54, 137-144, 1983
- Hiroshi
TAZAWA
- A. H. J.
VISSCHE-
DIJK
(State Univ. of Utrecht)
- Josef
WITT-
MANN
(Univ. of Munich)
- Johannes
PIIPER
(Max-Planck-Institute)
- Gas exchange, blood gases and acid-base status in the chick before, during and after hatching.
- Respir. Physiol.
- 53, 173-185, 1983

柄上野原	木野村	一進	誠幸滋一	SEM—EBIC 法による半導体デバイスの解析法	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	168(1983)
小南野原	林條村	淳進	研二滋一	良質なシリコン陽極酸化膜を用いた MOS FET の試作	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	169(1983)
南藤松山	條岡本本	淳好秀	二弘郎和	シリコン陽極酸化膜のアニーリング効果	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	170(1983)
長谷川	(北海道大)	(北海道大)	機			
南松上山	條本西本	淳好浩秀	二郎幸和	陽極酸化 Si—MIS セルの動作機構	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	171(1983)
長谷川	(北海道大)	(北海道大)	機			
福塚山南野原	井田條村	真幸淳進	之彦進二滋一	イオンビーム蒸着法による Al 薄膜	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	87(1983)
南藤上松野原	條岡西本村	淳浩好進	二弘幸郎滋一	陽極酸化シリコン MIS 型太陽電池の動作機構	電気化学協会北海道支部第10回研究発表会講演要旨集	10(1984)
野上柄松南原	村野木本條	一好淳進	滋幸誠郎二一	EBIC 法による陽極酸化薄膜絶縁層 MIS 構造の評価	電気化学協会北海道支部第10回研究発表会講演要旨集	11(1984)
南三小野原	條宅林村	淳秀進	二樹研滋一	陽極酸化法によるシリコン MOS FET の試作	電気化学協会北海道支部第10回研究発表会講演要旨集	12(1984)
南上藤松沢	條西岡本田	淳好孝	二幸弘郎幸	陽極酸化 Si/SiO ₂ 遷移領域の評価	電気化学協会北海道支部第10回研究発表会講演要旨集	13(1984)
長谷川	(北海道大)	(北海道大)	機			

南松吉山 長谷川英機 (北海道大)	條本野本 (北海道大)	淳好正秀 (北海道大)	二郎樹和 (北海道大)	アモルファスシリコン陽極酸化	電気化学協会北海道 支部第10回研究発表 会講演要旨集	14(1984)
南松尾野原	條本崎村	淳好正進	二郎義滋一	陽極酸化シリコン MIS 型太陽電池の研究	室蘭工業大学研究報 告理工編	10.(5) (1983)
南小木野原	條林村	淳洋進	二研一滋一	良質なシリコン陽極酸化膜の形成と MOS FET への応用	室蘭工業大学研究報 告理工編	10.(5) (1983)
栃橋野原	木本村	幸進	誠男滋一	PN 接合を有する半導体デバイス中の電子 ビーム誘起過剰少数キャリアの定量的な解析	室蘭工業大学研究報 告理工編	10.(5) (1983)
金鴨志南野原	尾田條村	淳進	一巖二滋一	プラズマエッチング排ガスを用いたアモル ファスシリコンの作製	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B- 8 (1984)
松南藤山 長谷川英機 (北海道大)	本條岡本 (北海道大)	好淳秀 (北海道大)	郎二弘和 (北海道大)	アモルファスシリコン陽極酸化	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B- 9 (1984)
南上松沢 長谷川英機 (北海道大)	條西本田 (北海道大)	淳浩好孝 (北海道大)	二幸郎幸 (北海道大)	陽極酸化 Si/SiO ₂ 遷移領域の評価	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B - 1 0 (1984)
藤松南野原	岡本條村	好淳進	弘郎二滋一	陽極酸化で作製された MIS 型太陽電池の動 作機構	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B-11 (1984)
小三吉南野原	林宅野條村	秀正淳進	研樹樹二滋一	陽極酸化による MOS EFT の作製	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B-12 (1983)
栃上南野原	木野條村	一淳進	誠幸二滋一	EBIC 法による薄膜陽極酸化 MIS 構造の評 価	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B-13 (1984)

桂中 南野原	尾條村 進	信浩 進	生士 二滋 一	温度差法による InP 多結晶の作製	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B-14 (1984)
山塚 福南野原	田井 條村 進	幸真 淳 進	進彦 之 二滋 一	イオンビーム蒸着法による Al 薄膜作製	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B-30 (1984)
尾小 小南野原	崎林 野條村 進	正秀 正淳 進	義寿 寛 二滋 一	n-TiO ₂ 電極に於ける光電気化学効果	応用物理学会北海道 支部第19回学術講演 予稿集	B-31 (1984)
原	進	一		太陽光利用による半導体/水溶液系に於ける 水素発生	北海道科学研究補助 成果報告書	(1984)
南松 野山 有 長谷	條本 村本 本 本 川	淳好 秀和 智 英 機	二郎 滋和 智 機	陽極酸化機構による a-Si:H 膜への native oxide の形成	第31回応用物理学関 係連合講演会予稿集	1p U 4 (1984)
山 有 大 長谷 南	本本 本 野 川 條	秀和 智 英男 英機 淳二	和 智 男 機 二	Si 陽極酸化に伴なう発光現象	第31回応用物理学関 係連合講演会予稿集	30a V 8 (1984)
南松 藤山 長谷	條本 岡本 本 川	淳好 秀和 英機	二郎 弘和 機	水素化成アモルファスシリコン膜の陽極酸化	電気化学	52, (6) (1984)
土手	康彦			「ロボット用アクチュエータ」	計測自動制御学会ロ ボット部会発足招待 講演会, 東京	1983
土手	康彦			「現代制御理論のパワエレクトロニクスへの 応用」	パワエレクトロニク ス研究会例会招待講 演, 東京	1983
土原	手島 康彦 文雄 (東大)			「ドライブエレクトロニクスとセンサ問題 ーセンサと制御アルゴリズムー」	電気四学会シンポジ ウム招待講演, 東京	1983
土手	康彦			「小形精密サーボの最近の動向」	システムと制御	27, (11) 1983

土手康彦	「制御 I」	小形モータシンポジウム, コーディネイタとして講演, 日本能率協会, 東京 (電気学会, 計測自動制御学会他後援)	1984, 2
土手康彦 大西公 (慶大)	「ドライブエレクトロニクス技術の進歩—制御理論の実際への応用—」	電気学会全国大会シンポジウム招待講演, 東京	1984. 3
Yasuhiko DOTE Takashi MANABE Shotoku MURAKAMI	“Microprocessor-Based Force Control for Manipulator Using Variable Structure with Sliding Mode”	Proc. of the 3rd IFAC Symposium on Control in Power Electronics and Electrical Drives, Lausanne, Swiss	Sept. 1983
瀬戸俊樹 (北海道大) 西辻昭 (北海道大) 坂口威	He グロー放電陽光柱の電子エネルギー分布の径方向特性について	電気学会論文誌 A	103-A, (7), 357 (1983)
坂瀬口 西辻俊 威樹昭	拡散方程式によるネオングロー放電陽光柱の静特性の解析	電気学会論文誌 A	103-A, (8), 405 (1983)
松田和浩 (北海道大) 星山満雄 (北海道大) 西辻昭 (北海道大) 坂浦勇 威二	探針による捕集電流のシミュレーション	電気学会放電研究会資料 (ED-83-83)	1983. 8. 5
坂松浦 松田山 西辻和 満昭 威二	径方向電子エネルギー分布と陽光柱の解析	電気学会放電研究会資料 (ED-83-84)	1983. 8. 5
松田和浩 星山満雄 西辻昭 坂浦威二	探針電極特性のシミュレーション	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1983.10. 1
坂松浦 松田山 西辻和 満昭 威二	ネオングロー放電陽光柱の径方向拡散流中に占める発生電子の割合	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1983.10. 1
上田勇 高橋治 (東北大)	溶湯急冷 Fe-Ni 合金の熱膨張と電気抵抗	日本物理学会	1983.10.12
上田勇 高橋治 (東北大)	溶湯急冷した Fe-Ni 合金の結晶構造と磁性	日本金属学会 (秋季, 93回)	1983.10. 4

化 学 系 (化学, 工業化学科, 化学工学科)

富士川 計 吉 石岩 崎 正之也 石田 川 正達 宮原 川 英彦 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属および白金族化合物の作用状態(1), 水蒸気との反応	日本化学会第47春季年会	1983. 4. 3
金塚 高 次 富士川 計 吉 秋田 田 克 也 佐々木 久 隆 加宮 原 孝四郎 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属および白金族化合物の作用状態(2), 炭酸ガスとの反応	日本化学会第47春季年会	1983. 4. 3
富士川 計 吉 石佐喜 川 英彦 藤多 英明 (北海道大)	白金メッキ Nafion 膜電極の特性(1), 水素極挙動	日本化学会北海道支部1983年夏季研究発表会	1983. 7. 23
石富士 川 英彦 佐喜 川 計 吉 藤多 英明 (北海道大)	白金メッキ Nafion 膜電極の特性(2), 主に酸素極の挙動	日本化学会北海道支部1983年夏季研究発表会	1983. 7. 23
富士川 計 吉 菅野 中 裕敏 宮原 孝四郎 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属の触媒活性(1), 水による反応	日本化学会北海道支部1983年夏季研究発表会	1983. 7. 23
富士川 計 吉 柏谷 井 保生 金塚 高 次 加宮 原 久 雄 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属の触媒活性(2) 炭酸ガスによる反応	日本化学会北海道支部1983年夏季研究発表会	1983. 7. 23
富士川 計 吉 宮原 孝四郎 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属の触媒作用—水蒸気および炭酸ガスをガス化剤とする—	第52回触媒討論会(A)	1983. 8. 30
石川 英彦 中島 弘司 (北海道大) 富士川 計 吉 喜多 英明 (北海道大)	白金ナフィオン膜電極を用いる水素・酸素燃料電池の特性	日本化学会第48秋季年会	1983. 8. 29
喜多 英明 (北海道大) 富士川 計 吉 中島 弘司 (北海道大) 石川 英彦	白金メッキした SPE 電極の電気化学的触媒作用	日本化学会第48秋季年会	1983. 8. 30
富士川 計 吉 菅野 高 次 金塚 原 孝四郎 (北海道大)	炭素の接触ガス化—アルカリ金属触媒の活性序列—	日本化学会第48秋季年会	1983. 8. 29

富 岩 金 加	川 崎 塚 納	計 正 高 久	吉 之 次 雄	メタンと水の反応におけるパラジウム触媒の活性	日本化学会北海道支部1983年夏季研究発表会	1983. 7.23
飛 小 嶋	驛 美 津	俊 克	秀 忠 明	パラジウム電極によるオレフィンの還元	日本化学会北海道支部1983年夏季研究発表会	1983. 7.23
富 喜	川 多	計 英	吉 明			
飛 富 魚	驛 川 崎	俊 計 浩	秀 吉 平	n型GaAs単結晶電極の水素発生挙動と貴金属メッキの影響	1983年電気化学合同秋季大会	1983.11.29
金 喜	塚 多	高 英	次 明			
石 富 佐 喜	川 藤 多	英 計 み	彦 吉 子 明	Pt-Nafion膜電極における水素および酸素の反応	1983年電気化学合同秋季大会	1983.11.29
富 小 嶋	川 美 津	計 克	吉 忠 明	Pd電極における低級オレフィンの還元機構	1983年電気化学合同秋季大会	1983.11.29
喜	多	英	明			
佐 石 富 士 喜	藤 川 多	る 英 計 英	み 明 吉 明	金属メッキ Nafion膜電極(1), 酸溶液型酸素-水素燃料電池の検討	電気化学協会北海道支部第10回研究発表会	1984. 1.17
飛 富 魚	驛 川 崎	俊 計 浩	秀 吉 平	半導体電極上の水電解における金属メッキの影響(1), GaAsのPtメッキを中心に	電気化学協会北海道支部第10回研究発表会	1984. 1.17
喜	多	英	明			
小 野 美 津	川 計 克	計 明	忠 吉 明	Pd電極上におけるオレフィンの重水素付加機構	電気化学協会北海道支部第10回研究発表会	1984. 1.17
喜	多	英	明			
石 富 士 喜	川 多	英 計 英	彦 吉 明	金属メッキ Nafion膜電極の挙動(2), 酸素-水素燃料電池における白金-Nafion315膜電極のメッキ方式	日本化学会北海道支部1984年冬季研究発表会	1984. 2. 2
飛 富 魚	驛 川 崎	俊 計 浩	秀 吉 平	半導体電極上の水電解における金属メッキの影響(2), GaAs電極上への種々の金属によるメッキの効果	日本化学会北海道支部1984年冬季研究発表会	1984. 2. 2
喜	多	英	明			

小野美忠 富川計吉 嶋津克明 喜多英明 (北海道大)	パラジウム電極上のオレフィン還元機構	日本化学会北海道支部1984年冬季研究発表会	1984. 2. 2
富田士川計吉 宮中原裕敏 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属の触媒活性(1), 水によるガス化	日本化学会北海道支部1984年冬季研究発表会	1984. 2. 2
柏谷英俊 富川計吉 谷井保生 金加納高久 次雄	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属の触媒活性(2), 炭酸ガスによるガス化	日本化学会北海道支部1984年冬季研究発表会	1984. 2. 2
榎伸康 白濱晴久 末広克尚 古崎昭雄 石大田良二 松本毅 (北海道大)	10員環ジテルペン Dilophol のコンホーメーションと絶対配置	日本化学会第47春季年会	1983. 4. 2
榎伸康 白濱晴久 末広克尚 古崎昭雄 石大田良二 松本毅 (北海道大)	Diacetyldilophol の単離と構造	日本化学会第47春季年会	1983. 4. 2
榎伸康 石統木一夫 大村智 松本毅 (北海道大)	アミジグサの抗菌活性ジテルペン	日本化学会第47春季年会	1983. 4. 2

- Nobuyasu
ENOKI
(北海道大)
Haruhisa
SHIRAHAMA
(北海道大)
Eiji
OSAWA
(北海道大)
Shiro
URANO
(都老人研)
Ryoichi
ISHIDA
Takeshi
MATSUMOTO
(北海道大)
- Structure and Conformation of Furanocyc-
lononene Diterpenoids from the Seaweed
Dictyota Dichotoma
- Chemistry Letters (9)1399—
1402
(1983)
- Nobuyasu
ENOKI
(北海道大)
Kazuo
TSUZUKI
(北里大)
Satoshi
OMURA
(北里大)
Ryoichi
ISHIDA
Takeshi
MATSUMOTO
(北海道大)
- New Antimicrobial Diterpenes, Dictyol F
and Epidictyol F, from the Brown Algae
Dictyota Dichotoma
- Chemistry Letters (10)1627—
1630
(1983)
- Nobuyasu
ENOKI
(北海道大)
Haruhisa
SHIRAHAMA
(北海道大)
Akio
FURUSAKI
(北海道大)
Katsunao
SUEHIRO
(北海道大)
Eiji
OSAWA
(北海道大)
Ryoichi
ISHIDA
Takeshi
MATSUMOTO
(北海道大)
- Absolute Configuration and Conforma-
tional Mobility of Dilophol and 3-Acetoxy-
acetyldilophol
- Chemistry Letters (3)459—
462
(1984)
- 田 中 裕 敏
田 中 幹 夫
(日本医大)
戸 村 健 児
(立教大)
- ペグマタイト周縁の花こう岩に随伴する黒雲
母中の微量元素の挙動
- 日本化学会第47春季
年会 1983. 4. 2
- 上 道 芳 夫
月 館 正 弥
菖 浦 明 己
加 納 久 雄
- ポリスチレンの接触分解
- 日本化学会第47春季
年会 1983. 4. 4
- 上 道 芳 夫
柏 谷 康 明 己
加 納 久 雄
- 活性炭触媒によるポリエチレン, ポリプロピ
レンの接触分解
- 日本化学会第47春季
年会 1983. 4. 4

上 月 菖 加	道 館 蒲 納	芳 正 明 久	夫 弥 己 雄	各種固体触媒上でのポリスチレン分解生成物の二次的反応	日本化学会北海道支部夏季研究発表会	1983. 7. 23
上 柏 菖 加	道 谷 蒲 納	芳 康 明 久	夫 則 己 雄	活性炭触媒上でのポリエチレンの分解とモデル反応	日本化学会北海道支部夏季研究発表会	1983. 7. 23
Yoshio Akimi Yasunori Hisao	UEMICHI AYAME KASHIWAYA KANOH			Gas Chromatographic Determination of the Products of Degradation of Polyethylene over a Silica-Alumina Catalyst	Journal of Chromatography	259,69-77 (1983)
Yoshio Akimi Yasunori Masaya Hisao	UEMICHI AYAME KASHIWAYA TSUKIDATE KANOH			Product Distribution in Degradation of Polypropylene over Silica-Alumina and CaX Zeolite Catalysts	Bulletin of the Chemical Society of Japan	56,2768- 2773 (1983)
Yoshio Yasunori Akimi Hisao	UEMICHI KASHIWAYA AYAME KANOH			Fromation of Aromatic Hydrocarbons in Degradation of Polyethylene over Activated Carbon Catalyst	Chemistry Letters	1984,41-44
塚 森 金	谷 谷 塚	保 博 高	和 明 (日鋼) 次	クランクアーム新割板挿入法による寸法精度の向上	品質管理	34,823 (1983)
金 高 和 加	塚 久 田 (北海道 松下電器)	高 秀 久	次 彰 功 雄	管理図法による化学工程管理 (第8報) 測定誤差を考慮したM-R管理図の特性	日本化学会北海道支部1984冬季研究発表会	1984. 2. 3
金 高 加	塚 久 納	高 秀 久	次 彰 雄	管理図法による化学工程管理 (第9報) 警戒限界を利用したx管理図の特性	日本化学会北海道支部1984冬季研究発表会	1984. 2. 3
武 田 竹	田 海 野	新 俊 野	一 弥 昇	メチル置換クマリン類の塩基性度	日本化学会誌	(11),1673- 1677 (1983)
福 竹	島 野		透 昇	フラバノンとピロリドロトリプロミドとの反応によるフラボンの合成	日本化学会北海道支部冬季研究発表会	1984. 2. 3

三 宮 加 宮 豊	浦 浦 納 原 (北 海 道 大) 嶋 (北 海 道 大)	裕 明 久 孝 四 郎 勇	幸 己 雄 郎	Ag, Ag-NaCl 系の表面状態とガス吸着のUPS, XPS による研究	真空	26,406 (1983)
田 阿 菖	近 部 蒲	将 明	亨 起 己	高温焼成参照触媒のプロピレンオキシドに対する反応活性と吸着ピリジンのIR 吸収スペクトル	第5回参照触媒討論 会資料集	1983,60-64
横 菖 野 (三 菱 油 化 中 研)	崎 蒲 尻 (三 菱 油 化 中 研)	和 明 直	司 己 弘	銀触媒上のエチレン気相酸化反応における水素同位体効果	日本化学会第47春季 年会	1983. 4. 2
菖 池 竹	蒲 田 野	明 秀	己 樹 昇	担持 MoO ₃ -NiO 触媒上のアルキル・フェニル・エーテルの水素化分解反応	日本化学会道支部 1983年夏期研究発表 会	1983. 7.23
横 菖 竹 野 (三 菱 油 化 中 研) 加	崎 蒲 野 尻 (三 菱 油 化 中 研) 納	和 明 直	司 己 昇 弘 雄	選択性の異なる銀触媒上のエチレン気相酸化反応の水素同位体効果	日本化学会第48秋季 年会・触媒討論会A	1983. 8.30
辻 東 海 八 小	林 幡 松	敏 幸 寿 藤	之 義 雄 男	無水マレイン酸変性ポリエチレン(直鎖状低密度ポリエチレン)(MAHLLDPE)とスラッグおよびその成分(SiO ₂ , CaO, Al ₂ O ₃)との複合材料の粘弾性について	日本化学会, 日本分 析化学会, 高分子学 会各北海道支部, 窯 業協会東北, 北海道 支部発表(講演要旨 集A06. 6頁)	1983. 7.23
小 八 野	松 幡 田	藤 寿	男 雄 繁	道南工業地帯における廃棄物の再利用(II) 一直鎖状低密度ポリエチレン(LLDPE)とフェ ノール樹脂廃棄物及び高炉スラッグ等の複 合材料の機械的性質一	高分子学会北海道支 部発表	1984. 2. 4
小 伊 大	松 藤 関	藤 一 則	男 仁 行	道南工業地帯における廃棄物の再利用(I) 一分枝状ポリエチレン(β r-LDPE)とフェ ノール樹脂廃棄物並びに高炉スラッグとの複 合材料の機械的性質一	高分子学会北海道支 部発表	1984. 2. 4
小 東	松 海 林	藤 幸	男 義	耐食性複合材料製締結ねじの実用化に関する 実験的研究一ポリカーボネートと廃滓スラ ッグ主成分(CaO)及び廃滓スラッグ副成分(Al ₂ O ₃ , Fe ₂ O ₃)との複合材料による材料強度並び にポリカーボネートの分子量分布	昭和58年度特定研究 報告(文部省)	1984. 3
室	住	正	世	サブボイリング蒸留による超高純度純水およ び試薬精製法の研究	文部省科学研究補助 金(一般研究B報告)	1984. 3
高 竹 森	野 野 田	信 睦	弘 昇 夫	N, N-ジメチルホルムアミド中におけるテト ラフェニルシクロペンタジエノンの定電位電 解	電気化学協会誌	51,483-487 (1983)
高 竹 森	野 野 田	信 睦	弘 昇 夫	N, N-ジメチルホルムアミド中における2, 3, 4, 5-置換シクロペンタジエノン類の 電解還元反応	電気化学協会誌	51,779-782 (1983)
高 竹 森	野 野 田	信 睦	弘 昇 夫	2, 3-ジフェニル-1-インデノンの電解還元 反応	日本化学会誌	1983, 1753-1760

高菅竹	野原野	信正	弘紀昇	2-ベンジリデン-3-(2H)-ベンゾフラン 類の電解還元反応	日本化学会北海道支部 1984年冬季研究発表 会	1984. 2. 3
高竹	橋内	洋隆	志男	比較的高 Pe 数域での流体混合のラプラス変 換法による評価	化学工学協会室蘭大 会研究発表講演要旨 集	B 115 (1983, 7.28)
高宮竹	橋崎内	洋真隆	志理生男	移動層触媒反応装置の熱的挙動	化学工学協会第17回 秋季大会研究発表講 演要旨集	S B 116 (1983, 9.29)
高橋	洋	志		移動層の装置設計と応用技術(特集) —移動 層における粒体の運動とその安定性—	化学工学	47,682-688 (1983)
向井田	健	一		多孔質触媒の細孔構造特性値と触媒有効係数 の関係	化学工学協会関東支 部室蘭大会	1983. 7.28
向井田	健	一		双峰性細孔径分布を有する多孔質物質の気体 有効拡散係数	化学工学協会関東支 部室蘭大会	1983. 7.28
向井田	健	一		多重細孔構造をもつ成型シリカアルミナの触 媒有効係数の解析	材料	32, (360) 948-952 (1983)
小渡大	幡辺矢	英治	二夫悟	粒子沈降速度におよぼす振動の影響	化学工学協会室蘭大 会	1983. 7.28
小渡和	幡辺田	英治浩	二夫之	回分沈降曲線を用いた沈殿池の解析	化学工学第17回秋季 大会研究発表講演要 旨集	1983.10. 1
矢渡	吹辺	和治	彦夫	固体流束曲線による傾斜沈降の解析	化学工学協会室蘭大 会	1983. 7.28
矢渡小	吹辺幡	和治英	彦夫二	傾斜型流動層における層内粒子濃度および圧 力降下の実験的解析	粉体工学会秋季研究 発表会	1983.11.10
渡	辺	治	夫	粒子流体間の物質, 熱および運動量移動のア ナロジー	粉体工学会誌	18,25-29 (1984)
熊渡	谷辺	敏治	久夫	落球法による懸濁液粘度の測定	化学工学協会室蘭大 会	1983. 7.28
安福遠	藤田	公隆	二至 (北開試)	横型攪拌槽の混合特性	化学工学シンポジウ ムシリーズ流体混合 —研究の進歩—	6,99-108 (1984)
安酒高竹杉	藤井橋内田	公洋隆	二猛志男 治八郎	二重管型気泡塔の外塔内壁における物質移動	化学工学協会研究発 表会	1983. 7.28
高安高竹杉	橋藤橋内田	公洋隆	衛二志男 治八郎	三相流動層における壁境膜伝熱係数	化学工学協会研究発 表会	1983. 7.28

CONTENTS

Science and Engineering

Nov., 1984

Whole No. 34

On the Formulation about the Allowable Compressive Stress of the Specification for the Design of Highway Bridges	Hiroyuki Sugimoto	1
Optimum Identification of Dispersion Coefficients in Porous Media	Satoshi Tohma and Kazutaka Baba	17
Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variations in Skid Resistance (I) -Mechanistic Model-	Kazuo Saito and John J. Henry	25
Relationships Between Skid-Resistance Measurements with the Ribbed and Blank Test Tires, and Pavement Texture	Kazuo Saito and John J. Henry	41
Analytical Study on the Settlement Process of Structures on Cohesive Soils	Tsutomu Tsuchiya and kazuo Ohtsuki	55
A Research on Elastic-Plastic Waves of a Cylindrical Specimen Subjected to Longitudinal Impact Loading	Masachika Naitoh, Masashi Daimaruya, Kouhei Hamada and Kaishin Liu	75
An Experimental Study on a Small Propeller Type of Wind Turbine, 2nd Report	Kyokai Okuda and Hideaki Yamagishi	93
An Experimental Study on a Small Propeller Type of Wind Turbine, 3rd Report	Kyokai Okuda and Hideaki Yamagishi	99
An Experimental Study on Shock Waves Proagating Through a Gas-Particle Mixture	Hiromu Sugiyama and Hideharu Hatanaka	105
A Calculation Method of Sound Diffraction Around an Enclosure and its Applying Conditions	Kohshi Nishida	115
Measurement of Vibration Modes of a Bolted Rectangular Plate by a Sound Visualization Method	Kohshi Nishida, Fuminari Takanaka and Akira Maruyama	129
High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion (Experimental Results for Water)	Kazuo Maeno, Akihiro Yamazaki and Yutaka Hanaoka	139

One Method for Search of Maximum Value in Multimodal Function	Yuzuru Kubota 161
An Experimental Study on the Control for a Liquid-Level System with Dead Time	Tadao Narita, Mitsuhisa Yamashita and Yuzuru Kubota 173
Stress Behavior of the Bolt on the Bolted Joint Received Eccentric Force -A Case of Tee Flange-	Minoru Tanaka 185
Investigation of Photoelectrolysis of Water with Semiconductor Electrodes	Masayoshi Ozaki, Masahiro Ono, Hidetoshi Kobayashi, Junji Nanjo, Shigeru Nomura and Shin-ichi Hara 195
Light Scattering from Solution of Polyvinyliden Fluoride.....	Atsushi Yamanaka 203
Other Achievements in Studies for 1983 by Professors in this Institute	209

昭和59年11月26日 印刷 (非売品)
昭和59年11月30日 発行

編集兼 室 蘭 工 業 大 学
発行所

印刷所 (協) 高速印刷センター

札幌市西区曙2条5丁目
TEL(代) 683-2231