



室蘭工業大学

学術資源アーカイブ

Muroran Institute of Technology Academic Resources Archive



室蘭工業大学研究報告. 理工編 第10巻第2号 全1冊

メタデータ	言語: eng 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-05-16 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/2966

正 誤 表(理工編)

表紙の裏ページ	Editing Committee 上から16行目 誤 S. Kano	正 H. Kano
教官学術研究発表集録	P 370「第 1 番目の論文中」 誤 MOSSBAUER	正 MÖSSBAUER
”	P 373 「第8番目の論文中」 誤 K. Fujikaw	正 K. Fujikawa
”	P 374「第 9 番目の論文中」 誤 and T. TANAKA	正 and T. TANAKA
”	P 380「第 2 番目の論文と第 3 番目の論文の間」 誤 空 白	正 建築工学科
”	P 380「第 9 番目の論文と第10番目の論文の間」 誤 建築工学科	正 抹 消
”	P 386「第14番目の論文中」 誤 Nox	正 NOx
CONTENTS	CONTENTS 下から1行目 誤 InSTITUTE	正 Institute

(ISSN 0580-2415)
(CODEN:MKDKBC)

室蘭工業大學
研 究 報 告

理 工 編

第十卷第二号

昭和五十五年十一月

MEMOIRS
OF
THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY
Science and Engineering

VOL. 10 NO. 2
Nov., 1980

MURORAN HOKKAIDO
JAPAN

Editing Committee

M. Yoshida		President	<i>Chairman of the Committee</i>
K. Okubo		Prof.	<i>Electrical Engineering</i>
M. Morita		Prof.	<i>Industrial Chemistry</i>
K. Sato	Asst.	Prof.	<i>Mineral Resources Engineering</i>
S. Kondo		Prof.	<i>Civil Engineering</i>
K. Okuda		Prof.	<i>Mechanical Engineering</i>
T. Tachikawa		Prof.	<i>Metallurgical Engineering</i>
T. Takeuchi		Prof.	<i>Chemical Engineering</i>
K. Kikuchi		Prof.	<i>Industrial Mechanical Engineering</i>
K. Izumi		Prof.	<i>Architecture and Building Engineering</i>
S. Hara		Prof.	<i>Electronic Engineering</i>
I. Seino		Prof.	<i>Literature</i>
K. Fujikawa	Asst.	Prof.	<i>Science</i>
K. Suzuki		Prof.	<i>Applied Material Science</i>
M. Tukahara		Prof.	<i>Mechanical Engineering (Evening Session)</i>
S. Kano		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. When they amount to four numbers, they form one volume.

室蘭工業大学研究報告 第10巻 第2号

理 工 編

目 次

On a characterization of some function space as Banach lattices under the topological equivalence	本 田 孝 二	2 (1) 165
ポリフッ化ビニリデンの延伸時における 応力と複屈折率との関係	山 中 厚	2 (9) 173
等価仮想電圧源法によるサイリスタ回路の解析法 (逆並列接続 SCR で制御される単相誘導電動機)	近 藤 修 伊 藤 雄 三 藤 原 一	2 (15) 179
水面上のインパルス破壊に関する光学的研究	中 尾 好 隆 助 原 正 巳 松 尾 正 孝 服 部 吉 吉	2 (33) 197
可変周波運転同期電動機の負制動現象の解析 (近似固有値と臨界周波数)	近 藤 修 木 村 勝 弘 水 野 兎 協 大 窪 協	2 (45) 209
充填層における固液抽出	秋 吉 亮 白 戸 正 美 杉 田 八 郎	2 (61) 225
環状路充填層における固液系物質移動	秋 吉 亮 尾 本 行 寛 杉 田 八 郎	2 (71) 235
空気さく岩機の性能試験法に関する研究	水 戸 唯 則 辻 谷 宏 郎 香 川 義 彦 佐 藤 一	2 (79) 243
胆振幌別川流域における豪雨流出過程に関する研究	藤 間 聡 中 田 満 洋	2 (93) 257
放射熱伝達の解析 (第3報 放射の二次元的伝達を考慮した平行平板間 放射-対流共存熱伝達の解析)	媚 山 政 良	2 (105) 269
放射熱伝達の解析 (第4報 軸対称放射性媒体の放射吸収係数の 測定方法について)	媚 山 政 良	2 (119) 285

旋削加工作業設計システムの開発.....	菊黒及	地河川	千久正	之男弘	2 (129) 293
接触面積拘束工具の切削性に関する研究 —— 工具切りくず接触長さ と切削温度 ——	菊	地	千	之	2 (147) 311
自由表面をもつ定常排水うずに関する研究 (II) —— フローパタンについて ——	貞花	広岡		勝裕	2 (155) 319
入力にむだ時間をもつ系の分離制御について.....	山足	下田	光弘	久光	2 (169) 333
フライホイール装置によるエネルギー貯蔵の経済性.....	渡	部	富	治	2 (181) 345
ディーゼル機関に水エマルジョン燃焼法を適用した場合の 燃焼促進効果に及ぼす燃料性状の影響.....	塚吉 早村	原 本川 山	康 友	実 文 吉 正	2 (191) 355
教官学術研究発表集録 (昭 54. 4. 1 ~ 55. 3. 31).....					2 (205) 369

On a characterization of some function space as Banach lattices under the topological equivalence

By Kōji Honda

Abstract

Characterizations of Orlicz spaces as Banach lattices are interesting problem. In previous paper [5], we considered this problem from the point of view of some relations between Banach lattices and their conjugate spaces.

In this paper, we give another conditions under which Banach lattices are topologically isomorphic to some Orlicz space.

1. Introduction. Let $\Phi(\xi)$ be a continuous Young function, i. e., in the interval $[0, \infty)$, $\Phi(\xi)$ is a real valued, non-decreasing, continuous and convex function with $\Phi(0)=0$. Let μ be a non-atomic, completely additive measure on a set Ω with $\mu(\Omega)=1$.

The Orlicz space $L_{\Phi}(\Omega, \mu)$ consists of all real valued functions $f(t)$, μ -measurable on Ω , for which

$$\rho(\alpha f) = \int_{\Omega} \Phi(\alpha |f(t)|) d\mu < \infty \quad \text{for some real number } \alpha > 0.$$

This space is a conditionally complete*) vector lattice and becomes a Banach space with the Luxemburg norm

$$\|f\|_{\Phi} = \inf \left\{ \frac{1}{|\xi|} : \rho(\xi f) \leq 1 \right\}.$$

If Φ satisfies the (A_2) -condition**) we have $\rho(f) < \infty$ for all f in L_{Φ} and more the norm has following properties:

- 1) the norm is continuous, i. e., $f_n \downarrow_{n=1}^{\infty} 0$ ***) implies $\|f_n\| \downarrow_{n=1}^{\infty} 0$,
- 2) the norm is monotone complete, i. e., if $f_n \uparrow_{n=1}^{\infty}$ and $\sup_{n \geq 1} \|f_n\|_{\Phi} < \infty$ there exists a function $f \in L_{\Phi}$ such that $f_n \uparrow_{n=1}^{\infty} f$,
- 3) $\rho(f)=1$ is equivalent to $\|f\|_{\Phi}=1$ ***)

In the preceding papers [4] and [5], we considered two characterizations of the Orlicz space, namely the former is given by making use of the N-function and the latter is considered, under the topological equivalence, by making use of some transformation from a Banach lattice to its conjugate space.

*) A vector lattice R is said to be conditionally complete, if $R \ni a_{\lambda} \geq 0 (\lambda \in A)$ there exists $a \in R$ such that $a = \inf_{\lambda \in A} a_{\lambda}$. Cf. [9]

**) Cf. [7]

***) The notation $f_n \downarrow_{n=1}^{\infty} (f_n \uparrow_{n=1}^{\infty})$ means that the sequence $\{f_n\}$ is non-increasing (non-decreasing). $f_n \downarrow_{n=1}^{\infty} f (f_n \uparrow_{n=1}^{\infty} f)$ means that f is the limit of f_n in the order.

***) This property is equivalent to 1)

In this paper, we also deal with the same problem. In a vector lattice R , for any $x \in R$, we define $x^+ = x \cup 0$ and $x^- = (-x) \cup 0$. Then, we have $x = x^+ - x^-$, $x^+ \cap x^- = 0$ and the absolute $|x|$ of x is defined by $|x| = x^+ + x^-$. When $|x| \cap |y| = 0$, we say " x and y are mutually orthogonal".

R is said to be a conditionally complete Banach lattice when R is a conditional complete vector lattice and has a complete norm $\|\cdot\|$ on R such that $|x| \leq |y|$ implies $\|x\| \leq \|y\|$ ($x, y \in R$).

For any $0 \neq p \in R$, the projector $[p]$ is defined by

$$[p]x^+ = \sup_{n \leq 1} \{n|p| \cap x^+\}, [p]x^- = \sup_{n \geq 1} \{n|p| \cap x^-\} \text{ and } [p]x = [p]x^+ - [p]x^-$$

The projector $[p]$ is a linear projection operator in R .

The norm on R is said to be smooth, if for every element $a \in R$ with $\|a\| = 1$ there exists only one linear functional (we write it by a^*) on R such that $(a, a^*) = 1$ and $\|a^*\| = \sup\{(x, a^*) : \|x\| = 1, x \in R\} = 1$, where (x, a^*) means the value of a^* at x . Then, it is seen that

$$(x, a^*) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{\|a + \epsilon x\| - 1}{\epsilon} \text{ for every } x \text{ in } R.$$

The purpose of this paper is to prove the following theorem.

THEOREM. *Let R be a conditionally complete Banach lattice and the norm $\|\cdot\|$ on R be continuous, monotone complete and smooth. If R has a positive complete element s (i. e., $s \cap |x| = 0$ for $x \in R$ implies $x = 0$), with $\|s\| = 1$, and satisfies the following conditions:*

- 1) $\|[p]s\| = \|[q]s\|$ implies $([p]s, s^*) = ([q]s, s^*)$,
- 2) there exists a constant number $A > 0$ such that

$$\left\| \sum_{i=1}^n \frac{[p_i]s}{\|[q_i]s\|} \right\| \leq 1 \text{ implies } \sum_{i=1}^n \frac{([p_i]s, s^*)}{\|[q_i]s, s^*\|} \leq \left\| \sum_{i=1}^n \frac{[p_i]s}{\|[q_i]s\|} \right\|$$

and

$$\sum_{i=1}^n \frac{([p_i]s, s^*)}{\|[q_i]s, s^*\|} \leq 1 \text{ implies } \left\| \sum_{i=1}^n \frac{[p_i]s}{\|[q_i]s\|} \right\| \leq A$$

where $\{[p_i]\}$ are any mutually othogonal projectors and $\{[q_i]\}$ are any nonzero projectors, then R is topologically isomorphic to some Orlicz space.

2. Preliminaries. Before to prove the theorem, we restate some results in *Nakano's spectral theory*. (Cf. [8], [9] and [10])

The set \mathfrak{P} of projectors in R is called an ideal, if (i) $0 \in \mathfrak{P}$, (ii) $[x] \in \mathfrak{P}$ and $[x] \leq [y]$ (i. e., $[x]z \leq [y]z$ for all $0 \leq z \in R$) implies $[y] \in \mathfrak{P}$, (iii) $[x], [y] \in \mathfrak{P}$ implies $[x][y] \in \mathfrak{P}$ ($[x][y]$ means $[|x| \cap |y|]$).

Let \mathcal{E} be the space consisting of all maximal ideals \mathfrak{P} of projectors in R . Then, \mathcal{E} is a compact Hausdorff space and $\mathcal{J} = \{U_{[x]} : x \in R\}$ is a neighbourhood system in \mathcal{E} , where $U_{[x]} = \{\mathfrak{P} \in \mathcal{E} : [x] \in \mathfrak{P}\}$. Furthermore, each $U_{[x]}$ is both open and closed in \mathcal{E} and it is valid that

$$[p][q] = 0 \text{ implies } U_{[p+q]} = U_{[p]} + U_{[q]} \text{ (+ means the union of disjoint sets).}$$

For $x \in R$, the function $(x/s, \mathfrak{P})$ on \mathcal{E} is defined by

$$\left(\frac{x}{s}, \mathfrak{P}\right) = \begin{cases} \lambda & \text{if } \mathfrak{P} \in \prod_{\varepsilon > 0} (U_{[x_{\lambda+\varepsilon}]} - U_{[x_{\lambda-\varepsilon}]}) \\ +\infty & \text{if } \mathfrak{P} \in \prod_{-\infty < \lambda < +\infty} (\mathcal{E} - U_{[x_{\lambda}]}) \\ -\infty & \text{if } \mathfrak{P} \in \prod_{-\infty < \lambda < +\infty} U_{[x_{\lambda}]} \end{cases}$$

where $[x_{\lambda}] = [(\lambda s - x)^+]$.

This function is called the relative spectrum, and the following properties are shown.

Lemma 1. [10; Th. 19.2 and 19.3] (i) $(x/s, \mathfrak{P})$ is almost finite (i. e., finite in an open dense set in \mathcal{E} , and continuous in \mathcal{E}).

(ii) $(x/s, \mathfrak{P}) = ([p]x/s, \mathfrak{P})$ on $U_{[p][x]}$ for any projectoe $[p]$ (Cf. [10; Th. 18.4]),

(iii) the set $\{(x/s, \mathfrak{P}); x \in R\}$ is linear and lattice isomorphic to R ([10; Th. 18.5-Th. 18.10]).

For a bounded continuous functions $f(\mathfrak{P})$ on $U_{[p]}$, the integral of $f(\mathfrak{P})$ by $x \in R$, denoted by $\int_{[p]} f(\mathfrak{P}) d\mathfrak{P} x$, is defined as the order limit of partial sums

$$\sum_{j=1}^{n_i} f(\mathfrak{P}_{ij}) [p_{ij}] x$$

for every sequence of orthogonal partitions $\{[p_{ij}]\}$ of $[p]$ such that for $\varepsilon_i > 0$,

$$\text{Osc}_{\mathfrak{P} \in U_{[p_{ij}]}} f(\mathfrak{P}) \leq \varepsilon_i \quad (i=1, 2, \dots; j=1, 2, \dots, n)$$

and for any $\mathfrak{P}_{ij} \in U_{[p_{ij}]}$, where $\lim_{i \rightarrow \infty} \varepsilon_i = 0$.

For an unbounded continuous function $f(\mathfrak{P})$ on $U_{[p]}$, if there exists an increasing sequence of bounded continuous functions $f_n(\mathfrak{P})$ on $U_{[p]}$ such that

$$\lim_{n \rightarrow \infty} f_n(\mathfrak{P}) = f(\mathfrak{P}) \text{ and } \lim_{n \rightarrow \infty} \int_{[p]} f_n(\mathfrak{P}) d\mathfrak{P} x$$

exists, then we shall say that $f(\mathfrak{P})$ is integrable by x on $U_{[p]}$ and denote this order limit by $\int_{[p]} f(\mathfrak{P}) d\mathfrak{P} x$. (Cf. [10; § 20]).

We have, as an integral representation, the following fact.

Lemma 2. [10; Th. 21.1 and 21.2] For any $a \in R$, $(a/s, \mathfrak{P})$ is integrable by s and we have

$$a = \int_{[s]} \left(\frac{a}{s}, \mathfrak{P}\right) d\mathfrak{P} s.$$

Conversely, if a continuous function $f(\mathfrak{P})$ is integrable by s and

$$b = \int_{[s]} f(\mathfrak{P}) d\mathfrak{P} s,$$

then $f(\mathfrak{P}) = (b/s, \mathfrak{P})$ for all $\mathfrak{P} \in \mathcal{E}$.

Lemma 3. For any $0 \neq a \in R$, there exists a non-decreasing sequence $\{x_n\}$ of step elements in R such that $\sup_{n \geq 1} x_n = |a|$.

Proof. By virtue of [9; Th. 11.6], putting

$$U_{[p_{n,i}]} = \{\mathfrak{P} : \frac{i-1}{2^n} < (\frac{|a|}{s}, \mathfrak{P}) < \frac{i}{2^n}\}^- \quad (i=1, 2, \dots, 2^n n)$$

and

$$U_{[p_n]} = \{\mathfrak{P} : n < (\frac{|a|}{s}, \mathfrak{P})\}^-, \quad (X^- \text{ means the closure of } X)$$

we get an orthogonal system $\{[p_{n,1}], \dots, [p_{n,2^n n}], [p_n]\}$. Accordingly, for the increasing sequence of step elements

$$x_n = \sum_{i=1}^{2^n} \frac{i-1}{2^n} [p_{n,i}]s + n[p_n]s$$

we have

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{x_n}{s}, \mathfrak{P} \right) = \left(\frac{|a|}{s}, \mathfrak{P} \right) \text{ for each } \mathfrak{P} \in \mathcal{E}.$$

Therefore, the desired result is obtained by Lemma 2.

3. The proof of the theorem. We define a function $\Phi(\xi)$ by the following :

$$\Phi(\xi) = \begin{cases} \xi & , \text{ if } 0 \leq \xi < 1 \\ \frac{1}{([p]s, s^*)} & , \text{ if } \xi \geq 1, \text{ where } \xi = \frac{1}{\|[p]s\|} . \end{cases}$$

First, we shall see that $\Phi(\xi)$ are well defined. For each $\xi \geq 1$, we can find a projector $[p]$ with $\xi = 1/\|[p]s\|$ by the continuity of the norm and the non-atomicity of R . Furthermore, by the condition 1), $([p], s^*)$ is uniquely determined for every projectors with $\xi = 1/\|[p]s\|$. Thus, $\Phi(\xi)$ are well defined.

Next, we shall investigated some properties of Φ .

It is obvious that for any real number $\varepsilon > 0$, $(\|s + \varepsilon[p]s\| - 1)/\varepsilon \leq (\|s + \varepsilon[q]s\| - 1)/\varepsilon$ if $[p] \leq [q]$. Therefore, by the smoothness of the norm on R , we have $([p]s, s^*) \leq ([q]s, s^*)$ for any projectors $[p], [q]$ with $[p] \leq [q]$.

For any projectors $[r], [q]$ with $\|[r]s\| \leq \|[q]s\|$, we can find a projector $[p]$ such that $\|[r]s\| = \|[p]s\|$ and $[p] \leq [q]$, since R is non-atomic and has continuous norm. Then, we have $([p]s, s^*) \leq ([q]s, s^*)$ and $([r]s, s^*) = ([p]s, s^*)$ by the condition 1) and consequently $([r]s, s^*) \leq ([q]s, s^*)$.

Therefore, by the definition of Φ , we have properties of Φ :

- (i) $\Phi(\xi) \leq \Phi(\eta)$ if $1 \leq \xi \leq \eta$,
- (ii) $\Phi\left(\frac{1}{\|[p]s\|}\right) \geq \frac{1}{\|[p]s\|}$ for any projector $[p] \neq 0$.

Namely, $\Phi(\xi)$ is a non-negative, non-decreasing function in $\xi \geq 0$ with $\Phi(0) = 0$. Since the norm continuous and s^* is the norm bounded linear functional on R , $\Phi(\xi)$ is also a continuous function in $\xi \geq 0$.

We shall prove the following property :

- (iii) $\Phi(\lambda \xi) \leq \lambda \Phi(\xi)$ for $0 < \lambda < 1$ and for any $\xi \geq 0$.

If $0 < \lambda \xi < 1$, obviously $\Phi(\lambda \xi) = \lambda \Phi(\xi)$. For $\xi \geq 1$, we take a projector $[p]$ satisfying $\xi = 1/\|[p]s\|$. Then, if $0 < \lambda \xi < 1$, we have

$$\Phi\left(\frac{1}{\|[p]s\|}\right) = \frac{\lambda}{\|[p]s\|} \leq \lambda \Phi\left(\frac{1}{\|[p]s\|}\right) = \lambda \Phi(\xi) \text{ by (ii),}$$

if $\lambda \xi \geq 1$, taking a projector $[p]$ with $\lambda \xi = 1/\|[q]s\|$, we have, by condition 2)

$$\frac{\|[p]s\|}{\|[q]s\|} = \lambda < 1 \quad \text{implies} \quad \frac{([p]s, s^*)}{([q]s, s^*)} \leq \lambda$$

and hence

$$\Phi\left(\frac{1}{\|[q]s\|}\right) = \frac{1}{([q]s, s^*)} \leq \frac{\lambda}{([p]s, s^*)} = \lambda \Phi\left(\frac{1}{\|[p]s\|}\right),$$

namely $\Phi(\lambda \xi) \leq \lambda \Phi(\xi)$.

Thus, we obtain a non-negative, non-decreasing, continuous and convex function $\Phi(\xi)$ with $\Phi(0)=0$ and $\Phi(\xi) > 0$ for $\xi > 0$. Such $\Phi(\xi)$ is a so-called *continuous Young function*. Cf. [12])

Now, we define a functional ν on σ -ring \mathcal{S} in the preliminaries as

$$\nu(U_{[x]}) = ([x]s, s^*) \quad (x \in R).$$

Obviously, ν is a completely additive and $\nu(\mathcal{E})=1$ by $\mathcal{E} = U_{[s]}$. As in [4] we have a regular Borel measure μ on \mathcal{E} as extension of ν .

Let $L_\Phi(\mathcal{E}, \mu)$ be the totality of all μ -measurable functions $f(\mathfrak{P})$ such that

$$\rho(\alpha f) = \int_{\mathcal{E}} \Phi(\alpha |f(\mathfrak{P})|) d\mu < \infty \quad \text{for some positive number } \alpha.$$

Then, the L_Φ is a Banach lattice by the Luxemburg norm:

$$\|f\|_\Phi = \inf \left\{ \frac{1}{|\xi|} : \rho(\xi f) \leq 1 \right\}.$$

Since every $(x/s, \mathfrak{P})(x \in R)$ is continuous by Lemma 1 and hence μ -measurable in \mathcal{E} . Consequently,

$$\rho(x) = \int_{\mathcal{E}} \Phi(|(\frac{x}{s}, \mathfrak{P})|) d\mu$$

has a sense, and we have $0 \leq \rho(x) \leq \rho(y)$ if $|x| \leq |y|$ for $x, y \in R$.

We shall call x a step element in R such that its form is $x = \sum_{i=1}^n \xi_i [p_i]s$ for orthogonal family $\{[p_i]; i=1, 2, \dots, n\}$.

For a step element $x = \sum_{i=1}^n \xi_i [p_i]s$, by the Nakano's spectral theory

$$\begin{aligned} \rho(x) &= \int_{\mathcal{E}} \Phi(|(\frac{x}{s}, \mathfrak{P})|) d\mu \\ &= \sum_{i=1}^n \Phi(|\xi_i|) ([p_i]s, s^*), \end{aligned}$$

because $\mu(U_{[p_i]}) = ([p_i]s, s^*)$ and $(\xi [p_i]s/s, \mathfrak{P}) \equiv \xi$ for $\mathfrak{P} \in U_{[p_i]}$.

Therefore, if $\|x\| \leq 1$ and $|\xi_1| \leq \dots \leq |\xi_k| < 1 \leq |\xi_{k+1}| \leq \dots \leq |\xi_n|$, selecting projectors $[q_i]$ with $|\xi_i| = 1/\|[q_i]s\|$ ($i=k+1, \dots, n$), we have then, on account of the definition of Φ and the assumptions 1) and 2) in the theorem

$$\begin{aligned} \rho(x) &= \sum_{i=1}^k |\xi_i| ([p_i]s, s^*) + \sum_{i=k+1}^n \frac{([p_i]s, s^*)}{([q_i]s, s^*)} \\ &\leq \left(\sum_{i=1}^k [p_i]s, s^* \right) + \sum_{i=k+1}^n |\xi_i| [p_i]s \leq 1 + \|x\| \leq 2. \end{aligned}$$

Conversely, if $\rho(x) \leq 1$ for the step element $x = \sum_{i=1}^n \xi_i [p_i]s$, then we have

$$\|x\| \leq \sum_{i=1}^k \xi_i [p_i]s + \sum_{i=k+1}^n \xi_i [p_i]s$$

$$\begin{aligned} &\leq \left\| \sum_{i=1}^k [p_i]s \right\| + \left\| \sum_{i=k+1}^n \frac{[p_i]s}{\|[q_i]s\|} \right\| \\ &\leq 1 + A, \end{aligned}$$

because we have $|\xi_i| = 1/\|[q_i]s\|$ for $i \geq k+1$ and $\sum_{i=k+1}^n ([p_i]s, s^*)/([q_i]s, s^*) \leq \rho(x) \leq 1$ and hence $\|\sum_{i=k+1}^n [p_i]s/\|[q_i]s\|\| \leq A$ by the assumption 2) in the theorem.

Thus, it is seen that for any step element x , $\|x\| \leq 1$ implies $\rho(x) \leq 1$ and conversely $\rho(x) \leq 1$ implies $\|x\| \leq 1 + A$.

We shall prove that above results are also valid for any element x of R . By Lemma 3, there exists a non-decreasing sequence $\{x_n\}$ of step elements in R such that $\sup_{n \geq 1} x_n = |x|$ and hence by the Lebesgue bounded sequence theorem we have $\lim_{n \rightarrow \infty} \rho(x_n) = \rho(x)$. Using this fact and the continuity of the norm we have for any element x in R ,

$$\|x\| \leq 1 \quad \text{implies} \quad \rho(x) \leq 1$$

and

$$\rho(x) \leq 1 \quad \text{implies} \quad \|x\| \leq 1 + A.$$

From the above considerations, R is topologically isomorphic to the subspace $\Lambda \equiv \{(x/s, \mathfrak{P}) : x \in R\}$ of $L_{\mathfrak{O}}(\mathcal{E}, \mu)$. Especially, we have $\|x\|_{\mathfrak{O}} \leq \|x\| \leq (1 + A)\|x\|_{\mathfrak{O}}$ for $x \in R$, where we identify any $x \in R$ and $(x/s, \mathfrak{P}) \in \Lambda$ under the linear and lattice isomorphism.

Now, let us take an $f(\mathfrak{P}) \in L_{\mathfrak{O}}(\mathcal{E}, \mu)$. Since $f(\mathfrak{P})$ is almost finite in \mathcal{E} , by the Lusin's theorem (for example, see [3; p. 243] or [12; Chap. 5, exercise]) there exists a sequence of compact sets C_n such that

$$\mu(\mathcal{E} - C_n) \leq 1/n, \quad C_1 \subset C_2 \subset \dots \subset C_n \subset \dots \text{ and } f(\mathfrak{P}) \text{ is bounded and continuous on each } C_n.$$

On the otherhand, it is known that for each $p \in R$, $U_{[p]}$ is both open and closed and more compact. Accordingly, the proper space \mathcal{E} is a regular topological space, i. e., for any open set $G \subset \mathcal{E}$, if $\mathfrak{P}_0 \in G$ then there exists an open set E such that $\mathfrak{P}_0 \in E \subset E^- \subset G$, where E^- is the closure of E .

And also, for compact sets C_n , there exist projectors $[p_n]$ such that $[p_n] \uparrow_{n=1}^{\infty}$ and $C_n \subset U_{[p_n]} (n=1, 2, \dots)$. (Cf. [10; Th. 16.3])

Therefore, for each continuous function $f(\mathfrak{P})\chi_{C_n}(\mathfrak{P})$ (χ_E means the characteristic function on the set E), we have the bounded continuous extension $g_n(\mathfrak{P})$ of $f(\mathfrak{P})\chi_{C_n}(\mathfrak{P})$ over \mathcal{E} such that $g_n(\mathfrak{P}) = 0$ for $\mathfrak{P} \notin U_{[p_n]}$. (Cf. [10; p. 16])

Consequently, by Lemma 2, for each $n=1, 2, \dots$

$$x_n = \int_{\mathcal{E}} g_n(\mathfrak{P}) d\mathfrak{P} s \quad \text{exists in } R$$

and

$$\left(\frac{x_n}{s}, \mathfrak{P} \right) = g_n(\mathfrak{P}) = f(\mathfrak{P})\chi_{C_n}(\mathfrak{P}) \quad \text{on } C_n \subset U_{[p_n]}.$$

Obviously, the sequence $\{x_n\}$ in R is non-decreasing and we have

$$g_n(\mathfrak{P}) \uparrow_{n=1}^{\infty} f(\mathfrak{P}) \quad \text{a. e.}$$

so that

$$\rho(f) = \lim_{n \rightarrow \infty} \rho(g_n) = \lim_{n \rightarrow \infty} \rho(x_n).$$

From this relation, we have

$$\|g_n\|_{\Phi} \uparrow_{n=1}^{\infty} \|f\|_{\Phi} \text{ and hence } \|x_n\|_{\Phi} \uparrow_{n=1}^{\infty} \|f\|_{\Phi}.$$

By $\|x_n\| \leq (1+A)\|x_n\|_{\Phi} (n=1, 2, \dots)$ and the monotone completeness of the norm $\|\cdot\|$ on R , there exists an element $x \in R$ such that $x_n \uparrow_{n=1} x$ and $(x/s, \mathfrak{F}) = f(\mathfrak{F})$ a. e. Thus, R is topologically isomorphic to the Orlicz space $L_{\Phi}(\mathcal{E}, \mu)$. The theorem is proved.

In conclusion, I wish to express my sincere thanks to Prof. T. Andô for his suggestion and to Prof. S. Koshi for his encouragement.

References

- [1] T. Andô, On continuity of norms, Proc. Japan Acad., 33(1957), 428-434.
- [2] ———, Convexity and evenness in modular semi-ordered linear spaces, J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., 14(1959), 59-95.
- [3] P. R. Halmos, Measure Theory, New York, 1950.
- [4] K. Honda, A characterization of the Orlicz space L_{Φ}^* , Proc. Acad. Amsterdam, 67((1964), 144-151.
- [5] K. Honda, On normed lattices topologically isomorphic to some Orlicz space L_{Φ}^* , Studia Math., 29(1968), 203-218.
- [6] M. A. Krasnosel'skii and Ya. B. Rutickii, Convex functions and Orlicz spaces, Groningen, 1961(Translated from the Russian edition).
- [7] W. A. Luxemburg, Banach function spaces, Thesis Delft Institute of Techn., 1955.
- [8] H. Nakano, Stetige lineare Funktionale auf dem teilweisegeordneten Moduln, J. Fac. Sci. Imp. Univ. Tokyo, 4(1942), 201-382.
- [9] ———, Modular semi-ordered linear spaces, Tokyo, 1950.
- [10] ———, Modern spectral Theory, Tokyo, 1950.
- [11] T. Shimogaki, A characterization of modular norms in terms of similar transformations, J. Fac. Sci. Hokkaido Univ., 18(1965), 141-152.
- [12] A. C. Zaanen, Linear Analysis, Amsterdam, 1953.



ポリフッ化ビニリデンの延伸時における 応力と複屈折率との関係

山 中 厚

The correlation of the birefringence and strain
for the elongated polyviniliden fluoride with elongation

Atsushi Yamanaka

Abstract

In this report, the author tries to investigate the variation of poly vinyliden fluoride molecule structure with elongation.

The birefringence for the poly (Viniliden fluoride) molecule was measured by means of Senarmont optical system at several elongation ratios and at constant temperature 80°C and 115°C. These results were compared with the stress-strain relation studied at the same condition. The experimental results show that the material used is crystalline polymer and contain the spherulite.

ま え が き

高分子物質の構造を決定するために、又それと物理的性質との関係を知る上で種々の測定方法がある現在では化学的手段に加えてX線、電子線を用いての測定、光学的方法その他NMR、ESRなど最新の技術による方法等々、目的に応じて盛んに利用されている。その中で分子の配向度を調べる為に光学的手段の一つとして複屈折による測定法がある。又X線回折の手法を併用することにより定量的にはっきりとした結果を得ることができる。したがって延伸率に対する複屈折の測定のみでは分子の配向挙動の概略を推察する程度である。本実験ではポリフッ化ビニリデン(PVdF)を試料とした。使用したPVdFは呉羽化学製 #1000である。このポリマーは結晶性高分子であることが知られている。一般に結晶性高分子は結晶部分と非晶部分からなっている、したがって試料の応力-歪曲線には両者の特性が現われることが予期される。今回は試料の延伸に対する複屈折の特性、及び応力-歪特性曲線を求め、次に両者の特性曲線を対比させながら、延伸に伴って分子の構造に如何なる変化が生じているか、又その原因について考察して、この試料の分子の組織構造の大まかな推定を行なうことを目的とした。

原 理

複屈折測定の実験原理を説明するために、Fig-1で示される最も簡単な光学系を考える⁽¹⁾。今、直交偏光子 P_1 、 P_2 の間に試料の軸が P_1 の軸に対して ϕ° なる様に設置しておく、偏光子 P_1 を通過した O P_1 方向に振動する平面偏光を $A \sin \omega t$ とし、試料 T を通過したときに δ なる位相差が生じたとすると、

$$\sigma_1 \text{方向の振幅}; \xi = A \cos \phi \sin \omega t$$

$$\sigma_1 \text{方向の振幅}; \eta = A \sin \phi \sin (\omega t - \delta)$$

P_2 を通過後の合成波は

$$\begin{aligned} &A \cos \phi \sin \phi \sin \omega t - A \sin \phi \cos \phi \sin (\omega t - \delta) \\ &= A \sin 2\phi \sin \frac{\delta}{2} \cos (\omega t - \frac{\delta}{2}) \end{aligned}$$

したがって、出てくる光の強度 I は、 $I = A^2 \sin^2 \phi \sin^2 \frac{\delta}{2}$ と表わされる、故に I の強さは δ と共に変化し、 $\delta = 2n\pi$ ($n=0,1,2,\dots$) で $I=0$ 、 $\delta = (2n+1)\pi$ で $I=\max$ となる。 $I=0$ なるときの δ の次数 N を読むことにより δ を知ることができる。今、試料の厚さを d 、 σ_1 方向の屈折率を n_1 、 σ_2 方向の屈折率を n_2 とすると主屈折率の差、複屈折 Δn は次式で与えられる。

$$\Delta n = \frac{N\lambda}{d} \left(= \frac{\delta\lambda}{2\pi d} \right) \tag{1}$$

N ; 次数 d ; 試料の厚さ λ ; 光源の波長 $\Delta n; |n_1 - n_2|$

上述した理論に基づいて複屈折を測定する。

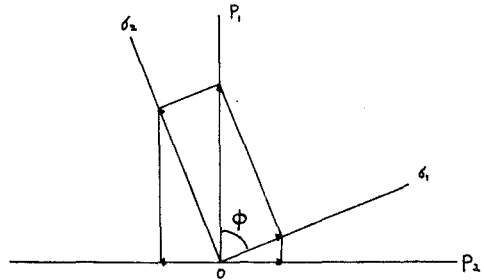
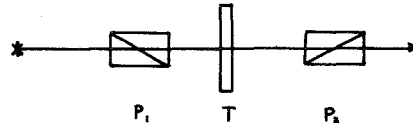
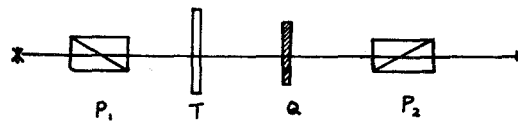


Fig-1

実験装置と測定方法

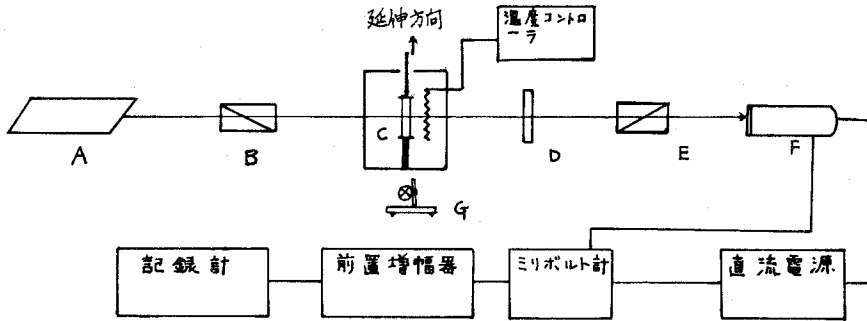
本実験の測定において、Fig-2で示されるセナルモン光学系を用いた。 P_1 と P_2 を直交偏光子として T および Q の軸は P_1 の軸に対して 45° 及び 0° の方向にする、今、視野を暗黒とするまでの P_2 軸の P_{20} 軸からの回転角を θ° とすると次数 N は $n + 1/2 - \theta^\circ / 180$ で与えられる。実際の実験は ^(注) Fig-3のブロック線図で行なった。

最初に炉内の試料に一定の荷重を印加しておき、炉を所定の温度に調整する。試料はその温度において荷重に応じた



P_1 ; 偏光子 P_2 ; 検光子 T ; 試料
 Q ; $\lambda/4$ 波長板

Fig-2



A;光源(レーザー, 6328Å) B;偏光子 C;試料 D;¼波長板
E;検光子 F;検出器 G;読取り顕微鏡

Fig-3

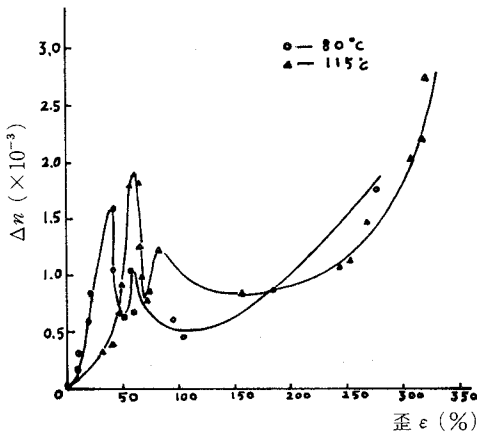


Fig-4

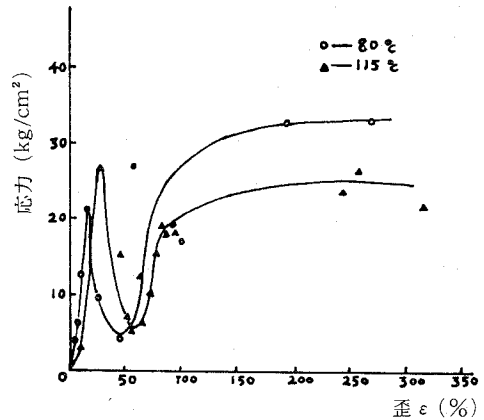


Fig-5

伸びを示す, その時の伸長の値を測定し, 読取り顕微鏡により厚さ d を測定した。同時に複屈折率 Δn は (1) 式より算出した。この場合の次数は位相差 δ に依存する光の強さを電圧の強さに変換をして, 記録計に描かせ, 電圧がある値を有するとき, 電圧が 0 なる様に検光子を θ° 回転させることにより決定した。延伸率に対する応力および複屈折 Δn との特性曲線は Fig-4, Fig-5 で示される。(註) P_{20} は T の挿入前の視野暗黒の P_2 の主軸の位置。

実験結果と考察

試験片はペレット状の PVdF を 200°C 近くの温度で熔融圧縮し, シート状にして温度が 50°C 程度になるまで放置しておき, 次に水冷により室温まで急に降温させた。したがって試料は半焼入されたものになった。その後, 適当に成型した。形状は試験片がクランプされる部分を除くと, 縦 20.0 (mm), 幅 10.0 (mm), 厚さ 1.00 (mm) 程度の短形状のものである。これ

を炉内にセットして平面偏光を入射して複屈折を測定する。最初に Fig-5 で示された応力-歪曲線に関し考察して $\epsilon=15$ (%) のところで降伏点が現われ、115 (°C) では $\epsilon=30$ (%) 近くが降伏点に相当している。次に 115 (°C) で降伏応力は 80 (°C) におけるそれよりも値が大きい、このことは微結晶と微結晶の間に介在する非晶部分の分子鎖間の分子間力が温度上昇により小さくなり、同時に、エントロピー弾性が増加したためと思われる。降伏点より最初の降伏点までの急激な降下曲線は伸びによる結晶の崩壊から分子鎖の折りたたみ構造からの解きほぐし完了までの構造変化を表わし、更に延伸すると応力が急に上り、次第に 300%まで緩かに増加する。この後者の現象は非晶質な物質、例えば天然ゴム、ステレオブロック、あるいはアタクチックな、結晶を形成することができない立体規則性を有するポリマーに見られる応力-歪特性曲線と考えることができる。次に Fig-4 の場合を考えてみると、温度 80 (°C) において延伸に対する複屈折の増加は延伸を開始してから歪が 30 (%) になるまで続く、この現象を Fig-5 の特性と対比をすると歪 (ϵ) が 30 (%) に致るまで 15 (%) 時点で応力は降伏点に達し、次に 40 (%) まで単調に減少している。その間、複屈折には何の変化もなく単張に増加してゆくこれは分子の配向も延伸に伴なって増大していることである。しかし $\epsilon=40$ (%) で複屈折率が急にある極小値まで減小する、又応力もその時点で極小値を有する、この現象の解釈として $\epsilon=30$ (%) までは微結晶の配向と非晶質部分の配向の進展によるものと考えられる。しかし ϵ が 30 ~ 40 (%) における複屈折率及び応力の低下はどのような原因によるものであろうか。一つの解釈として分子鎖の折りたたみ構造からの解きほぐしが始まって、 $\epsilon=40$ (%) のところで完了したとする考え方である。二番目の解釈として試料のネッキング現象による応力低下とする考え方であるが、これが正しいとすれば複屈折の急な変化が説明できない。したがって前者の解釈が妥当と考えられる。故に $PVdF$ が単なる多結晶質物質であるならば歪みが 30 (%) に致るまで Δn に対応する増加を示すはずである。しかし実際その様にはなっていない、したがって Fig-5 での降伏点は $PVdF$ の微結晶同志の堅密な構造崩壊に対応していると考えられる⁽²⁾、故に高結晶性高分子にみられる様な球晶の存在が推察される。又この応力-歪特性曲線はアイソタクシティー構造を有するポリプロピレン、高密度ポリエチレンのそれに型が類似している。このことは高度に結晶化された高分子であると同時に、アイソタクチックな立体構造をもつ高分子であることが判る。以上の説明により使用した $PVdF$ において Fig-4, Fig-5 の特性曲線より次の様な予測ができる。使用した $PVdF$ は単結晶の集合組織を有すること、理由として応力-歪特性曲線において鋭い極大点となる降伏点が存在するという見解に基づく。又複屈折-歪曲線と応力-歪曲線を対比させてみたときに前者の特性曲線において最初の極大点における歪の値と後者の降伏点における歪率の値とは一致しない、この事は凝集力の異なる結晶の崩壊によるものと考えられる。一般的に球晶は板状晶の集合より成り、板状晶間の結合力は弱いと云われている。しかし球晶が形成されるための核となる部分はかなり粘度の高い高分子

鎖の結合が生じていると考えられている⁽³⁾，したがって降伏点はこの核の部分の破壊を意味すると考えられる。以上の様な考えに基づいて，使用した試料PVdFは球晶を有しているということが推定される。

あ と が き

一般に結晶性高分子の結晶は分子鎖の折りたたみ構造を有する板状晶，あるいは球晶として存在することは電子顕微鏡によって確かめられている。PVdFも例外ではない。また結晶化度，非晶度などではX線解析により定量的に決定することができる。本実験においては応力一歪，複屈折一歪特性の二者のデータよりPVdFの結晶の凝集力の定量的，又定性的な情報がどの程度得られるかを試みた。その結果，定量的な判断は極めて難かしい又定性的な結論としては使用したポリマーPVdFは結晶性高分子であり，降伏点における歪率と複屈折率の最初下降点における歪率との差により球晶が存在していることの推論が可能であるということである。尚，試料の結晶化度を決定し，応力特性と対比させることにより定量的な情報が得られると考えられるが，今回は前述した結論を報告するに留まった。最後に本実験において物理研究室の諸先生方には実験装置を使用するに当り寛大に配慮して下さいたことに感謝の意を表します。

(昭和 55 年 5 月 24 日受理)

参 考 文 献

- (1) 高分子の物性 (II)，高分子実験学講座 4 (共立出版)
- (2) 高分子の固体物性，和田八三久 (培風館)
- (3) 高分子の物性 (化学同人) 。



等価仮想電圧源法によるサイリスタ回路の解析法

(逆並列接続 SCR で制御される単相誘導電動機)

近 藤 修・伊 藤 雄 三*・藤 原 一*

Analysis of Thyristor Circuit using
"The Method of Equivalent Source"
(Single Phase Induction Motor controlled
by Double Converters Connection SCR)

Osamu Kondo, Yuzo Itoh and Hajime Fujiwara

Abstract

In order to analyze an electrical circuit including switching elements, a method, "the method of equivalent source," has been recently developed by one of the authors. In this method, as a switching element in a circuit which is replaced by an ideal voltage source the circuit configuration is unchanged regardless of "on" or "off" operation of the switching elements and it is expected that the analysis of the circuit is carried out more easily than other methods.

This paper deals with the stationary voltage and current characteristics of single phase induction motor controlled by the double converters connection SCR using this method and its validity on this technique is verified from the process of the analytical treatment and experimental results.

1. ま え が き

SCRなどのスイッチング素子を含む回路網の解析法として、一般的に広く用いられているものは、その素子のON、OFF動作による回路の接続変化に対して、夫々別個の回路方程式を対応させ、適当な境界条件を満たすように解を結合してゆく手法⁽¹⁾や電流解の周期性を用いてフーリエ級数で解を表現する手法⁽²⁾がある。その他スイッチング素子を非線形インピーダンスとして取扱い近似解をうる⁽³⁾または回路のON、OFFを電源電圧の印加と除去に対応させ、その周期性を利用して、フーリエ級数解をうる⁽⁴⁾など、幾つかの手法が開発されている。しかし、回路の接続変化に着目し、それを直接数式モデルに組込む手法では、線形回路網を対象とするかぎり、厳密解をうることは可能であろうが、回路網素子の増加と共に、解析的取扱いも急速に複雑になる。一方フーリエ解析によるものは、解は無限級数の形となるから、これより直ちに動作の特徴を把握することが困難である。

* 北海道大学工学部

本論文は、スイッチング素子のNO, OFF動作に対して、等価な応答を得るような理想電圧源でその素子をおきかえて解を求める等価仮想電圧源法を、回転機を含む回路網に適用し、その有効性の検証を目的とする研究の一報告である。この新手法では、スイッチング素子のON, OFFに無関係に、対象とする回路網には接続の変化がなく、新たに別電源が付加されると見做すものであるから、重畳の定理が適用できる線形回路網を取扱う場合には、回路網構成の対称性の利用などその解析を著しく簡略化できる可能性を秘めることになる⁽⁵⁾⁽⁶⁾

本文においては、この等価仮想電圧源法についてその基本的な発想を概説し、応用例として、逆並列接続SCRによって、その端子電圧が位相制御される単相誘導電動機の定常運転時の電圧、電流特性を解析し、その特徴を明らかにしている。

2. 等価仮想電圧源

本手法の基本的な概念を説明するため、図-1のような回路を考える。図において、電圧源 e_c と負荷 Z_l は線形特性とし、スイッチング素子 S_w で直列に接続されている。いま S_w の周期的なON, OFF動作の下で、回路は定常状態にあるとし、さらに図に示すように、端子 $a-b$ 間には、スイッチング素子の代りに、電源電圧と逆極性の理想電圧源 e_s が直列に挿入されていると仮定しよう。この仮定の下で、回路に流れる電流は、電源 e_c による定常電流 i_c と仮想電圧 e_s による周期電流 i_s の和になる。このような仮想的な回路構成が、実際の現象を忠実に反映できるためには、以下のように仮想電圧 e_s を定めればよい。すなわち、 S_w のOFF期間中では、回路電流は零であるから、

$$\begin{aligned} i &= i_c - i_s = 0 \\ i_s &= e_s / (Z_l + Z_c) \end{aligned} \tag{1}$$

ここで、 Z_c は電源 e_c の内部インピーダンスとする。また、 S_w のON期間中では、その両端子は短絡しているの（素子の順方向電圧降下を無視）、 e_s の値を零とし、結局仮想電圧を次のように定義する。

$$e_s(t) = \begin{cases} 0 & (S_w: \text{ON}) \\ (Z_c + Z_l) i_c & (S_w: \text{OFF}) \end{cases} \tag{2}$$

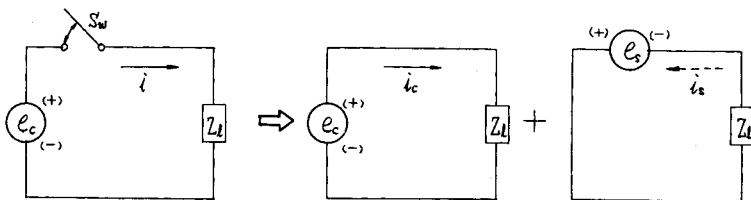


図-1 等価仮想電圧源法の原理図

この電圧を挿入することによって、 S_w のON, OFFに対すると同一の応答を期待できるがこの電圧源を等価仮想電圧源と名付けている。具体的な回路応答の解析に際しては、 Z_i と Z_c は、一般的に、演算子インピーダンスであるから、 S_w の周期的なON, OFF動作、したがって、周期電圧 e_s は未知であり、適当な境界（周期）条件を満たすように決定されねばならない。以下簡単な回路の開、閉現象に本手法を適用して見る。

2-a L-R直列回路のON, OFF

図-2に示す回路において、スイッチング素子 S_w が、 $t=0$ でON動作し、 $t=T$ 秒後にOFF動作をするときの応答を、仮想電圧源法によって解析する。

電源電圧 E_c による定常電流

$$i_c = E_c / R$$

仮想電圧 e_s に対する回路方程式

$$L \frac{di_s}{dt} + R i_s = \begin{cases} 0 & (0 \leq t < T) \\ e_s(t) & (t \geq T) \end{cases}$$

$t=0$ における仮想電圧分電流 i_s の初期値は

$$i_c - \{i_s\}_{t=0} = 0 \quad \therefore \{i_s\}_{t=0} = i_c$$

回路方程式より $0 \leq t < T$ での電流は

$$i_s = i_c \exp(-Rt/L) u(t)$$

次に、 $t \geq T$ では $i_c - i_s = 0$ であるから、 $i_s = i_c u(t - T)$ とおくことができ、結局 $0 \leq t$ において i_s の一般形として、

$$i_s = i_c [\exp(-Rt/L) \{u(t) - u(t - T)\} + u(t - T)]$$

と表現することができる。仮想電圧は上式と回路方程式より、

$$e_s(t) = L i_c \{1 - \exp(-Rt/L)\} \delta(t - T) + R i_c u(t - T) \quad (t \geq T)$$

となる。またこの電源が回路に供給するエネルギーは

$$\int_0^t e_s(t) i_s(t) dt = (L/2) i_c^2 \{1 - \exp(-RT/L)\}^2 + R i_c^2 (t - T)$$

となる。これはスイッチング素子のOFFの動作に対応して、インダクタンスの有する磁気エネルギーを瞬時に強制消滅に必要な成分（右辺第1項）と見掛上電源 E_c より供給されるジュール損を補償する成分（右辺第2項）からなり、特に前者のため仮想電圧にデルタ関数が表れる。

2-b R-C並列回路のON, OFF

図-3の回路において、 $t < 0$ でON動作定常状態にあるスイッチング素子 S_w が $t=0$ でOFF動作をし、次に $t=T$ で再びON動作する場合について解析する。

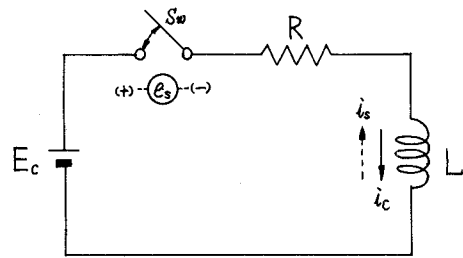


図-2 R-L直列回路の開閉

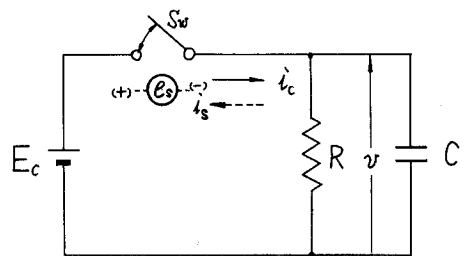


図-3 R-C直列回路の開閉

電源電圧による定常電流

$$i_c = E_c / R$$

仮想電圧に対する回路方程式

$$\frac{e_s}{R} + c \frac{de_s}{dt} = i_s = \begin{cases} i_c u(t) & (0 \leq t < T) \\ i_s(t) & (t \geq T) \end{cases}$$

次に、 $t=0$ において $e_s=0$ であるから、回路方程式より

$$e_s(t) = R i_c \{1 - \exp(-t/RC)\} u(t) \quad (0 \leq t < T)$$

また、 $t \geq T$ では $e_s(t)=0$ であるから、仮想電圧源として一般形は

$$e_s(t) = E_c \{1 - \exp(-t/RC)\} \{u(t) - u(t-T)\} \quad (t > 0)$$

とおくことが出来、回路方程式より、

$$i_s = i_c \{u(t) - u(t-T)\} - CE_c \{1 - \exp(-t/RC)\} \delta(t-T)$$

となる。また仮想電圧より供給されるエネルギーは

$$\int_0^\infty e_s(t) i_s(t) dt = R i_c^2 T - (c/2) E_c^2 \{1 - \exp(-t/RC)\}^2$$

となり、 S_m のOFF期間中の見掛上のジュール損の補償分とON瞬時において、コンデンサの静電エネルギーを強制的に消滅させるための成分からなっている。此の場合デルタ関数は電流の式に含まれる。

以上、スイッチング素子のON、OFF動作時の解析例を示した。一見迂遠のように思われるが、回路の接続の変更がないので、それぞれ共通の回路方程式によって、回路の応答を統一的に取扱うことができる。

3. 単相誘導電動機(系)の等価モデルと等価仮想電圧源

3-a 回路モデルと電圧方程式⁽⁷⁾

逆並列接続SCRで、その印加電圧が位相制御される単相誘導電動機(系)の簡略等価回路を図-4に示す。この系については次の条件を満しているものと仮定する。

- (i) SCRは理想的なスイッチング特性を有する。
- (ii) 電動機の磁気特性は線形である。
- (iii) 電動機の鉄損は無視できる。

さらに、SCRは図-5に示すように、周期的ON、OFF動作を繰返し、電動機は一定速度で定常運転しているとしよう。電源電圧は

$$e_c(t) = E_m \sin \omega t \quad (3)$$

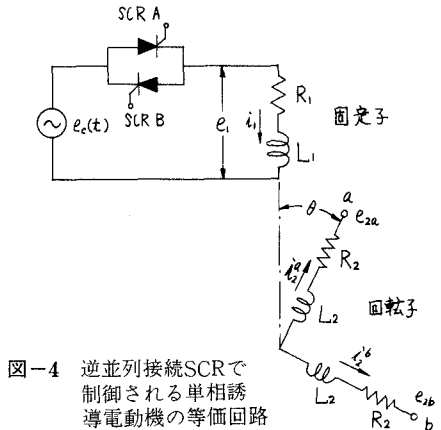


図-4 逆並列接続SCRで制御される単相誘導電動機の等価回路

とし、図-4の電圧、電流分布および回路定数を参照して、電圧方程式を書くと

$$\begin{bmatrix} e_1 \\ e_{2a} \\ e_{2b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_1 + L_1 p & M p \cos \theta & -M p \sin \theta \\ M p \cos \theta & R_2 + L_2 p & 0 \\ -M p \sin \theta & 0 & R_2 + L_2 p \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2^a \\ i_2^b \end{bmatrix} \quad (4)$$

こゝで、 e_1, i_1 : 固定子巻線の電圧および電流

e_{2a}, e_{2b} : 回転子 a, b 巻線の端子電圧

i_2^a, i_2^b : 回転子 a, b 巻線の電流

R_1, L_1 : 固定子巻線抵抗と自己インダクタンス

R_2, L_2 : 回転子巻線抵抗と自己インダクタンス

M : 固定子-回転子巻線間の相互インダクタン

スの最大値

$\theta = \omega' t$: 固定子巻線軸と回転子 a 巻線軸の角度

ω' : 回転子角速度 $\omega' = (1-S)\omega$ S : 滑り $p = d/dt$

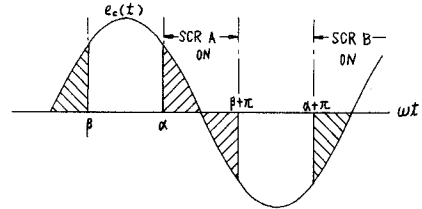


図-5 SCRのON, OFF動作

また図-5において、 α : SCRの点弧角、 β : SCRの消弧角とする。

さて、式(4)は変係数常微分方程式であるから、解析的に閉じた解を直ちに求めることは困難であるから、以下のような電圧又は電流の座標変換によって、定係数線形微分方程式の形に改める。最初に二相対称座標変換を利用して回転子側の量を正相分と逆相分に変換する。すなわち

$$\mathbf{A} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} i_1 & i_2^a & i_2^b \\ i_1 & \sqrt{2} & 0 & 0 \\ i_2^a & 0 & 1 & 1 \\ i_2^b & 0 & -j & j \end{bmatrix} \quad (5) \quad \mathbf{A}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} i_1 & i_2^a & i_2^b \\ i_1 & \sqrt{2} & 0 & 0 \\ i_2^a & 0 & 1 & j \\ i_2^b & 0 & 1 & -j \end{bmatrix} \quad (6)$$

により

$$[e_1, e_{21}, e_{22}]_t = \mathbf{A} [e_1, e_{2a}, e_{2b}]_t \quad [i_1, i_2^a, i_2^b]_t = \mathbf{A} [i_1, i_2^a, i_2^b]_t$$

とおくことにより、式(4)を次のように書き換える。

$$\begin{bmatrix} e_1 \\ e_{21} \\ e_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1(p) & (M/\sqrt{2})p \exp(j\theta) & (M/\sqrt{2})p \exp(-j\theta) \\ (M/\sqrt{2})p \exp(-j\theta) & Z_2(p) & 0 \\ (M/\sqrt{2})p \exp(j\theta) & 0 & Z_2(p) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2^a \\ i_2^b \end{bmatrix} \quad (7)$$

こゝで、 $Z_1(p) = R_1 + L_1 p$ $Z_2(p) = R_2 + L_2 p$

続いて整行列

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(j\theta) & 0 \\ 0 & 0 & \exp(-j\theta) \end{bmatrix} \quad (8) \quad \mathbf{K}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \exp(-j\theta) & 0 \\ 0 & 0 & \exp(j\theta) \end{bmatrix} \quad (9)$$

によって、回転子巻線の対称分変数を電源と同一周波数の量に変換する。

$$[e_1, e_{21} \exp(j\theta), e_{22} \exp(-j\theta)]_t = \mathbf{K}^{-1}[e_1, e_{21}, e_{22}]_t$$

$$[i_1, i_2^1 \exp(j\theta), i_2^2 \exp(-j\theta)]_t = \mathbf{K}^{-1}[i_1, i_2^1, i_2^2]_t$$

と変換して、式(7)より

$$\begin{bmatrix} e_1 \\ e_{21} \exp(j\theta) \\ e_{22} \exp(-j\theta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1(p) & (M/\sqrt{2})p & (M/\sqrt{2})p \\ (M/\sqrt{2})(p-j\omega') & Z_2(p-j\omega') & 0 \\ (M/\sqrt{2})(p+j\omega') & 0 & Z_2(p+j\omega') \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2^1 \exp(j\theta) \\ i_2^2 \exp(-j\theta) \end{bmatrix} \quad (10)$$

をうる。

式(10)は定係数の線形方程式であるから、その解析的処理は容易となる。また本論文では、図-5に示すように、SCRの周期的な点弧と消弧動作に対する電動機の定常特性のみを対象とするから、式(10)の解も、SCRのON、OFF周期と同一周期の関数と考えてよく、従って、解の具体的な時間領域は、SCR中1ヶの動作期間を対象とすれば十分であり、 a 素子に対しては図を参照して、

$$t_a \leq t \leq t_\beta \quad (\text{ON期間})$$

$$t_\beta \leq t \leq t_{a+\pi} \quad (\text{OFF期間})$$

を解の定義領域とする。又解析の便宜上、上記の定義区間以外では、解は恒等的に零であると仮定する。解の時間領域の拡張は、その周期性を考えることで十分である。

さて式(10)の解をうるため、電圧、電流のラプラス変換を次のように定義する。

$$E_b(s) = \int_0^\infty e(t) u(t-t_b) \exp(-st) dt$$

$$I_b(s-j\omega') = \int_0^\infty i(t) \exp(j\omega' t) u(t-t_b) \exp(-st) dt$$

こゝで t_b は、SCRのON、OFF動作の開始時刻のため用い、さらに巻線の添字を付加して、具体的に変数を指定する。また

$$\int_0^\infty p e'(t) u(t-t_b) \exp(-st) dt = -e(t_b) \exp(-st_b) + s E_b(s)$$

であることを用いて、式(10)のラプラス変換すると

$$\begin{bmatrix} E_{1b}(s) \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_1(s) & (M/\sqrt{2})s & (M/\sqrt{2})s \\ (M/\sqrt{2})(s-j\omega') & Z_2(s-j\omega') & 0 \\ (M/\sqrt{2})(s+j\omega') & 0 & Z_2(s+j\omega') \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_b(s) \\ I_b^1(s-j\omega') \\ I_b^2(s+j\omega') \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \phi_1(t_b) \\ \phi_2^1(t_b) \\ \phi_2^2(t_b) \end{bmatrix} \exp(-st_b) \quad (11)$$

となる。こゝで、回転子側両巻線端子は短絡されているので、 $e_{2a} = e_{2b} = 0$ としている。

$$\begin{aligned} \text{また } \phi_1(t_b) &= L_1 i_1(t_b) + (M/\sqrt{2}) i_2^1(t_b) \exp(j\omega' t_b) + (M/\sqrt{2}) i_2^2(t_b) \exp(-j\omega' t_b) \\ \phi_2^1(t_b) &= (M/\sqrt{2}) i_1(t_b) + L_2 i_2^1(t_b) \exp(j\omega' t_b) \\ \phi_2^2(t_b) &= (M/\sqrt{2}) i_1(t_b) + L_2 i_2^2(t_b) \exp(-j\omega' t_b) \end{aligned}$$

等価仮想電圧源法によって、式(11)の解を求めるのであるが、此の解は上述のように、電源電圧による定常解(添字*c*)と仮想電圧による解(添字*s*)の重畳したものであり(図-6)、各巻線の実電流は

$$i = i_c - i_s$$

となる。以下定常解、非導通時の電流解そして仮想電圧の決定の順序で解析を進める。

3-b 定常電流

SCRがON状態に保持されるとして、電源電圧による各巻線電流の定常解を求める。この電流を式(11)より求めるために、 $t_b=0$ とし、時間領域は

$0 \leq t \leq \infty$ に拡大する。式(11)より、

$$E_1(s) = Z_1(s) I_1(s) + (M/\sqrt{2}) s \{ I_2^1(s - j\omega') + I_2^2(s + j\omega') \} \quad (12)$$

$$I_2^1(s - j\omega') = \frac{-(M/\sqrt{2})(s - j\omega')}{sL_2 + R_2 - j\omega' L_2} I_1(s) + \frac{1}{sL_2 + R_2 - j\omega' L_2} \phi_2^1(0) \quad (13)$$

$$I_2^2(s + j\omega') = \frac{-(M/\sqrt{2})(s + j\omega')}{sL_2 + R_2 + j\omega' L_2} I_1(s) + \frac{1}{sL_2 + R_2 + j\omega' L_2} \phi_2^2(0) \quad (14)$$

をうるが、定常解の計算のためには、さらに、 $\phi_1(0) = \phi_2^1(0) = \phi_2^2(0) = 0$ および $s = j\omega$ とおく、定常電流のため添字 *c* を付して、結果の式は以下ようになる。

$$i_{ic}(t) = I_m [I_1(s)]_{s=j\omega} = \frac{E_m}{Z_1} \sin(\omega t - \varphi_1) \quad (15)$$

こゝで $Z_1 = (R^2 + X^2)^{\frac{1}{2}} \quad \varphi_1 = \tan^{-1}(X/R)$

$$R = R_1 + \frac{X_m^2}{2} X_2 \left(\frac{S}{R^2 + S^2 X_2^2} + \frac{(2-S)}{R^2 + (2-S)^2 X_2^2} \right)$$

$$X = X_1 + \frac{X_m^2}{2} X_2 \left(\frac{S^2}{R^2 + S^2 X_2^2} + \frac{(2-S)^2}{R^2 + (2-S)^2 X_2^2} \right)$$

$$X_1 = \omega L_1 \quad X_2 = \omega L_2 \quad X_m = \omega M$$

回転子巻線電流は式(13)と(14)より計算するが、そのため固定子電流を*s*領域で

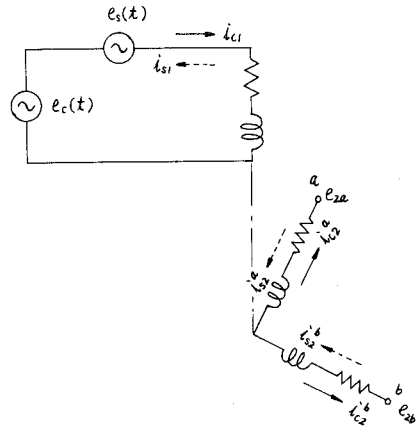


図-6 等価仮想電圧源法による電圧、電流分布

$$I_1(s) = \frac{1}{j\sqrt{2}} \left(\frac{\dot{I}_1}{s-j\omega} - \frac{\dot{I}_1^*}{s+j\omega} \right) \quad (16)$$

と書直す。こゝで $\dot{I}_1 = E_m \exp(-j\varphi_1)/\sqrt{2} Z_1$ 、 \dot{I}_1^* はその共役数である。

式(16)を式(13)と(14)に代入し、 $s = \pm j\omega$ における留数計算を実行して、

$$i_1^2(t) \exp(j\omega t) = \{\dot{I}_1^2 \exp(j\omega t) + \dot{I}_1^{2*} \exp(-j\omega t)\} / \sqrt{2} \quad (17)$$

$$i_1^2(t) \exp(-j\omega t) = \{\dot{I}_1^2 \exp(j\omega t) + \dot{I}_1^{2*} \exp(-j\omega t)\} / \sqrt{2} \quad (18)$$

こゝで $\dot{I}_1^2 = -S X_m (R_2 - j X_2 S) \dot{I}_1 / \sqrt{2} (R_2^2 + S^2 X_2^2)$

$$\dot{I}_1^2 = -(2-S) X_m \{R_2 - j(2-S) X_2\} \dot{I}_1 / \sqrt{2} \{R_2^2 + (2-S)^2 X_2^2\}$$

\dot{I}_1^* 、 \dot{I}_1^{2*} はそれぞれ \dot{I}_1 、 \dot{I}_1^2 の共役数

よって、回転子 a 、 b 両巻線電流は

$$i_{c2}^a(t) = (P_1 \cos S\omega t - Q_1 \sin S\omega t + P_2 \cos (2-S)\omega t - Q_2 \sin (2-S)\omega t) / 2 \quad (19)$$

$$i_{c2}^b(t) = (P_1 \sin S\omega t + Q_1 \cos S\omega t - P_2 \sin (2-S)\omega t - Q_2 \cos (2-S)\omega t) / 2 \quad (20)$$

となる。こゝで

$$P_1 = \frac{-S X_m (R R_2 - S X X_2)}{Z_1^2 (R_2^2 + S^2 X_2^2)} E_m$$

$$Q_1 = \frac{S X_m (S R X_2 + X R_2)}{Z_1^2 (R_2^2 + S^2 X_2^2)} E_m$$

$$P_2 = \frac{-(2-S) X_m \{(2-S) R X_2 + X R_2\}}{Z_1^2 \{R_2^2 + (2-S)^2 X_2^2\}} E_m$$

$$Q_2 = \frac{(2-S) X_m \{(2-S) R X_2 + R_2 X\}}{Z_1^2 \{R_2^2 + (2-S)^2 X_2^2\}} E_m$$

3-c 等価仮想電圧およびSCR非導通時の電流

SCRの非導通期間($t_\beta \leq t \leq t_{a+\pi}$)においては、固定子電流を流れないから、 $i_{s1} = i_{c1}$ であるが、 $i_{c1} u(t-t_\beta)$ を s 領域で表現すると、式(12)~(14)と同様の計算を経て、

$$I_{c1\beta}(s) = \frac{1}{Z(s)} [E_{c\beta}(s) + \{\phi_{c1}(t_\beta) - \frac{M^2 s}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 - j\omega' L_2)} \phi_{c2}^1(t_\beta) - \frac{M^2 s}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 + j\omega' L_2)} \cdot \phi_{c2}^2(t_\beta)\} \exp(-st_\beta)] \quad (21)$$

と表現できる。こゝで

$$Z(s) = R_1 + sL_1 - M^2 s \{(s-j\omega') / (R_2 + sL_2 - j\omega' L_2) + (s+j\omega') / (R_2 + sL_2 + j\omega' L_2)\} / 2$$

一方この期間中、等価仮想電圧 $e_s(t) u(t-t_\beta)$ による電流 $i_{s1}(t) u(t-t_\beta)$ は、仮想電圧の s 領域表現を $E_{s\beta}(s)$ とし、定常電流の場合と同様の計算を進めて、

$$I_{s1\beta}(s) = \frac{1}{Z(s)} [E_{s\beta}(s) + \{\phi_{s1}(t_\beta) - \frac{M^2 s}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 - j\omega' L_2)} \phi_{s2}^1(t_\beta) - \frac{M^2 s}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 + j\omega' L_2)} \phi_{s2}^2(t_\beta)\} \exp(-st_\beta)] \quad (22)$$

と書くことができる。ただし、対象とする時間領域は、上述の通り、 $t_\beta \leq t \leq t_{a+\pi}$ である。

式(21)と(22)を等置し、仮想電圧の s 領域表現を求めると、

$$E_{s\beta}(s) = E_{c\beta}(s) + \left\{ \phi_{c1}(t_\beta) - \phi_{s1}(t_\beta) \right\} - \frac{M^2 s}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 - j\omega' L_2)} \left\{ \phi_{c2}^1(t_\beta) - \phi_{s2}^1(t_\beta) \right\} \\ - \frac{M^2 s}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 + j\omega' L_2)} \left\{ \phi_{c2}^2(t_\beta) - \phi_{s2}^2(t_\beta) \right\} \exp(-st_\beta) \quad (23)$$

をうる。時間領域の仮想電圧は

$$e_s(t)u(t-t_\beta) = E_m \sin \omega t u(t-t_\beta) + \left\{ (L_1 L_2 - M^2) / L_2 \right\} i_1(t_\beta) \delta(t-t_\beta) + (M^2 / L_2) i_1(t_\beta) \\ \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 \right\} \cos \omega'(t-t_\beta) + (M / \tau_2) \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 \right\} \left\{ i_2^a(t_\beta) \cos \omega' t_\beta \right. \\ \left. - i_2^b(t_\beta) \sin \omega' t_\beta \right\} + \omega' M \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 \right\} \left\{ i_2^a(t_\beta) \sin \omega' t_\beta + i_2^b(t_\beta) \cos \omega' t \right\} \quad (24)$$

となる。ここで $\tau_2 = L_2 / R_2$

この解にはデルタ関数を含んでいるが、これは、 $t = t_\beta$ で固定子巻線電流が零でないため生ずるものであり、物理的にはこの電圧の存在により、電流は消弧できないことを意味する。したがって、実際の回路においては

$$i_1(t_\beta) = i_{c1}(t_\beta) - i_{s1}(t_\beta) = 0 \quad (25)$$

が消弧条件を与えることになる。消弧条件が成立しているとき、仮想電圧は次のように簡単な形となる。

$$e_s(t)u(t-t_\beta) = E_m \sin \omega t u(t-t_\beta) + \frac{M}{\tau_2} \exp\left\{ -\frac{1}{\tau_2} (t-t_\beta) \right\} \left\{ i_2^a(t_\beta) \cos \omega' t \right. \\ \left. - i_2^b(t_\beta) \sin \omega' t \right\} u(t-t_\beta) + \omega' M \left\{ i_2^a(t_\beta) \sin \omega' t + i_2^b(t_\beta) \cos \omega' t \right\} u(t-t_\beta) \quad (26)$$

次に式(11)に於て、 $I_{1\beta}(s) = 0$ および消弧条件を満たしているとして、回転子両巻線電流を計算すれば、最初に

$$i_1^1(t) \exp(j\omega' t) u(t-t_\beta) = i_2^1(t_\beta) \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 + j\omega' t \right\} u(t-t_\beta) \quad (27)$$

$$i_2^2(t) \exp(-j\omega' t) u(t-t_\beta) = i_2^2(t_\beta) \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 - j\omega' t \right\} u(t-t_\beta) \quad (28)$$

がえられて、続いて、変換 K および A^{-1} を用いて、 a, b 両巻線電流として

$$i_2^a(t) u(t-t_\beta) = i_2^a(t_\beta) \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 \right\} u(t-t_\beta) \quad (29)$$

$$i_2^b(t) u(t-t_\beta) = i_2^b(t_\beta) \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 \right\} u(t-t_\beta) \quad (30)$$

がえられる。

この両巻線電流によって、固定子巻線に発生する電圧“残留電圧”は

$$e_r(t)u(t-t_\beta) = (-M / \tau_2) \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 \right\} \left\{ i_2^a(t_\beta) \cos \omega' t - i_2^b(t_\beta) \sin \omega' t \right\} u(t-t_\beta) \\ - \omega' M \exp\left\{ -(t-t_\beta) / \tau_2 \right\} \left\{ i_2^a(t_\beta) \sin \omega' t + i_2^b(t_\beta) \cos \omega' t \right\} u(t-t_\beta) \quad (31)$$

となる。これはまた、電源電圧と仮想電圧の差に等しいことは式(26)から明らかであり、逆に

仮想電圧は電源電圧と残留電圧の差とも考えられる。

4. SCR 導通時の巻線電流, 初期値および消弧条件式

SCR 点弧時($t_\alpha \leq t \leq t_\beta$)の各巻線電流は $e_s(t) = 0$ とおき, 各巻線電流の初期値を仮定し, 解を求め, 続いて, 境界条件(周期条件)を用いて初期値や消弧条件式を求める。

4-a 固定子電流

式(11)に於て, 添字 b を a に換え, 式(12)~(14)の計算を経て, 固定子電流の s 領域表現がえられる。この期間中では $E_{sa}(s) = 0$ であるから

$$I_{s1a}(s) = \frac{1}{Z(s)} \left[\phi_{s1}(t_\alpha) - \frac{Ms}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 - j\omega' L_2)} \phi_{s2}^1(t_\alpha) - \frac{Ms}{\sqrt{2}(R_2 + sL_2 + j\omega' L_2)} \cdot \phi_{s2}^2(t_\alpha) \right] \exp(-st_\alpha) \quad (32)$$

こゝで $Z(s) = 2L_2 \Delta(s) / (R_2 + sL_2 - j\omega' L_2)(R_2 + sL_2 + j\omega' L_2)$

$$\Delta(s) = 2L_1 L_2 \sigma^2 (s^3 + a_2 s^2 + a_1 s + a_0) \quad \sigma^2 = 1 - M^2 / L_1 L_2$$

$$a_2 = (R_1 / L_1 + R_2 / L_2) / \sigma^2 + R_2 / L_2 \quad a_1 = (2R_1 R_2 / L_1 L_2 + R_2^2 / L_2^2) / \sigma^2 + \omega'^2$$

$$a_0 = R_1 (R_2^2 / L_2^2 + \omega'^2) / L_1 \sigma^2$$

特性方程式 $\Delta(s)$ の固有値は, その厳密値を解析的に表現することは可能であるが, 複雑さを増すばかりで得るところは少ないから, こゝでは, $-a \pm jb$ および $-c$ と仮定して, 解析を進める。時間領域での固定子電流解は

$$i_{s1}(t) u(t-t_\alpha) = \left[\frac{2}{bZ_1} \exp\{-a(t-t_\alpha)\} \{ RR \sin b(t-t_\alpha) + SS \cos b(t-t_\alpha) \} + \frac{2TT}{Z_1} \exp\{-c(t-t_\alpha)\} \right] u(t-t_\alpha) \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \text{となる。こゝで } Z_1 &= 2L_1 L_2 \sigma^2 \{ (c-a)^2 + b^2 \} & RR &= R_{11} i_{s1}(t_\alpha) + R_{12} i_{s2}^a(t_\alpha) + R_{13} i_{s2}^b(t_\alpha) \\ SS &= S_{11} i_{s1}(t_\alpha) + S_{12} i_{s2}^a(t_\alpha) + S_{13} i_{s2}^b(t_\alpha) & TT &= T_{11} i_{s1}(t_\alpha) + T_{12} i_{s2}^a(t_\alpha) + T_{13} i_{s2}^b(t_\alpha) \\ R_{11} &= L_1 L_2 \{ (c-a)(a^2 - b^2 - 1/\tau_2^2 - 2a/\tau_2 + \omega'^2) - 2b^2(a-1/\tau_2) \} - M^2 \{ (c-a)(a^2 - b^2 - a/\tau_2) \\ &\quad - b^2(2a-1/\tau_2) \} \\ R_{12} &= (L_2 M / \sqrt{2}) \{ (c-a)(a^2 - b^2 - 1/\tau_2 - 2a/\tau_2 + \omega'^2) - 2b^2(a-1/\tau_2) \} - M L_2 \{ (c-a) \\ &\quad \cdot (a^2 - b^2 - a/\tau_2) - b^2(2a-1/\tau_2) \} \cos \omega' t_\alpha - \omega' M L_2 \{ a(c-a) - b^2 \} \sin \omega' t_\alpha \\ R_{13} &= (L_2 M \sqrt{2}) \{ (c-a)(a^2 - b^2 - 1/\tau_2 - 2a/\tau_2 + \omega'^2) - 2b^2(a-1/\tau_2) \} + M L_2 \{ (c-a) \\ &\quad \cdot (a^2 - b^2 - a/\tau_2) - b^2(2a-1/\tau_2) \} \sin \omega' t_\alpha - \omega' M L_2 \{ a(c-a) - b^2 \} \cos \omega' t_\alpha \\ S_{11} &= -L_1 L_2 \{ b(a^2 - b^2 - 1/\tau_2^2 - 2a/\tau_2 + \omega'^2) + 2b(a-1/\tau_2) \} + M^2 \{ b(a^2 - b^2 - a/\tau_2) \\ &\quad + (c-a)(2a-1/\tau_2) \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_{12} &= -(L_2 M / \sqrt{2}) \{ b(a^2 - b^2 - 1/\tau_2^2 - 2a/\tau_2 + \omega'^2) + 2b(a - 1/\tau_2) \} + M L_2 c(1/\tau_2 - c) \\
 &\quad \cdot \cos \omega' t_a - \omega' M L_2 c \sin \omega' t_a \\
 S_{13} &= -(L_2 M / \sqrt{2}) \{ b(a^2 - b^2 - 1/\tau_2^2 - 2a/\tau_2 + \omega'^2) + 2b(a - 1/\tau_2) \} - M L_2 c(1/\tau_2 - c) \\
 &\quad \cdot \sin \omega' t_a - \omega' M L_2 c \cos \omega' t_a \\
 T_{11} &= L_1 L_2 \{ (c - 1/\tau_2)^2 + \omega'^2 \} + M^2 c(1/\tau_2 - c) \\
 T_{12} &= (L_2 M / \sqrt{2}) \{ (c - 1/\tau_2)^2 + \omega'^2 \} + M L_2 c(1/\tau_2 - c) \cos \omega' t_a - \omega' M L_2 c \sin \omega' t_a \\
 T_{13} &= (L_2 M / \sqrt{2}) \{ (c - 1/\tau_2)^2 + \omega'^2 \} - M L_2 c(1/\tau_2 - c) \sin \omega' t_a - \omega' M L_2 c \cos \omega' t_a
 \end{aligned}$$

また、この期間中の実固定子電流は

$$i_1(t) = i_{c1}(t) u(t - t_a) - i_{s1}(t) u(t - t_a) \quad (34)$$

となり、 $t = t_\beta$ における仮想電圧分電流は

$$i_{s1}(t_\beta) = A_{11} i_{s1}(t_a) + A_{12} i_{s2}^a(t_a) + A_{13} i_{s2}^b(t_a) \quad (35)$$

と表現できる。こゝで

$$\begin{aligned}
 A_{1i} &= 2 \exp \{ -a(t_\beta - t_a) \} \{ R_{1i} \sin b(t_\beta - t_a) + S_{1i} \cos b(t_\beta - t_a) \} / b Z_1 + 2 \exp \{ -c(t_\beta - t_a) \} \\
 &\quad \cdot T_{1i} / Z_1 \quad (i=1, 2, 3)
 \end{aligned} \quad (36)$$

4-b 回転子電流

回転子巻線電流の仮想電圧成分は、式(13)、(14)および式(33)より以下のようになる。

$$\begin{aligned}
 i_{s2}^1(t) \exp(j\omega' t) u(t - t_a) &= -\frac{M}{2L_2} \int_0^t i_{s1}(\lambda) u(\lambda - t_a) [\delta(t - \lambda) - \frac{1}{\tau_2} \exp \{ -(\frac{1}{\tau_2} - j\omega') \\
 &\quad \cdot (t - \lambda) \}] u(t - \lambda) d\lambda + \{ \phi_{s2}^1(t_a) / L_2 \} \exp \{ -(1/\tau_2 - j\omega') \\
 &\quad \cdot (t - t_a) \} u(t - t_a)
 \end{aligned} \quad (37)$$

$$\begin{aligned}
 i_{s2}^2(t) \exp(-j\omega' t) u(t - t_a) &= -\frac{M}{2L_2} \int_0^t i_{s1}(\lambda) u(\lambda - t_a) [\delta(t - \lambda) - \frac{1}{\tau_2} \exp \{ -(\frac{1}{\tau_2} \\
 &\quad + j\omega')(t - \lambda) \}] u(t - \lambda) d\lambda + \{ \phi_{s2}^2(t_a) / L_2 \} \exp \\
 &\quad \{ -(1/\tau_2 + j\omega')(t - t_a) \} u(t - t_a)
 \end{aligned} \quad (38)$$

さらに整流変換を用いて、回転子電流の対称成分を求めれば、

$$\begin{aligned}
 i_{s2}^1(t) u(t - t_a) &= \frac{R_2 M}{\sqrt{2} L_2^2} \exp \left(-\frac{t}{\tau_2} \right) \int_0^t i_{s1}(\lambda) u(\lambda - t_a) \exp \left\{ \left(\frac{1}{\tau_2} - j\omega' \right) \lambda \right\} u(t - \lambda) d\lambda \\
 &\quad - \left[\frac{M}{\sqrt{2} L_2} i_{s1}(t) \exp(-j\omega' t) - \{ (M/\sqrt{2} L_2) i_{s1}(t_a) \exp(-j\omega' t_a) + i_{s2}^1(t_a) \} \right. \\
 &\quad \left. \cdot \exp \{ -(t - t_a) / \tau_2 \} \right] u(t - t_a)
 \end{aligned} \quad (39)$$

$$i_{s2}^2(t) u(t - t_a) = \frac{R_2 M}{\sqrt{2} L_2^2} \exp \left(-\frac{t}{\tau_2} \right) \int_0^t i_{s1}(\lambda) u(\lambda - t_a) \exp \left\{ \left(\frac{1}{\tau_2} + j\omega' \right) \lambda \right\} u(t - \lambda) d\lambda$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\frac{M}{\sqrt{2} L_2} i_{s1}(t) \exp(j\omega' t) - \{(M/\sqrt{2} L_2) i_{s1}(t_a) \exp(j\omega' t_a) + i_{s2}^2(t_a)\} \right. \\
& \quad \left. \cdot \exp\{-(t-t_a)/\tau_2\} \right] u(t-t_a) \tag{40}
\end{aligned}$$

となり、 a, b 両巻線電流は、座標変換 A^{-1} によって次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
i_{s2}^a(t) u(t-t_a) &= \frac{R_2 M}{L_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \int_0^t i_{s1}(\lambda) u(t-t_a) \exp\left(\frac{1}{\tau_2} \lambda\right) \cos \omega' \lambda u(t-\lambda) d\lambda \\
& - \left[\frac{R_2 M}{L_2^2} i_{s1}(t) \cos \omega' t - \{(M_2/L_2) i_{s1}(t_a) \cos \omega' t_a + i_{s2}^a(t_a)\} \exp \right. \\
& \quad \left. \{-(t-t_a)/\tau_2\} \right] u(t-t_a) \tag{41}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
i_{s2}^b(t) u(t-t_a) &= \frac{R_2 M}{L_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \int_0^t i_{s1}(\lambda) u(\lambda-t_a) \exp\left(\frac{1}{\tau_2} \lambda\right) \sin \omega' \lambda u(t-\lambda) d\lambda \\
& - \left[\frac{R_2 M}{L_2^2} i_{s1}(t) \sin \omega' t + \{(M/L_2) i_{s1}(t_a) \sin \omega' t_a + i_{s2}^b(t_a)\} \exp \right. \\
& \quad \left. \{-(t-t_a)/\tau_2\} \right] u(t-t_a) \tag{42}
\end{aligned}$$

式(41)と(42)の右辺の積分を実行すれば、導通時に回転子巻線電流の仮想電圧成分の解が得られる。やゝ複雑であるが結果の式は以下のように書くことができる。

$$\begin{aligned}
i_{s2}^a(t) u(t-t_a) &= \frac{R_2 M}{L_2^2 b Z_1} \left[\exp\{-a(t-t_a)\} \left\{ \frac{1}{A_1} f_1(b_1 t) + \frac{1}{A_2} f_2(b_2 t) \right\} + \exp\left\{-\frac{1}{\tau_2}(t-t_a)\right\} \right. \\
& \quad \cdot \left\{ \frac{1}{A_1} f_3(\omega' t_a) + \frac{1}{A_2} f_4(\omega' t_a) + \frac{2bT}{A_3} f_5(\omega' t_a) + f_6(\omega' t_a) \right\} \left. \right] u(t-t_a) + \frac{2R_2 M T}{L_2^2 Z_1 A_3} \exp \\
& \quad \{ -c(t-t_a) \} f_7(\omega' t) u(t-t_a) + (2M/L_2) i_{s1}(t) \cos \omega' t u(t-t_a) \tag{43}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
i_{s2}^b(t) u(t-t_a) &= \frac{-R_2 M}{L_2^2 b Z_1} \left[\exp\{-a(t-t_a)\} \left\{ \frac{1}{A_1} f_1(b_1 t) + \frac{1}{A_2} f_2(b_2 t) \right\} + \exp\left\{-\frac{1}{\tau_2}(t-t_a)\right\} \right. \\
& \quad \cdot \left\{ \frac{1}{A_1} f_3(\omega' t_a) + \frac{1}{A_2} f_4(\omega' t_a) + \frac{2bT}{A_3} g_5(\omega' t_a) + g_6(\omega' t_a) \right\} \left. \right] u(t-t_a) + \frac{2R_2 M T}{L_2^2 Z_1 A_3} \exp \\
& \quad \{ -c(t-t_a) \} g_7(\omega' t) u(t-t_a) + (2M/L_2) i_{s1}(t) \sin \omega' t u(t-t_a) \tag{44}
\end{aligned}$$

こゝで

$$\begin{aligned}
f_1(b_1 t) &= (1/\tau_2 - a) \{ RR \cos(b_1 t - bt_a) - SS \sin(b_1 t - bt_a) \} - (b + \omega') \{ RR \sin(b_1 t - bt_a) \\
& \quad + SS \cos(b_1 t - bt_a) \}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f_2(b_2 t) &= (1/\tau_2 - a) \{ RR \cos(b_2 t - bt_a) - SS \sin(b_2 t - bt_a) \} + (b - \omega') \{ RR \sin(b_2 t - bt_a) \\
& \quad + SS \cos(b_2 t - bt_a) \}
\end{aligned}$$

$$f_3(\omega' t_a) = (1/\tau_2 - a) (RR \cos \omega' t_a - SS \sin \omega' t_a) + (b + \omega') (RR \sin \omega' t_a + SS \cos \omega' t_a)$$

$$f_4(\omega' t_a) = -(1/\tau_2 - a) (RR \cos \omega' t_a + SS \sin \omega' t_a) + (b - \omega') (RR \sin \omega' t_a - SS \cos \omega' t_a)$$

$$\begin{aligned}
f_5(\omega' t_a) &= -(1/\tau_2 - c) \cos \omega' t_a - \omega' \sin \omega' t_a \quad f_6(\omega' t_a) = b Z_1 \{ M i_{s1}(t_a) \cos \omega' t_a \\
& \quad + L_2 i_{s2}^a(t_a) \} / R_2 M
\end{aligned}$$

$$f_7(\omega' t) = (1/\tau_2 - c) \cos \omega' t + \omega' \sin \omega' t$$

$$g_5(\omega' t_a) = (1/\tau_2 - c) \sin \omega' t_a - \omega' \cos \omega' t_a \quad g_6(\omega' t_a) = -b Z_1 \{ M i_{s1}(t_a) \sin \omega' t_a - L_2 i_{s2}^b(t_a) \} / R_2 M$$

$$g_7(\omega' t) = -(1/\tau_2 - c) \sin \omega' t - \omega' \cos \omega' t$$

$$b_1 = b + \omega' \quad b_2 = b - \omega' \quad \Delta_1 = (1/\tau_2 - a)^2 + b_1^2 \quad \Delta_2 = (1/\tau_2 - a)^2 + b^2 \quad \Delta_3 = (1/\tau_2 - c)^2 + \omega'^2$$

a, b 両回転子巻線の実電流

$$i_2^a(t) u(t - t_a) = \{ i_{c2}^a(t) - i_{s2}^a(t) \} u(t - t_a) \quad (45)$$

$$i_2^b(t) u(t - t_a) = \{ i_{c2}^b(t) - i_{s2}^b(t) \} u(t - t_a) \quad (46)$$

となる。SCRの周期的なON, OFF動作により、回転子電流はその周波数が、 Sf と $(2-S)f$ の定常成分のほか、式(43)と(44)で表現されるような過渡成分が現れるが、本手法によれば、上述してきたように、これらの両成分を全く別個に求めることができるので、回路網が複雑化するほど、数式処理上有利になることが理解されよう。

$t = t_\beta$ における a, b 両回転子巻線電流の仮想電圧成分は、消弧条件が満されているとの仮定のもとで、各巻線仮想電圧分電流の初期値の線形結合として表現できる。式(43)と(44)において、 $t = t_\beta$ とおき整理すれば、

$$i_{s2}^a(t_\beta) = A_{21} i_{s1}(t_a) + A_{22} i_{s2}^a(t_a) + A_{23} i_{s2}^b(t_a) \quad (47)$$

$$i_{s2}^b(t_\beta) = A_{31} i_{s1}(t_a) + A_{32} i_{s2}^a(t_a) + A_{33} i_{s2}^b(t_a) \quad (48)$$

と書くことができる。こゝで

$$A_{21} = A'_{21} + M \cos \omega' t_a / L_2 \quad A_{22} = A'_{22} + \exp\{-(t_\beta - t_a) / \tau_2\} \quad A_{23} = A'_{23}$$

$$A_{31} = A'_{31} + M \sin \omega' t_a / L_2 \quad A_{32} = A'_{32} + \exp\{-(t_\beta - t_a) / \tau_2\} \quad A_{33} = A'_{33}$$

$$A'_{2i} = -R_2 M [\exp\{-a(t_\beta - t_a)\} \{ f_{1i}(b_1 t_\beta) / \Delta_1 + f_{2i}(b_2 t_\beta) / \Delta_2 \} + \exp\{-(t_\beta - t_a) / \tau_2\} \{ f_{3i}(\omega' t_a) / \Delta_1 + f_{4i}(\omega' t_a) / \Delta_2 \} + 2b T_{2i} f_5(\omega' t_a) / \Delta_3] / L_2^2 b Z_1 + 2R_2 M T_{2i} \exp\{-c(t_\beta - t_a)\} f_7(\omega' t_\beta) / \Delta_3 \quad (i=1, 2, 3)$$

$$A'_{3i} = -R_2 M [\exp\{-a(t_\beta - t_a)\} \{ f_{1i}(b_1 t_\beta) / \Delta_1 + f_{2i}(b_2 t_\beta) / \Delta_2 \} - \exp\{-(t_\beta - t_a) / \tau_2\} \{ f_{3i}(\omega' t_a) / \Delta_1 + f_{4i}(\omega' t_a) / \Delta_2 \} + 2b T_{3i} g_5(\omega' t_a) / \Delta_3] / L_2^2 b Z_1 + 2R_2 M T_{3i} \exp\{-c(t_\beta - t_a)\} g_7(\omega' t_\beta) / \Delta_3 \quad (i=1, 2, 3)$$

$$f_{1i}(b_1 t_\beta) = -(1/\tau_2 - a) \{ R_{1i} \cos(b_1 t_\beta - b t_a) - S_{1i} \sin(b_1 t_\beta - b t_a) \} - (b + \omega') \{ R_{1i} \sin(b_1 t_\beta - b t_a) + S_{1i} \cos(b_1 t_\beta - b t_a) \}$$

$$f_{2i}(b_2 t_\beta) = (1/\tau_2 - a) \{ R_{1i} \cos(b_2 t_\beta - b t_a) - S_{1i} \sin(b_2 t_\beta - b t_a) \} + (b - \omega') \{ R_{1i} \sin(b_2 t_\beta - b t_a) + S_{1i} \cos(b_2 t_\beta - b t_a) \}$$

$$f_{3i}(\omega' t_a) = (1/\tau_2 - a) (R_{1i} \cos \omega' t_a - S_{1i} \sin \omega' t_a) + (b + \omega') (R_{1i} \sin \omega' t_a + S_{1i} \cos \omega' t_a)$$

$$f_{4i}(\omega' t_a) = -(1/\tau_2 - a) (R_{1i} \cos \omega' t_a + S_{1i} \sin \omega' t_a) + (b - \omega') (R_{1i} \sin \omega' t_a - S_{1i} \cos \omega' t_a)$$

A_{2i}, A_{3i} は、未知変数である消弧角 $\beta + \pi$ の関数でもあるから、消弧瞬時における回転子電流、し

たがって、SCR 点弧期間中の回転子巻線電流も、点弧瞬時における各巻線電流の初期値と消弧角 $\beta + \pi$ の値が確定してから計算されねばならない。

4-c 境界(周期)条件と初期値

点弧瞬時における各巻線電流の初期値中、固定子巻線電流は、 $i_1(t_a) = 0$ より

$$i_{s1}(t_a) = i_{c1}(t_a) \quad (49)$$

と一意的に定まるが、回転子巻線電流の初期値は、電源電圧と同一周期で変動する量を用いて決定される。このような周期的変動量としては、固定子巻線の鎖交磁束数や誘起電圧、さらに定義によって、回転子電流 $i_2^a(t) \exp(j\omega' t)$ と $i_2^b(t) \exp(-j\omega' t)$ などが考えられるが、こゝでは、回転子電流の周期条件を用いる。この条件は

$$i_2^a(t_a) \exp(j\omega' t_a) = -i_2^a(t_a + \pi/\omega) \exp\{j\omega'(t_a + \pi/\omega)\} \quad (50)$$

$$i_2^b(t_a) \exp(-j\omega' t_a) = -i_2^b(t_a + \pi/\omega) \exp\{-j\omega'(t_a + \pi/\omega)\} \quad (51)$$

と表現できるが、 a, b 両巻線の実電流で書直して

$$\{i_2^a(t_a) + j i_2^b(t_a)\} (\cos \omega' t_a + j \sin \omega' t_a) = -\{i_2^a(t_a + \pi/\omega) + j i_2^b(t_a + \pi/\omega)\} (\cos \omega'(t_a + \pi/\omega) + j \sin \omega'(t_a + \pi/\omega)) \quad (52)$$

とおく。 $i_2^a(t_a)$ などは実数であるから、結局回転子電流の周期条件とし次の二式をうる。

$$i_2^a \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) \cos (1-S)\alpha - i_2^b \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) \sin (1-S)\alpha = -i_2^a \left(\frac{\alpha + \pi}{\omega} \right) \cos \{(1-S)(\alpha + \pi)\} + i_2^b \left(\frac{\alpha + \pi}{\omega} \right) \sin \{(1-S)(\alpha + \pi)\} \quad (53)$$

$$i_2^a \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) \sin (1-S)\alpha + i_2^b \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) \cos (1-S)\alpha = -i_2^a \left(\frac{\alpha + \pi}{\omega} \right) \sin \{(1-S)(\alpha + \pi)\} - i_2^b \left(\frac{\alpha + \pi}{\omega} \right) \cos \{(1-S)(\alpha + \pi)\} \quad (54)$$

こゝで $t_a = \alpha/\omega$ 、などとしている。

式(51)からも同一の関係がえられる。一方式(29)と(30)から

$$i_2^a \{(\alpha + \pi)/\omega\} = i_2^a \{(\beta + \pi)/\omega\} \exp\{-(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\} \quad (55)$$

$$i_2^b \{(\alpha + \pi)/\omega\} = i_2^b \{(\beta + \pi)/\omega\} \exp\{-(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\} \quad (56)$$

とおくことができる。こゝで $t_b = (\beta + \pi)/\omega$ を用いている。

式(53)と(54)に(55)と(56)の両式を代入し、さらに式(47)と(48)を用いて、 $t = t_a$ における回転子電流の仮想電圧成分を求めれば

$$i_{s2}^a \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) = \frac{V_3 \exp\{(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\} + V_4 + V_5 \exp\{-(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\}}{\exp\{(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\} + V_1 + V_2 \exp\{-(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\}} \quad (57)$$

$$i_{s2}^b \left(\frac{\alpha}{\omega} \right) = \frac{V_6 \exp\{(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\} + V_7 + V_8 \exp\{-(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\}}{\exp\{(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\} + V_1 + V_2 \exp\{-(\alpha - \beta)/\omega \tau_2\}} \quad (58)$$

をうる。こゝで

$$\begin{aligned}
 V_1 &= (A_{22} + A_{23}) \cos \pi(1-S) + (A_{23} - A_{32}) \sin \pi(1-S) \\
 V_2 &= (A_{22} A_{33} - A_{23} A_{32}) \quad V_3 = i_{c2}^a(\alpha/\omega) \\
 V_4 &= \{A_{23} \sin \pi(1-S) + A_{33} \cos \pi(1-S)\} i_{c2}^a(\alpha/\omega) - \{A_{23} \cos \pi(1-S) - A_{33} \sin \pi(1-S)\} \\
 &\quad \cdot i_{c2}^b(\alpha/\omega) + \cos \pi(1-S) i_{c2}^a\{(\beta+\pi)/\omega\} - \sin \pi(1-S) i_{c2}^b\{(\beta+\pi)/\omega\} - \{A_{21} \cos \pi(1-S) \\
 &\quad - A_{31} \sin \pi(1-S)\} i_{c1}(\alpha/\omega) \\
 V_5 &= A_{23} i_{c2}^a\{(\beta+\pi)/\omega\} - A_{23} i_{c2}^b\{(\beta+\pi)/\omega\} - (A_{21} A_{33} - A_{23} A_{31}) i_{c1}(\alpha/\omega) \quad V_6 = i_{c2}^b(\alpha/\omega) \\
 V_7 &= -\{A_{22} \sin \pi(1-S) + A_{32} \cos \pi(1-S)\} i_{c2}^a(\alpha/\omega) + \{A_{22} \cos \pi(1-S) - A_{32} \sin \pi(1-S)\} \\
 &\quad \cdot i_{c2}^b(\alpha/\omega) + \sin \pi(1-S) i_{c2}^a\{(\beta+\pi)/\omega\} + \cos \pi(1-S) i_{c2}^b\{(\beta+\pi)/\omega\} - \{A_{21} \sin \pi(1-S) \\
 &\quad + A_{31} \cos \pi(1-S)\} i_{c1}(\alpha/\omega) \\
 V_8 &= -A_{32} i_{c2}^a\{(\beta+\pi)/\omega\} + A_{22} i_{c2}^b\{(\beta+\pi)/\omega\} + (A_{21} A_{32} - A_{22} A_{33}) i_{c1}(\alpha/\omega)
 \end{aligned}$$

すなわち, SCRのON, OFF両瞬時に於ける各巻線電流の定常値と消弧角 $\beta+\pi$ より, 初期値が確定できることがわかる。巻線電流の定常値は式(15), (19)および(20)を用い, t_α および t_β の値より計算できるが, あらかじめ設定できる t_α は問題ないが, こゝでも尚消弧角 $\beta+\pi$ は未知変数である。

4-d 消弧条件式

前章で見たように, $i_1(t_\beta) \neq 0$ の条件で回路が強制切断されると, 固定子巻線の磁束鎖交数に不連続が生じ, 巻線にはインパルス電圧が発生する。 $i_1(t_\beta) = 0$ はこのような現象が発生しないための, 消弧条件であるが, t_β は今のところ不明であるから, 此の条件は書き直されねばならない。さて固定子電流の初期値の条件式(49)を(34)に代入して

$$i_{c1}\left(\frac{\beta+\pi}{\omega}\right) = A_{11} i_{c1}\left(\frac{\alpha}{\omega}\right) + A_{12} i_{s2}^a\left(\frac{\alpha}{\omega}\right) + A_{13} i_{s2}^b\left(\frac{\alpha}{\omega}\right) \quad (59)$$

となるが, この式に式(57)と(58)を代入し整理すると

$$\begin{aligned}
 & i_{c1}\left(\frac{\beta+\pi}{\omega}\right) - A_{11} i_{c1}\left(\frac{\alpha}{\omega}\right) \\
 &= \frac{(A_{12} V_3 + A_{13} V_6) \exp\{(\alpha-\beta)/\omega \tau_2\} + (A_{12} V_4 + A_{13} V_7)}{\exp\{(\alpha-\beta)/\omega \tau_2\} + V_1 + V_2 \exp\{-(\alpha-\beta)/\omega \tau_2\}} * \\
 & \quad * \frac{(A_{12} V_5 + A_{13} V_8) \exp\{-(\alpha-\beta)/\omega \tau_2\}}{\quad} \quad (60)
 \end{aligned}$$

をうる。この式において, A_{ij} は上述のように t_β の関数であり, 回路定数との関連や物理的意義も直接伺い知ることはできないが, SCRの点弧角 α と電源電圧による定常電流値によって, 消弧角 $\beta+\pi$ を決定できる超越方程式を構成していることがわかる。

5. 数値計算および実験結果

前章迄の解析的取扱いの正当性の検証のため、

- a) 理論式に基づく数値計算
- b) 数式モデル式(4)の二点境界値問題としての数値シミュレーション
- c) 供試機の実験

を並行して実行した。実験および数値解析に使用した供試機の諸元を以下に示す。

$$\begin{aligned}
 R_1 &= 1.30 & (\Omega) & & R_2 &= 0.383 & (\Omega) \\
 L_1 &= 0.204 & (H) & & L_2 &= 0.0363 & (H) \\
 M &= 0.078 & (H) & & & &
 \end{aligned}$$

印加電圧は交流100(V), 50(Hz)である。

理論式に基づく数値計算結果と数式モデルの直接数値解析結果は、計算誤差の範囲内で、略完全に一致し、本解析法が回転機を含む回路網にも有効であることが確認できた。また理論式による数値計算過程には、特性方程式の固有値解と超越方程式による消弧角決定のため、収束計算を含むが、数式モデルの直接数値解析に比べて、計算時間の大幅な短縮ができ、この点でも本手法の有効性が明らかになった。以下実験値と比較される理論値はすべて理論式に基づく数値計算結果である。

5-a 消弧角

図-7は点弧角 α 一定に設定した場合の、回転数対消弧角の関係を示している。理論値は超越方程式(60)の解であるが、いずれの場合も実測値との差は2度以内で、SCRの理想スイッチング特性や線形回路モデルの仮定のもとでの解析としては、良い精度を示している。

5-b 電圧および電流波形

図-8および図-9は回転数1,455(r/m)と750(r/m)で、点弧角がそれぞれ90°および120°の場合の残留電圧と一次電流波形の、理論値と実験値

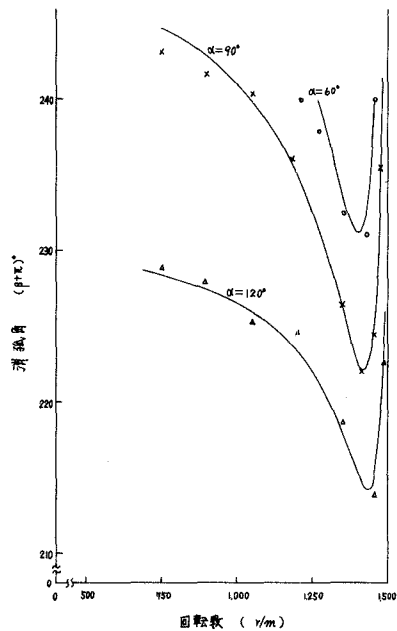


図-7 消弧角と回転数の理論値および実測値

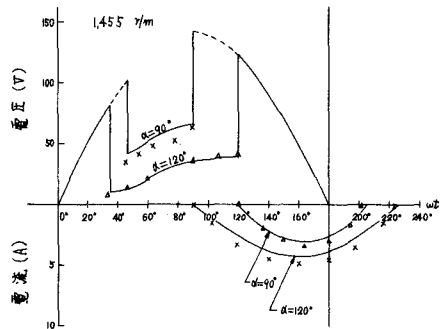


図-8 残留電圧および一次電流の理論値と実測値(I)

の比較である。又図-10~図-13は実測オシログラフであるが、波形に見られる若干の変歪は、主として溝高調波に起因するものであり、図の波形は周期的な動揺の一局面を示しているのみで、理論波形とのずれも、此の影響が大きい。

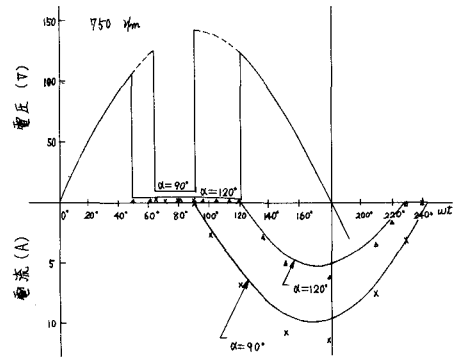
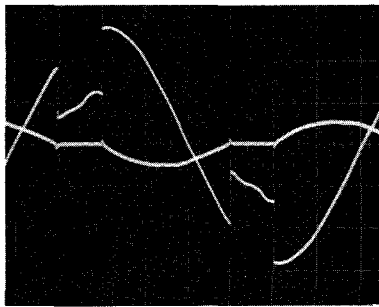
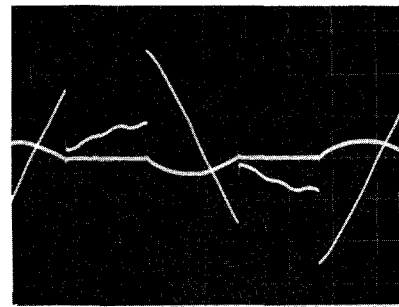


図-9 残留電圧および一次電流の理論値と実測値(II)



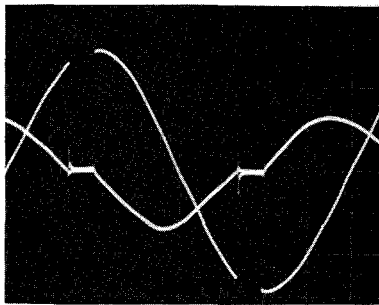
電圧 50 V/div 電流 10 A/div

図-10 固定子巻線電圧, 電流波形($\alpha=90^\circ$, 1455 r/m)



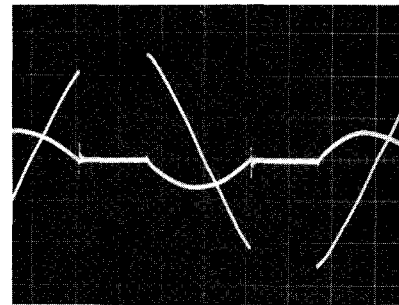
電圧 50 V/div 電流 10 A/div

図-11 固定子巻線電圧, 電流波形($\alpha=120^\circ$, 1455 r/m)



電圧 50 V/div 電流 10 A/div

図-12 固定子巻線電圧, 電流波形($\alpha=90^\circ$, 750 r/m)



電圧 50 V/div 電流 10 A/div

図-13 固定子巻線電圧, 電流波形($\alpha=120^\circ$, 750 r/m)

6. む す び

等価仮想電圧源法を回転機を含む回路網へ拡張適用する第一歩として、逆並列接続SCRで制御される単相誘導電動機をモデルとし、その電圧、電流の定常特性を解析し、本手法の有効性を検証した。スイッチング素子を含む回路網の構成が複雑になるとき、その具体的な解析処理

は急速に困難になり、表現の簡単化のためにも、近似手法の導入を余儀なくされるか、或は数式モデルの直接数値解析に依存しなければならない。本研究では、理想スイッチング素子と線形回路モデルの仮定のほか、特別近似的な手法は導入しなかった。解の表現は電動機回路の構成を反映して、必ずしも明瞭な形式とはなっていない、その物理的意義や運転特性に及ぼす諸定数の影響を伺うことは困難であるが、解析的処理の過程において、いくつかの利点を有することが明らかになった。主なものをあげると

- a) 等価仮想電圧源の導入により、回路の接続、構成の変更がなく、1組の回路方程式によって、SCRのON、OFF動作に対する回路の応答を取扱うことができる。
- b) 上記の回路方程式の解析に際して、電源電圧による定常解と仮想電圧による周期解を別個に求め、境界条件の設定時に両者を重畳すればよく、取扱いが可成り容易になる。
- c) 解析の経過中、適当な段階でその物理条件の考察や設定が容易であり、又解が定常解と、周期的な過渡解と略完全に分離しているため、物理像の理解が比較的容易となる。

などである。

本論文において対象とした電動機は固定子巻線が非対称構造であり、本手法による解析上の利点は十分生かされなかった。三相誘導電動機など、巻線が対称構造である機種に対しては、この手法の有効性はさらに発揮されるものと推定される。等価仮想電圧源法を具体的な回路網解析に適用するときの数式モデルや解析手法については、この手法の基本的な発想を最大限に活用するような選択がなされるべきであり、本論文での解析手法は、その試みの一端に過ぎず、今後に残されている課題は多い。

終りに本研究は文部省国内研究員として、北海道大学工学部で行なわれたものであり、此の機会を与えて下され、また御援助を頂きました。本学電気工学科 大窪 協教授および教職員各位に深く感謝致します。北海道大学工学部 電気工学科 福田昭治助教授、更科 真助手ならびに新居昭男技官には何かと御支援と御協力を頂きました、心より感謝の意を表します。

(昭和55年5月24日受理)

参 考 文 献

- 1) A. Yair:IEEE Trans vol IA-12 (1975)
- 2) T. G. Bland:IEEE Trans vol IECI-23 (1976)
- 3) 村井 由宏, 他:電気学会論文誌 vol 95-B (1975)
- 4) 竹内寿太郎:SCR回路理論と電動機制御への応用 オーム社
- 5) 伊藤 雄三, 木村 貢, 藤原 一:昭和53年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集 NO73
- 6) 木村 貢, 伊藤 雄三, 藤原 一:昭和53年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集 NO74
- 7) J. Takeuchi:Matrix Theory of Electrical Machinery The OHM-SHA. LTD

水面上のインパルス破壊に関する光学的研究

中尾好隆・助原正己*
松尾正孝・服部耐吉

Optical Study on Impulse Breakdown across the Water Surface

Yoshitaka Nakao, Masami Sukehara,
Masataka Matsuo and Taikichi Hattori

Abstract

When an impulse voltage is applied to the asymmetric gap which is consisted of a point electrode above the water surface and a plate electrode perpendicular to the water surface, an electric discharge propagates across the water surface from the point electrode.

The present paper describes the experimental work which has been carried out under various conditions by the use of a Color Schlieren method and a chopped-wave impulse voltage method to investigate the propagation aspects of the water surface discharge. Schlieren photographs have revealed the complex discharge structures and the significant differences in behaviour between positive and negative point discharge. Especially the various features which have not been observed by the Monochrome Schlieren images, are obtained by applying the Color Schlieren method to the present study.

1. ま え が き

屋外用高電圧機器の表面せん絡を避けるための技術の重要性は大きく、放電進展の物理的過程の解析と防止策を見出すために多くの研究がなされてきている^{(1)~(2)}。しかし、そのせん絡現象がきわめて複雑なため、まだ完全な理論的解析はなされていない。

本研究では、これに関連して水面上の針電極対水溶液内の平板電極ギャップにインパルス電圧を印加し、放電進展状態について種々実験を行なった。これまで、絶縁油中や水中の針対平板ギャップにインパルス電圧を印加する場合、針端におけるインパルス破壊の進展に伴って密度変化の出現が報告されているが^{(3)~(5)}、水面上のインパルス破壊進展においても同様に密度変化が生ずると考えられる。ここでは、主としてカラーシュリーレン法と電圧さい断法を用い、種々の条件における密度変化を水面に対し垂直および水平両方向から観測、同時にストリーマ進展状態の撮影結果と対比させながら、水面上のインパルス破壊進展過程について実験的に検討を行なった。

* 現 東京芝浦電気株式会社府中工場

2. 実験装置および方法

図-1はインパルス電圧発生装置の回路構成を示す。発生電圧は $\pm(0.8 \times 200)$ [μs]である。ギャップ G_1 で火花破壊するときが発生する光を photo pick PC で検出し、その電気信号は遅延装置 D_1 を経てトリガ電圧発生装置 D_2 へ入力され、これによって有孔球ギャップ G_2 を火花破壊しインパルス電圧がさい断される。図中、VDは分圧器(最高入力電圧: 15 [kV], 分圧比 400 対 1)である。

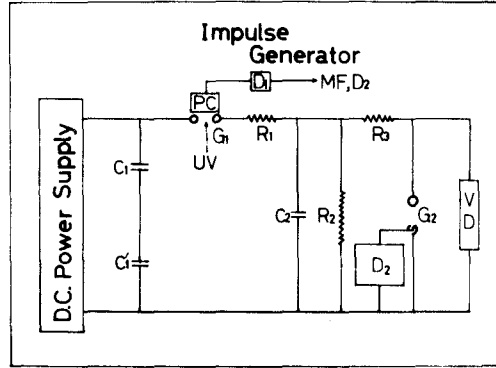


図-1 インパルス電圧発生回路

密度変化観測には図-2のカラーシュリーレン法光学系を用い、図-1の D_1 からの信号でマイクロフラッシュMFを発光させた。図中SPはカラーシュリーレン用分光装置(コリメータレンズ2個, 分散率可変プリズム)である。

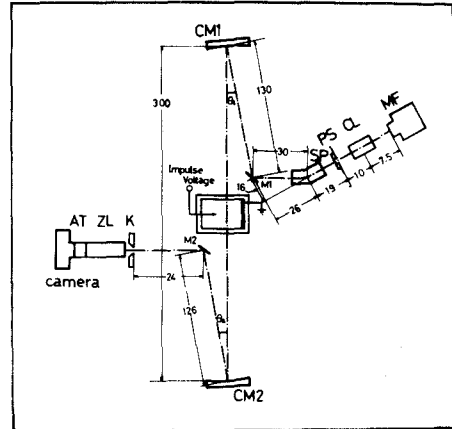


図-2 カラーシュリーレン光学系

図-3は電極配置図で、針電極にはタングステン針(曲率半径 $50\mu\text{m}$), 平板電極には銅板($82 \times 85 \times 3.5\text{mm}$)を用い、ギャップ長($G.L.=65\text{mm}$), 針と水面とのなす角($\theta=90^\circ$)は一定とした。なお、放電セルの底面には垂直方向からの密度変化の観測を可能にするための観測用窓が設けられている。

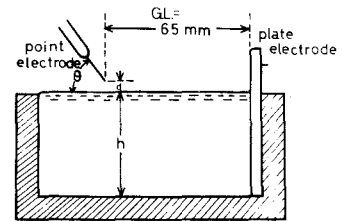


図-3 電極配置図

3. 実験結果および考察

3.1 火花電圧特性

図-4は針-水面間距離 d と最小火花せん絡電圧 V_{min} の関係を示す。正針・負針共に d が短い時 d の変化による V_{min} の変化は小さいが、 $d=5\text{mm}$ の場合と $d=10\text{mm}$ の場合の V_{min} を比較するとその値は2倍程度となっている。さらに、それぞれの d の値における V_{min} と放電発生電圧 V_0 (放電が針-水面間で生ずる最低電圧)を表-1に示す。

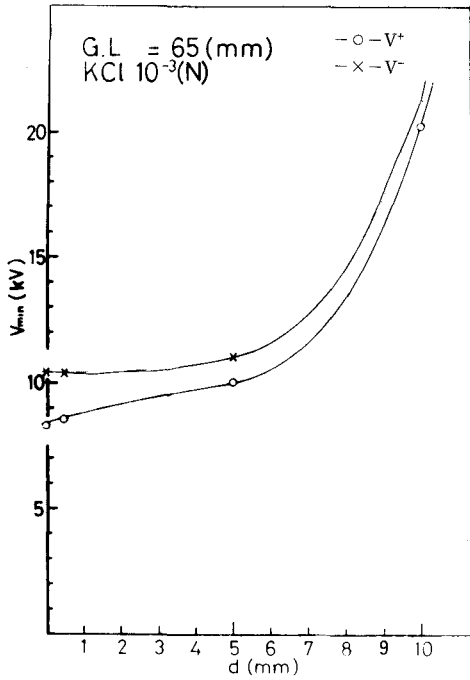


図-4 V_{min} におよぼす d の影響

表-1 V_{min} および $V_o(10^{-3}[N]KCl)$

d (mm)	正 針		負 針	
	$V_{min}[kV]$	$V_o[kV]$	$V_{min}[kV]$	$V_o[kV]$
0	8.3	—	10.4	—
0.5	8.6	9.9	10.4	5.0
5.0	10.0	9.8	11.0	10.2
10.0	20.2	20.2	21.3	21.3

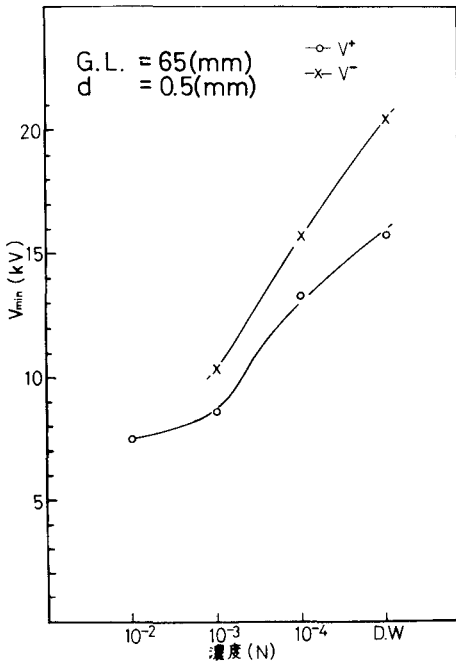


図-5 V_{min} におよぼす濃度の影響

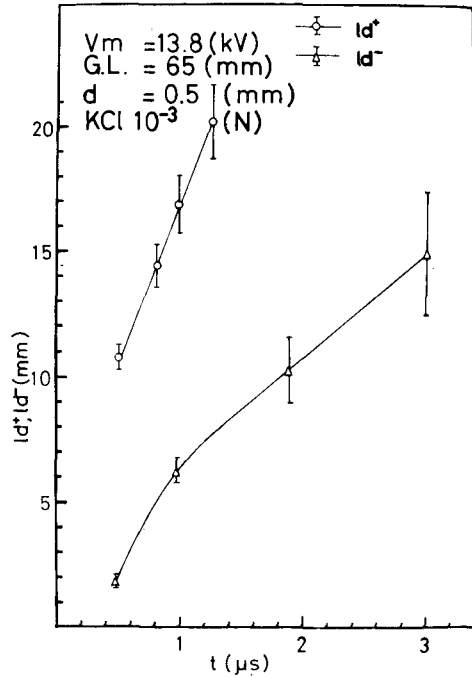
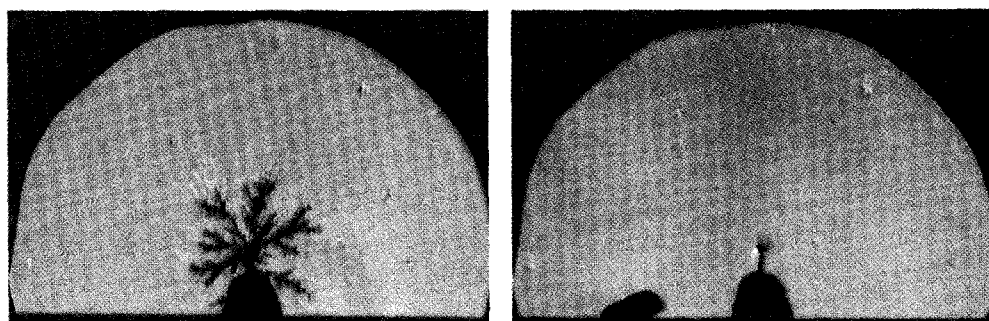
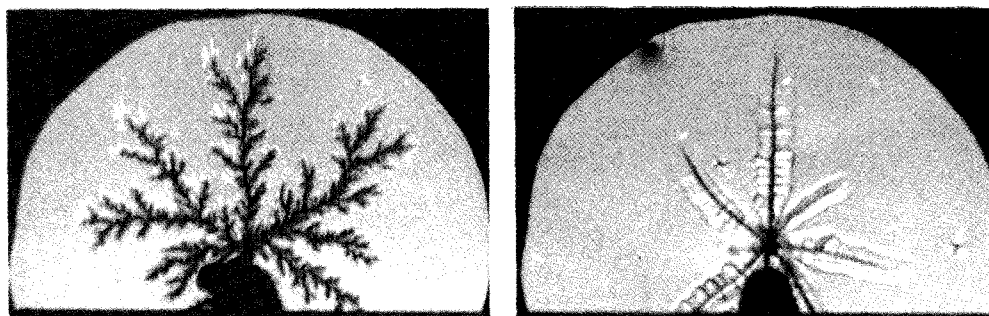


図-7 l_d におよぼす t の影響



正針, $t = 0.5\mu s$

負針, $t = 0.5\mu s$



正針, $t = 1.4\mu s$

負針, $t = 3.2\mu s$

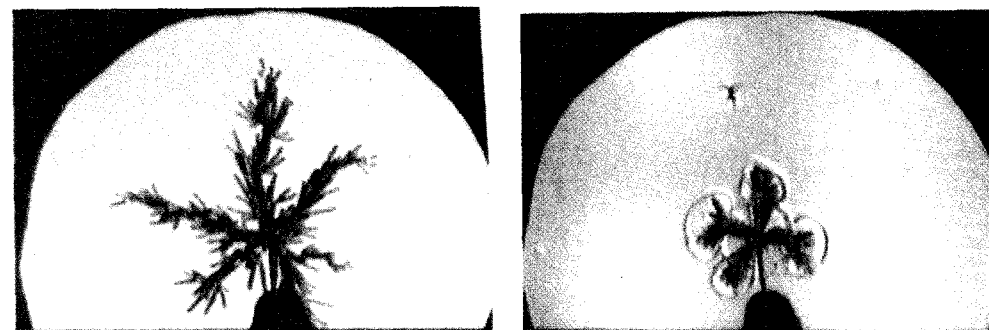
図-6 密度変化進展状態 (10^{-3} [N] KCl 水溶液)



正針, $t = 0.6\mu s$

負針, $t = 2.3\mu s$

図-8 密度変化進展状態 (10^{-4} [N] KCl 水溶液)



正針, $t = 1.2\mu s$

図-9 密度変化進展状態 (蒸留水)

負針, $t = 9.0\mu s$

正針・負針共に、 $d=0.5\text{ mm}$ においては V_{min} は V_0 の 2 倍程度の値であるが、 $d=5\text{ mm}$ になると両者の値は近くなり、 $d=10\text{ mm}$ の場合には全く同一の値となっている。このことから d が大きくなると針—水面間で放電が発生すれば必ず水面せん絡することが知られ、この結果は松尾氏らの報告⁽¹⁾と一致する。また、 V_{min} と V_0 の正針と負針における値を比較すると、共に負針の方が高い値を示し、極性効果のあることがわかる。

図-5 は $d=0.5\text{ mm}$ における水溶液濃度による V_{min} の変化を示す。濃度が高くなれば V_{min} の値が低下していることがわかる。

以上の結果、 $d \rightarrow$ 小、濃度 \rightarrow 大になるとせん絡しやすいこと、著しい極性効果のあることが認められた。

3. 2 水面から垂直な方向から観測した密度変化および対応するストリーマ進展状態

3.2.1 密度変化進展状態の形状および極性効果

図-6 は $10^{-3}[\text{N}]\text{KCl}$ 水溶液面上 $d=0.5\text{ mm}$ とした針対平板ギャップにインパルス電圧(波高値 $V_m=13.8\text{ kV}$) を印加する場合、電圧印加後 t [μs] における針端から平板方向への密度変化進展状態を示すカラーシュリーレン像である。正針の場合その形状は中心の黒い密度変化と周縁の白色針状密度変化に分かれ、負針の場合中心の密度変化とそれを包む密度変化に分かれ、密度変化が複雑な構造を呈することがわかる。また、 t の変化に関して調べてみると、正針の場合 t が大きくなるにつれて針状密度変化の長さが短くなり、一方負針の場合 $t=0.5\mu\text{s}$ の時の密度変化は点状を呈している。

図-7 は密度変化進展距離 l_d におよぼす t の影響を示す。電圧印加後ごく短時間のうちに密度変化が現われ⁽³⁾、時間が経過するとともに l_d は漸次増加し、正針 (l_d^+) の方が負針 (l_d^-) に比べ、 $l_d^+ > l_d^-$ となる。

3.2.2 密度変化進展状態におよぼす濃度および波高値の影響

図-8 は $V_m=13.8\text{ kV}$ 、 $d=0.5\text{ mm}$ とした時の $10^{-4}[\text{N}]\text{KCl}$ 水溶液における密度変化を、同じく図-9 は蒸留水における密度変化を示すカラーシュリーレン像である。

図-8 から、正針においては $10^{-3}[\text{N}]\text{KCl}$ 水溶液と同様の形状を呈し、負針では中心の密度変化が羽毛状を呈しており、それを包絡する密度変化も存在することがわかる。

図-9 から、正針では顕著ではないが 10^{-3} 、 $10^{-4}[\text{N}]$ と同様の特徴が見られ、負針では中心の密度変化とこれを包絡する円状の密度変化の重なった形状が認められる。

これらの結果から密度変化の形状は濃度よりはむしろ針端極性によって大きく左右されることが知られる。

図-10 は 10^{-3} 、 $10^{-4}[\text{N}]\text{KCl}$ 水溶液および蒸留水における時間 t に対する密度変化進展距離 l_d を示したものである。実験範囲内において正針・負針に対し、 $l_d^+ > l_d'^+ > l_d''^+$ および $l_d^- > l_d''^-$ の関係が得られる。これらの結果から濃度 \rightarrow 大とともに $l_d \rightarrow$ 大、すなわち密度変化

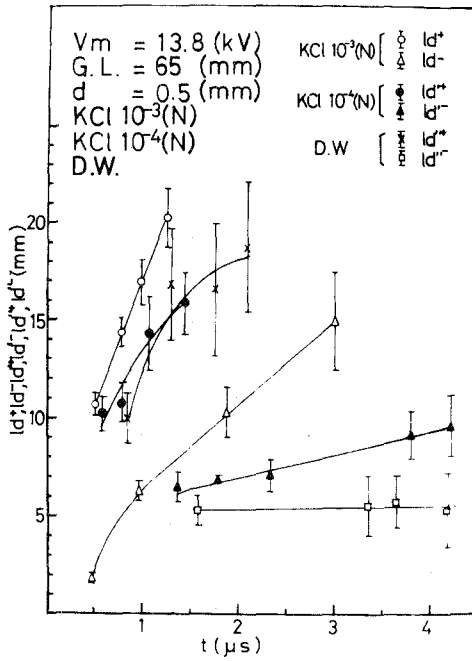
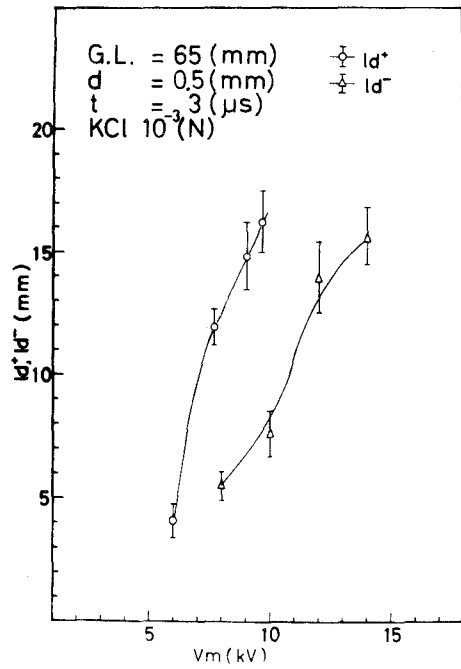
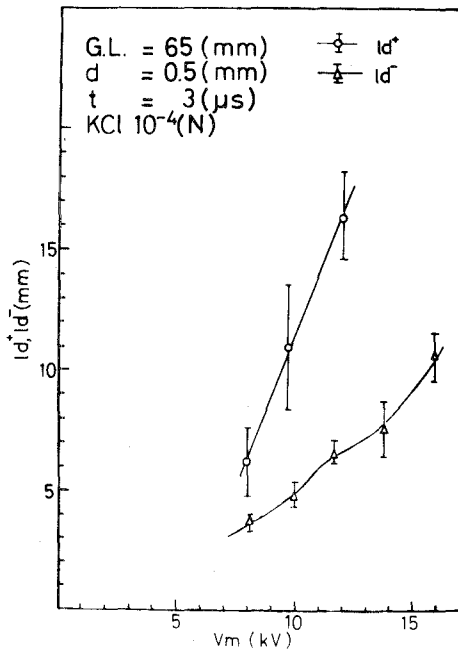


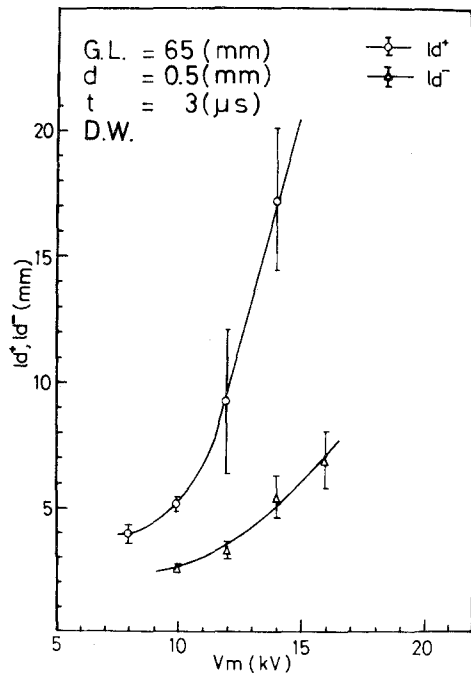
図-10 l_a におよぼす濃度の影響



(a) 10^{-3} [N] KCl 水溶液



(b) 10^{-4} [N] KCl 水溶液



(c) 蒸留水

図-11 l_a におよぼす V_m の影響

が進展しやすいことがわかる。

図-11は $t = 3 [\mu s]$ における波高値 V_m に対する密度変化進展距離 l_d の変化を示す。(a) は $10^{-3} [N]$ KCl 水溶液の場合で、 V_m が大きくなるにつれて l_d 、 l_a 共に次第に大きくなっていく。正針の場合、 $V_m = 6 \sim 8 \text{ kV}$ における l_d の増加量は $V_m = 8 \sim 10 \text{ kV}$ における増加量よりも大きい。負針の場合、 $V_m = 10 \sim 12 \text{ kV}$ で急激に l_d が増加していること、それ以上の V_m では増加の割合が小さくなっていることがわかる。(b) は $10^{-4} [N]$ KCl 水溶液の場合、(c) は蒸留水の場合で、共に $V_m \rightarrow$ 大とともに $l_d \rightarrow$ 大となっている。

3.2.3 密度変化進展状態におよぼす液厚の影響

図-12は $10^{-3} [N]$ KCl 水溶液、 $V_m = 13.8 \text{ kV}$ の時の $t = 5 [\mu s]$ における密度変化進展距離 l_d におよぼす液厚 h の影響を示す。 $h \rightarrow$ 大とともに $l_d \rightarrow$ 大すなわち密度変化が進展しやすいことがわかる。

3.2.4 密度変化進展状態に関する一考察

以上の結果から形状については次のようなことがわかる。正針の場合中心の密度変化とその周縁の針状密度変化からなり、濃度に関係なくこれらの密度変化が存在し、中心の密度変化はストリーマに対応すると考えられる。また、電圧印加後の時間 t が経過するにつれて針状密度変化の長さが短くなっていることがわかる。負針の場合、中心の密度変化とそれを包絡する密度変化が存在する。濃度に関係なく包絡密度変化は見られるが、これは中心の密度変化形状の変化に対応して変化している。このように正針と負針の密度変化形状が異なるのは明らかに進展機構の違いによるものと考えられる。

密度変化進展距離について考察すると、濃度および液厚 \rightarrow 大とともに $l_d \rightarrow$ 大となるが、これは密度変化進展端と平板間の水溶液抵抗が大きな影響を与えていると考えられる⁽⁶⁾。しかし、 t が小さい範囲では導電率の影響はあまり見られないところから、この範囲では針-水面間で放電が生じたことによりある程度密度変化が進展するものと思われる。

3.2.5 密度変化およびストリーマ進展状態についての対応性

図-13は3.2.1における密度変化進展距離 l_d と対応するストリーマ進展距離 l_c を示す。

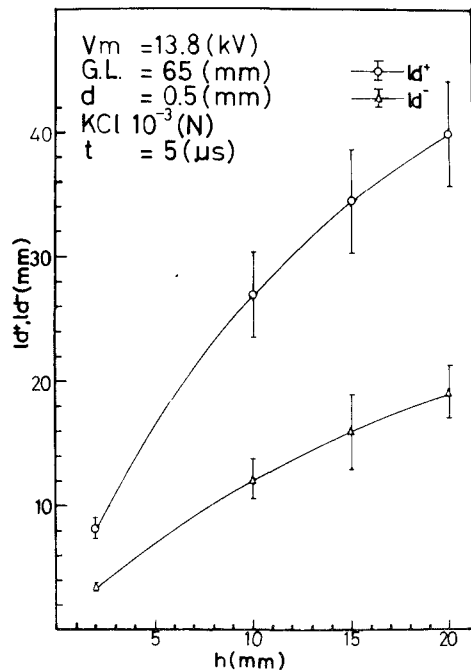
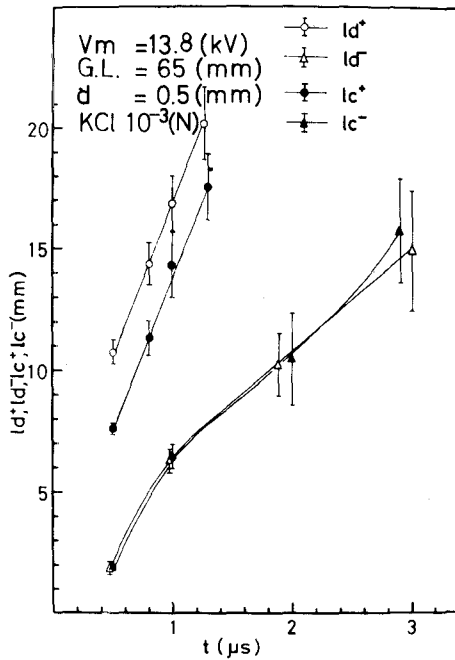
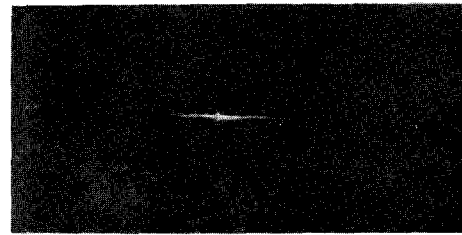
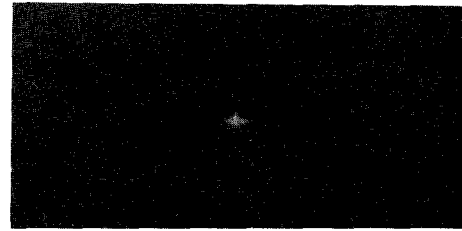


図-12 l_d におよぼす h の影響

図-13 l_a と l_c の対応性

(a) 正針



(b) 負針

図-14 ストリーマ進展状態 ($t=0.5$ [μ s])

正針, 負針共 l_a と l_c に対応性が見られ, 特に負針において顕著である。

図-14はストリーマ進展状態である。これは水面に対して水平方向からストリーマを直接撮影したもので, 水面に対して垂直方向から撮影した密度変化と撮影方向が異なるため形状の一致は見られない。

正針・負針共に針先端である中央部の点状部分から水面に沿ってストリーマが進展している状態が見られる。

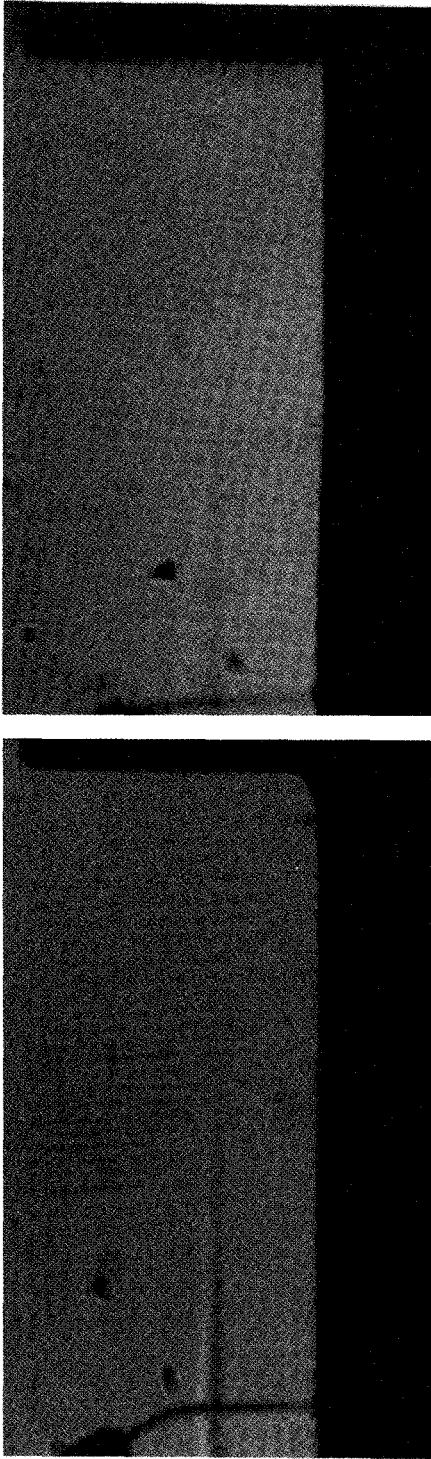
3. 3 水平方向から観測した密度変化進展状態および対応するストリーマ進展状態

3.3.1 密度変化進展状態

図-15は $d=0.5$ mmとした 10^{-3} [N]KCl水溶液に $V_m=13.8$ kVのインパルス電圧を印加したときの密度変化進展状態をカラーシュリーレン法によって撮影したものである。正針・負針共に気中部分に水面に平行な直線状密度変化と水面に沿う密度変化が見られ, 図-16との比較から水面に沿う密度変化はストリーマと一致している。

3.3.2 ストリーマ進展状態

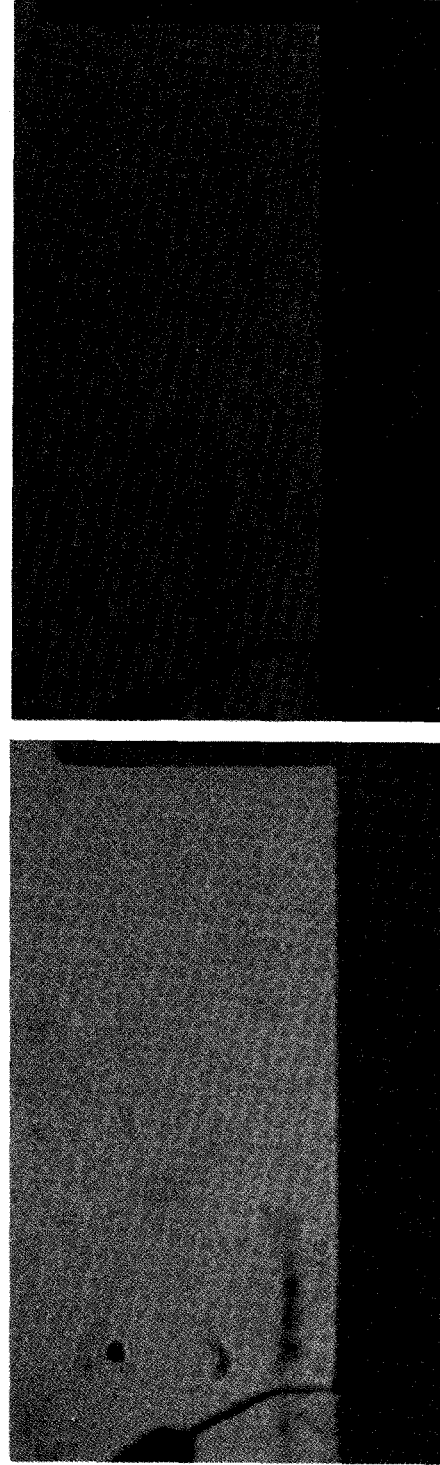
図-16は図-15に対応するストリーマ進展状態を示す。正針の場合, 小刻みに曲がり, 枝分かれも多い。負針の場合, 小刻みな曲がりはなく, 枝分かれも正針に比べて少ない。



(a) 正針, $t = 2.7\mu s$

図-15 水平方向から観測した密度変化進展状態 (10^{-3} (N) KCl 水溶液)

(b) 負針, $t = 4.3\mu s$



(a) $tr = 2.3\mu s$

(b) $tr = 20.3\mu s$

図-17 上方への密度変化進展状態 (10^{-3} (N) KCl 水溶液, $V_m = 13.8kV$)

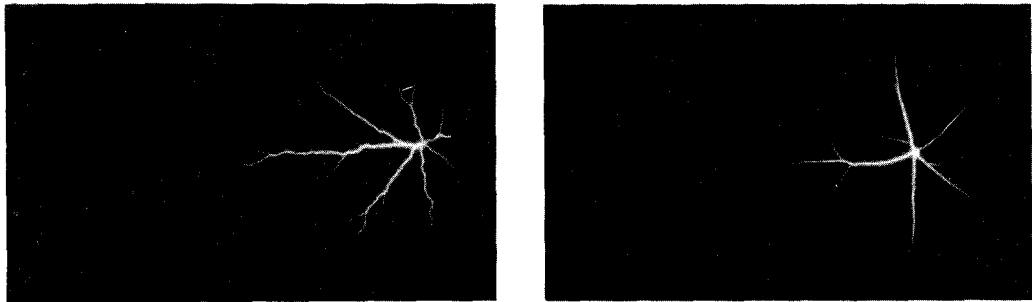
(a) 正針, $t = 2.7\mu\text{s}$ (b) 負針, $t = 4.3\mu\text{s}$

図-16 ストリーマ進展状態

3.3.3 直線状密度変化に関する考察

図-14のストリーマ進展状態の結果から直線状密度変化に対応するストリーマは存在しない。したがって、この部分はストリーマ進展に付随して生ずるものと考えられるので、MFの発光時間を変えて実験を試みた。

図-17はカラーシュリーレン法による密度変化進展状態を示す。直線状密度変化が上方へ移動していることがわかる。ここで、 t_r は電圧印加後のMF発光時間を示す。

図-18は直線状密度変化の上方への進展距離 H_s と時間 t の関係を示す。平均の上昇速度は、正針の場合362 m/s、負針の場合363 m/sで、本実験における平均温度20°Cにおける音速以上の速度を示し、衝撃波であると思われる。

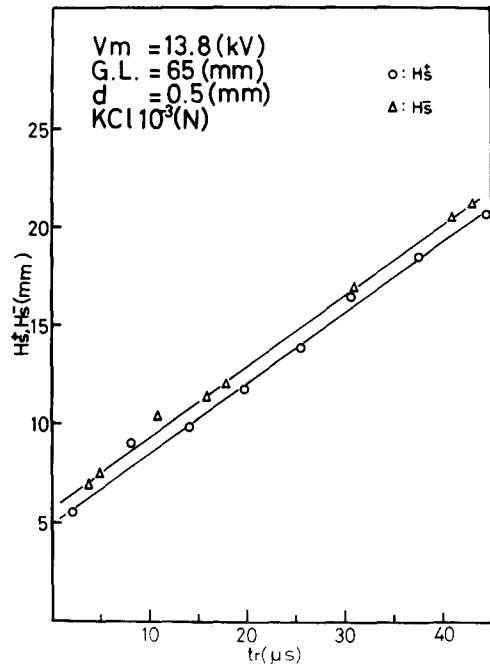


図-18 上方への密度変化進展状態

4. ま と め

水面上に配置した針対平板ギャップにインパルス電圧を印加した場合の放電進展状態について、カラーシュリーレン法と電圧さい断法を用いて、種々の条件下で実験を行なった。得られた結果を要約すると次の通りである。

(1) 水面上のインパルス破壊現象の研究にカラーシュリーレン法を導入することによって、通常のモノクロームシュリーレン法では得られない密度変化の内部状態について考察すること

ができた。

(2) 垂直方向からの密度変化の観測結果から、その形状において、正針の場合は中心の密度変化と針状密度変化、負針の場合は中心の密度変化とそれを包絡する密度変化が存在する。

(3) 水平方向からの密度変化の観測結果から、その形状において、正針・負針共に気中部分に水面に平行な直線状密度変化と水面に沿う密度変化が存在する。前者は水面に沿うストリーマの進展に伴って発生し、上昇して行く衝撃波と考えられる。

(4) 密度変化進展距離 l_d は濃度、 V_m および h によって影響をうけ、濃度 $\cdot V_m \cdot h \rightarrow$ 大と共に $l_d \rightarrow$ 大となる。

(5) 密度変化およびストリーマの進展には著しい極性効果があり、またそれらの間には対応性がある。

(昭和 55 年 5 月 21 日受理)

参 考 文 献

- (1) 松尾・大重・柚木・三田：電学論，89-9，1727 (1969)
- (2) F. D. A. Boylett and I. G. Maclean : Proc. R. Soc. Lond., A324, 469 (1971)
- (3) 森川：電学論，92-A，27 (1972)
- (4) 大垣：放電研究会資料，ED-77-7 (1977)
- (5) 中尾：放電研究会資料，ED-76-7 (1976)
- (6) 松尾：電学論，97-A，23 (1977)



可変周波運転同期電動機の負制動現象の解析

(近似固有値と臨界周波数)

近藤 修・木村 勝弘*
水野 修児**・大窪 協

Analysis of Negative Damping Phenomenon of Synchronous Motor Driven by Variable Frequency Source (Approximate Eigenvalue and Critical Frequency)

Osamu Kondo, Katuhiro Kimura, Shuji Mizuno
and Kyo Okubo

Abstract

In this paper, the instability phenomenon of a synchronous motor driven by a ideal variable frequency source is analysed.

Deducing the approximate eigenvalue formulas of the linear model of the motor and examining the real part of the formulas correspondent to small oscillation of the rotor shaft, it is clarified that the phenomenon is caused by the negative damping torque of the motor in low frequency operation.

The relations among the negative damping torque and operating conditions and main parameters are investigated and also examined critical frequency to keep steady operation of the motor.

1 ま え が き

可変周波数インバータ電源で駆動される同期電動機の諸特性解明のための研究は広く行なわれており、低周波運転時に発生する不安定現象についても、いくつかの成果が報告されている⁽¹⁾⁽²⁾。この現象は同期電動機が、定格周波数の数分の一以下の低周波運転時において、回転子軸の機械的動揺として観測されるもので、運転条件などによっては脱調に至る恐れもある。この現象の理論的解明のため従来主として用いられていた手法は、線形動的モデルに基づいて、システム行列または特性方程式の固有値を計算し、その実数部分の符号によって解の安定性を評価するか、現象発生の条件を電動機定数や運転条件を用いて近似的に表現するものである。しかし得られる結果の一般性や精度の点で、それぞれ長短があり、必ずしも満足すべきものとは考えられない。

本研究は、線形動的モデルに依存するのは従来通りであるが、その固有値を解析的に閉じた

* 現 東芝電気k.k. ** 現 三菱電機k.k.

形で表現し、その物理的意義を見失うことなく、また実用上の精度も十分保証できるような近似式を得ることを目的としている。同期機回転子軸の機械的自励振動には負制動現象⁽³⁾⁽⁴⁾として古くから知られている不安定運転状態があるが、この報告においても、間接的ではあるが、その類似性に着目して解析を進めている。対象としたモデルは、実用的には幾分制限のある機種ではあるが、解析の過程において既知の物理像を反映させ、近似固有値の表現を求め、主要パラメータとの関連を調べ、かつ厳密値と比較している。さらに、回転子の機械的動揺に関する固有値式より安定運転が可能な臨界周波数を求め、運転条件や主要パラメータの影響について述べている。

2 基礎方程式と近似固有値

2-a 基礎方程式

本論文で対象とする同期電動機は、図-1に示すように、可変周波数変換装置を経て三相交流電源に接続されているから、一般的にこの変換装置の構成や動作特性によって、電動機の動特性にも無視し得ないような影響を及ぼすと考えられる。しかしここでは、可変周波数運転時の電動機固有の特性を解析の対象とするので、電源側の装置には理想的な正弦波周波数変換の機能を付与し、焦点を電動機単体の挙動に合わせることにする。また電動機は回轉界磁、円筒回転子および制動巻線なしの構造とする。この電動機の変周波運転時の数式モデルは、磁気回路の線形性と鉄損無視の仮定の下で、以下のように、 $d-q$ 座標系⁽⁵⁾での電圧方程式と回転子軸のトルク平衡式で構成されている。

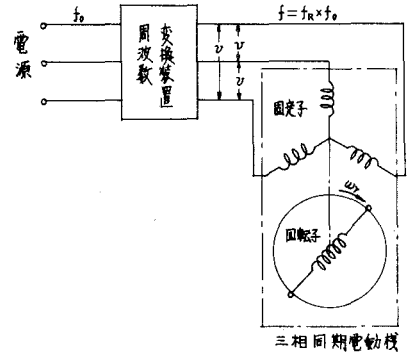


図-1 系構成図

$$p\varphi_d = -\omega_o \{r_a i_d - \varphi_q (f_R + \omega'_r) - v_d\} \quad (1)$$

$$p\varphi_q = -\omega_o \{r_a i_q + \varphi_d (f_R + \omega'_r) - v_q\} \quad (2)$$

$$p\varphi_f = -\omega_o (r_f i_f - v_f) \quad (3)$$

$$p\omega'_r = (T_e - T_m) / M \quad (4)$$

$$p\delta = -\omega_o \omega'_r \quad (5)$$

$$\varphi_d = x_d i_d + x_{af} i_f \quad (6)$$

$$\varphi_q = x_q i_q \quad (x_d = x_q) \quad (7)$$

$$\varphi_f = x_{af} i_d + x_{ff} i_f \quad (8)$$

$$T_e = \varphi_d i_q - \varphi_q i_d \quad (9)$$

$$v_d = -v \sin \delta \quad v_q = v \cos \delta$$

ここで

- φ_d, φ_q : 固定子巻線直軸および横軸磁束鎖交数
- v_d, v_q : 固定子巻線直軸および横軸端子電圧 v : 電源電圧
- i_d, i_q : 固定子巻線直軸および横軸電流 i_f : 界磁巻線電流
- φ_f : 界磁巻線磁束鎖交数 v_f : 界磁巻線端子電圧
- r_a : 固定子巻線抵抗 r_f : 界磁巻線抵抗
- x_d : 固定子直軸インダクタンス x_q : 固定子横軸インダクタンス
- x_{afd} : 固定子直軸巻線と界磁巻線間の相互インダクタンス
- x_{ffd} : 界磁巻線自己インダクタンス
- ω_o : 定格同期角速度 ω_r' : 回軸子角速度の変動分 f_R : 運転周波数/定格周波数
- δ : 内部相差角 T_e : 電動機発生トルク T_m : 機械トルク
- M : 慣性定数 $p = d/dt$

式(1)~(9)は非線形方程式であるが、定常運転近傍での解の安定性を調べるため、原点を定常運転点に移動し、その近傍での微小変動を仮定する。添字 0 を定常運転点、添字 ' を変動分のために用いて

$$\begin{aligned} \varphi_d &= \varphi_{d0} + \varphi_d' & \varphi_q &= \varphi_{q0} + \varphi_q' & \varphi_f &= \varphi_{f0} + \varphi_f' \\ i_d &= i_{d0} + i_d' & i_q &= i_{q0} + i_q' & i_f &= i_{f0} + i_f' \\ \omega_r &= f_R \omega_o + \omega_r' & \delta &= \delta_o + \delta' \end{aligned}$$

などとして、式(1)~(9)に代入し、二次以上の変動分を無視すれば、線形方程式として、ベクトル形式で以下のように表現できる。

$$\mathbf{x} = [\varphi_d' \ \varphi_q' \ \varphi_f' \ \omega_r' \ \delta']_t \tag{10}$$

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{A} \mathbf{x} \tag{11}$$

$$\mathbf{A} = \begin{bmatrix} -\omega_o r_a / x_d' & \omega_o f_R & \omega_o r_a x_{afd} / x_d' x_{ffd} & \omega_o \varphi_{q0} & v \cos \delta_o \\ \omega_o f_R & -\omega_o r_a / x_q & 0 & -\omega_o \varphi_{d0} & v \sin \delta_o \\ x_{afd} / x_d T_d' & 0 & -1 / T_d' & 0 & 0 \\ -X & Y & x_{afd} \varphi_{q0} / x_d' x_{ffd} M & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\omega_o & 0 \end{bmatrix} \tag{12}$$

ここで $x_d' = x_d - x_{afd}^2 / x_{ffd}$ $T_d' = x_d' x_{ffd} / x_d \omega_o r_f$
 $X = \varphi_{q0} (1/x_d' - 1/x_d) / M$ $Y = \{E_q' / x_d' - \varphi_{d0} (1/x_d' - 1/x_d)\} / M$ $E_q' = x_{afd} \varphi_{f0} / x_{ffd}$

式(11)は、以下の解析を進めるための基本式である。

2 - b 近似固有値

与えられた電動機の諸定数や運転条件に対して、その運転の安定性はシステム行列の式(12)

の固有値実数部の符号を調べることによって判定できるから、具体的な安定判定は Hurwitz 行列式や特性方程式によって直接数値計算に頼ることも出来るが、その固有値を解析的に閉じた形で表現でき、さらにその物理的意義や電動機定数との関連が明らかであれば、実用的にも、設計や運転条件設定のため寄与できるものと考えられる。このためシステム行列の特性方程式解析的に処理しなければならないが、式 (12) から明らかのように、5 次の代数方程式の数式処理であり、近似的な取扱いにならざるを得ない。さて式 (12) の特性方程式は以下のように書くことができる。

$$|s - \mathbf{AI}| = s^5 + a_1 s^4 + a_2 s^3 + a_3 s^2 + a_4 s + a_5 = 0 \quad (13)$$

ここで

$$\begin{aligned} a_1 &= \omega_o r_a (1/x'_d + 1/x_q) + 1/T'_d \\ a_2 &= \omega_o^2 (f_R^2 + r_a^2/x'_d x_q) + \omega_o (X \varphi_{qo} + Y \varphi_{do}) + 2\omega_o r_a/x_q \\ a_3 &= \omega_o^2 v (X \cos \delta_o - Y \sin \delta_o) + \omega_o^2 f_R (Y \varphi_{qo} - X \varphi_{do}) + \omega_o^2 r_a (\varphi_{qo} X/x_d + \varphi_{do} Y/x'_d) \\ a_4 &= \omega_o^3 v r_a (X \cos \delta_o/x_d - Y \sin \delta_o/x'_d) + \omega_o^3 v f_R (Y \cos \delta_o + X \sin \delta_o) \\ &\quad + \omega_o^3 Y (-v \sin \delta_o + f_R \varphi_{qo} + r_a \varphi_{do}/x_d)/T'_d \\ a_5 &= \omega_o^3 v Y (f_R \cos \delta_o - r_a \sin \delta_o)/T'_d \\ \varphi_{do} &= \omega_o^2 \{v (f_R x'_d x_q \cos \delta_o - r_a x'_d \sin \delta_o) + r_a^2 E'_q\}/Z' \quad Z' = \omega_o^2 f_R^2 x'_d x_q + r_a^2 \\ \varphi_{qo} &= \omega_o^2 \{v (f_R x'_d x_q \sin \delta_o + r_a x_q \cos \delta_o) - f_R x_q r_a E'_q\}/Z' \end{aligned}$$

式 (13) の各係数の視察によって、 s の一次と零次の係数 a_4 と a_5 は ω_o に比例し、他の係数に比較して十分大きい。よって、近似固有値の一つとして以下の式が得られる。

$$\alpha = \frac{a_5}{a_4} = \frac{Y (f_R \cos \delta_o - r_a \sin \delta_o/x_d)}{T'_d \{r_a (X \cos \delta_o/x_d - Y \sin \delta_o/x'_d) + f_R (Y \cos \delta_o + X \sin \delta_o)\}} \quad (14)$$

展開して、 r_a^2 の項を無視して

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{f_R E'_q \cos \delta_o/x'_d - (x_q - x'_d) v \cos^2 \delta_o/x'_d x_q + r_a (x_q - x'_d) v \sin 2\delta_o/f_R x'_d x'_d}{T'_d \{f_R E'_q \cos \delta_o/x'_d - (x_q - x'_d) v \cos 2\delta_o/x'_d x_q - r_a (x_d^2 - x_q^2) v \sin 2\delta_o/f_R x'_d x_q^2\}} * \\ &\quad * \frac{-r_a E'_q \sin \delta_o/x'_d x_d}{-r_a (2x_q - x'_d) E'_q \sin \delta_o/x'_d x_q} \quad (15) \end{aligned}$$

次に他の 4 固有値を求めるため、同期電動機の動特性に関する従来の理論を用いて、これらの固有値によって二組の振動現象が表現されると仮定し、特性方程式を下記のように書直す。

$$(s + \alpha) \{(s + \gamma_1)^2 + D_1^2\} (s^2 + 2\gamma_2 s + D_2^2) = 0 \quad (16)$$

ここで、 γ_1 と D_1 は電動機における電磁的減衰振動を表現するため、 γ_2 と D_2 は回転子軸の機械的動揺を記述するためとする。式 (16) を展開し、式 (13) の各項と比較して、

$$a_1 = 2(\gamma_1 + \gamma_2) + \alpha \quad (17)$$

$$a_2 = \gamma_1^2 + D_1^2 + D_2^2 + 4\gamma_1\gamma_2 + \alpha(2\gamma_1 + 2\gamma_2) \quad (18)$$

$$a_3 = 2\gamma_1 D_2^2 + 2\gamma_2(\gamma_1^2 + D_1^2) + \alpha(\gamma_1^2 + D_1^2 + D_2^2 + 4\gamma_1\gamma_2) \quad (19)$$

$$a_4 = D_2^2(\gamma_1^2 + D_1^2) + \alpha\{2\gamma_1 D_2^2 + 2\gamma_2(\gamma_1^2 + D_1^2)\} \quad (20)$$

$$a_5 = \alpha D_2^2(\gamma_1^2 + D_1^2) \quad (21)$$

となる。また、二組の共役複素固有値を決定するため、以上の諸式に加えて、次の条件を仮定する。次節で明らかのように、角速度一定における電磁過渡特性の知識を用いて、

$$\gamma_1^2 + D_1^2 = f_R^2 + r_a^2 / x_d' x_d \quad (22)$$

とおき、さらに、回転子軸の動揺には、過渡同期化トルクが主要な役割を果たし、それが界磁巻線抵抗に略無関係であることを考慮して、 $r_f = 0$ すなわち $\alpha = 0$ とおく。この条件のもとで、式(20)より D_2^2 を求めると

$$D_2^2 = \frac{\omega_o v x_d' x_d}{f_R^2 x_d' x_d + r_a^2} \left\{ r_a \left(\frac{X}{x_d} \cos \delta_o - \frac{Y}{x_d} \sin \delta_o \right) + f_R (Y \cos \delta_o + X \sin \delta_o) \right\} \quad (23)$$

さらに、 r_a^2 を含む項を無視して、近似を進めれば

$$D_2^2 = \frac{\omega_o v E_q'}{f_R x_d M} \cos \delta_o - \frac{\omega_o v^2}{f_R^2 M} \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_d} \right) \cos 2\delta_o + \frac{\omega_o r_a v}{f_R^2 x_d'^2 M} \cdot \left\{ \frac{E_q'}{x_d} (x_d' - 2x_d) \sin \delta_o - \frac{v}{f_R x_d^2} (x_d'^2 - x_d^2) \sin 2\delta_o \right\} \quad (24)$$

をうる。次に式(17)と(19)より

$$\gamma_2 \doteq (a_3 - a_1 D_1^2) / 2(\gamma_1^2 + D_1^2) \quad (r_f = 0)$$

となるが、式(22)と(23)を代入し、 r_a^2 の項を無視して、界磁巻線抵抗零の場合の電磁制動トルクとして、次式が得られる。

$$\{\gamma_2\}_{r_f=0} = \frac{-r_a}{2f_R^2 x_d x_q M} \left\{ \frac{v^2}{f_R^2} \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_d} \right)^2 - \frac{2vE_q'}{f_R x_d} \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_q} \right) \cos \delta_o + \frac{E_q'^2}{x_d^2} \right\} \quad (25)$$

式(17)と(25)より

$$\{\gamma_1\}_{r_f=0} = \frac{\omega_o r_a}{2} \left(\frac{1}{x_d'} + \frac{1}{x_d} \right) + \frac{r_a}{2f_R^2 x_d' x_d M} \left\{ \frac{v^2}{f_R^2} \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_d} \right)^2 - \frac{2vE_q'}{f_R x_d} \cdot \left(\frac{1}{x_d'} - \frac{1}{x_q} \right) \cos \delta_o + \frac{E_q'^2}{x_d^2} \right\} \quad (26)$$

となり、式(22)より

$$D_1^2 \doteq \omega_o^2 \left\{ f_R^2 - \left(\frac{x_d' - x_d}{2x_d' x_d} \right)^2 r_a^2 \right\} \quad (27)$$

をうる。

界磁巻線の抵抗が零でない場合の固有値中、特に影響を受けるのは γ_2 の値であり、これは式(17)を用いて次のように表現できる。

$$\{\gamma_2\}_{r_f \neq 0} = \{\gamma_2\}_{r_f = 0} + \frac{1}{T_d}(1 - \alpha T_d) \tag{28}$$

また

$$\{\gamma_1\}_{r_f \neq 0} = \{\gamma_1\}_{r_f = 0} + \alpha T_d \tag{29}$$

となるが、右辺第2項の影響は小さい。D₁およびD₂についても、同様の手法で補正項を求めることが可能であるが、その影響は小さく、近似式の複雑化に対して得るところは少なく、物理的意義の明確さの点などから、式(23)および(27)をそのまま用いることにする。

3 数値計算結果と考察

3-a 数値計算結果

前章で得られた各近似固有値式の精度を調べるため、下記の電動機定数を基本として、システム行列Aの厳密固有値と近似値を比較する。

電動機定数 (単位:P.U)

$$\begin{array}{llll} x_d = 1.25 & x_q = 1.25 & x_{afd} = 1.1 & x_{ffd} = 1.2 \\ r_a = 0.01 & r_f = 0.0005 & M = 2.0 & \end{array}$$

運転条件

$$E_q = 1.2 \quad \delta_0 = 0.1 \sim 0.5 \quad f_R = 1.0 \sim 0.1$$

(1) α

図-2と図-3は界磁回路に起因する減衰特性との関連を電動機負荷と電機子抵抗について調べているが、前者において、負荷の増加が減衰性を低下させ、後者においては、低周波領域

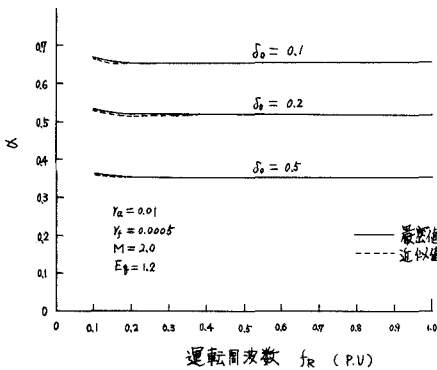


図-2 近似固有値 I (α)

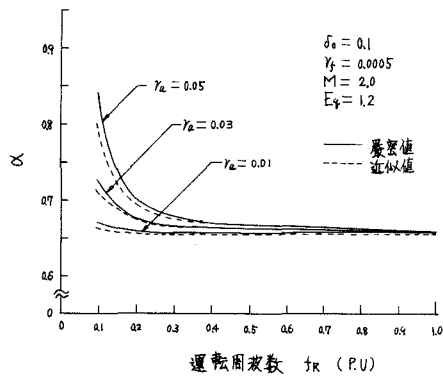


図-3 近似固有値 II (α)

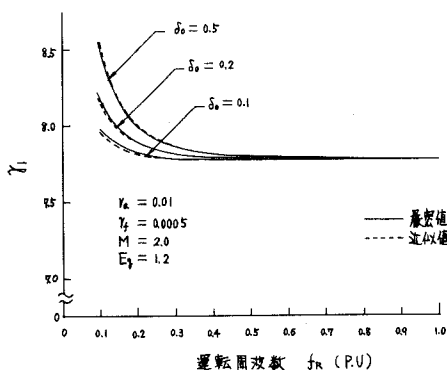


図-4 近似固有値III (γ_1)

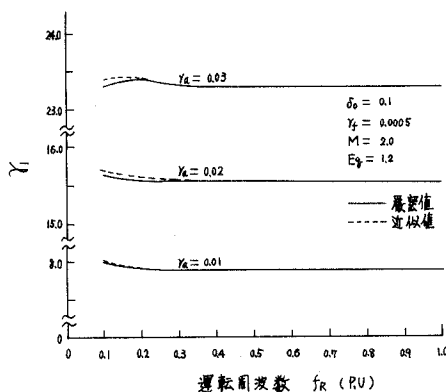


図-5 近似固有値IV (γ_1)

において、減衰性の増加が見られる。特に低周波、高電機子抵抗程この傾向が助長される。近似式の精度は、 $f_R \leq 0.1$ において若干低下するが、広い運転条件およびパラメータ変化に対して、実用的に十分であることが確認できる。

(2) γ_1 および D_1

図-4と図-5は電機子時定数が主要項である γ_1 と、電動機負荷および電機子抵抗変化の影響を示しているが、電動機負荷の効果は低周波領域で急激に現れ、負荷の増加と共に減衰性は増加している。電機子抵抗の効果は、主要項の影響が圧倒的に大であり、運転周波数の広い範囲にわたって式(26)の右辺第1項が有効であることがわかる。又図より、近似値は十分な精度を有していることが明らかである。

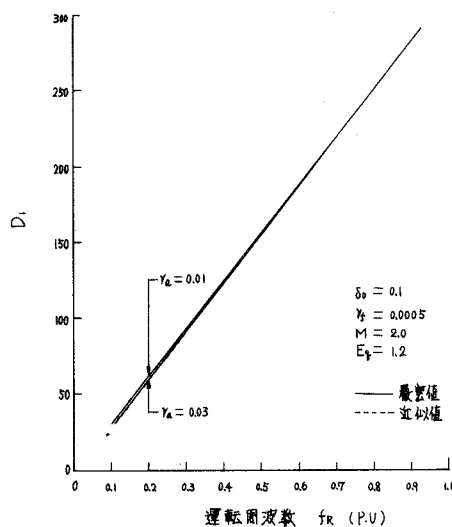


図-6 近似固有値V (D_1)

図-6は D_1 の計算結果であるが、近似値と厳密は十分一致しており、 D_1 の式(22)の仮定が正しいことを示している。

(3) γ_2 および D_2

図-7～図-10は回転子軸の動揺時における電磁制動トルクに対する電動機負荷および主要パラメータの影響を図示している。標準的な電機子抵抗値($r_a=0.01$)で制動トルクの符号の逆転が見られ、これが解の不安定性の只一つの原因となっていることがわかる。また、電動機負荷の減少や電機子抵抗値の増加とともに、負の制動トルクの周波数範囲が上方に広がるが、これは、負制動現象に関する従来の理論を可変周波運転条件に拡張することによって、予測できる傾向であり、此の不安定現象を負制動現象の範疇に組入れる理由である。界磁抵抗および慣性定数がこの制動トルク特性に及ぼす影響の調査は必ずしも十分でなく、特に後者について

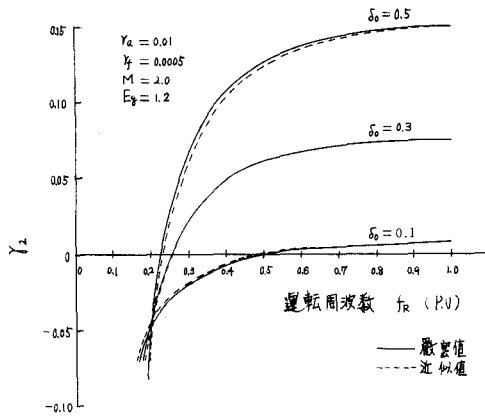


図-7 近似固有値VI (γ_1)

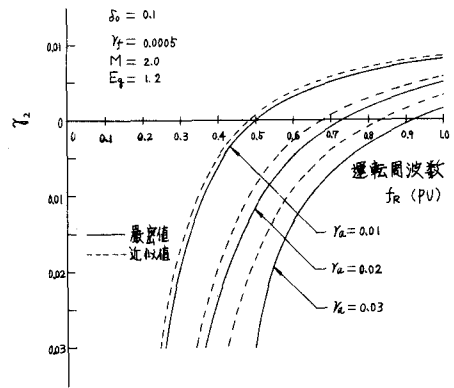


図-8 近似固有値VII (γ_2)

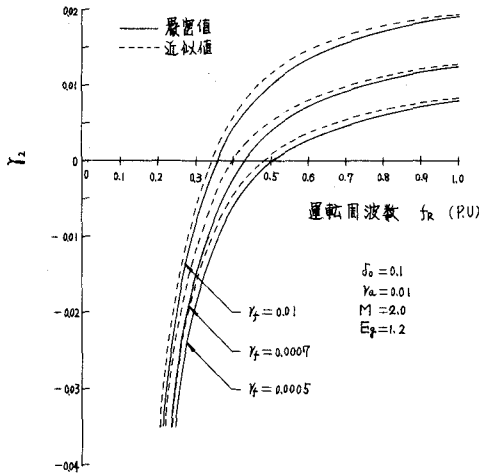


図-9 近似固有値VIII (γ_2)

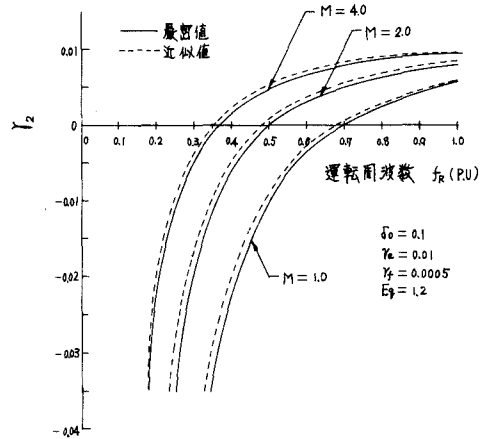


図-10 近似固有値IX (γ_2)

の指摘は見当らない。過渡安定度理論においては、その効果が強調されているに反して、負制動現象に関して、殆んど論述されていないが、動揺時における電磁制動トルクの計算法とも関連させて、次節以降において再び検討する。近似式の精度は、各図より、実用的に十分良好であることも明らかである。

図-11は D_2 の計算値であるが、低周波領域で若干精度は低下するが、運転周波数の広い範囲でよい精度を示している。

以上各近似固有値式の精度は、ほぼ停止に近い低周波運転領域を除いて実用的には十分良好であり負制動トルクによる不安定運転現象も、運転条件や主要パラメータを用いて、十分

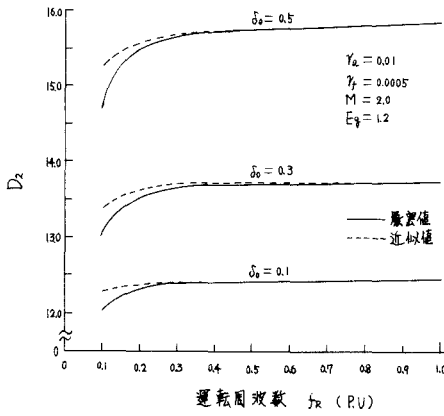


図-11 近似固有値 X (D₂)

精度高く予測計算できることが明らかになった。

3-b 近似固有値式の物理的意義

前節まで、線形モデルを解析の対象とし、システム行列およびその特性方程式から固有値の近似式を求め、数値計算によってその有効性を検討して来たが、解析の手順を若干変更し、最初に磁束鎖交数やトルクを内部相差角や角速度の関数として表現し、次いで回転子動揺の効果をより具体的に解析する。この解析の過程および解形式の考察によって、近似固有値式の物

理像がより明確になる。

式(1)~(3)において、変動量の積 $\varphi'_d \omega'_r$ と $\varphi_q \omega'_r$ を無視し、式(6)~(8)を用いて書直し、両辺をラプラス変換して

$$\psi_d(s) = L\{\varphi'_d\} \quad \psi_q(s) = L\{\varphi'_q\} \quad \psi_f(s) = L\{\varphi'_f\}$$

とにおいて、S領域で磁束鎖交数の解を求める

$$\begin{bmatrix} \psi_d(s) \\ \psi_q(s) \\ \psi_f(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (s + \omega_0 r_a / x'_d) & -\omega_0 f_R & -\omega_0 r_a x_a f_d / x'_d x_f f_d \\ \omega_0 f_R & (s + \omega_0 r_a / x_q) & 0 \\ -x_a f_d / x_d T'_d & 0 & (s + 1/T'_d) \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \omega_0 \varphi_{q0} L\{\omega'_r\} + L\omega_0\{v_d - v_{d0}\} \\ \omega_0 \varphi_{de} L\{\omega'_r\} - \omega_0 L\{v_q - v_{q0}\} \\ 0 \end{bmatrix} \tag{30}$$

この式の特性方程式は、 r_a^2 の項を無視して

$$\Delta(s) \cong (s + 1/T'_d)\{(s + \gamma)^2 + A^2\} = 0 \tag{31}$$

と書くことが出来る。ここで

$$\begin{aligned} \gamma &= \omega_0 r_a (1/x'_d + 1/x_d) / 2 \\ \gamma^2 + A^2 &= \omega_0^2 (r_a^2 / x_d x'_d + f_r^2) \end{aligned}$$

式(31)は、回転子の動揺に無関係な場合の、電磁量の減衰振動を特徴づける固有値であるから、前述の近似固有値の式(14)、(26)および(27)と比較して

$$\alpha \cong 1/T'_d \tag{32}$$

$$\{\gamma_1\}_{r_f=0} \cong \gamma \tag{33}$$

$$D_i^2 \cong A_i^2 \tag{34}$$

とおくことができる。これより、 α の物理像として短絡界時定数が、 $\{\gamma_1\}_{r_f=0}$ は電機子

時定数が主要項であり、さらに回転子動揺の補正項がそれぞれ、乗、加算されていると考えることが出来る。また D_1 は γ_1 と共に電動機の過度インピーダンスを構成している。

次にもう一組の共役複素固有値の物理像考察のため、式 (30) と (31) において、界磁抵抗を零とおいた場合の解およびトルクを最初に計算しよう。 $r_f=0$ では φ'_d と φ'_q の時間領域の解は次のように書くことができる。ただし、 r_a^2 の項は無視し、かつ電機子抵抗による減衰振動成分は無視している。

$$\begin{aligned} \{\varphi'_d\}_{r_f=0} &\doteq \frac{v}{f_R} (\cos \delta - \cos \delta_0) - \frac{r_a v}{f_R^2 x_q} (\sin \delta - \sin \delta_0) \\ &+ \frac{v}{f_R^2 \omega_0} \left\{ -\cos \delta + \frac{r_a}{f_R} \left(\frac{1}{x'_d} + \frac{1}{x_q} \right) \sin \delta - \frac{r_a}{x_q} \varphi_{q0} + f_R \varphi_{d0} \right\} \frac{d\delta}{dt} \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \{\varphi'_q\}_{r_f=0} &\doteq \frac{v}{f_R} (\sin \delta - \sin \delta_0) + \frac{r_a v}{f_R^2 x_d} (\cos \delta - \cos \delta_0) \\ &+ \frac{v}{f_R^2 \omega_0} \left\{ -\sin \delta - \frac{r_a}{f_R} \left(\frac{1}{x'_d} + \frac{1}{x_q} \right) \cos \delta - \frac{r_a}{x_d} \varphi_{d0} + f_R \varphi_{q0} \right\} \frac{d\delta}{dt} \end{aligned} \quad (36)$$

$r_f=0$ では、

$$i'_d = \{\varphi'_d\}_{r_f=0} / x'_d \quad (37)$$

であること、および φ_{d0} 、 φ_{q0} の初期値を用いて、式(9)より、電動機発生の過渡同期トルクと $\delta = \delta_0$ における過渡同期化トルクを求めると

$$\begin{aligned} T_s &= \frac{v E'_q}{f_R x_d} \sin \delta - \frac{(x_q - x'_d) v^2}{2 f_R^2 x_d x_q} \sin 2\delta + \frac{r_a (x'_d - x_q) v^2}{f_R^2 (x_d x_q)^2} (x_q \cos^2 \delta - x'_d \sin^2 \delta) \\ &+ \frac{r_a v E'_q}{f_R^2 x_d^2 x_q} (2x_q - x'_d) \cos \delta - \frac{r_a E_q'^2}{f_R x_d^2} \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} \left\{ \frac{\partial T_s}{\partial \delta} \right\}_{\substack{\delta=\delta_0 \\ r_f=0}} &= \frac{v E'_q}{f_R x_d} \cos \delta_0 - \frac{(x_q - x'_d) v^2}{f_R^2 x_d x_q} \cos 2\delta_0 - \frac{r_a (x'_d - x_q) v^2}{f_R^2 (x_d x_q)^2} \sin 2\delta_0 \\ &- \frac{r_a v E'_q}{f_R^2 x_d^2 x_q} (2x_q - x'_d) \sin \delta_0 \end{aligned} \quad (39)$$

をうる。さらに $\delta = \delta_0$ において、 $d\delta/dt$ に比例する非同期トルク（電磁制動トルク）は以下のよ
うに表現できる。

$$\{T_d\}_{\substack{\delta=\delta_0 \\ r_f=0}} = -\frac{r_a}{f_R^2 \omega_0} \left[\frac{v^2}{f_R^2} \left(\frac{1}{x_d} - \frac{1}{x_q} \right)^2 + \frac{2v E'_q}{f_R x_d} \left(\frac{1}{x_q} - \frac{1}{x_d} \right) \cos \delta_0 + \frac{E_q'^2}{x_d^2} \right] \quad (40)$$

式 (24) と (39) を比較して

$$D_2^2 \doteq \frac{\omega_0}{M} \left\{ \frac{\partial T_s}{\partial \delta} \right\}_{\substack{\delta=\delta_0 \\ r_f=0}} \quad (41)$$

と書くことができるから、 D_2^2 は過渡同期化トルクに比例し、 D_2 はよく知られている回転子動揺の固有周期に略等しいことがわかる。式(25)と(40)を比較して

$$\{\gamma_2\}_{r_f=0} = \frac{\omega_o}{M} \{T_d\}_{\delta=\delta_o, r_f=0} \quad (42)$$

が成立しているから、 $\{\gamma_2\}_{r_f=0}$ は界磁抵抗が零の場合における電磁制動トルクと考えることが出来、また式(40)の符号は電動機運転においては恒等的に零であるから、この項の存在が負制動現象発生の原因となる。

界磁巻線の抵抗が零でない場合、電動機の磁束鎖交数や電流の時間的変化に界磁回路時定数の影響が現われ、また内部相差角や回転子角速度の時間的変動の影響としての付加成分が加わる。この項の概略評価のため、前述の近似固有値式を参照して、内部相差角および角速度の変動を次式で近似する。

$$\delta(t) \doteq \delta_m \sin \omega_m t \quad (43)$$

$$\omega_r'(t) \doteq -(\delta_m \omega_m / \omega_o) \cos \omega_m t \quad (44)$$

$$\omega_m^2 = (\omega_o / M) \{\partial T_s / \partial \delta\}_{\delta=\delta_o} \quad (45)$$

これらの式を式(30)に代入し、固定子両軸巻線の磁束鎖交数と直軸電流を計算し、電磁量の減衰および減衰振動成分を除いて以下の諸式がえられる。

$$\varphi_d' \doteq \{\varphi_d'\}_{r_f=0} \quad (46)$$

$$\varphi_q' \doteq \{\varphi_q'\}_{r_f=0} + \frac{r_a(x_d - x_d')}{\omega_o f_k^2 x_d x_d' T_d'} \varphi_{a0} \delta' + \frac{r_a v (x_d' - x_d)}{f_k^2 \omega_m^2 x_d x_d' T_d'} \sin \delta_o \frac{d\delta'}{dt} \quad (47)$$

$$i_d' \doteq \frac{1}{x_d} \{\varphi_d'\}_{r_f=0} + \frac{(x_d - x_d')}{\omega_o f_k^2 x_d x_d' T_d'} (r_a \varphi_{q0} + f_R \varphi_{d0}) \delta' + \frac{v(x_d' - x_d)}{\omega_o f_k^2 \omega_m^2 x_d x_d' T_d'} \cdot \left(\frac{r_a}{x_d} \cos \delta_o + f_R \sin \delta_o \right) \frac{d\delta'}{dt} \quad (48)$$

ただし、内部相差角の変動分は小さいとして、線形化している。以上の諸量および $i_q' = \varphi_q' / x_q$ を式(9)に代入して、過渡トルクの $\delta = \delta_o$ における値を求めると次式となる。

$$T_e = \{T_s\}_{\delta=\delta_o, r_f=0} + \{T_d\}_{\delta=\delta_o, r_f=0} \frac{d\delta'}{dt} + \{T_d'\}_{\delta=\delta_o} \frac{d\delta'}{dt} \quad (49)$$

ここで右辺第2項は界磁巻線の抵抗が零の場合における制動トルクで式(40)と同一のものであり、右辺第3項は界磁巻線の抵抗を考慮した制動トルク成分で、 r_a^2 項を無視して、以下のよう表現できる。

$$\{T_d'\}_{\delta=\delta_o} \doteq \frac{v(x_d - x_d')}{f_k^2 \omega_m^2 x_d x_d' T_d'} \left\{ v \sin^2 \delta_o + \frac{r_a v}{f_R x_d} \sin 2\delta_o - \frac{2r_a E_p'}{x_d} \sin \delta_o \right\} \quad (50)$$

これは γ_2 の式(28)の右辺第2項の大ききの2倍に等しいことは、式(45)などを用いて整理すれば容易に確かめることができる。この制動トルク成分は、回転子が同期速度 $f_R \omega_o$ に対して、相対運動するために、界磁巻線電流と回転磁界との間に発生する誘導電動機トルクと考えられ、その働く方向は、回転子の動揺を抑制する向きにある。式(50)からも明らかのように、このトルクが、回転子動揺の周期に反比例することから、固有値の実数部 γ_2 の近似式に慣性定数に比例する項が現われ、次章に述べるように、定常運転臨界周波数が、この定数の影響を受けることになる。

4 安定運転臨界周波数

4-a 安定運転臨界条件

固有値の実数部が正の符号をもつ可能性があるものは、前述したように、回転子動揺と関連する電磁制動トルク係数 γ_2 のみであり、残りの固有値の実数部は、運転状態およびパラメータの広い範囲にわたって常に正である。したがって、解の局所安定性、すなわち定常運転の安定条件は、過渡同期化トルクが正である負荷条件内で、電磁制動トルクの正負にのみ依存し、これが負になると解は発散し、回転子軸には機械的な自励振動現象が発生する。これは可変周波運転時における同期電動機の負制動現象である。

前章迄の解析経過および考察より、回転子軸の動揺を記述する式は、

$$\frac{M}{\omega_o} \frac{d^2 \delta'}{dt^2} = -\{T_d\}_{\delta=\delta_o} \frac{d\delta'}{dt} - \left\{ \frac{\partial T_s}{\partial \delta} \right\}_{\delta=\delta_o} \delta' \quad (51)$$

と書くことが出来るから、負制動現象発生のはきは

$$\frac{\omega_o}{M} \{T_d\}_{\delta=\delta_o} = 2\gamma_2 \leq 0 \quad (52)$$

となり、等号が臨界条件を与える。主要パラメータや運転条件の影響をより具体的に考察するため、臨界条件式は $v_o = v/f_R$ とおいて、下式で表現される。

$$\frac{r_a}{M} \left\{ v_o^2 \left(\frac{1}{x_d} - \frac{1}{x_d'} \right)^2 + \frac{2v_o E_q'}{x_d} \left(\frac{1}{x_d} - \frac{1}{x_d'} \right) \cos \delta_o + \frac{E_q'^2}{x_d'^2} \right\} = \frac{f_R^2}{\left\{ \frac{\partial T_s}{\partial \delta} \right\}_{\delta=\delta_o} T_d'} \cdot \left(\frac{1}{x_d} - \frac{1}{x_d'} \right) \sin \delta_o \left\{ v_o^2 \sin \delta_o + \frac{r_a v_o^2}{f_R x_d} - \frac{2r_a E_q'}{f_R^2 x_d} \right\} \quad (53)$$

式(53)の ω_m^2 として、さらに式(45)を代入し、電動機負荷 δ 、端子電圧 v および界磁々束に比例する過渡リアタンスの背後電圧 E_q' などの運転条件、ならびに主要パラメータの電機子抵抗、界磁抵抗および慣性定数などが、安定限界周波数と如何なる関係にあるか計算できる。

その計算式は周波数 f_R に関して三次の代数方程式になり、その解は解析的に厳密に求めることは困難であり、近似解を得るための工夫をするか、または数値計算に依存しなければならない。

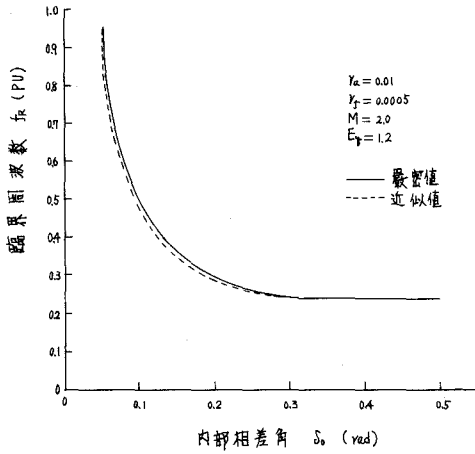


図-12 臨界周波数と内部相差角の関係

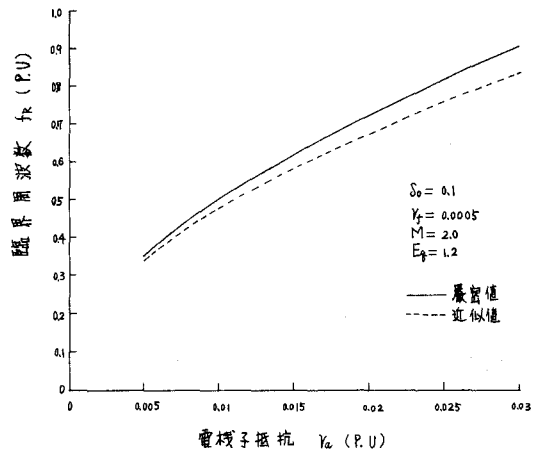


図-13 臨界周波数と電機子抵抗の関係

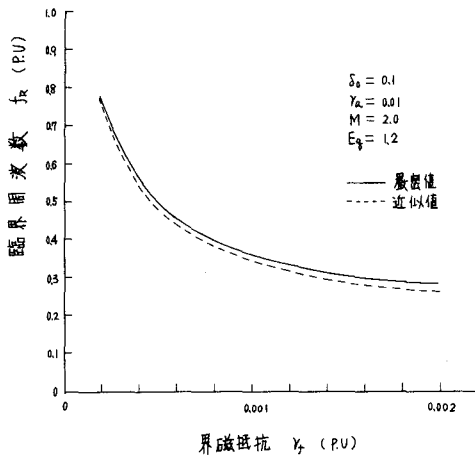


図-14 臨界周波数と界磁抵抗の関係

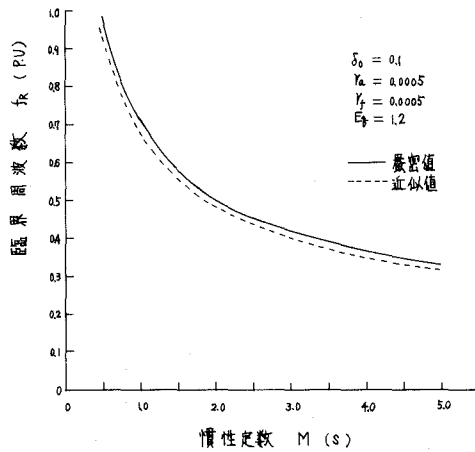


図-15 臨界周波数と慣性定数の関係

図-12～図-15は臨界周波数に対する運転条件および主要パラメータの影響を調べるための数値計算例であるが、厳密値と近似値の比較から明らかなように、電機子抵抗の大きい範囲で若干誤差は増加するが、実用的には十分な精度を有していることがわかる。しかし、全般を通じて、近似値は厳密値より若干安全側に評価するきらいがあり、尚近似式に検討が残されている。電動機負荷や電機子抵抗の臨界周波数に対する影響は、図-12と図-13より明らかであるが、これはこの現象に関する従来成果より得られる傾向に一致する。界磁抵抗や慣性定数の効果は、図-14と図-15から明らかであるが、これは式(53)からも推定される傾向を示している。従来、この両者についての影響については、必ずしも十分に指摘されていなかったが、この影響の正しい認識は、不安定現象抑制の見地からも重要と考えられる。また内部相

差角や端子電圧の影響について、今回ふれなかったが、これらの影響も従来の研究成果の延長上にある。

5 む す び

可変周波運転同期電動機の低周波運転時における不安定現象を、円筒形界磁、制動巻線なしの機種について、線形モデルに基づき、その近似固有値式の導出を軸にして解析を試みた。解析の過程および得られた結果によって、いくつかの有用な知識が得られた。その主なものは、以下のように要約でき、

- (a) 対象とする電動機の動的挙動を特徴づける、5次のシステム行列の固有値を、直接数値実験によらず、電動機の運転条件および主要パラメータを含めて、解析的に表現でき、またその精度も実用上十分高く、物理的意義も比較的明瞭であることが確認できた。
- (b) 低周波運転時における電動機不安定現象の原因が、その電磁制動トルクの符号にのみ依存するものであり、そのトルクの解析的表現より、それは、界磁抵抗零の条件下における非同期トルクで負符号をもつ成分と、界磁抵抗による界磁磁束変化の効果を受けて、正符号をもつ非同期トルク成分に分解できることが明らかになった。前者は従来より指摘されてきている負制動現象発生の主因となるもので、その比較的正確な表現であり、後者は、回転子の動揺による誘導電動機トルクと考えられるが、その表現の中に、慣性定数や界磁時定数が単純な形式で含まれており、このトルク成分に対する主要パラメータや運転条件の影響が広い範囲でより明確になった。
- (c) 回転子動揺による制動トルク評価の過程で導入した解析法が、誘導機トルクの導出に有効であることがわかったが、より複雑なモデルに対しても、その有効性が期待できる。
- (d) 近似固有値式の応用例として、安定運転臨界周波数の導出が、代数方程式の求根のレベルで実行でき、運転条件や主要パラメータとの関連も比較的精度高く推定できることが可能になった。

対象とした機種が、実用上、幾分制限のあるものであるが、解析上突極性への拡張は問題なく、また制動巻線付の機種についても、此の解析法が有効に適用できるものと思われる。一方線形モデルに基づく本解析法では、解は発散か収束の2者択一でしか評価できないが、負制動現象には、有界な持続振動の存在が知られており⁽⁶⁾、この現象については、本研究で得られた回転子動揺に対する固有値式が延長（非線形への一般化）適用可能であり現在検討中である。

終わりに、日頃御指導を頂いている北大工学部藤原一教授に深甚なる謝意を表します。

(昭和55年5月24日受理)

参 考 文 献

- (1) T. A. Lipo, P. C. Krause; IEEE Trans, Vol. PAS-87 (1968)
- (2) 佐藤則明, 関長隆; 電気学会雑誌, Vol. 85-4 (1965)
- (3) C. Concordia, G. K. Carter; Trans AIEE, Vol. 60 (1941)
- (4) 奥田健三; 日立評論, 第40巻第12号 (1958)
- (5) C. Concordia; Synchronous Machines, John Wiley and Sons (1951)
- (6) 島谷達郎, 渋谷義一, 林千博; 電気学会論文誌, 98巻10号 (1978)



充填層における固液抽出

秋吉 亮・白戸 正美・杉田治八郎

SOLID-LIQUID EXTRACTION IN PACKED BED

Makoto Akiyoshi, Masami Shirato and Jihachiro Sugita.

Abstract

In order to study the mechanism of solid-liquid extraction and the correlation between extraction and dissolution for solid-liquid system, extraction of benzoic acid-paraffin spheres and dissolution of benzoic acid spheres were experimented in packed bed by using water as solvent in the range $0.003 < Re < 40$.

The results obtained were as follows:

- 1) The experimental equations obtained from extraction and dissolution tests are expressed differently according as Re is large or smaller than 0.2–0.5.
- 2) It can be considered that there is no effect of natural convection in low Re .
- 3) In the range of low Re , extraction and dissolution are controlled by molecular diffusion. On the other hand, in high Re they are controlled by eddy diffusion, especially in extraction the mass transfer resistance in pores is further added to it.
- 4) Sh becomes smaller than 2 with decreasing Re .

1. 緒 言

近年物質移動に関する研究は盛んに行なわれているが、固液抽出に関する研究は非常に少ない。固液抽出は蒸留とともに古くから工業的にも利用されてきた単位操作の一つで、食品工業や冶金工業などの分野で広く応用されているにもかかわらず、理論面はもちろん、装置の設計なども経験的に行なわれ、極めて立遅れているのが現状である。これは固体中の可溶成分の分散状態や抽出後の細孔の生長など測定しにくい因子の多いことに起因している。

本研究では、固液抽出の機構を解明し、固液抽出についての種々の実験式、相関式を求めることを目的に安息香酸-パラフィン球状物を試料とし、充填層での安息香酸の水抽出を行なった。一方、安息香酸球状物による溶解実験を行ない、抽出と溶解の二つの操作の相関性を検討した。

2. 実験装置および方法

2. 1 実験装置

実験装置の概略を図1に示す。充填塔はアクリル樹脂製で内径3.9 cm、高さ50 cmである。充填塔内に試料200個を充填し、その上下に末端効果の除去と整流のために試料とほぼ同径のガラス球を4 cmずつ充填した。

供給液としてイオン交換水を使用し、上下2基の恒温槽で30°Cに保った液をヘッド差あるいはローラポンプで $Re=0.003\sim 40$ の範囲で上昇流、下降流を用いて試料部に送入了。その試料部の前後の流路に電極を挿入し電導度法により流動液濃度を測定した。なお、高流速の実験では試料に気泡が付着するのであらかじめ脱気した水を使用し、低流速では充填塔部分の温度降下を防ぐために補助加熱を併用した。

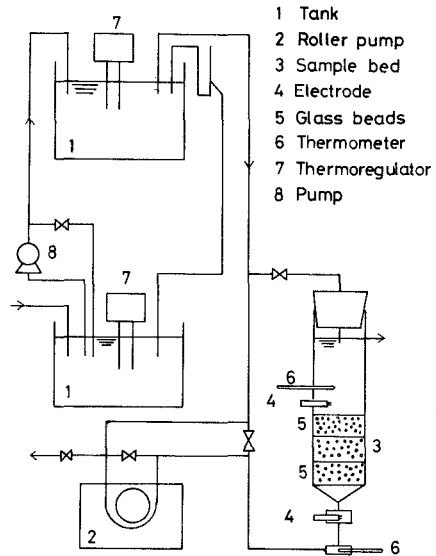


図1 実験装置図

2. 2 試料

試料には抽出用と溶解用の2種類を準備した。抽出には安息香酸（和光純薬工業製，1級）とパラフィン（和光純薬工業製，1級，m.p.=60~62°C）を重量比1：1で溶解混合し直径約0.67 cmの球状に成型したものを使用した。溶解実験では安息香酸を溶解し，直径約0.70 cmの球状物に成型して使用した。

2. 3 実験値の整理法

2. 3. 1 積算抽出率

抽出実験で得られた安息香酸濃度の時間的变化図を用いて数値積分あるいは図積分法で算出した。

抽出液の平均流量を \bar{q} 、微小時間 $\Delta\theta_i$ における平均濃度を \bar{c}_i とすると、 $\Delta\theta_i$ での抽出量 M_i は $\bar{q}\cdot\bar{c}_i\cdot\Delta\theta_i$ に等しく、積算抽出量 M_K は $\sum_{i=1}^K M_i$ で表わされるので積算抽出率 E は次式から算出できる。

$$E = M_K / M_0 \times 100 \quad (1)$$

ここで M_0 は実験開始時の試料中の全安息香酸量である。

2. 3. 2 接触表面後退距離

試料を切断してメチルレッド指示薬で安息香酸の分布状態を観察すると、安息香酸はパラ

フィン中に放射状に分布していることが認められた。この試料を用いた抽出実験では、抽出が進み試料表面部から安息香酸が抽出されると、細孔が生じる。杉田¹⁾は細孔の形状として円柱と円錐を仮定したが、本研究では円錐状細孔を採用し、抽出の進行に伴って細孔の試料表面から内部に固液接触界面が後退する距離 x を求めた。

試料 1 個当りの抽出量 M_s は次式で表わされる。

$$M_s = \left\{ \frac{\pi}{6} d_p^3 - \frac{\pi}{6} (d_p - 2x)^3 \right\} \cdot P \cdot \rho_{BA} \quad (2)$$

ここで d_p : 試料直径, ρ_{BA} : 固体安息香酸密度, P : 細孔率である。

式 (2) を展開すると

$$x^3 - \frac{3}{2} d_p x^2 + \frac{3}{4} d_p^2 x - \frac{3M_s}{4\pi P \rho_{BA}} = 0 \quad (3)$$

この式から試行錯誤法で x を求めることができる。

2. 3. 3 平均固液接触表面積

固液接触表面積は実験開始から終了まで刻々と変化するが、 x は本実験範囲では非常に小さいと考えられ、任意時間での接触表面積 \bar{S} はその時の x の中間値 $x/2$ 後退した時点における値を用いるとすると

$$\bar{S} = \pi (d_p - x)^2 \cdot P \quad (4)$$

また充填層単位体積当りの平均固液接触表面積 \bar{a}_p は次式で求まる。

$$\bar{a}_p = \frac{N \cdot \bar{S}}{A_c \cdot H} \quad (5)$$

ここで N : 充填試料個数, A_c : 充填層断面積, H : 充填層高である。

2. 3. 4 物質移動係数および物質移動 j_M 因子

従来、充填層における物質移動の実験結果は物質移動 j_M 因子, Sh 数, Re 数などの無次元項からなる簡単な式で整理されている。そこで本研究でも同様の整理を行なうことを考え、物質移動係数 \bar{k}_L には次式で示すものを用いた。

いま充填層の層高 dH 部分の物質移動を考えると、単位時間当りの物質移動量 dN は、1) 推進力は粒子を取り囲む流体境界部分の濃度勾配である、2) 固液接触面における流体は飽和状態にある、3) 定常状態にある、の仮定のもとで

$$dN = \bar{k}_L \cdot \bar{a}_p \cdot A_c \cdot dH (c_s - c) = \bar{u}_f \cdot A_c \cdot dc \quad (6)$$

で表わすことができる。

この式を層入口 (添字 1) および層出口 (2) 間で

$$\bar{k}_L = \frac{\bar{u}_f}{\bar{a}_p \cdot H} \ln \frac{c_s}{c_s - c_2} \quad (7)$$

また、物質移動 j_M 因子については Chilton-Colburn²⁾ の定義した次式を用いた。

$$j_M = S'_t S_c^{\frac{2}{3}} = \frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left(\frac{\mu}{\rho D} \right)^{\frac{2}{3}} = \frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left(\frac{\nu}{D} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (8)$$

ここで D : 拡散係数, ν : 動粘度である。

2. 3. 5 その他の数値

ν は流動液濃度が非常に希薄であるので純水の値³⁾ で近似させ、飽和濃度 c_s は文献値³⁾ を用いた。安息香酸-水系の拡散係数 D は Steinberger⁴⁾ の $(9.084 \pm 0.028) \times 10^{-6} \text{cm}^2/\text{sec}$ (25°C) の値を Wilke⁵⁾ の方法で温度補正した数値を使用した。流動液濃度 c_2 については抽出開始から終了までの濃度の平均を用いた。また細孔率 P は試料球に占める安息香酸の体積比より求め、 $P=0.419$ であった。

3. 結果と考察

3. 1 抽出率, 後退距離と固液接触表面積

抽出率 E と抽出時間 θ の関係を上昇流, 下降流の場合の一例を図 2 に示した。図からわかるように、流れ方向に無関係に Re 数が小さくなるほど抽出率は減少していることがわかる。

つぎに任意時間までの抽出量から細孔内の固液接触界面の後退距離を算出して図 3 に示した。この図からわかるように、接触界面の距離は本実験の Re 数の範囲内ではおおよそ 10^{-3}cm のオーダーであり、その後退距離は非常に小さい。固液接触表面積を算出するに当り、2. 3.

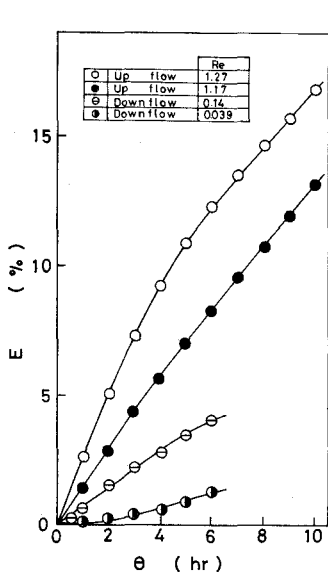


図 2 抽出率曲線

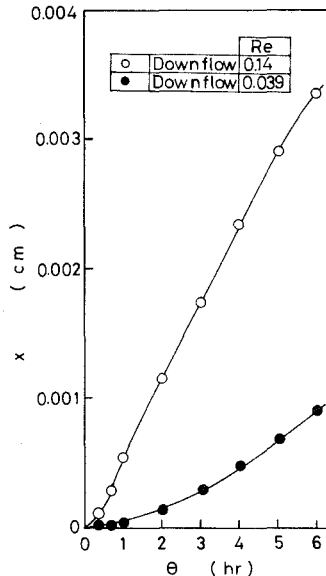


図 3 抽出時間と後退距離の関係

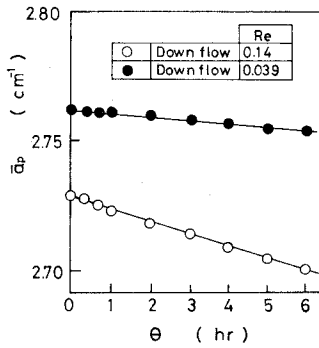


図4 固液接触表面積の時間的变化

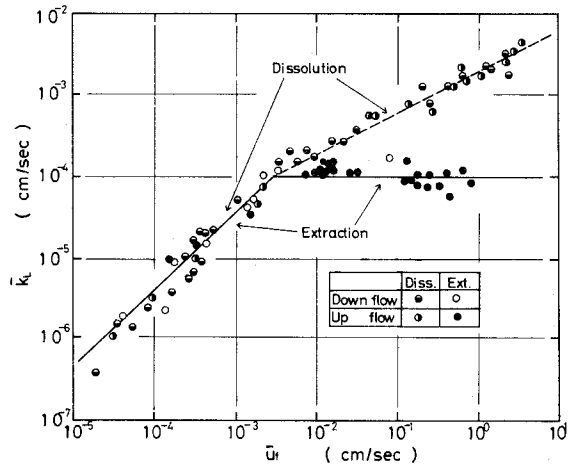


図5 物質移動係数によぼす流速の影響

3項で述べた方法でその値を近似できると考えられる。

後退距離をもとに固液接触表面積 \bar{a}_p と抽出時間の関係を図示すると図4が得られ、 \bar{a}_p は徐々に減少していくことがわかる。

3. 2 物質移動係数と流速の関係

図5に物質移動係数 \bar{k}_L と流速 \bar{u}_f の関係を図示した。図から抽出、溶解いずれの場合でも、0.003 cm/sec 以下の低流速では \bar{k}_L は \bar{u}_f の1乗に比例しているのに対し、それ以上の流速では抽出の場合 \bar{k}_L は \bar{u}_f の1/2乗に比例していることが認められる。

3. 3 j_M 因子と Re 数の関係^{6,7,8,9)}

抽出と溶解の場合の j_M 因子と Re 数の関係を図6に示す。図から次の実験式がそれぞれの場合について得られた。

$$\text{抽出: } j_M = 0.74 Re^{-1.0} \quad Re \geq 0.2 \tag{9}$$

$$j_M = 3.6 \quad Re < 0.2 \tag{10}$$

$$\text{溶解: } j_M = 2.2 Re^{-2/3} \quad Re \geq 0.5 \tag{11}$$

$$j_M = 3.6 \quad Re < 0.5 \tag{12}$$

ここで式(8)と(9)から

$$j_M = \frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left(\frac{\nu}{D} \right)^{2/3} \propto \left(\frac{d_p \bar{u}_f}{\nu} \right)^{-1.0} \tag{13}$$

これより

$$\bar{k}_L \propto \frac{D^{2/3} \cdot \bar{u}_f^2 \cdot \nu^{1/3}}{d_p} \tag{14}$$

が得られ、抽出の場合 Re 数が大きいと \bar{k}_L は \bar{u}_f に無関係であることは3.2項で得られた抽出

の場合の高流速域での結果と一致する。

また式 (8) と (11) から

$$\bar{k}_L \propto \frac{D^{2/3} \cdot \bar{u}_f^{1/3} \cdot \nu^0}{d_p^{2/3}} \quad (15)$$

が得られ、 \bar{k}_L は \bar{u}_f の 1/3 乗に相関している。3. 2 項の結果から溶解では \bar{k}_L は \bar{u}_f の 1/2 乗に比例したが、この相違は式 (15) 中にあらわれる d_p の影響によるものと思われる。一方、低 Re 数域での抽出、溶解では次のように 1 つの式であらわされ、3. 2 項の結果と一致した。

$$\bar{k}_L \propto \frac{D^{2/3} \cdot \bar{u}_f}{\nu^{2/3}} \quad (16)$$

上述の結果から流速、 Re 数範囲に関係なく、 \bar{k}_L は D の 2/3 乗に比例することがわかる。境膜説¹⁰⁾によると 1 乗に比例し、浸透説¹¹⁾、表面更新説¹²⁾に従うと 1/2 乗に

比例するはずであるが、本実験の D の指数は両者の中間の値となり、本実験で得られた結果はどちらの理論にも従わず、両者の中間的挙動を示すことが知られた。

Wilson⁹⁾は空間率 ϵ を用いて j_M を補正し実験結果をよく説明できると報告している。本実験結果についても同様の試みを行なったところ図 8 のようになり、次の実験式が得られた。

抽出: $\epsilon j_M = 0.33 Re^{-1.0} \quad Re \geq 0.2 \quad (17)$

$\epsilon j_M = 1.54 \quad Re < 0.2 \quad (18)$

溶解: $\epsilon j_M = 1.0 Re^{\frac{2}{3}} \quad Re \geq 0.5 \quad (19)$

$\epsilon j_M = 1.54 \quad Re < 0.5 \quad (20)$

式 (19) は Wilson の溶解で得た実験式

$$\epsilon j_M = 1.09 Re^{-2/3} \quad (21)$$

とほぼ一致する。

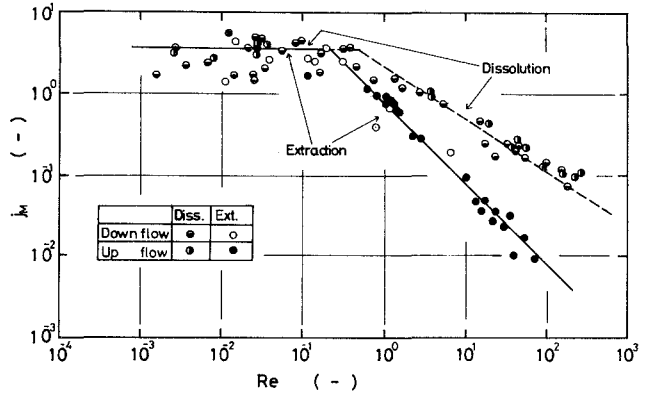


図 6 物質移動 j_M 因子におよぼす Re 数の影響

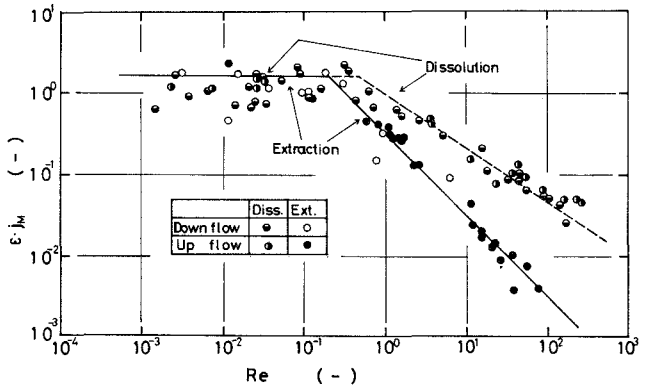


図 7 ϵj_M と Re 数の関係

3. 4 Sh 数と Re 数による相関^{13,14)}

物質移動を説明するためによく用いられる Sh 数と Re 数の相関について検討した。 Sh 数として次式を適用した。

$$Sh \equiv \frac{\bar{k}_L \cdot d_p}{D} \quad (22)$$

その結果を図 8 に示した。図から次の実験式を得た。

抽出： $Sh=7.7$

$$Re \geq 0.3 \quad (23)$$

$$Sh=25Re^{1.0}$$

$$Re < 0.3 \quad (24)$$

$$\text{溶解： } Sh=15Re^{1/2}$$

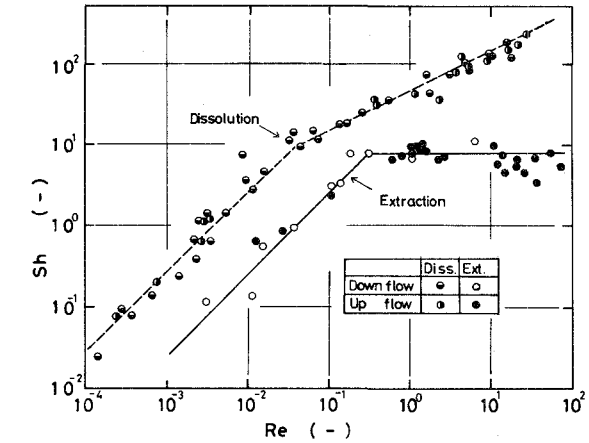


図 8 Sh 数と Re 数の関係

$$Re \geq 0.35 \quad (25)$$

$$Sh=25Re^{1.0} \quad Re < 0.35 \quad (26)$$

低 Re 数では抽出と溶解の結果は一致し、またこの $Sh-Re$ の関係はさきの $\bar{k}_L-\bar{u}_r$ と同様の関係で示された。

図 8 から、 Re 数が小さくなると、 Sh 数は 2 に収束しないで、 Re 数の減少とともに Sh 数も小さくなっていくことがわかる。 Sh 数で整理した実験式では Re 数が極めて小さくなると、 Sh 数は 2 に収束するという多数の報告^{2,6,7,8,9,13,14)} もあるが、本実験では Bar-Ilan ら^{15,16,17,18,19)} の報告と一致した結果を得た。

つぎに物質移動の整理によくみられる Sh 数を Sc 数で補正し、 Re 数と相関すると、次の実験式を得た。

$$\text{抽出： } Sh Sc^{-1/3}=2.6Re^{1.0} \quad Re < 0.3 \quad (27)$$

$$Sh Sc^{-1/3}=7.9 \quad Re \geq 0.3 \quad (28)$$

$$\text{溶解： } Sh Sc^{-1/3}=2.6Re^{1.0} \quad Re < 0.35 \quad (29)$$

$$Sh Sc^{-1/3}=1.6Re^{1/2} \quad Re \geq 0.35 \quad (30)$$

3. 5 粒子径と塔径比による j_M 因子の補正

j_M 因子と Re 数の相関に関し、環状路を用いた溶解実験の結果²⁰⁾ から dp と塔径 D_E の比を考慮した次の実験式が提出されている。

$$j_M=1.30 Re^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{d_p}{D_E} \right)^{-0.29} \quad (31)$$

本研究で上式の補正項 $(dp/D_E)^{-0.29}$ を用い、整理して次の実験式を得た。

$$\text{抽出: } j_M = 0.43 Re^{-1.0} \left(\frac{d_p}{D_E} \right)^{-0.29} \quad Re \geq 0.2 \quad (32)$$

$$\text{溶解: } j_M = 1.30 Re^{-\frac{2}{3}} \left(\frac{d_p}{D_E} \right)^{-0.29} \quad Re \geq 0.5 \quad (33)$$

3. 6 自然対流の影響

物質移動現象を説明する無次元項の相関式では、一般に強制対流支配域では

$$Sh = f(Re, Sc) \quad (34)$$

自然対流支配域では

$$Sh = f(Gr, Sc) \quad (35)$$

が成り立つとされている。

いままで述べてきた結果では、 \bar{u}_r あるいは Re 数のある値を境として、低流速(Re 数)域と高流速(Re 数)域で異なった結果が得られた。そこで、低流速域で自然対流の影響があるのでないかと考え、 Gr 数を用いて検討した。 Gr 数として次式を用いた。

$$Gr \equiv \frac{d_p^3 \cdot g}{\nu^2} \left(1 - \frac{\rho_{c_2}}{\rho_{c_s}} \right) \quad (36)$$

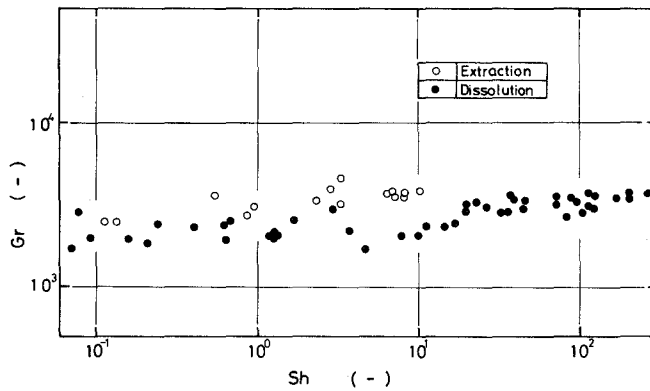


図9 Sh数とGr数の関係

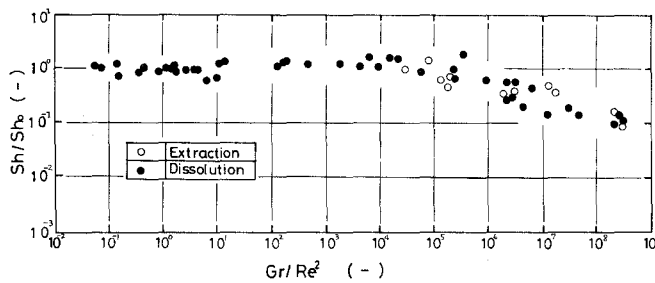


図10 Sh/Sh₀とGr/Re²の関係

Sh 数と Gr 数, Sh 数と $Gr \cdot Sc$ のそれぞれの相関を調べた結果, 図9に示したように Sh 数は Gr 数に関係なく, また $Gr \cdot Sc$ との間でも無関係に変化し, 本実験では自然対流の影響は少ないと考えられる。

また自然対流を考慮した北浦²¹⁾の整理法についても検討した。北浦は自然対流と強制対流の混成流れでの物質移動に対する Sh_m 数は

$$Sh_m = Sh_o + Sh_f \quad (37)$$

ここで Sh_o , Sh_f はそれぞれ純強制対流, 純自然対流における Sh 数である。この時の混成流れの相当レイノルズ数 Re_m は

$$Re_m = \left\{ \left(\frac{d_p \bar{u}_f}{\nu} \right)^2 + K Gr \right\} \quad (38)$$

である。そこで Sh/Sh_o と Gr/Re^2 の相関を調べると, 図10に示すように Gr/Re^2 が小さい時 Sh/Sh_o は一定値をとり, 大きくなると減少することがわかる。自然対流があると認められる1/4の傾きは得られず, 本整理法からも本実験には自然対流の影響はほとんどないと考えられる。

3. 7 抽出と溶解の移動機構

j_M 因子と Re 数, Sh 数と Re 数のいずれの場合の相関にも, Re 数の小さい時抽出と溶解の結果がよく一致し, この両操作の移動機構が類似していることを示した。このことはこの低 Re 数域では固液間の総括物質移動抵抗がほとんど等しいことを物語っている。すなわち, 流速の非常に小さい場合固体外部液はほとんど静止状態に近く, ここでの物質移動はほとんど分子拡散だけで行なわれており, そのためにこの流体側の移動抵抗が固体側に比べて支配的となり, 抽出・溶解がほぼ同じ結果を与えたと考えられる。しかしながら, ある流速以上になると流体側に乱流拡散が加わり, 固体側の抵抗が支配的となり, 特に抽出では境膜抵抗のほかに細孔内移動抵抗が加わり, 固体側の抵抗として大きくその影響をおよぼし, 抽出と溶解が高流速域では同一の実験式で表示できないほどに移動機構に差異が生じたと推論される。

4. 結 言

抽出と溶解の相関性を検討するために, 安息香酸-パラフィン球を用いた抽出および安息香酸球を用いた溶解の2つの実験を充填層中 $Re=0.003 \sim 40$ で行ない, つぎの結果を得た。

- 1) 抽出, 溶解ともに $Re=0.2 \sim 0.5$ 付近を境にして, 得られた実験式に相違があった。
- 2) このような実験式の相違について低 Re 数域での自然対流の影響と考えて検討したが, 本実験ではその影響はほとんど認められなかった。
- 3) 低 Re 数域で抽出, 溶解の実験式は一つの式で表示することができる。このことは固体外部液流速が小さいために静止流の状態に近く, この時の物質移動は大部分分子拡散のみによって行なわれ, 抽出および溶解の固液間の総括物質移動抵抗がほとんど等しいためと考えられる。

一方高 Re 数域では流速が大きく、分子拡散に乱流拡散が加わり、特に後者が支配的となり、抽出では更に細孔内移動抵抗の影響が大きくなり、抽出と溶解に明らかな相違が生じたと考えた。

4) Sh 数と Re 数の相関で Re 数が小さくなると、 Sh 数は 2 より小さくなり、更に減少する。

(昭和 55 年 5 月 24 日受理)

使用記号

A_c : 充填層断面積	(cm^2)	Gr : グラスホフ数	(-)	Sh : シャーウッド数	(-)
\bar{a}_p : 充填層単位体積当りの 平均接触面積	(cm^{-1})	g : 重力加速度	(cm/sec^2)	Sc : シュミット数	(-)
C : 液濃度	(g/cm^3)	H : 充填層高	(cm)	St' : 修正スタントン数	(-)
C_s : 飽和濃度	(g/cm^3)	j_M : 物質移動 j 因子	(-)	\bar{s} : 接触表面積	(cm^2)
C_1 : 送液濃度	(g/cm^3)	\bar{k}_L : 液相物質移動係数	(cm/sec)	\bar{u}_f : 流速	(cm/sec)
C_2 : 流動液濃度	(g/cm^3)	M_K : 積算抽出量	(g)	x : 固液接触表面後退距離	(cm)
D : 拡散係数	(cm^2/sec)	M_0 : 試料中の全安息香酸量	(g)	ϵ : 空間率	(-)
dp : 粒子径	(cm)	N : 充填粒子数	(-)	θ : 抽出時間	(sec)
D_E : 充填層径	(cm)	P : 細孔率	(-)	μ : 粘度	($\text{g}/\text{cm}\cdot\text{sec}$)
E : 抽出率	(%)	q : 流量	(cm^3/sec)	ρ : 密度	(g/cm^3)
		Re : レイノルズ数	(-)	ν : 動粘度	(cm^2/sec)

参考文献

- 1) 杉田治八郎: 化学工学, **33**, 994 (1969)
- 2) Chilton, T. H. and Colburn, A. P.: Ind. Eng. Chem., **26**, 1183 (1934)
- 3) 日本化学編: 化学便覧 (1975)
- 4) Steinberger, R. L. and Treybal, R. F.: A. I. Ch. E. Journal, **6**, 227 (1960)
- 5) Wilke, C. R.: Chem. Eng. Progr., **45**, 218 (1949)
- 6) McCune, L. K. and Wilhelm, R. H.: Ind. Eng. Chem., **41**, 1124 (1949)
- 7) Hobson, M. and Thodos, G.: Chem. Eng., **45**, 517 (1949)
- 8) De Acetis, J. and Thodos, G.: Ind. Eng. Chem., **52**, 1003 (1960)
- 9) Wilson, E. and Geankoplis, C.: Ind. Eng. Chem. Fundls., **5**, 9 (1966)
- 10) Lewis, W. K. and Whitman, W.: Ind. Eng. Chem., **16**, 1215 (1924)
- 11) Higbie, R.: Trans. Am. Inst. Chem. Engrs., **31**, 365 (1935)
- 12) Danckwerts, P. V.: A. I. Ch. E. Journal, **1**, 456 (1955)
- 13) Jolls, K. R. and Hanratty, T. J.: A. I. Ch. E. Journal, **15**, 199 (1969)
- 14) 笠岡成光, 新田邦昭: 化学工学, **33**, 1231 (1969)
- 15) Bar-Ilan, M. and Resnik, W.: Ind. Eng. Chem., **49**, 313 (1957)
- 16) Aerov, M. E. and Umnik, N. N.: Zh. Tokh. Fiz., **26**, 1233 (1956)
- 17) Resnik, W. and white, R. R.: Chem. Eng. Progr., **48**, 247 (1952)
- 18) Kunii, D. and Suzuki, M.: Mass. Trans., **10**, 845 (1967)
- 19) Nelson, P. A. and Galloway, T. R.: Chem. Eng. Sci., **30**, 1 (1975)
- 20) 尾本行寛: 室蘭工業大学化学工学科卒業論文 (1975)
- 21) 北浦嘉之, 田中久弥: 化学工学, **27**, 567 (1963)

環状路充填層における固液系物質移動

秋吉 亮・尾本 行寛・杉田治八郎

LIQUID PHASE MASS TRANSFER IN PACKED BED OF ANNULUS

Makoto Akiyoshi, Yukihiro Omoto and Jihachiro Sugita

Abstract

The effect of the wall of packed tower on mass transfer was studied experimentally on dissolution of benzoic acid spheres to water in packed bed of annulus in the range $1.42 < Re < 183$.

The results obtained were as follows :

- 1) Void fraction at any height of packed bed of annulus is larger at the near parts to the wall of packed annulus than at the middle of annulus. Near the wall the concentration of the flowing solution was low because of high rate of flow and small interfacial area.
- 2) It was shown from the experimental results that the correlation between ϵj_M and Re could explain this dissolution phenomenon better than that between j_M and Re . Furthermore, by means of correcting property the interfeccial area, the relationship between ϵj_M and Re could be expressed by single equation, regardless of the position in the radius direction of annulus.

1. 緒 言

充填層における固液系物質移動は吸着，接触反応，固液抽出，イオン交換など工業的に多く利用されている。従来，この物質移動機構の解明を目的に多くの研究が行なわれているが，その際充填塔管壁部に基づく影響を少なくするために，用いる粒子を粒子径の10倍以上の内径を有する充填塔に充填することが行なわれている。

本研究では充填層での固液系物質移動におよぼす充填塔管壁部の影響を調べる目的で，環状路充填層における安息香酸球状物の溶解実験を通じて得られる物質移動係数，物質移動 j_M 因子などから，その影響を調べ，溶解に対する既報の実験式と比較検討した。

2. 実 験 方 法

2. 1 実験装置

環状路外管としてアクリル樹脂製の内径 8.0cm，長さ 35.0 cm の管を用いた。内管には外径 4.0, 3.2, 1.6 cm の3種の管とし，外管と内管を同軸に垂直にセットして環状路を設け，試料を充填した。環状路底部には充填物の支持のために多孔板を用い，充填試料の上下には末端効

果の解消と整流のために、試料とほぼ同径のガラス球を高さ5 cm ずつ充填した。

試料として、溶解度が小さい安息香酸を溶融し成型した球状物を使用した。その直径は約0.75と1.14 cmの2種類で、それぞれ500個、200個充填して実験に供した。

実験装置の概略を図1に示した。2基の恒温槽を用い、25°Cに保った供給液(水道水を使用)を環状路底部から送入し、安息香酸球の溶解を行なった。溶解におよぼす管壁の影響の有無を調べるために、環状路に同心円状の仕切板を挿入して3あるいは5に区分し、半径方向の濃度をそれぞれ測定した。仕切板の位置を図2に示した。濃度の測定は試料の充填前後の流路に白金電極を挿入して行ない、得られた電導度差から流動液濃度を求めた。

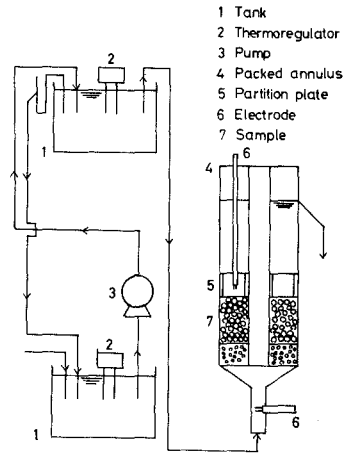


図1 実験装置図

2. 2 実験データの整理法

2. 2. 1 空間率

充填層内の平均空間率 $\bar{\epsilon}$ は次式で表わされる。

$$\bar{\epsilon} = 1 - \frac{n \cdot \pi \cdot d_p^3}{6 \cdot S \cdot h} \tag{1}$$

ここで n : 充填粒子数, d_p : 粒子径, S : 層断面積, h : 層高である。

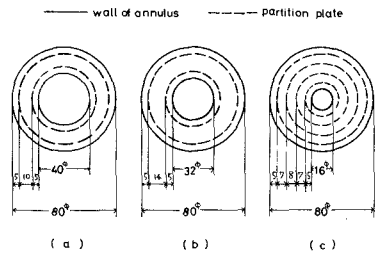


図2 環状路半径方向の区分位置

本研究ではその解析に環状路充填層内の半径方向各位置における空間率を知る必要があるもので、さきに環状路充填層内の空間率の分布について木村¹⁾が提出している式を本研究に適用した。

すなわち、管壁の影響を受けない部分の空間率 ϵ_0 は

$$1 - \epsilon_0 = \{ (1 - \bar{\epsilon})(1 - W^2) \} / \{ (1 - 1.12Y)^2 + Y(1.62 - 1.06Y) - W^2(1 + 1.40Z)^2 + W^2 Z(2.03 + 1.65Z) \} \tag{2}$$

ここで、 $W = D_i / D_o$, $Y = d_p / D_o$, $Z = d_p / D_i$ である。

また外管の内壁から0.56 d_p 以内、すなわち外管壁の影響を受けると考えられる部分の空間率 ϵ_1 は

$$1 - \epsilon_1 = 1.25(1 - \epsilon_0) \left(\frac{x}{d_p} \right)^{0.378} \quad x \leq 0.56 d_p \tag{3}$$

また内管の外壁から0.70 d_p 以内、すなわち内管壁の影響を受けると考えられる部分の空間率 ϵ_2 は

$$1 - \varepsilon_2 = 1.15(1 - \varepsilon_0) \left(\frac{x'}{d_p} \right)^{0.378} \quad x' \leq 0.70d_p \quad (4)$$

で表示される。

2. 2. 2 固液接触表面積

充填層単位体積当りの固液接触表面積 \bar{a}_p は次式で与えられる。

$$\bar{a}_p = \frac{n \cdot \pi \cdot d_p^2}{S \cdot h} \quad (5)$$

式(1), (5)から

$$\bar{a}_p = \frac{6(1 - \bar{\varepsilon})}{d_p} \quad (6)$$

$\bar{\varepsilon}$ を与えると \bar{a}_p は算出できるので、半径方向各区分内の固液接触表面積はそれぞれ次式から求めることができる。

$$\bar{a}_{p0} = \frac{6(1 - \varepsilon_0)}{d_p} \quad (7)$$

$$\bar{a}_{p1} = \frac{6(1 - \varepsilon_1)}{d_p} \quad (8)$$

$$\bar{a}_{p2} = \frac{6(1 - \varepsilon_2)}{d_p} \quad (9)$$

2. 2. 3 物質移動係数

充填層任意層高 dh の物質移動を考えると、1) 推進力は粒子を取り囲む流体境膜部分の濃度勾配である、2) 固液接触面における流体は飽和の状態にある、3) 定常状態にある、の仮定のもとで、単位時間当りの物質移動量 dN は次式で与えられる。

$$dN = \bar{k}_L \bar{a}_p S dh (c_s - c) = \bar{u}_f S dc \quad (10)$$

層入口(添字1)および層出口(2)の間で上式を積分して整理すると、 $C_1 = 0$ 故

$$\bar{k}_L = \frac{\bar{u}_f}{\bar{a}_p h} \ln \frac{c_s}{c_s - c_2} \quad (11)$$

2. 2. 4 物質移動 j_M 因子

Chilton-Colburn²⁾によると j_M 因子はつぎのように示される。

$$j_M = S_i S_c^{\frac{2}{3}} = \frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left(\frac{\mu}{\rho D} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (12)$$

Williamson³⁾は式(12)の Sc の指数を $2/3$ と $1/2$ の算術平均 0.58 を用いて修正 j_M 因子 j'_M を提出している。

$$j'_M = S'_t S_c^{0.58} = \frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left(\frac{\mu}{\rho D} \right)^{0.58} \tag{13}$$

本研究では j_M 因子, j'_M 因子を用いて実験結果を検討した。

2. 2. 5 その他の数値

レイノルズ数には粒子基準, 空筒速度を用いた

$$Re = \frac{d_p \bar{u}_f \rho}{\mu} \tag{14}$$

と \bar{u}_f を ϵ で補正した修正レイノルズ数

$$Re' = \frac{d_p \bar{u}_f \rho}{\epsilon \mu} \tag{15}$$

を使用した。

拡散係数 D は Steinberger⁴⁾ の 25°C における実測値 $(9.084 \pm 0.028) \times 10^{-6} \text{cm}^2/\text{sec}$ を Wilke の式⁵⁾ で温度補正して使用した。粘度, 密度は本研究での層内流動濃度は極めて希薄なので, 純水の数値⁶⁾ を使用し, 安息香酸溶解度は文献値⁶⁾ を用いた。

3. 結果および考察

3. 1 環状路半径方向の濃度と空間率分布

内管として外径 1.6 cm の管を挿入した場合の半径方向の濃度と空間率の分布の状態を図 3 に示した。管壁近傍における空間率は 1.0 に漸近し, 管壁から中央部に向って進むにつれて空間率の値は小さくなり, 中央部で最小となり, 下に凸になることがわかる。

一方濃度分布は空間率の場合とは逆に上に凸となり, 環状路中央部で流動液濃度は最大になり, 中央部から離れるにしたがって低くなり, 管壁近傍では非常に低い。これは, 空間率に基因してそれぞれの部分を通れる液量あるいは液体が試料と接触する表面積が異なり, 中央部か

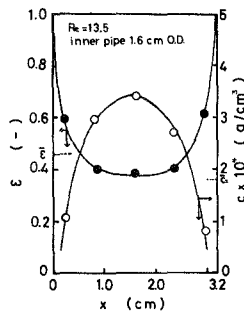


図 3 空間率と濃度分布

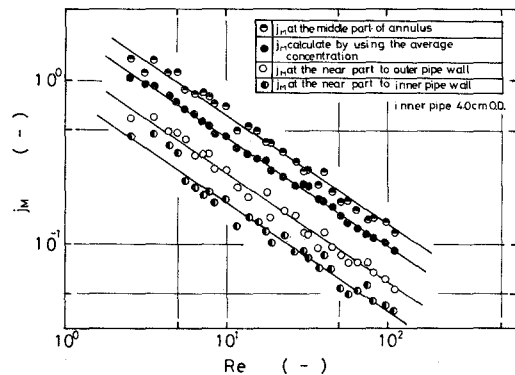


図 4 物質移動 j_M 因子におよぼす Re 数の影響

表1 物質移動 j_M 因子と Re 数の相関式

内管径	平均濃度使用の場合	環状路中央部	外管内壁付近	内管外壁付近
4.0 cm	$j_M=2.08 (Re)^{-2/3}$	$j_{M0}=2.80 (Re)^{-2/3}$	$j_{M1}=1.25 (Re)^{-2/3}$	$j_{M2}=0.82 (Re)^{-2/3}$
3.2 cm	$j_M=2.25 (Re)^{-2/3}$	$j_{M0}=2.80 (Re)^{-2/3}$	$j_{M1}=1.28 (Re)^{-2/3}$	$j_{M2}=1.00 (Re)^{-2/3}$
1.6 cm	$j_M=2.00 (Re)^{-2/3}$	$j_{M0}=2.85 (Re)^{-2/3}$	$j_{M1}=1.23 (Re)^{-2/3}$	$j_{M2}=0.98 (Re)^{-2/3}$

ら離れるとともに流量が多くなり、かつ固液接触界面が減少するためと考えられる。挿入する内管径を3.2、4.0 cm と変えた場合にも同様の結果であった。

3. 2 物質移動 j_M 因子と Re 数の関係

内管に外径4.0 cm の管を挿入し、外管内壁、内管外壁の影響を受けやすい部と影響を受けない中央部の3ヶ所における j_M 因子と Re 数の関係を図4に示した。図から、それぞれの部分で j_M の値は異なり、3.1項での濃度の場合と同様に中央部で大きく、管壁に近いと小さく、特に内管壁近傍の j_M 値は小さかった。また塔内平均濃度を用いて算出した j_M は中央部のそれより小さく、管壁部より大きかった。外径の異なる内管を用いた場合にも同様の傾向が認められた。得られた実験式を表1に示した。

表から、中央部、外管壁でそれぞれほぼ同一の実験式で表示されることがわかる。これは外径の異なる内管を挿入しても環状路中央部はもちろん、外管内壁近辺の空間率に変化のないためと考えられる。

以上の結果から、

$$j_M \propto Re^{-2/3} \tag{16}$$

の関係が得られ、Wilson⁷⁾の得た実験式と比較すると、係数の異なった式が得られた。

3. 3 物質移動係数と流速の関係

式(12)、(16)から

$$\frac{\bar{k}_L}{\bar{u}_f} \left(\frac{\nu}{D} \right)^{2/3} \propto \left(\frac{d_p \cdot \bar{u}_f}{\nu} \right)^{-2/3} \tag{17}$$

が得られ、これより

$$\bar{k}_L \cdot d_p^{2/3} \propto \bar{u}_f^{1/3} \cdot D^{2/3} \cdot \nu^0 \tag{18}$$

となる。

そこで粒子径を考慮した $\bar{k}_L \cdot d_p^{2/3}$ の関係を図5に示した。図から、次の実験式(19)が得られ、 \bar{k}_L は $\bar{u}_f^{1/3}$ に比例することがわかる。

$$\bar{k}_L \cdot d_p^{2/3} = 9.0 \times 10^{-4} \cdot \bar{u}_f \tag{19}$$

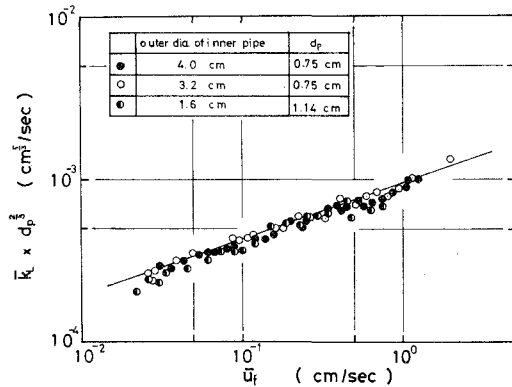


図5 $\bar{k}_L \cdot d_p^{2/3}$ と \bar{u}_f の関係

5. 4 Sh 数と Re 数, Sc 数の相関式

j_M 因子と Re 数との相関とともによく試みられる Sh 数と Re 数, Sc 数との相関を調べた。式 (16) から

$$Sh \propto Sc^{1/3} \cdot Re^{1/3} \quad (20)$$

が得られ, この式から Sh 数は Re 数の $1/3$ 乗に比例することが示唆されるが, このことを実験から確かめるために図 6 に Sh 数と Re 数をプロットすると, 挿入する内管径, 充填粒子径によらず, 次の式が得られ, 本実験から Sh 数が Re 数の $1/3$ 乗に比例することが確かめられた。

$$Sh = 20 Re^{1/3} \quad (21)$$

同じように

$$Sh = 2.0 Sc^{1/3} \cdot Re^{1/3} \quad (22)$$

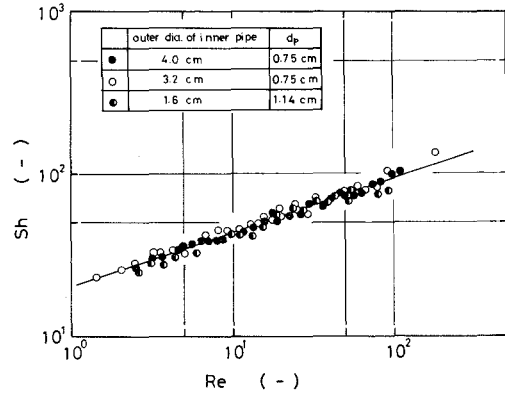


図 6 Sh 数と Re 数との関係

3. 5 他の整理法との比較

3. 5. 1 Williamson³⁾の整理法

溶解実験の結果をよく整理できるとした Williamson の修正 j_M 因子と修正 Re 数を用いて, 整理し得られた実験式を表 2 に示す。

表2 修正 j_M 因子と修正 Re 数との相関式

内管径	平均濃度使用の場合	環状路中央部	外管内壁付近	内管外壁付近
4.0 cm	$\dot{j}_M = 1.95 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M0} = 3.10 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M1} = 1.05 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M2} = 0.68 (Re)^{-0.66}$
3.2 cm	$\dot{j}_M = 2.10 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M0} = 3.00 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M1} = 1.22 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M2} = 0.90 (Re)^{-0.66}$
1.6 cm	$\dot{j}_M = 1.45 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M0} = 3.00 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M1} = 0.96 (Re)^{-0.66}$	$\dot{j}_{M2} = 0.84 (Re)^{-0.66}$

5. 5. 2 Wilson⁷⁾の整理法

同様に溶解実験の結果を空間率を用いて j_M 因子を補正した Wilson の整理法を用い, Re 数と相関した結果を表 3 に示す。

表3 ϵj_M と Re 数との相関式

内管径	平均濃度使用の場合	環状路中央部	外管内壁付近	内管外壁付近
4.0 cm	$\epsilon \dot{j}_M = 0.95 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_0 \dot{j}_{M0} = 1.11 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_1 \dot{j}_{M1} = 0.66 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_2 \dot{j}_{M2} = 0.47 (Re)^{-2/3}$
3.2 cm	$\epsilon \dot{j}_M = 1.00 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_0 \dot{j}_{M0} = 1.10 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_1 \dot{j}_{M1} = 0.70 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_2 \dot{j}_{M2} = 0.58 (Re)^{-2/3}$
1.6 cm	$\epsilon \dot{j}_M = 0.86 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_0 \dot{j}_{M0} = 1.10 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_1 \dot{j}_{M1} = 0.70 (Re)^{-2/3}$	$\epsilon_2 \dot{j}_{M2} = 0.64 (Re)^{-2/3}$

以上 2 つの整理法で溶解実験の結果の整理を試みたところ, 内管径の異なった管を挿入しても環状路中央部, 外管内壁部はそれぞれ同一の実験式で表示することができる。Wilson の方法

で整理した中央部の実験式は Wilson の実験式 $\epsilon j_M = 1.09 Re^{-2/3}$ とよい一致を示した。しかし依然として管壁の影響が認められ、半径方向各位置で得られる実験式を一本化することができなかった。しかしながら Wilson の整理法はこれまでの整理法、 j_M 因子- Re 数、 j_M 因子- Re 数の場合よりそれぞれの式が近似し、各区分を同一の実験式で整理する方法としてかなりよい整理法と考えられる。

3. 6 \bar{a}_p の補正

3. 5 項で Wilson の整理法はかなりよい結果を与えることがわかったが、まだ依然として管壁の影響が残り、得られた式の係数から判断すると管壁部でのそれは小さく、物質移動量の少ないことを意味し、これを補正するために用いた \bar{a}_p の値は実際には更に小さいのではないかと考えられる。

そこで管壁の有無に関係なく、表 3 の実験式を 1 つで表示するために Wilson が溶解実験で得た実験式と同一の式で表示できた中央部を基準にして \bar{a}_p を外管内壁と内管外壁部で補正する係数を表 4 に示した。これらの係数を \bar{a}_p に乗じて用いると、環状部の半径方向位置に関係なく、

$$\epsilon j_M'' = 1.10 Re^{-2/3} \quad (23)$$

の唯一本の実験式を得る。

\bar{a}_p は充填層の空間率を補正する意味をもつが、表 4 に示した補正係数は更に管壁の有無による固液接触表面積の減少することを意味していると考えられる。この値が

小さいほど管壁の影響が大きいことを示し、本実験では内管壁の影響が大きいことがいえる。

表4 \bar{a}_p に対する補正係数

内管径	平均濃度使用の場合	外管内壁付近	内管外壁付近
4.0 cm	0.86	0.60	0.42
3.2 cm	0.91	0.64	0.53
1.6 cm	0.78	0.64	0.58

4. 結 言

充填層における固液系物質移動に関して管壁部の物質移動に与える影響を調べるために、環状路充填層を利用して、球状安息香酸を水で溶解する実験を $Re=1.42\sim 183$ の範囲で行ない、次の結果を得た。

- 1) 環状路充填層の空間率は管壁近傍で大きく、中央部は小さい。そのために管壁近傍では中央部に比し、流量が大きく、固液接触表面積が小さく、濃度は低い。
- 2) j_M 因子- Re 数の相関で得た実験式は環状路半径方向位置で係数の異なった式が得られ、 j_M 因子を ϵ で補正した ϵj_M と Re 数の相関では j_M 因子- Re 数の場合より係数が接近する。係数の違いは空間率の他に、管壁部での空間率だけで補正しきれない因子があり、空間率から算出した固液接触表面積を更に補正した値で整理し全部を 1 本の式で相関させることができた。

(昭和 55 年 5 月 24 日受理)

使用記号

\bar{a}_p : 単位体積当りの固液接触表面積 (cm ⁻¹)	D : 拡散係数 (cm ² /sec)	S : 層断面積 (cm ²)
\bar{a}_{p0} : 環状路中央部単位体積当りの固液接触表面積 (cm ⁻¹)	dp : 粒子径 (cm)	Sc : シュミット数 (-)
\bar{a}_{p1} : 環状路外管内壁付近単位体積当りの固液接触表面積 (cm ⁻¹)	h : 充填層高 (cm)	Sh : シャーウッド数 (-)
\bar{a}_{p2} : 環状路内管外壁付近単位体積当りの固液接触表面積 (cm ⁻¹)	j_M : 物質移動 j_M 因子 (-)	St' : 修正スタントン数 (-)
c : 流体液濃度 (g/cm ³)	j_{M0} : 環状路中央部の j_M 因子 (-)	\bar{u}_f : 液流速 (cm/sec)
c_s : 安息香酸飽和濃度 (g/cm ³)	j_{M1} : 外管内壁付近の j_M 因子 (-)	x : 外管内壁からの距離 (cm)
c_1 : 送入液濃度 (g/cm ³)	j_{M2} : 内管外壁付近の j_M 因子 (-)	x' : 内管外壁からの距離 (cm)
c_2 : 流動液濃度 (g/cm ³)	j_M' : 修正物質移動 j_M 因子 (-)	$\bar{\epsilon}$: 充填層平均空間率 (-)
D_o : 外管内径 (cm)	\bar{k}_L : 物質移動係数 (cm/sec)	ϵ_0 : 環状路中央部の空間率 (-)
D_i : 内管外径 (cm)	n : 充填粒子数 (-)	ϵ_1 : 外管内壁付近の空間率 (-)
	N : 単位時間当りの物質移動量 (g/cm ² ·sec)	ϵ_2 : 内管外壁付近の空間率 (-)
	Re : レイノルズ数 (-)	μ : 液粘度 (g/cm·sec)
	Re' : 修正レイノルズ数 (-)	ρ : 密度 (g/cm ³)
		ν : 動粘度 (cm ² /sec)

参考文献

- 1) 木村允, 能野一雄, 金田堯徳: 化学工学, **19**, 397 (1955)
- 2) Chilton, T. H. and Colburn, A. P.: Ind. Eng. Chem., **26**, 1183 (1934)
- 3) Williamson, J. E., Bazaire, K. E. and Geankoplis, C. J.: Ind. Eng. Chem. Fundls. **2**, 126 (1963)
- 4) Steinberger, R. L. and Treybal, R. E.: A. I. Ch. E. Journal, **6**, 227 (1960)
- 5) Wilke, C. R.: Chem. Eng. Progr., **45**, 218 (1949)
- 6) 日本化学会編: 化学便覧 (1975)
- 7) Wilson, E. J. and Geankoplis; Ind. Eng. Chem. Fundls., **5**, 9 (1966)

空気さく岩機の性能試験法に関する研究

水戸 唯則・辻谷 宣宏
香川 義郎・佐藤 一彦

A study on the Performance Test of Air-Rock Drill

Tadanori Mito, Nobuhiro Tsujiya, Yoshio Kagawa
and Kazuhiko Sato

Abstract

A new method for measuring the indicator diagram of air-rock drill has been developed to determine the optimal condition of the performance of rock drill. For determining the indicator diagram the pressure change in the cylinder of drill was measured by means of electric transducers which were mounted on the cylinder wall, and then the data were processed to analyze the motion of the piston in the cylinder as well as the change of pressure in the fore and rear chambers of the cylinder.

The experimental study confirmed that a new method was not only available for the performance test of the air-rock drill described in this paper, but also might be applicable to that of other machines such as hydraulic rock drill. The performance test showed that the mechanical efficiency of the air-rock drill was raised with an increase of pressure of inlet air over the range 2 to 4 kg/cm²G, but it was rather reduced beyond 4 kg/cm²G because of the increase of friction between the piston and the cylinder. The intensity of impulsive load was also in proportion to pressure of inlet air, but no increase of impulse was realized beyond the pressure of 4 kg/cm²G.

I 緒 言

岩盤掘削や地下資源の採掘にあたって、爆破孔の掘削は、ほとんど例外なくさく岩機に依存している。さく岩機の動力としては、内燃機関、電力、油圧、圧縮空気などがあるが、その中で圧縮空気が現在なお主流を占めている。空気さく岩機は爆発性ガスに対する安全性や、小型・軽量ながら高出力が可能、価格も低廉といった理由で広く普及しているのであるが、その反面、空気さく岩機には効率が低いという欠点がある。それ故、さく岩機の効率向上は切実であり、また、その前提として、さく岩機の作動機構を的確に把握することが必要である。

空気さく岩機は、ピストン式、ハンマー式、純回転式、回転衝撃式の4つに大きく分類されるが、筆者はピストン式のCA-7型コールピックハンマーについて性能試験をおこなった。ピストン式の空気さく岩機の性能試験は、すでに2, 3の研究があるが^{1,2,3)}、筆者らは従来の性能試験法とは異なった方法を用いて、インジケータ線図や、衝撃力、反動力、を測定し、空気さく岩機の性能を解明する手掛かりを得た。本文では、新しいインジケータ線図の測定方

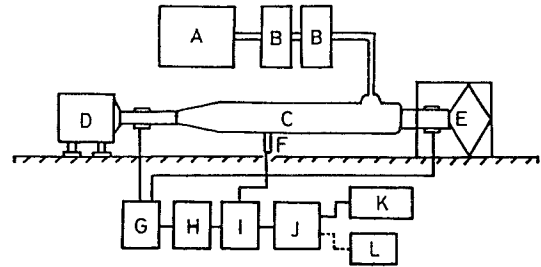
法とそれにもとづく測定結果について述べ、あわせて従来、測定例が少ない衝撃力、反動力の測定結果についても報告する。

II 実験装置および方法

1 実験装置

実験装置の全体の構成を図-1に示す。本実験に使用した空気さく岩機は、東洋工業製CA-7型コールピックハンマーである。コンプレッサーAから供給された圧縮空気は一たんエアレシーバーBに貯えられ空気の脈動を静めたのち、さく岩機Cに送られる。さく岩機の衝撃力は油圧シリンダーDで受け、また、圧着力はパンタグラフ型のジャッキEによって与える。さく岩機作動中のシリンダー内空気圧力は、さく岩機のシリンダー部に取付けた圧力変換器Fで検出し、

直流増幅器Iで増幅したのちデジタルメモリーJに一時記憶される。また、ピストンがピックスチールに衝突する際に発生するひずみおよび後部のジャッキとさく岩機の間に入挿した板バネEが受けるひずみは平衡回路を経て増幅され、シリンダー内圧力とともにデジタル記憶される。これら3つの記録波形はペンレコーダーK、またはシンクロスコープL上に再生され解析に用いられる。



A : Compressor
B : Air Receiver
C : Coal Pick Hammer
D : Oil Cylinder
E : Reactionary Apparatus
F : Transducer
G : Bridge Box
H : Strain Meter
I : D.C. Amplifier
J : Digital Memory
K : Pen Recorder
L : Synchroscope

図-1 実験装置全体構成

2 シリンダー内圧力の測定

さく岩機シリンダー内圧力を連続的に測定するためシリンダー側面に後端より7 mm 間隔で5 mm の測定孔を31個をあけ、また、シリンダー前室および後室に圧縮空気が入気する時期を解明するため供給口より前室に通ずる細い空気通路に直径5 mm の測定孔を各通路に

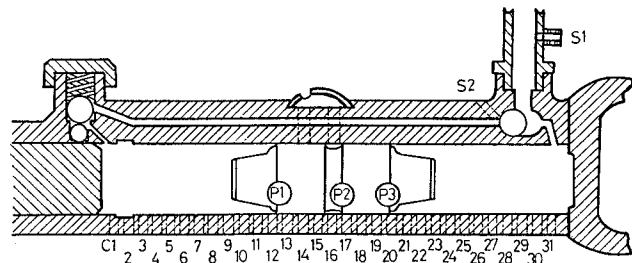


図-2 さく岩機断面と圧力測定位置
C1 - C31 シリンダー内圧力測定点
S1 供給空気圧力測定点
S2 前室側通路での圧力測定点
P1 - P3 ピストン部位

一つずつあげ圧力変換器を取付けられるように設計した。なお、取付ける際にはアダプターを使用した。シリンダーにあいている 31 個の測定孔のうち測定する箇所には圧力変換器を取付け、他の測定孔はプラグで密閉し圧縮空気の漏れを防いだ。シリンダー内圧力の測定は圧着力 0 kg、供給圧力 2, 3, 4, 5 kg/cm²G の条件でおこなった。それぞれの測定孔には図-2 に示すように記号をつけて区別した。なお、S 1 は供給圧力の変化を測定するためにホースに取付けた測定孔で、S 2 は前室に通じる空気通路に設けたものである。また、説明の都合上ピストンの肩と中央部に P 1, P 2, P 3 の番号を付けた。

3 衝撃力の測定

ピストンがピックスチールを衝撃する際に生ずる衝撃力は、ピックスチール表面のひずみを検出することにより測定した。ひずみの検出には抵抗値 120 Ω のフォイルゲージを用いた。ひずみゲージはピックスチールのピストン側打撃端から 176 mm の位置に 180° 対向で一組接着し、荷重計を構成した。

4 反動力の測定

パンタグラフ型ジャッキとさく岩機本体との間に試作した荷重計を直列に挿入することにより、ジャッキによりさく岩機にあたえられる圧着力ならびにさく岩機作動中に発生する反動力を測定した。本実験で用いた荷重計は、一組の板バネからなり、荷重によって生ずる板バネのたわみをストレンゲージによりひずみに変換し、検出することができる。なお、板バネ表面に貼ったストレンゲージは、衝撃力の測定に用いたものと同じである。

III 実験結果および考察

1 シリンダー内空気圧力の解析

1. A ピストン位置の決定

本研究では、各測定孔での圧力よりピストン位置を決定した。この測定方法は本研究の一つの特徴となっており、以下に具体的な手順について述べる。

図-3 は、3 kg/cm²G での後室側測定孔 C 22 と C 31 の波形である。a, f はピストンとシャクヘッドが衝突した点であり、a ~ f 間が 1 周期である。b は後退行程においてピストンの肩 P 3 が測定孔 C 22 を通過しふさぐ点であり、C 22 の圧力は C 31 における後室側圧力より低下する。e は前進行程においてピストン P 3 が C 22 を通過し開放する点で、後室側圧力の影響を受け C 31 での圧力と同圧力になる。c, d はピストン中央 P 2 の影響で現われた変化であるが、この点からもピストン位置が決定できると思われる。前室側圧力からもピストン位置がわ

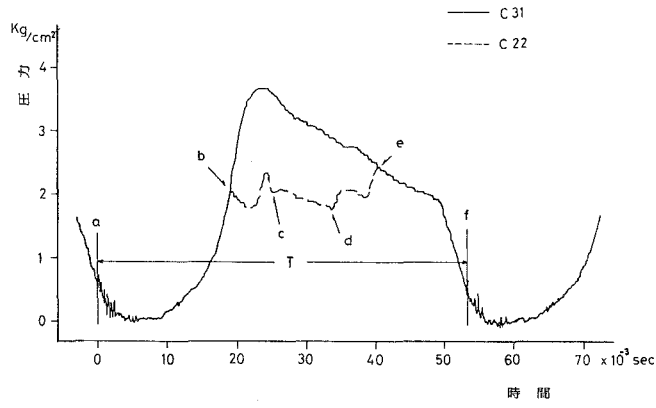


図-3 後室側測定孔C 22およびC 31での圧力波形、供給圧力 3 kg/cm²G

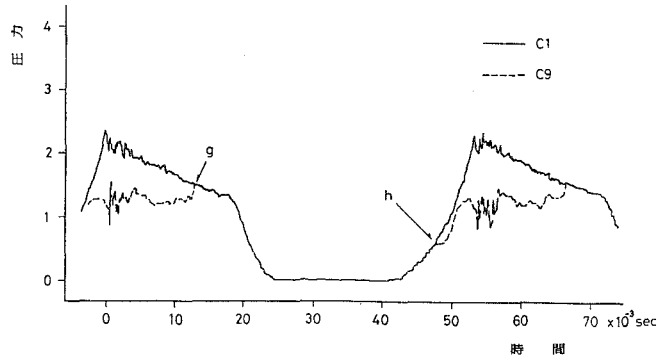


図-4 前室側測定孔C 1およびC 9での圧力波形、供給圧力 3 kg/cm²G

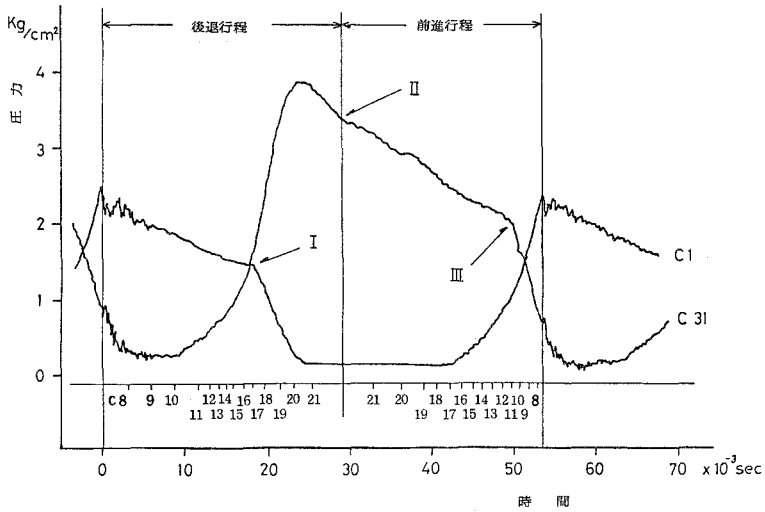


図-5 ピストン中央位置と圧力波形

かる。図-4は前室側測定孔C1とC9の波形である。g, hは前進および後退行程において、ピストンの肩P1が測定孔C9を通過する点である。図-5の横軸にはピストンの中央P2がどこの測定孔の上にあるかを示す。Iは後退行程においてピストンP1が排気孔を通過し、前室内圧縮空気が大気中に放出する点である。IIでピストンは停止し、後退から前進に移る。IIIは後退行程においてピストンP3が排気孔を通過する点である。図-6はC1～C31の圧力波形を並べたもので、▼印はピストンP1, P3が通過した点を示していて、ピストンの連続的な動作状態がわかる。

1. B ピストン速度

ピストン速度は隣り合った測定孔間をピストンが通過するに要した時間と測定孔間の距離から算出した。前述のように、各測定孔をピストンが通過した時刻は、基準波形とその測定孔での圧力波形を比較することにより求められる。図-7に測定孔C24とC25の波形を示したが、図-3と同様にa, bはピストンP3が測定孔C24とC25を通過し、測定孔をふさいだ点であり、他方c, dはC24とC25を開放した点である。したがって後退行程でピストンがこの2点を通過するに要した時間は t_1 であり、また同様に前進行程での通過時間は t_2 である。この様にして測定孔を順次移動しピストン一往復の速度を算出した。図-8には、供給圧力3 kg/cm²Gにおいてピストン中央位置P2がC8～C21までの測定孔を通過するときの速度を示した。

1. C インジケータ線図

さく岩機の性能を知るためにはインジケータ線図が必要である。前述したように、ピストン位置が決定できたので、任意の位置に対する前室および後室の圧力をプロットしたインジケータ線図が得られる。図-9には、供給圧力2, 3, 4, 5 kg/cm²Gのものを示す。各線図において後室圧力は後退行程で供給圧力より高くなっているが、これはバルブが後室側に開いた後、圧縮に入気圧が加わることによる急な圧力上昇と考えられる。したがって、シリンダーよりバルブを通りホースの方に排気がなされている可能性があると考えられる。その後、速度が小さくなると排気量が圧縮に比べ大きくなり、再び圧力が下がってピストン停止とともに供給圧力にほぼ等しくなる²⁾。

バルブボールの移動によって前室および後室の圧力に大きな変化をおよぼし、またインジケータ線図にも影響を与える。そこでバルブボールの移動時期を解明する必要がある。図-10は、前室側C1, 後室側C31, 供給口S1および前室側通路S2の各測定孔の圧力変化の波形である。圧縮空気が入気する際、前室への空気通路が長く、ストップバルブ部を通過するため圧力損失が大きくなりS2の圧力よりC1の圧力が低下する。また、C1の波形が右下りに

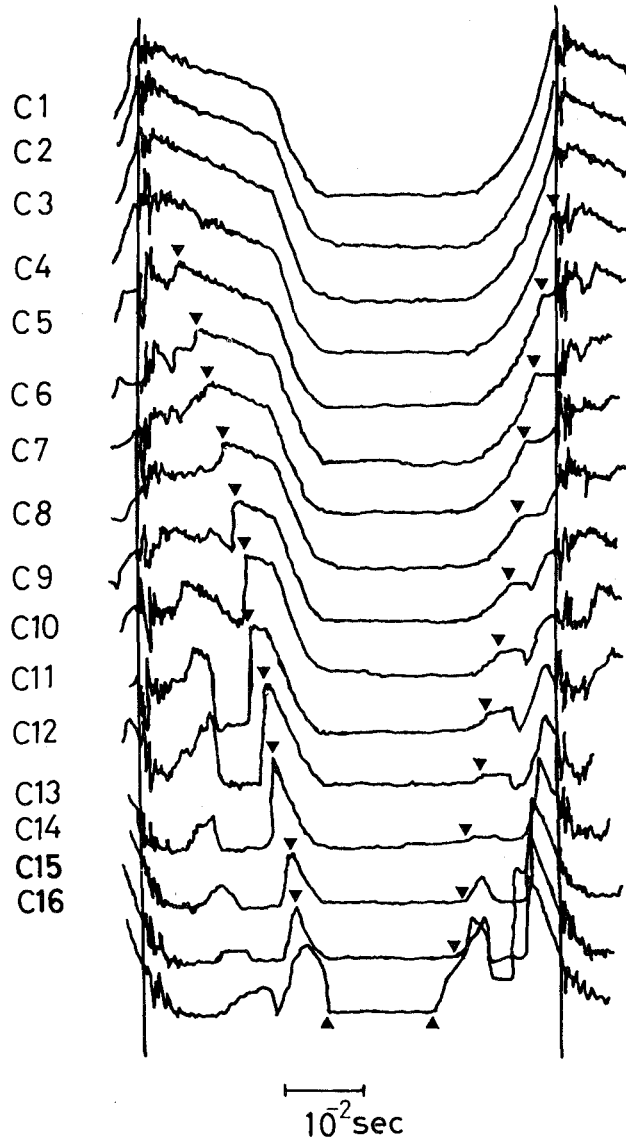


図-6 (a) C1-C16前室側測定孔の圧力波形, 供縮圧力 $3 \text{ kg/cm}^2\text{G}$
 図中▼印はピストンが測定孔を通過した時刻に対応する。

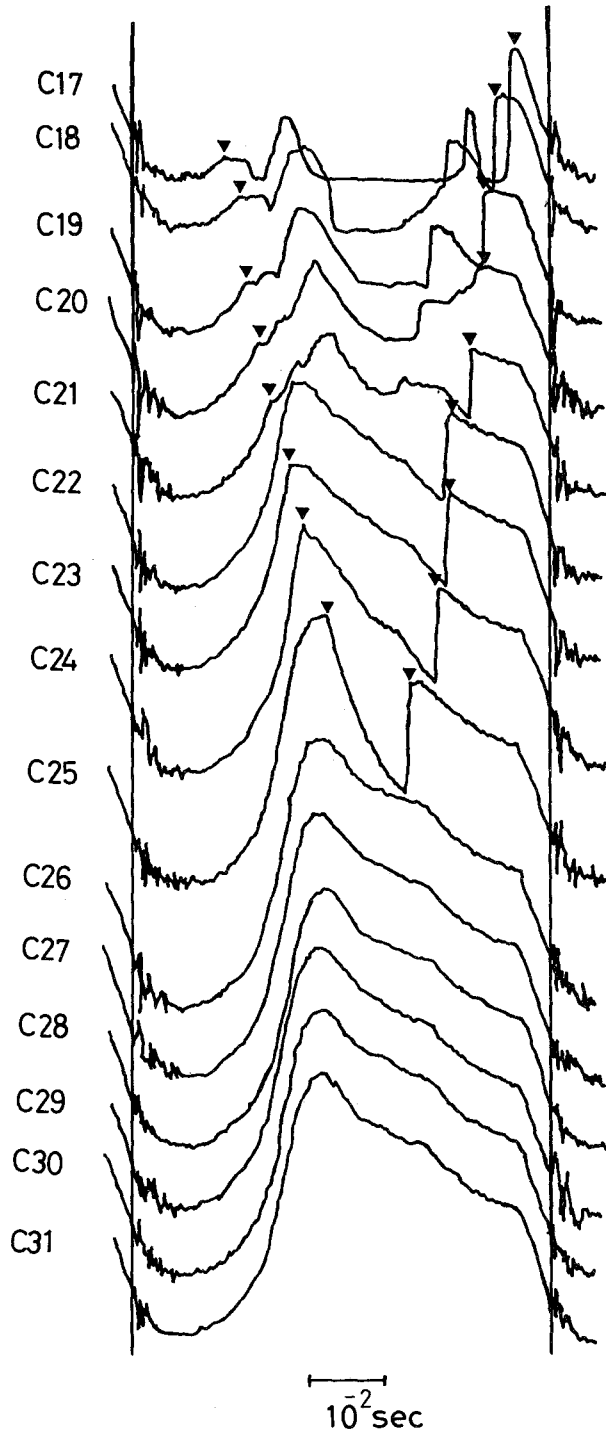


図-6 (b) C 17-C 31 後室側測定孔の圧力波形, 供給圧力 $3 \text{ kg/cm}^2\text{G}$
 図中▼印はピストンが測定孔を通過した時刻に対応する。

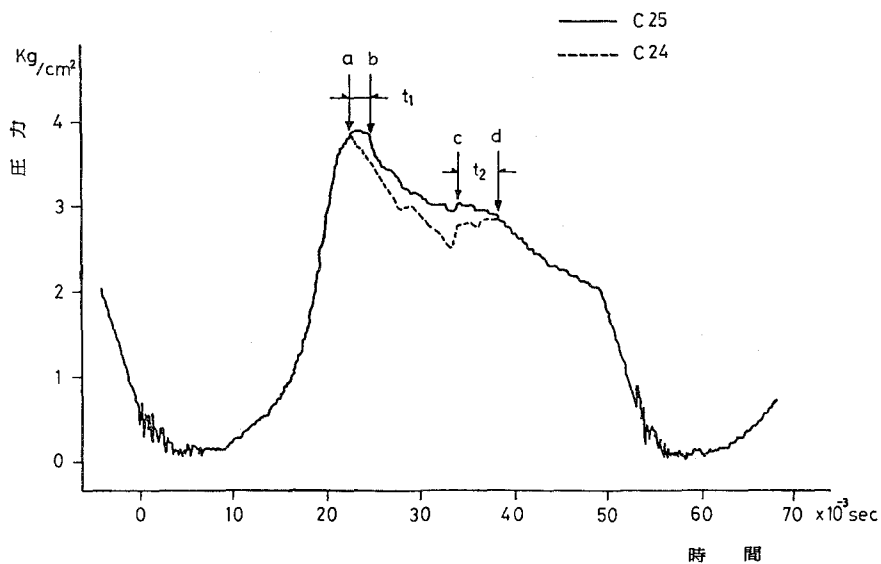


図-7 隣接2測定孔での圧力波形の対比によるピストン通過時間の決定方法

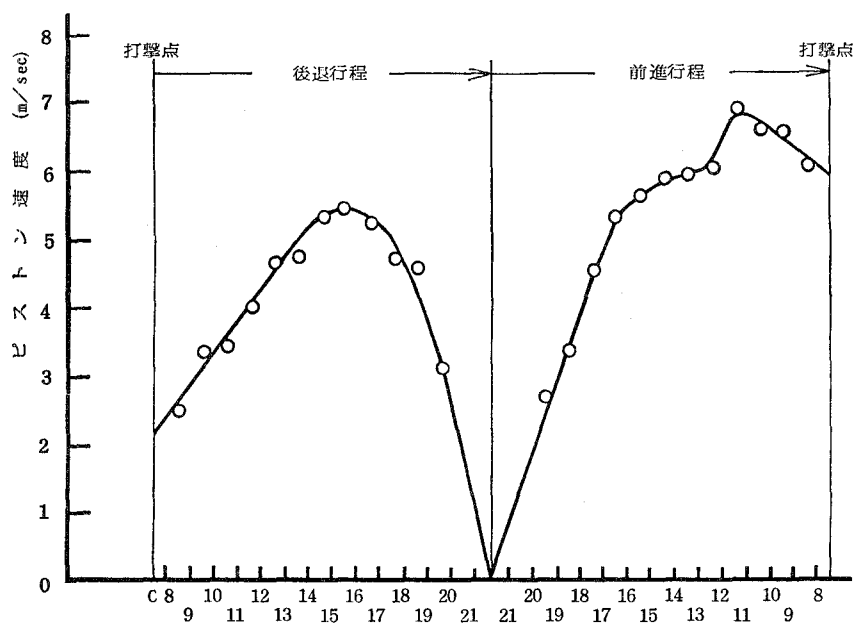


図-8 ピストン位置によるピストン速度の変化
供給圧力 3 kg/cm²G

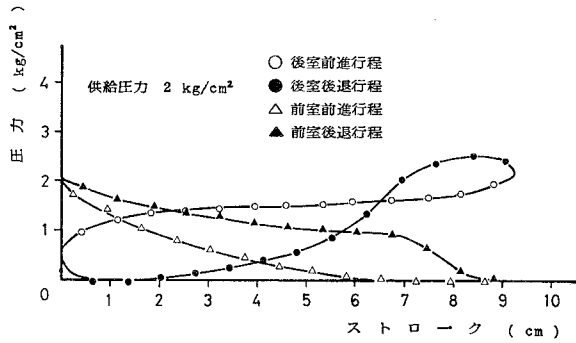


図-9 (a) 空気さく岩機インジケータ線図

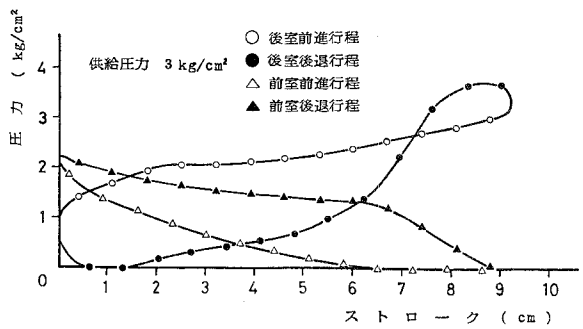


図-9 (b) 空気さく岩機インジケータ線図

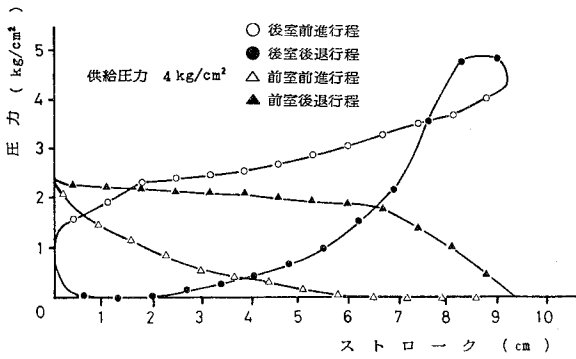


図-9 (c) 空気さく岩機インジケータ線図

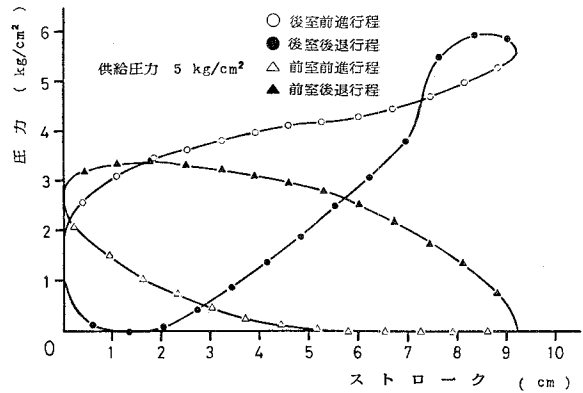


図-9 (d) 空気さく岩機インジケータ線図

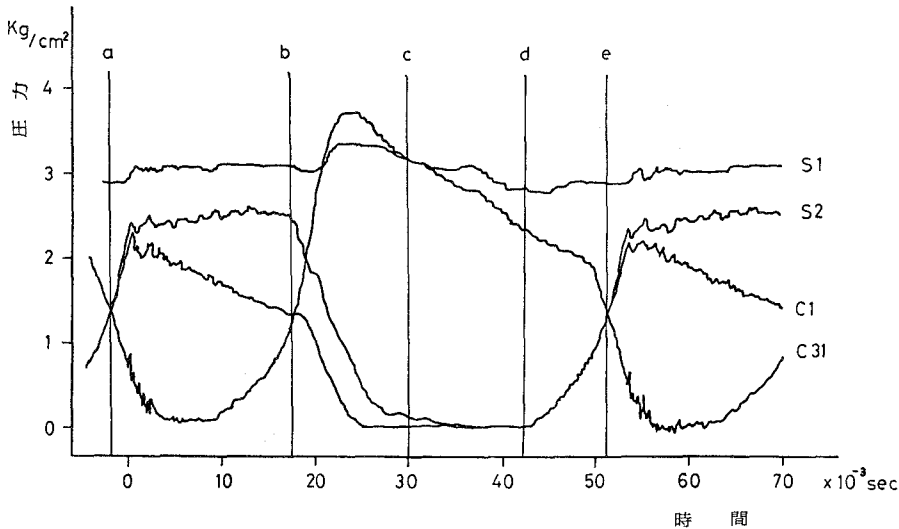


図-10 バルブボール移動時期を解析するための圧力波形の対比供給圧力 $3 \text{ kg/cm}^2\text{G}$

なるのは前室への入気行程において、空気通路の摩擦およびシリンダー内の空気膨張が伴うためと考えられる。

次にバルブボールの移動時期を考える。S2はbで圧力低下をおこすが、これは前室に入気していた圧縮空気が後室側に切り換わったためと考えられる。d-e間は前室入気のない単純圧縮でありC1とS1は同圧力となる。e以後は前室に入気が行なわれるためC1の圧力が低下する。つまり、e点で入気が後室から前室側に切り換わったと考えられる。バルブボールの移動時期はbとeであり、前室と後室の圧力が平衡になる点とほぼ一致している。

1. D 空気さく岩機の効率およびピストンの摩擦損失

さく岩機の効率を図-11に示す。この図より機械効率は供給圧力 $4 \text{ kg/cm}^2\text{G}$ のときが最も高くなっており、正味熱効率は供給圧力が上昇するとともに高くなっている。ただし、機械効率とは図示馬力に対する正味馬力（ピストンの打撃運動エネルギーと毎分打撃数との積）の比で表わし、正味熱効率は空気馬力に対する正味馬力の比で表わされる。図-12にピストン前進および後退摩擦損失馬力、ピストン往復摩擦損失馬力を示す。ここで摩擦損失馬力とはピストンとシリンダー間の摩擦によって損失する仕事量の割合を意味している。供給圧力 $5 \text{ kg/cm}^2\text{G}$ において、機械効率は減少傾向にあるが、ピストン往復摩擦馬力は逆に増加している。つまり、 $5 \text{ kg/cm}^2\text{G}$ での機械効率の低下はピストンの摩擦の上昇に関係があると考えられる。本実験では、シリンダー内ピストン潤滑油として丸善モーターオイル・ニューマキシマムAPを用いたが、他の潤滑油を用いた比較実験でその関係が明らかになるとと思われる。

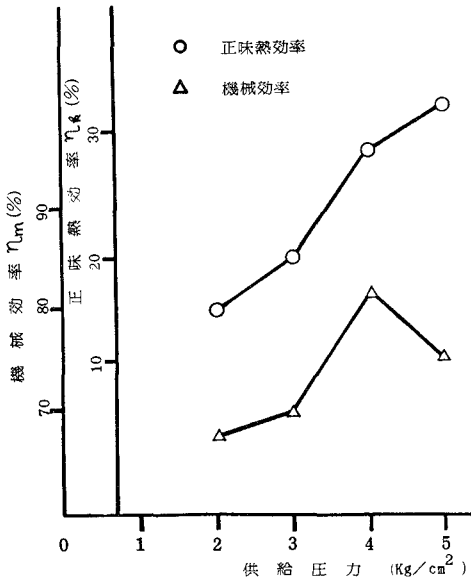


図-11 空気さく岩機の効率

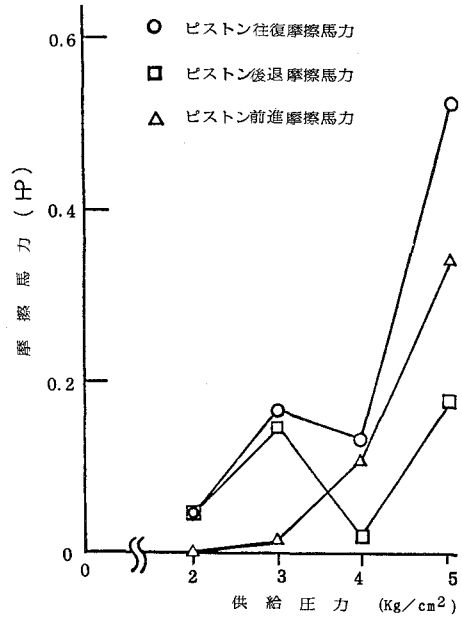


図-12 ピストンの摩擦損失馬力

2 ピックスチールに生じた衝撃応力

反動力を測定するために板バネ上にストレンゲージを貼ったが、その典型的な観測ひずみ波形の一例を図-13に示す。図-14には、ピックアップスチールに生じた最大応力と供給圧力の関係を示す。4.5 kg/cm²Gの最大応力は実線と点線で示されているように明らかに二つのグループに分かれた。実験中にピストン-ピックアップスチール-オイルピストンでの衝突音が通常と変わって聞こえたり、測定孔S2で圧力波形に異常がみられたりした。これはバルブボールの運動がバルブシートに生じる圧気のうず巻き²⁾などの影響より圧力降下をおこして通常と変わるためと考えられる。また、高い供給圧力でさく岩機を作動させるとシリンダー内部のピストンは速い周期で運動する。当然、ピックアップスチールの運動（ピストンに打撃され被打撃物に衝突して反発し、シリンダーワッシャー部に衝突する）の周期も速くなるが、その各々の周期は異なるであろう⁴⁾。そこで運動しているピストンとピックアップスチールが正と負の速度で衝突した場合、その相対速度は増加しエネルギー伝達は相方とも大きくなる。それによりピストンの後退速度が増加し、バルブボールの移動に異常をきたすとも考えられる。

3 空気さく岩機の反動

図-15には圧着力と打撃数の関係を示した。この図より供給圧力が低い時には圧着力と打撃数に比例関係があるということがわかるが、供給圧力が高くなるにつれてその傾向がさほど顕

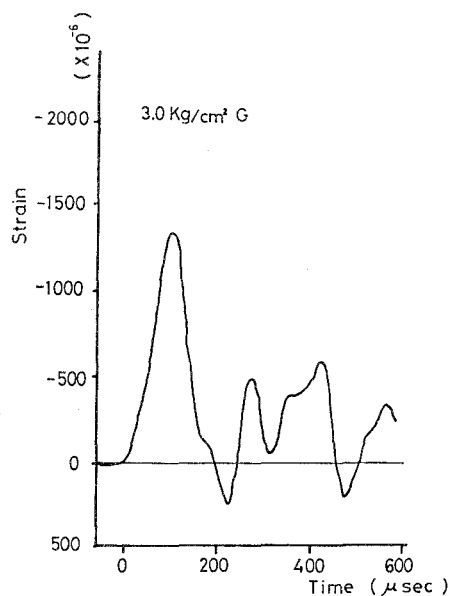


図-13 ピックスチールに生じたひずみ波形

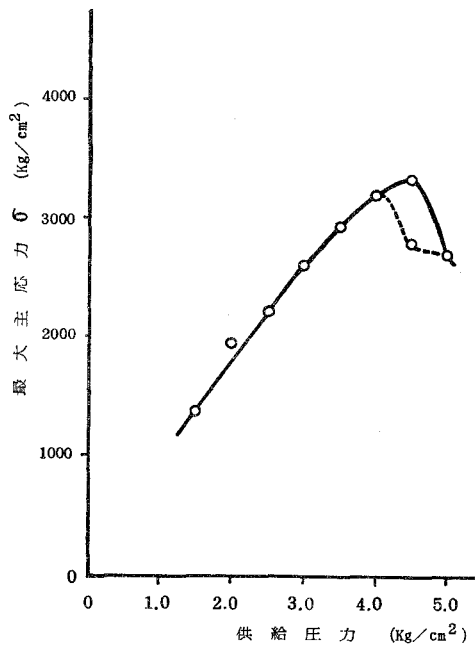


図-14 ピックスチールに生じた最大応力と供給圧力の関係

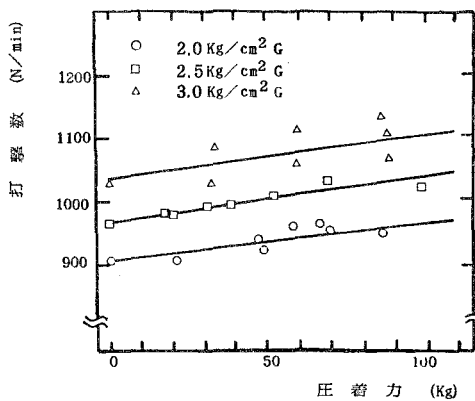


図-15 圧着力と打撃数の関係

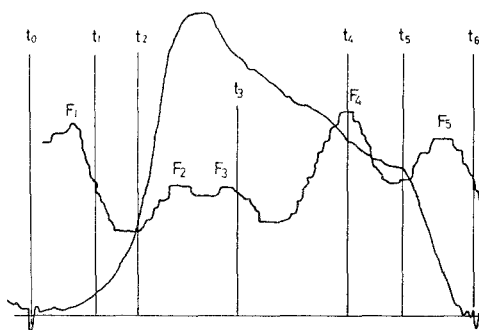


図-16 反動力と後室圧力

著に現われない。それは圧着力や供給圧力を大きくすると、バルブボールやピストンの運動に影響をおよぼすと考えられる。図-15に $3\text{ kg/cm}^2\text{G}$ での反動曲線と後室圧力を示す。 F_1 は明らかにピストン衝撃時の反動であり、 F_4 はその波の立上がり時期からみてピストンの前進運動によって引き起こされる機体の後退運動に起因するものであろう。これに対して F_2 および F_3 の波はピークが低く後退運動の最中に発生していることからシリンダー内空気圧力の上昇に伴ない機体の後退運動が誘発されて発生したと考えられる⁵⁾。なお、 F_5 については今回の実験では何を意味するのかわからなかったが、今後の実験で解明できると思われる。

結 言

空気さく岩機の性能試験を行なうために、供給圧力が $2 - 5\text{ kg/cm}^2\text{G}$ の範囲でのインジケータ線図、衝撃力、反動力を測定した。特にインジケータ線図を作成にあたっては、ピストン位置の標定とシリンダー内圧力の測定をともに圧力波形の観測にもとづいて行なうという新しい手法を採用した。本研究を通じて得られた主要な結論をあげると次のとおりである。

- 1) シリンダー側面に設けた各測定孔でシリンダー内圧力波形を測定することによりピストン位置を標定できた。
- 2) 入気通路での圧力変動を測定することによりバルブボールの移動時期はほぼ前後室圧力の平衡点であることが確証された。
- 3) ピストン後退行程において後室内圧力は供給圧力より上昇し、バルブを通り逆にホース側へ排気が行なわれていると推測される。
- 4) 機械効率は供給圧力 $4\text{ kg/cm}^2\text{G}$ のとき最も高く、供給圧力が $5\text{ kg/cm}^2\text{G}$ になると逆に減少する傾向がみられたが、この原因はピストンとシリンダー間の摩擦の増大によるものと推定される。
- 5) ピックスチールに生じる最大応力は、ほぼさく岩機の供給空気圧力に比例するが、高い供給圧力ではかなりの変動を示した。
- 6) 圧着力と打撃数は、ある程度の比例関係にある。
- 7) 本実験および解析方法はCA-7型コールピックハンマーのみならず他の空気さく岩機の性能試験にも適応できるものと考えられる。

終わりにのぞみ、本学開発工学科の前野良久名誉教授の適切な御指導いただき、ここに深く感謝の意を表します。またあわせて本実験に使用したさく岩機を試作していただいた東洋工業さく岩機開発課の御厚意に感謝します。

(昭和55年5月24日受理)

参 考 文 献

- 1) 前野良久：我国炭鉱におけるコールピックの使用の現状と将来に関する考察並びにコールピックの性能試験法に関する研究（1961）
- 2) 藤村義樹・渡辺善治郎：日本鉱業会誌，74-842，476，（1958）
- 3) 藤村義樹・渡辺善治郎：日本鉱業会誌，74-844，865，（1958）
- 4) 井口正澄・有賀政勝：日本鉱業会誌，70-787，19（1954）
- 5) 鏡山俊夫：鉱山動力学便覧，2，139（1955）

胆振幌別川流域における豪雨流出過程に関する研究

藤 間 聡・中 田 満 洋*

Heavy Rainfall Runoff Process in the Iburi-Horobetsu River Basin

Satoshi Tohma, Mitsuhiro Nakata

Abstract

Horobetsu is located at the down stream of Iburi-Horobetsu river basin and is one of the heavy rainfall areas in Hokkaido.

Heavy rainfall usually brings disastrous damages on the places along the river. For example, Horobetsu was struck by Typhoon (No. 17) in September 13, 1976, and suffered severe disaster from flood caused by heavy rainfall of 268mm.

This paper discusses the runoff process and flooding process on the basis of the results of runoff analysis. The tank model was used to calculate the hydrographs associated with heavy rainfall in Horobetsu river basin. It fitted the flood peak and time. Flood forecasting based on the results of calculation coincides with the inundated area in Horobetsu.

1. ま え が き

胆振南西部に位置する登別地方は、北海道で有数の豪雨地域であり、現在に至るまで出水氾濫災害が多発している。最近の災害では、昭和 51 年 9 月 13 日の台風 17 号の同地方通過時の豪雨（13, 14 両日で 268mm）により生じたもので、登別市幌別町を中心にして重軽傷者 3 名の人的被害、床上浸水 68 戸、床下浸水 844 戸の家屋被害に及んだ。

幌別町は胆振幌別川流域の最下流の幌別川と来馬川との合流部にあり、市街を貫流する来馬川の疎通能力が小さく、かつ市街の雨水を集める排水路の大部分が来馬川に接続しているため集中豪雨による内水氾濫災害の危険度は高いと言える。

本研究は、胆振幌別川流域内で現在まで得られている降雨量、流出量に関する観測資料を用いて山地部、平地部の短期流出過程を推定し、幌別町の内水氾濫の発生過程を巨視的に把握して災害対策の基礎資料に供しようとするものである。

* 現 北海道開発局旭川開発建設部治水課勤務

2. 胆振幌別川流域の特性

(1) 流域の概要

胆振幌別川（以下幌別川と記す。）流域は図-1に示すように平均標高700mの尾根に囲まれた南北15km、東西11kmのほぼ扇状形流域である。同流域の雨水を受ける幌別川は上流部において3川合流の放射状を呈し、中流部の工業用水池を経て幌別市街に入り来馬川と合流して太平洋に流下する延長17.6kmの二級河川である。

流域の90%は山地部が占め、この部分は山林地で地質は古期安山岩とみられ、残りの平坦地は市街地及び畑地から成り地質は吉岡・福山層といわれる¹⁾。

幌別川流域に関する諸元をまとめると、次の通りである。

流域面積：	幌別川	山地	73.2km ²	平地	6.5km ²	計	79.7km ²
	来馬川	山地	22.2km ²	平地	2.8km ²	計	25.0km ²
	計	山地	95.4km ²	平地	9.3km ²		104.7km ²
流路延長：	幌別川	17.6km	平均高度：	325m			
	来馬川	13.4km	中位高度：	310m			

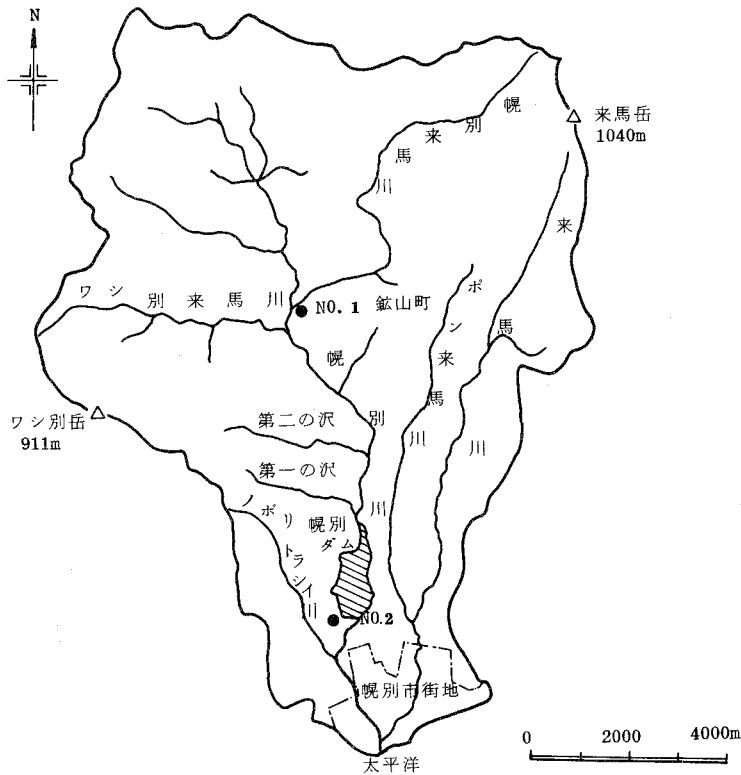


図-1 胆振幌別川流域

但し、平均高度、中位高度は格子法を用いて算出した値で、5万分の1の地形図上に東西・南北に500m間隔で格子を組み、格子上の総累計高度を格子数421で除した値を平均高度とし、20m高度毎に区分して面積の50%に相当する値を中位高度とした。

(2) 降雨特性

幌別川流域の流出解析に使用した降雨量の資料は、図-1に示すNo.1地点の標高350mにある鉱山町観測所、並びにNo.2地点の標高40mにある室蘭地区工業用水道管理事務所内の観測所で収集されたものであり、また幌別川のハイドログラフは、No.2地点で得られたものである。

両雨量観測所で得られた一回連続降雨の相関を調べるため、観測開始の昭和43年から昭和53年までの10年間から20個の大雨記録を抽出し、相関係数 r_{xy} を求め有意水準1%、自由度18で検定したところ、 $r_{xy}=0.269 < r_{0.01}=0.561$ となりNo.1とNo.2観測所で得られた降雨は無相関であると考えられる。この結果を考慮して、幌別ダムに流入する山地部の流出量については、No.1地点の観測資料を、幌別市街地からの平地部流出量を算定するためにはNo.2地点の観測資料を使用することにした。

なお登別地方の降雨特性を調べるため、来馬岳から東南約4kmの札内地区にある幌別苗畑事業所による昭和5年から昭和52年(但し昭12~16, 25~26年欠測)までの42年間の最大日雨量を用いて、岩井法、積率法及びトーマス法²⁾にて確率日雨量を求め、その結果を表-1並びに図-2に示す。岩井法と積率法との結果を比較するとほぼ一致しているが、トーマス法で算出した確率日雨量は

表-1 登別地方の確率最大日雨量

確率年	岩井法	積率法	Thomas法
200年	410 ^{mm}	405 ^{mm}	440 ^{mm}
100	364	360	385
75	346	342	365
50	320	317	340
30	289	287	308
20	264	265	280
10	224	223	240
7	203	202	215
5	183	183	187
3	153	153	157
2	128	128	130

(観測年 昭和5~52年)

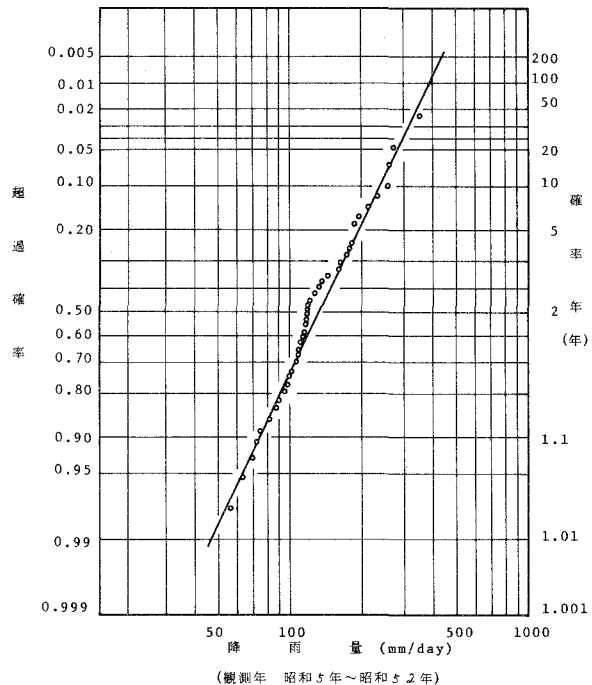


図-2 トーマス法による登別地方の確率最大日雨量

他の二法によるものより 10%程度大きめの値を示す。登別地方の確率日雨量は表-1、図-2から判断されるように非常に大きく、北海道に限ると第1位に位置する豪雨地帯である³⁾。

3. タンクモデル法による山地部流出解析

(1) タンクモデル法の概要^{4),5)}

流出解析を行う場合、解析法としては合理式法⁶⁾、単位図法⁷⁾、貯留関数法⁸⁾、タンクモデル法、kinematic wave法⁹⁾等がある。本解析においては、入手した資料が降雨及び流出量観測記録に限られており、また流域内山地部の地質が比較的浸透性に富み非線型流出過程が推察されることからタンクモデル法によって流出解析を行うことにする。

流出現象は降雨から流出への変換過程であり、本解析で使用したタンクモデル法は、複雑な流域の諸条件及び降雨条件を巨視的に把え、簡便な物理モデルによって流出系を表現するものである。

タンクモデル法は、図-3に示すような模型タンクを数個組合せて流域内の流出過程を表すものである。いま同図中の最下段タンクを用いて基本計算式を導びくことにする。

上からの供給雨水がない $z_3(t) = 0$ の場合を考えると、右下の孔からの流出 $y_5(t)$ は水深 $R_4(t)$ に比例する。

$$y_5(t) = \alpha_5 \cdot R_4 \quad (3.1)$$

ここで、 α_5 は流出孔定数で単位は 1/時である。

タンク内で連続の式を考えると次式が与えられる。

$$-y_5 = \frac{dR_4}{dt} \quad (3.2)$$

(3.1) 式と (3.2) 式とを連立して、時刻 $t = 0$ のときの流出を y_0 とすると、

$$y_5 = y_0 e^{-\alpha_5 t} \quad (3.3)$$

が得られる。

次にタンクに連続的に供給雨水 $z_3(t) \neq 0$ が作用する場合には、

$$z_3 - y_5 = \frac{dR_4}{dt} \quad (3.4)$$

となり、解は最終的に次式で与えられる。

$$y_5 = \int_0^\infty z_3(t-\tau) \alpha_5 e^{-\alpha_5 \tau} d\tau \quad (3.5)$$

上式からタンクの孔からの流出は指数遞減することがわか

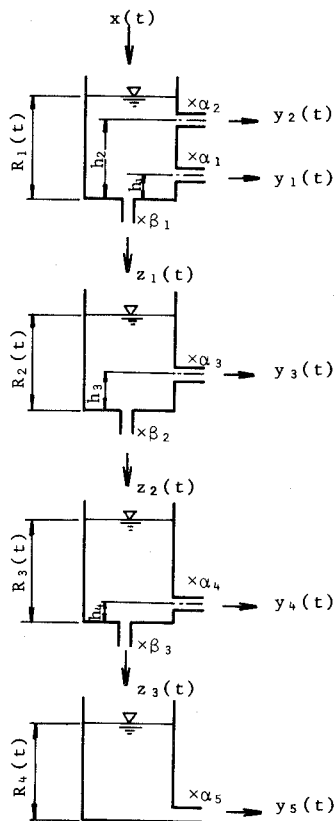


図-3 直列4段タンクモデル

る。

タンクモデル法を解析対象流域に適用する場合、タンク個数、流出孔数、流出孔位置及び流出孔定数をそれぞれ決定しなければならない。本解析においては、直列4段タンクモデルを考え、基本式を導びくことにする。

(i) 1段目タンクの貯留高が $0 < R_1 < h_1$ の場合

$$y_1 = y_2 = 0, \quad z_1 = \frac{\beta_1}{s + \beta_1} x \quad (3.6)$$

$$y_3 = \frac{\alpha_3}{s + \beta_2 + \alpha_3} z_1 - \frac{\beta_2 \alpha_3 h_3}{\beta_2 + \alpha_3}, \quad z_2 = \frac{\beta_2}{s + \beta_2 + \alpha_3} z_1 + \frac{\beta_2 \alpha_3 h_3}{\beta_2 + \alpha_3} \quad (3.7)$$

$$y_4 = \frac{\alpha_4}{s + \beta_3 + \alpha_4} z_2 - \frac{\beta_3 \alpha_4 h_4}{\beta_3 + \alpha_4}, \quad z_3 = \frac{\beta_3}{s + \beta_3 + \alpha_4} z_2 + \frac{\beta_3 \alpha_4 h_4}{\beta_3 + \alpha_4} \quad (3.8)$$

$$y_5 = \frac{\alpha_5}{s + \alpha_5} z_3 \quad (3.9)$$

(ii) 1段目タンクの貯留高が $h_1 < R_1 < h_2$ の場合

$$y_1 = \frac{\alpha_1}{s + \alpha_1 + \beta_1} x - \frac{\alpha_1 \beta_1 h_1}{\alpha_1 + \beta_1}, \quad y_2 = 0, \quad z_1 = \frac{\beta_1}{s + \alpha_1 + \beta_1} x + \frac{\alpha_1 \beta_1 h_1}{\alpha_1 + \beta_1} \quad (3.10)$$

y_3, y_4, y_5, z_2, z_3 は(3.6)式の z_1 の代りに(3.10)式の z_1 を用いることにより(i)の場合と同一式で表現できる。

(iii) 1段目タンクの貯留高が $R_1 > h_2$ の場合

$$y_1 + y_2 = \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)x}{s + \beta_1 + \alpha_1 + \alpha_2} - \frac{\beta_1(\alpha_1 h_1 + \alpha_2 h_2)}{\beta_1 + \alpha_1 + \alpha_2}, \quad z_1 = \frac{\beta_1 x}{s + \beta_1 + \alpha_1 + \alpha_2} + \frac{\beta_1(\alpha_1 h_1 + \alpha_2 h_2)}{\beta_1 + \alpha_1 + \alpha_2} \quad (3.11)$$

y_3, y_4, y_5, z_2, z_3 に関しては前述の(i)の場合と同一式である。

ここで、 $s = \frac{d}{dt}$, $y_1 \sim y_5$: 流出孔からの流出高 (mm), x : 供給雨水 (mm), $z_1 \sim z_3$: 浸透孔からの浸透高 (mm), $R_1 \sim R_5$: 貯留高 (mm), $h_1 \sim h_4$: 各タンクの底から各流出孔までの高さ (mm) を示す。

以上を要約すると、流域からの全流出量 Y は $Y = y_1 + y_2 + y_3 + y_4 + y_5$ で与えられ、各 y_i は各タンクの貯留高 R_i と流出孔定数 α_i, β_i 及び流出孔位置 h_i により算出することができることになる。

幌別川流域に適用するタンクモデルを決定するため、流出孔位置、流出孔定数に初期値を割り当て、電子計算機を使用して試算を繰り返して値の修正を行い実測ハイドログラフに最も適合するものを採用した。結果は以下の通りである。

第1段タンク: $\alpha_1 = 0.03 h r^{-1}$, $\alpha_2 = 0.10 h r^{-1}$, $\beta_1 = 0.30 h r^{-1}$, $h_1 = 2.50 \text{ mm}$, $h_2 = 20.00 \text{ mm}$

第2段タンク: $\alpha_2=0.08h_r^{-1}, \beta_2=0.17h_r^{-1}, h_3=4.00mm$

第3段タンク: $\alpha_3=0.08h_r^{-1}, \beta_3=0.12h_r^{-1}, h_4=4.50mm$

第4段タンク: $\alpha_4=0.05h_r^{-1}$,

但し第2, 3段目の z_2, z_3 の流出孔は, 底部よりそれぞれ 4.00 mm, 3.00 mm 嵩上げし流域地層の保水量に割り当てた。

決定されたタンクモデルを適用して幌別川流域の流量ハイドログラフを推定した結果の例を図-4,5,6,7に示す。これらの図から計算値と実測値とは全体の形状が同じ傾向にあり, 図-6を除いてピーク流量もほぼ一致していることが認められる。詳細に見るとピーク時刻に関しては両者に差が生じているが, 地形的・地質的状态及び降雨特性の影響を受ける上昇期の傾向は, 実測値と計算値においてほぼ同一と考えられ, また流域からの水の引き方を示す逓減部は, 実測値の変動を十分に表わしてはいないが同じ傾向にあると考えられ, タンクモデルの適用が妥当であると思われる。

4. 平地部における洪水予測

前章においてタンクモデル法による流出ハイドログラフは実測値を十分推測できることが明らかになった。この流出モデルを適用して得られた流量を用い不等流計算を行い, 幌別・

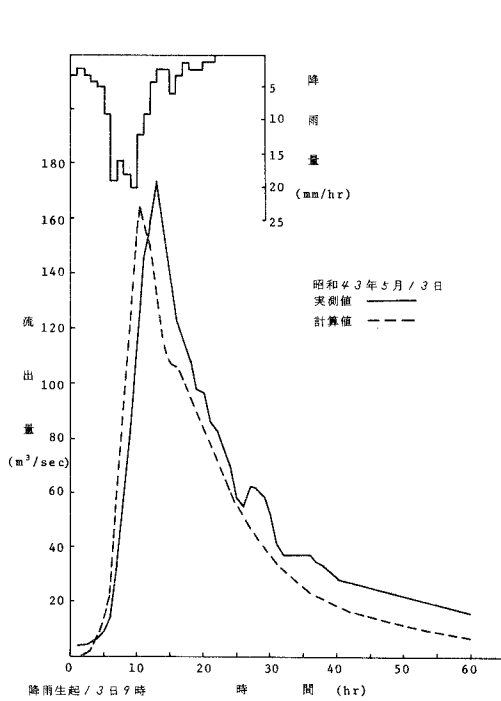


図-4 幌別川ハイドログラフ

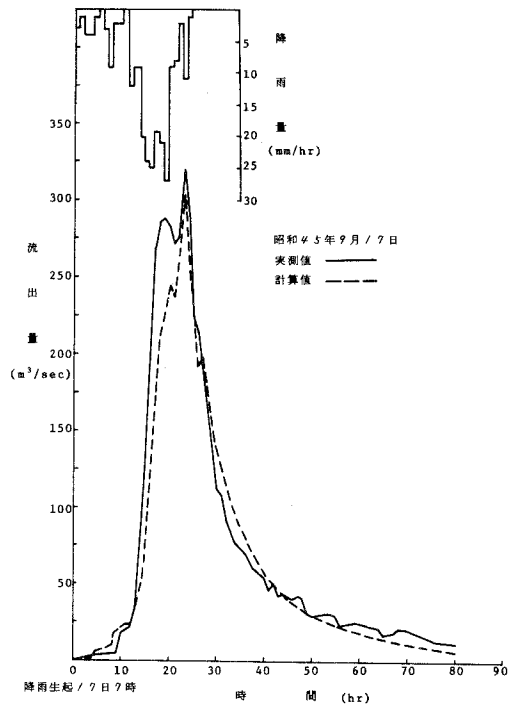


図-5 幌別川ハイドログラフ

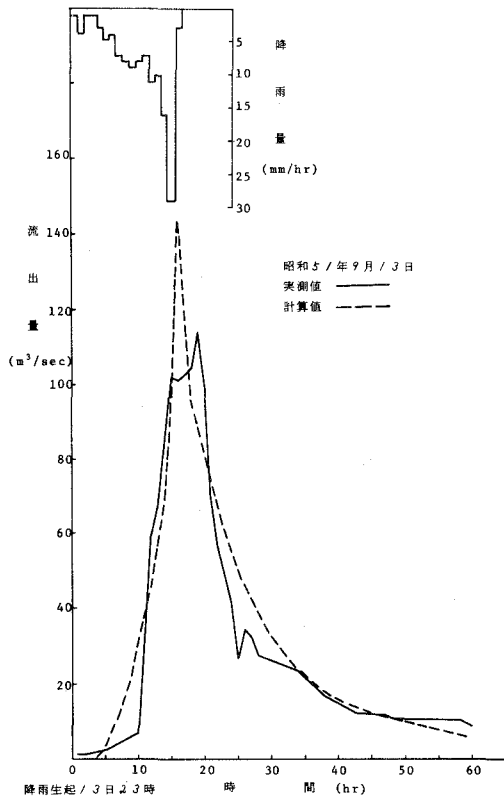


図-6 幌別川ハイドログラフ

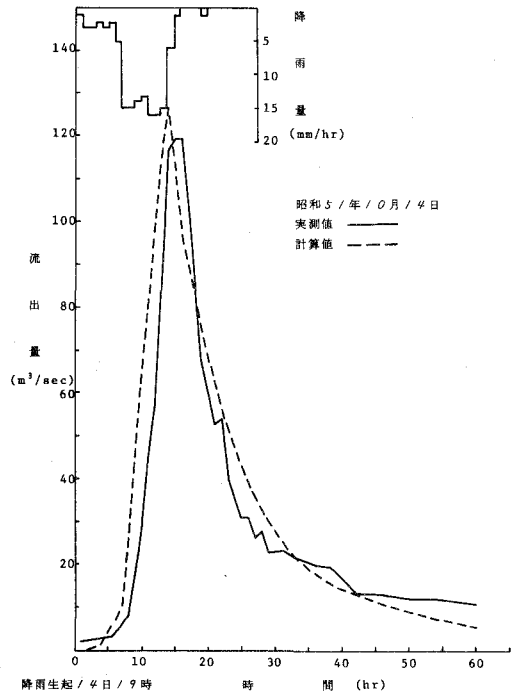


図-7 幌別川ハイドログラフ

来馬両河川の水位を決定する。

(1) 幌別市街地の内水処理

幌別市街地における雨水の排水渠は図-8に示すように幌別川、来馬川に接続しており、洪水時には河川水位がH・W・Lを越えた時点で排水口に付設されている手動ゲートを閉じる操作を行う。排水渠は自然流下式で平地部なため水路勾配が1/500以下と緩く、また排水量の大部分が流入する来馬川の疎通能力が小さいため豪雨時には内水排除不良となりやすい。

同町の内水量を算定するため、図-8のように10分間等流達時間線で市街地を16地区に細分し、一分割流域内の内水は一本の排水渠で流下するものと仮定し、流出量は次の合理式を用いてピーク流量を計算する。

$$Q = \frac{1}{3.6} f r A_i \tag{4.1}$$

ここで、f：流出率、r：降雨量 (mm/hr)、 A_i ：分割流域面積 (km²) を示し、降雨量は、No. 2 地点の観測資料を用い、流出率は宅地・畑地の区分により値¹⁰⁾を与えることにした。

なお、各分割流域に関する諸元は表-2に示すとおりで、表中の基準点とは図-8の幌別橋を

示す。

幌別町における内水氾濫の生起は、(4.1)式による流出量を幌別・来馬両川の流量に加え、不等流計算を行って水位を推定し排水口高と比較を行い検討することにした。

(2) 幌別川及び来馬川の水位計算

水位計算を行うに当り検討データの不足により次の仮定を用いた。

(i) 幌別、来馬両川の流出過程は同一である。

(ii) 幌別工業用水池での洪水調節量は無視できる。

第1の仮定については降雨量分布及び地質は幌別川流域全域にわたって同一であるとは考えられないが、雨量・流量観測所が1ヵ所であるため、この観測値をそのまま適用し流量を求める。次に第2の仮定については幌別工業用水池は制限水位方式の洪水調節法を採っており満水位 E.L=27.4m になると流入量はすべて下流に放流する。同池の容量は690万m³と小さいため豪雨の出水時の調節量は少ないと考えられる。

不等流計算を行って水位を求める際に基準となる境界条件は最下流部の河口水位である。幌別川においては、河口床高及び朔望平均満潮位はそれぞれ E.L=-1.75 m, 0.5 m であり、この結果水深は 2.25 m と与えられる。また同川は感潮河川であることから、潮位による水位上昇量 5 cm を加え、同降雨の出水ピーク時 14 日 19 時が満潮時 14 日 17 時 44 分とほぼ一致するため常時一定水深 2.30m の極端な条件を採用して不等流計算を行った。次に河道断面形状に関しては、幌別川では基準点から上流の小平岸橋の約 1,000 m 区間で河川幅 100 m, 高さ 6 m, 河床勾配 1/350 であり、一方来馬川は河口 200 m 上流地点で幌別川にほぼ直角に合流し、排水口 No. 10 まで河川幅 30 m, 高さ 3 m, 河床勾配 1/300 である。

両河川の水位計算には井田による方法¹¹⁾を使用して行った。河道に沿って任意の二断面を考えベルヌーイの定理を適用し、上流側水理諸元を添字 a, 下流側を b で表わすと次式が与えられる。

$$z_b + h_b + \frac{\alpha Q^2}{2gA_b^2} + \frac{l}{2} \frac{n_b^2 Q^2}{R_b^{4/3} A_b^2} = z_a + h_a + \frac{\alpha Q^2}{2gA_a^2} + \frac{l}{2} \frac{n_a^2 Q^2}{R_a^{4/3} A_a^2} \quad (4.2)$$

ここに、z：基準面からの河床高，h：水深，α：流速分布補正值，A：断面積，Q：流量，

表-2 等流達時間線による分割流域諸元

河川名	分割流域番号	分割流域面積 km ²	基準点からの距離 m	河床から排水口までの高さ m
幌別川	9	0.148	70	1.88
	8	0.175	200	1.60
	7	0.106	280	1.60
	6	0.141	510	0.91
	5	0.165	660	0.75
	4	0.155	940	0.40
	3	0.240	1075	0.99
	2	0.153	1200	0.35
	1	0.353	1410	0.60
来馬川	16	0.232	250	0.58
	15	0.031	490	0.58
	14	0.048	620	0.60
	13	0.222	820	0.60
	12	0.083	1070	0.60
	11	0.180	1270	0.60
	10	0.132	1470	0.60

g : 重力加速度, l : 二点間の距離, R : 径深, n : マンニングの粗度係数。

いま, 左辺を ϕ 右辺を ψ で定義すると,

$$\phi_b = \psi_a \quad (4.3)$$

が得られる。この結果, 最下流部の b 断面における水深流量等の水理量が既知であるならば上流断面 a の水深が試行法により求められる。この操作を順次上流側に進めて行くことにより河川全長にわたり水深が算定できる。

本解析においては, 幌別・来馬両河川を各排水渠流出口毎に区間分割し, タンクモデル法及び合理式で得られた流量を一時間毎に与え, 各流出口地点の水深を求めた。

(3) 幌別町における氾濫域の予測

幌別町の氾濫域予測には, 実際に災害が生じた昭和 51 年 9 月 13 日の台風 17 号による豪雨記録を用いて流出量, 水位を前述の方法により求めた。この豪雨流出状況の中でピーク時の 9 月 14 日午後 7 時における幌別市街地における河川水位を示したものが表-3 である。この結果, 来馬川では水位がすべての排水口位置より高く内水排除が不可能な状態にあることが認められる。幌別川・来馬川の水位が H. W. L (それぞれ E. L=4.10 m, 1.77 m) に達した場合ゲートは閉ざされるが, 計算水位がいまだ, H. W. L に達していない時点で河川水の逆流のおそれが生じている。また, この時点でゲートが閉ざされた場合には, 内水の排水不能による氾濫が生ずる危険度が高い。

河川水位が排水口に達した時点でゲートを閉じた場合, 9 月 13, 14 両日の排水不能量を算定すると, 来馬川沿いの地域では No.14, 15 (図-8 参照) を除いて No.10~13 及び 16 地域で約 10~55m³ の容量に達する。幌別川では No.8 地域において約 42m³ が排水不能となる。

図-8 においては同豪雨による幌別町内水氾濫域¹²⁾を示してあるが, 特に富士町 (浸水家屋 223 戸), 桜木町 (同 176 戸) の被害が甚大であった。同図には計算結果による推定氾濫域を併示しており, 内水 20 m³ 以上の排水不能地域を太線, それ以下を一点鎖線及び安全域を破線で区分してある。この結果痕跡調査の状況とかなり合致しており氾濫状況をよく再現していると考えられる。

本研究で解析を行った例は最大 24 時間雨量 (51 年 9 月 13 日 23 時~14 日 16 時) 268mm の豪雨による出水氾濫であり, これは登別における 20 年確率相当の豪雨と考えられ, 幌別町に限らず他の地域においてもこの程度の豪雨に見舞われたならば災害の発生は十分に考えられる。

表-3 計算水位と排水口高との比較例

河川名	排水口番号	排水口の水位 m	排水口の高さ m
幌別川 79.92 (m ³ /s)	9	2.11	1.88
	8	1.75	1.60
	7	1.54	1.60
	6	1.01	0.91
	5	0.81	0.75
	4	0.78	0.40
	3	0.78	0.99
	2	0.78	0.35
	1	0.78	0.60
来馬川 34.20 (m ³ /s)	16	1.56	0.58
	15	1.03	0.58
	14	0.90	0.60
	13	0.90	0.60
	12	0.90	0.60
	11	0.90	0.60
	10	0.90	0.60

幌別町において、この豪雨によってもたらされた災害は、解析結果から排水不良に基因する内水氾濫であり、排水渠の流出口の位置及び疎通能力を著しく低下する幌別・米馬両川の直角に近い合流部の形状を改修することにより、今後発生の可能性のある同程度の豪雨による出水氾濫を防止し被害を軽減することができると思われる。

5. 結 語

胆振幌別川流域を山地部、平地部に分割して巨視的に流出過程、氾濫現象を把え考察を加えた。山地部においてはタンクモデル法により流量ハイドログラフの良好な推定値がえられることを示し、平地部においては、流域を簡単なモデルで置換し内水排除不能量を推定した後、内水氾濫危険地域の子測を行い現実の氾濫状況を説明しうることを示した。

本解析に用いたデータは、登別地方における20年確率降雨に相当する豪雨であったが、内水氾濫の要因となった排水口低位置及び不整合流部の改修により被害は軽減できると思われる。現段階においては、精度的に高い洪水予測は行えないが、本流域に対するモデルの設定の有用性が検証され相応の結果が得られたと考えている。

本研究を行うに当り、貴重な資料の入手に便宜を与えられた室蘭地区工業水道管理事務所、室蘭土木現業所登別出張所河川課並びに登別市役所下水道部の関係各位に深く謝意を表すものである。最後に本研究での数値計算はすべて室蘭工業大学情報処理教育センター COSMO 700 II を使用したことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 北海道地下資源調査所編：北海道地質図(1/80万)
- 2) 岩井重久・石黒政儀：応用水文統計学，森北出版，pp.73~86，1970
- 3) 北海道土木部河川課監修：北海道の大雨資料，第6編のII(確率雨量編)，pp. 35，1979
- 4) 菅原正巳：流出解析法，水文学講座7，共立出版，1972
- 5) 木下武雄：各種流出モデルの比較，1972年度水工学に関する夏期研修会講義集Aコース，pp.2-1~2-13，1972
- 6) 前出5)
- 7) 前出5)
- 8) 前出5)
- 9) 金丸昭治・高棹琢馬：水文学，朝倉土木工学講座4，朝倉出版，pp.107，1975
- 10) 前出2)，pp.281
- 11) 土木学会編：水理公式集，河川編，pp.175，1971
- 12) 登別市役所：昭和51年9月14日災害調査，1976



放射熱伝達の解析

(第3報, 放射の二次元的伝達を考慮した平行平板間
放射-対流共存熱伝達の解析)

媚 山 政 良

Analysis of Radiative Heat Transfer
(3rd Report, Combined heat transfer with radiation and
convection between parallel plates with consideration
of two-dimensional radiative transfer)

Masayoshi Kobiyama

Abstract

A problem of the combined heat transfer with radiation and convection is analyzed with the consideration of two-dimensional radiative heat transfer in conformity with the dimension of a model composed of two flat parallel plates. Numerical examples show the influences of the optical distance, the conduction-radiation parameter, and the length of heating wall, and it is cleared that the conditions of the assumption of one-dimensional radiative propagation are applicable.

1. 緒 言

放射性ガスが流路内を流れる, いわゆる放射と対流の共存熱伝達問題は, これまでも数多く研究報告がなされてきており^{(1)~(5)}, また熱エネルギーの有効利用に伴う高温技術が発達してきた今日, 高温, 高熱流束下における熱伝達の問題, すなわち放射を含む熱伝達問題はその重要性を増してきている。

放射と対流はその熱伝達機構が相互に異なり, エネルギー方程式は温度に関し非線形の微積分方程式となり, その解を得ることは容易ではない。最も基本的な幾何学的形状をもつ平行平板間流路内の共存熱伝達問題^{(4),(5)}に限って検討を行なうと, 放射熱伝達を伝熱系の次元に則り二次元として取扱うことを試みる場合, 基礎方程式中に特異点が表われ, 現在のところ, 既に報告⁽⁵⁾した確率計算による以外の対応策はなく, したがって, その解析結果も十分広範囲に渡り報告されてはいない。また, 数値解析においては, 放射の遠距離作用のため進行形の問題としては取扱えないことおよび非線形性のため反復計算を余儀なくされ, 演算時間が非常に長くなること, および上記の特異点の問題とから, 平行平板間の共存熱伝達問題は, 放射熱流束は流

れに直角な温度勾配の大きな方向にのみ伝播すると近似した解析, すなわち放射の一次元伝播の近似⁽⁴⁾を用い解析されることが多い。

したがって, 本報では確率的手法である Monte Carlo 法を用い解析を行い, 特異点の問題を解消し, 放射熱伝達を系の設定に応じた二次元として取扱い, また, 流れ方向に存在する加熱領域と非加熱領域を連続して系に組込むことを試み, 比較的広範囲な計算結果を示す。

記号

x : 流れ方向の座標	T : 温度
y : 流れに直角方向の座標	u : 速度
z : $x - y$ 平面に直角方向の座標	q_R : 放射熱流束
X : x 方向無次元距離	q_x : 壁面熱負荷
Y : y 方向無次元距離	κ : 放射吸収係数
x_0 : 加熱壁の長さ	γ : 比重量
y_0 : 二平面間距離	ν : 動粘性係数
Re : レイノルズ数	C_p : 定圧比熱
Pr : プラントル数	λ : 熱伝導率
N_R : 伝導-放射パラメータ	R_E : 演算領域を決める許容誤差
τ_{y0} : 二平面間の光学距離	A^*, B^* : 非加熱領域での演算領域の長さ
τ : 光学距離	ϵ : 収束判定誤差
F^M, \mathcal{F} : ガスの吸収を考慮した二次元形態係数	
θ, Θ : 無次元温度	添字
Nux : 局所ヌセルト数	g : 流体 w : 壁面 m : 平均値

2. 伝熱系および基礎方程式

伝熱系を図1に示す。 $x - y$ 平面に直角な z 方向に無限長である, 距離 y_0 離れた平行平面間を充分発達した灰色放射性流体が定常状態で流れているものとする。壁は黒体で有限な長さ x_0 の一定温度 T_{w0} の加熱壁をはさみ, 半無限長の非加熱壁すなわち断熱壁が存在するものとする。また, 物性値は一定であり, 加熱壁と十分離れた上流で, 流体および壁は一定温度 T_0 とする。

基礎方程式は第1報⁽¹⁾式(1)から式(6)において, $q_{in} = 0$ として表わされる。なお, 同式中式(2)および式(3)を本報の式(5)を用い無次元表示すると次式を得る。

$$U \frac{\partial \theta_g}{\partial X} = \frac{\partial^2 \theta_g}{\partial Y^2} - \frac{\tau_{y0}}{N_R} \left\{ \theta_g^4 - \int_{0-\infty}^{x_0+\infty} \int_0^{\tau_{y0}} \theta_g^4 \mathcal{F}_{gg} d\tau_y d\tau_x \right. \\ \left. - \frac{1}{4} \int_{0-\infty}^{x_0+\infty} [\theta_{w1}^4 \mathcal{F}_{wg1} + \theta_{w2}^4 \mathcal{F}_{wg2}] d\tau_x \right\} \quad (1)$$

$$N_{ux1} = -\frac{1}{(1-\theta_m)} \left[\left(\frac{\partial \theta_g}{\partial Y} \right)_{Y=0} + \frac{\tau_{y0}}{N_R} \left\{ \frac{1}{4} \left[\theta_{w1}^4 - \int_{0-\infty}^{x_0+\infty} \theta_{w2}^4 \mathcal{F}_{ww2} d\tau_x \right] \right. \right. \\ \left. \left. - \int_{0-\infty}^{x_0+\infty} \int_0^{\tau_{y0}} \theta_g^4 \mathcal{F}_{gw} d\tau_y d\tau_x \right\} \right] \quad (2)$$

また、境界条件はつぎとする。

$$\left. \begin{aligned} Y=0, 1 : \theta_g = \theta_w = 1 \quad (0 \leq X \leq X_0) \\ N_{ux} = 0 \quad (X < 0, X_0 < X) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$X = -\infty : \theta_g = \theta_w = \theta_o \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned} X = (x/y_o)/(R_e P_r), X_o = (x_o/y_o)/(R_e P_r), Y = y/y_o, U = u/u_m, \\ R_e = u_m y_o / \nu, P_r = \gamma C_p \nu / \lambda, N_R = \lambda \kappa / (4\sigma T_{w0}^3), \tau_x = \kappa x, \tau_y = \kappa y, \tau_{y0} = \kappa y_o, \\ \theta_w = T_w / T_{w0}, \theta_g = T_g / T_{w0}, \theta_o = T_o / T_{w0}, \\ \theta_m = T_m / T_{w0}, T_m = \int_0^{y_o} T_g dy / y_o, N_{ux} = q_x y_o / \{\lambda (T_{w0} - T_m)\}, \\ \mathcal{F}_{gg} = F_{gg}^{\text{II}} / d\tau_y d\tau_x, \mathcal{F}_{wg} = F_{wg}^{\text{II}} / d\tau_y d\tau_x, \mathcal{F}_{gw} = F_{gw}^{\text{II}} / d\tau_x, \mathcal{F}_{ww} = F_{ww}^{\text{II}} / d\tau_x \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

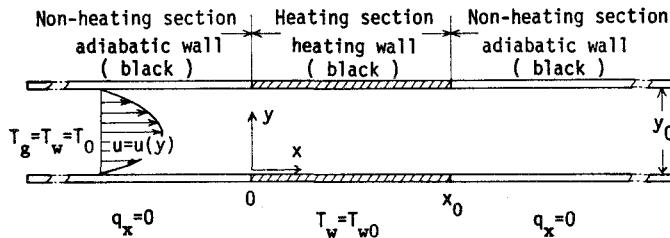


図1 座標系

3. 数値解法

本報で取扱う熱伝達問題の数値解析上の特徴はつぎのとおりである。

- (i) 放射熱伝達の遠距離作用から、進行形の問題としては取扱えず、また、温度に対し非線形であることから反復計算を必要とする。
- (ii) \mathcal{F}_{gg} は差分による数値積分を行なうと、 $\ell = 0$ において特異点をなし、数値解析上の

工夫を必要とする。

(iii) 非加熱壁の温度は、流体温度および加熱壁の温度と相互に依存し合うため、式(1)と式(2)は連立して解く必要がある。

(iv) 放射熱伝達の遠距離作用から、式(1), (2)に示されるようにx方向の積分範囲は無限長となるが、計算機の記憶容量が有限であることから、計算の精度を考慮し非加熱域の計算領域を決める必要がある。

上記(ii)の問題を解決するため、ここでは応用範囲の広いMonte Carlo法を用い数値積分を行なう。また、確率計算固有の誤差を減じ、演算時間の短縮を図るため、放射物性が一定であることを考慮して、第1報⁽¹⁾で詳述したEFD法を本報では用いる。このため、演算領域中の全微小要素のx方向およびy方向の長さ Δx , Δy をそれぞれ等しく採り、また、その代表点を微小要素の重心に置き、対流項の計算および温度、熱負荷の算出のための格子点とする。

つぎに、(iv)に示した非加熱域の流れ方向の領域を決める。放射物性が均一の媒体から成る無限空間を考え、着目する平面から垂直な距離a離れた平面より遠方での放射熱伝達を無視した場合、着目する平面も含めそれより後方に伝達される熱量の不足分を R_E とし、その値が許容値以下となるaを選ぶ。なお、ここでは立体角の影響をなくし、一般化を図るためこの様な伝熱系を採っている。 R_E は次式により示される。aは式(7)となる。

$$R_E = \int_a^{\infty} \frac{\kappa}{2} e^{-2\kappa x} dx / \int_0^{\infty} \frac{\kappa}{2} e^{2\kappa x} dx = e^{-2\kappa a} \quad (6)$$

$$a = -\log_e R_E / \kappa \quad (7)$$

しかし、本報で取扱うような伝熱系では系の条件に R_E を取り込むのは数値解析上での取扱いにしかすぎず、aを十分長くすると R_E の値は不必要となる。また、 $a < 1$ の場合には、図1に示す二平面の影響すなわち、二次元問題としての影響が表われ、放射熱伝達量の不足量は R_E 以下であっても、流体および壁の温度分布に差異をきたすことになる。したがって、確認のため、式(7)より求められるaを参考に、その長さによる影響を実際に計算し、検討を行なった結果、本計算範囲では2aの長さの採ると有意な差異は認められなかったので、計算の領域を $a^* = 2a$ とする。また、加熱終了点よりも後流側で同様の検討を行なった結果、一般にy方向に大きな温度変化が存在することから $b^* = 2a^*$ とする必要があった。なお、本報では、加熱域とその近傍(上流側に関しては a^* 、下流側では b^*)を解析の対象とし、また、流れ方向の境界条件を与える領域および解の収束性、安定性を増すため、図2に示す演算の領域の採り方を行なった。なお、この領域のとり方を行なうと、 $-A^* \leq X \leq X_0 + B^*$ における温度および熱負荷に及ぼす長さの影響は、それぞれ後述の無次元数 Θ および N_{ux} で示した場合にも R_E 以下であった。ここで、 A^* , B^* は次式で定義するGreatz数である。

$$A^* = (a^*/y_0)/(R_E Pr), \quad B^* = (b^*/y_0)/(R_E Pr) \quad (8)$$

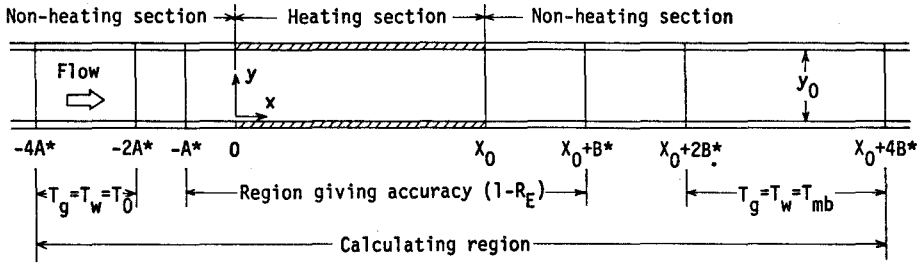


図2 演算の領域

また、図2中に示される T_{mb} は次式により算出される各反復回より一回以前の加熱壁の熱負荷から求めた混合平均温度である。

$$T_{mb} = T_o + 2 \int_0^{x_0} q_x dx / (y_o r u_m c_p) \quad (9)$$

したがって、式(4)に示される境界条件は、数値解析上つぎと書かれる。

$$-4A^* \leq X < -2A^* : \theta_g = \theta_w = \theta_o \quad (4')$$

4. 解析結果と検討

計算の条件を表1および表2に示す。本報の解析では、二平面間の光学距離 τ_{y0} 、伝導-放射パラメータ N_R および加熱域の長さ X_0 をパラメータとする。また、おもに第二報⁽²⁾の解析で用いたつぎの条件を置いた近似解法、すなわち、放射熱伝達の一次元伝播の仮定にもとづく計算方法も、条件によっては実用上有効なので併記し、検討する。なお、温度に関する計算結果の整理には、式(11)で定義する無次元温度 Θ を用いる。

$$\frac{\partial q_{Rx}}{\partial x} \ll \frac{\partial q_{Ry}}{\partial y} \quad (10)$$

$$\Theta = (T - T_o) / (T_{w0} - T_o) \quad (11)$$

4. 1 光学距離 τ_{y0} による影響 (#2, 3, 4, 5, 6)

$N_R = 0.05$, $X_0 = 5 \times 10^{-3}$ を例にとり、二平面間の光学距離 τ_{y0} を変化させた場合の結果を示す。

表1 τ_{y0} , N_R 変化時の計算条件

τ_{y0}	0.25	0.50	1.0	5.0	10.0
A^*	9.21×10^{-3}	4.61×10^{-3}	2.30×10^{-3}	0.46×10^{-3}	0.23×10^{-3}
N_R	0.1			#1	
	0.05	#2	#3	#4	#5
	0.01			#7	#6

表2 X_0 変化時の計算条件

X_0	5.0×10^{-4}	2.5×10^{-3}	1.0×10^{-2}
NO.	#8	#9	#10

Same values as in case of #5 except X_0

$$\text{RePr} = 2000 \quad \theta_{w0} = 1/2 \quad X_0 = 5 \times 10^{-3} \quad R_E = 0.01 \quad \epsilon = 10^{-4}$$

4. 1. 1 温度

加熱領域の入口部、中央部および出口部における温度 Θ_g を図3に、非加熱領域、すなわち、加熱開始点より前方および同終了点より後方の温度を図4に示す。また、混合平均温度 Θ_m および壁温 Θ_w を図5に示す。

加熱領域の入口部（加熱開始点）の温度は、壁面近傍で $\tau_{y0} = 1$ の場合が最も高く、放射の遮蔽効果が表われている。また、この断面での混合平均温度は τ_{y0} が大きくなるに従い高くなり、放射の一次元近似の場合との差異が大きくなる。加熱域の中央部では、一次元近似による結果は二次元の場合と定性的な差異は少ないが、二次元として取扱うと加熱開始点近傍において、すでに流体温度が上昇するため、中央部においても一次元とした場合よりも高い温度を示す。加熱領域の出口部（加熱終了点）では、 $Y = 0.5$ において一次元と二次元との放射の取扱いによる差異は少ないが、壁近傍の高温度では τ_{y0} が大きくなるにつれ、放射の遠距離作用が顕著となるため、後方の非加熱領域の影響を強く受けるようになり、両者の差異が大きく表われ、とくに τ_{y0} が5以上ではその傾向が顕著である。

つぎに、非加熱領域での温度について考える。この計算例では、表1に示すように A^* 、 B^* における Greatz 数は異なるが、加熱領域からの光学距離 τ_x は同一となる。前方の非加熱領域では、 τ_{y0} が5以下では $X = -A^*/2$ においてもほとんど流体の温度上昇は認められないが、 $\tau_{y0} =$

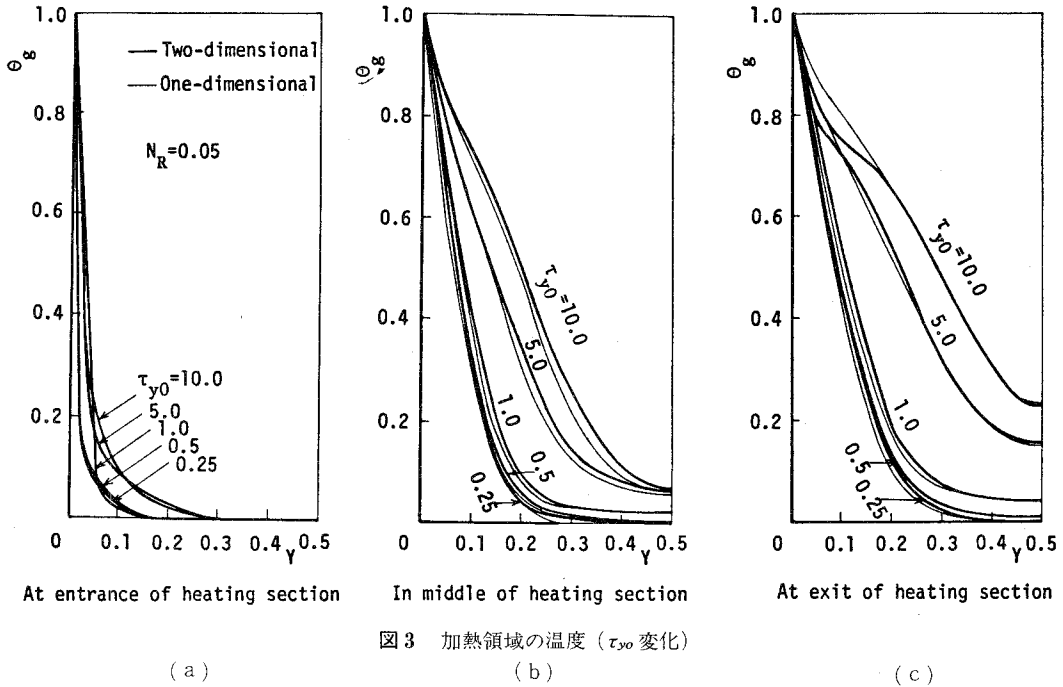


図3 加熱領域の温度 (τ_{y0} 変化)

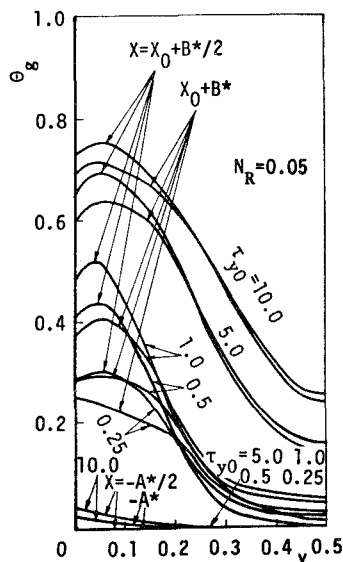


図4 非加熱領域の温度
(τ_{y0} 変化)

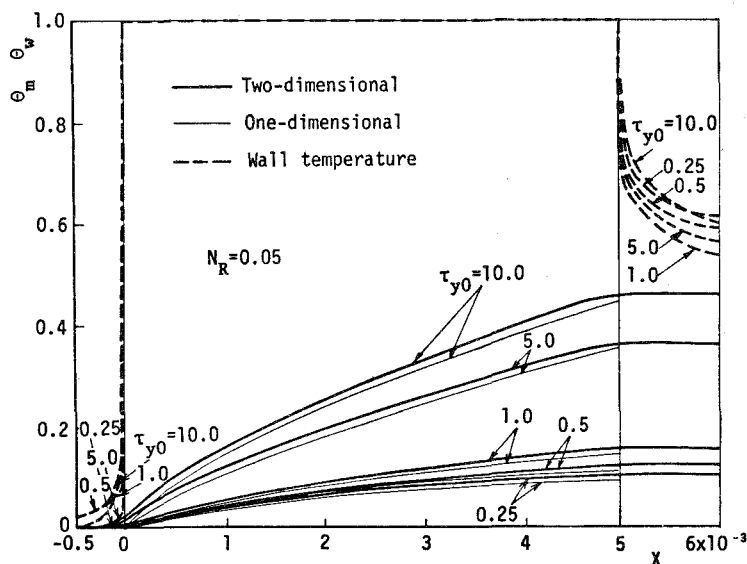


図5 混合平均温度および壁温 (τ_{y0} 変化)

10 の場合には若干上昇する。後方の非加熱領域における τ_{y0} の影響は顕著である。これは加熱領域出口での温度分布の影響を直接受けるためである。また、この領域では、流体温度は Y 方向のある位置で極大値をとる傾向を示し、その位置は後流側へ進むにつれて低値となり混合平均温度 T_m に近づく。なお、極大値を示す Y は τ_{y0} が 1 の場合に最も小さく、また、その近傍での温度勾配は最も急である。

4. 1. 2 熱伝達

Nux を図 6 に示す。放射の一次元近似による二次元の場合との差異はおもに加熱開始点および終了点近傍で表われる。しかし、その差異は温度におけるよりも少ないが、 τ_{y0} が大きくなるにしたがい差異の絶対量は大きくなる。なお、 $X = 0$ における Nux は放射を二次元とした場合には定まるが、一次元近似の場合には発散し、また、すでに一次元近似の解析⁽⁴⁾で明らかとされているように、二次元とした場合にも、対流熱伝達のみの場合のような Nux の漸近値は存在しない。

放射の一次元近似による Nux が二次元の場合の Nux と比較的良い一致を示すのはつぎの理由によるものと考えられる。すなわち、放射熱伝達を二次元とすると、加熱開始点および終了点近傍の加熱壁からより低温である非加熱領域への放射熱伝達が存在し、一次元近似の場合におけるよりも多くの熱負荷を必要とするが、その熱放射を受け、加熱領域より前方では流体温度が上昇し、また、後方では流体温度の均一化が遅れ、その領域から再び加熱開始点ないしは終了点近傍の加熱壁へ伝達される放射熱量が存在するためである。すなわち、放射の遠距離作

用は、対流のみの場合となり、空間を隔てた熱交換を可能とし、いわゆる循環熱のごとき効果を熱伝達に性格づけているためであると考えられる。

4.2 伝導-放射パラメータ N_R による影響 (#1, 5, 7)

$\tau_{y0}=5.0$, $X_0=5 \times 10^{-3}$ を例にとり、伝導-放射パラメータ N_R を変化させた場合の結果を示す。なお、ここでは $N_R=\infty$ ないしは $\tau_{y0}=0$, すなわち、対流のみの場合の結果も併記する。

4.2.1 温度

加熱領域における温度 Θ_g を図7に、非加熱領域における温度を図8に示す。また、混合平均温度 Θ_m および壁温 Θ_w を図9に示す。

加熱領域の入口部における温度は N_R が小さく、放射熱伝達の寄与が大きくなるにつれて、一次元と二次元との放射の取扱いによる差異は顕著となってくる。また、放射を二次元として取扱うと、 $N_R=0.01$ の条件下では、加熱領域の入口部において、すでにポテンシャルコアが存在せず、とくに N_R が小さくなるに従い、放射熱伝達の二次元性を考慮に入れ解析を行なう必要がある。加熱領域の中央部では、 N_R が0.05以上の場合、一次元と二次元との差異は比較的少ないが、0.01の場合には $Y=0.5$ 近傍でかなりの差異が認められるが、壁近傍では N_R の値にかかわらず両者の計算法による差異は少ない。加熱領域の出口部では、 Θ_g が大きな領域、すなわち N_R が0.01の場合には Y 方向全域、それ以外では壁近傍で一次元との間ではかなりの差異が存在し、一次元近似の場合の方が高い値を示している。また、前方の非加熱領域の温度上昇は N_R が小さく、放射の寄与が大きい場合に認められる。

4.2.2 熱伝達

Nux を図10に示す。一次元と二次元の取扱いによる差異は、加熱域の入口部と出口部に特徴的に表われている。流路中央部では、 N_R が0.05よりも大きな場合には一次元として取扱った場

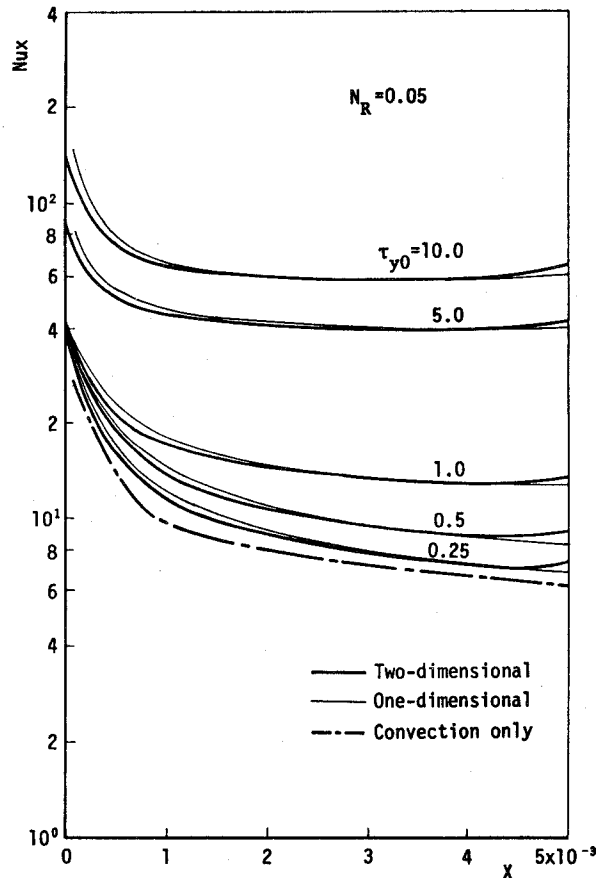


図6 局所ヌセルト数 (τ_{y0} 変化)

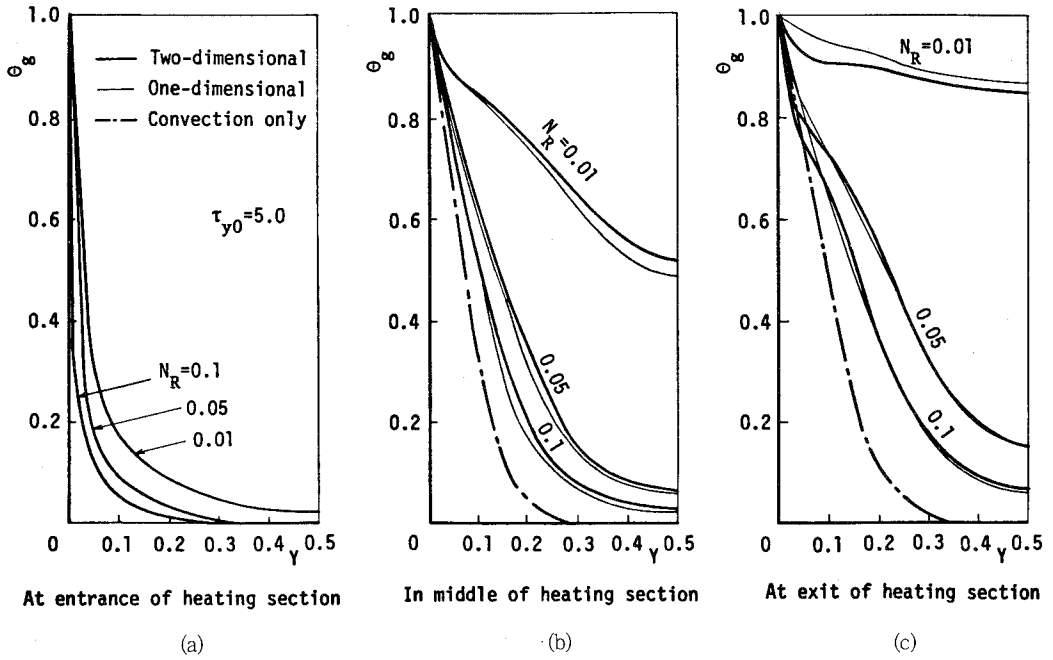


図7 加熱領域の温度 (N_R 変化)

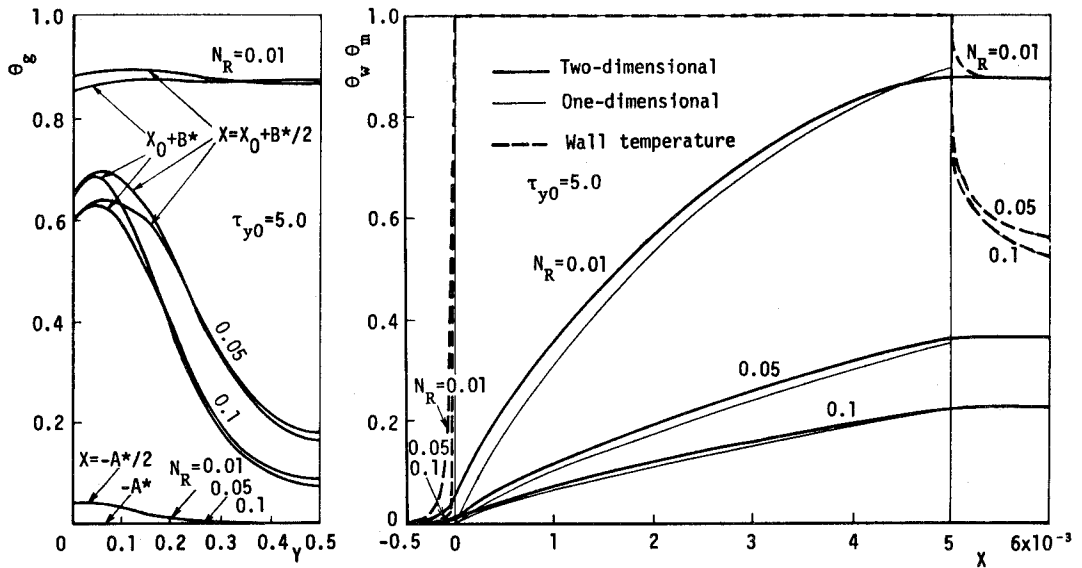


図8 非加熱領域の温度 (N_R 変化)

図9 混合平均温度および壁温 (N_R 変化)

合の方がまた、 Nr が 0.01 よりも小さい場合には二次元とした場合の方が若干高い値を示しているが、4.1. 2での検討のように両者の差異は温度分布におけるほど顕著ではない。

4. 3 加熱域の長さ X_0 (# 8, 9, 5, 10)

$\tau_{y0}=5.0$, $N_R=0.05$ を例にとり、加熱域の長さ X_0 を変化させた場合の結果を示す。

4. 3. 1 温度

加熱領域の加熱開始点および終了点における温度 Θ_g を図 11 に示す。また、混合平均温度 Θ_m および壁温 Θ_w を図 12 に示す。なお、図 11 (b) は放射熱伝達を二次元とした場合の、最も加熱域を長くした # 7 を基準とした相互比較であり、図 11 (c) は放射の一次元近似との比較を示している。

加熱開始点での温度は、本報の計算範囲では加熱域の長さ X_0 による影響をほとんど受けない。しかし、図 11 (b) に示す加熱終了点では、 X_0 が長くなるに従い、 Θ_g の高い高温の領域が広がるため、高温領域では X_0 の影響が顕著となる。しかし、図 12 に示す Θ_m は X_0 が短い方が、加熱領域全般としては X_0 の影響を受けやすく、また、その傾向は加熱終了点近傍でより顕著に表われている。加熱領域出口部での放射の一次元伝播の近似は、一般的にみると X_0 が短い方が良く成立し、 X_0 が大きくなるに従って、壁近傍および流路中央でその近似は悪くなる。なお、 Θ_m に関する一次元と二次元とによる計算結果の差異は、加熱開始点での Θ_m の差が、 X_0 にかかわらず後流側まで持続する傾向を示している。

4. 3. 2 熱伝達

Nux を図 13 に示す。加熱領域の長さ X_0 が Nux に及ぼす影響は X_0 が短い場合、すなわち $X_0 = 5 \times 10^{-4}$ の場合を除き少なく、また X_0 が長くなるに従い加熱領域の出口部近傍の差異も少なくなる。放射の一次元近似は $X_0 = 5 \times 10^{-4}$ の場合には加熱終了点近傍以外では良い二次

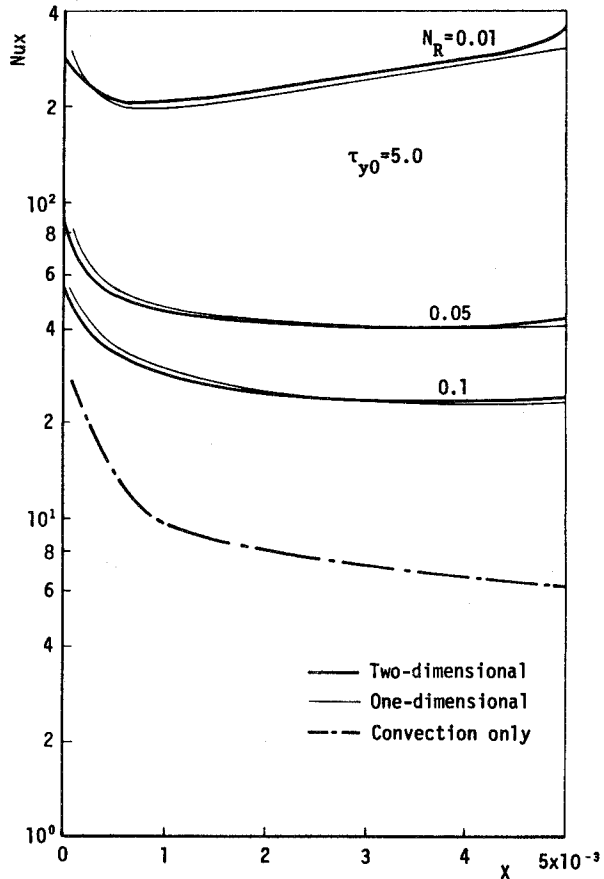


図 10 局所ヌセルト数 (N_R 変化)

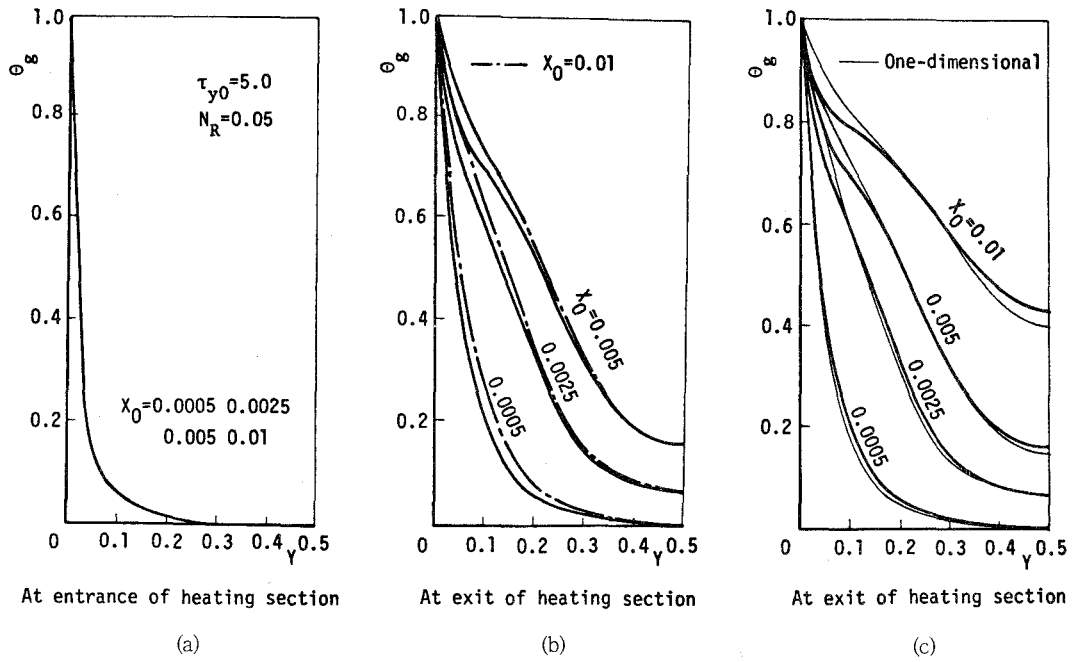


図 11 加熱領域の温度 (X_0 変化)

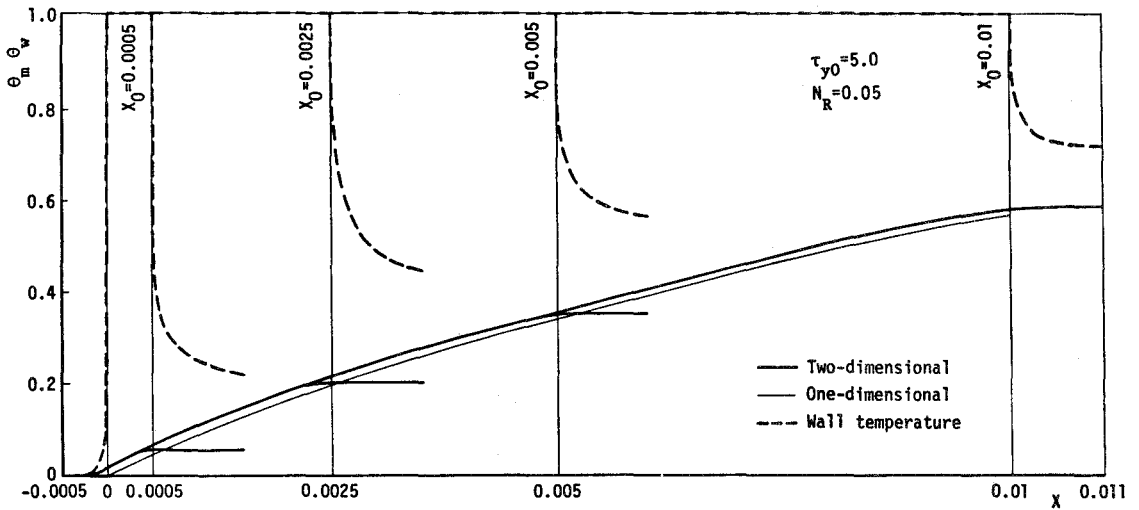
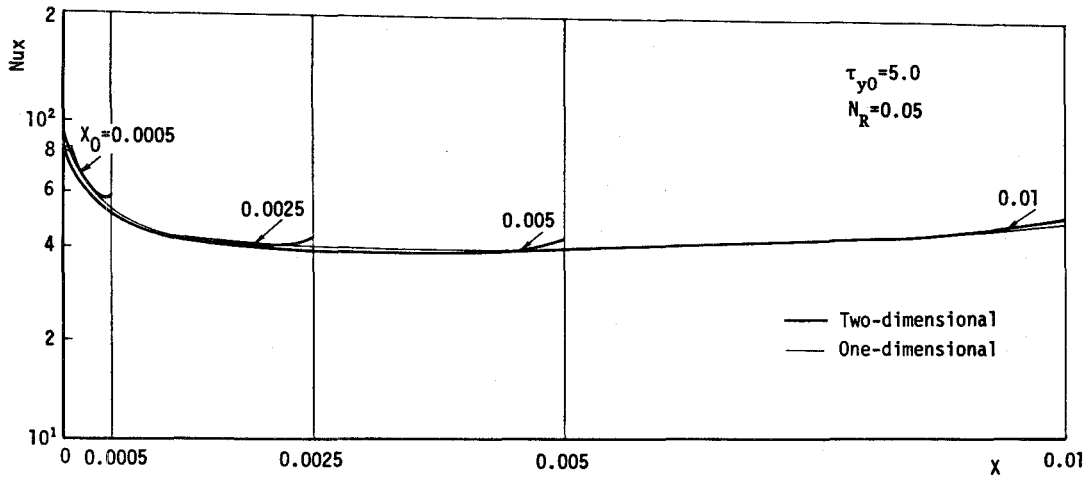


図 12 混合平均温度および壁温 (X_0 変化)

図 13 局所ヌセルト数 (X_0 変化)

元への近似を示し、また、流路が長い場合には $X=5 \times 10^{-3}$ 以降で良い近似となる。

5. 結 言

放射性流体が平行二平面間流路を流れる場合の熱伝達問題の解析を行なった。本報では、放射熱伝達を伝熱系の次元に則った二次元として取扱い、それに伴う諸問題の検討を行ない、また、伝熱系を支配するおもなパラメータとして、二平面間の光学距離、放射-伝導パラメータおよび加熱域の長さを取り、広範囲な伝熱特性を明らかとした。本報でのおもな結果を集約するとつぎのとおりである。

1) 加熱領域と隣接する非加熱領域を流れ方向にとり、同一の伝熱系に取り込み、数値解析を行なう一つの方法を提示した。

2) 加熱領域の入口部における温度は、放射熱伝達の寄与が大きくなる、すなわち、二平面間の光学距離が大きくなる、ないしは、伝導-放射パラメータが小さくなるにしたがい、高くなり、放射の一次元近似が成立しなくなる。また、加熱領域の出口部においても放射の寄与が大きくなるにしたがい、一次元近似が成立しなくなるが、とくに二平面間の光学距離が大きくなり、放射の遠距離作用が小さくなるにつれて壁近傍において、また、放射-伝導パラメータが小さくなり、相対的に加熱壁温度が高くなるにつれて、流れに直角方向の全域に渡り、放射熱伝達を一次元とする近似は実際の現象と離れた結果を示す。

3) 加熱領域より前方の非加熱領域における流体および壁面の温度は、流れ方向の光学距離が同一の位置で比較すると、放射熱伝達の寄与が多い場合の方が高くなる。また、後方の非加熱領域の温度は、加熱領域の出口近傍での流体の温度の影響を受け、また、流れに直角方向のある位置で、その断面での最高温度を示し、その位置は後流側に進むにつれ、その値は混合平

均温度に近づき、低くなる。

4) 局所ヌセルト数 Nux に関する、放射の一次元近似による二次元との差異は、おもに加熱開始点および終了点近傍で表われる。しかし、その差異は放射熱のいわゆる循環熱のごとき作用により、温度に比較すると少ない。

5) 本計算範囲では、加熱域の長さが Greatz 数で 5×10^{-4} 以上であれば、加熱開始点近傍の温度は、加熱域の長さによる影響は受けない。しかし、加熱領域全般としては、その領域が短かい方が影響を受けやすい。また、混合平均温度に関してみると、一次元と二次元との解析方法による差異は、加熱開始点での差を加熱領域の長さにかかわらず、後流側まで持続する

(昭和 55 年 4 月 28 日受理)

文 献

- (1) 媚山：室蘭工業大学工学部研究報告 (理工編), 9-3 (昭 53-11), 735.
- (2) 媚山：室蘭工業大学工学部研究報告 (理工編), 10-1 (昭 55-1), 111.
- (3) 越後・ほか 2 名：日本機械学会論文集, 40-333 (昭 45-5), 1340.
- (4) 黒崎：日本機械学会論文集, 35-278 (昭 44-10), 2099.
- (5) 媚山・ほか 2 名：日本機械学会論文集, 44-385 (昭 53-9), 3124.

放射熱伝達の解析

(第4報, 軸対称放射性媒体の放射吸収係数の
測定方法について)

媚 山 政 良

Analysis of Radiative Heat Transfer
(4th Report, A measuring method of the radiative
absorption coefficient of the axisymmetric
radiative medium)

Masayoshi Kobiyama

Abstract

A new measuring method of the property of radiative medium, radiative absorption or extinction coefficient, is proposed in this paper. This experimental method is applied to the medium having the axisymmetric characteristics, and does not need the conditions of the medium being homogenous and isothermal. And a distribution of the radiative extinction coefficient of a diffusion flame is shown as one of the applied example.

1. 緒 言

高温の放射性媒体を用いる熱交換器は工業用, 民生用に広く利用されてきている。これらの熱交換器は熱の有効な利用を図るため, その作動媒体は高温化され, また熱交換器本体の構造は複雑化してきており, 熱交換器の熱設計では, 安全性を同時に考慮し, 細部に渡る精度の高い理論的な予測が要求されてきている。

しかし, おもに放射熱伝達の計算の煩雑さと数値解析における演算時間の膨大さおよび取扱う媒体の放射物性が明らかとされていないという二つの理由により, 理論的な予測は限られた装置以外には適応されてきていない。前者に関しては, すでに放射熱伝達の計算に有効な計算手法を報告したが^{(1),(2)}, 後者に関しては, 放射性媒体の組成が単純であり, また媒体が均一な温度に保たれている場合⁽³⁾を除き, いまだ明らかとされてはいない。これは, 高温の放射性媒体の放射物性を実際の熱交換器の熱設計に利用できる程度に細部に渡り, また比較的容易に測定できる方法が提案されていなかったことによるものと考えられる。

したがって, 本報では, 軸対称の温度, 濃度分布を有する放射性媒体の放射物性(ここでは,

放射吸収係数ないしは減衰係数)を測定する一つの方法を提案する。この方法は、対称軸に直角方向、すなわち半径方向の温度分布とそれを含む同一平面上から壁へ伝達される放射熱量を壁からみていくつかの方向に分割し測定を行ない、これらの値を用い、放射熱伝達に関する熱平衡式を解くことにより、着目している平面上の媒体の放射物性を求め、また、その平面を対称軸に沿って移動し、同様の測定を行なうことにより、対象とする軸対称媒体の二次元的な放射物性の分布を求めようとするものである。

また、この方法の具体的な適応例として、プロパンガスを燃料とした、層流、定常拡散火炎の減衰係数の分布を測定例として示す。

記号

l : 長さ m, 放射受熱量測定方向	z : 鉛直方向
A : 面積 m^2	r : 半径方向
V : 体積 m^3	m : 半径方向の要素数, l の方向の数
E_g : 媒体の放射能 $kcal/m^2h$	n : l 方向の微小要素の数
E_w : 壁面の放射能 $kcal/m^2h$	κ : 放射吸収係数, ないしは減衰係数 $1/m$
E_R : 放射計の放射能 $kcal/m^2h$	θ : 方位角方向
T_g : 媒体温度 $^{\circ}K$	$\Delta\omega$: 放射計の立体角 m^2/m^2
q_R : 放射受熱量 (熱流束) $kcal/m^2h$	

2. 座標系および基礎方程式

座標系を図1に示す。半径方向を r 、軸方向を z とする。また、 O を回転の中心として l 方向を定め、 l と r とのなす角を θ とする。鉛直方向 $z = z$ における水平方向の断面を図2に示す。測定の対象とする放射性媒体は半径 r_0 の容器内に存在し、 $r = 0$ を対称軸とする温度および濃度分布を有しているものとする。すなわち、放射吸収係数ないしは媒体の種類によっては放射減衰係数 κ は、 $\kappa(z, r)$ として示される二次元分布を有するものとする。また、系は定常状態にあり、媒体は放射熱伝達に関し灰色体であり、Kirchhoff の法則、Beer の定理に従い、また壁面は黒体であり、Lambert の余弦法則に従うものとする。

実験による測定量は、半径方向の温度分布 $T_g(z, r)$ すなわち $T_g(z, i)$ ($i = 1, 2, \dots, m$) および図1ないしは図2に示す l 方向からの放射熱伝達量 $q_R(z, l)$ すなわち $q_R(z, i)$ ($i = 1, 2, \dots, m$) とする。ここで、 q_R を測定する放射計の立体角 $\Delta\omega_r (= \Delta A_R / l^2)$ 、熱交換器の半径 r_0 および放射計の回転の中心 O を定めると、放射計を $l = i$ 方向に向けた時、つぎの放射熱伝達に関する熱平衡式が成立する。

$$q_{R(z,i)} = \int_{\Delta V_i} \frac{4\kappa(z,l)E_g(z,l)e^{-\int_0^l \kappa(z,l)dl}}{4\pi l^2} dV + \int_{\Delta A_i} \frac{E_w(z)\cos\theta'_i e^{-\int_0^l \kappa(z,l)dl}}{\pi l^2} dA - \int_{\Delta\omega_R} \frac{E_R}{\pi} d\omega \quad (1)$$

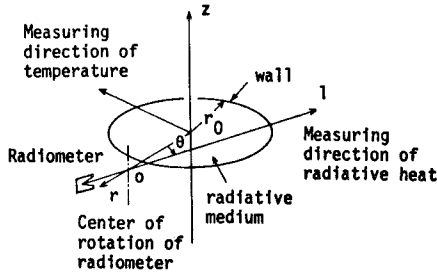


図1 全体の座標系

ここで、右辺第一項は $l = i$ 方向に存在する媒体 ΔV_i から放射計への放射熱伝達量、第二項は壁面 ΔA_i からの放射熱量、第三項は放射計から放射計外部への放射熱伝達量であり、左辺は放射計が受ける熱量である。また、 E は放射能であり σT^4 より算出される。ここで、 σ は Stefan-Boltzmann 定数である。

3. 放射吸収係数 (減衰係数) κ の算出

実験による測定に先立ち、半径方向に対し測定点 r_i ($i = 1, 2, \dots, m$) を定めると、図2に示す $l = i$ ($i = 1, 2, \dots, m$) 方向の立体角 $\Delta\omega_R$ に含まれる体積 ΔV_i 中の微小要素 j ($j = 1, 2, \dots, n$) (ただし、

$n = 2(m - i + 1)$) の体積 $\Delta V_{i,j}$ 、 l 方向の長さ $\Delta l_{i,j}$ 、焦点から微小要素の代表点 ($\Delta l_{i,j}$ の中点、すなわち半径 r_i と l との交点とする) までの長さ $l_{i,j}$ 、微小要素 n と接する壁の面積 ΔA_i と焦点からの距離 li および ΔA_i の法線が l 方向となす角 θ'_i が幾何学的関係から求められる。なお、 $l = i$ 方向で半径方向の要素 i (r_i) に属する微小体積に関しては、他の要素とは異なり、測定の精度を高めるため微小要素を2個おき、おのおのを J 、 $J + 1$ と名付け、その代表点が半径 r_i 上にある様にする。

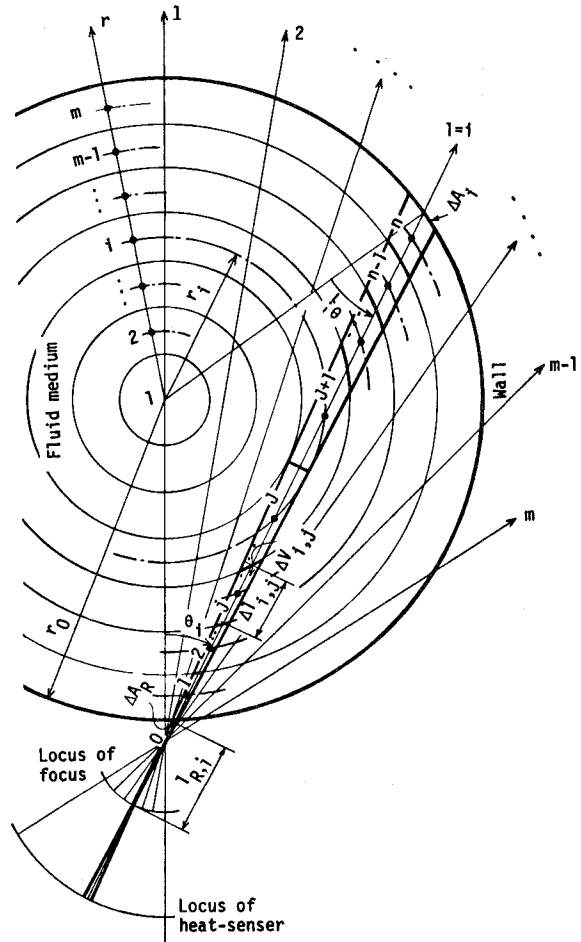


図2 z断面の座標系

式(1)を上述の方法により図2に示す微小要素に分割し、付号をつけ差分近似を行なうと次式を得る。ただし、ここでは添字 z を省略する。

$$q_{Ri} = \sum_{j=1}^n \frac{4\kappa_{i,j} E_{g,i,j} e^{-\sum_{j'=1}^j \kappa_{i,j'} \Delta l_{i,j'}}}{4\pi l_{i,j}^2} \Delta V_{i,j} + \frac{E_w \cos \theta'_i e^{-\sum_{j'=1}^n \kappa_{i,j'} \Delta l_{i,j'}}}{\pi l_i^2} \Delta A_i - \frac{E_R}{\pi} \Delta \omega \quad (2)$$

図2に示す関係から微小要素 J および $J+1$ での κ を κ_i 、すなわち、 $\kappa_i \equiv \kappa(r_i) = \kappa_{i,j} = \kappa_{i,j+1}$ とおき、軸対称の関係を用ると、式(2)はつぎのように κ_i について書き表わされる。

$$A_i \kappa_i \exp\left(-\frac{\Delta l_{i,j}}{2} \kappa_i\right) + B_i \kappa_i \exp\left(-\frac{3}{2} \Delta l_{i,j} \kappa_i\right) + C_i \exp(-2 \Delta l_{i,j} \kappa_i) + D_i = 0 \quad (3)$$

ただし、 $A_i = Z_j$, $B_i = Z_{j+1}$, $C_i = \sum_{j=j+2}^n Z_j + Z_i$, $D_i = \sum_{i=1}^{j-1} Z_j - q_{Ri}^* \pi$, $q_{Ri}^* = q_{Ri} + E_R \Delta \omega / \pi$ ここで、 z は次の値をとる。

$$\begin{aligned} j < J \text{ の時: } Z_j &= Y_j \kappa_{i,j} \exp\left\{-\left(\frac{\Delta l_{i,j}}{2} \kappa_{i,j} + \sum_{j'=1}^{j-1} \Delta l_{i,j'} \kappa_{i,j'}\right)\right\} \\ j = J, J+1 \text{ の時: } Z_j &= Y_j \exp\left\{-\left(\sum_{j'=1}^{j-1} \Delta l_{i,j'} \kappa_{i,j'}\right)\right\} \\ j > J+1 \text{ の時: } Z_j &= Y_j \exp\left\{-\left(\sum_{j'=1}^{j-1} \Delta l_{i,j'} \kappa_{i,j'} + \sum_{j'=j+2}^{j-1} \Delta l_{i,j'} \kappa_{i,j'} + \frac{\Delta l_{i,j}}{2} \kappa_{i,j}\right)\right\} \end{aligned}$$

また、 $Z_j = Y_i \exp\left\{-\left(\sum_{j'=1}^{j-1} \Delta l_{i,j'} \kappa_{i,j'} + \sum_{j'=j+2}^n \Delta l_{i,j'} \kappa_{i,j'}\right)\right\}$

ただし、 $Y_j = (E_{g,i,j} \Delta V_{i,j}) / (l_{R,i} + \sum_{j'=1}^{j-1} \Delta l_{i,j'} + \frac{\Delta l_{i,j}}{2})^2$

$$Y_i = E_w \cos \theta'_i \Delta A_i / (l_{R,i} + \sum_{j=1}^n \Delta l_{i,j})^2$$

$$l_{i,j} = l_{R,i} + \sum_{j'=1}^{j-1} \Delta l_{i,j'} + \frac{\Delta l_{i,j}}{2}$$

$$l_i = l_{R,i} + \sum_{j=1}^n \Delta l_{i,j}$$

ここで、 $i=1, 2, \dots, m$ $j=1, 2, \dots, n$ $n=2(m-i+1)$

着目する z 平面上において式(3)は m 本成立し、この数は半径方向の分割数と同一としているため、これらを連立し、未知数 κ_i ($i=1, 2, \dots, m$) について解くと、半径方向の放射吸収係数 (ないしは放射減衰係数) の分布 $\kappa(r)$ が得られる。また同様の測定および計算を軸方向の距離 z を変化させ行なうと、二次元の分布 $\kappa(z, r)$ が得られる。

つぎに式(3)から成る連立方程式の解き方を考える。この連立方程式に含まれる各方程式は κ_i に関し超越方程式となり、解きにくい。が、 $l=m$ の方向では、半径 r_m における κ_m 、すなわち $\kappa_{j=1} = \kappa_{j=2}$ のみが未知数となり、他の諸量は既知のため Newton-Raphson 法などにより解くことができる。また、 $l=m-1$ の方向では $j=1$ および $j=n$ での κ がすでに $l=m$ 方向の計算により求められているため、 $\kappa_{j=1} = \kappa_{j=4} = \kappa_m$ として代入すると $\kappa_{j=2}$ ($=\kappa_{j=3}$) の値のみが未

知数となり、解くことができ、この値が κ_{m-1} となる。以下順次同様の計算手順により κ_i ($i = m, m-1, \dots, 2, 1$) が求められる。

4. 測定例

ここでは、高温の放射性媒体としては、最も広い分野で用いられている軸対称拡散火炎を代表例として、燃焼風洞を用い測定した結果を示す。

4.1 実験装置

燃焼風洞を図3に示す。測定部およびバーナは鉛直方向を向いている。燃料はプロパンガスを用い、燃焼用空気は押し込み用遠心送風機により、サージタンク、オリフィスを経て風洞に供給され、また、燃焼ガスは誘引通風機により屋外へ排出される。燃焼風洞には空気の流れを整流するため、サージタンク、フレキシブルチューブ、整流網のほか空気拡張部と絞り部とから成るベルーエントランスを設けてある。燃料の整流は助走区間を十分とることにより行なっている。また火炎の形状を写真撮影し調べるため、測定ブロックの上下の燃焼管には耐熱ガラスを使用している。測定ブロックは上下および円周方向へ移動できる構造としており、それに伴う風洞の空力特性の変化を軽減するため、後流側の燃焼管の外側に鋼管を固定し、測定部の鉛直方向の長さを一定に保っている。放射受熱量および媒体の温度測定を行なう測定ブロッ

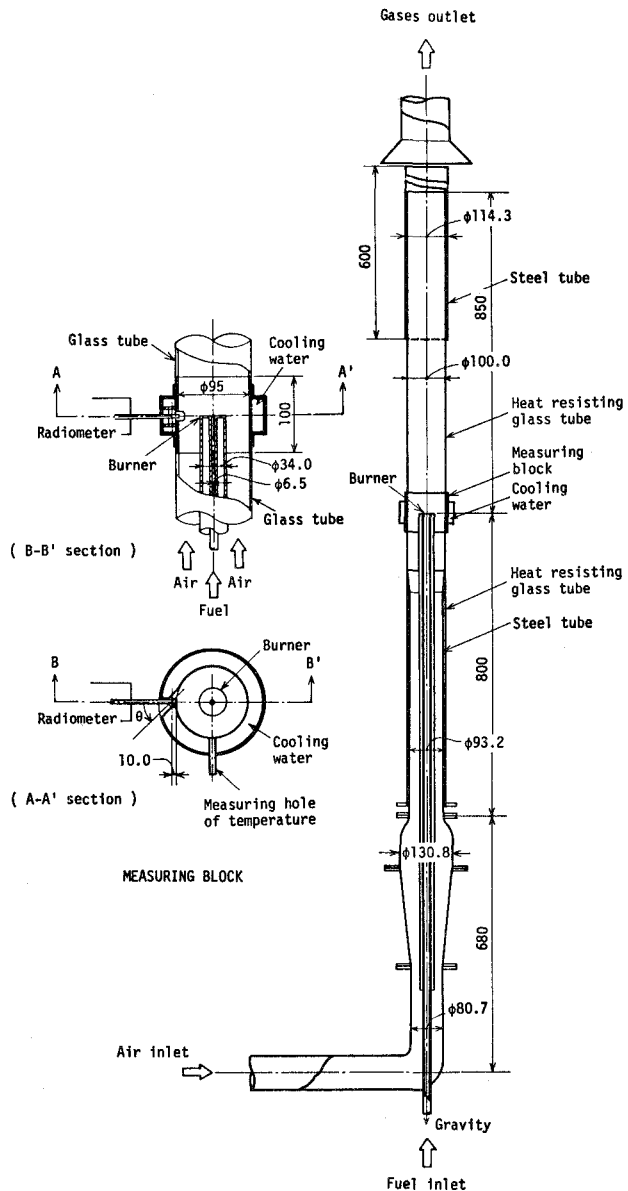


図3 燃焼風洞

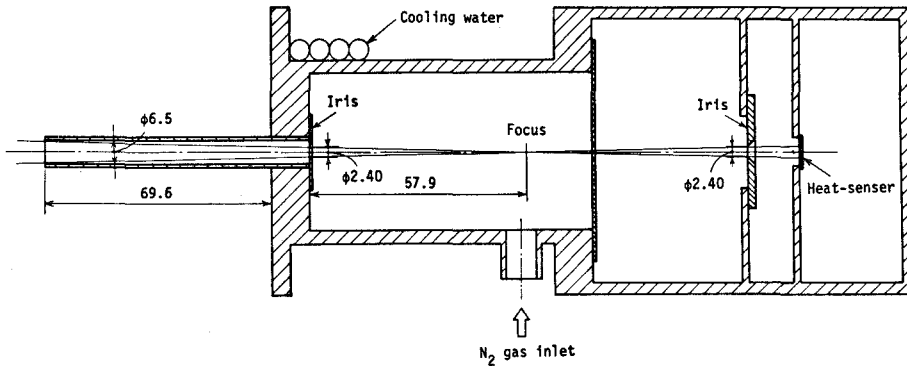


図4 放射計

クは、二重管構造とし、その間に冷却水を流し、壁温を一定に保つよう流量を調整した。また、バーナは図3に示すように測定部の半径方向の中心に位置し、また上向きとし1/8インチ（内径6.5mm）の内管を1インチ（外径34.0mm）の外管でおおう二重管構造とし、バーナ先端部を同心円の鋼板でおおいバーナリップとしている。なお、バーナリップ、バーナの内外壁、測定ブロック内壁、放射計内壁など火炎の光を受ける部分には黒色の耐熱つやけし塗料をぬってある。

放射受熱量の測定には、図4に示す感熱部がCCより成る熱電堆を用い、立体角は細部に渡る測定を可能とするため絞りをを用い、 $\Delta\omega_R = 1.35 \times 10^{-3}$ と小さい値となる構造としている。なお、測定中、放射計へ燃焼ガスが流入することをさけるため、微量の窒素ガスを流し、また、放射計の温度を校正時と同一に保つため放射計の外部を冷却している。火炎、燃焼ガスおよび空気の温度測定には径の異なる3種のCA熱電対を用い、径が零の場合を3つの測定値より外挿し、測定点での値とした。また、燃料および空気の流量はそれぞれロータメータ、オリフィスを用い測定した。

4. 2 実験方法

放射計の校正は、放射計を一定温度に保ち、放射計に実験で用いる絞り管をとりつけ、また、一定量の窒素ガスを流した状態で行ない、式(3)に示す q_R^* と起電力の関係を黒体炉を用い調べた。その結果、本実験範囲では入熱と起電力の間には直線関係が見出され、平均電圧感度は $2.84 \times 10^{-2} \mu V / (kcal/m^2h)$ であった。

一般に放射熱を受けている固体表面の温度測定はむづかしく、とくに本報での例の様に輝炎を取扱う場合には、壁表面の熱物性を一定に保ちえず、温度の測定は困難である。また、本報で用いる形式の放射計では放射受熱量の絶対値を測定し得ないことを同時に考慮して、放射性媒体が存在しない場合の対向面からの放射熱量と式(3)の q_R^* との和 q_R^{**} を基準量とし、相対的な放射受熱量の測定を行なう。すなわち、次式で示す q_R^{**} が放射性媒体からの放射熱量(式(1)の右

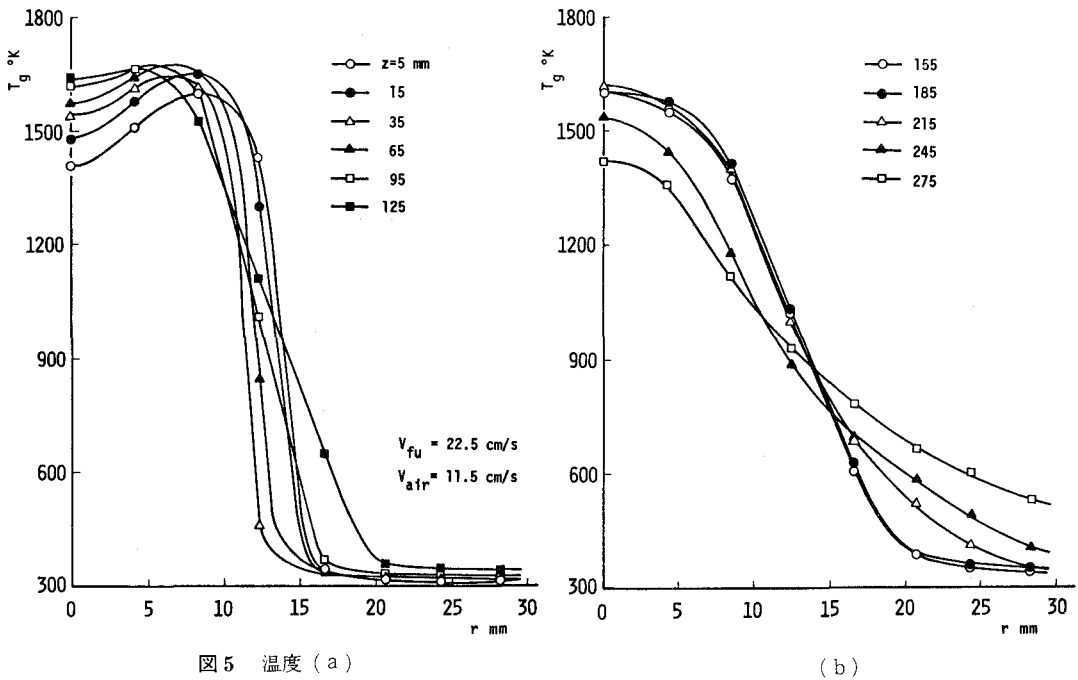
辺第1項)と熱平衡を保つものとし測定を行なう。

$$q_{Ri}^{**} = q_{Ri}^* - \int_{\Delta A_i} \frac{E_w \cos \theta_i}{\pi l_i^2} dA \quad (4)$$

この測定および計算を容易にする方法の導入による相対誤差は、その最大値が火炎の内部を通る l 方向で表われ、その有効厚さはほぼ l_i に等しいことを考え、また κ および E_g の代表値をそれぞれ $\bar{\kappa}$ 、 \bar{E}_g とすると近似的に次式と表わされる。

$$\begin{aligned} & \{E_w \cos \theta_i \Delta A_i / \pi l_i^2 - E_w \exp(-\sum \kappa_{i,j} \Delta l_{i,j}) \cos \theta_i \Delta A_i / \pi l_i^2\} / q_{Ri}^{**} \\ & \approx \{1 - \exp(-\bar{\kappa} l_i)\} E_w / \{\bar{\kappa} l_i \bar{E}_g \exp(-\bar{\kappa} l_i)\} \\ & \approx \{1 / (1 - \bar{\kappa} l_i)\} (E_w / \bar{E}_g) \end{aligned} \quad (5)$$

本実験で用いた装置について考えると、測定ブロックの内壁温度が冷却水温度と数度程度の差しかなく、火炎に比較するとその温度は非常に低く、また、実験装置が小型であり、半径方向の光学距離は小さいことおよび放射計の入熱と起電力の間に直線関係があることから、式(5)の値は非常に小さくなり、上述の相対的な放射受熱量の測定は可能となる。後述の実験条件下では、この方法の採用による誤差は0.2%程度であり、測定誤差内に含まれている。なお、この方法では少なくとも $l = m$ の方向では空気(非放射性媒体)が存在するように実験条件を整え、その方向での出力を基準として他方向の出力を測定し、 q_{Ri}^{**} を算出する。また、 κ を求めるに際して



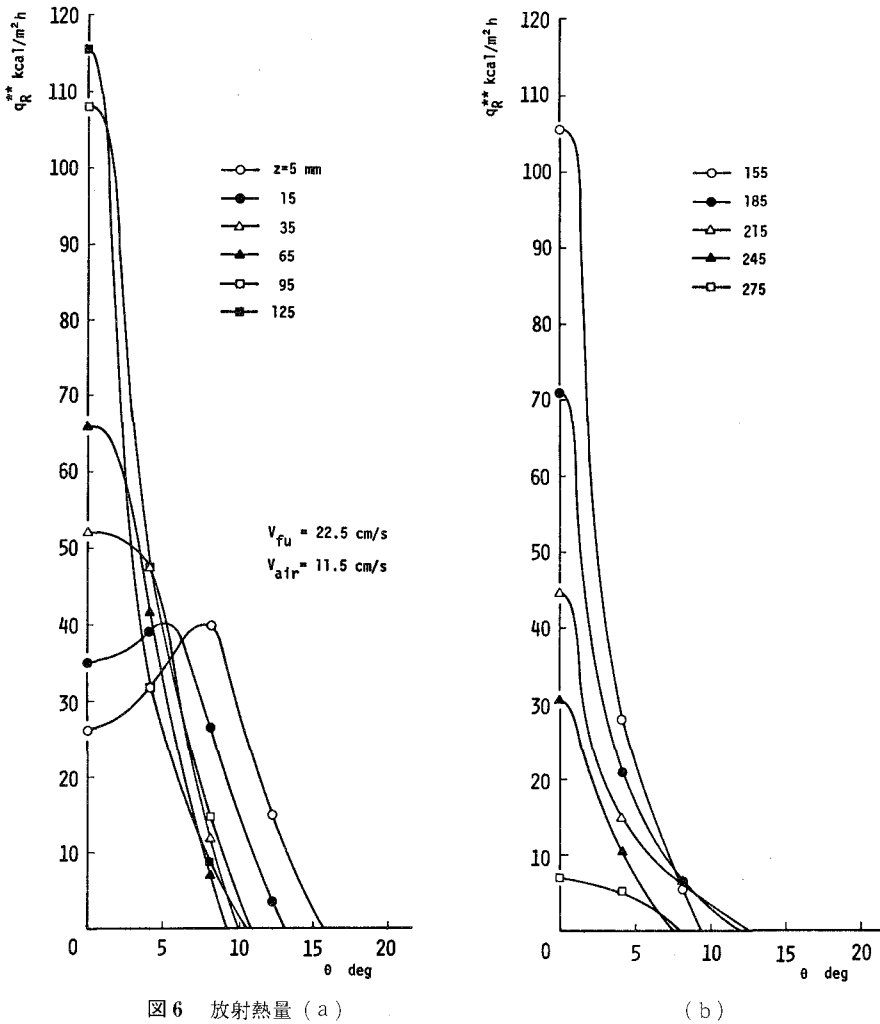


図6 放射熱量 (a)

(b)

は式(3)の q_{Ri} を q_{Ri}^{**} とするとともに Y_i を零とおく。

実験装置の製作上, θ_i の最大値 θ_m を 45° とし, また m は 12, すなわち各 Z に対し, 12 方向の放射受熱量の測定を行なった。また, z 方向の測定位置は予備実験により, κ の分布を正しく把握できる点とし, バーナ側では細かい間隔を置いた。なお, ここで採用した位置決めと, さらに細かい位置決めによる結果とでは両者の間に有意な差異は認められなかった。また, 火炎後流部での z に関する測定範囲は, 放射計の感度が有意である位置までとした。

4. 3 測定結果

測定例を示す。燃料流量および空気流量はおのおの $7.46 \text{ cm}^3/\text{s}$, $711 \text{ cm}^3/\text{s}$ である。また, この時入口流速はおのおの 22.5 cm/s , 11.5 cm/s である。この条件下では, 火炎は層流, 定常拡

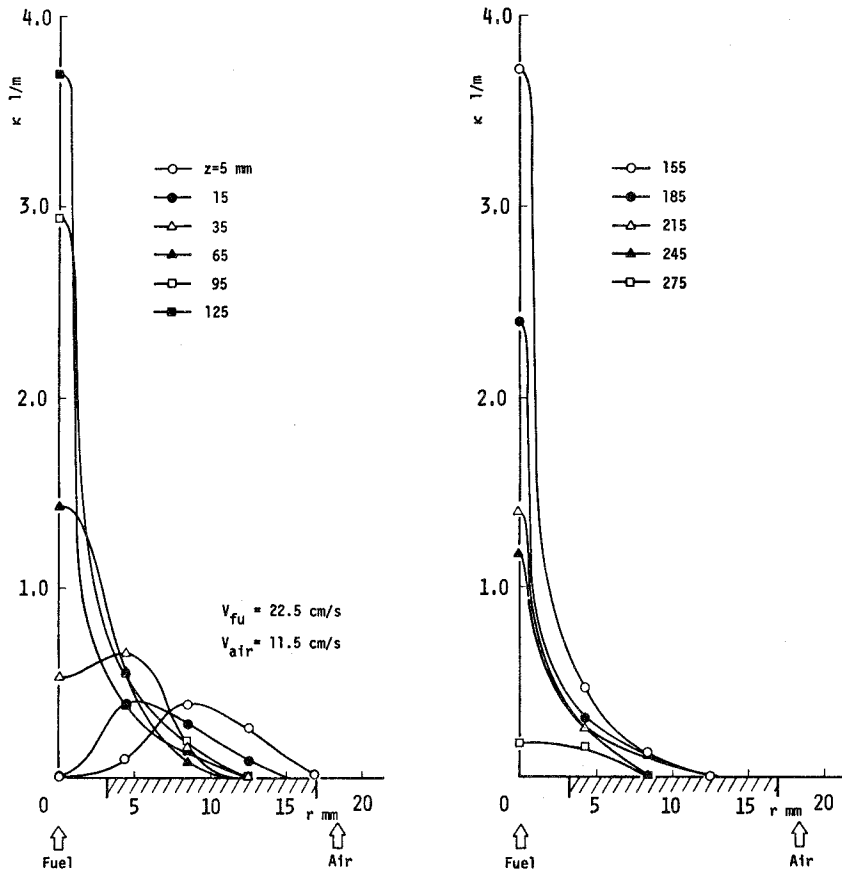


図7 放射減衰係数 (a)

(b)

散輝炎となり、媒体からの放射受熱量の多くは析出した炭素粒子によるため、 κ は減衰係数として取扱われる。

図5に媒体の温度 T_g の測定値を、図6に放射受熱量 q_{R}^{**} の測定値を示す。バーナリップ近傍の中心軸付近では火炎は不輝炎となるため放射受熱量は少ないが、この領域以外では同一の z であれば $r=0$ の方向、すなわち $\theta=0$ で最大の q_{R}^{**} を示している。

以上の測定結果を用い、減衰係数 κ を算出した結果を図7に示す。同図では、バーナからの距離 z をパラメータとして示している。図8には等高線の形でおのおの κ と T_g を示す。なお、同図中には写真撮影により観測した火炎形状を併記する。バーナに近い $z=5\sim 35$ mm 付近では、中心軸から離れた点で κ は最大値を示すが、 $z=65$ mm 以上では中心軸上で最大値を示し、また、この条件下での最大値は $z=155$ mm 付近で表われ、これらの傾向は肉眼および写真による観察結果と一致している。また、 $z=95$ mm 以降では、中心軸の近傍の狭い領域で高い減衰係

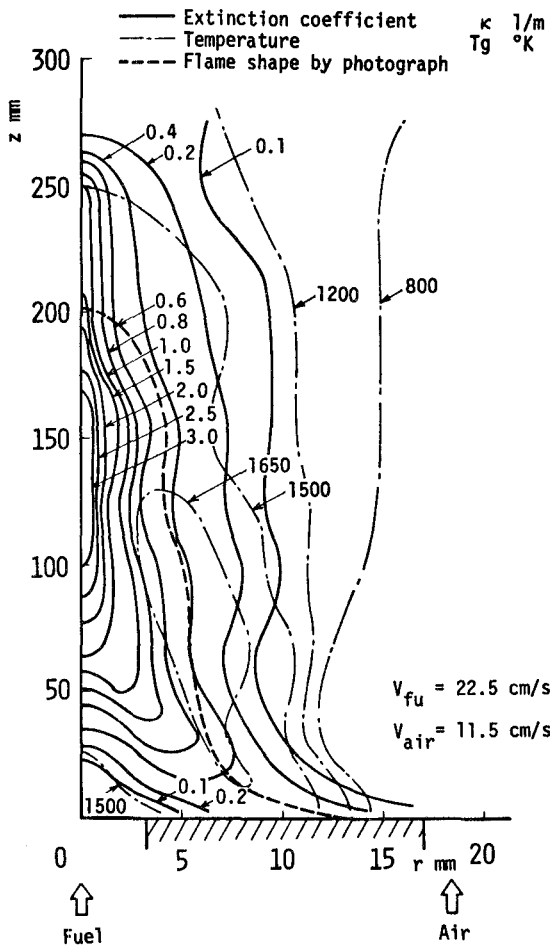


図8 放射減衰係数，温度および火炎形状

数の値を示し，その傾向は火炎後流部である $z = 250$ mm 付近まで続いている。なお，温度分布と火炎形状を比較すると，輝炎として観測される外縁部において高温の領域が存在している。

5. 結 言

本報では，軸対称の温度，濃度分布を有する放射性媒体の放射物性（放射吸収係数ないしは減衰係数）を測定する一つの新しい方法を提示した。この方法を用いると従来明らかとはされていなかった，放射物性の二次元分布を比較的容易に測定できる。また，具体的な適応例として，プロパンガスを用いた輝炎の減衰係数の分布例とこの場合の測定を容易にする方法を示した。とくに測定結果は，その分布を正しく把握し，理論的な解析に反映することの必要性を示すとともに，従来果しえなかった輝炎の特性の一般化の可能性を示しているように思われる。

終わりに，本研究に協力いただいた本学卒業生 橋祐一君，埴山藤人君に謝意を表す次第である。

(昭和 55 年 5 月 15 日受理)

文 献

- (1) 媚山，ほか 2 名：日本機械学会論文集，44-385 (昭 53-9)，3125.
- (2) 媚山：室蘭工業大学研究報告 (理工編)，9-3 (昭 53-11)，735.
- (3) Schack, A.: Arch. Eisen. Hüttenwesen, 241 (1939).

旋削加工作業設計システムの開発

菊地千之・黒河久男・及川正弘

DEVELOPMENTS OF OPERATIONS DESIGN SYSTEM FOR TURNING

Kazuyuki Kikuchi, Hisao Kurokawa
and Masahiro Oikawa

Abstract

Hitherto a number of N-C automatic programming systems has been brought in the industry, most of which are characterized as system aiding man to produce N-C tape. It is unsatisfactory that this kind of systems requires operator a fairly professional knowledge of machining.

The paper presents an establishment of the operations design systems applied to turning operation. The system starts with taking a minimum set of simple input of the finished part and work shape and also the material cut in the specified form which would be provided from a consistent automatic machine design system and then determined cutting conditions, cut sequence, tools selection and desirable clamping condition optimized by the max. productivity criterion and finally outputs the total tool path with collision check, that is, cutter location data.

The software of the system was successfully constructed as an integrated form of modular subsystems such as ;

- (1) the geometric processor for part and blank
- (2) the subroutine of clamping conditions
- (3) the subroutine determining cutting area
- (4) the subroutine selecting tools adoptable
- (5) the subroutine determining cutting conditions
- (6) the subroutine determining cut sequence
- (7) the subroutine composing total tool path
- (8) the subroutine of collision check.

The essential processings of geometric informations from blank to total tool path flow as follows ; (1) dividing the blank into small areas which have an elemental shape and (2) to those areas the modular tool path patterns are generated and then (3) among of an considerably large number of acceptable ways of cut sequence, the heuristically best way yielding min. cutting time is selected by means of graph theory.

The several examples of turning problem were carried out and the results were satisfactorily displayed on the X-Y plotter.

I. ま え が き

数値制御工作機械の発達と普及に伴い、NCテープの作成を支援することを目的とした自動プログラミングシステム^{1),2)}は、多数開発されてきた。しかしながらこれらの多くは、実際の加

工に必要な加工仕様，例えば，切削条件，使用工具，クランピングなどは人間が指定することになっている。また，加工仕様の一部を自動決定するシステムの場合入力形式が複雑であったり，パートプログラミングに加工技術上の知識を含め特別な知識を必要としている。

加工工程の完全自動化，または将来想定される「完全無人化工場」の達成には最小限の入力により，設計から加工，組立てまでを自動処理するシステムの完成が必要である。

本研究は，上記の様な生産加工に関する総合的情報処理システム開発の一環である設計から加工に至る一貫処理システムの開発を指向し，作業設計段階で決定しなければならない加工仕様を自動決定するシステムの開発を目的とする。

具体的なモデルは，機械加工の代表的作業であり，工学的に体系化が進んでいる旋削加工とした。

II. システムの設計構想

II-1 設計目標

システムの設計にあたり，2つの大きな目標を設けた。

第1には入力情報を最小限にする，すなわちパートプログラミングを極力簡単にすることである。そのため，形状記述言語にはTIPS-1³⁾，⁴⁾言語を利用した。これによれば複雑な形状も極めて簡単に入力することができる。(図-1)また，将来，自動設計システムTIPSとの結合も容易になされる。形状情報以外の入力情報は素材の材質だけである。

第2の目標は，自動化レベルの向上である。すなわち，システム内で自動決定する内容は，

- (1) 形状処理 (2) クランピング (加工物のセッティングも含む) (3) 切削範囲
- (4) 使用工具 (5) 切削諸元 (6) 除去手順 (7) 工具径路

である。さらに，工具径路が自動生成された後に干渉チェックを行う機能を持たせる。

これらを達成することにより，加工技術を熟知したパートグラマやオペレータを省くことができる。

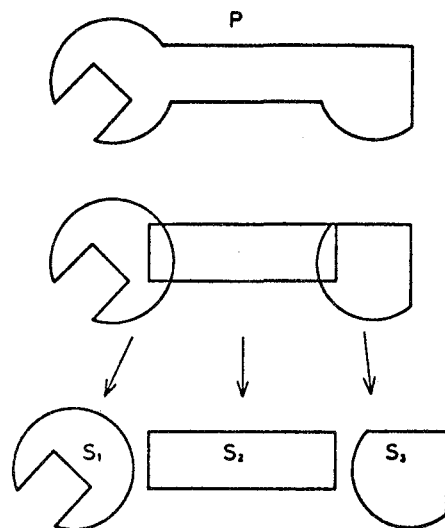


図-1 TIPS-1による形状入力

II-2 対象および処理上の限定

システムの開発にあたり、以下の様な制限を設けた。

- (1) 旋削作業には、外周切削、端面切削、内周切削があるが、本システムでは、外周切削と端面切削の一部に限定する。

(図-2)

- (2) 素材は、丸棒とする。
- (3) 部品輪郭は、直線と円弧のみからなるものとする。
- (4) 作業工程は、荒削り工程とする。但し、溝加工は行うものとする。

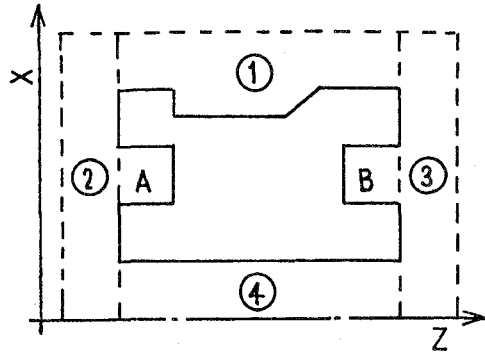


図-2 切削領域の限定

- ①：外周切削 ②：端面切削 ③：端面切削
- ④：内周切削

- (5) 最大1回の部品反転で作業は終了し、同一工程中加工物の固定方法は変更しない。
- (6) 使用チャックはスクロールチャック、爪は硬爪とし、内径チャッキングに関しては処理を省略する。
- (7) クランプ法は、チャックのみ、チャックとセンタ、両センタ（爪付）とする。

III. 旋削加工作業設計システム

III-1 システム構成

本システムは、以下の7つのプロセッサ、サブルーチンから構成される。

- (1) 形状処理プロセッサ
- (2) クランピング関係サブルーチン
- (3) 工具選定サブルーチン
- (4) 切削諸元決定サブルーチン
- (5) 除去手順決定サブルーチン
- (6) 工具径路生成サブルーチン
- (7) 干渉チェックサブルーチン

また、本システムは、各自動処理が相互に関連しあい、厳密には階層構造となっていないが、おむね図-3に示す様な流れとなっている。

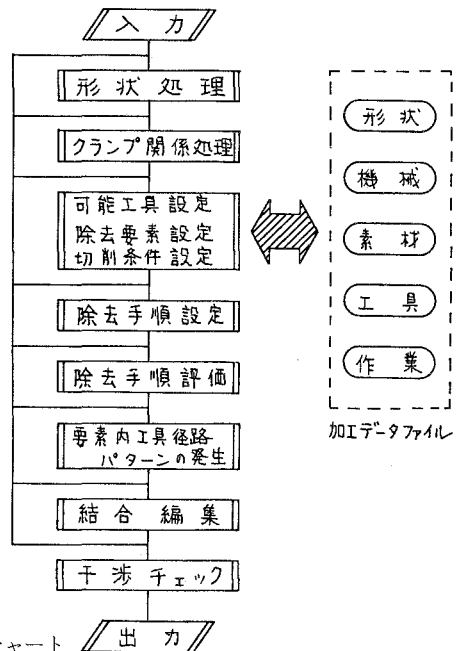


図-3 システムフローチャート

III-2 形状処理

III-2-A 形状記述

本システムにおける形状記述様式は、TIPS-1の形状記述様式⁴⁾を応用するものである。この形状記述様式の原理は極めて簡単であり、図-1に示す様に記述しようとする形状を、より簡単な基本形状に分割するものである。以後、この基本形状のことをセグメントと呼ぶ。すなわち、セグメントを組合せて形状ができると考え得る。この場合、セグメントの組合せは、和集合的組合せ(図-1参照)、積集合的組合せ(図-4)、減算的組合せ(図-5)により行われ、任意の複雑な形状を表現することができる。

また、旋削においては、部品形状を2次元的に扱えるということから、以下の形状処理過程では、次の考え方を一貫して用いている。

セグメント、およびその集合で示される部品形状を全て閉領域として、その輪郭を構成する特徴点(その形状が円の場合、基準座標に対して最大、最小を示す4点、四角形の場合は、4端点の座標値を示す)と、それらの特徴点間の形状および点列の向きを示すコード(サイドマークと呼ぶ)で表わすという考え方である。

III-2-B 形状輪郭生成

この処理は、2段階に分けて行われる。

まず第1の段階では、セグメントの再構成およびセグメント輪郭の生成が行われる。入力された各セグメントは、図-6に示されるように、輪郭を構成する各辺(エレメント)の形状と

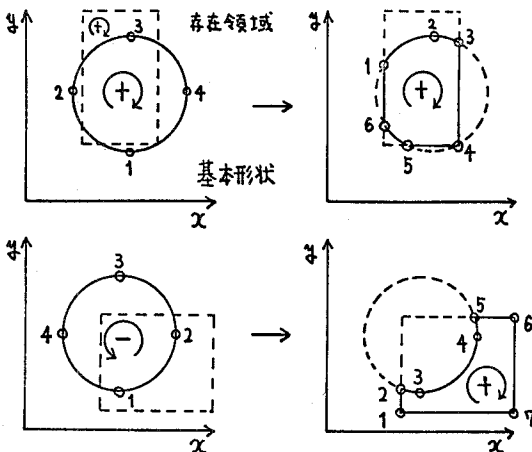
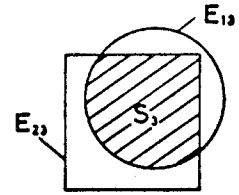
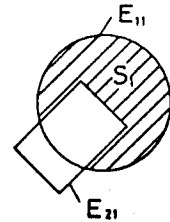


図-6 セグメントの再編成 図-7 セグメント輪郭生成



$$S_3 = E_{12} \cap E_{22}$$

図-4 積集合的組合せ



$$S_1 = E_{11} - E_{21}$$

図-5 減算的組合せ

特徴点列に置き換えられる。さらにこの点列は、サイドマークに従い右回り、左回りの順序付けがなされ、その後存在領域を考慮したうえで、図-7に示される様に、全て右回りの点列に置き換えられる。

この処理は、第2段階の処理過程中、次の処理に有効に利用される。

(1) 線(曲線)分で囲まれた任意の閉領域における、内、外部の判定。

(2) 各セグメント集合の輪郭探査。

次に、第2の段階では、セグメント輪

郭の組合せによる部品輪郭の生成が行われる。この輪郭生成の考え方は、セグメント構成辺間の交点を基点とする単位ベクトル e_i 、およびエレメント端点に関するベクトル A_i とがなす角度 θ_i の判断によるものである。(図-8)

(実際に、セグメントの集合から部品形状が生成される様子は、図-27を参照)

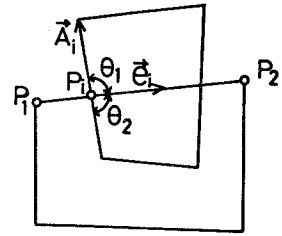


図-8 輪郭生成アルゴリズム

III-2-C 除去領域の分割

部品輪郭と素材輪郭によって認識される除去領域は、まず第1に、図-9に示す通り部品輪郭特徴点によって縦分割される。この処理は、通常、特徴点の座標値(Z座標値)の比較によってのみ行なうが、図-9の⑦のような領域が存在した場合、その領域は、加工不可能領域として処理される。この様に縦分割された各分割要素(分割された領域を以後この様に呼ぶ)は、図-10に示す様に6点の座標値と底部の形状を示すコードによって構成されている。

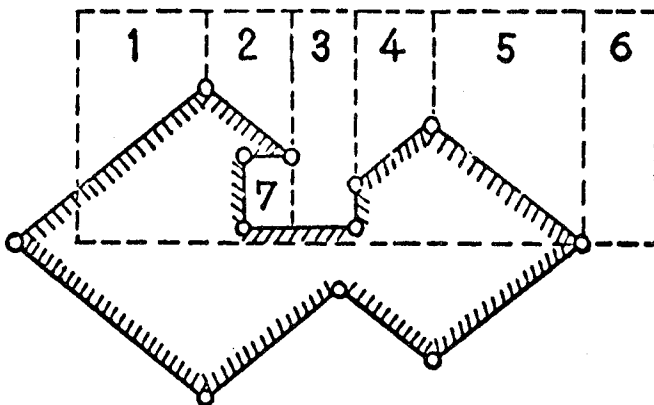


図-9 縦分割

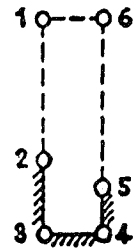


図-10 分割要素

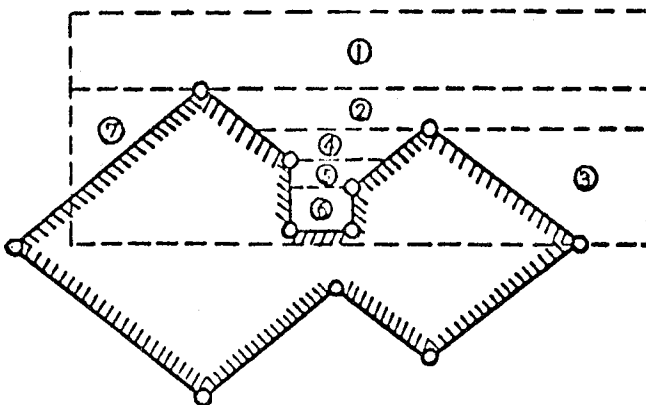


図-11 横分割

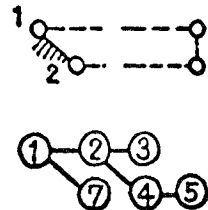


図-12 ツリー表現

この縦分割処理の後に、各分割要素は、旋削作業の特徴、すなわち外周切削の場合一般に長手方向削りとなることを考慮して、上述の6点のX座標値と、分割要素間の比較処理によって図-11に示す形状に再分割される。(横分割と呼ぶ)この時点で、横分割された分割要素間の上下関係を示すツリーが図-12の様に生成される。この上下関係の判断は、横分割された分割要素に、縦分割時における要素がいくつ含まれているかによる。

この様に認識された除去領域は、図-11に示す様に、簡単な形状からなる小領域に分割されたことになり、以後の処理対象は、この分割要素に移る。

III-3 クランプ法関係⁵⁾

クランプ法に関する諸決定は、形状と加工精度の2つの大きな要因に依存する。しかし、本システムでは、取り扱う工程を荒削り工程と限定しているため、加工仕様として精度(主に表面粗さ)は考慮していない。従って、形状要因のみから諸決定を行っている。図-13に、クランプ法に関する決定機構を示す。

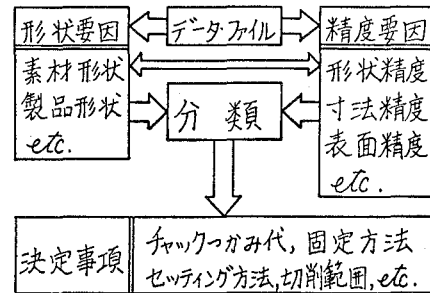


図-13 クランプ法決定要因

III-3-A クランプ法

クランプ法を決定するに際し、以下の前提となる条件を設定した。

- (1) 最大1回の加工物反転でその工程は終了する。
- (2) 同一工程において、クランプ法は変更しない。
- (3) 使用するチャックは、スクロールチャックで、爪は、硬爪とする。
- (4) クランプ法は、チャックのみ、チャックとセンタ、両センタによるものとする。
- (5) 内径チャッキングに関しては、処理は行わない。

これらの条件のもとに、まず加工物両サイドの形状チェック、すなわち使用工作機械の許容切削トルクに十分耐え得る把握トルクが得られる適当な位置の検索と、それに基づくチャックの検索が行われる。さらに、加工物の長さとの比により、チャックのみで固定し得る形状と、チャックとセンタによって固定する2つの型に分類される。また、両センタ加工になる場合は、端面の状態により、爪付きセンタによる固定型式と、レースドックを使用する型式に分類される。

このように、加工物はその形状によって4種類の型に分類され、それぞれ加工物の固定方法が決定される。

III-3-B 加工物のセッティング

前節において決定された固定型式のうち、両センタ型以外の型式では、加工物のどちら側を

チャッキングするか決定する必要がある。特に、加工物を反転して加工しなければならない場合、加工物のどちら側を先にチャッキングするかを決定しなければならない。これらの判断基準は、以下に挙げるものである。

- (1) 加工物の製品取りに無関係にチャッキング可能な形状である場合、加工時点で把握トルクが一方よりも大きくなる側がチャッキング位置に指定される。
- (2) チャッキング位置が加工物の製品取りに拘束される場合、チャッキング位置が得られない側が、加工物を反転した後の切削範囲になる。
- (3) チャッキング可能な位置の肉厚が薄肉圏（平均半径R、肉厚tとすると、 $t/R < 1/6$ ）に含まれる場合、チャッキングによる破損、変形を避けるため、チャッキング位置が薄肉となる側が反転後の切削範囲となる。
- (4) 加工物の端部に加工不要部分がチャックつかみ代だけ有り、かつその部分をチャッキングした場合、干渉が起こらないならば、その加工不要部分をチャッキング位置とする。

以上の判断基準に基づいて、加工物の形状が分類され、加工物のセッティング方法が決定される。

III-3-C 切削範囲

切削範囲とは、クランプ法、セッティング方法が決定された時点で、1回のチャッキングによって切削する範囲を意味し、加工物の反転が必要ない場合は、全ての除去領域（全ての分割要素）が切削範囲となる。

これに対して、反転の必要がある場合は、全ての除去領域を反転前、反転後の2つの領域に再分割しなければならない。いいかえると、決定された分割要素群を反転前、反転後の2つの群に分けることである。そのため、各分割要素の構成点座標値と、前節で決定されている工具のZ座標移動限界値（工具がチャックに近づける限界値）とを比較し、反転前のチャッキングによる切削範囲を可能な限り広くするという判断基準に基づいて、反転前後のそれぞれの切削範囲が決定される。この処理により、各分割要素は、反転前と反転後の2群に分類される。なお、1つの分割要素が反転前後の切削範囲に渡って存在している場合は、上述の判断基準に基づいて、反転前後の要素に再分割される。

表-1 クランピング出力内容

1	加工物固定方法(コード)	13	1回目のチャック爪先端位置
2	使用チャック(コード)	14	2回目の " "
3	センタ穴呼径	15	1回目の外径近寄り限界
4	爪付センタ呼径	16	2回目の " "
5	加工物反転の有無	17	1回目の内径切削範囲
6	加工不要面の有無	18	2回目の " "
7	チャッキング可能サイド	19	1回目のチャック締付力
8	1回目のチャッキングサイド	20	2回目の " "
9	内径切削範囲の状態	21	下穴用ドリル径
10	限界チャックつかみ代	22	"
11	1回目のチャックつかみ代	23	"
12	2回目の " "	24	

以上のクランプ法に関する各処理結果の出力内容を、表-1に示す。

III-4 工具選定

使用工具の選定に当たっては、一般に、加工物のある形状特徴が判明している部分除去領域が与えられなければならない。逆にその部分除去領域を設定するに当たっては、使用工具の特徴を知る必要がある。この理由により、使用工具と作業領域を同時に決定することは、不可能あるいは極めて困難である。

そのため、本システムでは、この部分除去領域に分割要素を当て、この分割要素をその端面形状と、工具侵入可能な分割要素構成辺を考慮することにより、図-14に示す様な4種類の基本パターンに分類し、それぞれのパターンに使用工具形状の種類を固定しておく。これに基づき、工具選定は、この分割要素の形状特徴と、ファイル中の全ての工具形状との比較により、ある分割要素に対して切削可能な工具を全て割当てる方法で行うものである。図-15に、工具割当ての判断基準を示す。

なお、荒削り工程では、一般に溝加工は行われませんが、本システムの場合、その分割要素が溝であることを認識するために、溝切りバイトの割当てを行っている。その方法としては、その分割要素に他の工具が1本も割当てられない場合に限って始めて溝切りバイトが割当てられるものである。

さらに、最適な使用工具は、最終的に除去手順が決定された段階で決定される。(III-7参照)

III-5 切削条件

荒削り工程は、素材から余肉を削り、正確な基本形状に整えるための能率的な切削工程であるべきである。従って、その切削条件の選定に当たっては、様々な拘束条件のもとで工作機械の能力を最大限に発揮できる能率的切削条件を設定しなければならない。以下の処理は、図-16に示される流れに沿って行われる。

III-5-A 拘束条件

本システムで用いる切削諸元の拘束条件は、工作機械（旋盤）の動力とトルクおよび工具の

パターン	I	II	III	IV
形状				
割当て可能工具	T1(左端付)	T1(左端付)	T2 L(溝)	T3 L(溝)

図-14 分割要素パターン

パターン	除去可能条件		素材輪郭
	荒加工	仕上げ加工	
I	$(R_2 \geq H) \wedge (Y \geq Y') \rightarrow T1L$	$(R_2 \geq H) \wedge (Y > Y') \rightarrow T1L$	
II	$(Y_L < Y'_L) \wedge (b_R < B_2) \rightarrow (T1L, T1R)$	$(Y_R > Y'_R) \vee (Y_R > Y'_R) \rightarrow T1R$	
	$(Y_R < Y'_R) \wedge (b_L < B_2) \rightarrow (T1L, T1R)$	$(Y_L > Y'_L) \vee (Y_L > Y'_L) \rightarrow T1L$	
III	パターンII以外 $(R_2 \geq H) \wedge (R_1 \geq R) \wedge (b_2 \leq b) \rightarrow T2L$		
IV	$R_2 \geq H$		

但し、形状が円弧の場合



図-15 工具割当て判断基準

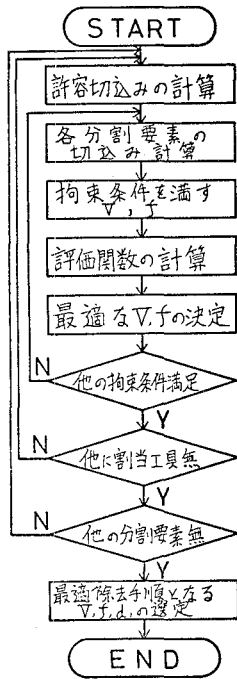


図-16 切削条件
フローチャート

他の拘束条件、例えばトルク、回転数、許容送りなどは、V、d、fが決定された後のチェックに用いるものとする。図-17にVとfの拘束条件の例を示す。

III-5-B 切削諸元の決定

荒削り工程の切削条件は、前節の拘束条件のもので、旋盤の能力を最大限に発揮できる能率的なものでなければならない。さらに、図-18に示す様に、旋盤の特性として負荷が小さくなると効率は悪くなる。これらのことを考慮すると、荒削りにおける切削条件は、全負荷となる様なものが望ましい。

今、旋盤の全消費動力をP、主軸における消費動力をPcとすると、機械効率 η_m は

$$\eta_m = P_c / P$$

となり、そしてこの η_m は、全負荷時におけるPcをP_{CMAX}とすると、

寿命方程式である。そして、これらの拘束条件は、切込みdを一定とした場合の送りfと切削速度Vとの関係で表している。

切込みdは、その値を増加させると切削動力は比例して増大するが、応力、切削温度などは増加が少ないため、工具寿命に対する影響が少ない。そのため、切込みは可能な限り大きくとり、分割要素の取代を整数等間隔分割する値として初期設定する。

次に、この初期設定した切込みを、旋盤の動力を表す式

$$P \times \eta_m = UP \times V \times f \times d \tag{1}$$

(P：駆動馬力(P_s)、 η_m ：機械効率、UP：単位切削馬力(P_s/cm³/min.)と、工具寿命方程式(例えば)

$$V \times \exp(\alpha \times f) \times d^\beta \times T^\gamma = \lambda \times V_B^\delta$$

(T：工具寿命(min)、V_B：寿命判定基準(mm)、 $\alpha, \beta, \gamma, \lambda, \delta$ は、

被削材などによる定数)に代入し、その他必要な定数を与えることにより、(1)、

(2)式からVとfの関係を拘束条件として求める。また、

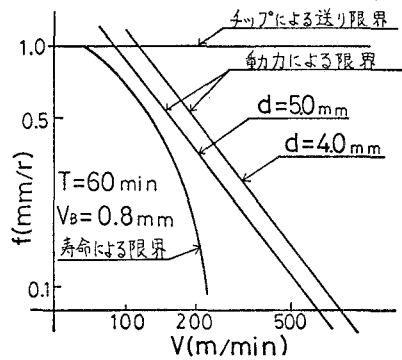


図-17 拘束条件

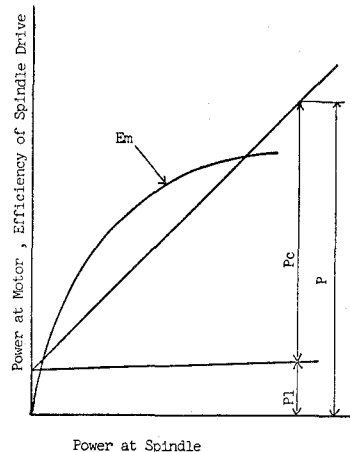


図-18 旋盤の効率

$$\eta_R = P_c / P_{cMAX}$$

で表される負荷率 η_R に比例する。また、切削効率 η_c ($\text{cm}^3/\text{Ps}/\text{min}$) は、前節で示した拘束条件の場合、送り f に比例して増大する。

以上のことから、最適切削諸元を決定する評価関数には

$$\eta = \eta_R \times \eta_c$$

を採用し、この η が最大となる V 、 f の組が決定される。その後、この決定された V 、 f と先に設定されている d は、前節で述べた動力と工具寿命以外の拘束条件によってチェックされ、その拘束条件を満たさない場合は、まず初めに f が、次に d が修正される。図-19に、切込みが 4 mm、5 mm の場合を例とした、 η_R 、 η_c による評価関数の例を示す。

この様に決定された切削諸元は、各分割要素、各工具毎に決定されるものであるから、同一分割要素に複数の工具が割当てられている場合、最終的切削諸元は、最適除去手順 (III-7-C) に従う。表-2は、分割要素数5、用意されている工具4本の場合の切削諸元を示す。

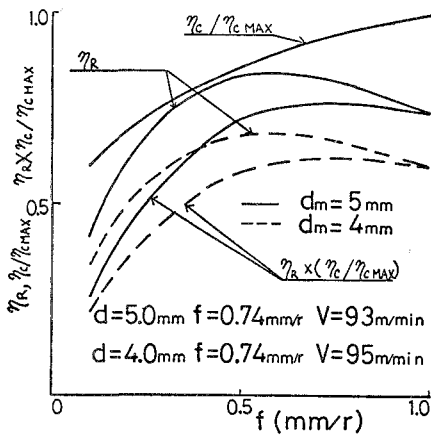


図-19 評価関数

表-2 切削諸元

Element	Tool	Cutting Condition
E1	T1	V_{11}, F_{11}, D_{11}
	T2	V_{12}, F_{12}, D_{12}
E2	T2	V_{22}, F_{22}, D_{22}
	T3	V_{23}, F_{23}, D_{23}
E3	T1	V_{31}, F_{31}, D_{31}
	T4	V_{34}, F_{34}, D_{34}
E4	T2	V_{42}, F_{42}, D_{42}
	T4	V_{44}, F_{44}, D_{44}
E5	T2	V_{52}, F_{52}, D_{52}
	T3	V_{53}, F_{53}, D_{53}
	T4	V_{54}, F_{54}, D_{54}

III-6 分割要素内工具径路の生成

各分割要素は、その分割処理時点で形状特徴によって、図-20の様な識別が行われる。この図に示したパターンと、割当て工具によって、工具径路のパターンが決定される。工具径路のパターンは、図-21に示す様に、荒削り工程、仕上げ削り工程について、I~IVまで用意してある。(この処理段階については、仕上げ工程も考慮している)

また、分割要素内工具刃先通過点は、切削諸元の切込みに従って、分割要素構成辺上に交点を求め、それを結合することによるものである。この際、分割要素構成辺上では、ならい切削としている。

さらに、後述の処理によって決定される除去手順に従って、分割要素毎の工具径路を結合す

III-7-B グラフの縮退化

二次ツリーから考えられる除去手順の数は莫大なものとなる。従って、この二次ツリーに以下に挙げる拘束条件を経験的に設定し、グラフの縮退化を図る。すなわち、

- (1) 各分割要素に割当てられた工具の組の内、工具数が最小となるものを選ぶ。
- (2) 削り残しが出た場合、削り残し領域を優先して切削する。
- (3) 工具交換回数が最小となる使用工具、手順とする。

この拘束条件のもとで、図-23のグラフを縮退化した例を、図-24に示す。

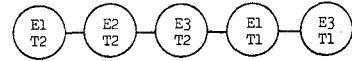


図-24 ツリーグラフの縮退化

III-7-C 除去手順の決定

前節で得られたグラフから除去手順を全て抜き出し、切削時間を計算する。この計算した時間の中で、最小時間を与える除去手順が、最適除去手順として決定される。さらに、その除去手順が使用工具として決定され、切削諸元も決定される。

そして、この段階において、最終的に除去領域全体に渡る工具径路が結合編集される。

III-8 干渉チェック

本システムは、生成された工具径路での衝突を回避するため、干渉チェック機能を有する。旋削作業における干渉は、基準座標系に対して移動可能な系と、固定された系との間で生ずる。前者の移動系に含まれるのは、工具・工具ホルダーであり、固定系に含まれるのは、取付具、加工物形状である。干渉チェックの方法としては、工具径路に沿った移動系の包絡輪郭を生成し、この輪郭と、固定系の輪郭との交点を検索する方法を用いている。この方法によると、衝突点の座標が極めて正確に算出できる。

III-8-A 固定系輪郭の生成

クランプ法関係の処理で決定された情報に基づき、使用取付具の輪郭を素材輪郭に結合することにより、固定系全体の輪郭が生成される。この固定系輪郭は、CLデータから抜き出された1トラバース毎の工具径路（早送り速度から、接近速度に変換された点を終点とする1トラバースの工具径路）により、次々と更新される。つまり、最終的には部品形状となる訳である。

干渉チェックは、この1トラバースの工具径路毎に行われることになる。

III-8-B 移動系包絡輪郭の生成

移動系は、1トラバースの工具径路に沿って移動する訳であるから、移動系輪郭構成点（エレメント端点）の平行移動軌跡を新しいエレメントとして認識し、それを工具径路の始点、終点、さらに折点における移動系輪郭の構成エレメントに加えることによって、平行移動軌跡も含めた包絡輪郭が生成される。

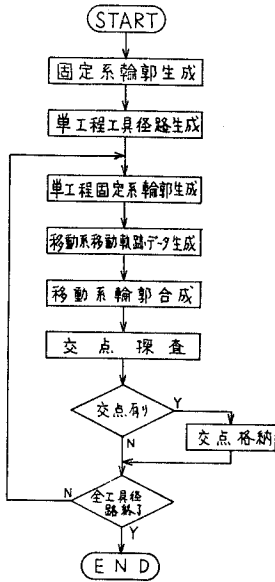


図-25 干渉チェック
フローチャート

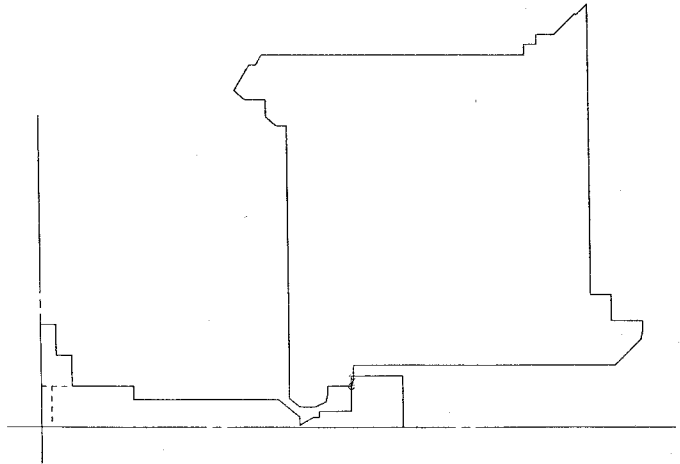


図-26 干渉チェック (X-Yプロッタ出力)

III-8-C 干渉チェック

前節までの処理により生成された1トラバース毎の固定系輪郭と移動系包絡輪郭とを、形状処理段階で用いている交点探索ルーチンを利用することにより、交点の有無、すなわち干渉が生じるかどうかの判定を行う。この際、交点がある場合は、その座標値を格納する。

以上の処理全体の概略フローチャートを図-25に示す。また、簡単な例題によって、干渉チェックの様子を図-26に示す。この例では、センタ部分において干渉が生じている。なお、正規のセンタ形状では干渉が生じないため、センタ形状を誇張している。

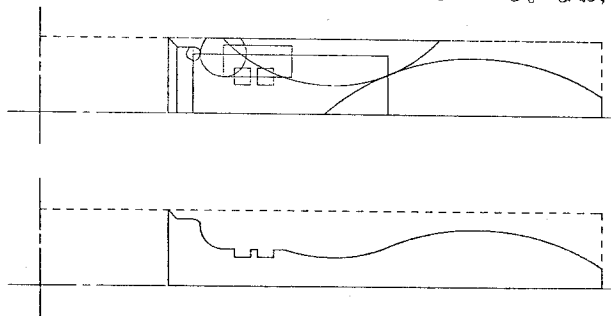


図-27 部品輪郭 (例題A)

IV. 処理の実例

加工の途中で加工物の反転を必要としない例題Aと、必要とする例題Bについての出力結果の一部を図-27~32表-4~8に示す。さらに、その結果が妥当なものとなっているか検討を加える。(例題A)

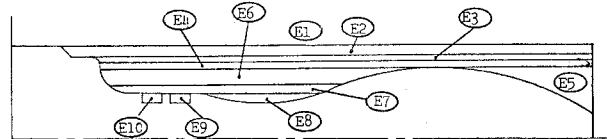


図-28 除去領域分割要素

図-27の上図に示す様に多数

のセグメントによって入力された部品輪郭は、形状処理され、同下図に示す輪郭が決定される。この部品輪郭に基づき、除去領域は図-28に示す様に分割され、クランプ情報も表-4の様に決定される。次に、工具の選定と切削諸元であるが、この例題の場合、工具は左右片刃バイト各々1本、溝切りバイト1本が用意されており、分割要素名1から8までは工具組数2、要素名9と10は工具組数1と割当てられている。その中から除去手順が決定された段階で、表-5に示す通り最適除去手順が最終決定され、切削諸元もその除去手順に従って表-6の様に決定されている。表-7は、最終的に決定されたCLデータの一部を、また図-29は、工具径路を示している。

(例題B)

部品形状を図-30に示す。この例題もAと同様に処理されるが、加工の途中で加工物の反転

表-4 クランプ情報

1	加工物固定方法(コード)	2000	13	第1回目のチャック先端位置	22.00
2	使用チャック(コード)	1000	14	第2回目 "	0.00
3	センタ穴呼径	4.00	15	第1回目の外径近寄り限界	25.00
4	爪付センタ呼称	0.00	16	第2回目 "	0.00
5	加工物反転の有無	-1	17	第1回目の内径切削範囲	245.00
6	加工不要面の有無	+1	18	第2回目 "	0.00
7	チャッキング可能サイド	+1	19	第1回目のチャック締付力	1818
8	第1回目のチャッキングサイド	+1	20	第2回目 "	0
9	内径切削範囲の状態	0	21	下穴用ドリル径	0.00
10	限界チャックつかみ代	20.00	22	"	0.00
11	第1回目のチャックつかみ代	22.00	23	"	0.00
12	第2回目 "	0.00	24		

表-5 除去手順

除去手順	使用工具
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 7 8 9 10	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 7 5 8 9 10	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 5 7 8 9 10	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 5 7 8 10 9	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 5 6 7 8 10 9	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 5 6 7 9 10 8	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 5 6 7 10 9 8	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 7 5 8 9 10	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 5 7 8 9 10	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 5 7 9 10 8	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5
1 2 3 4 6 5 7 10 9 8	1 1 1 1 1 1 1 1 5 5

MINI(11)=5.00]56
 1 2 3 4 5 6 7 8 10 9
 1 1 1 1 1 1 1 1 5 5

最適除去手順と工具

表-6 切削諸元

TOOL / DEPTH	SPEED	FEED / ELEMENT
1	1.00	186.61
2	.00	.00
3	.00	.00
4	.00	.00
5	.00	.00
TOOL / DEPTH	SPEED	FEED / ELEMENT
1	4.00	AP.05
2	.00	.00
3	.00	.00
4	.00	.00
5	.00	.00
TOOL / DEPTH	SPEED	FEED / ELEMENT
1	3.00	91.761
2	.00	.00
3	.00	.00
4	.00	.00
5	.00	.00

表-7 CLデータ

***** CLDA TABLE CLDA(M,N) *****
TOTAL NUMBER OF CLDATA 83

IN. I	I	XN	ZN	SH	CXN	CZN	+-R	TOOL	CH.P.	DUM.	C.V
I	11	*****		.0	.000	.000	.000	1.0	1.0	.0	1.0
I	21	39.000	247.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	1.0
I	31	34.000	.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	2.0
I	41	33.004	245.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	3.0
I	51	.000	55.996	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	4.0
I	61	34.000	55.996	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	3.0
I	71	33.502	.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	2.0
I	81	33.502	247.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	1.0
I	91	33.004	.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	2.0
I	101	29.000	245.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	3.0
I	111	.000	50.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	4.0
I	121	33.004	55.996	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	3.0
I	131	31.002	.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	2.0
I	141	31.002	247.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	1.0
I	151	29.000	.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	2.0
I	161	26.000	245.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	3.0
I	171	.000	70.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	4.0
I	181	29.000	67.000	.0	-3.000	67.000	26.000	.0	.0	.0	3.0
I	191	27.500	.000	.0	.000	.000	.000	.0	.0	.0	2.0

刃先X座標 | 刃先Z座標 | 円弧中心(X) | 円弧中心(Z) | 円弧半径 | 工具 | 速度コード

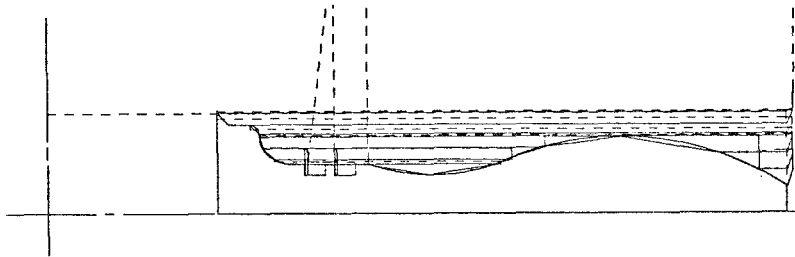


図-29 工具径路 (X-Yプロット出力)

を必要とする。その反転前後のクランプ情報は、表-8に示す通り妥当な判断がなされている。これに従って反転前後の切削範囲が決定され、分割要素は工程別に分けられる。その後、例題Aと同様に工具の選定、切削諸元、除去手順の設定が行われ、最終的に決定された工具、除去手順に従って、図-31、32に示す反転前後の工具径路が生成されている。

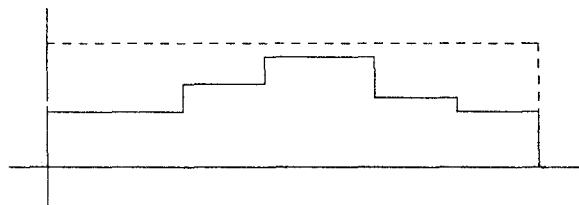


図-30 部品輪郭 (例題B)

これら、例題A、Bの使用工具と除去手順および工具径路は、一般の作業者が決める仕様に一致していると思われる。切削諸元に関しては、大むね妥当なものとなっているが、分割要素の取り代の違いにより、切込みがばらついており、将来、切込みの再配分など、さらに検討が

表-8 クランプ情報

1	加工物固定方法(コード)	2000	13	1st回目のチャック爪先端位置	22.00
2	使用チャック(コード)	1000	14	2nd回目 "	22.00
3	センタ穴呼径	6.00	15	1st回目の外径近寄り限界	25.00
4	爪付センタ呼称	0.00	16	2nd回目 "	25.00
5	加工物反転の有無	+1	17	1st回目の内径切削範囲	180.00
6	加工不要面の有無	-1	18	2nd回目 "	180.00
7	チャッキング可能サイド	+2	19	1st回目のチャック締付力	666
8	1st回目のチャッキングサイド	+1	20	2nd回目 "	2400
9	内径切削範囲の状態	0	21	下穴用ドリル径	0.00
10	限界チャックつかみ代	10.00	22	"	0.00
11	1st回目のチャックつかみ代	22.00	23	"	0.00
12	2nd回目 "	22.00	24		

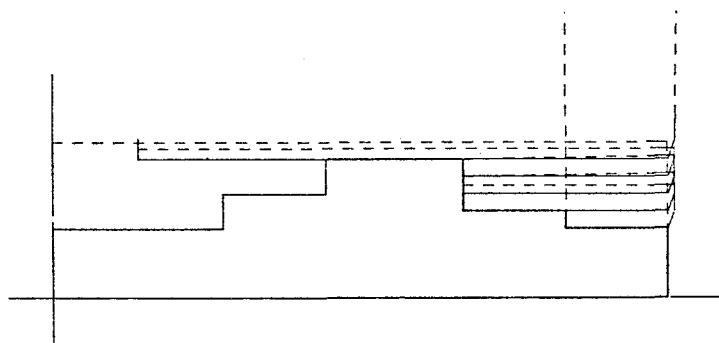


図-31 反転前工具径路 (X-Y) プロット出力

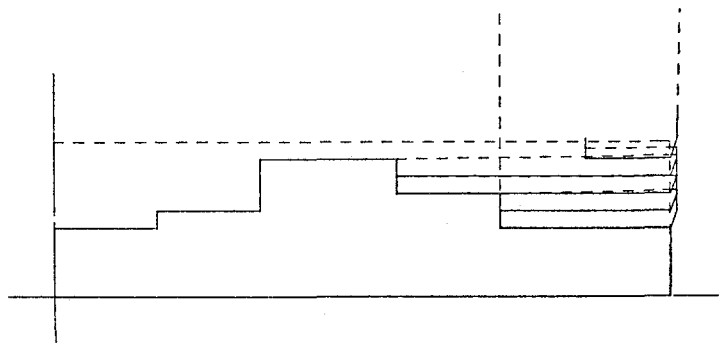


図-32 反転後工具径路 (X-Y) プロット出力

必要であると思われる。

V. あ と が き

設計から加工に至る一貫処理システムを指向した旋削加工用ソフトウェアシステムの開発を目的として、旋削加工における作業設計段階で決定しなければならない加工技術上の諸決定を自動的に行い、工具径路の自動生成を行う加工用ソフトウェアシステムを開発した。本システムの結論は、以下の様に要約される。

- (1) 素材および部品形状、素材材質、使用機械仕様のみという簡単な入力情報から、荒削り工程に必要な加工仕様の自動決定が可能である。
- (2) 加工仕様を自動決定するために、除去領域をその形状特徴および旋削作業の特徴から、小領域に分割処理する。
- (3) 工具径路生成のアルゴリズムを上記小領域のパターン毎にモジュール化し、それを結合することにより、全体の工具径路が生成される。
- (4) 生成された工具径路に従って干渉チェックを行い、旋削作業における移動系と固定系との間に生じる衝突を確認する機能を有する。
- (5) 各シミュレーション結果は、妥当なものである。

謝 辞

本システムの開発にあたって貴重な御意見を戴いた北大工学部精密工学科 沖野教郎教授、嘉数侑昇助教授に深く感謝の意を表す。

また、本研究の諸計算とデータ整理について産業機械工学専攻 東野郁夫君の努力に負うところが大きい、記して感謝の意を表す。

(昭和 55 年 5 月 20 受理)

文 献

- 1) 佐田登志夫 (編集) : 生産システム, 日刊工業
- 2) 人見勝人 : 生産システム工学, 共立出版
- 3) 沖野教郎他 : 自動設計プロセッサ TIPS-1 のシステム設計, 精密機械, 42-10, 17
- 4) TIPS 研究会資料, 49-1 : TIPS-1 マニュアル形状記述編
- 5) 及川正弘, 菊地千之 他 : 昭和 54 年度精機学会春季大会前刷 p.599
- 6) 及川正弘, 菊地千之 他 : 昭和 54 年度精機学会北海道支部学術講演会前刷 p.5
- 7) 黒河久男, 及川正弘 他 : 昭和 54 年度精機学会春季大会前刷 p.601



接触面積拘束工具の切削性に関する研究

—— 工具切りくず接触長さと切削温度 ——

菊 地 千 之

A Study of Tools with Restricted Tool-Chip Contact Length

—— Variation of Cutting Temperature
with Restricted Tool-Chip Contact Length ——

Kazuyuki Kikuchi

Abstract

As reported in the previous papers by the author and others, artificial restriction of tool-chip contact length in machining with a cut-away tool causes a considerable increase in normal stress and then a decrease in the coefficient of friction on the tool-chip interface and results in an increase in shear angle and a decrease in cutting forces. These actions of the restricted contact tool may not be finished in themselves but have effects on tool life due to lowered cutting temperature and also on the quality of the finished work surface.

In this report a number of cutting temperature measurements are compared to those calculated by the M. C. Shaw & E. G. Loewen's method for the conventional tool with natural contact and those restricted with various contact lengths. Applicability of the calculation method is discussed and effectiveness of restricted contact length tool in practical use in view of cutting temperature are clarified.

I 緒 言

工具すくい面と切りくずとの接触面積を拘束縮小することによって、すくい面上の応力は増大するが、切削の摩擦係数は減少する。この結果せん断角は増大し切削抵抗は減少することについてはすでに報告した。接触面積拘束工具の上述の作用は当然切削温度を低下させ工具寿命に影響し、さらには仕上面に対しても影響を与えることとなる。

本報告においては、工具切りくず接触長さを変化させたときの切削温度変化および通常工具と接触面積拘束工具の理論切削温度を M. C. Shaw と E. G. Loewen¹⁾の解析結果から求め、この解析が適用できるかどうかについて検討し、切削温度の点から接触面積拘束工具の有用性について明らかにした。

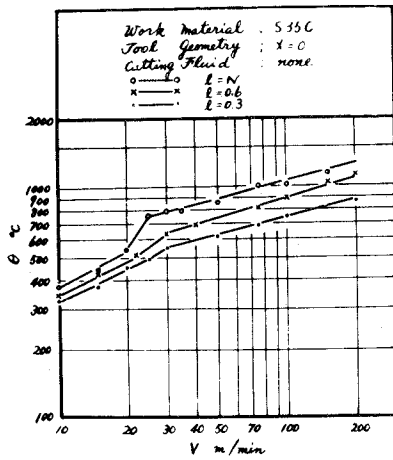


Fig. 4 Variation of Cutting Temperature (θ) with Cutting Speed (V).

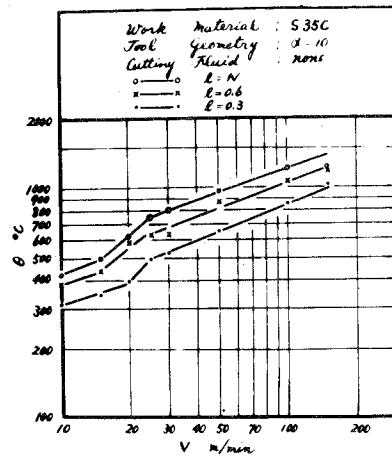


Fig. 5 Variation of Cutting Temperature (θ) with Cutting Speed (V).

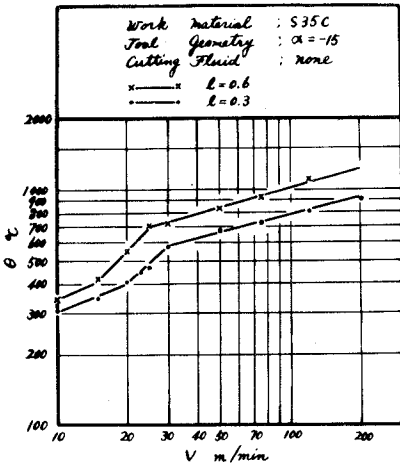


Fig. 6 Variation of Cutting Temperature (θ) with Cutting Speed (V).

このことは始めに述べたように、この切削条件では構成刃先生成領域の速度を含んでおり、同図の特異性も構成刃先による影響と考えられる。

Tabel. 2 に工具切りくず接触長さを変化させたとき、切りくず表面の観察から構成刃先の生成がみられない切削

くず塑性域の平均温度を測定している。同図から明らかなように、切削速度の増加に伴い切削温度は上昇し、工具切りくず接触長さが拘束縮小されることによって切削温度は順次減少している。

しかし、いづれの工具でも途中で折れ曲がる点が存在している。よく知られているように、切削温度と切削速度は大略次式の関係で近似される。

$$\theta_t \cong C \cdot V^n$$

ここで、 θ_t は切削温度、Vは切削速度、Cおよびnは定数である。しかしながら実験結果はいづれも低速度領域で上式との関係と異なっている。

Table II Disappearance of Built-up Edge.

Contact depth(mm)	Primary Rake(deg)	Secondary Rake(deg)	Cutting Speed(m/min)	Cutting Temp(°C)
l=0.3	10	35	100	850
	0	35	75~100	680~750
	-15	35	60~75	700
l=0.6	10	35	50~60	800~850
	0	35	60	780
	-15	35	50	820
l=N	10	0	50	950
	0	0	50	850
	-15	0		

速度とそれに対応する切削温度を示した。同表から明らかなように、得られた切削温度は鉄-炭素系状態図において $\alpha = -15^\circ$, $l = 0.3\text{mm}$ の拘束工具を除いては $\alpha-\gamma$ 変態点以上の温度を示している。被削材の炭素量は 0.342% であるから γ 領域の温度は約 815°C 以上となる。このように構成刃先は、切削速度の増加に伴い切削温度が上昇し γ 領域付近の温度に到達すると生長し得ないものと考えられる。

切削速度 15 mpm 付近からの特異現象は、この速度域付近で構成刃先がもっとも顕著に存在することは切削抵抗、切りくず裏面の観察から明らかであり、また鳴瀧³⁾らの研究によって切削温度 $400\sim 500^\circ\text{C}$ で凝着力が最大となるという報告と一致している。しかし、切削速度 15 mpm , 20 mpm 以下の領域では構成刃先があるにもかかわらず切削温度の理論値は実験値と良好な一致を示している。(後述)

しかしながら切削温度の特異性は切削抵抗の増加、および切削速度の増加にもかかわらず理論解析結果と一致しない。このことは切削温度測定において、構成刃先の存在により Fig. 7 に示したように工具-被削材が完全に密着していなくて構成刃先の切りくず側と工具側とで θ_A , θ_B で表わされる温度勾配が生じていると考えられる。

切削抵抗の極小点で構成刃先が最大の形状を示し、極大点で構成刃先がほぼ消失している。そのため構成刃先の層が厚くなると温度勾配が生じ、トムソン効果が起ると考えられる。切削抵抗極小点付近から構成刃先は再結晶を起し、切りくずが直接工具面上を亡っている状態となり、切削温度の立ち上がりは完了すると思われる。その後、工具-被削材熱電対は正常な状態になり切削温度の切削速度依存性を示すようになる。再結晶温度に相当すると思われる立ち上がり完了点は、すくい角変化に対して $l = N$ では 750°C , $l = 0.6$ では $600\sim 700^\circ\text{C}$, $l = 0.3$ では $500\sim 600^\circ\text{C}$ と順次減少している。このことによりすくい面摩擦応力は増大し、すくい面温度を高める方向になる。しかし同時にすくい面摩擦距離は短くなり、すくい面前方の扇形領域角は増大し、平均せん断角は大となるからこの意味ですくい面温度を下げる方向となる。それゆえ、全体として切削温度が低下する。したがって、構成刃先は接触長さが拘束縮小される程大きい応力を受けはずみ硬化が大きくなる。そのため $l = N$, $l = 0.6$, $l = 0.3$ と再結晶温度が低下すると考えられる。

III-2 切削温度の計算

切削温度の理論的解析は、R. S. Hahn⁴⁾, B. T. Chao および K. J. Trigger⁵⁾, M. C. Shaw およ

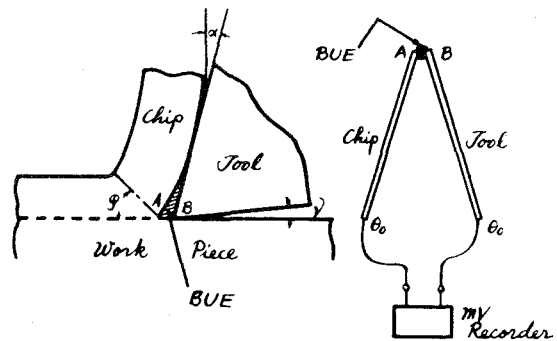


Fig. 7 Method for BUE in Tool-Work Thermocouple.

び E. G. Loewen¹⁾らによって行なわれている。これらのうち M. C. Shaw らによる解析結果を用いて切削速度変化に対する切削温度、および拘束接触長さ変化に対する切削温度の理論値と実験値の検討を行ない、理論解析の適用について検討を行なった。

M. C. Shaw らの解析によれば切削温度は次式で与えられる。

$$\bar{\theta}_t = \bar{\theta}_s + \Delta \bar{\theta}_f = \frac{R_1}{J \cdot \rho_1 \cdot C_1} U_s + R_2 \frac{0.377 q_2 \cdot a}{k_2 \cdot \sqrt{L_2}} + \theta_0 \dots\dots\dots ①$$

$$R_1 = \frac{1}{1 + \frac{0.663\gamma}{\sqrt{L_1}}} \dots\dots\dots ②$$

$$L_1 = \frac{V_s \cdot t}{4 \cdot K_1 \cdot \sin \phi} \dots\dots\dots ④$$

$$R_2 = \frac{\frac{q_2 \cdot b \cdot \bar{S}}{k_3} - \frac{R_1 \cdot U_s}{J \cdot \rho_1 \cdot C_1}}{\frac{0.377 q_2 \cdot a}{k_2 \cdot \sqrt{L_2}} + \frac{q_2 \cdot b \cdot \bar{S}}{k_3}} \dots\dots\dots ③$$

$$L_2 = \frac{V_c \cdot a}{4 K_2} \dots\dots\dots ⑤$$

ただし、 $\bar{\theta}_t$ = すくい面上の平均切削温度、 $\bar{\theta}_s$ = せん断面せん断変形に伴う平均温度上昇、 $\bar{\theta}_f$ = すくい面摩擦による平均温度上昇、 θ_0 = 室温、 J = 熱の仕事当量、 ρ_1 = 切りくずの密度、 C_1 = $\theta_0 \sim \theta_s$ 間の切りくず平均比熱、 U_s = 単位切削容積当りのせん断面せん断エネルギー、 q_2 = すくい面の摩擦熱源強さ、 a = 刃面切りくず接触長さ、 $k_2 = \bar{\theta}_t$ における切りくずの熱伝導率、 γ = せん断面せん断ひずみ、 b = 切込み、 $S = b/a$ の関数、 $k_3 = \bar{\theta}_t$ における工具の熱伝導率、 V_s = せん断面せん断速度、 t = 送り、 ϕ = せん断角、 V_c = すくい面に沿った切りくずの流れ速度、 $K_1 = \bar{\theta}_s$ における切りくずの熱拡散率、 $K_2 = \bar{\theta}_t$ における切りくずの熱拡散率である。

本実験では被削材、工具、切削条件は M. C. Shaw のそれとは異なっているが、M. C. Shaw の解析結果にみられるように切削温度測定値と各測定値を代入して算出した理論切削温度がほぼ一致する点を見いだし速度の項のみを変化させた。計算に必要な物性値⁶⁾については、被削材

S 35 C に近似できる化学成分をもつ炭素鋼のものを採用した。

切削温度測定値と理論切削温度の比較を Fig. 8, Fig.9 および Fig. 10 に示した。Fig. 8 から明らかなように通常工具に対しては非常に良い実測値との一致を示している。Fig. 9, Fig. 10 にみられるように接触面積拘束工具に対しても計算値と実測値は良い一致を示している。特に低速領域では計算値の傾向に良く追随している。理論計算において

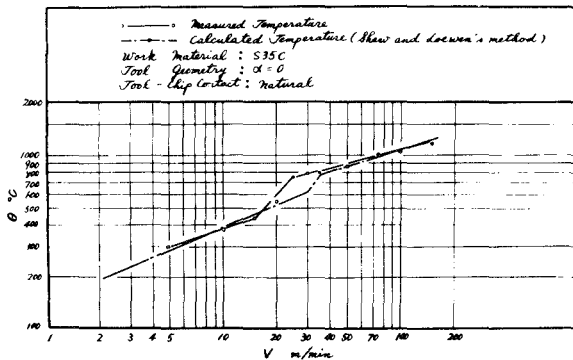


Fig. 8 Comparison of Calculated and Measured Tool-Chip Interface Temperature with cutting Speed.

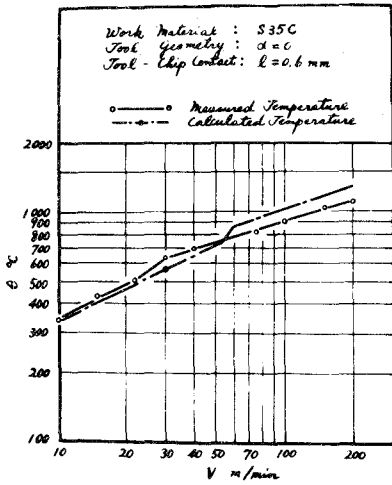


Fig. 9 Comparison of Calculated and Measured cutting Temperature (θ) with cutting Speed (V).

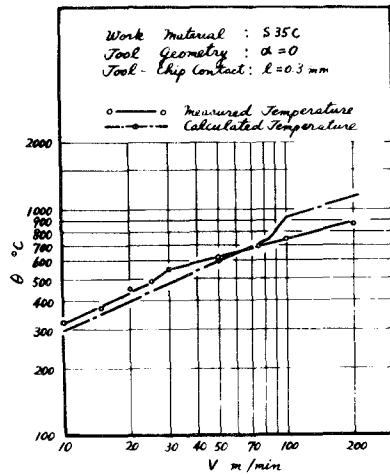


Fig. 10 Comparison of Calculated and Measured Cutting Temperature (θ) with cutting Speed (V).

みられる 700°C 付近の跳躍現象は計算に採用した物性値が被削材の変態点において急激に変化するためであると思われる。

III-3 工具一切りくず接触長さ変化に対する切削温度

Fig. 11 は工具一切りくず接触長さ変化に対する切削温度の関係である。切削条件は前項の場合と同じであるが、切削温度に対する構成刃先の影響を考慮して切削速度は 100 mpm と一定にした。同図から明らかなように工具一切りくず接触長さを拘束縮小することによって切削温度は低下する。この傾向は、切削抵抗と拘束長さとの関係と同様である。工具一切りくず接触長さを限界以上に拘束縮小すると高すくい角程効果が減少する。このことは拘束効果が失われ自然接触長さをもった工具と同じ切削作用をするためである。

Fig. 12 は接触面積拘束工具に対しても M. C. Shaw の理論が適用できるか否かを検討するため、解析結果に温度の実測値を用いて計算した結果である。切削条件はすくい角 $\alpha = 0^\circ$ 、切削速度 $V = 100 \text{ mpm}$ の場合である。同図から明らかなように計算値と実測値はかなりの一致を示している。しかし、自然接触長さに近づくにつれて誤差が大きくなっている。この理由としては、真の接触面積が切削機構の変動のため見かけの接触面積より小さいため

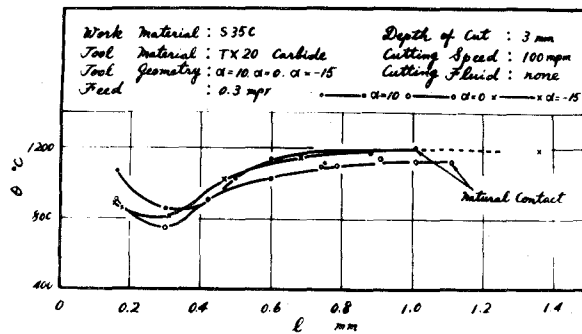


Fig. 11 Effect of Tool-Chip Contact Length (l) on Average Tool-Chip Interface (θ).

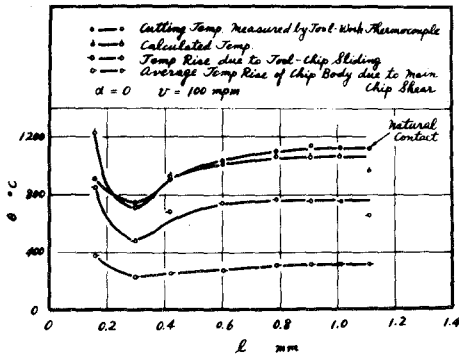


Fig. 12 Comparison of Calculated and Measured Tool-chip Interface Temperature (θ) with Contact length (l) for S35C.

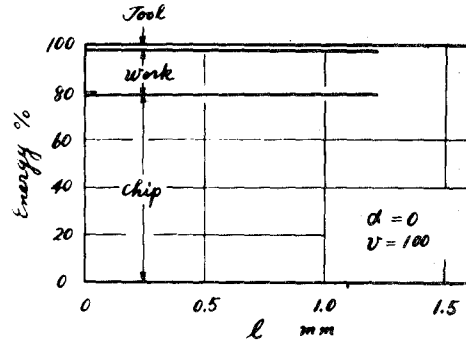


Fig. 13 Distribution of Total cutting Energy among chip, Workpiece and Tool for Test Condition in Fig. 12.

と考えられる。拘束長さ $l = 0.3$ mm から $l = 0.6$ mm までの温度の急激な上昇は、せん断面温度の変化が少ないため摩擦による温度上昇が大きいと考えられる。Fig.13は同一切削速度で接触長さを変化させたときのエネルギー分布である。切削速度一定の条件に対してエネルギー分布の変動はない。それゆえエネルギー分布は速度が主要な因子と考えられる。

III-1項で述べたように切削速度と切削温度との関係は $\theta_c \cong C \cdot V^n$ で近似されるとしたが、この実験においても同じである。一方、工具寿命と切削速度との関係は $T^m \cdot V = C_1$ で表わされる。すなわち、工具寿命と切削速度とは逆比例関係にある。したがって、接触面積拘束工具の切削温度は通常工具のそれに比べて低いため工具寿命の改善が期待される。しかしながら Fig.

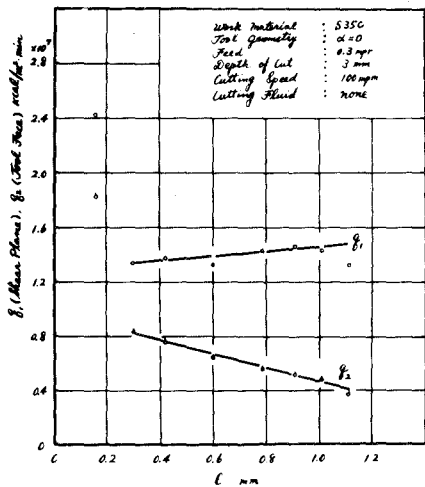


Fig. 14 Heat Source Strength per Unit Area per min. with Tool-Chip Contact Length (l).

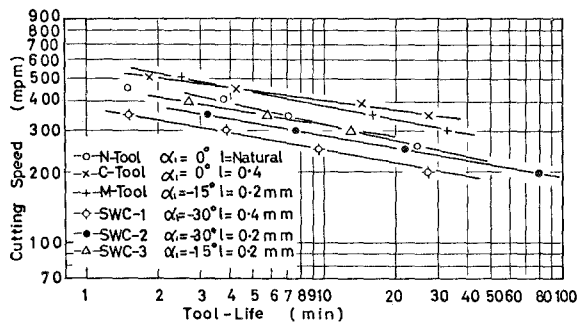


Fig. 15 Comparison of Tool-Life Curves (flank-wear) for Carbide Cut-away Tools.

Cutting Conditions: material cut, 0.14% carbon steel; tool, ST-2 Carbide (0, var, 5, 5, 10, 0, 0.5); depth of cut, 1.5mm; feed, 0.3mm pr; cutting fluid, dry.

14に明らかのように、せん断面およびすくい面上の単位面積、単位時間あたりの熱源の強さが接触面積拘束長さの縮小とともに増加する。それゆえ、すくい面平均温度が低いにもかかわらず、すくい面上で局部的に熱集中を受けると考えられる。そのため拘束長さを極端に縮小することは、工具寿命を短くすることになる。Fig. 15は逃げ面最大摩耗幅0.5mmを寿命とした場合の、炭素鋼(0.14%C)を送り0.3mmpr, 切込み1.5mm, 超硬工具(P-10)によって準二次元乾燥旋削した工具寿命曲線である⁷⁾。同図からただちに明らかのように通常工具(N-工具)に比べて接触面積拘束工具(C-工具)が最も良い結果を示している。

IV 結 言

接触面積拘束工具の工具一切りくず接触長さを変化させたときの切削温度および切削温度の理論解析の適用について検討を行ない、以下の結論を得た。

1. 接触面積拘束工具による炭素鋼の切削において、切削温度に関する M. C. Shaw らの解析は実験値と良好な一致を示した。
2. 接触面積拘束工具の工具一切りくず接触長さ $l = N$, $l = 0.6$, $l = 0.3$ と縮小させることによって、切削速度変化に対して切削温度を低下させうる。
3. 切削速度一定で工具一切りくず接触長さを縮小すると切削温度は減少し、接触長さとの送り量の比 $l/f \div 1$ で最小切削温度を示す。
4. すくい角変化に対して最小拘束長さが幾分異なり、それに伴ない最小切削温度における拘束長さは変化する。
5. 工具一切りくず接触長さを極端に縮小しなければ工具寿命を著しく改善することが出来る。

本実験実施に助力された成蹊大学工学部広田明彦助教授に対して感謝の意を表す。

(昭和55年5月23日受理)

文 献

- 1) Loewen, E. G and Shaw, M. C. : Trans. ASME, 76, 217(1954)
- 2) Nakayama, K., Shaw, M. C. and Brewer, R. C. : CIRP 14, 211 (1966)
- 3) 鳴瀧良之助ほか：日本機械学会講演論文集, 168, 37 (1967)
- 4) Hahn, R. S. : Proceedings of the First U. S. National Congress of Applied Mechanics, P. 661 (1951)
- 5) Trigger, K. J. and Chao, B. T. : Trans. ASME. 73, 57 (1951)
- 6) Iron Steel Inst : The Physical Properties of Series of steel. 215 (1939), 83 (1946)
- 7) 菊地千之ほか：精密機械, 30, 316 (1964)

自由表面をもつ定常排水うずの研究 (II)

— フローパターンについて —

貞 広 勝・花 岡 裕

Study on Steady Draining Vortex with Free Surface (II)

— On Flow Patterns —

Masaru Sadahiro and Yutaka Hanaoka

Abstract

In this paper, an improved water supplying system arranged a guide vane in front of injector nozzle has been used to investigate the effect of Rossby Number on those flow patterns appearing in the steady vortex flow.

The differences of angular velocity and momentum distribution among their experimental conditions have also been estimated to clarify the mechanism on the classified vortex flow types.

The results are obtained as follows ; (1) These flow patterns of vortex flow can be classified in three types, i. e., I, II, and III, making use of the relationship between their Rossby Number and Reynolds Number, which has no effect of the characteristics of their water supplying system. (2) While the characteristics of flow type I is formed on the basis of simple sink flow, that of vortex type III is affected by a large centrifugal force along their vortex axis and rotating boundary layer adjacent to the bottom of vessel.

1 ま え が き

著者らは、第1報¹⁾において、給水と同時に排水する定常排水うずについて、その自由表面とうず流れ場内部の速度および循環分布を測定し、その結果、うず流れの構造がうず軸近傍の剛体回転を示す超粘性領域とその周囲の自由うず領域、さらにうず室側壁面近くの剛体回転領域より成っていることを示した。また、うず室底面近くの境界層流れについては、この境界層外縁における実験結果に基づいた適当な流れ関数の設定による理論値とうず流れ全体の実験値との比較を試みた。

本報告は前報に引き続き、流れのロスビ数 R_0 をコントロールできるように、底面に設けた水平給水管に沿う案内羽根の取り付けや、給水管を垂直にする等の改良を行なって、うず流れ場に形成されるフローパターン分類の統一的把握を試み、さらに排水うず流れ場の回転数、角運動量分布を求めて、フローパターン形成の発生機構に検討を加えたものである。

2 記 号

r ; うず室中心からの半径〔mm〕, z ; 自由表面からの軸座標〔mm〕, u ; 半径方向速度〔mm/s〕, v ; 周方向速度〔mm/s〕, w ; 軸方向速度〔mm/s〕, r_s ; 排水管半径〔mm〕, w_s ; 排水管内速度〔mm/s〕, η ; 無次元半径座標〔 $= (r/r_s)^2$ 〕, ξ ; 無次元軸座標〔 $= z/H$ 〕, Q ; 給水量〔ℓ/min〕, H ; うず水深〔mm〕, $2\pi\tilde{\Gamma}$; うず流れの循環値〔 $=2\pi rv$, cm^2/s 〕, $2\pi\tilde{\Gamma}_\infty$; 自由うず領域における循環値〔 cm^2/s 〕, N ; 半径方向レイノルズ数〔 $= Q/(2\pi H\nu)$ 〕, R_0 ; ロスビ数〔 $= Q/(2\pi H\tilde{\Gamma}_\infty)$ 〕, R ; Long の定義によるロスビ数〔 $= Q/(2\pi\omega_0 b_0^3)$ 〕, b_0 ; うず室半径〔mm〕, $\omega_i \cdot \omega_o$; 排水うず流れの内側・外側剛体回転領域の角速度〔rad/s〕, $n_i \cdot n_o$; 回転数〔 $= 2\pi\omega_i/60$, $2\pi\omega_o/60$, (rpm)〕, $\Delta\omega$; 相対角速度〔 $= \omega_i - \omega_o$, (rad/s)〕, ε ; 〔 $= \Delta\omega/\omega_0$ 〕, M ; 排水うず流れの角運動量〔 $= \rho r u v$, (g/cm)〕, ρ ; 密度〔g/cm³〕, ν ; 動粘性係数〔m²/s〕

3 フローパターン分類に関する従来の理論概要

うず流れのフローパターン分類を理論的に扱ったものは数少ないが、代表的なものとして以下の報告がみられる。

R. R. Long^{2a)}は、非圧縮・軸対称・非粘性流体に対して軸上無限遠で一様な角速度と一様な軸方向速度を持ち、長い円筒内を旋回する排水うず流れについて、流れ関数による運動方程式を導入し、解を求めた。解の特性によりロスビ数 R が 0.26 以下では解が存在しないこと、また R 数によってフローパターンが別れ、 R 数の大きな所では、フローパターンは単なる吸い込み流れに旋回が加わったものであるが、 R 数が解の存在する臨界値 0.26 になると流れは、2つの領域に別れ軸中心近傍のジェット状のコア部分と周囲の軸方向無限遠へ逆流する部分となること等を指摘した。H. H. Shih and H. P. Pao³⁾は、Long の解の臨界値以下の R 数で実験を行ない、選択的吸い込み等、うずコアの種々な特性に関し詳細な報告をしている。著者らも後に述べるように、Long の定義による R 数を用いたフローパターンの分類と実験結果とを対照し、非粘性による理論と実験値を比較した。

M. Dunst⁴⁾は、排水のない2重円筒間の旋回流れの実験を行ない、両円筒の角速度が異なる場合に、内側円筒の回転の影響を受ける領域（摩擦領域）が変化することを指摘し、このフローパターンの相異を両円筒の相対回転率 ε の大小によって整理した。すなわち、フローパターンの変化は、 ε の大小により内側の円筒が角運動量のわき出し（吸い込み）、外側の円筒と容器底面が角運動量の吸い込み（わき出し）となり、その間の摩擦領域における角運動量の軸方向変化によって説明し得ることを示した。著者らの場合にも流れの回転数、角運動量がフローパターンに影響を与えらると思われるので、排水を伴う旋回流れにおける内側と外側の剛体回転部分

の回転数と流れ場の角運動量分布を求めて、フローパターン形成に及ぼす影響について検討を加えた。

4 実験装置および方法

実験装置本体を図1-(a)に示す。実験装置は前報¹⁾と同様であり、うず室容器内径は、980 mm、高さ1,000 mmである。さらに R_0 数をコントロールするために図1-(b)に示す案内羽根を給水管に沿って120枚設置した。案内羽根は、50×100×1.5 mmの亚克力樹脂製小片で、給水角度 ϕ は、法線に対して15°と70°の2通りに設定した。また、給水方向は水平方向と上向き方向噴射の2通り行なった。さらに R_0 数の低減と排水うず流れの2次元性を増すために、図1-(c)に示す給水管をうず容器の対角線上2ヵ所に垂直に設置した⁵⁾。

半径方向と周方向の速度・循環分布の測定は、前報と同様であるが、軸方向速度は、ポリスチレン粒子(平均径0.48 ϕ)を流れ場中に注入し、写真撮影によって測定した。測定結果には、ポリスチレン粒子の沈降速度をStokesの式より算出し、補正を加えた。

排水うず流れ場全体の可視化には、アルミ粉末を流れ場に混入し、スリット光源(500 w写真撮影用ランプ2個)によって観察した。

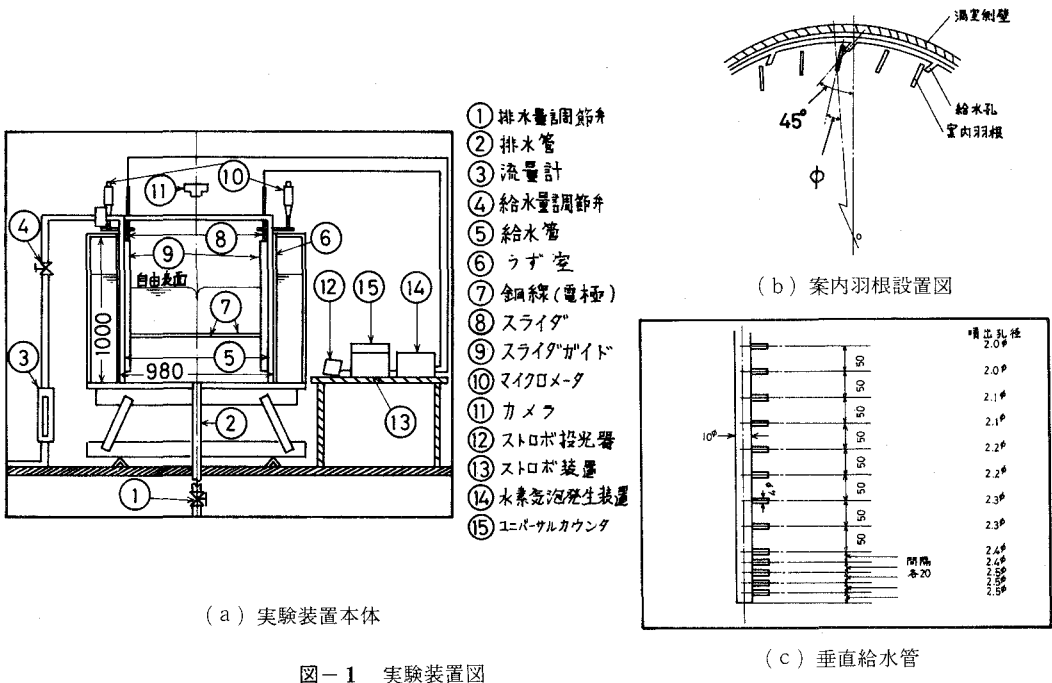


図-1 実験装置図

5 実験結果およびその考察⁶⁾

5-1 自由うず領域の増減と流れの2次元性について

実験条件は流量 0.5~20 l/min, 水位 36~700 mm の範囲で行ない, 各給水法による自由表面 (案内羽根なしは $\xi=0.4$) における無次元循環 Γ の無次元半径座標 $(r/r_s)^2$ に対する分布の違いを図2に示した。15°案内羽根の場合を除けば, 排水うず流れは前報¹⁾にも示したように,

いづれもうず軸近傍の剛体回転領域とその周囲の自由うず領域, さらにうず室側壁近くの給水の影響を受ける剛体回転領域より成っている。15°案内羽根の場合には, 自由うず領域が縮小し, 剛体回転に近くなっている。この理由は次のように考えられる。うず流れは, うず軸上の循環値ゼロの値から, 剛体回転, 遷移領域を経て周囲の自由うず領域に達するが, これらの区間は, 粘性力の強い領域と考えられる。周方向レイノルズ数を

$Re_t = \bar{\Gamma}_\infty / \nu$ とれば, $\bar{\Gamma}_\infty$ が小さい程, レイノルズ数 Re_t は減少し, 相対的に粘性力が強くなることになり, 粘性領域がうず軸から周囲に拡散することを意味する。このことによって, 15°羽根の場合, 他の給水方式に比べると, $\bar{\Gamma}_\infty$ が小さいので, 粘性領域が拡散し剛体回転領域が増大するものと推測されるが, さらにいくつかの案内羽根角度に対する循環を調べる必要があるものと思われる。

図3は無次元軸座標 ξ に対する無次元周方向速度 v/w_s の分布を示す。図3(a)は案内羽根なしの場合, (b)は垂直管による給水であり, 自由表面近くとうず室底面近くを除けば, 半径が大きくなるにつれて, 周方向速度の流れに対する2次元性は多少良くなっている。しかし, 図3(b)の垂直管による軸方向全体から平均的に給水する方式が, 図3(a)の羽根なしの水平に設置した給水方式に比し, 特に2次元性が改良されたとは考えられない。つまり, 排水うずの流れに対する2次元性は, 給水方式にはよらず, むしろ旋回の強さに依存するものと思われる。この2次元性に関しては, 図4(a)・(b)に示すように, 無次元軸座標 ξ に対する無次元半径方向速度 u/w_s の分布を見ても, 同様なことが言える。すなわち, 自由表面近くとうず室底面近くを除けば, 半径の増加とともに2次元性は良くなり, 案内羽根なしと垂直管による給水方式による違

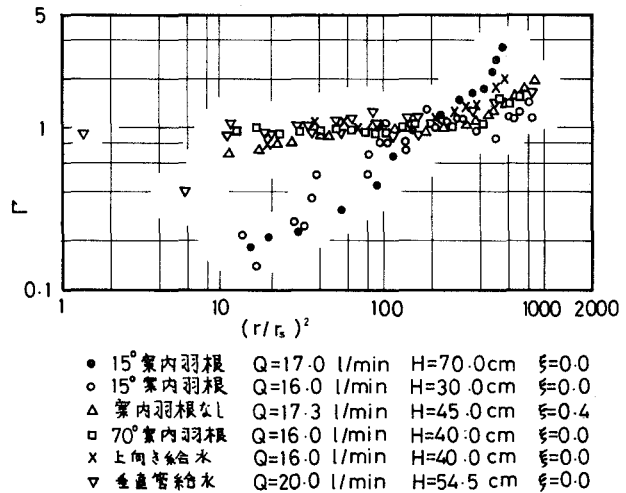


図-2 各給水法における循環の半径方向分布

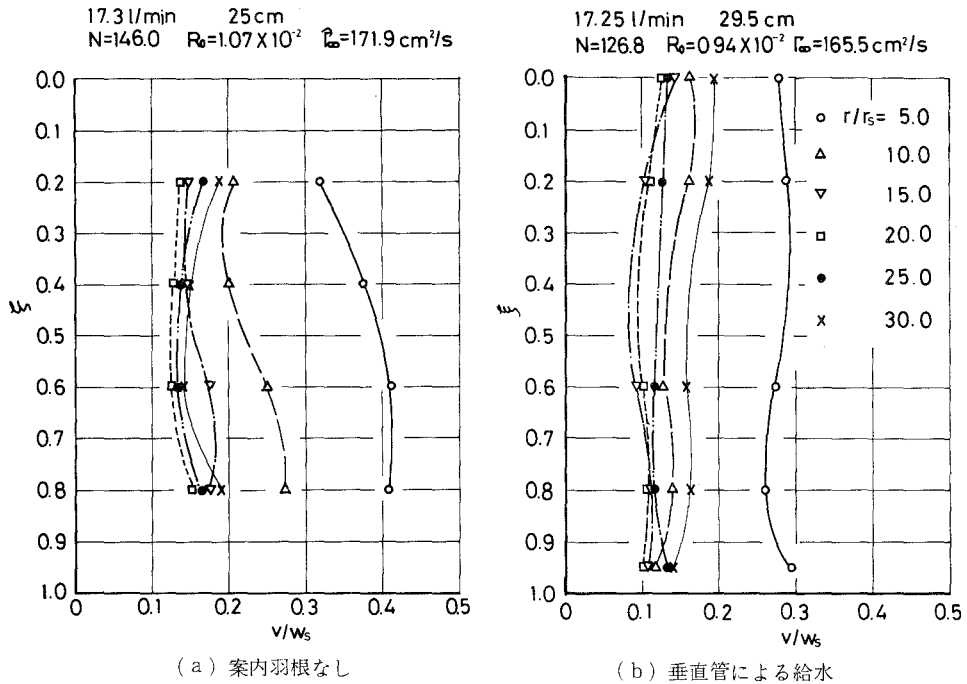


図-3 軸座標 z に対する周方向速度 v/w_s の分布

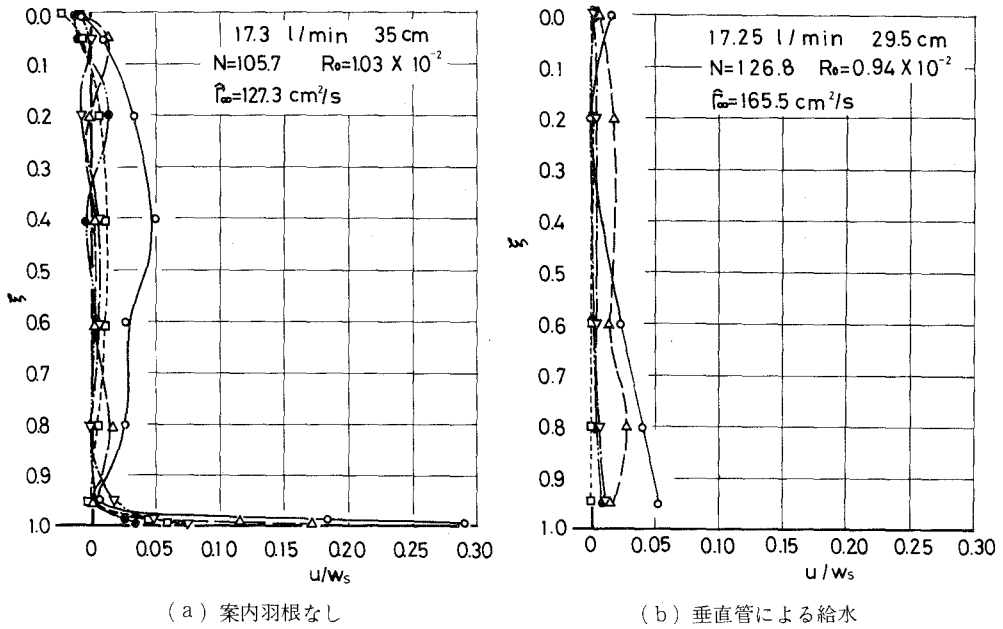


図-4 軸座標 z に対する半径方向速度 u/w_s の分布

いは、あまりない。これらのことは以下の理論によっても説明できる。W. S. Lewellenによるロスビ数の小さい流れに対する理論（前報¹⁾参照）によれば、ロスビ数が小さい場合には、循環と流れ関数をロスビ数によって級数展開した解の中で、ロスビ数の0次のオーダの解で近似し得るので、その解は

$$\psi_0 = f_{00}(\eta) + \xi f_{01}(\eta) \tag{1}$$

$$\Gamma_0 = \Gamma_0(\eta) \tag{2}$$

と表わされる。ここに $f_{00}(\eta), f_{01}(\eta)$ は境界条件より決まる。上式を各方向の速度成分に直すと

$$u = \frac{l}{r} \frac{\partial \widehat{\psi}}{\partial z} = \frac{Q}{2\pi r_s} f_{01}(\eta) \tag{3}$$

$$v = \frac{\widehat{\Gamma}}{r} = \frac{\widehat{\Gamma}_\infty}{r_s} \frac{\Gamma_0(\eta)}{\sqrt{\eta}} \tag{4}$$

$$w = -\frac{l}{r} \frac{\partial \widehat{\psi}}{\partial r} = -\frac{Q}{2\pi r_s^2} (f'_{00}(\eta) + \xi \cdot f'_{01}(\eta)) \tag{5}$$

となる ($Q/2\pi, r_s, \widehat{\Gamma}_\infty$ は、無次元から有次元にするための変換係数)。これらの式より、ロスビ数が小さい流れでは、 u と v は η 、つまり半径のみの関数であるので、軸座標に関係なく、排水うず流れは、2次元性を持つようになる。つまり、排水うずの2次元性は、同程度に強い循環でロスビ数の小さい流れならば、給水方式による影響は少ないということが推察できる。しかし、ロスビ数が大きい場合は、解にはさらに高次の項を必要とし、速度成分 u と v は、軸座標にも依存するようになる。例えば、

うず軸の近傍では、循環が小さくなるためにロスビ数が大きくなり、2次元性は崩れるものと考えられ、また、底面境界層と考えられる領域についても同様のことが言える。図5に各給水法における自由表面(案内羽根なしでは、 $\xi=0.05$)の半径方向速度 u/w_s の半径分布を示した。半径方向速度は、前報にも示したが、ある半径で最大値を持ち、うず軸上と半径の大きな所でゼロに近づくような分布をなしている。15°羽根の場合、自由表面上の半径方向速度は、ほとんどゼロであるが、これは R_0 数が大きな流れであるので、2次元

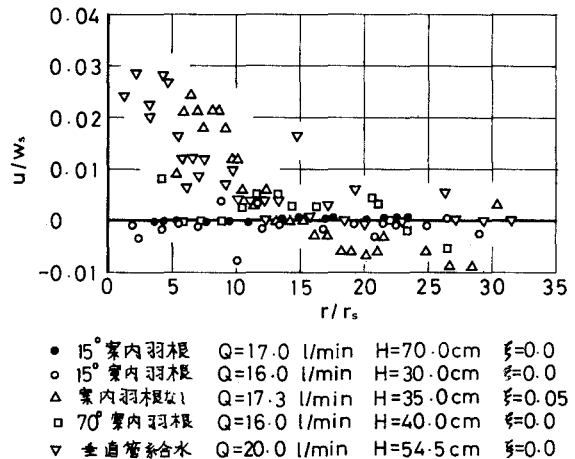


図-5 各給水法における半径座標 r/r_s に対する半径方向速度 u/w_s の分布

性が崩れ、しかも底面近くで給水しているため、 ξ の増加とともに半径方向速度は増加するものとみられる。

図6に案内羽根角度15°の場合の無次元半径 r/r_s に対する無次元軸方向速度 w/w_s の分布を示す。この図から、 w/w_s はうず室底面に近いほど大きくなること、また、半径の増加とともに減少し、うず軸のごく近傍を除いては、単純な吸い込み流れ域であることがわかる。

5-2 フローパターンの分類について

うず容器底面近くよりアルミ粉末を流れ場に注入し、流れ全体の可視化を行なった結果、フローパターンは、前報にも示したように、3つのタイプに分類されることがわかった。さらに、これは給水方式に関係なく従前と同様に3つのタイプに分類される。それらをタイプI, II,

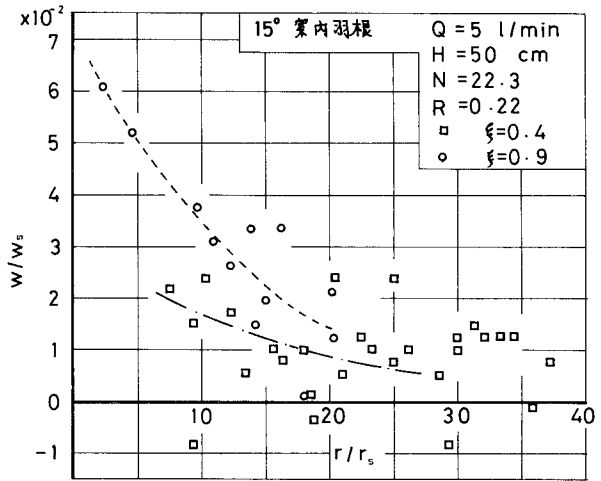
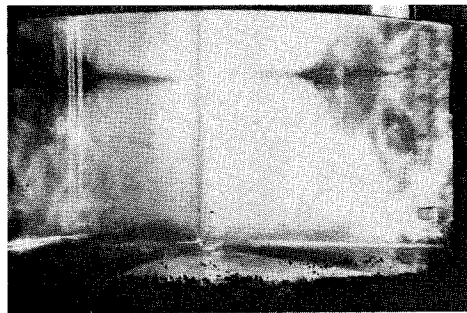
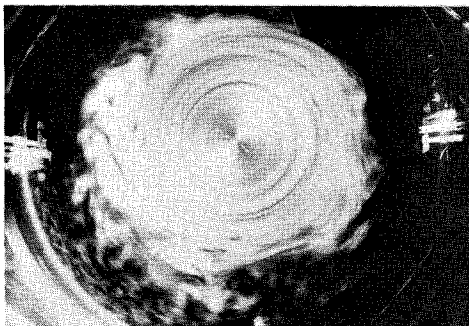


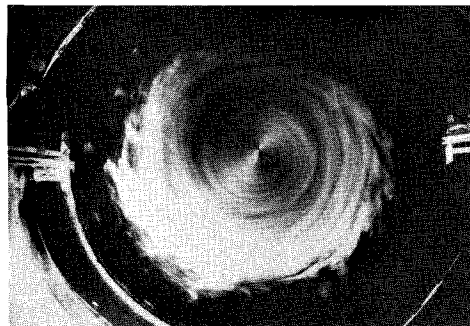
図-6 軸方向速度 w/w_s の半径方向分布



(a) 横からの撮影

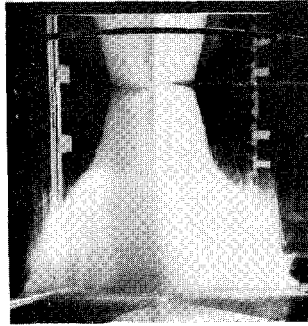


(b) $\xi=0.4$

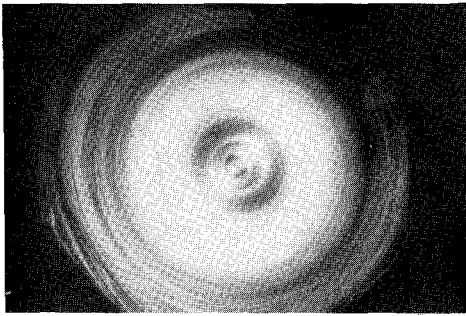


(c) $\xi=0.8$

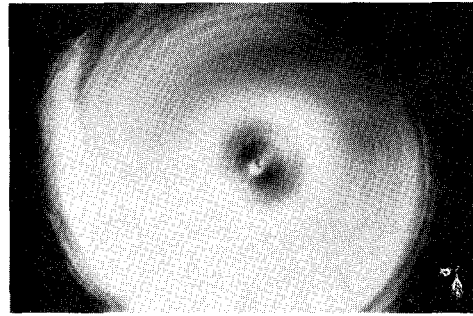
写真-1 タイプIのフローパターン



(a) 横からの撮影

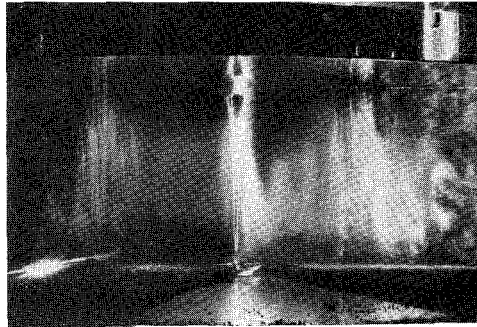


(b) $\xi=0.4$

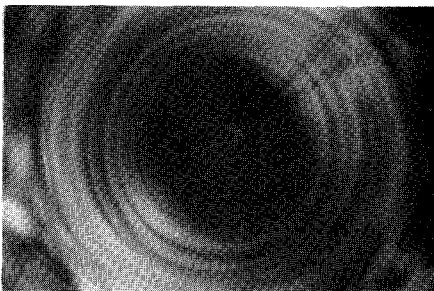


(c) $\xi=0.8$

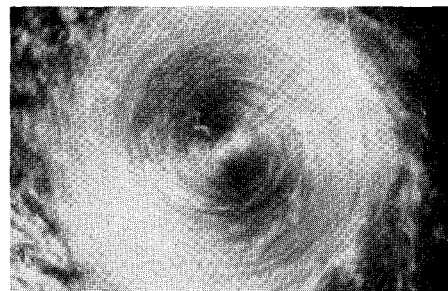
写真-2 タイプIIのフローパターン



(a) 横からの撮影



(b) $\xi=0.4$



(c) $\xi=0.8$

写真-3 タイプIIIのフローパターン

IIIとし、それぞれのフローパターンを写真1~3に示す。これらの写真は、垂直管による給水の場合であるが、他の給水方式でも同様なパターンが見られる。タイプIの流れは、注入したアルミ粉末が流れ場全体に拡散することが特徴で、中心に3重から4重のコラムが現われる。タイプIIの場合は、うず軸中心のコラムが上昇し富士山型となり、Taylor's Wallsが形成される。Taylor's Wallsとはうず軸に平行な薄い円筒状の幕が何重にもできる現象を言う^{26,7)}。タイプIIIの場合には、中心のコラムが軸中心から分離し、アルミ粉末のない領域が拡大し、その周囲にTaylor's Wallsが現われるようになる。これらのフローパターンの中、タイプIとIIIが基本的なもので、タイプIIは、タイプIからIIIへの遷移的なパターンであると考えられる。

5-3 排水うずの特性値とフローパターンの関係について

循環分布より求めた自由うず領域での循環値 $\bar{\Gamma}_\infty$ と半径方向レイノルズ数 N の関係を図7に示す。いずれの給水方法に対しても N の増加に対して $\bar{\Gamma}_\infty$ は増加することがわかる。また、図上の点線に示すように、給水方式を変えてもそれぞれの N に対して $\bar{\Gamma}_\infty$ には上限があるものとみられる。これは、うず容器本体を回転して旋回力を得る方式と違って、この実験のように給水の慣性力によって回転力を得る方式では、給水量を同じにして給水角度 ϕ を大きくすれば、それにともなって周方向速度は増加するが、うず容器の側壁面のため、周方向速度の増加とともに壁面での摩擦力も増加し、速度の増加が抑えられると考えられる。この運動エネルギーの消耗が自由うず領域の循環にも影響し、同じ N に対して循環の上限が現われるものと推測されるが、なおさらに、他の給水方式によって調べてみなければならない。また、図上には、5-2

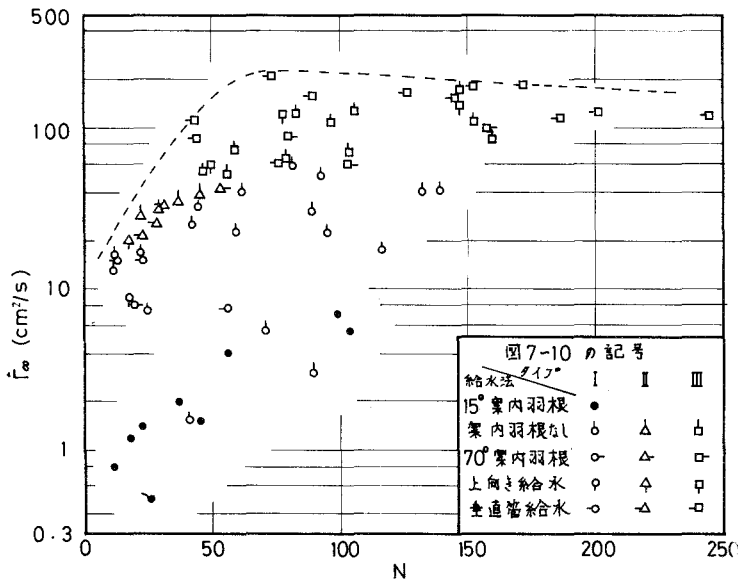


図-7 半径方向レイノルズ数 N と自由うず領域での循環値 $\bar{\Gamma}_\infty$ の関係

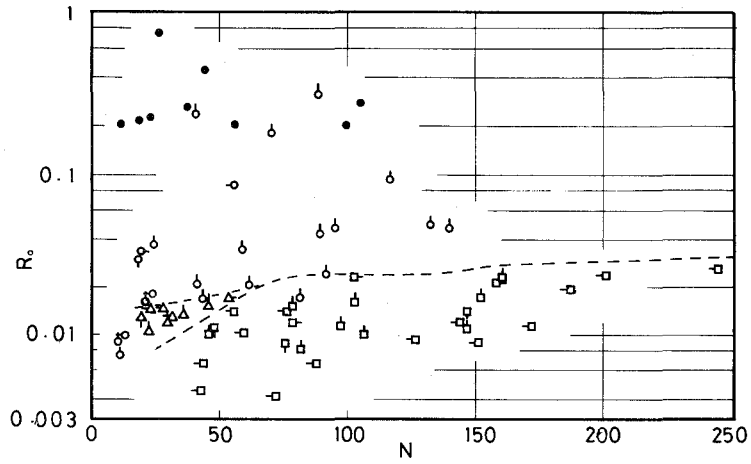


図-8 半径方向レイノルズ数Nに対するロスビ数 R_0 の分布

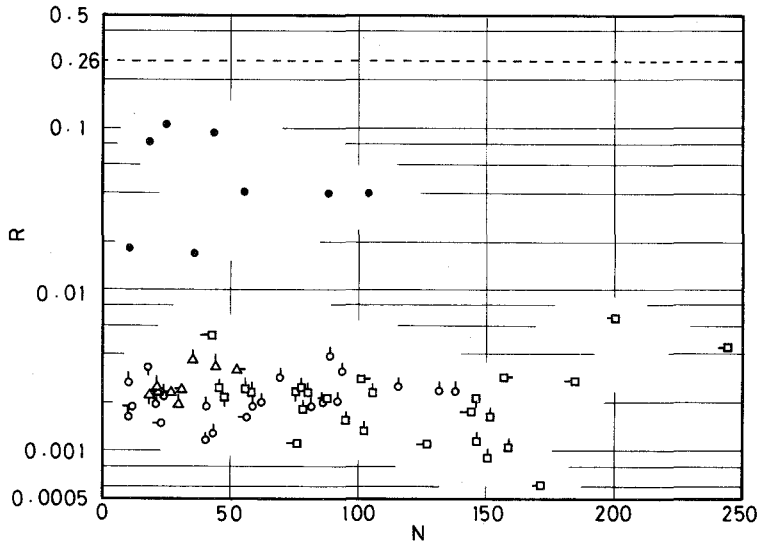


図-9 Longの定義によるロスビ数Rと半径方向レイノルズ数Nの関係

節で述べたタイプの分類も示したが、 $\bar{\Gamma}_0$ が小さいとタイプIになり、 $\bar{\Gamma}_0$ が大きいとタイプIIIになる傾向がある。この分類をさらに、うずの特性の一般的指標である半径方向レイノルズ数Nとロスビ数 R_0 の関係にして表わすと図8のようになる。この図より R_0 数が大きい場合は、タイプI、Nが大きい場合にはタイプIIIとなり、Nの小さい領域を除けば、タイプIとIIIは R_0 数によって別れる傾向にある。このように、排水うずのフローパターンは、給水方法に関係なく、ロスビ数Rと半径方向レイノルズ数Nによって統一的に分類できることがわかる。また、Long^{2a)}の定義に基づくロスビ数Rにより整理し直し、半径方向レイノルズ数に対する分布を図9に示す。Longによれば、3章にも述べたように、R数が0.26でフローパターンが変化する

が、図に見られるように実験値のR数は0.26より小さく、R数では分類できないことがわかる。このようにフローパターンの分類に関しては、R数よりも R_0 数の方が良く整理できることから、フローパターンの分類には、うず流れの外側剛体回転領域の旋回量よりも、自由うず領域での旋回量の方に依存するものと考えられる。

また、5-1節に示した図6は、タイプIの場合であるが、この図から、タイプIの流れは単純な吸い込みを基本とした流れであると思われる。

5-4 フローパターン分類の回転数・角運動量について

前述の5-1節で述べた循環分布より、うず軸近傍の剛体回転領域を回転数 n_i の内側の円筒、うず容器側壁面近くの剛体回転領域を回転数 n_o の外側の円筒と考えれば、M. Dunst⁴⁾のモデルと近似し得るので、このように、仮りにそれぞれの固体壁間の相当回転数と考えた時の n_i と n_o の関係を図10に示す。この図より、 $n_i \cdot n_o$ が小さい時、タイプIに、 $n_i \cdot n_o$ が大きいきにタイプIIIになる傾向がある。またタイプIIIについては、 n_o に対する n_i の増加割合は、タイプI・IIに比べて小さくなっていることがわかる。

この事実をさらに物理的意味を明らかにするため、それぞれの速度分布から算出される角運動量分布により検討してみよう。図11・12は、流れの角運動量 $M (= \rho r u v)$ の軸方向・半径方向分布を示す。図11は角運動量 M が、前報で述べたうず室底面近くの境界層内で著しく大きく

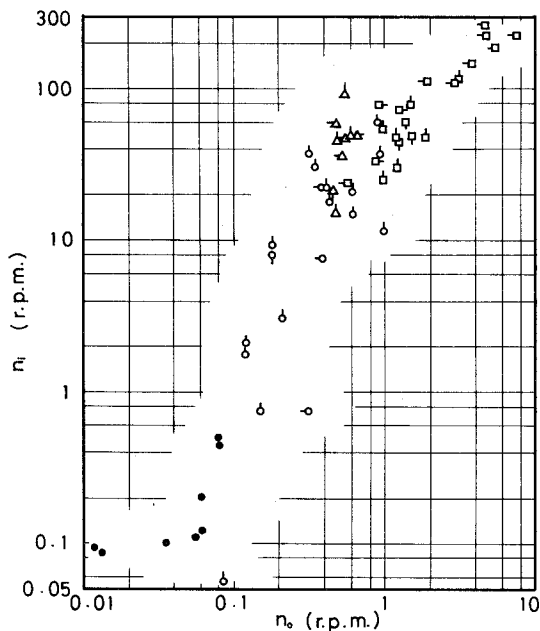


図-10 内側と外側の剛体回転領域の回転数 n_i と n_o の関係

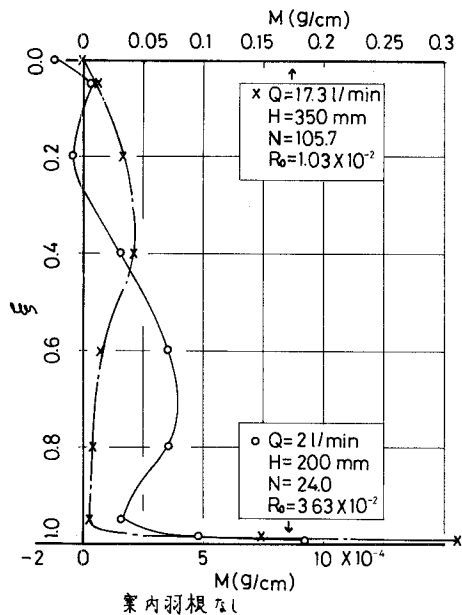


図-11 角運動量の軸方向分布

なっていることを示す。図 12 より、タイプ I の角運動量 M は、半径全体にわたってほぼ一様な値であるが、タイプ III の場合には、中心近傍で大きくなり回転力が増加することを示し、アルミ粉末が分離することを示唆する。しかし、角運動量による検討では、定性的な議論しかできず、定量的な把握のためには、さらに流れの運動方程式を直接解き、軸方向の流動の有無などを検討し、実験的にも確認しておく必要があるものと思われる。

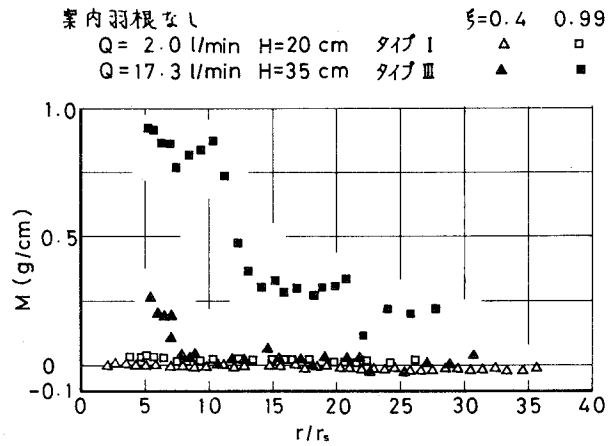


図-12 角運動量の半径方向分布

6 ま と め

自由表面を有する排水うず流れについて、案内羽根等の設置により、 R_0 数をコントロールできるようにして実験を行なった結果、以下の結論が得られた。

- ① 自由表面を有する定常排水うずのフローパターンは、3つに大別され R_0 数と N によって給水方法に関係なく、統一的に分類できる。
- ② 給水の慣性力によって旋回力を得る方式の排水うず流れでは、 R_0 数を調整できるようにしても、本装置の場合、同じ給水量に対して循環に上限があるものとみられる。
- ③ フローパターンのタイプ I の流れは、単純な吸い込み流れを基本とするが、タイプ III の流れでは、うず軸近傍と境界層内で大きな回転力を受ける。

今回は主に実験的なものについて報告したが、フローパターンの発生機構を明らかにするためには、速度分布の理論解析を待たなければならず、とくに、 R_0 数の大きな流れに対する理論的考察が、今後の課題であろう。

最後に、実験装置製作に協力いただいた本学、落合一雄技官ならびに実験・結果の整理に協力された本学々生、前原厚志・斉藤治則・宮島敏行・木崎康己・相沢純の5君に謝意を表します。

(昭和 55 年 5 月 22 日受理)

参 考 文 献

- 1) 貞広・花岡; 室工大研報, 10, (1), 121, (1980)
- 2) R. R. Long ; a) Quart. J. Mech. Appl. Math. 9, 385 (1956)
b) J. Meteorology, 11, 247 (1954)
- 3) H. H. Shih & H. P. Pao ; J. Fluid Mech, 49, 509 (1971)
- 4) M. Dunst ; ibid, 55, 301 (1972)
- 5) 相沢・木崎・花岡・貞広; 機械学会第9回北海道学生会講演論文集 (1980)
- 6) 貞広・花岡; 第903回流体工学・流体機械講演論文集, No. 790-10 (1979)
- 7) G. I. Taylor; Proc. Roy. Soc. London, A 100, 114 (1921)



入力にむだ時間をもつ系の分離制御について

山下光久・疋田弘光

Decoupling of a Linear System with Dead Time

Mitsuhsisa Yamashita and Hiromitsu Hikita

Abstract

In this paper, we consider a method of decoupling of a linear time-invariant, discrete-time system with dead time.

$$S : \begin{aligned} x(N+1) &= Ax(N) + Bu(N-k) \\ y(N) &= Cx(N) \end{aligned}$$

The procedure is as follows. An expanded system (S') which is obtained by replacing the dead time with k delays is introduced. Using the states of S' and constructing an observer, $x(N)$ and $x(N+k)$ are estimated. If S can be decoupled by feeding back the states $x(N+k)$, the decoupling is realized by using the estimated states $\hat{x}(N+k)$.

We applied the method to a simple process system which has thermal interacts.

1. ま え が き

プロセス系の制御では、従来から主としてPID調節計を組み込んだ単一ループの制御が利用されてきた。この制御方式では内部で複雑に干渉する系に対しても多数の独立したループから成り立っていると考え、相互の干渉を外乱と見なし本質的には、単一ループ制御の考えを用いている。現在、電子計算機の導入が進み、多数の調節計を中央管理するヒエラルキー(hierarchy)構造の思想も取り入れられてはいるが、依然、干渉を排除し系を分離化するための補償は、十分に行なわれていない。従って、プロセス系を何らかの手段により分離化し、分離された個々のループに対しPID制御を用いれば、従来のPID制御の特性が生かされる。

さて、これまで、むだ時間の存在しない線形時不変系に対して状態フィードバックによる分離可能条件は与えられており¹⁾、さらに直接測定できない状態が存在する場合、系が可観測であれば状態推定器を用いて、これを推定することができる¹⁾。

本研究では、これらの結果を上記の主旨からプロセス系に広く存在する入力むだ時間系に対して拡張し入力むだ時間系の分離化を実現する一方法を検討する。

また、得られた方法を簡単なプロセス系(タンク水温系)の制御に実際に適用しPID制御を

併用した場合と、単なるPI制御を行なった場合とを比較し分離化の有効性を確かめる。

2. システムの記述

観測および制御の対象となるのは

$$S: x(t) = Ax(t) + Bu(t-L) \quad (1-a)$$

$$y(t) = Cx(t) \quad (1-b)$$

で記述される入力にむだ時間をもつシステムである。ここで、 $x(t) \in R^n$, $u(t) \in R^m$, $y(t) \in R^m$ で、それぞれ状態、入力、出力変数である。また、 A, B, C はそれぞれ $n \times n$, $n \times m$, $m \times n$ の定数行列、 L はむだ時間で正定数である。

この論文では制御系をサンプル値系で構成するため、システム(S)に対して離散時間系の表示を行ない、以後、これを使用する。対象の離散時間系表示は

$$S: x(N+1) = A_1 x(N) + B_1 u(N-k) \quad (2-a)$$

$$y(N) = Cx(N) \quad (2-b)$$

である。ここで、 $A_1 = \Phi(T) = \exp(AT) = (\phi_{ij})$ (3)

$$B_1 = (b_{1ij}), \quad b_{1ij} = \int_0^T \sum_{p=1}^n \phi_{ip}(\tau) b_{pj} d\tau \quad (4)$$

ただし、 T はサンプリング周期、 k は $L=kT$ を満足する整数である。

3. 拡張システム(S')

本論文で使用する拡張システム(S')は、システムSから次のようにして得られる。このS'の状態変数はSの動的挙動を完全に規定している。

拡張システムはSの状態変数 $x(N)$ の他に、各おくれ要素の値を状態として付加したものである。これら要素の出力 $x_2(N), x_3(N), \dots, x_{k+1}(N)$ は、システムSから直接観測できない変数ではあるが、システムへの入力 $u(N)$ を別に記憶しておくことで得ることができる値である。従って、以下ではこれらを直接測定できるものとして解析を進める。

このとき S'の状態変数および出力は

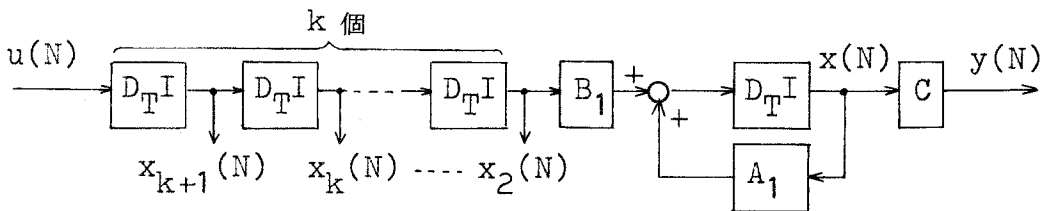


図-1 拡張システムの構造

$$X(N) = \begin{bmatrix} x(N) \\ x_2(N) \\ \vdots \\ x_{k+1}(N) \end{bmatrix} \quad Y(N) = \begin{bmatrix} y(N) \\ x_2(N) \\ \vdots \\ x_{k+1}(N) \end{bmatrix}$$

ただし、 $x_2(N), x_3(N), \dots, x_{k+1}(N)$ は $u(N)$ と同じ実 m ベクトルである。
状態方程式および出力方程式は、次のように表わされる。

$$S': X(N+1) = \bar{A}X(N) + \bar{B}u(N) \quad (5-a)$$

$$Y(N) = \bar{C}X(N) \quad (5-b)$$

ただし

$$\bar{A} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & I & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & \ddots & & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & I \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \end{bmatrix} \quad \bar{B} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \vdots \\ I \end{bmatrix} \quad \bar{C} = \begin{bmatrix} C & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & I & 0 & & 0 \\ \vdots & \ddots & & & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & I \end{bmatrix}$$

4. 状態推定器 (Σ) の構成

5. で述べる非干渉化のためにはシステムの状態 $x(N)$ を必要とする。従って、 $x(N)$ が直接測定できない系に対しては、その状態を推定する状態推定器が必要である。

拡張システム (S') を利用するとシステム (S) の状態推定は S' における変数 $x_2(N)$ および出力 $y(N)$ を入力とする状態推定器 (Σ) の構成に置き換えられる。このとき Σ は、むだ時間のない線形離散システムの状態観測器と同一である。

状態推定器の構成を

$$\Sigma: \hat{w}(N+1) = H\hat{w}(N) + G y(N) + T B_1 x_2(N) \quad (6)$$

$$\hat{x}(N) = M_1 \hat{w}(N) + M_2 y(N) \quad (7)$$

とする。ここで、 $\hat{x}(N) \in R^n$, $\hat{w}(N) \in R^{n-m}$ で、それぞれ $x(N)$ の推定値および推定器の状態変数である。また、 H, G, T, M_1, M_2 は、それぞれ適当な大きさの実数行列である。

このとき、 Σ が次の条件 i) ~ iii) を満足すれば $\hat{x}(N)$ は $x(N)$ へ漸近する。

$$i) \lim_{n \rightarrow \infty} H^n \rightarrow 0$$

$$ii) HT - T A_1 + GC = 0$$

$$iii) W = \begin{bmatrix} T \\ C \end{bmatrix} \text{ が正則}$$

ここで $W^{-1} = [M_1; M_2]$ である。

証明は線形離散システムのオブザーバの証明²⁾に準ずる。

5. 非干渉制御

5-1 非干渉化

システムSの非干渉化のために $x(N+k)$ がわかるとして、次のような状態フィードバックを考える。

$$u(N) = Lv(N) - Fx(N+k) \quad (8)$$

ここで、Fはフィードバックの係数行列であり、Lは入力uと新しい入力vとの間の線形変換の係数行列である。F、Lの大きさは、それぞれ、 $m \times n$ 、 $m \times m$ である。

式(8)を式(2-a)、(2-b)に代入すると

$$x(N+1) = [A_1 - B_1 F]x(N) + B_1 Lv(N-k) \quad (9-a)$$

$$y(N) = Cx(N) \quad (9-b)$$

システム(9-a, b)のパルス伝達関数行列を $G(z; F, L)$ とおくと

$$G(z; F, L) = z^{-k} C [zI - A_1 + B_1 F]^{-1} B_1 L \quad (10)$$

となる。もし、 $G(z; F, L)$ が対角行列で、すべての対角要素が0でないならばF、LはシステムSを非干渉化したことになる。

5-2 $x(N+k)$ の推定

式(8)で用いた $x(N+k)$ はシステムS'において次のように得られる。

式(5-a)から

$$x(N+1) = A_1 x(N) + B_1 x_2(N) \quad (11)$$

従って

$$x(N+2) = A_1 x(N+1) + B_1 x_2(N+1) \quad (12)$$

$$= [A_1]^2 x(N) + A_1 B_1 x_2(N) + B_1 x_3(N) \quad (13)$$

同様の操作を続けると

$$x(N+k) = [A_1]^k x(N) + [A_1]^{k-1} B_1 x_2(N) + \cdots + A_1 B_1 x_k(N) + B_1 x_{k+1}(N) \quad (14)$$

が得られる。

式(14)の $x_2(N)$ 、 $x_3(N)$ 、 \cdots 、 $x_{k+1}(N)$ は、2.で述べたように入力u(N)を利用して知ることができ、また状態推定器から $x(N)$ の推定値 $\hat{x}(N)$ を得ることができる。

従って $x(N+k)$ の推定値 $\hat{x}(N+k)$ は

$$\hat{x}(N+k) = [A_1]^k \hat{x}(N) + [A_1]^{k-1} B_1 x_2(N) + \cdots + A_1 B_1 x_k(N) + B_1 x_{k+1}(N) \quad (15)$$

となる。また、 $\hat{x}(N+k)$ が $x(N+k)$ へ漸近するのは明らかである。

5-3 非干渉制御系の構成

以上から得られた非干渉制御系の構成を図-2に示す。

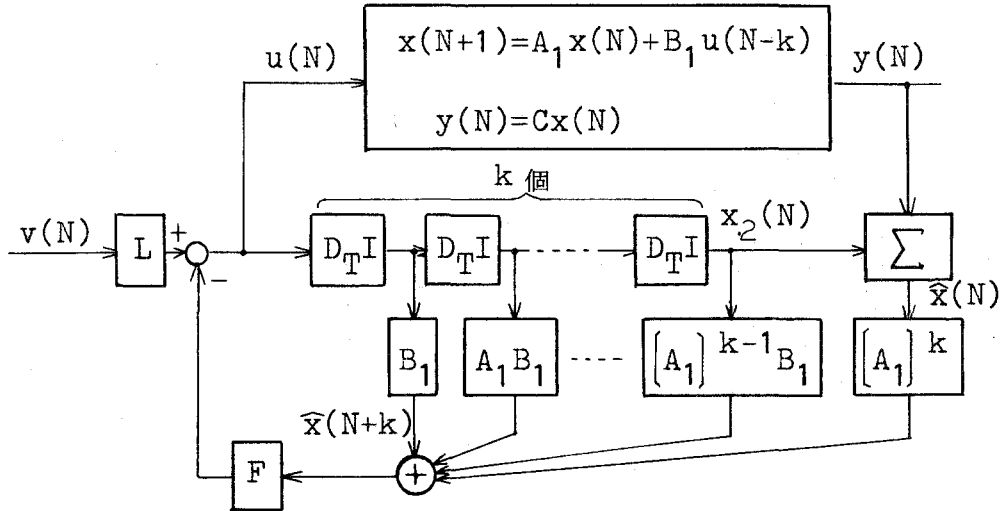


図-2 非干渉制御系の構成

6. タンク水温系への応用

制御対象をタンク水温系とし、以上で得られた制御方法を適用し非干渉系を構成する。さらにPI制御を付加した制御をDDCシステムで行なう。

6-1 タンク水温系および制御系の構成

タンク水温系および制御系の構成を図-3に示す。また、使用記号を次に示す。

- q : 流入流出流量
- θ_i : タンク (i) 内水温
- θ_0 : 流入水温度
- u_i : 入力 (i)
- y_i : 出力 (i)

図-3に示すように制御対象は定容量のタンク3個で構成されている。各タンクを図の左側から、それぞれ、タンクI、タンクII、タンクIIIとする。操作量 u_1 、 u_2 は、それぞれタンクI、タンクIIIに与えられる。また出力 y_1 、 y_2 は θ_1 、 θ_3 の変換後の値である。

この制御対象において、出力 y_2 は入力 u_2 の他に u_1 の影響を受けている(干渉系を構成している)。また、タンクIIの温度 x_2 は観測できない変数であり推定すべき値であるとしている。

プロセスの入出力データはA/D、D/A変換器を介して計算機へ送受される。また、テレタ

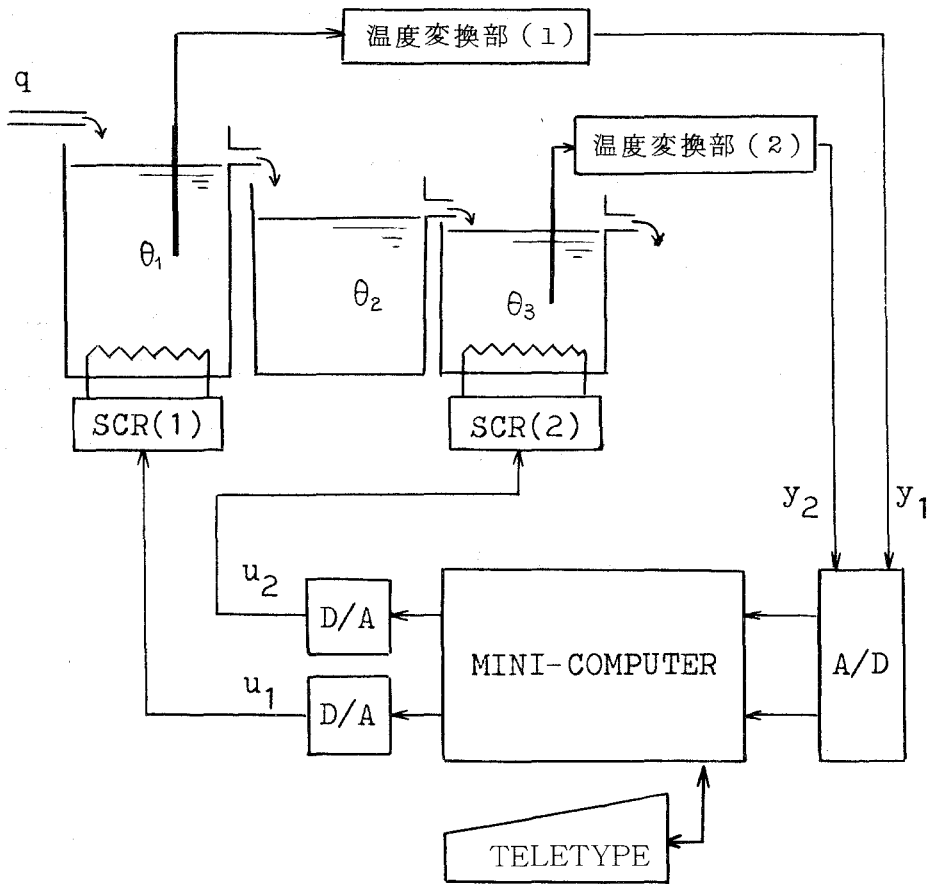


図-3 タンク水温系および制御系の構成

イブライタは制御卓として用いられている。これらのデータを用いて計算機は制御動作に対する処理を行なう。

6-2 タンク水温系の状態方程式

状態変数を、 $x_1 = \theta_1 - \theta_0$, $x_2 = \theta_2 - \theta_0$, $x_3 = \theta_3 - \theta_0$ とし入力 u_1 , u_2 にそれぞれ L_1 , L_2 のむだ時間をもつ系としてタンク水温系を考えると系の状態方程式および出力方程式は

$$\dot{x}(t) = \begin{bmatrix} -0.091 & 0.0 & 0.0 \\ 0.571 & -0.571 & 0.0 \\ 0.0 & 0.314 & -0.314 \end{bmatrix} x(t) + \begin{bmatrix} 0.584 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 2.218 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_1(t-0.599) \\ u_2(t-0.320) \end{bmatrix} \quad (16)$$

$$y(t) = \begin{bmatrix} 0.0507 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0507 \end{bmatrix} x(t) \quad (17)$$

となる。ここで各係数値は各タンクのステップ応答から最少2乗法を用いて求められた。

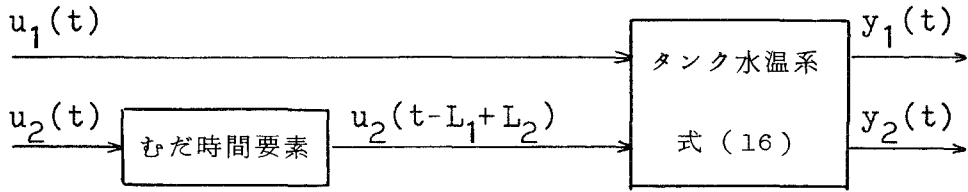


図-4 むだ時間要素の付加

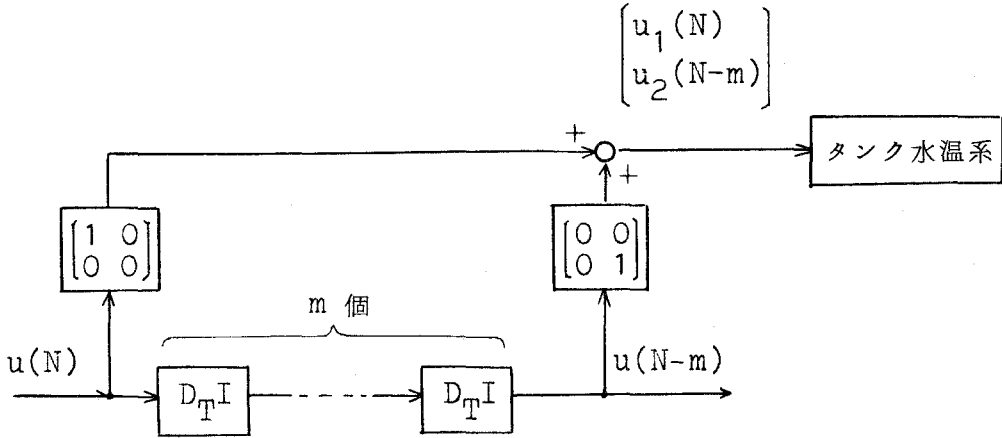


図-5 むだ時間要素の付加

式(16)における各むだ時間 L_1, L_2 の値は異なっている。従って、式(1-a)の型にするため u_2 に $(L_1 - L_2)$ のおくれをもつむだ時間要素を付加する。(図-4参照)

離散時間システム表示に対する上記の操作は、 $E = \lfloor mT - (L_1 - L_2) \rfloor$ が最小となる整数 m を求め、拡張システム S' の状態変数を図-5に示すように利用すれば得られる。

流入水流量(q)を 2 l/min 、サンプリング周期(T)を 3 秒とし、さらに図-5で示した操作を行なうと制御対象の離散時間表示は式(18)、(19)となる。

$$x(N+1) = \begin{bmatrix} 0.995 & 0.0 & 0.0 \\ 0.028 & 0.972 & 0.0 \\ 0.2 \times 10^{-3} & 0.015 & 0.984 \end{bmatrix} x(N) + \begin{bmatrix} 0.029 & 0.0 \\ 0.069 & 0.0 \\ 0.2 \times 10^{-5} & 0.105 \end{bmatrix} u(N-11) \quad (18)$$

$$y(N) = \begin{bmatrix} 0.0507 & 0.0 & 0.0 \\ 0.0 & 0.0 & 0.0507 \end{bmatrix} x(N) \quad (19)$$

6-3 制御系の構成

式(18)で表示された系に対して行列 F, L が

$$L = \begin{bmatrix} l_{11} & 0 \\ -b_{131}/b_{132} & l_{22} \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} (a_{131} - b_{132}f_{21})/b_{131} & (a_{132} - b_{132}f_{22})/b_{131} & 0 \\ f_{21} & f_{22} & f_{23} \end{bmatrix}$$

ただし $L = (l_{ij}), F = (f_{ij}), A_1 = (a_{1ij}), B_1 = (b_{1ij})$

のとき、 $G(z; F, L)$ は対角行列となる。

さらに、 $f_{21}=a_{131}/b_{132}$, $f_{22}=a_{132}/b_{131}$ とすると

$$G(z; F, L) = z^{-k} \begin{bmatrix} \frac{k_1 l_{11} b_{111}}{z - (a_{111} - b_{111} f_{11})} & 0 \\ 0 & \frac{k_2 l_{22} b_{132}}{z - (a_{133} - b_{132} f_{23})} \end{bmatrix}$$

となる。この非干渉化されたシステムに対し、各ループ毎にP I制御を行なうため次式で表わされる差分形P I制御式³⁾を用いた。

$$v_i(N) = (K_p)_i e_i(N) + \sum (K_I)_i e_i(N) \tag{20}$$

ただし、 $e_i(N) = r_i(N) - y_i(N)$ で、 $(K_p)_i$, $(K_I)_i$, r_i , e_i はそれぞれ*i*番目の制御ループにおける比例ゲイン、積分項ゲイン、目標値および制御誤差である。

タンク水温系に対する制御系の全体の構成を図-6に示す。

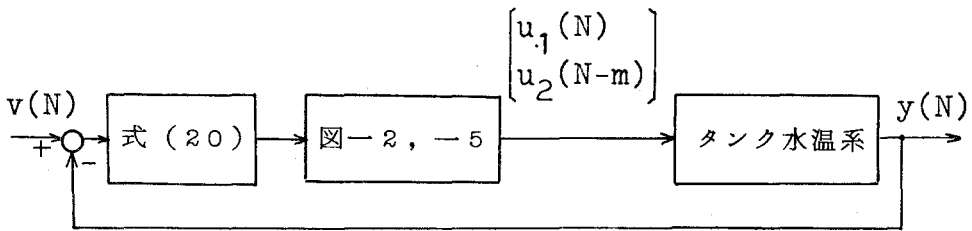


図-6 制御系の構成

6-4 実験結果

状態観測器 (Σ) の各行列を

$$H=0.95 \quad G=[1.839, -0.969] \quad T=[1.425, 1.0, -1.425]$$

とし、分離化のための行列 L, F を

$$L = \begin{bmatrix} 1.0 & 0.0 \\ 0.2 \times 10^{-4} & 1.0 \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} 0.0 & 0.0 & 0.0 \\ -0.2 \times 10^{-2} & 0.145 & 0.0 \end{bmatrix}$$

と定めたときの結果を述べる。

6-4-1 非干渉制御に関して

図-2で示した非干渉制御系の動作を確認するため、タンクIの入力 v_1 に正および負のステップ変化を与えた結果を、それぞれ図-7、図-8に示す。

両図においてタンクIIの水温 x_2 (実測値)と状態推定器の推定値 \hat{x}_2 は良く一致している。また、タンクIIIの水温 x_3 に対しても v_1 の変化による干渉は、ほぼ除かれており提案した非干渉制御系がタンク水温系に対し適用できることを示している。

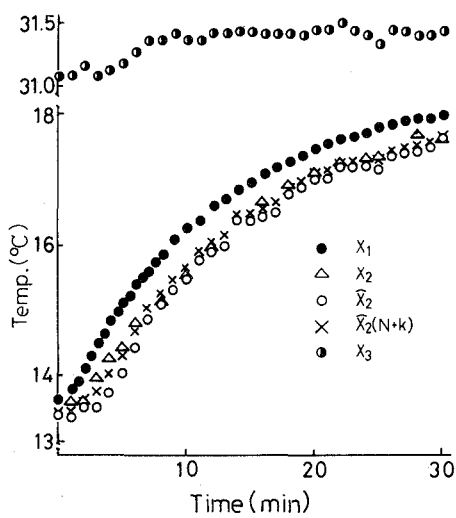


図-7 非干渉制御系のステップ応答

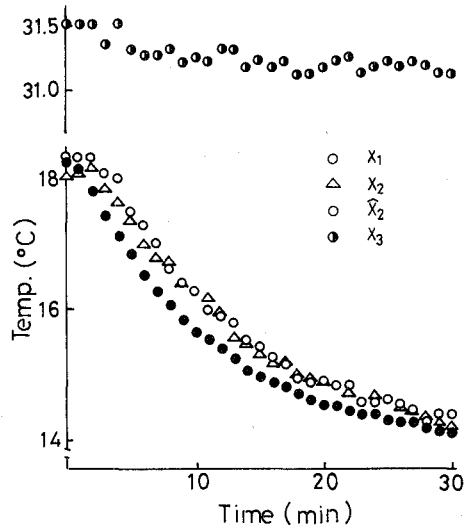


図-8 非干渉制御系のステップ応答

6-4-2 PI制御との併用に関して

タンク水温系にPI制御を行なった場合(図-9)と、PI制御および分離制御を行なった場合(図-10)の比較を行なう。

両制御におけるPI制御定数はCHR (Chien, Hromes, Reswch)の目標値変化に対する決

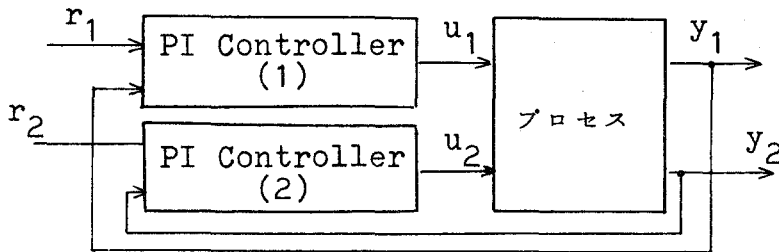


図-9 PI制御系

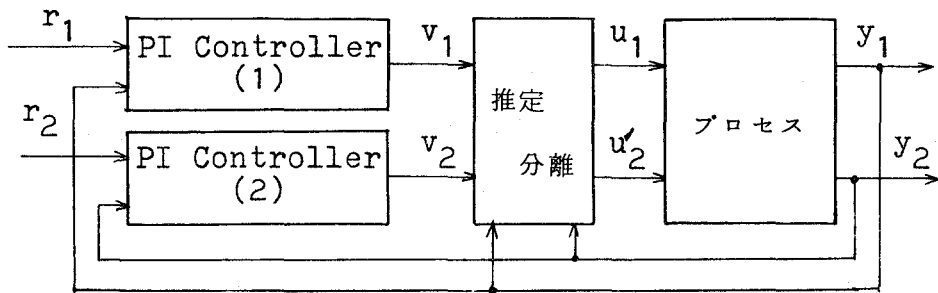


図-10 PI + 分離制御系

	K_p	K_I
Control Loop 1 (Tank I)	1.5983	0.0074
Control Loop 2 (Tank II)	0.8811	0.0137

表一 1 P I 制御定数

定方法（ただし、20%行きすぎ）を用いた。このときの制御定数を表一1に示す。

タンク I の目標値 r_1 をステップ状に変化させたときのタンク I の応答を図-11に、タンク III の応答を図-12に示す。また、制御器内部の状態を図-13に示す。

図-12において、P I 制御のみの場合タンク III の温度は目標値 r_1 の変化の影響を受けている。これに対し、分離制御を行なうことにより、その影響が除かれており分離化の有効性を示している。このことは、図-13において P I 制御のみの場合、P I 制御器 2 が r_1 の変化に対する y_2 の干渉を外乱として処理しているのに対し、分離制御を行なった場合は分離制御部で干渉を取り除き (u_2 の減少)、P I 制御器にその影響を与えていない (v_2 は一定) ことを示している事からも明らかである。

6-5 実験結果の検討

A. 本方法を用いた非干渉化が実験においても確認された。また、P I 制御との併用においても、その有

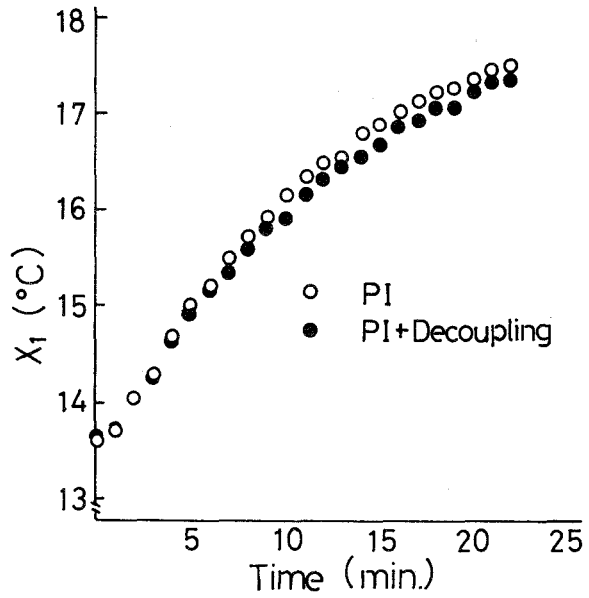


図-11 目標値変化に対する x_1 の応答

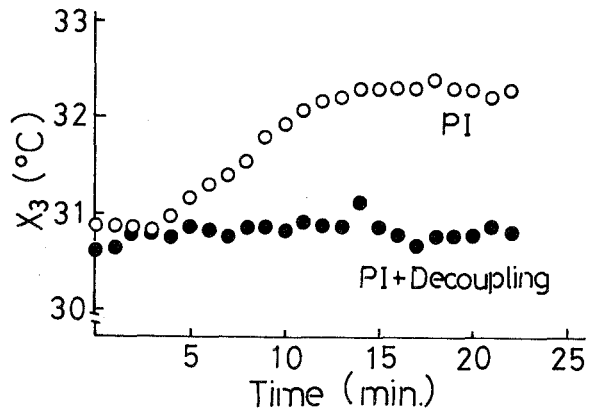


図-12 目標値変化に対する x_3 の応答

効性を得た。

B. 状態推定器および分離化のための行列L, F内に自由パラメータが存在するが, この実験において推定器に対しては雑音を含む信号でも安定でかつ速く推定値を出力するように, また, 分離化行列に対してはパルス伝達関数が簡単な形になるように設定した。

C. 外乱に対しては特に述べていないが, 分離化に対してあまり大きな影響を与えないものと考えられる。しかし, 今後, 検討する予定である。

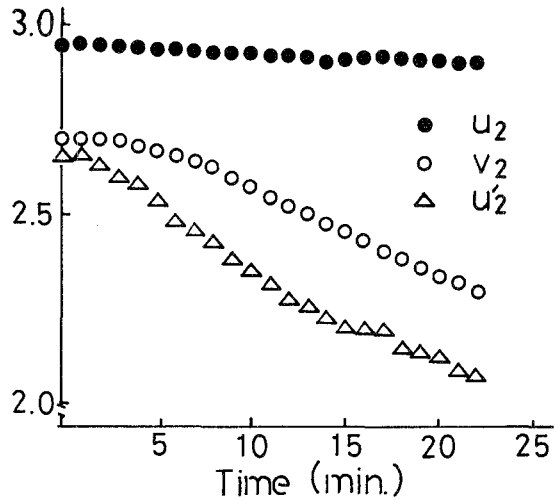


図-13 目標値変化に対する制御器の内部状態

7. あ と が き

本論文は, まず入力にむだ時間をもつ系に対する状態推定器および分離制御系の構成を示した。さらに, きわめて簡単なプロセス系ではあるがタンク水温系を制御対象として選びPI制御式を含むDDCシステムを構成し実験を行なった。その結果, 動的な意味で分離化が実現され, またPI制御との併用においても分離化の有効性を得た。

より複雑に干渉する実プロセスに対しても分離化法を適用し, PID調節計を併用することにより, 従来のPID制御に比べ, より良い制御性が得られるものと考えられる。

最後に本研究を進めるにあたり熱心なご討論をして戴いた久保田譲助教授, ならびに, 本実験に御協力戴いた成田忠雄技官および卒業研究生に深く謝意を表します。

(昭和55年5月24日受理)

参 考 文 献

- 1) 伊藤, 木村, 細江: 線形制御系の設計理論, 計測自動制御学会
- 2) 西村, 長田: 計測自動制御学会論文集, 9-6, 665 (1973)
- 3) 山下, 保志: デジタルプロセス制御, コロナ社

フライホイール装置によるエネルギー貯蔵の経済性

渡 部 富 治

A Cost Study on Energy Accumulation with Flywheel

Tomiji Watabe

Abstract

Because of attractive possibilities that a system will be more economical than electric batteries in energy utilization fields, flywheel is being studied in all over the world, manufacturing it with super high strength materials developed recently.

The author studied this subject on such a system planned as an emergency power station which has the capacity of 1000 kW output in about 40 minutes continuously.

In this case study, the system characteristics and economics were compared with a property of materials used for the flywheel. Some problems were also pointed out to make the system practical.

It seems that, the energy density of the whole system, may be much less than the one appeared in the papers published already, even at an optimum condition.

1. はじめに

フライホイールを用いたエネルギー貯蔵装置は、低比重、高強度材料の採用によって、寸法・重量・コスト面で有利になると期待されている。

しかし、いままでに発表されたフライホイールに関する記事は、高速回転体としてのフライホイールに対する検討の割には、これに伴う附属設備や問題点に対するものが少なく、これらすべてを含んだエネルギー貯蔵装置としての見方が不十分だという意見が聞かれる。

フライホイール単体に着目すれば、高い遠心応力場での使用に耐える材料でその本体を製作し、これをできる限り高速で回転させる程エネルギー密度（フライホイール単位重量当りの貯蔵エネルギー）が高くなる。いわゆるフライホイール装置の優位性は、ここを始点としているとする見方である¹⁾。

ところで貯蔵エネルギーの利用面からは、その最終利用速度は適当なレベル内にないと使いにくい。一例として発電に利用する場合、対象発電機の定格回転数に一致した利用速度がえられれば最も都合がよい。この使いやすい速度領域に対し、経済的に優れたフライホイール程かけ離れた高速領域で回転し、これと組合さるべき変速機にそのしわ寄せが集中するであろう。

また、フライホイールに働く諸々の摩擦抵抗は、この装置の効率・実用性に大きなかわり

を持つといわれているが、高速化する程抵抗増大に向うことが予想される。

すなわち、前述のような問題に対して、総合的に検討を加える必要がある。

今回の報告では、フライホイール装置の代表的な利用法の一つとして緊急発電装置を採りあげ、このケーススタディを通して総合的な検討を試みた。対象とした仕様は、発電出力 1,000 kW 以下、継続運転時間約 40 分である。このシステムにおいて、容量（貯蔵エネルギーレベル）に対する(1)フライホイール、および(2)変速歯車装置、の仕様とこれら相互関係を調査検討した。この中で、フライホイール用材料にはつぎの 2 種を代表に選んだ。すなわち、(1)FRP（ガラス繊維）、および(2)真空溶解鋼、である。さらに問題点について検討整理した。

今回の報告は、以上の手法により大づかみに本装置の実用性を確かめることが、とりあえずの目的である。したがって、本筋を見失わぬ範囲でマクロ的な数値検討を行なった反面、具体性に欠ける一般的検討は割愛した。しかし、この分野の研究に対し何らかの参考になるものと考えられる。これら検討結果について以下に報告する。

2. フライホイール

回転中のフライホイールがもつ運動エネルギー E_w はつぎに示される。

$$E_w = \frac{I_w}{2g} \omega_w^2 \quad (2.1)$$

ここで I_w : フライホイールの慣性モーメント

ω_w : フライホイールの角速度, g : 重力の加速度

運動エネルギー E_w は、角速度 ω_w を増せば急速に上昇するが、この限界はフライホイールに生ずる遠心応力で押えられる。この場合の応力分布ができるだけ均一になるように考慮すれば、フライホイールの単位重量当りのエネルギー e_u が高くなる。この場合の理想状態では、単位重量当りエネルギー e_u は

$$e_u = K_s \frac{\sigma}{\gamma} \quad (2.2)$$

ここで K_s : 形状係数, σ : フライホイールに生ずる遠心応力

γ : フライホイールの単位体積当り重量

において、 $K_s = 1$ となる²⁾。


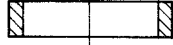

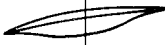
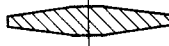
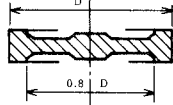

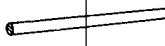

形状係数 K_s の値はフライホイールの形状で定まり、その代表的なものは表 1 に示される⁽²⁾。

すなわち運動エネルギー E_w は、

$$E_w = e_u M_w = K_s \frac{\sigma}{\gamma} M_w \quad (2.3)$$

ただし、 M_u : フライホイールの重量

表1 フライホイールの形状係数²⁾

名称	形状	形状係数 K_s	備考	名称	形状	形状係数 K_s	備考
(1) 均一応力円板 (外径 $\rightarrow\infty$)		1.000	ホモジニアス材料にのみ適用される。	(5) リング (内径/外径 $\rightarrow 1.0$)		0.500	ホモジニアスまたはフィラメントリ材料に適用される
(2) 修正均一応力円板 (代表例)		0.931		(6) 特殊形状棒 (径 $\rightarrow\infty$)		0.500	
(3) 円錐形円板 (代表例)		0.806		(7) リムつき円板 (代表例)		0.400	
(4) 穴なし円板		0.606		(8) 棒		0.333	
				(9) 穴つき円板		0.305	

で表わされ、材料と形状が決められれば、重量 M_w のみに比例する。そこで形状を選定し、この場合におけるフライホイールの特性について検討を試みる。

いま代表例として、図1の穴なし円板を採りあげる。

図1は、半径 a_w 、厚さ $0.2 a_w$ の均一密度材料より作られた穴なし円板を示す。表1に示されたように、形状係数 $K_s=0.606$ で、この場合の運動エネルギー E_w は、式 (2.1) より、

$$E_w = 0.157 \rho a_w^5 \omega_w^2 \tag{2.4}$$

ただし、 ρ : フライホイールの密度 $= \gamma/g$

である。また遠心応力 σ は、

$$\sigma = \frac{\rho}{8} \frac{3m+1}{m} a_w^2 \omega_w^2 \tag{2.5}$$

ここで、 $1/m$: ポアソン比

で示され、式 (2.4) の ω_w を式 (2.5) を用いて消去し、かつ

$$M_w = 0.2 \pi \gamma a_w^3 \tag{2.6}$$

の関係より a_w を消去すれば、前出の式 (2.3) において $K_s=0.606$ とした次式が導かれる。

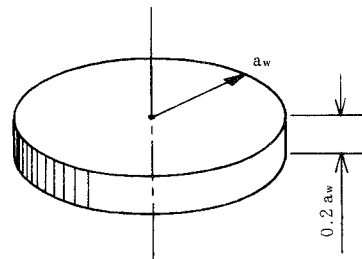


図1 円板形状

$$E_w = 0.606 \frac{\sigma}{\gamma} M_w \tag{2.7}$$

まず材料を選定すると、式(2.5)より $a_w^2 \cdot \omega_w^2$ すなわち a_w, ω_w の値が決まる。図2は、半径 a_w に対する重量 M_w 、限界角速度 ω_w およびエネルギー E_w を、それぞれ許容応力 $\sigma = 112 \text{ kgf/mm}^2$ (FRP) および $\sigma = 100 \text{ kgf/mm}^2$ (鋼) とした場合について示している。図示の使用材料の影響を同一寸法のフライホイールで比較すれば、FRPよりも鋼の方が重く逆に回転速度は低い。エネルギーにはほとんど差がない。

図3は、以上の関係を用い、重量 M_w に対する①エネルギー E_w 、②半径 a_w および③角速度 n_w を示す。ただし、 $n_w = 60 \omega_w / 2\pi$ である。図2、3ともに使用材料は

- (1) FRP : Sガラス-エポキシ, $\gamma = 2.2 \text{ gr/cm}^3, \sigma = 112 \text{ kgf/mm}^2$
- (2) 真空熔解鋼 " $\gamma = 7.85$ " , " $\sigma = 100$ "

の場合である。

図にみられるように、 M_w が大きくなれば E_w, a_w は増し、 n_w は低下 (同一材料では周速が一定) する。

3. 歯車装置

フライホイールの遠心応力による破損を想定すると、回転軸を垂直にしてフライホイールの

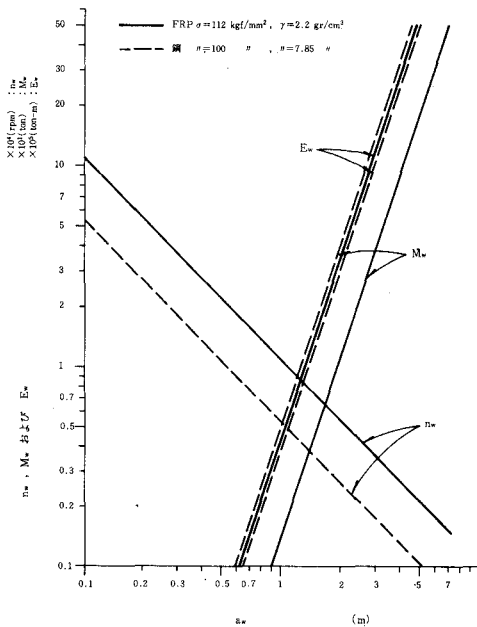


図2 フライホイールの特性 (その1)

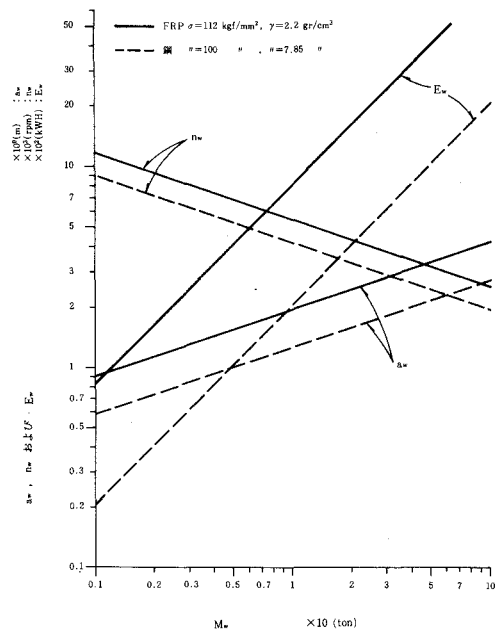


図3 フライホイールの特性 (その2)

外周にプロテクターを置き、かつ全体を地下に設置するなどの対策を検討しておかねばならない。

ともあれ、これと組合される歯車装置は、フライホイールの上部に、回転軸は同じく垂直に設置するのが適当であろう。したがって、ここでは豎形平行歯車装置を対象にする。

検討にあたり、つぎのように仮定する。

- (1) 歯車装置の高速側はフライホイールに、低速側は発電機（回転数=1500 rpm 一定）に接続される。
- (2) 豎形平行一段減速機とし、軸方向荷重（自重）を受けるスラスト軸受を設ける。起動抵抗軽減用の油圧式浮上装置は設けない。

フライホイールに対する入出力パワー L_w が与えられると、この場合の高速側における伝達トルク T_1 はつぎに示される。

$$T_1 = 974 \frac{L_w}{n_w} \quad (\text{kgfm}) \quad (3.1)$$

ただし、 L_w ：パワー（kW）

n_w ：フライホイールの回転数（rpm）

歯数比 ε はつぎに示される。

$$\varepsilon = \frac{n_w}{n_2} \quad (3.2)$$

ただし、 n_2 ：低速側回転数、ここでは、 $n_2 = 1500$ rpm 一定

式(2.5)より ω_w を a_w で表わし、つぎ式(2.6)で a_w を M_w で表わすことにより、 ε は M_w の関数で示される。 $n_2 = 1500$ とすれば式(3.2)はつぎのようになる。

$$\varepsilon = K_n M_w^{-\frac{1}{3}} \quad (3.3)$$

ここで、 K_n ： σ および γ で定まる定数

パワー L_w のレベルとして

$$L_w = E_w / 1 \text{ hr} \quad (3.4)$$

を仮定する。この場合、最高回転数のときのエネルギーを100%としたとき、回転数とその50%まで低下するに要する時間は約40分程度（この間に全エネルギーの75%が放出される）である。

式(3.2)へ式(3.3)を代入して整理する。

$$n_w = K_n n_2 M_w^{-\frac{1}{3}} \quad (3.5)$$

式(3.5)を式(3.1)に代入し、さらに L_w を E_w に書き換える。

$$T_1 = \frac{974}{K_n n_2} M_w^{\frac{1}{3}} E_w \quad (3.6)$$

上式に式(2.7)を代入して整理する。

$$\therefore T_1 = K_t M_w^{\frac{4}{3}} \tag{3.7}$$

ここで K_t : n_2 , σ および γ できまる定数

以上の検討で, T_1 , n_w および ϵ が求められるので, フライホイールの重量またはエネルギーが与えられると, 歯車装置の見積りが可能である。

図4は, フライホイール重量に対して歯車装置仕様……歯車比 ϵ , 伝達トルク T_1 その他……の関係を図示したものである(材料は図2, 3の場合と同じ)。

図にみられるように, M_w の増加と共に歯数比 ϵ が低下し, 伝達トルク T_1 , 歯車装置重量 M_g および歯車装置価額 C_g は増す。 M_w が大きいく程, M_w に対する歯車装置の重量の割合が低下する。そして M_g の値は M_w に比較し非常に小さくなり, フライホイール装置全体の大きさに着目すれば, M_g の影響は予想外に低いことが判る。なお図中の C_g は, 重量1トンの鋼製フライホイール用歯車装置を1とした場合の比較値で示した。

4. フライホイール装置

図3, 4を, エネルギー E_w を横軸にして書き改めると図5のようになる。 E_w を基準にして, M_w , a_w , n_w , M_g および C_g が示され, これらの E_w に対する影響の度合や使用材料による比強

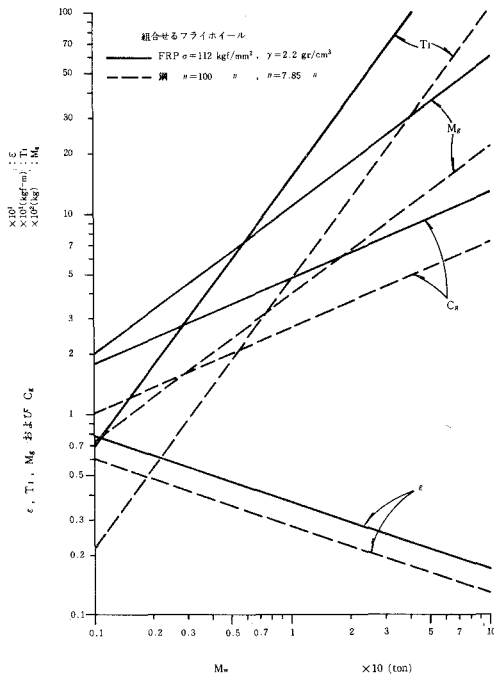


図4 適用歯車装置の仕様(例)

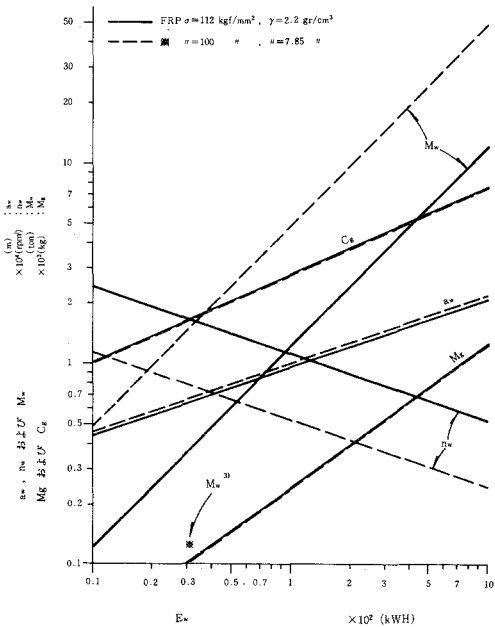


図5 フライホイール装置の仕様(例)

度 $=\sigma/\gamma$ の効果が定量的に把握できる。

図示例では、同一エネルギーレベルにおける鋼($\sigma=100\text{ kgf/cm}^2$, $\gamma=7.85\text{ gr/cm}^3$)に対してFRP($\sigma=112\text{ kgf/cm}^2$, $\gamma=2.2\text{ gr/cm}^3$)は、 M_w は25%、 n_w は208%、 a_w は97%程度になっている。歯車装置に関しては両者の差は無視できる。総合すると、図示範囲では比強度の高い材料を用いる方が、寸法、重量および価額の面で有利になる。しかし後述のエネルギー損失からは一概に結論できない。なお、図中の*印点は、文献³⁾に紹介されたフライホイール装置のフライホイール重量 M_w の例で、図5のFRPのその35%に相当している。このような相違は、高速回転体に対する安全性への配慮の差(文献³⁾では遠心応力に対する安全率 $=1$ とした場合の理想値と考えられる)から生じていると思われる。

真空容器、歯車装置などを組合せたフライホイール装置として見ると、装置全重量当りの蓄積エネルギーレベルは、FRPを用いた場合で 40 Wh/kg 前後が予想される。(例： $E_w=1,000\text{ kWh}$, $M_w=13,000\text{ kg}$, $M_g=1,200\text{ kg}$, 真空容器 $10,000\text{ kg}$, その他 $=800\text{ kg}$)

フライホイールは音速を超える周速で回転させられるため、風損対策として専ら真空容器中で回転させる場合が論じられている。これらでは真空度 $1\times 10^{-3}\text{ Torr}$ オーダーを対象とすれば、風損は実用上無視できるレベルになるとしている。したがって、ここでは風損以外のものを対象にした場合の代表として軸受損失を考えよう。

いま回転軸を垂直にしてフライホイールを軸受け支持する場合、この全摩擦損失の主体は、フライホイール重量を支えるスラスト軸受によるものとなろう。そこで、テイルテイングパッド型を用いた場合につき試算する。この場合の条件と計算結果を表2に示す⁴⁾。

表2の例では、エネルギー $E_w=1000\text{ kWh}$ に対する軸受損失動力は、FRP材使用のとき68kW、鋼材使用のとき95kWという高レベルにあり、この軽減を図らねばエネルギー貯蔵の目的を達しえない。ころがり軸受を用い水平支持した当学内の実験例においても、対象エネルギー量に対し軸受損失量が大きく、システム効率低下の主因になっている⁵⁾。こうしたことから、真空雰囲気中で使用できる非接触型軸受(磁気式)の実用化などが鍵になろう。

表2 スラスト軸受による摩擦損失の試算例⁴⁾($E=1000\text{ kWh}$ のとき)

材 料	項 目		ス ラ ス ト 軸 受				使用軸受 サイズ (大同)
	重量 kg	回転速度 ppm	面積 cm^2	平均径mm	許容最大 荷重 kg	損失動力 kw	
FRP $\sigma=112\text{ kgf/mm}^2$ $\gamma=2.2\text{ gr/cm}^3$	12 ($a_w=2.0\text{m}$)	5200	529	276	20.9	68	8320
鋼 $\sigma=100\text{ kgf/mm}^2$ $\gamma=7.85\text{ gr/cm}^3$	48 ($a_w=2.1\text{m}$)	2400	1495	465	59	95	8538

注：大同メタル製スラスト軸受を使用、潤滑油90タービン油相当

つぎにフライホイールの変形について検討する。

図1の円板の半径方向変位 u は外周においてつぎの値をとる。

$$u_a = \frac{\gamma \omega^2}{4gE} (1-\nu) a_w^3 \quad (4.1)$$

ここで、 E : 材料の縦弾性係数, ν : ポアソン比, ω : 回転速度 rad/s

いま表2の条件の下で u_a を試算すると表3ののようになる。

表3 回転中の変形量 u_a の試算例($E_w=1000$ KWHのとき)

材 料	フ ラ イ ホ イ ール					備 考 ω rad/s	
	項 目	半径 m	回転速度 ppm	弾 性 係 数 kgf/mm ²	ポアソン比		変形量(半径方向) cm
FRP $\sigma=112$ kgf/mm ² $\gamma=2.2$ gr/cm ³		2.0	5200	980~1540	0.4	8.1~5.1	544.5
鋼 $\sigma=100$ kgf/mm ² $\gamma=7.85$ gr/cm ³		2.1	2400	21000	0.3	0.39	251.3

表3で見ると、FRP材における変形量は回転体として常識外のオーダーにあることが判る。物性値の不均一性に注目すれば、FRP材は鋼よりも不利である。このため高速回転中に重心点の偏心が発生し重大事故につながる危険が少なくない。この解決法の一つに、回転体の自己求心性を阻害することなく支持する方法が考えられる。しかしこれを満足できる具体的な構造は容易には見当らないであろう。

5. 結 言

発電時間40分前後、出力1,000kW以下の緊急発電装置をケーススタディとした検討結果をつぎにまとめる。

- (1) 鋼を用いる場合は、安全性のみならず経済性からも実用範囲が狭い。(図3, 4および5)
- (2) 比強度の大きいFRP材を用いれば、鋼での欠点が改善できる。しかしこの場合でも、装置全体の中で占めるフライホイールの価額は少なくないであろう。(図4および5)
- (3) フライホイールを滑り軸受で支持することは、摩擦損失が大きく現実的でない。長時間のエネルギー蓄積を対象とするには、磁気浮上などの非接触軸受の実用化など摩擦損失低減策が重要である。(表2)
- (4) FRP材を用いた場合は、回転中の変形に伴うトラブルを防止することが必要になろう。(表3)
- (5) FRPを用いた場合、装置全体重量当りの蓄積エネルギーは40Wh/kg前後になるものと考えられる。

今回の研究にあたり、日立製作所機械研究所ならびに日立建機株式会社土浦工場の関係の方々から資料の提供ならびにご助言をいただいた。

(昭和 55 年 4 月 28 日受理)

参考文献

- 1) 山本：フライホイールの効用とその動向，日本機械学会誌，81 巻，711 号。
- 2) Louis J. Lowson : Design and testing of high energy density flywheels for application to flywheel/heat engine hybrid vehicle drive. Lockheed Missiles & Space Co.
- 3) R. F. ポスト：フライホイールの新利用，サイエンス，昭 49. 3。
- 4) 大同メルル工業，テイルテイングパッドスラスト軸受，製品カタログ，1968. 6。
- 5) 松田，鈴木：フライホイールによるエネルギーの貯蔵について，室工大電気工学科研報，昭 55. 3。



ディーゼル機関に水エマルジョン燃焼法を適用した場合の 燃焼促進効果に及ぼす燃料性状の影響

塚原 実, 吉本 康文*
早川 友吉, 村山 正**

Influence of Fuel Properties on the Combustion in Diesel Engine Driven by the Emulsified Fuel

Minoru Tsukahara, Yasufumi Yoshimoto*,
Tomokichi Hayakawa and Tadashi Murayama**

Abstract

The authors show what influence the properties of various emulsions composed of high-viscosity oil in particular and used as fuel have on the engine performance.

When water to gas oil emulsion, water to A heavy oil emulsion and these containing a small quantity of methanol are used as fuel, the concentrations of NO_x, smoke and CO as well as the specific fuel consumption can be improved similarly to the results previously obtained, whereas the HC concentration increases. Although the NO_x concentration can be remarkably reduced by means of water to C heavy oil emulsion, the specific fuel consumption cannot be so remarkably improved as expected and tends, on the contrary, to increase at retarded injection timing.

On the other hand, the evaporation time of various fuel droplets and the combustion time of the fuel spray on heating flat plate are measured under atmospheric pressure in order to investigate the combustion-promoting effect of emulsified fuel. As a result, it can be confirmed that the W/O emulsion composed of gas oil and water much more decreases the evaporation time in the spherical evaporation region than gas oil only. Between water to C heavy oil emulsion and C heavy oil only, on the contrary, no remarkable difference in evaporation time is observed within the spherical evaporation region, especially at high temperature.

1 ま え が き

先に筆者らは、直接噴射式ディーゼル機関において、水・軽油エマルジョン燃料を使用した場合には、NO_x濃度の低減が期待できる一方、燃料消費率、および排気吐煙の大幅な改善が可能であることを報告した^{(1)~(4)}。本研究においては、これに引続いて、燃料として各種のエマルジョンを使用した際に、その性状が機関性能に対して如何なる影響を及ぼすかについて、とくに重質油に焦点を絞って検討を行った。

* 北海製缶kk, ** 北海道大学工学部 教授

その結果、水・軽油エマルジョン、水・A重油エマルジョン、ならびにこれに少量のメタノールを加えた燃料を使用した場合には、先の報告で得られた結果と同様に、NO_x、吐煙濃度、CO、および燃料消費率の改善が得られる一方、HCが増加するという結果が得られた。しかし、水・C重油エマルジョンの場合には、NO_x濃度の大幅な低減が得られる一方、燃料消費率の改善に関しては、期待したほどの効果は認められず、遅噴射時期においては逆に燃料消費率が増加する傾向が示された。

一方、実機による実験とは別に、エマルジョン燃料による燃焼促進の効果を把握するために、大気圧のもとで、加熱平板における各種の単一液滴の蒸発時間と、噴霧の燃焼時間とについての測定を行った。その結果、軽油と水とのw/o形エマルジョンでは、軽油のみの場合と比較して球状蒸発領域における蒸発時間が大幅に減少することがわかった。これに対して、水・C重油エマルジョンの場合には、C重油のみの場合と比べて、球状蒸発領域、とくに高温領域においては、蒸発時間に顕著な変化は認められなかった。以下、その詳細について報告する。

2 実験装置および方法

2. 1 供試機関および燃料噴射系統

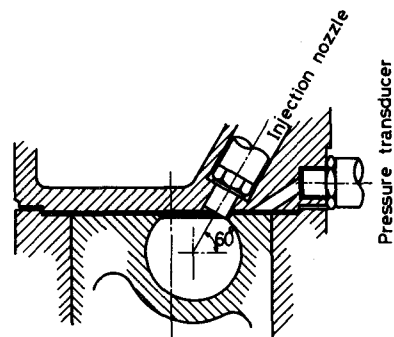
実験に使用した機関は、たて形水冷単気筒の直接噴射式ディーゼル機関であり、機関および燃料噴射系統の諸元を表1に示す。またその燃焼室断面および燃料噴射方向を、図1に示す。機関の運転に際しては、冷却水温度 $80 \pm 2^\circ\text{C}$ 、潤滑油温度 $45 \pm 1^\circ\text{C}$ に調整し、機関回転速度 1,200 rpm 一定のもとに運転を行った。また、動力の吸収には交流電気動力計を使用した。

2. 2 測定装置

インジケータ線図の測定には、ストレンゲージ式の指圧計を使用し、噴射弁リフト、および

表1 供試機関および燃料噴射系統の諸元

名 称	久保田1LC
シリンダ数	1
シリンダ径	110 mm
行程容積	1425 cc
公称出力	10 ps
回転速度	1200 rpm
圧縮比	17.4
燃焼室形式	直接噴射式BIP形
噴射ポンプ	Bosch A形
噴射ノズル	DN4SD128(スロットル形)
ノズル開弁圧	200 kg/cm ²



Direct injection type engine

図1 燃焼室断面

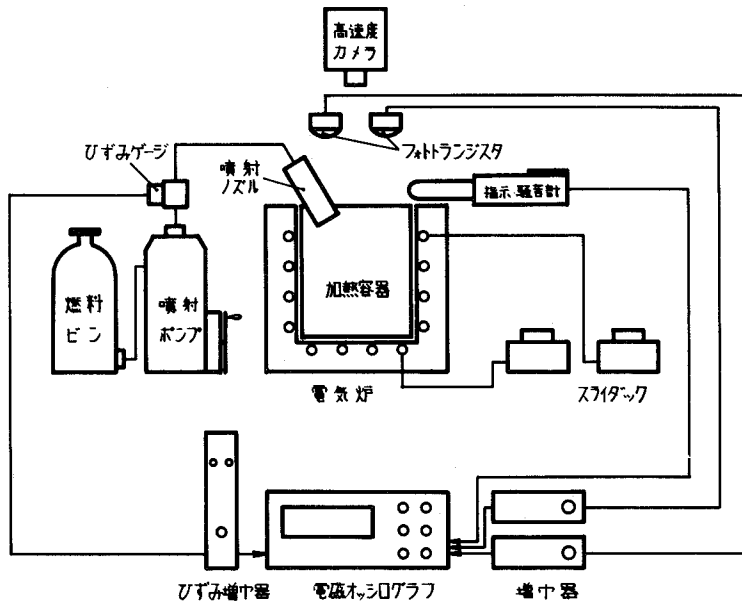


図2 噴霧燃焼実験装置

クランク角度は、フォトランジスタにより検出して、これらを4現象シンクロスコープに入力して観測・記録した。排気ガス中のNO_xの測定には、CLA, HCについてはFIA, COの測定にはエレクトロケミカルCO計をそれぞれ使用した。

2. 3 開放型の噴霧燃焼実験装置

大気圧下におけるエマルジョン燃料噴霧の燃焼状況を調べたが、その装置の概略を図2に示す。実験に用いた容器は、内径155mm、高さ110mmの円形開放型であり、周囲と底部に加熱用のヒータを設け、スライダックによって容器壁面と雰囲気温度の調整を行った。燃焼期間は、火炎が発生してから消滅するまでの時間と見做し、フォトランジスタにより測定を行った。なお、フォトランジスタの高温雰囲気における性能低下を防ぐために、二重のガラス管構造とし、内部にフォトランジスタを設け、外側をウオータジャケットにすることによって水冷した。また着火遅れは、噴射開始から火炎が発生するまでの時間と見做し、噴射ポンプの吐出管に取付けた圧力変換器によって、噴射開始時を測定した。なお、測定に当っては、いずれも100回の噴射を行い、その平均値を求めた。

2. 4 供試燃料

供試燃料としては、市販されているもので表2に示す性状をもつ軽油、A重油、およびC重油と水との混合、ならびにこれらに少量のメタノールを加えたエマルジョンをそれぞれ使用した。エマルジョンの作製方法はすでに前報⁽¹⁾において報告したとおりである。すなわち、軽油の場合には、燃料に対して1%の乳化剤（イオネットS-2, HLB=6）を添加し、管内混合

表2 供試燃料の性状

燃 料	軽 油	A 重油	C 重油
比重(15°C)	0.827	0.831	0.937
引火点 °C	71	76	90以上
粘度 RW	32(30°C)	37.5(30°C)	142.8(70°C)
流動点 °C	-25	-19	5
残留炭素分 wt %	0.01	0.04	8.0
高位発熱量 kcal/kg	11100	10930	10490

器（東レ・ハイミキサー）を用いて水と燃料とを混合することによって、エマルジョンを作製したが、水／軽油の比率が0.8 (wt.) 以下のものについては、12日間の放置に対して5%以下の分離率をもつ、比較的安定なエマルジョンをうることができた。これに対してA重油の場合には、軽油の場合と同様な方法でエマルジョンを作製した際に、分離率が最小になるような水とA重油との適当な混合割合が存在し、本実験においては、水／A重油の比が0.52 (wt.) のものが最も安定性がよく、11日間の放置に対して3%の分離率に抑えることができた。一方C重油に関しては、水／C重油の比率が0.46以下のエマルジョンでは、乳化剤を添加しない場合においても、2週間の放置に対してほとんど分離しないという良好な安定性を示した。しかしC重油の場合には、流動性が悪いために燃料を加熱する必要がある。本実験においては、燃料を70°Cに加熱して用いたが、この場合には水とC重油の分離が促進される傾向にある。図3は、水・C重油エマルジョンにおいて、作製後7日間放置した場合の分離率に及ぼす乳化剤の添加割合と放置温度との影響を示したものである。図から明らかなように、分離率は、燃料温度が70°Cの場合には大きな値

となるが、乳化剤を添加することによって低下することがわかる。したがって本実験においては、水・C重油エマルジョンの場合にも1%のイオネットS-2を添加したものを使用した。なお、これらの水・燃料エマルジョンにおいて、水に対して10~25%程度のメタノールを添加することによって、分離率を増加させることなく、粘度および流

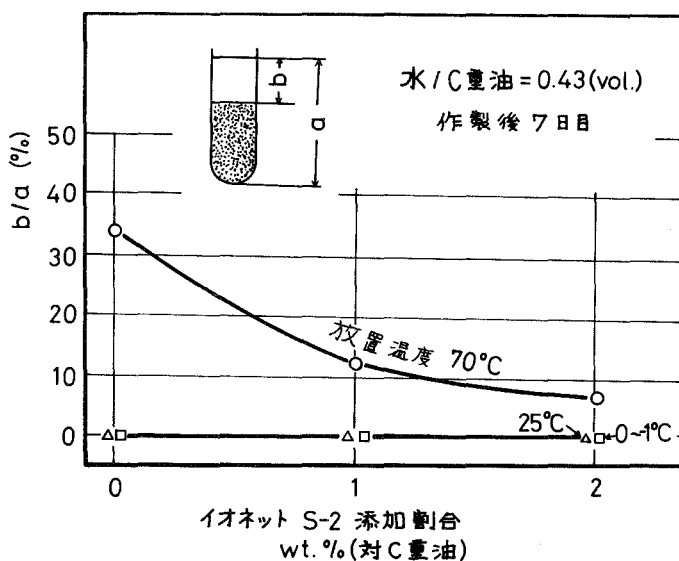


図3 水/C重油エマルジョンの分離率

動点を改善することが可能である。たとえば、水/軽油=0.52エマルジョンの粘度および流動点はそれぞれ43 RW (30°C)、および-16°Cであるものが、水に対して25%のメタノールを添加したメタノール・水・軽油エマルジョンでは40 RW (30°C)、および-32°Cまで低下させることができた。

3 実験結果および考察

3. 1 燃料噴射時期を変化させた場合の機関性能について

図4および図5は、BMEP=5.3 kg/cm² (定格出力)一定のもとに、燃料噴射時期を変化させた場合の燃料消費率および排気ガス濃度について、A重油と水/A重油=0.52 wt. エマルジョン、およびC重油と水/C重油=0.46 wt. エマルジョンとで、諸性能値の比較を行ったものである。

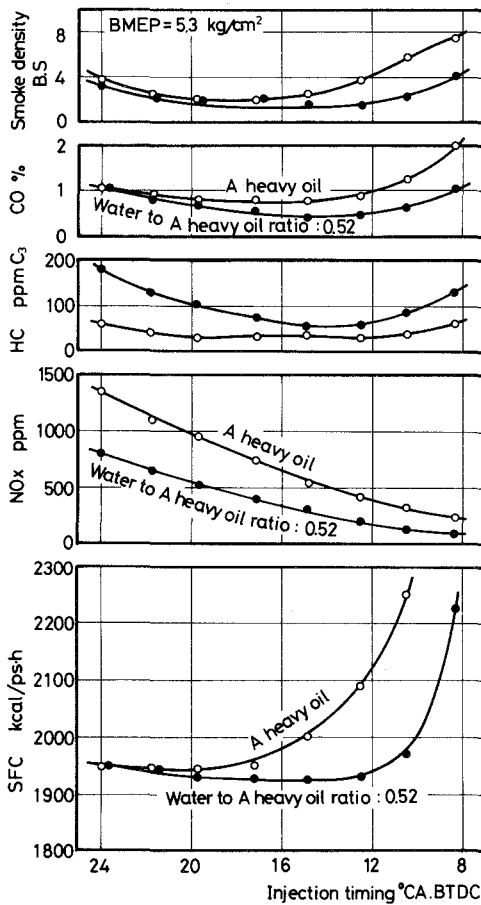


図4 (a) A重油エマルジョンを用いた際の機関性能

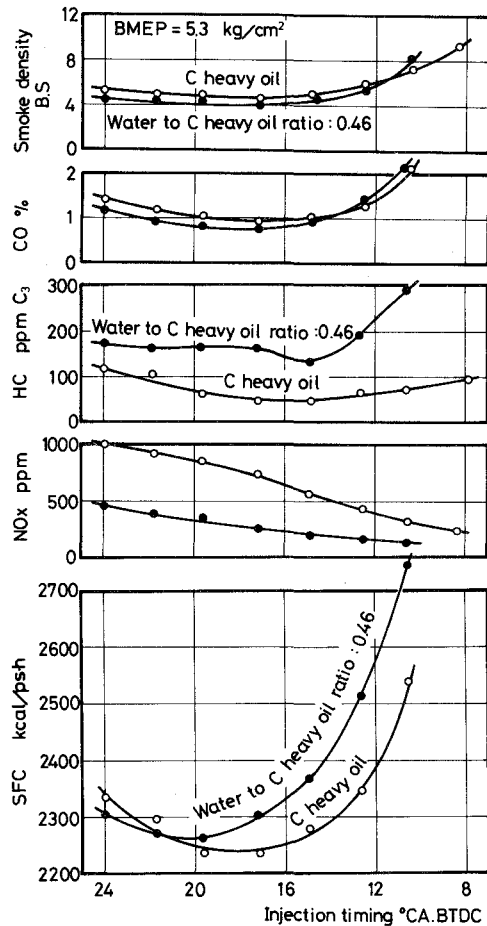


図5 (a) C重油エマルジョンを用いた際の機関性能

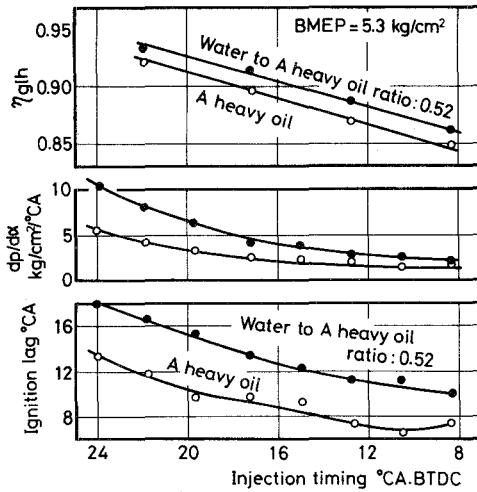


図4 (b) 燃焼特性値

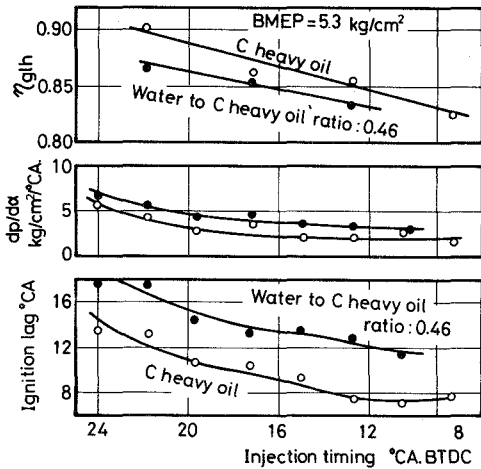


図5 (b) 燃焼特性値

エマルジョン燃料の場合には、AまたはC重油のみの場合に比較して、NO_x、COおよび吐煙濃度が噴射時期の全域にわたって低減する傾向を示している。ただし、HC濃度はいずれの場合にもエマルジョン燃料の方が増加している。一方、燃料消費率についてみると、水・A重油エマルジョンは、A重油のみの場合に比較して燃料消費率の低減が得られており、とくに遅噴射時期においてその傾向が顕著である。なお、水・軽油エマルジョンに関しては、既に詳細な実験を行い、その結果について報告したが、上述のA重油エマルジョンの場合と同様な結果が得られている。これに対して水・C重油エマルジョンの場合には、C重油のみの場合に比較して、燃料消費率が逆に増加の傾向を示している。

なお、燃焼特性値について比較を行ってみると、図4(b)、および図5(b)に示すように、エマルジョン燃料の場合には、いずれも着火遅れが大きいため最大圧力上昇率が大きくなり、燃焼が衝撃的に行われていることが明らかである。しかし等容度に関しては、A重油の場合にはエマルジョン燃料の方が大きな値を示すのに対して、水・C重油エマルジョンでは、C重油のみの場合に比較して、逆に小さい値を示していることが認められる。

3. 2 水/C重油の比率を変化させた場合の燃料消費率とNO_x濃度について

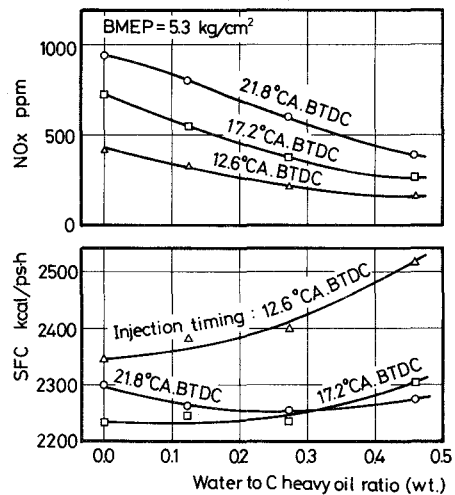


図6 水/C重油の比率と燃料消費率

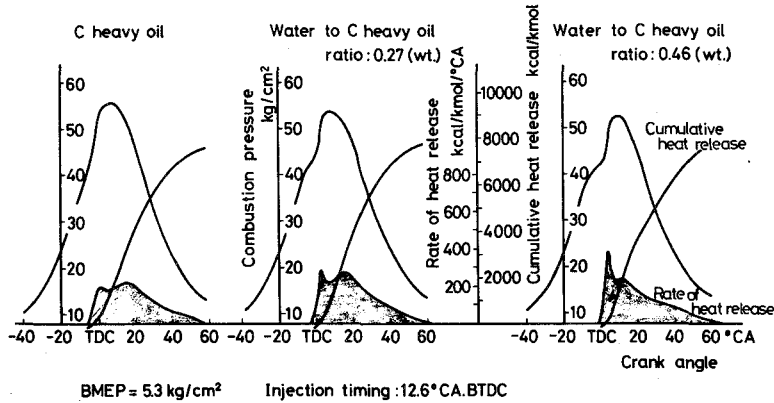


図7 インジケータ線図の一例

図6は、 $BMEP=5.3\text{ kg/cm}^2$ 一定のもとで、エマルジョン中の水/C重油の比率を変化させた場合の、燃料消費率と NO_x 濃度とを示したものであり、図7は、この場合のインジケータ線図の一例である。いずれの噴射時期においても、水/C重油の比率を増加するにつれて NO_x 濃度は減少する。しかし燃料消費率については、比較的早い噴射時期であって、しかも水/C重油の比率が0.1~0.3の範囲において、C重油のみの場合と比較して、やや低減の傾向が示されているものの、遅噴射時期では逆に大幅な増加を示している。

3.3 メタノール・水・軽油エマルジョンの燃料消費率と排気ガスについて

図8は、(メタノール+水)/軽油=3/7 (vol.)一定の条件のもとで、水に対するメタノールの比率を変化させた場合の燃料消費率と排気ガス濃度とを示したものである。

メタノール・水・軽油エマルジョンでは、水・軽油エマルジョンに比較して、 NO_x 濃度および CO 濃度がやや増加する傾向が見られるが、燃料消費率、 HC および吐煙濃度はほとんど変わらない値を示している。したがって、水・燃料エマルジョンにおいて、水に対して10~25%程度のメタノールを添加することは、エマルジョンの安定性を損うことなしに、流動性

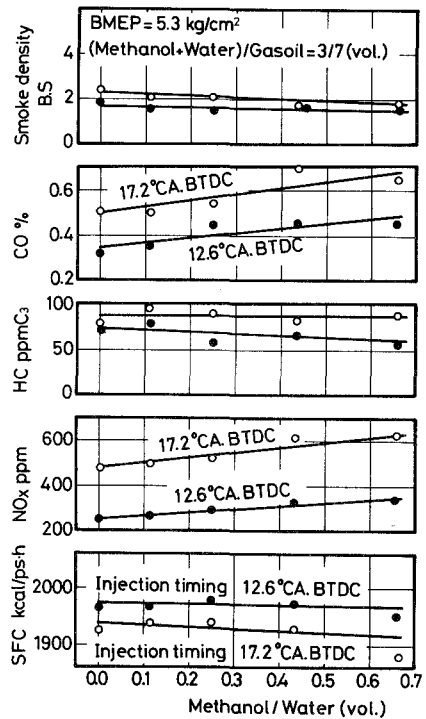


図8 メタノール・水・軽油エマルジョンの機関性能

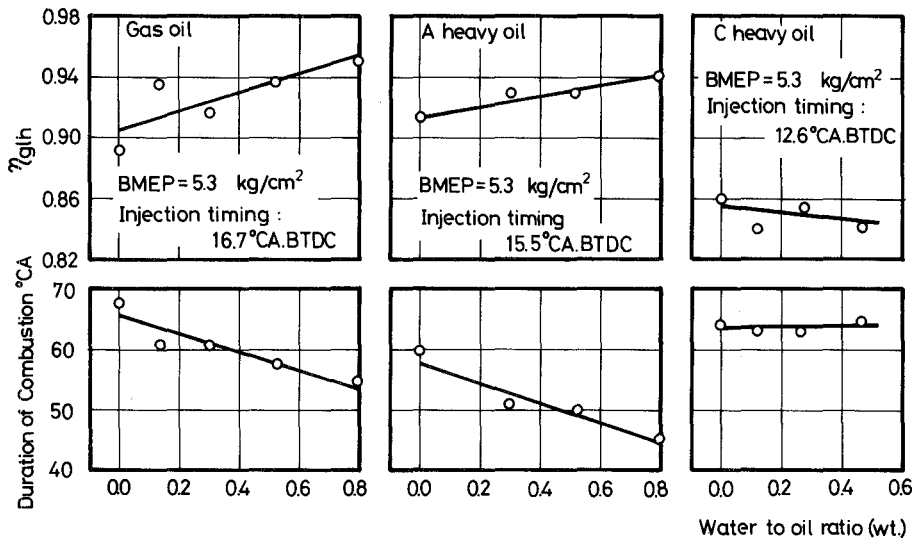


図9 燃焼期間と等容度

および粘度の改善が得られるので、エマルジョン燃料の改質法として有効な一手段と考えられる。

3. 4 各種のエマルジョン燃料を用いた場合の燃焼期間と等容度の比較

図9は、軽油、A重油、およびC重油エマルジョンにおいて、水の含有比率を変化させた際の、燃焼期間と等容度とについて示したものである。

軽油、およびA重油エマルジョンでは、水の比率が増すにつれて燃焼期間が短縮し、等容度が増加していることがわかる。これに対してC重油エマルジョンの場合には、水の比率の増加に対して燃焼期間はほとんど一定であり、等容度はむしろ低下の傾向を示し、軽油およびA重油の場合に比べて、燃焼期間が長く、等容度は小さい値となっている。

軽油、およびA重油と水とのW/O形エマルジョン燃料を使用した際に、燃料消費率の低減が得られる理由としては、つぎのことが考えられる。

(1) エマルジョン燃料をシリンダ内に噴射した際に、W/O形エマルジョン燃料中の微細な水の粒子が急速に気化して、体積膨張を行うために、燃料油滴を微細化し、空気との混合を促進するので、広域にわたって燃焼がすみやかに行われるようになることが考えられる。このことは、図9に示されるように、燃焼期間の短縮ならびに等容度の増加が得られていることから、推察することができる。なお、後述の図18に示すように、実機における実験とは別に、開放容器を用いた噴霧の燃焼状態を観察した結果によると、エマルジョン燃料の場合には、燃焼初期から中期にかけて火炎の広がりが大きく、燃焼がすみやかに終了していることがわかる。しかし、このような水爆発の効果は、高圧状態のもとでは起こりにくいという実験結果も得られており^{(5),(6)}、一方、C. K. Lawのエマルジョンの単一液滴モデルにおける理論解析によると、高沸点燃料エマルジョンの使用ならびに高圧状態のもとでは、顕著な水爆発効果が期待できること

を予想している⁽⁷⁾。したがって、エンジンにおけるエマルジョン燃焼の水爆発効果に関しては、今後なお、十分な検討が必要である。

また、燃費率の改善が得られるその他の理由としては、

- (2) 噴霧の運動量および貫徹力の増加による噴霧束内への空気のみき込み効果
- (3) 水の含有による噴霧内の局所空気過剰率の増大
- (4) 着火遅れの増加による予混合燃焼量の増加
- (5) 燃焼温度の低下、および輝炎の減少による冷却損失の低減
- (6) 燃焼温度の低下による熱解離傾向の抑制
- (7) 燃焼生成ガスのモル数増加

などが考えられる。

なお図 10 は、和栗らの噴霧の運動量理論⁽⁸⁾に基づき、エマルジョン燃料と軽油のみの場合とにおける噴霧の到達距離、および噴霧内平均空気過剰率の割合を求めて、それぞれ、 X_E/X 、 λ_E/λ で示したものである。図中①は同一噴射系の場合であり、②は同一噴射期間の場合を示す。図より、エマルジョン燃料の使用によって、到達距離および噴霧内平均空気過剰率が増大することがわかる。

図 11 は、エマルジョン燃料を使用した際の冷却水による損失を軽油に対する割合で示したものであり、冷却水出口温度が 70°C の場合には、水/軽油=0.52 エマルジョンは、軽油に比べて約 25~30%の低減が得られる。

図 12 は、空気過剰率を変えた場合の燃焼時におけるガス組成について示したものである。この場合の燃料はセテンとし、燃焼時の生成物については、CO、CO₂、H、H₂、H₂O、N、N₂、NO、O、O₂、および OH の 11 種を仮定して、平衡式と質量バランスおよびエネルギー保存式から計算によって求めた。図から明らかなように、水・セテンエマルジョンの場合には、セテンのみの場合に比べて、空気過剰率の全域にわたって、CO、NO、OH、Hが低い濃度を示し、逆に H₂O は高い値を示す。

図 13 は、水/セテンの割合に対する断熱火炎

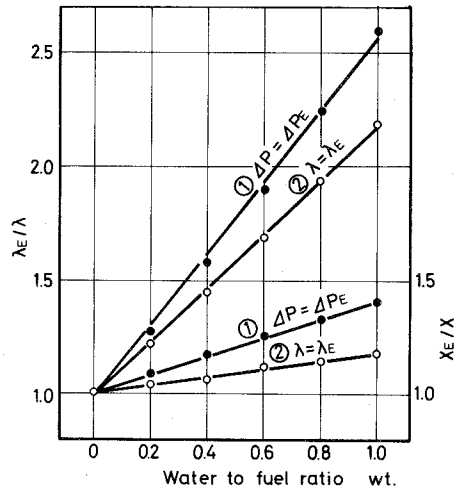


図 10 噴霧の到達距離と空気過剰率

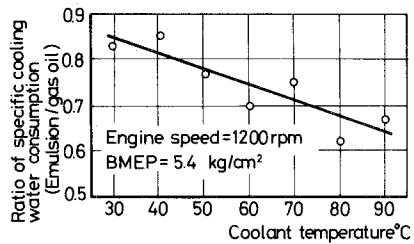


図 11 冷却水損失

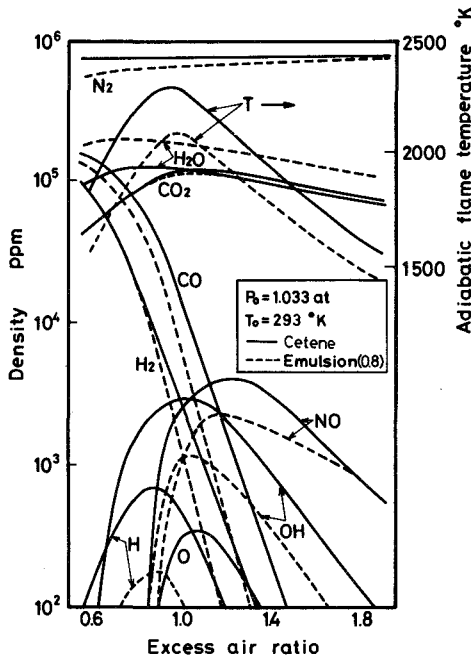


図 12 燃焼ガスの組成

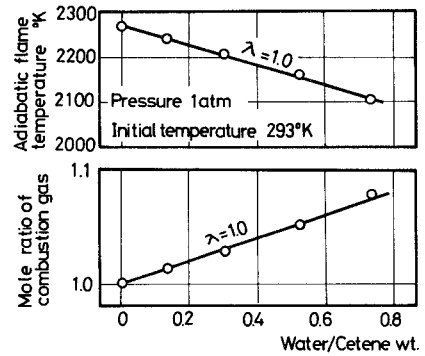


図 13 断熱火炎温度と燃焼ガスモル数

温度および燃焼ガスのモル数の比を示したものであり、 $\lambda=1.0$ において、水/セテン=0.52 (wt.) エマルジョンは、セテンに比べて約 100 °C の温度降下が得られるとともに、モル数の比率は約 1.05 となることがわかる。

エマルジョン燃料を使用した際に、以上のよ
うな燃費率低減の理由が考えられるのであるが、これらのうち、とくに(1)~(4)の効果によれば、燃焼室内における噴霧燃料と空気との混合が促進され、燃焼がすみやかに行われるため、燃焼期間が短縮し、等容度の増加が得られるものと考えられる。

しかし一方、C重油エマルジョンでは、図9によって明らかなように、燃焼期間の短縮および等容度の増大が得られていない。このことに関しては、つぎのように考えられる。

すなわち、C重油エマルジョンは、上記の中で(2)~(7)については軽油およびA重油エマルジョンと同様な効果が考えられるのであるが、供試機関のような小さい燃焼室をもつエンジンにおいては、とくに有効である(1)の水爆発が十分に行われていないことに起因すると思われる。そこで燃料の性状によって水爆発効果が異なるかどうかについて調べるために、大気圧のもとで、加熱平板における単一燃料液滴の蒸発時間、および開放容器を用いて噴霧の燃焼時間の測定をそれぞれ行ってみた。

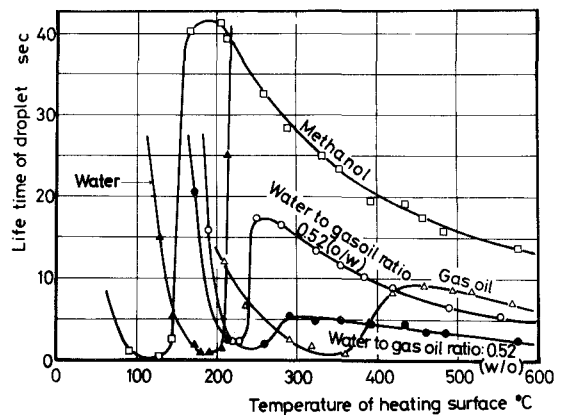


図 14 液滴の蒸発時間

3. 5 加熱平板における単一液滴の蒸発時間の測定について

測定に用いた加熱平板は、170φmm、厚さ15mmの円形ステンレス鋼であり、中心部に直径30mm、深さ2mmの凹部をつけて燃料液滴の飛び出しを防いでいる。液滴は、2ccのピペットを用いて、加熱板の直上約20mmの位置より26~29mgの量を滴下させて、ストップウォッチにより、10回の平均値として蒸発時間を求めた。

図14は、水、メタノール、軽油、O/W形およびW/O形の軽油エマルジョンの蒸発時間をそれぞれ示したものである。図においてW/O形エマルジョンはO/W形エマルジョンに比較して、加熱面温度230°C以上の遷移領域、および球状蒸発領域における蒸発時間が短縮していることが認められる。

図15は、軽油とW/O形軽油エマルジョン、およびC重油とW/O形C重油エマルジョンの蒸発時間

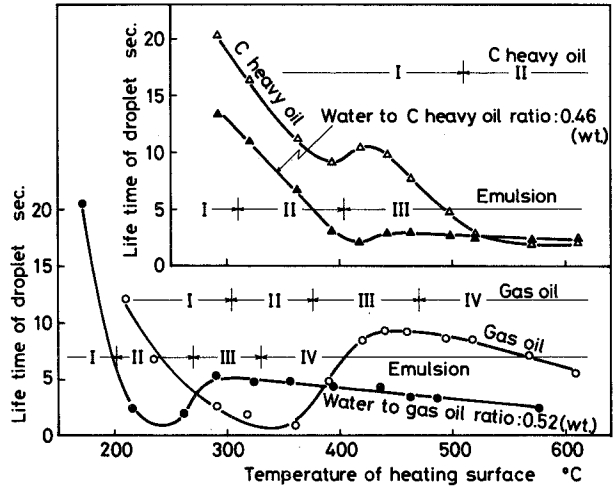


図15 軽油およびC重油エマルジョン液滴の蒸発時間の比較

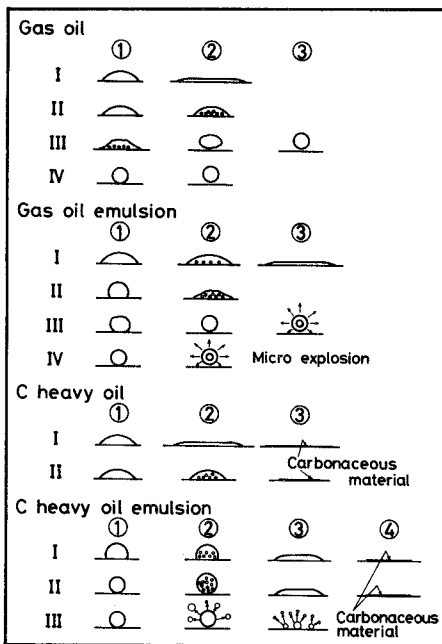


図16 液滴の蒸発形態

を、それぞれ比較して示したものである。また、肉眼ならびに8mmカメラによって観察したそれぞれの蒸発形態を、図16に示す。以下区間毎に蒸発形態の説明を加える。すなわち、

C重油区間I：滴下時は、図16における①のように、すぐ凸レンズ状に広がり、②のように膜状となる。この状態でしばらく蒸発を続け、蒸発終了時には、③のように炭素状固形物質が残る。

C重油区間II：①の状態では滴下した燃料は、周囲に広がらず、②のように内部に気泡を発生しながら急速に蒸発して、③のように炭素状固形物質が残留する。

水・C重油エマルジョン区間I：滴下時は、①のようにほぼ半球形であり、その後内部に気

泡を発生しながら蒸発し（このとき「ジュュー」という音を発するので水分の蒸発と思われる）、その後③のような膜状に移行し、蒸発終了時には④のように炭素状固形物質が残る。

水・C重油エマルジョン区間II：滴下時は、①のように球形であり、その後内部に気泡を発生しながら、②のように球が膨張する。この膨張・収縮を何度かくり返して燃料内の水分が蒸発し終わったところで、③のように液膜状になり、最後に④の状態となる。

水・C重油エマルジョン区間III：滴下時は球形で、すぐに②のようにさまざまな大きさに分裂する。このとき「バチバチ」という分裂音を出す。この分裂した滴は壁面に残っているものもあり、とびだすものもある。蒸発終了時には炭素状固形物質も飛散してほとんど残留しない。以上のように、この区間では燃料内の水分による水爆発が生じているのが認められたが、軽油エマルジョンの場合とは大きな差異が存在した。すなわち、

水・軽油エマルジョン区間IV：滴下時は水・C重油エマルジョンと同様に球形であり、しばらくその状態を保ったのち、②のように目視では観察できないような、一瞬にして微細な滴に分裂して蒸発が終了する。このとき「バチバチ」ではなく「バーン」という爆発音を発するのが特徴であり、水爆発効果が顕著に発生しているものと思われる。

3. 6 開放容器における噴霧の燃焼時間について

図 17 は、図 2 に示した円形の開放容器を用いて、フォトランジスタおよび高速度カメラによって、噴霧の燃焼時間を測定し、軽油およびC重油のみの場合に対する、それぞれのエマルジョンの燃焼時間の割合を求めて、比較を行ったものである。図から明らかなように、水・軽油エマルジョンでは、水/軽油の比率を増すにつれて、燃焼時間が短縮しており、これはまた実機において得られた傾向との間に良好な一致を示している。これに対して水・C重油エマルジョンの燃焼時間は、水の含有比率が少ない場合（0.12）には短縮しているが、水の割合が多くなると（0.46）逆に増加を示している。なお、高速度カメラによって、軽油とエマルジョン燃料との燃焼状態を比較した写真の一例を図 18 に示すが、エマルジョン燃料の場合には、燃焼初期から中期にかけて火炎の広がりが大きく、弾けるような火炎の状態を示し、燃焼がすみやかに終了していることがわかる。

4 結 論

本報告において得られた結果は、おおむね、つぎのとおりである。

(1) 軽油およびA重油のエマルジョン燃料では、NO_x、CO、および吐煙濃度の低減と同時に燃料消費率の改善が得られるのに対して、C重油エマルジョンで

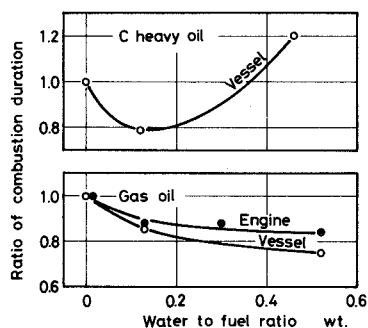


図 17 燃焼時間比

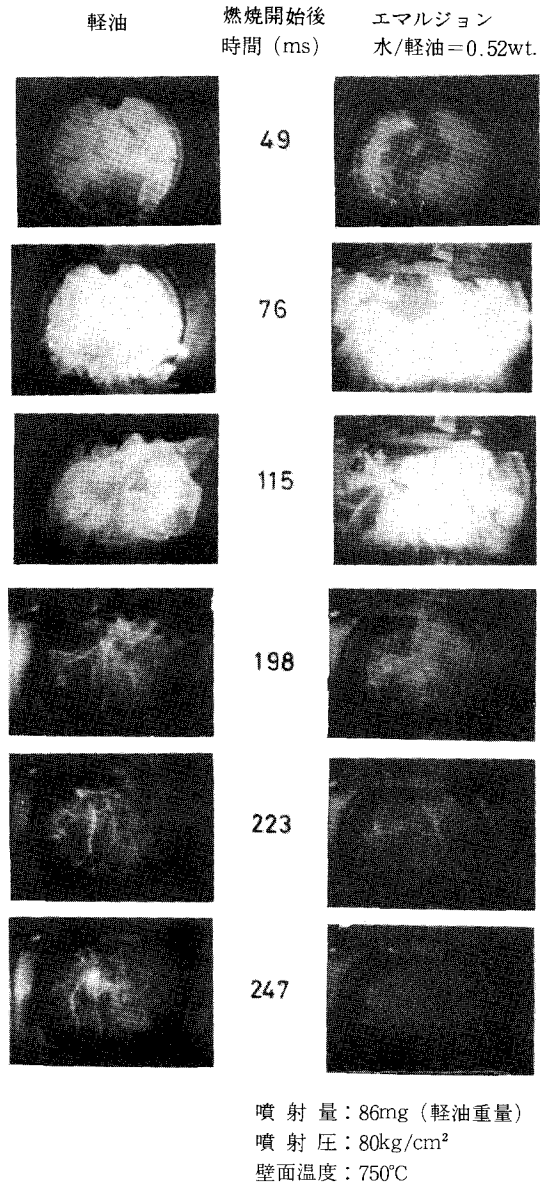


図 18 開放容器における軽油およびエマルジョンの燃焼

は、NO_x, CO, 吐煙濃度の低減は得られるが、燃料消費率に関しては、水の含有割合が少なく（水/C重油=0.1~0.3）、早い噴射時期において、やや改善されるに過ぎない。

(2) C重油エマルジョンは、とくに水の含有比率が大きい場合には、軽油およびA重油のエマルジョンに比べて、水爆発効果が小さく、燃焼期間の短縮が十分に得られない。

(3) 水・燃料エマルジョンにおいて、水に対して10~25%程度のメタノールを添加することは、機関性能ならびにエマルジョンの安定性を損なうことなしに、流動性および粘度の改善が得られるので、エマルジョン燃料の改質法として有効な一手段である。

なお今後、圧力の影響を検討に加えるため、高压容器における蒸発時間および噴霧の燃焼時間を調べる予定である。おわりに、本実験を行うに当たって協力を頂いた当時本学の学生であった吉村勝美、池端明、徳田達世、中山淳一、および藤村保之の諸氏に対して、感謝の意を表わす次第である。

(昭和55年5月24日受理)

引 用 文 献

- (1) 村山正, 塚原実ほか, 自動車技術会前刷集, 771 (1977-5), 同論文集No. 16 (1978-11), およびSAE Transactions 780224
- (2) T. Murayama, M. Tsukahara et al. Proc. of 2nd Sympo. of Emulsified Fuels in Combustion, TSC. Cambridge, Mass. Sept., 1978.
- (3) 村山正, 塚原実, 宮本登, 吉本康文, 機講論 No. 782-2, (1978-10)
- (4) 塚原実, 吉本康文, 機構論, No. 792-2, (1979-10)
- (5) 三橋一哉ほか, 三菱重工技報, Vol. 15, No. 2, (1978-3)
- (6) 吉本康文, 室蘭工業大学修士論文 (1980-3)
- (7) C. K. Law, Water-in-Fuel Emulsion Conference, U. S. Dept. of Trans., April, 1977
- (8) 和栗雄太郎ほか, 日機論文集, Vol. 25, No. 156, (昭34-8)

教官学術研究発表集録

(昭和54. 4. 1 ~ 55. 3. 31)

情報処理センター

山田 純一 石田 清彦 馬場 正一 北村 正一	セル構造パラレルプロセッサの設計	昭和54年電気四学会 北海道支部大会, N o. 174	54. 8
山田 純一 石田 清彦 馬場 正一 北村 正一	並列パターン処理の一方式	電子通信学会研究 会, PRL 79-92	55. 2
馬場 清彦 山田 攻一 石田 純一 北村 正一	並列パターン処理用のソフトウェアについて	電子通信学会研究 会, PRL 79-105 IE 79-107	55. 3

数物系

H. Katsurada	Generalized Hasse-Witt invariants and unramified Galois extensions of an algebraic function field	Journal of the Mathematical Society of Japan	(1979) vol 31, No. 1
H. Katsurada	On Unramified $SL(F_*)$ Extensions of an Algebraic Function Field	Proceedings of the Japan Academy	vol LVI, Ser. A, No. 1 (1980)
桂田 英典	代数函数体の $SL(F_*)$ 不分岐拡大について	代数分科会シンポジウム	1979. 8.
桂田 英典	代歩函歩体の $SL(F_*)$ 不分岐拡大について	日本数学会秋季総合分科会	1979. 10.
岩田 一男	全順序線形空間構造と分離定理及び関連定理について	日本数学会1979年度 秋季総合分科会函数 解析学分科会講演 (講演アブストラク トNo. 2)	1979. 10. 3

ただし、この内容は先の Totally ordered linear space structures and separation theorem. Hokkaido Math. J. Vol. I, No. 2 ('72), 211-217. 及び Totally ordered linear space structures and separation theorem in real linear topological spaces. Mem. Muroran Inst. Tech. Vol. 8, No. 1 ('73), 43-48. に準拠している。

金属工学科

H. Kuwano and K. Ono	MOSSBAUER EFFECT STUDY OF Cr _{1-x} Fe ALLOYS	JOURNAL DE PHYSIQUE	1979. 3
桑野 寿 師岡 保 弘	Fe-Cr 合金の2相分離過程のメスバウアー効果	日本金属学会春期大 会	1979. 4. 5
桑野 寿 師岡 保 弘	Fe-Cr 合金の格子常数, アイソマーシフトと磁 性	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	1979. 5. 31
桑野 寿 師岡 保 弘	Fe-Cr 合金の2相分離とメスバウアー効果	日本金属学会秋期大 会	1979. 10. 18
桑野 寿 師岡 保 弘	メスバウアー効果による Fe-Cr 合金の状態図 研究	日本金属学会・ 日本鉄鋼協会両北海 道支部合同秋期講演 大会	1979. 11. 9
桑野 寿 師岡 保 弘	Fe-55Cr 合金における2相分離の初期過程と クラスタリング	日本金属学会誌	1980. 2
山本 範 博 曾我野 雄 桑野 寿 師岡 保 弘	極軟鋼の焼入れ時効に及ぼす Ni の作用	日本金属学会 日本鉄鋼協会 同北海道支部合同春 期講演大会	1979. 5. 31
田中 雄 一 菊井 千 也	フェライト・マルテンサイト微細混合組織球状 黒鉛鑄鉄の被削性	日本鑄物協会講演大 会	(1979) 5
田中 雄 一	球状黒鉛鑄鉄の組織微細化と熱処理	第7回日本鑄物協会 シンポジウム	(1979) 10
井川 克 也 田中 雄 一	球状黒鉛鑄鉄の熱間加工	塑性と加工	21 (1980) P 183
片山 博 則 徳田 昌 則	クロマイト (Fe Cr ₂ O ₄) の炭素還元速度	日本金属学会春期大 会	54. 4. 6
片山 博 則 徳田 昌 則	炭材内装クロム鉱石ペレットの還元	日本鉄鋼協会秋期大 会	54. 10. 18
片山 博	クロム鉱石の固相域における炭素還元	日本学術振興会 将来加工技術第136 委員会 第3回クロム資源有 効利用小委員会	54. 7. 16
H. G. Katayama M. Tokuda	The Reduction Behavior of Synthetic Chromites by Carbon	Trans. ISIJ, 20 (1980) .p. 154	March 1980
桃野 正 井川 克 也	Al-4.5%Cu 合金鑄塊の組織と加工性の関係	軽金属学会春期講演 大会	1979. 5
桃野 正 菅谷 雅 也 井川 克 也	結晶の溶断遊離と増殖におよぼす溶湯流動の役 割	日本金属学会 日本鉄鋼協会両北海 道支部講演会	1979. 5

桃井	野川	正也	過共晶 Al-si 合金の組織に及ぼす溶湯流動の影響	軽金属	29 (1979), 240.
桃井	野川	正也	アルミニウム合金鑄塊の組織と凝固パラメータの関係	軽金属	29(1979), 291.
桃井	野谷川	正一郎 慎一 克也	Al-Cu 系共晶凝固に及ぼす溶湯流動の影響	日本金属学会秋期大会	1979.10
桃井	野谷川	正雄 輝克 也	アルミニウム合金鑄塊のマイクロポロシティ形成に及ぼす溶湯流動の影響	軽金属学会秋期講演大会	1979.11
藤山井	原崎川	幹秀 男 克也	オーステナイト基地球状黒鉛鑄鉄の耐食性及び機械的性質 (第2報)	日本鑄物協会 北海道支部昭和54年 度大会	1979. 7. 6
三沢	俊平	俊平	MgCl ₂ 溶液中における304ステンレス鋼のS C Cき裂伝播と見掛けの活性化エネルギー, 応力状態および粒内/粒界割れモードの関係	日本鉄鋼協会・応力腐食割れ部会	1979. 4. 3
三橋菅	沢本原	俊周 英夫	水素貯蔵合金 LaNi ₅ Fe の水素吸収にともなう粉化過程の観察と Acoustic Emission	日本金属学会春期大会	1979. 4. 5
三菅春篠	沢本原	俊周 英夫 正秀	MgCl ₂ 溶液中における304鋼の応力腐食割れき裂伝播におよぼす温度, 板厚, 電位の影響	同上	1979. 4. 5
三橋菅	沢本原	俊周 英夫	水素貯蔵用合金 FeTi の水素化特性	日本鉄鋼協会・日本金属学会北海道支部大会	1979. 6. 1
三菅原	沢本原	俊周 英夫 正	インコネル600の85°C, 50% NaOH溶液中における腐食疲労き裂伝播におよぼす電位の影響	日本金属学会誌, 43巻 (1979), 958	1979.10
三橋北菅	沢本村原	俊周 正英 夫	水素貯蔵用合金 LaNi ₄ Fe の水素吸収割れ過程の直接観察と A E 放出, エキソ電子放射	日本鉄鋼協会・日本金属学会北海道支部大会	1979.11. 8
三福菅	沢本原	俊弘 英夫	304ステンレス鋼の応力腐食割れと再結晶熱処理により出現させた応力状態・塑性域	同上	1979.11. 8
三沢	俊平	俊平	石油に代わるエネルギーと材料	中部電力講演会	1979.11.14
三沢	俊平	俊平	オーステナイトステンレス鋼の応力腐食割れ伝播における二, 三の巨視的および微視的様相	第28回腐食防食シンポジウム-S C C 評価法としての破壊力学的アプローチの現状と問題点	1979.11.16
三沢	俊平	俊平	水素エネルギーの貯蔵と輸送	日本分析化学会北海道支部第15回氷雪セミナー	1980. 1.11
佐藤五十太	藤原太刀川	忠誠 夫 哲平	CrI ₃ -NaI-KI 混合溶融塩中における Cr 電極の挙動および CrI ₃ の分解電圧	電気化学	48巻3号 (昭和55年)

戸田茂雄 佐藤忠夫 太刀川哲平	アルカリ・ヨウ化物 2 元素状態図 (NaI-RbI, NaI-KI)	日本金属学会 昭和54年春期大会	54. 4. 5
太刀川哲平 戸田茂雄 佐藤忠夫	アルカリヨウ化物 2 元素状態図	電気化学協会 第46回大会	54. 5.24
佐藤忠夫 戸田茂雄 太刀川哲平	KCl-LiCl 系溶融塩における 6 B 族酸化物の溶解度	電気化学協会 第46回大会	54. 5.24
小笠原康 鈴木考範 佐藤忠夫 太刀川哲平	酸化還元樹脂による Cr(VI)→Cr(III)の還元について	昭和54年度 日本金属学会・日本 鉄鋼協会両北海道支 部合同秋季講演大会	54.11. 9
福井弘幸 佐藤忠夫 太刀川哲平	Mol ₂ -LiI 系溶融塩からの Mo の電析	第13回溶融塩化学討 論会	54.11.15

電 気 系 (電気工学科)

松田敏彦 松島由太郎 藤原一	チョッパ制御運転時における直流機の整流方程式の解析	昭和54年度電気四学 会北海道支部連合大 会講演論文集	54. 9.28
松田敏彦 広瀬好覚 鈴木好夫	ブラシ接触電圧特性と無火花帯との関係 (I)	昭和54年度電気四学 会北海道支部連合大 会講演論文集	54. 9.28
鈴木好夫 松田敏彦	直流機整流作用の一計算	昭和54年度電気四学 会北海道支部連合大 会講演論文集	54. 9.28
松田敏彦 松島由太郎 藤原一	直流機の補極ライナーによる磁束追従特性の解析法—ステップ応答—	昭和54年度電気四学 会北海道支部連合大 会講演論文集	54. 9.28
松田敏彦 鈴木好夫 広瀬好覚	ブラシ接触電圧特性と無火花帯との関係 (II)	日本学術振興会 第117委員会ブラシ 懇談会資料20-1	54.10.19
松田敏彦 松島由太郎 藤原正一	補極磁束遅れを考慮した脈動電流運転時の直流機の整流特性	電気学会 回転機研究会資料 RM80-4	55. 2.12
伊達隆三 込所三則	電圧円線図による誘導電動機の二次抵抗制御方式の特性表示法	昭和54年度電気四学 会北海道支部大会講 演論文集	54. 9.29
伊達隆三	電圧円線図による誘導電動機のクレーマ方式の特性表示法	同 上	同 上
水野修文 東川敏弘 木村修協 近藤大	可変周波運転同期電動機の負制動現象 I 近似固有値式と臨界周波数	電気四学会北海道支 部連合大会講演論 文集	54. 9

木村勝弘 近藤藤修 大窪協	可変周波運転同期電動機の負制動現象 II 近似動揺方程式と持続振動	電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	54. 9
藤田祐二 杉岡一郎 北村正一	キャラクタ・ディスプレイ用ソフトウェア・シ ステムについて	情報処理学会論文誌 第20巻第3号	54. 5
許士博章 菅野昌博 杉岡一郎 北村正一	ビデオプロジェクターに図形出力する多人数教 育システムについて	昭和54年度 電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	54. 9
寺地誠 菅野昌博 杉岡一郎 北村正一	光学文字読取装置を利用するキャラクタディス プレイ画面データの作成プログラムについて	同 上	同 上
上田勇治 高橋治実	電着 Fe-Ni 薄膜のインバー磁性	日本金属学会春期大 会 (84回)	1979. 4. 5
上田勇治 高橋治実	インバー Fe-Ni 薄膜の磁性	日本応用磁気学会 (第3回)	1979.10.24
上田勇治	Fe-Ni インバー薄膜の磁性	物性研 磁性薄膜研究会	1980. 3.17

化 学 系

K. Fujikaw H. Kita	Hydrogenation of Ethylene on Metal Electrodes Part 4. -Electroreduction of Ethylene at a Platinum Electrode	J. C. S.Faraday Trans. I,	1979.12
H. KITA T. NAKAMURA H. ITOH H. KANOH	Electroreduction of Dimethyl Maleate, Dimethyl Fumarate and α,β -Dimethyl Maleic Acid on a platinum Electrode in Sulfuric Acid Aqueous Solution	Electrochimica Acta	23, 405 (1978)
H. KANOH T. NISHIMURA A. AYAME	Supported silver Catalysts for the Oxidation of Ethylene : The Effects of Thermal Treatment of Alumina as Catalyst Support	J. Catal	57, 372 (1979)
加納久雄 藤本晋	銀触媒上の吸着酸素とエチレンとの反応	日化道支部1980年冬 季研究発表会	55. 2. 1
金埜高次 加納久雄	管理図法による化学工程管理 (第1報)	日本化学会北海道支 部夏季研究発表会	54. 8. 3
金埜高次 加納久雄	管理図法による化学工程管理 (第2報)	日本化学会北海道支 部夏季研究発表会	54. 8. 3
上道芳夫 加納久雄	ポリプロピレンのガス化分解—ガラスビーズ, 固体酸触媒上でのガス化分解	日本化学会道支部大 会	54. 8. 3
A. Ayame Y. Uemichi T. Yoshida H. Kanoh	Gasification of Polyethylene over Solid Catalysts(Part 3)	J. Jpn. Petrol. Inst. vol. 22, No.5 280 (1979)	54. 9

- Y. Uemichi
A. Ayame
T. Yoshida
H. Kanoh
Gasification of Polyethylene over Solid Catalysts (Part 4)
J. Jpn. Petro Inst. Vol. 23, No. 1 35 (1980) 55. 1
- 小松藤男
古館寛
無水マレイン酸グラフトポリプロピレンと高炉スラッグ主成分との複合材料の動的粘弾性
化学系七学協会連合東北地方大会(弘前) 54. 9.25
- M. Murozumi
Application of Mass Spectrometry to Environmental Samples. Distribution of Copper, Cadmium and Thallium in the Oceans
Japan-U.S.A Chemical Congress at Hawaii April 2 1979
- M. Murozumi
Isotope Dilution Mass Spectrometry of Ultra-Micro Amount of Metal Elements
Environmental Trace Analysis and Detection of Chemical Pollutants. The Ministry of Education, Japan pp.174~178. (1979)
- K. Yamasaki
M. Murozumi
S. Nakamura
M. Hinata
M. Yuasa
M. Watarai
Lead Isotope Ratios in Some Japanese and Chinese Archaeological Bronzes
Proc. 2nd International Symposium on the Conservation and Restoration of Cultural property. pp.221~234 (1979)
- 山崎一雄
室住正世
中村精次
日湯浅秋彦
渡会素彦
日本及び中国出土青銅器中の鉛の同位体比
考古学と自然科学第12巻55~66 (1979)
- 高橋洋志
本川向一
柳井弘
移動層における有効熱伝導度及び壁境膜伝熱係数
化学工学協会第44年会研究発表講演要旨集 p.71 1979. 4. 4
- H. TAKAHAS
HI
H. YANAI and
T. TANAKA
An Approximate theory for dynamic pressure of Solids on Mass-Flow bins
J. Chem. Eng. Japan vol.12, 369 1979
- H. TAKAHAS
HI
H. YANAI and
T. TANAKA
An approximate theory for Dynamic Pressure of solids on Funnel-Flow Bins
J. Chem. Engng. Japan vol. 12, 376 1979
- 向井田 健 一
多孔質物質の細孔構造計算法の比較, 粉体工学会誌 1979. 9
- 荒谷卓弥
向井田 健 一
多孔質物質のEPMA定量分析における細孔構造のX線強度への影響, 材料 1979. 9

勝又山向	弘耕健	治作一	多孔質触媒体内での流動と拡散の細孔屈曲因子	化学工学協会関東支部北海道大会(札幌北大)	1979. 7.25 ~26
向井田	健	一	シリカマグネシア触媒の沈着法と混練熟成法による触媒特性変化	日本化学会北海道支部1979年夏季研究発表会	1979. 8. 3
渡小	辺幡	治英	シックナー設計における安全率	化学工学協会北海道大会, C-16	54. 7
小渡遠	幡辺藤	英治直	流動化圧力損失に基づく粒径分布測定法	化学工学協会北海道大会, C-27	54. 7
小渡	幡辺	英治	Analysis of semi-continuous thickener using a batch settling curve	J. Chem. Eng. Japan 12 (1979), 307	54. 8
小渡	幡辺	英治	回分沈降曲線による連続シックナーの非正常操作の解析-臨界操作から未負荷操作への場合	化学工学論文集 6 (1980), 184	55. 3
小渡	幡辺	英治	回分沈降曲線による連続シックナーの非正常操作の解析-臨界操作から過負荷操作への場合	化学工学論文集 6 (1980), 191	55. 3
渡	辺	治	部分回収率曲線の数式化	粉体工学会誌 17 (1980), 140	55. 3
金徳藤原	木橋原	則和慶	アルカリ型酸素水素燃料電池(1)作製条件	化工第44年会	1979. 4. 2
金徳原城	木橋本	則和義	アルカリ型酸素水素燃料電池(2)V-I特性に及ぼす諸因子	化工第44年会	1979. 4. 2
熊原	谷	稔弘	液柱ジェットによる気体同伴について	化工第44年会	1979. 4. 2
島金原城佐	田木本藤	浩則義春	石炭流動乾留炉内の水性ガスについて	化工北海道大会	1979. 7.25
金島原城	木田本	則浩義	アルカリ型酸素-水素燃料電池のLaNi ₅ 水素極の膜構造について	化工北海道大会	1979. 7.25
金島原城	木田本	則浩義	アルカリ型酸素-水素燃料電池のLaNi ₅ 水素極の水素処理について	化工北海道大会	1979. 7.25
金原島城	木田本	則浩義	LaNi ₅ を水素極に用いたアルカリ型酸素水素燃料電池(1)アノード極の反応律速過程と活性化処理について	第20回電池討論会	1979.11. 7

原 金 島 城	木 田 本	則 浩 義	弘 明 次 光	LaNi ₅ を水素極に用いたアルカリ型酸素水素燃料電池(2)アノード極の分極特性に及ぼす触媒径と細孔径について	第20回電池討論会	1979.11. 7
金 原 島 城	木 田 本	則 浩 義	明 弘 次 光	アルカリ型酸素-水素燃料電池のLaNi ₅ 水素極の多孔性膜特性	化工論文集	第6巻2号 172(1980)
磯 富 佐 他	部 長 藤	俊 勇 千	郎 作 城 2	グラフ理論を応用した通気網解析 —グラフ理論を応用した坑道網の評価(第2報)—	日本鉱業会誌 95巻1096号	54. 6
佐 後 吉 松	藤 藤 田 本	千 龍 邦 裕	城 彦 久 之	砂岩の破壊強度に対する間隙水圧効果 —封圧下における岩石の性質に関する研究(第3報)—	開発技報22号	55. 3
後 藤 龍 彦 他	藤 龍 彦 他	藤 龍 彦 他	藤 龍 彦 他	3 孔内載荷試験器の応用について	日本鉱業会春季大会	54. 4
佐 後 吉 松	藤 藤 田 本	千 龍 邦 裕	城 彦 久 之	岩石の変形に伴う間隙水の変化量計測について	日本鉱業会北海道支部 秋季大会	54.11
前 香 稻 大	野 川 場 木	良 義 恒 裕	久 郎 一 司	ビットの静的貫入試験 —さく岩機における衝撃さく孔に関する研究(3)—	開発技報No.21	54. 4
前 香 大	野 川 木	良 義 裕	久 郎 司	さく岩機の衝撃破碎効果(1)	日本鉱業会北海道支部 春季講演会	54. 6.20
前 香 水	野 川 戸	良 義 唯	久 郎 則	さく岩機ビットの静的貫入試験(1)	同 上	同 上
前 香 大	野 川 木	良 義 裕	久 郎 司	さく岩機の衝撃さく孔(2)	日本鉱業会北海道支部 室蘭工大開発技術 研究会研究発表会	54. 9.27
前 香 水	野 川 戸	良 義 唯	久 郎 則	さく岩機の性能試験	同 上	同 上
磯 森 佐 後	部 藤 藤	俊 訓 一 隆	郎 保 彦 司	境界要素法による採炭問題の解析手法について	日本鉱業会春季大会 (東京)	54. 4. 3
磯 森 佐 後	部 藤 藤	俊 訓 一 隆	郎 保 彦 司	山鳴りに伴う放出エネルギーの評価方法について	同 上	54. 4. 4
磯 森 佐 後	部 藤 藤	俊 訓 一 隆	郎 保 彦 司	砂川炭鉱における山鳴りのエネルギー解放率とb値について	同 上	同 上

磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 訓 保 後 隆 彦 司	水力採炭に伴う山鳴り活動について —砂川炭鉱・美唄区域での観測事例—	同 上	同 上
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 訓 保 後 隆 彦 司	水力採炭に伴って発生する山鳴りの時系列について	同 上	同 上
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 訓 保 後 隆 彦 司	炭鉱における山鳴り活動の観測について —1972年度幌内炭鉱の事例解析—	同 上	同 上
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 訓 保 後 隆 彦 司	採炭におけるエネルギー解放率について —採掘形状、採掘順序とエネルギー解放率の関係—	日本鉱業会北海道支 部春季講演会	54. 6.20
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 訓 保 後 隆 彦 司	炭鉱における山鳴り活動の観測 —1972年度幌内炭鉱の事例解析（その3）—	同 上	同 上
磯森 部 俊 郎 佐藤 藤 訓 保 後 隆 彦 司	山はねの計測と問題点	日本鉱業会秋季大会 （京都）分科研究会 資料N-6	54.10.15
T. Isobe N. Mori K. Sato T. Goto	Development and Application of Computer System for Monitoring Seismicity Induced by Underground coal Mining	16th Application of Computers and Operations Research in the Mineral Industry, Ed. by J. O'Neil, pp.513-527	1979.10
T. Isobe N. Mori K. Sato T. Goto I. Kameda	Measurements of Rock Fracturing Noises Induced by Underground Coal Mining	Rock Mechanics in Japan vol. 3	1979.10
Y. Ishijima K. Sato S. Kinoshita	Application of the Displacement Discontinuity Method to Some crack Problems	Theoretical and Applied Mechanics, vol. 28, pp.167-186	1980. 2
佐藤 一 彦 吉田 正 夫 吉田 文 和	石炭エネルギー	「日本のエネルギー 問題」大月書店pp. 96-134	1980. 3

土木工学科

松岡 健 一 能町 純 雄	弾性定数の異なる二相同心円柱を伝わる曲げ波 動について	土木学会第34回年次 学術講演会講演概要 集第1部	54.10
------------------	--------------------------------	---------------------------------	-------

松能 岡 健 一 能 町 純 雄 松 坂 下 正 幸	弾性定数の異なる二相同心円柱の曲げ波動特性	第29回応用力学連合講演会講演論文抄録集	54.11
能 町 純 雄 松 坂 下 正 幸	弾性媒体中にある厚肉円筒を伝わる弾性波について	土木学会論文報告集 No.293	55. 1
松能 岡 健 一 能 町 純 雄	周期的外力をうける二相円柱の動的応答について	土木学会北海道支部論文報告集第36号	55. 2
尾志 崎 詠 雄 志 村 政 雄	コンクリートの直接引張試験法による鋼繊維の付着強度試験について	コンクリート工学年次講演会講演論文集	54. 5
S. Ozaki M. Shimura	Bond Test on steel Fibres by Means of A Uniaxial Tension Test for Concrete	Transactions of the J.C.I	54.12
杉 本 博 之	主桁の不等沈下量を拘束した合成格子桁橋の最小重量設計について	土木学会第34回年次学術講演会講演概要集	1979.10
杉 本 博 之 渡 辺 勲	白鳥大橋の景観論的一考察 —ゲルバートラス橋の色彩について—	第13回日本道路会議特定課題論文集	1979.10
杉 本 博 之	最適化手法による荷重分配横桁の設計について	土木学会北海道支部論文報告集	1980. 2
Norihito Tambo Hitoshi Hozumi	Physical Characteristics of flocs-II Strength of floc	Water Research vol.13, No.5	1979. 5
Norihito Tambo Hitoshi Hozumi	Physical Aspect of flocculation Process-II Contact flocculation	同 上	同 上
穂 積 準 宜 河 野 芳 宜	圧縮沈降領域における活性汚泥スラリーの沈降性状	下水道協会誌 vol 16, No 184	1979. 9
穂 積 準 宜 河 野 芳 宜	金属水酸化物の圧縮沈降に及ぼすスラリー生成条件の影響	土木学会北海道支部論文報告集36号	1980. 2
穂 積 準 昭 阿 部 昌 昭	下水汚泥の土壌環境に関する基礎的研究 (I)	同 上	同 上
穂 積 準 治 渡 部 公 治	水産加工廃水の生物処理に関する研究	同 上	同 上
阿 部 昌 昭 穂 積 準 昭	下水汚泥を土壌環境した場合について	第34回土木学会年次学術講演会概要集	1979.10
近 藤 俣 郎	感潮狭水路の水理	土木学会 1979年度 (第15回) 水工学に関する夏期研修会講義集	54. 7
近 藤 俣 郎	波浪エネルギーの利用	昭和54年度室蘭工業大学公開講座	54. 9. 3
近 藤 俣 郎 佐 藤 隆 一	多孔壁の損失係数と見掛けのオリフィス長さの推定	土木学会第26回海岸工学講演会論文集	54.11
近 藤 俣 郎	海洋エネルギーの利用について	北海道開発局第21回港湾工事研究会	55. 1.18
近 藤 俣 郎	マウンド上の消波構造物に関する長波理論	土木学会北海道支部論文報告集	55. 2

近藤 倣郎 谷野 賢二 高橋 幹夫	波力水車と構造物による波の変形	土木学会北海道支部 論文報告集	55. 2
近藤 倣郎	A S C E港湾・海岸構造物専門会議ほか	海と港No.3	55. 3
藤間 聡	重味付残差法による多孔質体内の塩水拡散解析	土木学会第34回年次 学術講演会概要集	54.10
Satoshi Tohma	The Application of Galerkin Finite Element Model to Salt water Dispersion in Porous Media	室蘭工業大学研究報 告第10巻第1号	55. 1
藤間 聡	ガラーキン有限要素法による多孔媒質内の塩水 拡散解析	第24回水理講演会論 文集	55. 2
藤間 聡	重味付残差法による臨海域帯水層内の塩水侵入 解析	日本地下水学会会誌 第22巻第1号	55. 3
谷間 賢二 近藤 倣郎	普通カメラによる離岸堤周辺の流れの観測	土木学会第34回年次 学術講演会講演概要 集第2部	54.10
H. Kondo K. Yano	Investigation on Shore Process in the Itanki Beach	Coastal Engineering in Japan v. XXII	Dec. 1979
谷野 賢二 近藤 倣郎	防波施設に組み込む固定式波力発電装置の研究 (2) -波力水車方式-	土木学会北海道支部 論文報告集第36号	55. 2
新田 登 笠原 篤 (道工大) 菅原 照雄 (北大)	アスファルト混合物の力学的性質に対する空隙 率の影響について(第2報) -圧縮クリープ特性と空隙率の関係-	土木学会第34回年次 学術講演会概要集	1979.10
新田 登	アスファルト混合物の締固め度と凍結融解抵抗	第13回日本道路会議 一般論文集	1979.10
笠原 篤 新田 照 菅原 照雄	アスファルト舗装におけるニーディング作用に関 する研究	第13回日本道路会議 一般論文集	1979.10
新田 登 笠原 照 菅原 照雄	締固めの程度がアスファルト混合物の力学的性 状に及ぼす影響	石油学会誌 vol. 23 No.2	1980. 3
斎藤 和夫 加来 照俊	統計的方法による道路の事故危険度評価方法に 関する研究	土木学会論文報告 集, 第284号	54. 4
斎藤 和夫	わが国における交通事故死亡危険度の推移に関 するマクロ的分析	交通工学, 14巻4号	54. 7
石井 憲一 斎藤 和夫	交通事故防止対策としての交通規制, 取り締り の計画手法について	土木学会第33回年次 学術講演会概要集	54.10
斎藤 和夫	交通事故率の推移モデルと対策効果のマクロ的 分析	第13回日本道路会議 一般論文集	54.10
斎藤 和夫	道路における事故多発区間検出方法とその実証 的解析に関する研究	北海道科学研究報告	54. 8
斎藤 和夫	過疎地域の設定とその地域構造に関する研究	第2回土木学会土木 計画学研究発表講演 集	55. 1

斎藤 和夫 石井 憲一	過疎型社会における交通機関の利用実態と生活意識に関する研究	土木学会北海道支部論文報告集第36号	55. 2
石井 憲一 斎藤 和夫	交通安全対策としての交通規制取り締り計画手法に関する基礎的研究	同上	55. 2
荒川 卓政 角田 憲	鉄筋コンクリート柱の溶接帯板による耐震補強の効果	日本コンクリート工学会・第1回年次講演会講演論文集	54. 5
荒川 卓寛 武田 憲	鉄筋コンクリート構造におけるせん断補強(柱とはりのせん断補強効果)	日本コンクリート工学会コンクリート工学 vol. 17, No.6	54. 6
荒川 卓政 角田 憲	動的水平荷重を受ける鉄筋コンクリート柱の履歴挙動	日本建築学会大会学術講演梗概集(関東)	54. 9
荒川 卓	鉄筋コンクリート柱の溶接帯板による耐震補強の効果と既存柱の補修法への応用	日本ビジネスレポート, 研究開発四季報 ⑤土木建築編	54. 9
T. Arakawa N. Tsunoda	Effect of Welded Band Plates for Strengthening Reinforced Concrete Columns in Earthquake Resistance	Transactions of the Japan Concrete Institute 1979	54.12
荒川 卓政 角田 憲 石河 誠司 江頭 恵芳 太田 一明	鉄筋コンクリート柱の変形性能に及ぼす荷重経歴の影響(その1 実験の概要)	日本建築学会北海道支部研究報告集 No.52	55. 3
荒川 卓政 角田 憲 藤野 呂剛 手代木 章文	鉄筋コンクリート柱の変形性能に及ぼす荷重経歴の影響(その2 変形性能の評価)	日本建築学会北海道支部研究報告集 No.52	55. 3

建築工学科

荒岡 幸明 仲野 昌也 城田 満攻 柴田 拓二	鉄筋コンクリート開断面耐震壁の弾塑性性状(その1 実験概要と破壊性状)	日本建築学会大会学術講演梗概集(関東)	54. 9
荒岡 幸明 仲野 昌也 城田 満攻 柴田 拓二	同上(その2 耐力と変形)	同上	同上
荒岡 幸明 仲野 昌也 城田 満攻 柴田 拓二	境界梁の拘束を受けるRC耐震壁の水平加力実験	同上	同上

大柴	野田	和拓	男二攻幸寛	先端補強P C 杭の打込試験	同 上	同 上
城	井野	康和	幸明夫			
荒大	井野	康和	幸明夫			
荒岡	井山	康昌	幸明夫	壁頂における拘束条件を変えた開断面耐震壁の弾塑性性状に関する実験	日本建築学会北海道支部研究報告集 No. 52	55. 3
内東	海林	茂克	美攻二			
細城	田	拓				
柴	同	上		純振りを受ける鉄筋コンクリート開断面耐震壁の破壊性状	同 上	同 上
岡荒	野井	昌康	明幸二	開断面立体耐震壁のモデル化について	同 上	同 上
柴	田	拓				
坪小	崎幡	裕和	幸守夫	無筋コンクリート柱の収縮実験及び有限要素法による解析-II	日本建築学会北海道支部研究報告集 No.51	1979. 8
大	築	和	夫			
小	幡	和	守夫	杭支持独立フーチングの応力について-IV (有限要素法による解析)	同 上	同 上
大小	川	和	守夫			
細	繁	和	紀博			
伊小	藤幡	茂和	徳守夫	円筒形シエルの圧縮座屈実験及び有限要素法による解析について	日本建築学会大会学術講演梗概集	1979. 9
大	築	和	夫			
小小	川	和	紀守夫	杭支持独立フーチングの鉛直荷重時応力について (Ⅲ・4本杭の場合の曲げ破壊実験)	同 上	同 上
大小	繁	和	夫			
細	和	和	守夫	同 上 (Ⅳ・4本杭の場合のせん断破壊実験)	同 上	同 上
大小	川	和	守夫	同 上 (Ⅴ・有限要素法による解析)	同 上	同 上
細	繁	和	紀博			
坪小	崎幡	裕和	幸守夫	無筋コンクリート部材の収縮実験及び有限要素法による解析について (Ⅰ)	同 上	同 上
大	築	和	夫			
阿小	部幡	宏和	侑守夫	同 上 (Ⅱ)	同 上	同 上
大坪	築	和	幸			
坪大	崎堀	裕和	幸夫	無筋コンクリート柱の収縮実験及び有限要素法による解析について-III	日本建築学会北海道支部研究報告集 No.52	1980. 3
三井	堀	和	卓明			
小	関	文	守			
幡	幡					

阿部 小幡 大坪 三	宏 和 裕	侑 守 夫 幸 卓	鉄筋コンクリートラーメンの温度応力計算用の有効温度について-III	同 上	同 上
細大 小川 葛小	矢 築 川 池 西 幡	博 夫 紀 朗 二 守	杭支持独立フーチングの応力について-V (4本杭支持独立フーチングの破壊実験-その3)	同 上	同 上
大小 小川 葛細 小	築 川 池 西 矢 幡	和 繁 栄 夫 紀 朗 二 博 守	杭支持独立フーチングの応力について-VI (4本杭支持独立フーチングの破壊実験-その4)	日本建築学会北海道 支部研究報告集No.5 2	1980. 3
小大 細日 小	川 築 矢 隅 幡	繁 和 紀 夫 博 均 守	杭支持独立フーチングの応力について-VII (4本杭支独フーチングの破壊実験-その5)	同 上	同 上
小大	幡 築 和	守 夫	鉛直荷重を受ける杭支持独立フーチングの終局耐力に関する研究-I (4本杭支持独立フーチングの実験結果について)	日本建築学会論文報 告集 第289号	1980. 3
泉佐	藤 清 哲	人 身 他	騒音の心理的屬性に関する因子分析(2) -騒音の不快感の評価に関する研究 (20) -	日本建築学会北海道 支部研究報告集 No. 52	55. 3.22
佐泉	藤 哲 清	身 人 他	衝撃性騒音のやかましさをの閾値に関する実験 -騒音の不快感の評価に関する研究 (21) -	同 上	同 上
佐泉	藤 哲 身	身	衝撃性騒音のやかましさに関するパイロット・スタディ	室工大研究報告(理 工編) 10巻1号	55. 1
Kiyoto Izumi			Some Aspects on the Environmental Noise Pollution in East and West	International Alumni Conoention of EWC (Seoul)	54. 8. 4
泉佐	藤 清 哲	人 身	騒音の心理的屬性に関する因子分析 (1)	日本建築学会大会学 術講演梗概集	54. 9.19
佐泉	藤 哲 清	身 人	繰返し衝撃音のやかましさに関する実験 (2)	同 上	同 上
泉佐	藤 清 哲	人 身	騒音の因子分析に関する一考察	日本音響学会騒音研 究会	55. 1.25
窪丸 宇都	田 藤 宮	英 恵 樹 睦 介	「気流感」に関する研究(その8)	日本建築学会 昭54年度秋季大会	54. 9.19
窪丸 永	田 藤 山	英 樹 睦 実	同 上(その9)	同 上	同 上

後藤知以	コンクリート骨材の実積率の推算に関する実験的研究(第1報) -骨材の実積率に及ぼす粒度の影響-	日本建築学会論文報告集第280号	54. 6
後藤知以 田中哲也	骨材粒子表面のペースト被膜厚さによるコンクリートのスランプ計算式	日本建築学会大会学術講演梗概集(関東)	54. 9
後藤知以 金野時見	コンクリート骨材の実積率の推算に関する実験的研究(第2報) -細骨材と粗骨材の混合実積率の推算-	日本建築学会論文報告集第284号	54.10
田中哲也 後藤知以 久保田秀俊	最適細骨材率におけるコンクリートの調合解析その1. 単位水量を最小とする最適細骨材率の測定	日本建築学会北海道支部研究報告集No.52	55. 3
田中哲也 後藤知以 久保田秀俊	最適細骨材率におけるコンクリートの調合解析その2. 最適細骨材率とペースト被膜厚さの重回帰式	同上	同上
機 械 系			
台丸谷政志 松本正隣 内藤恒平	棒における弾性波の伝播	日本機械学会北海道支部第22回講演会講演論文集792-1	54.10.21
台丸谷政志 内藤正隣 内藤恒平	変断面棒における弾性波の伝播	日本機械学会北海道支部第21期総会講演会講演論文集802-1	55. 3.18
奥田教海	水平円管内における粒体の水力輸送に関するモデル実験 第4報	日本鉱業会昭和54年度春季大会研究・業績発表講演会講演要旨集	54. 4. 5
奥田教海	小型プロペラ型風車に関する実験的研究	風力エネルギー第3巻第1号	54. 5
山岸英明 奥田教海	円管内を水力輸送される粗い球群の浮遊について	日本機械学会論文集第45巻第393号	54. 5
奥田教海	小型風車に関する実験的研究第3報	日本機械学会第903回講演会講演論文集No.790-10	54. 7.28
奥田教海	風車の基礎理論について	風力エネルギー第3巻第2号	54.12
奥田教海	小型プロペラ型風車に関する実験的研究	流体工学第16巻第2号	55. 2
杉山弘	圧縮流れ(境界層, 衝撃波)	日本機械学会誌第82巻第729号836 機械工学年鑑特集号, 7. 流体工学, 分担執筆	54. 8

伊藤 亮 司 杉山 弘	擬似衝撃波の振動に関する実験	日本機械学会第903回講演会, 流体力学・流体機械講演論文集No.790-10	54. 7.29
西岡 純 二 杉山 弘 弘 奥田 教 海	気ほうを含む液体中の衝撃波に関する研究	日本機械学会北海道支部第21期総会講演会講演論文集No.802-1	55. 3.18
M. Kobiyama H. Taniguchi T. Saito	The Numerical Analysis of Heat Transfer Combined with Radiation and Convection (1st Report, The Effect of Two-dimensional Radiative Transfer between Isothermal Parallel Plates	Bulletin of the JSME, vol.22, No.167	1979. 5
水野 忠 治 媚吉 豊 清 榎田	圧縮式冷凍機によるガスタービンの吸気冷却 (第2報, サイクルの最適点および組合せによる効果の検討)	日本機械学会論文集B編, 45巻397号	54. 9
水野 忠 治 媚吉 豊 清 榎田	圧縮式冷凍機によるガスタービンの吸気冷却 (第3報, 部分負荷特性の検討)	日本機械学会論文集B編, 45巻397号	54. 9
媚山 政 良 水榎 清 則 阿部 好 則	熱交換器の流路閉塞に関する研究 (第1報, 圧力, 温度および変位の過渡特性)	日本機械学会講演論文集, No.792-2	1979.10
媚山 政 良 水野 充 男 六川 勝 充	過給ボイラの熱伝達に関する研究 (第3報, 部分予混合燃焼による熱伝達特性の変化について)	日本機械学会講演論文集No.792-2	1979.10
媚山 政 良 水野 治 良	過給ボイラでの燃焼と熱伝達	日本伝熱研究会北海道グループ研究会および伝熱研究vol.19, No.72	54.10
媚山 政 良	放射熱伝達の解析 (第2報, 低温および低温度差における放射対流共存熱伝達の解析)	室蘭工業大学研究報告, (理工編) 第10巻第1号	55. 1
媚山 政 良 水野 充 男 六川 勝 充	過給ボイラの熱伝達に関する研究 (第4報, 高圧下における部分予混合燃焼について)	日本機械学会講演論文集, No.802-1	1980. 3
水野 忠 治 谷口 博 博	圧縮式冷凍機によるガスタービンの吸気冷却 (冷媒の種類による性能の比較)	日本機械学会講演論文集, No.792-2	1979.10
岸浪 紘 機 藤倉 郁 夫 戸本 和 夫 村夫	垂直等温加熱壁とそれに続く非加熱壁上の自然対流-非加熱壁上の熱伝導場とその壁面上の輻射放熱を考慮した場合-	第16回日本伝熱シンポジウム講演論文集	54. 6. 1 (1979. 6. 1)
岸浪 紘 機 藤倉 郁 夫 戸本 和 夫 村夫	任意曲面上の自然対流の研究 -プロフィール法に依る解析結果と数値解析に依る検討-	日本機械学会北海道支部第22回講演会講演論文集No.792-2	54.10.21 (1979.10. 21)

岸 斉 戸	浪 藤 倉	紘 郁	機 図 夫	任意曲面上の自然対流熱伝達 (曲率一定内面壁に沿う場合)	日本機械学会論文集 第45巻399号	54.11 (1979.11)
岸 斉 戸 村 田 桜 中 平	浪 藤 倉 本 中 井 川 野	紘 郁 和 俊 雅 清	機 図 夫 夫 美 人 孝 純	先端部速度噴き出しの自然対流境界層に与える 影響—微粒子粉末の移動軌跡による速度場の写 真解析—	日本機械学会北海道 支部第21期総会講演 論文集No.802-1	55. 3.18 (1980. 3. 18)
田 平 桜 中 岸 斉	中 野 井 川 浪 藤	俊 雅 清 紘	美 純 人 孝 機 図	微粒子粉末の移動軌跡による自然対流速度場の 写真測定法について—等温垂直加熱壁に続く非 加熱壁と任意曲面上の場合への適用—	日本機械学会北海道 学生会第9回学生員 卒業研究発表講演論 文集	55. 3. 7
南 梅 村 岸	部 木 本 浪	博 哲 和 紘	晴 二 夫 機	空気層を利用した一断熱法の研究	日本機械学会北海道 学生会第9回学生員 卒業研究発表講演論 文集	55. 3. 7
貞 花	広 岡		勝 裕	自由表面をもつ定常排水渦の速度分布に関する 考察	日本機械学会第903 回講演会流体工学・ 流体機械講演論文集	54. 7
Yutaka Hanaoka				Comparison between the Performance of Vapor Compression and Absorption Refrigeration Machines by using Exergy Concepts	XVth International Congress of Refrigeration	1979. 9
及 菊 黒	川 地 河	正 千 久	弘 之 男	旋削用自動プログラミングシステムの試作 —加工物のチャッキングとセッティング方法の自 動決定—	昭和54年度精機学会 春季大会学術講演論 文集	54. 3.30
黒 菊 及 城	河 地 川 近	久 千 正 義	男 之 弘 行	旋削用自動プログラミングシステムの試作 —除去部分割による工具選定と除去手順の決 定—	同 上	同 上
及 東 黒 菊	川 野 河 地	正 郁 久 千	弘 夫 男 之	旋削用自動プログラミングシステムの試作 —荒削り工程における切削条件—	昭和54年度精機学会 北海道支部講演会学 術講演会前刷集	54.10. 6
横 安 菊	内 藤 地	弘 義 千	宇 彦 之	レジノイド砥石の熱劣化に関する研究(II)	同 上	同 上
田 菊 井	中 地 川	雄 千 克	一 之 也	フェライト・マルテンサイト微細混合組織球状 黒鉛鑄鉄の被削性	日本鑄物協会第95回 全国講演大会概要集	54. 5.30
及 黒 菊	川 河 地	正 久 千	弘 男 之	旋削用自動プログラミングシステムの試作 —加工技術上の諸決定—	日本機械学会北海道 支部第21期総会講演 会講演論文集No. 802-1	55. 3.18

木村春男 菊地千之介 田野孝義 沢田作和	Al-Cu 合金の変形時における可聴音の発生と A E の関係	日本鉄鋼協会 日本金属学会北海道 支部合同昭和54年度 秋季講演会	54.11.9
黒河久男 及川正弘 嘉数侑昇 (北野大) 冲野教郎 (北野大) 菊地千之	旋削用自動プログラミングシステムの試作 —工具選定と除去手順の決定—	昭和55年度精機学会 春季大会学術講演会 講演論文集第1分冊	55.3.28
東野郁夫 及川正弘 黒河久男 菊地千之	旋削用自動プログラミングシステムの試作 —干渉チェックに関する研究—	同上	
疋田弘光	伝達関数で記述された未知入力オブザーバ、モデル適合問題の一解法	計測自動制御学会第 8回制御理論シンポ ジウム	54.5.21
疋田弘光	入力の部分的利用によるオブザーバの安定化とその構成	計測自動制御学会第 18回学術講演会	54.8.30
疋田弘光	入力の一部利用による未知入力オブザーバの固定極の解消	計測自動制御学会北 海道支部学術講演会	55.1.31
山下光久 疋田弘光	入力にむだ時間をもつ系のオブザーバの構成と実験	同上	55.1.31
山下光久 疋田弘光	入力にむだ時間をもつ系の分離制御 —タンク水温系への応用—	日本機械学会北海道 支部第21期総会講演 会	55.3.18
Tomiji WaTabe	Emergency hydraulic brake stops cable winder without shock	Hydraulics & Pneumatics (U. S. A.) vol.32/No.10	October 1979
減速度制御を実用化した大形巻上機用油圧制動装置の報告 (Honorable Mention Prize 受賞論文)			
渡部富治	北海道における油圧機械の実態 アンケートを主体とした道内ユーザー、	油圧と空気圧 第10巻7号 本州メーカーに対する調査結果報告	54.11
村山正 塚原実 吉本康 文	ディーゼル機関に水・エマルジョン燃焼法を適用した場合の燃焼促進効果に及ぼす燃料性状の影響	内燃機関合同シンポ ジウム、内燃機関の 燃焼・排気および燃 料消費	54.8
T. Murayama M. Tsukahara N. Miyamoto Y. Morishima	Experimental Reduction of NO _x , Smoke, and BSFC in a Diesel Engine Using Uniquely Produced Water (0-80%) to Fuel Emulsion	SAE Transactions vol. 87	August 1979
塚原実 吉本康 文	ディーゼル機関におけるエマルジョン燃焼法におよぼす噴射特性の影響	日本機械学会北海道 支部第22回講演論 文集, No.792-2	1979.10
T. Murayama M. Tsukahara N. Miyamoto	Some Approaches to the Reduction of No _x of Diesel Engines	JSAE Review No. 2	1980

吉西	田辻	豊昭	レーザーによる炭じんの定量に関する基礎的研究 (第4報)	日本鉱業会春季全国 大会, 2208, p141	54. 4. 4
吉門 徳恒	田脇 田川	豊一 昭八 郎美	各種粉碎機における粉碎特性関数について —特に分布関数について—	日本鉱業会北海道支 部春季講演会A— 17, p16	54. 6.20
吉西 敦佐	田辻 沢藤	豊昭 晴城	レーザー光による浮遊粉じん濃度測定法に関する —考察	日本鉱業会B—12, p30	54. 6.20
吉西	田正 辻昭	豊昭 昭	レーザー伝搬損失を用いた炭じんおよび岩粉の定 量法について	電子通信学会, アン テナ・伝播研究会A .p79—28, p7	54. 6.22
吉門 敦佐	田脇 沢藤	豊一 昭晴 城	坑内における光波利用計測に関する基礎的研究 —レーザー距離特性及びスポット径効果—	室蘭工大開発技術研 究会, p4	54. 9.27

CONTENTS

Science and Engineering
Vol. 10, No. 2 **Nov., 1980** **Whole No. 30**

On a characterization of some function space as Banach lattices under the topological equivalence	Koji Honda	2 (1) 165
The correlation of the birefringence and strain for the elongated polyviniliden fluoride with elongation	Atsushi Yamanaka	2 (9) 173
Analysis of Thyristor Circuit using "The Method of Equivalent Source" (Single Phase Induction Motor Controlled by Double Converters Connection SCR)	Osamu Kondo, Yuzo Itoh and Hajime Fujiwara	2 (15) 179
Optical Study on Inpulse Breakdown across the Water Surface	Yoshitaka Nakao, Masami Sukehara, Masataka Matsuo and Taikichi Hattori	2 (33) 197
Analysis of Negative Damping Phenomenon of Synchronous Motor Driven by Variable Frequency Source (Approximate Eigenvalue and Critical Frequency)	Osamu Kondo, Katsuhiro Kimura, Shuji Mizuno and Kyo Okubo	2 (45) 209
SOLID-LIQUID EXTRACTION IN PACKED BED ...MAKOTO AKIYOSHI, MASAMI SHIRATO and JIHACHIRO SUGITA		2 (61) 225
LIQUID PHASE MASS TRANSFER IN PACKED BED OF ANNULUS ...MAKOTO AKIYOSHI, YUKIHIRO OMOTO and JIHACHIRO SUGITA		2 (71) 235
A Study on the Performance Test of Air-Rock Drill	Tadanori Mito, Nobuhiro Tsujiya, Yoshio Kagawa and Kazuhiko Sato	2 (79) 243
Heavy Rainfall Runoff Process in the Ihuri-Horobetsu River Basin	Satoshi Tohma, Mitsuhiro Nakata	2 (93) 257
Analysis of Radiative Heat Transfer (3rd Report, Combined heat transfer with radiation and convection between parallel plates with consideration of two-dimensional radiative transfer)	Masayoshi Kobiyama	2 (105) 269
Analysis of Radiative Heat Transfer (4th Report, A measuring method of the radiative absorption coefficient of the axisymmetric radiative medium)	Masayoshi Kobiyama	2 (119) 285

DEVELOPMENTS OF OPERATIONS DESIGN SYSTEM FOR TURNINGKazuyuki Kikuchi, Hisao Kurokawa and Masahiro Oikawa	2 (129) 293
A Study of Tools with Restricted Tool-chip Contact Length —— Variation of Cutting Temperature with Restricted Tool Chip Contact Length ——Kazuyuki Kikuchi	2 (147) 311
Study on Steady Draining Vortex with Free Surface (II) —— On Flow Patterns ——Masaru Sadahiro and Yutaka Hanaoka	2 (155) 319
Decoupling of a Linear System with Dead TimeMitsuhisa Yamashita and Hiromitsu Hikita	2 (169) 333
A Cost Study on Energy Accumulation with FlywheelTomiji Watabe	2 (181) 345
Influence of Fuel Properties on the Combustion in Diesel Engine Driven by the Emulsified Fuel Minoru Tsukahara, Yasufumi Yoshimoto, Tomokichi Hayakawa and Tadashi Murayama	2 (191) 355
Other Achievements in studies for 1979 by professors in this Institute	2 (205) 369

昭和55年11月21日 印 刷 (非売品)
昭和55年11月27日 発 行

編 集 兼 室 蘭 工 業 大 学
発 行 者

印 刷 所 協業 高速印刷センター
組 合

営業所／札幌市中央区北4条西3丁目
北洋相銀ビル6F

TEL 271-5101 (代)

工 場／札幌市西区手稲稲穂472

TEL 682-1325

