



## 室蘭工業大学研究報告. 理工編 第35号 全1冊

メタデータ	言語: eng 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-03-04 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	<a href="http://hdl.handle.net/10258/2775">http://hdl.handle.net/10258/2775</a>

(ISSN 0580-2415)  
(CODEN : MKDKBC)

室蘭工業大学  
研 究 報 告

理 工 編

第 三 十 五 号

昭和六十年十一月

---

MEMOIRS

OF

THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Science and Engineering

---

---

NO. 35  
Nov., 1985

---

---

MURORAN HOKKAIDO

JAPAN

Editing Committee

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

---

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

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

室蘭工業大学研究報告 第 35 号

理 工 編

目 次

Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variations in Skid Resistance ( II ) — Generalized Model — .....	Kazuo Saito John J. Henry Robert R. Blackburn	1
鉛直荷重を受ける 4 本くい支持独立フーチングのせん断耐力に関する実験的研究 .....	大 築 和 夫 土 屋 勉	25
自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動 .....	台丸谷 政 志 内 藤 正 鄰 浜 田 恒 平 奈 良 泰 夫	43
小形風車に関する実験的研究 第 4 報 — 自然風における小形水平軸風車の出力評価について .....	奥 田 教 海 山 岸 英 明	55
衝撃による円柱ラムの放射音特性 .....	西 田 公 至 吉 井 俊 明	63
3 次元音響インテンシティの自動計測用プローブ .....	西 田 公 至 岩 倉 正 雄	71
Non-Diaphragm Shock Tube and Shock Wave in Low Temperature Gas. (First Report) .....	Kazuo Maeno	81
Grain Growth of Aluminium Sheets during Strain-Annealing Process in Temperature-Gradient Furnace .....	田 頭 孝 介 増 田 正 親 菊 地 千 之	95
火災の燃焼・熱伝達特性およびその構造の解明に関する研究 (第 3 報 相似噴流火炎に及ぼす燃焼室内の圧力の影響について) .....	媚 山 政 良	107
放射熱伝達の解析 (第 6 報 平行平板間, 放射-対流共存熱伝達に おける加熱壁と冷却壁の差異について) .....	媚 山 政 良	115
On Areal Spaces Based on the Fundamental Function $F = \alpha^2 / \beta$ ( II ) .....	五十嵐 敬 典	121

整流火花アーク断続時間測定装置とその火花号数検討への応用.....	鈴木好夫 沢井孝哉 松田敏彦	125
Microcomputer Based Control System for Left Ventricular Assist Pump		
.....	Yukinori Suzuki, Takashi Komoro, Hikaru Takenaka, Hiroshi Tazawa, Yoshinori Mitamura, Eiji Okamoto, Toshiyuki Shimooka, Jun Sasahara, Tomohisa Mikami	135
グロー放電陽光柱内の中性気体温度の測定法に関する考察.....	松浦勇二 坂口威	149
学術研究発表集録 (昭59. 4. 1 ~60. 3. 31) .....		159

# Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variations in Skid Resistance (II) — Generalized Model —

Kazuo SAITO\*, John J. HENRY\*\* and Robert R. BLACKBURN\*\*\*

## Abstract

This paper describes some of the findings of a research program to develop and validate a model for predicting minimum pavement skid resistance values from measurements taken at any time during the testing season. The model was developed by obtaining frequent skid resistance measurements during a season in several geographical areas in the United States, namely Pennsylvania (1976–1980), North Carolina and Tennessee (1979–1980), Massachusetts (1978–1980), and Florida (1979–1980).

This model may be utilized to estimate the skid resistance at any time in the season from a measurement made during the same season, or to adjust skid resistance measurement made at any time during the season to the end-of-season level. To apply the model, the user should select the set of predictor coefficient values that pertains to the pavement type and geographical area of interest. The other information required is the average daily traffic (ADT), texture measurements (MTD and BPM) for each site, rainfall history, ambient temperature history in the vicinity of the site, and the date.

The model developed here was applied for predicting the level of skid resistance at the end of the year ( $SN_{64F}$ ) and for predicting the skid resistance at any day from a measurement taken on a different day. Based on these results, it is concluded that the generalized model is an effective analytical tool for estimating seasonally adjusted values of skid resistance.

## 1. INTRODUCTION

It has been recognized that an important aspect of safe travel is the availability of adequate friction between vehicle tires and wet pavement surfaces. Over the years, this friction factor, commonly known as pavement skid resistance, has been measured in the field by various methods. The most widely used method in the United States is the measurement of the wet sliding friction between a full-scale test tire and the pavement, according to the ASTM E 274 Method of Test<sup>1)</sup>. This method has been widely accepted because it is relatively straightforward and has an obvious connection with the problem it was designed to solve, namely, the skidding of vehicles on slippery roads.

- 
- \* Dr. Eng., Associate Professor of Civil Engineering, Muroran Institute of Technology, Muroran, Hokkaido, JAPAN
  - \*\* Sc. D., Professor of Mechanical Engineering and Director of the Pennsylvania Transportation Institute, the Pennsylvania State University, University Park, Pa. U.S.A.
  - \*\*\* M. S., Head of Engineering and Statistical Sciences Section, Midwest Research Institute, Kansas City, Mo. U.S.A.

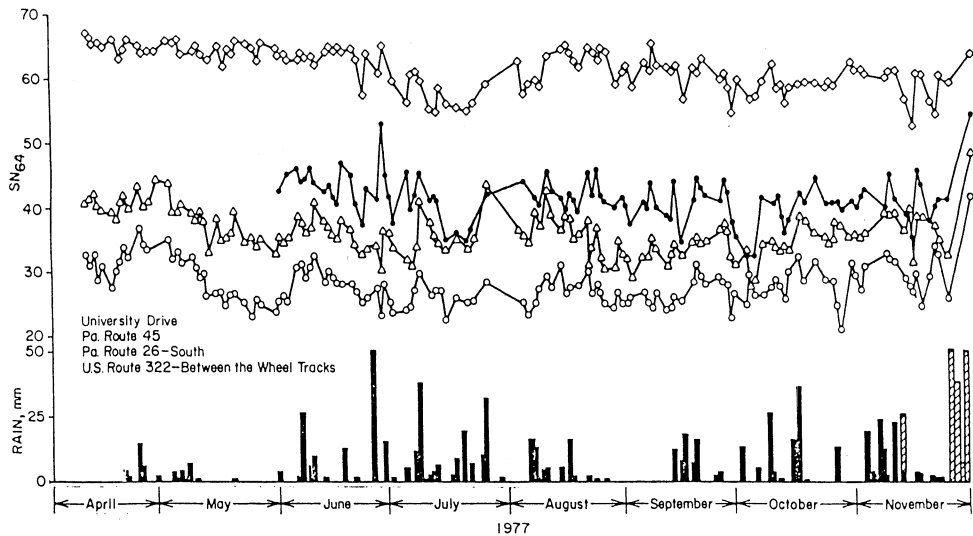


Figure 1. Skid Number (SN64) and Rainfall Data for the 1977 Test Season<sup>6)</sup>

In several skid-resistance surveys, repeated measurements on the same pavements have revealed significant variations over both long and short periods of time. Efforts to determine the trends of these variations have pointed to a seasonal cycle where the skid resistance value (skid number) generally decreases in the summer through fall and is rejuvenated in the winter months. Furthermore, skid numbers have been found to vary from week to week and even from day to day, particularly where weather conditions may vary significantly (see Figure 1).<sup>2)-6)</sup>

These variations in skid resistance make it impossible to determine the friction performance of a pavement from a single measurement. Not only it is difficult to specify minimum skid resistance value, much less enforce their maintenance, but it is also difficult to compare the skid resistance histories of different types of pavement.

Transportation departments require the identification of friction levels on their road systems in order to take corrective measures where needed and to evaluate surfacing materials and practices. The minimum friction level for a given pavement is normally the critical level to be determined, but it is not possible to survey all or most pavements during the short period of time when the friction level is expected to be at a minimum. Thus, analytical procedures are needed which provide a correction to the measured skid resistance for seasonal and short-term variations in test conditions.

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

Two models for predicting seasonal variations in skid resistance have been developed in this research program. One is a mechanistic model based on hypothesized mechanisms of wear and polishing of the pavement texture. Development and application of this model was already reported.<sup>7)-8)</sup> The other is a generalized model based on a purely statistical approach. This model was developed by obtaining frequent skid-resistance measurements during a season in several geographical areas. This model may be utilized to estimate the skid resistance at any time in the season from a measurement made during the same season, or to adjust skid-resistance measurement made at any time during the season to the end-of-season level. For the purpose of these estimates it is necessary only to know the length of time since the last rainfall, the 30-day temperature history from a nearby weather recording station, the average daily traffic, and a skid-resistance measurement and the date on which it was made. In this paper, the modeling approach used in the development of a generalized model and some applications of the model are described.

## 2. DATA BASE

The four geographical data sets were used in the development of the generalized predictor model and the associated predictor equations. These data pertain to sites in Pennsylvania, North Carolina and Tennessee, Massachusetts, and Florida. The data bases consisted of skid-resistance measurements taken at various speed, pavement-related data, weather-related data recorded at weather stations located near the test sites and the average daily traffic (ADT) count for each site.

### (1) Pennsylvania Data

The Pennsylvania data base used for the modeling consisted of daily and monthly nonwinter data associated with six highway sites for each of five years (1976—1980) and data from 16 additional sites for each of two years (1979—1980).

The daily data consisted of information collected during skid-resistance testing of the site surfaces and weather-related information assembled from weather records. The data derived from the daily skid-resistance testing included: date, various skid-test data such as  $SN_{64}$ ,  $SN_{48}$ ,  $SN_{32}$ ,  $SN_{16}$  which are the skid numbers measured at 64, 48, 32 and 16km/h respectively; and also air, tire,



and pavement temperatures recorded at the time of the skid test.

Texture measurements were made monthly at each site and included British Pendulum Number (BPN) and mean texture depth (MTD) as determined by the sand-patch technique.

General characteristics for each site were also available: type of pavement surface; pavement mix design; type and source of pavement aggregate; petrographic description; and ADT count for the facility.

#### (2) North Carolina and Tennessee Data

The North Carolina and Tennessee data base consisted of daily and occasional monthly data associated with 11 sites. The data span a 16-month period from July 1979 through October 1980. Skid-resistance measurements were conducted mainly at 64km/h. The weather data covered a two-year period (1979–1980) and included the same information as was recorded for the Pennsylvania sites.

Mean texture depth, BPN, and outflow meter measurements were made seven times at each site during the 16-month period. The texture depth measurements were made using the sand-patch technique.

#### (3) Massachusetts Data

The Massachusetts data base consisted of intermittently collected skid-resistance data from 3 highway sites and weather-related information assembled from weather records. These data covered a three-year (1978–1980) period. Other data available included: type of pavement aggregate; ADT count for the facility; and some fragmentary sand-patch and BPN measurements.

#### (4) Florida Data

The Florida data base consisted of daily and monthly data associated with six highway sites. The skid-resistance measurements were made mainly at 64km/h during an eight-month period (mid-July 1979 through mid-March 1980). The weather data covered a two-year period (1979–1980).

Texture measurements using the sand-patch technique were made eight times at each site. Other data available included: air and pavement temperatures at the time of test; pavement mix design code; type and source of pavement aggregate; and ADT count for the facility.

### 3. DEVELOPMENT OF GENERALIZED MODEL

#### (1) Statistical Modeling approaches

First, an overview is given of the modeling philosophy followed and the various modeling approaches tried. The primary goal of the modeling effort was to produce an equation, or model,

that reliably predicts pavement skid resistance. The predictive worth of such a model can be evaluated in a rigorous manner, but the construction of candidate models is based on analytical judgement.

The development of the generalized model was guided by the following modeling principles:

1. The model should be as simple as possible in mathematical form.
2. Ideally, the model should be amenable to standard statistical procedures, e. g., multiple regression analysis.
3. The model should be compatible with, or at least not incompatible with, known physical characteristics of the system.
4. The application of the model should be readily explainable to practicing engineers.
5. Subject to all these "simplicity" requirements, the model should nevertheless be quantitatively accurate enough to be of value.

The order in which data became available greatly influenced the development of the generalized model. The data base for the initial modeling efforts consisted essentially of daily, nonwinter data associated with six highway sites in the immediate area of State College, Pennsylvania for each of three years (1976, 1977, and 1978). The data base for these (original) six Pennsylvania sites was later extended over the period 1979—1980. Also, records for 16 additional Pennsylvania sites for these two years became available later for analysis along with texture data for all sites. Skid resistance, weather, and texture data were available subsequently from several other geographical areas of the United States, namely North Carolina and Tennessee (1979—1980), Massachusetts (1979—1980), and Florida (1979—1980).

Following this chronological flow of information, the statistical modeling approach can be summarized as follows:

1. Investigate various forms of the generalized model and develop one that best describes the seasonal variation in skid resistance for the six (original) Pennsylvania sites for the years 1976—1978.
2. Apply the best generalized model developed for the six sites to the same sites for the years 1979—1980, as well as to the additional 16 sites for the same time period.
3. Investigate the inclusion in the model of new independent variables and/or the removal of one or more independent variables already in the model.
4. Select a generalized model which is "best" in its capability to predict seasonal variation in skid resistance for Pennsylvania and, at the same time, is most suitable from an engineering point of view.

5. Compute predictor equations for other areas of the United States by using the best form of the generalized model.

(2) **Preliminary Modeling Approach**

Various responses were analyzed in the initial modeling efforts. The most extensive effort in both initial and subsequent stages was spent on modeling the seasonal variations in  $SN_{64}$  because of the general interest in this variable. Thus the discussion that follows concentrates on  $SN_{64}$ .

The first modeling approach consisted of passing a parabola in Julian calendar time,  $t_j$ .

$$SN_{64} = a_0 + a_1t_j + a_2t_j^2 \quad (1)$$

via regression analysis through each site-year of  $SN_{64}$  data for the six Pennsylvania sites. This preliminary step was taken in order to decide whether a "real"  $SN_{64}$  regression model was feasible, i. e., whether such parabolas reflect the general seasonal variation in  $SN_{64}$ . The examination of residuals from the parabolic curve fits also allowed decisions to be made about the daily variables as potential predictors. The examination of the parabolic residuals for autocorrelation determines, to a degree, the feasibility of regression analysis as a modeling technique.

Because of the relative uniformity of the percentage of replicate errors (an average replicate error of 3.9 percent was observed in the measurement of  $SN_{64}$ ), logarithmic parabolas of the form

$$\ln SN_{64} = a_0 + a_1t_j + a_2t_j^2 \quad (2)$$

were also fitted to the  $SN_{64}$  data.

The parabolic fits, especially the logarithmic form, reasonably described the long-term variation of  $SN_{64}$ . The analysis also showed, generally speaking, that the quadratic term and higher-order polynomials often did not improve the fit of the model. Thus, it was decided that the mathematical form

$$\ln SN_{64} = a_0 + a_1t_j \quad (3)$$

could be used to describe the general seasonal patterns observed for each site-year. This form served empirically to remove the general seasonal patterns so that the importance of other factors could be examined.

A large number of regression analyses were examined in the development of a preliminary generalized model. The model that best described the seasonal variations in skid resistance for the six original Pennsylvania sites had the following form:

$$\ln SN_{64} = f(RF, T, T_{30}, T_{90}, t_j) \quad (4)$$

or

$$\ln SN_{64} = c_0 + c_1RF + c_2T + c_3T_{30} + c_4T_{90} + c_5t_j \quad (5)$$

RF is a rainfall function which exponentially smoothes rainfall amounts retrospectively and is

computed in the following manner for the  $i$ th day:

$$RF = 1/4M_i + 1/8M_{i-1} + 1/16M_{i-2} + 1/32M_{i-3} + \dots \quad (6)$$

where  $M_i$  is the rainfall (in mm) recorded for the  $i$ th day.

This RF was subsequently replaced by a dry spell factor, DSF, in later modeling efforts.  $T$  is the midrange of the daily maximum and minimum ambient air temperatures,  $T_{30}$  and  $T_{90}$  are 30- and 90-day exponentially lagged midrange ambient temperatures respectively, and  $t_j$  is a Julian calendar term. It was preferable to predict statistically the logarithm of  $SN_{64}$  rather than  $SN_{64}$  itself. Equivalently,  $SN_{64}$  is then predicted as a product of exponential terms (rather than as a sum of the linear terms).

The preliminary generalized model (5) was subsequently applied to two additional years of data (1979–1980) as they became available for the same six sites as well as for the 16 additional Pennsylvania sites. In this analysis, two new variables, DSF and  $T_p$ , were added to six variables included in model (5) to investigate the efficacy including in the preliminary generalized model new independent variables and/or the removal of one or more independent variables already in the model.  $T_p$  is the pavement surface temperature at the time of the skid test, and DSF is a dry spell factor. DSF is an exponentially increasing function dependent upon the number of days, up to seven, since the last significant rainfall, defined as

$$DSF = 1n(t_R + 1) \quad (7)$$

where  $t_R$  is the number of days since the last rainfall of 2.5 mm or more during one day (24h). Both DSF and  $T_p$  were included in the modeling because these factors were found to be more important in the mechanistic model.<sup>7)-8)</sup>

A large-scale multiple regression was performed using the data from the 22 Pennsylvania sites for the two-year period 1979–1980. Regression coefficients for each combination of variable and their associated  $R^2$  value were calculated and compared. Here  $R^2$  is a measure of the variability in the data explained or accounted for by the respective regression model. This quantity can be interpreted as a measure of the efficacy of the model in explaining  $SN_{64}$  variations.

The results of the individual regression analyses for nine models (combination of variables) and the respective  $R^2$  values showed that the adequacy of the models varies considerably between asphalt and concrete sites. The two types of pavement were then considered separately, and average  $R^2$  values were determined separately for the 7 portland cement concrete (PCC) sites and for the 15 asphalt sites. The models applied to the concrete sites yielded an average  $R^2$  value of only 0.179, while an average  $R^2$  value of 0.431 was obtained for the asphalt sites. This finding led to the conclusion that only the results obtained from the asphalt sites should be considered in the

selection of the "best" model. Table 1 shows the average  $R^2$  values for nine models for asphalt sites in descending order. The followings can be drawn from Table 1 that:

- (1) On the average, substituting the rainfall function for a dry spell factor had a negligible effect on the regression results.
- (2) The improvement obtained when the  $T_{90}$  term (90-day exponentially lagged midrange temperature factor) is included is of little importance compared with the amount of additional weather information necessary to compute this factor.

**Table 1.** The Average  $R^2$  Values for Nine Model (Asphalt, 15 Sites)

Model	Average $R^2$
$\ln SN_{64} = f(RF, T, T_{30}, T_{90}, t_j, t)$	0.460
$\ln SN_{64} = f(RF, T, T_{30}, T_{90}, t_j, t)$	0.457
$\ln SN_{64} = f(RF, T, T_{30}, t_j, t)$	0.450
$\ln SN_{64} = f(DSF, T, T_{30}, t_j, t)$	0.445
$\ln SN_{64} = f(RF, T_p, T_{30}, T_{90}, t_j, t)$	0.434
$\ln SN_{64} = f(DSF, T_p, T_{30}, T_{90}, t_j, t)$	0.431
$\ln SN_{64} = f(DSF, T_p, T_{30}, t_j, t)$	0.432
$\ln SN_{64} = f(DSF, T, t_j, t)$	0.406
$\ln SN_{64} = f(DSF, T_p, t_j, t)$	0.378

- (3) The substitution of the pavement temperature at the time of the test,  $T_p$ , for the daily midrange temperature,  $T$ , resulted in lower average  $R^2$  values for the 15 asphalt sites.

In addition to these results, two other criteria for the "best" model were considered:

1. Simplicity of the model, i.e., a model with the fewest variables and therefore easiest to apply, but nevertheless accurate.
2. Comparability with the mechanistic model in terms of the variables used.

Therefore, the following model

$$\ln SN_{64} = f(DSF, T, T_{30}, t_j, t) \quad (8)$$

involving a dry spell factor, a midrange temperature, a 30-day exponentially lagged temperature, a Julian calendar time, and a long-term calendar time, was chosen as the best preliminary predictive model to describe the seasonal variation of  $SN_{64}$  for the Pennsylvania sites.

At this point in the development of the generalized model, it was judged that  $t$ , the long-term calendar time, was not the most appropriate choice. A more site-specific time measure seemed more appropriate, and therefore, pavement age measured in year,  $t_a$ , was chosen to represent the long-term time influence. The substitution of  $t_a$  for  $t$  also improved the fit of the model. For the 15 Pennsylvania asphalt sites (1979–1980 data), the  $R^2$  improved from 0.075 to 0.188. For the seven Pennsylvania concrete sites (1978–1980 data), the  $R^2$  value improved from 0.036 to 0.753. In the remaining of the model development,  $t_a$  was used exclusively to describe the long-term time measure.

### (3) Description of the Generalized Model

Mathematically, the seasonal variations of  $SN_{64}$  can be predicted by a product of six exponential terms:

$$SN_{64} = e^{a_0} e^{a_1 DSF} e^{a_2 T} e^{a_3 T_{30}} e^{a_4 t_j} e^{a_5 t_a} \quad (9)$$

Alternatively, the natural logarithm of  $SN_{64}$  can be expressed as a linear combination of a constant plus five terms:

$$\ln SN_{64} = a_0 + a_1 DSF + a_2 T + a_3 T_{30} + a_4 t_j + a_5 t_a \quad (10)$$

where  $a$ 's are model coefficients; DSF,  $T$ , and  $T_{30}$  are weather-related variables;  $t_j$  is a Julian calendar time; and  $t_a$  is the pavement age. DSF is a spell factor defined in equation (7), where  $t_R$  is the number of days since the last rainfall of 2.5mm or more with an upper limit of seven days. Hence,  $0 \leq t_R \leq 7$  and  $0 \leq DSF \leq 2.075$ .

The second term after the constant in (10) contains a measure of the ambient air temperature,  $T$ . It is the midrange of the daily maximum ( $T_U$ ) and minimum ( $T_L$ ) ambient air temperatures;

$$T = (T_U + T_L)/2$$

The third term contains a 30-day exponentially lagged temperature function. At any given day  $i$ ,  $T_{30}$  is calculated iteratively as follows:

$$T_{30i} = \alpha T_i + \alpha (1 - \alpha) T_{i-1} + \alpha (1 - \alpha)^2 T_{i-2} + \dots \quad (11)$$

where  $T_i$  is the midrange temperature at day  $i$  and the constant  $\alpha$  equals  $1/30$ . The term "lagged" temperature reflects the fact that the term  $T_{30}$  represents a historical temperature function with a turning point that lags approximately 30 days behind the current temperature. Theoretically, the smoothing equation (11) extends infinitely backwards in time, although in practice the numerical impact diminishes to a negligible magnitude in a finite number of terms.

The third and fourth exponential terms,  $t_j$  and  $t_a$ , are time terms that represent the short-term and long-term decays in skid resistance. The short-term calendar time,  $t_j$ , is the Julian calendar time and is expressed in days. The long-term calendar time,  $t_a$ , has been set equal to the pavement age of each site and is expressed in years.

The numerical values for the  $a$ 's are determined by stepwise multiple regression analysis. Equations (9) and (10) apply to a given site for several years, though different model parameter values are necessary to characterize different sites. When the model is applied to a site for a single year, the long-term function of time,  $t_a$ , is omitted since it would be a constant for that year.

#### (4) Summary of Model Results by Site for Pennsylvania

The generalized model expressed by equations (9) and (10) was developed for the six (original) Pennsylvania sites (1976–1978 data). It was then applied to 16 additional Pennsylvania sites (1979–1980 data). The adequacy of the model for each site-year combination was judged by the corresponding  $R^2$  value. The goodness of fit of the predictive model varied from site to site for a given year and year to year for a given site. The predictive model was less powerful for the concrete

site than for the other five original sites (asphalt) for all five year. The  $R^2$  values of the model averaged over the years 1976 to 1980 for six original sites are shown in Table 2.

The model produced very poor results when applied individually to the 1979 and 1980 data associated with concrete site. The extremely low  $R^2$  values obtained for these two years contributed to the low average  $R^2$  value for site 18.

Also, the contribution of the model to explaining the variation observed in  $\ln SN_{64}$  for these two years is not statistically significant. Such inadequacy of the model was not

**Table 2.** The  $R^2$  Values of the Model Averaged Over the Years 1976-1980 for Six Original Sites

Site	Type	$\bar{R}^2$
16	Asphalt	0.539
17	Asphalt	0.673
19	Asphalt	0.640
21	Asphalt	0.707
22	Asphalt	0.514
18	Concrete	0.179

found for any of the site-year combinations of the five original asphalt sites.

Another inconsistency was found when the model was applied to the additional 16 Pennsylvania sites. The  $R^2$  values of the model averaged over the ten asphalt sites more than doubled from 1979 to 1980, whereas the  $R^2$  values averaged over the six concrete sites decreased by a small amount from 1979 to 1980. For the ten asphalt sites,  $\bar{R}^2 = 0.224$  in 1979 and 0.558 in 1980. For the six concrete sites,  $\bar{R}^2 = 0.357$  in 1979 and 0.299 in 1980. In general, the model produced poorer results for the 16 additional sites when applied to the 1979 data than when applied to the 1980 data. This lack of fit was more evident for the asphalt sites than for concrete sites.

The following conclusions were drawn from these results:

- (1) the model cannot be applied uniformly to combinations of asphalt and concrete sites;
- (2) the model does not account for site-to-site and year-to-year variations; and
- (3) the model needs to be applied to combined sites and years for a specific geographical area in order to reduce the number of sets of models required for a given area.

**(5) Need for Introducing Additional Site-Specific Terms in the Model**

In general, the model coefficients developed for a given site in a specific area of the United States would be applicable only to sites with similar weather and site characteristics. Thus, to minimize the number of sets of model coefficients needed to describe sites within an area, it is necessary to pool data from many sites in an area. On the other hand, combining the data for all sites in an area and ignoring the "site effect" would result in a considerable loss of predictive power of the composite model. Therefore, model parameters that distinguish between pavements in the same environment, and classification by pavement type must be incorporated into the modeling. Thus, the following model was investigated:

$$\ln SN_{64} = a_0 + a_1 DSF + a_2 T + a_3 T_{30} + a_4 t_j + a_5 t_a + a_6 ADT + a_7 MTD + a_8 BPN \quad (12)$$

or, alternatively,

$$SN_{64} = e^{a_0} e^{a_1 DSF} e^{a_2 T} e^{a_3 T_{30}} e^{a_4 t_j} e^{a_5 t_a} e^{a_6 ADT} e^{a_7 MTD} e^{a_8 BPN} \quad (13)$$

where the variables DSF, T, T<sub>30</sub>, t<sub>j</sub>, t<sub>a</sub>, are as defined in (10), and ADT = average daily traffic in the lane tested, MTD = macrotexture term (sand-patch texture depth), and BPN = microtexture term. Each site was classified as either concrete (C) or asphalt (A). A further subdivision of the asphalt pavement group into dense-graded and open-graded bituminous pavements was not carried out, because of the small size of the subgroups.

#### (6) Model Results by Geographical Area

The specific predictive equations for the generalized model in (13) were determined from the data for the 22 sites in Pennsylvania, the 6 sites in Florida, the 3 sites in Massachusetts, and the 11 sites in North Carolina and Tennessee. Both pavement types, asphalt and concrete, were considered separately and together, i.e., the generalized model was applied to the total data set. Within each of three groups, three models were used to calculate the coefficient values and R<sup>2</sup> values: the model without the BPN factor; the model without MTD factor; and the model with both factors.

The values of the model coefficients were accepted only if the contribution of the corresponding factor in explaining the variation observed in lnSN<sub>64</sub> is significant at the 90 percent confidence level.

The model results for Pennsylvania sites showed that the model without the BPN factor gives rather poor R<sup>2</sup> value for the asphalt sites (R<sup>2</sup> = 0.56) and for all sites together (R<sup>2</sup> = 0.47); whereas for the concrete sites, the model yields a satisfactory R<sup>2</sup> value of 0.76. Including BPN in the model (without MTD) improved the fit of the model by such as 54 percent for the asphalt sites (R<sup>2</sup> = 0.86) and by 77 percent for all sites together (R<sup>2</sup> = 0.83). For the concrete sites, R<sup>2</sup> value improved only from 0.76 to 0.80. Including both factors, MTD and BPN, in the model brought little or no improvement over the model with BPN only.

The standard error, Se, of the dependent variable lnSN<sub>64</sub> shows the same behavior for the different models. Including BPN in the model but not MTD decreased the error by a considerable amount, while the inclusion of both BPN and MTD showed little or no reduction over the error obtained from the model with BPN only.

The best predictor models for explaining seasonal variations in the skid resistance of Pennsylvania sites are those that have incorporated ADT, BPN, and pavement type. The best predictor model for asphalt sites is the one determined for the 15 sites (1,945 observations) for the 1979–1980 period as follows:

$$SN_{64} = e^{a_0} e^{a_1 DSF} e^{a_2 T_{30}} e^{a_3 t_j} e^{a_4 t_a} e^{a_5 ADT} e^{a_6 BPN} \quad (14a)$$

where  $a_0 = 2.933$        $a_1 = -0.0397$        $a_3 = -0.00033$        $a_4 = -0.00034$



$$a_5 = -0.0143 \quad a_6 = -0.000034 \quad a_8 = 0.0196$$

and  $R^2 = 0.86$

The best predictor model for concrete sites is the one determined for the 7 concrete sites (926 observations) for the 1979—1980 period as follows:

$$SN_{64} = e^{a_0} e^{a_1 DSF} e^{a_2 T} e^{a_3 T^{30}} e^{a_5 a} e^{a_6 ADT} e^{a_8 BPN} \tag{14b}$$

where  $a_0 = 2.747 \quad a_1 = -0.0222 \quad a_2 = -0.0015 \quad a_3 = 0.0011$

$$a_5 = -0.0159 \quad a_6 = -0.000008 \quad a_8 = 0.018$$

and  $R^2 = 0.80$

**Table 3.** Model Coefficients for Various Geographical Areas

Geographical Area	Pavement Type	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	a <sub>5</sub>	a <sub>6</sub>	a <sub>7</sub>	a <sub>8</sub>	R <sup>2</sup>
Pennsylvania	Asphalt	2.933	-0.0397	0.0	-0.00033	-0.00034	-0.0143	-0.000034	**	0.0196	0.86
	Concrete	2.747	-0.0222	-0.0015	0.0011	0.0	-0.0159	-0.000008	-	0.018	0.80
Florida	Asphalt	4.106	-0.0125	-0.0007	0.0017	-0.00035	-0.0670	-0.000012	-0.0058	-	0.79
	Concrete	----- No Data Available -----									
Massachusetts	Asphalt	----- Generalized Model Investigated was Inadequate -----									
	Concrete	----- No Data Available -----									
North Carolina/ Tennessee	Asphalt	3.065	-0.0097	0.0	0.0	-0.00043	-0.0151	0.000031	-	0.0138	0.91
	Concrete	1.728	-0.0288	0.0	-0.0028	-0.00018	0.0	0.0	0.0	-	0.69

\*These R<sup>2</sup> values reflect the goodness of fit of the model for the geographical areas for which the model has been developed and are only an indicator of how well the model might work in future applications.  
 \*\*A blank indicates that term was excluded from the model.

Values for the predictive parameters of the model were computed for other three geographical areas in the same manner for the Pennsylvania sites. The best predictor models and associated coefficients for the various geographical areas are summarized in Table 3. Some of the coefficients in the tabulation were set equal zero. These zero values denote that the contributions of the associated factors toward explaining the variations observed in lnSN<sub>64</sub> is not significant at the 90 percent confidence limit.

#### 4. APPLICATION OF THE GENERALIZED MODEL

To apply the generalized model, the user should select the set of predictor coefficient values from Table 3 that pertains to the pavement type and geographical area of interest. The other information required is the average daily traffic (ADT), rainfall history, ambient temperature history in the vicinity of the site, and the date. When a prediction of SN<sub>64</sub> on a particular day is required,

texture measurements (MTD and BPN) are needed, but when a year-end level or a prediction on day k based on a measurement on day j is desired, texture data are not needed, as shown below. The generalized model with an appropriate set of predictor coefficients can be used in several ways to furnish quantities of interest to the user.

**(1) Prediction of SN<sub>64</sub> on a Particular Day**

As an example, consider the following data for Pennsylvania site 19 on June 11, 1980 ( $t_j = 163$ ):

- DSF = 0.693
- T = 48 (°F)
- T<sub>30</sub> = 40 (°F)
- t<sub>a</sub> = 19 (years)
- ADT = 7000 (vehicles per day)
- MTD = 0.51 (mm)
- PBN = 54

The generalized model predicts, for June 11, 1980:

$$SN_{64} = e^{2.933} e^{0.0397(.693)} e^{0(.48)} e^{-0.00033(.40)} e^{-0.00034(.163)} e^{-0.0143(.19)} e^{-0.000034(.7000)} e^{0(.51)} e^{0.0196(.54)} = 29.5$$

The skid number actually measured on June 11, 1980 was 30.2.

**(2) Prediction of Year-End Level of Skid Resistance, SN<sub>64F</sub>**

The generalized model can be used to adjust, for seasonal variations, the skid-resistance measurement taken at any time of the year. A method to predict the level of skid resistance at the end of the year (SN<sub>64F</sub>) from a measurement taken at any time (day j) during the season (SN<sub>64j</sub>) had been developed for the Pennsylvania sites from the generalized model.

The generalized model recommended for the Pennsylvania sites contains only the annual average BPN as a site-specific variable and is expressed in the form:

$$SN_{64j} = e^{a_0} e^{a_1 DSF} e^{a_2 T} e^{a_3 T_{30}} e^{a_4 t_j} e^{a_5 t_a} e^{a_6 ADT} e^{a_8 BPN} \tag{15}$$

where SN<sub>64j</sub> = skid resistance measured on day j.

For the application of the generalized model to the Pennsylvania sites, the BPN term in equation (15) was replaced by another site-specific variable, SN<sub>64F</sub> (the observed final skid-resistance level), to yield the following form of the generalized model:

$$SN_{64j} = e^{a_0} e^{a_1 DSF} e^{a_2 T} e^{a_3 T_{30}} e^{a_4 t_j} e^{a_5 t_a} e^{a_6 ADT} e^{a_9 SN_{64F}} \tag{16}$$

The values of the coefficients in equation (16) have been determined from the observed data, so that the adjusted skid number can be predicted mathematically by a linear relationship produced by taking the natural logarithm of SN<sub>64j</sub> in equation (16) and rearranging:

$$SN_{64F} = \frac{1}{(-a_0)} (a_0 + a_1DSF + a_2T + a_3T_{30} + a_4t_j + a_5t_a + a_6ADT + \ln SN_{64j}) \quad (17)$$

In this analysis, the 1979 and 1980 data values of  $SN_{64F}$  (listed in Table 4), which were calculated from the terminal values of  $SN_{OF}$  and PNG by equation (18) shown in the previous paper<sup>8)</sup>, were used with the weather-related data.

$$SN_{64F} = SN_{OF} e^{-0.6PNG} \quad (18)$$

where  $SN_{OF}$  = the level of  $SN_0$  after the pavement is fully polished.  $SN_{OF}$  is independent of both seasonal and short-term variations.  $SN_0$  = skid number-speed intercept and is related to microtexture. PNG = percent normalized gradient and related to macrotexture.

The coefficients that resulted are shown in Table 5 for each pavement type.

For this application, the adjusted level of skid resistance ( $SN_{64F}$ ) was predicted for asphalt pavements from each observation during the 1980 test season. As an example, consider again Pennsylvania site 19. From the observed value of skid resistance on June 11, 1980, the model predicts the year-end level using equation (17)

**Table 4.**  $SN_{64F}$  Values Calculated from  $SN_{OF}$  in the Mechanistic Model for 1979 and 1980 (Pennsylvania Sites)

Site No.	Type of Pavement*	$SN_{64F}$	
		1979	1980
1	OG	21.3	26.1
2	PCC	31.9	24.0
3	PCC	49.7	42.4
4	OG	22.7	27.9
7	PCC	48.8	45.8
8	PCC	29.3	29.1
9	OG	36.7	41.8
10	PCC	52.3	47.6
11	OG	21.1	26.7
12	OG	34.3	31.3
13	OG	57.7	55.8
14	PCC	42.5	35.7
15	OG	53.9	55.0
16	OG	20.4	19.5
17	OG	27.5	26.1
18	PCC	40.8	48.0
19	OG	26.4	26.3
20	OG	32.5	34.1
21	OG	27.3	26.1
22	OG	54.1	46.0
24	OG	18.5	23.4
25	OG	42.9	45.1

\*OG = dense-graded asphalt; OG = open-graded asphalt; PCC = portland cement concrete.

**Table 5.** Values of Model Coefficients for Each Pavement Type (Pennsylvania Sites, 1979 and 1980)

Pavement Type	$a_0$	$a_1$ (DSF)	$a_2$ (T)	$a_3$ ( $T_{30}$ )	$a_4$ ( $t_j$ )	$a_5$ ( $t_a$ )	$a_6$ (ADT)	$a_9$ ( $SN_{64F}$ )	$R^2$
Asphalt	3.124	-0.0371	0.0	-0.0028	-0.00047	-0.0041	0.0	0.0244	0.85
Concrete	4.264	-0.0195	-0.0019	0.0013	0.0	-0.0440	0.0	-0.0028	0.73
All Sites	3.186	-0.0286	-0.0015	0.00063	-0.00056	-0.0045	-0.000020	0.0204	0.75

with the data from the example in previous section (2) and with  $SN_{64j}=30.2$  as follows:

$$SN_{64F} = \frac{1}{-0.0244} \{3.124 - 0.0371 (.693) + 0(48) + 0.0028(40) - 0.00047(163) - 0.0041(19) + 0(7000) - 1n(30.2)\} = 23.6$$

The value of the year-end level observed for site 19 in 1980 was 26.3.

**Table 6.** Comparison of Measured  $SN_{64}$ , Adjusted  $SN_{64F}$ , and Observed  $SN_{64F}$  for Asphalt Pavement Surfaces (Pennsylvania Sites, 1980)

Site No.	Measured $SN_{64}$					Adjusted $SN_{64F}$					Observed*
	Mean	S.D.	Max.	Min.	Max.-Min.	Mean	S.D.	Max.	Min.	Max.-Min.	$SN_{64F}$
1	31.05	4.31	46.20	25.80	20.40	24.71	3.79	35.44	17.94	17.50	26.07
4	33.54	3.82	42.60	26.80	15.80	27.62	3.48	36.78	20.00	16.78	27.91
8	33.03	5.11	50.00	27.00	23.00	26.82	4.39	38.34	18.88	19.46	29.12
9	43.23	3.76	53.40	35.80	17.60	38.13	2.97	44.95	30.57	14.38	41.80
11	30.30	3.62	42.60	24.60	18.00	25.05	3.74	34.86	17.79	17.07	26.70
12	43.18	3.55	51.00	35.00	16.00	38.44	2.49	43.27	31.08	12.19	31.31
13	65.77	2.95	73.00	60.20	12.80	55.25	1.99	60.30	51.58	8.72	55.80
15	68.70	2.97	76.00	62.80	13.20	57.01	2.34	63.25	53.10	10.15	55.03
16	22.32	2.61	32.60	18.70	13.90	12.05	3.42	21.82	5.38	16.44	19.51
17	36.41	5.50	47.20	26.00	21.20	30.24	4.73	37.83	20.05	17.78	26.07
19	29.75	2.60	36.80	25.60	11.20	23.72	2.42	30.21	19.67	10.54	26.28
20	36.75	2.91	46.00	31.50	14.50	32.28	2.40	38.56	27.21	11.35	34.11
21	35.34	3.37	43.80	31.20	12.60	29.28	2.40	33.50	26.01	7.49	26.12
22	59.13	3.02	67.00	52.50	14.50	50.57	1.66	53.98	46.86	7.12	45.98
24	28.62	3.46	40.80	24.40	16.40	22.63	3.47	31.52	17.66	13.86	23.36
25	54.40	3.16	64.40	49.60	14.80	47.28	1.82	51.70	43.65	8.05	45.06

\*Observed  $SN_{64F}$  was determined from observed  $SN_{64}$  and PNG by using equation (21).

The results of applying the model in this way was shown in Table 6, where the mean, standard deviation, and range of the observed  $SN_{64}$  and the mean, standard deviation, and the range of predicted final skid-resistance level ( $SN_{64F}$ ) can be compared. In most cases, both the range of the observed data and the standard deviations were reduced by the application of the model. The average standard deviation for the observed  $SN_{64}$  data is 3.55, which is reduced to a standard deviation of the adjusted  $SN_{64F}$  of 2.95.

In Figure 2, good agreement is shown between the observed  $SN_{64F}$  and the average of the daily predicted values of  $SN_{64F}$ . When applied to the portland cement concrete sites, however, the model was not successful. The reason for this may be the different behavior noted in the skid-resistance histories for the PCC sites as well as the relatively small number of PCC sites (5) compared with the number of asphalt sites (16).

Furthermore, it has been shown that there is very good agreement between  $SN_{64F}$  estimated by the generalized model and  $SN_{64F}$  estimated by the mechanistic model which was already presented in the previous paper, as shown in Figure 3.

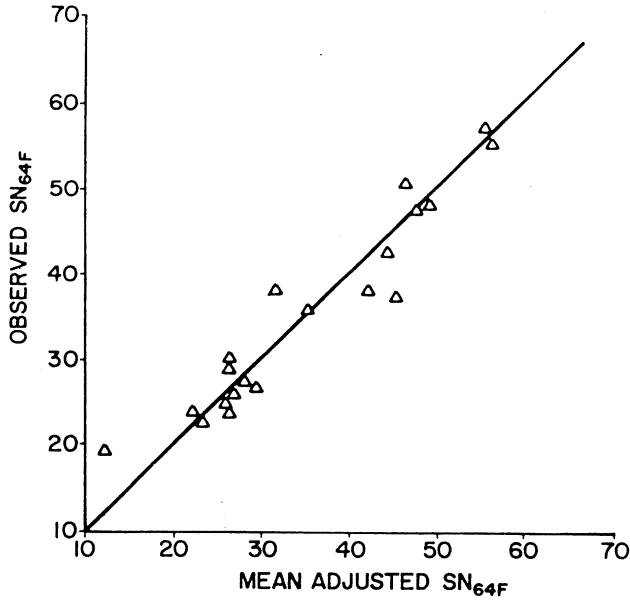


Figure 2. Comparison of Observed  $SN_{64F}$  and Adjusted  $SN_{64F}$  Obtained by Using the Generalized Model for Asphalt Pavement Surfaces (Pennsylvania Sites, 1980)

(3) Estimation of Skid Resistance at Any Time from Measurement on Another Day

A third application of the generalized model is to estimate the skid number at any time from a measurement on another day using the model developed in the previous section (2). For asphalt pavement surfaces, the skid number on day  $j$  ( $SN_{64j}$ ) can be predicted in the form:

$$SN_{64j} = e^{a_0} e^{a_1 DSF_j} e^{a_3 T_{30j}} e^{a_4 t_j} e^{a_5 ADT} e^{a_9 SN_{64F}} \quad (19a)$$

The skid number on another day ( $k$ ) can be predicted in the form:

$$SN_{64k} = e^{a_0} e^{a_1 DSF_k} e^{a_3 T_{30k}} e^{a_4 t_k} e^{a_5 ADT} e^{a_9 SN_{64F}} \quad (19b)$$

where the regression coefficients are given in Table 5, and noting that the value of  $a_2$  is zero for this application. The ratio of  $SN_{64k}$  to  $SN_{64j}$  is then formed:

$$\frac{SN_{64k}}{SN_{64j}} = e^{a_1(DSF_k - DSF_j)} e^{a_3(T_{30k} - T_{30j})} e^{a_4(t_k - t_j)} \quad (20)$$

Thus the relationship to estimate the level of skid resistance at day  $k$  from a measurement taken at day  $j$  is formed:

$$SN_{64k} = SN_{64j} \{ e^{a_1(DSF_k - DSF_j)} e^{a_3(T_{30k} - T_{30j})} e^{a_4(t_k - t_j)} \} \quad (21)$$

As an example of the application, the skid resistance on April 17, 1980 ( $t_k = 108$ ) can be estimated from the June 11, 1980 ( $t_j = 163$ ) data. In addition to the data for June 11, as given in the

example in previous section (1) and (2), the following data for April 17 must be obtained from weather records:

$$DSF_k = 1.099$$

$$T_k = 32$$

$$T_{30k} = 27.9$$

Inserting these data and the data listed in section (1) for day j, the model (21) provides the following estimate for skid resistance on April 17 :

$$SN_{64k} = 30.2 \left\{ e^{-0.0371(1.099 - .693)} e^{0(32 - 48)} e^{-0.0028(27.93 - 40.06)} e^{-0.00047(108 - 163)} \right\} = 31.6$$

The skid number measured on April

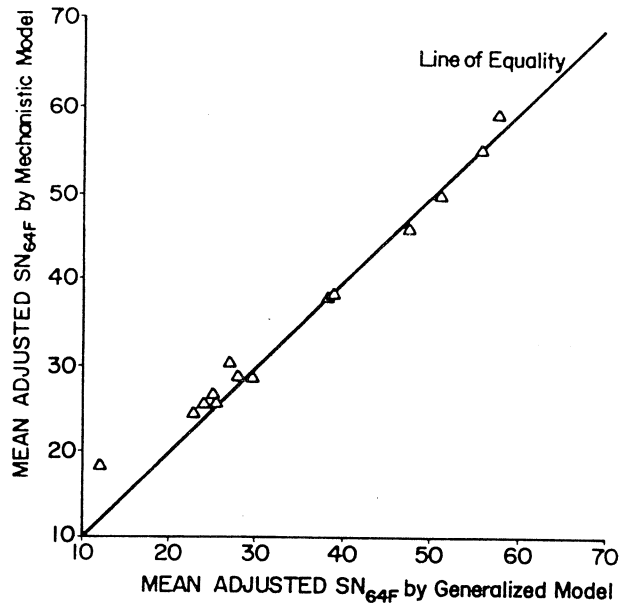


Figure 3. Comparison of Adjusted SN<sub>64F</sub> Obtained by the Generalized Model and Adjusted SN<sub>64F</sub> Obtained by the Mechanistic Model for Asphalt Pavement Surfaces (Pennsylvania Sites, 1980)

Table 7. Prediction of Skid Resistance (SN) on Day k from the Measurement Taken at Day j by Use of the Generalized Model (Pennsylvania Sites, 1980)

Date		Site 4			Site 11			Site 16		
Day j	Day k	Measured	Predicted	Dif.	Measured	Predicted	Dif.	Measured	Predicted	Dif.
8/18/80		32.0	-	-	27.6	-	-	20.6	-	-
	5/02/80	37.0	34.6	2.4	-	-	-	25.2	22.2	3.0
	5/05/80	39.2	33.3	5.9	32.6	28.8	3.8	22.7	21.5	1.2
	5/07/80	35.0	33.3	1.7	31.6	28.7	2.9	22.0	21.4	0.6
	5/08/80	35.6	34.5	1.1	30.8	29.7	1.1	21.4	22.2	-0.8
	5/15/80	38.0	34.9	3.1	32.8	30.1	2.9	24.0	22.5	1.5
8/21/80		32.2	-	-	30.2	-	-	20.4	-	-
	5/02/80	37.0	36.7	0.3	-	-	-	25.2	23.2	2.0
	5/05/80	39.2	35.4	3.8	32.6	33.2	-0.6	22.7	22.4	0.3
	5/07/80	35.0	35.3	-0.3	31.6	33.1	-1.5	22.0	22.4	-0.4
	5/08/80	35.6	36.6	-1.0	30.8	34.3	-3.5	21.4	23.2	-1.8
	5/15/80	38.0	37.0	1.0	32.8	34.7	-1.9	24.0	23.5	0.5
8/25/80		33.4	-	-	26.4	-	-	20.7	-	-
	5/02/80	37.0	37.9	-0.9	-	-	-	25.2	23.5	1.7
	5/05/80	39.2	36.6	2.6	32.6	28.9	3.7	22.7	22.7	0.0
	5/07/80	35.0	36.5	-1.5	31.6	28.8	2.8	22.0	22.6	-0.6
	5/08/80	35.6	37.8	-2.2	30.8	29.9	-0.9	21.4	23.4	-2.0
	5/15/80	38.0	38.3	-0.3	32.8	30.2	2.6	24.0	23.7	0.3

17 was 33.8.

The results of applying equation (21) in this way to some of the Pennsylvania sites are shown in

Table 7. In this case, three days (j) in August were used, and the skid resistance for five days (k) in May was estimated for asphalt pavement surfaces. The results show good agreement between measured  $SN_{64}$  and predicted  $SN_{64}$  for each site. Therefore, it can be concluded that the generalized model can be used to estimate the skid resistance at any day in the past from a measurement made at a later date. In this form the model can be used in the investigation of accidents. The model similarly could be used to predict skid resistance at a future date given an assumption about weather conditions ( $T_{30}$  and DSF) for that date.

## 5. CONCLUSIONS

The following conclusions were drawn from the analysis of the generalized model:

(1) An effective and relatively simple generalized model for estimating  $SN_{64}$  of a site has been constructed. The use of the model requires a set of coefficients and knowledge of the age of the pavement; the average daily traffic count for the site; an annual estimate of the BPN value or the mean texture depth for the site as determined by the sand-patch technique; the rainfall and ambient air temperature histories in the vicinity of the site; and the date.

(2) The goodness of fit of the model for a regional set of highway sites was improved by adding ADT and a measure of surface texture (as determined by BPN and sand-patch mean texture depth) as factors to the model and by determining the predictor parameters separately for asphalt and concrete pavements. The improvement was greater when BPN was added than when mean texture depth was included.

(3) Highly satisfactory predictive coefficients for the model were developed separately for asphalt and concrete sites in Pennsylvania and in the North Carolina/Tennessee area and for asphalt sites in Florida. Less than satisfactory predictive coefficients were developed for asphalt sites in Massachusetts. The goodness of fit of the model as measured by the  $R^2$  values for the highway sites in the three areas, excluding Massachusetts, ranged from a low of 0.69 to a high of 0.91.

(4) Relatively large differences between geographical areas can be seen in the model coefficients.

(5) Since it is a multiple regression equation, the generalized model can be used directly to establish future  $SN_{64}$  values or future  $SN_{64}$  mean values for a given site.

(6) The equation to predict the level of skid resistance at the end of the year ( $SN_{64F}$ ) from a measurement taken at any time during the season ( $SN_{64}$ ) have been developed for the Pennsylvania sites. In the generalized model, the equation takes the form:

$$SN_{64F} = \frac{1}{-a_9} (a_0 + a_1DSF + a_2T + a_3T_{30} + a_4t_j + a_5t_a + a_6ADT - \ln SN_{64})$$

where the model coefficients for the Pennsylvania sites are those given in Table 5 .

(7) The results of the application of this model to the 1980 data for Pennsylvania sites have been shown in Table 6 . Based on these results, it is concluded that the generalized model is effective predictor model for estimating seasonally adjusted values of  $SN_{64}$ . Furthermore, it has been shown that there is very good agreement between  $SN_{64F}$  estimated by the generalized model and  $SN_{64F}$  estimated by the mechanistic model, as shown in Figure 3 .

(8) Further application of the generalized model has been made to predict the skid resistance at any day from a measurement taken on a different day. The relationship to predict the level of skid resistance at day k from a measurement taken at any day j has been developed from the generalized model for Pennsylvania asphalt sites in the form:

$$SN_{64k} = SN_{64j} \{e^{a_1(DSF_k - DSF_j)} e^{a_3(T_{30k} - T_{30j})} e^{a_4(t_k - t_j)}\}$$

where the model coefficients are those given in Table 5 .

(9) The results of the application of this equation to the 1980 data from some Pennsylvania asphalt pavement sites was shown in Table 7 . The average differences between measured and predicted  $SN_{64k}$  for all Pennsylvania asphalt pavement sites are given in Table 8 . It can be seen that the mechanistic model produces better predictions, less variation, than those produced by the generalized model.

**Table 8.** Average Differences Between Measured and Predicted  $SN_{64k}$  for All Pennsylvania Asphalt Pavement Sites

(10) All the predictions considered above must be compared with the possible variations in  $SN_{64}$  measurements resulting from measurement errors and other sources error. Meyer, Hegmon, and Gillespie<sup>9)</sup> have reported number of

Day j	Generalized Model		Mechanistic Model		Number of Observations
	Average	Std. Dev.	Average	Std. Dev.	
8/18/80	2.3	2.89	1.1	2.56	61
8/21/80	-0.7	3.52	-0.4	2.51	62
8/25/80	1.4	2.99	0.2	2.09	47

factors responsible for errors in locked-wheel skid-resistance tests and have calculated the average error band associated with each type of error. These factors include:

- Speed holding  $\pm 1.5 SN$
- Pavement variability, lateral  $\pm 4 SN$
- Pavement variability, longitudinal  $\pm 2 SN$
- Dynamic wheel-load change  $\pm 1 SN$



Data evaluation by operator  $\pm 3$  SN

Compared with these errors, the differences between measured and estimated  $SN_{64}$ , as shown in Table 8, and the predicted  $SN_{64F}$ , as shown in Tables 6 and 7, are less than the expected variations in  $SN_{64}$  measurements resulting from measurement errors and other sources of error.

### ACKNOWLEDGEMENTS

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

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

(Received May 21, 1985)

### REFERENCES

- 1) American Society for Testing and Materials. 1980 Annual Book of ASTM Standards, Part 15, Paving, Bituminous Materials; Traveled Surface Characteristics, 1980.
- 2) Rice, J. M.: Seasonal Variations in Pavement Skid Resistance. Public Roads, Vol. 40, No. 4 (March 1977), pp. 160–166.
- 3) Dahir, S. H., Henry, J. J., and Meyer, W. E.: Seasonal Skid Resistance Variations. Final Report, Research Project No. 75–10, Pennsylvania Department of Transportation, 1979.
- 4) Dahir, S. H. and Meyer, W. E.: Bituminous Pavement Polishing. Final Report. Pennsylvania Department of Transportation, 1974.
- 5) Dry, D. R., Henry, J. J., and Dahir, S. H.: Seasonal Skid Resistance Variations. Interim Report, Report No. FHWA-PA-75-10(2). Pennsylvania Department of Transportation, 1977
- 6) Dahir, S. H. and Henry, J. J.: Seasonal and Short-Term Variations in Skid Resistance. Transportation Research Record 715 (1979), pp. 69–76.
- 7) Kazuo Saito and Henry, J. J.: Mechanistic Model for Predicting Seasonal Variations in Skid Resistance. Transportation Research Record 946 (1984), pp. 29–38.
- 8) Kazuo Saito and Henry, J. J.: Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variations in Skid Resistance (I). Memoirs of the Muroran Institute of Technology (Science and Engineering), Vol. 34 (1984), pp. 25–39.
- 9) Meyer, W. E., Hegmon, R. R., and Gillespie, T. D.: Locked-Wheel Pavement Skid Tester Correlation and Calibration Techniques. National Cooperative Highway Research Program Report 151, Transportation Research Board, 1974.

## APPENDIX

## Measurement Required For Seasonal Adjustment of Skid Resistance

The two models developed in this research require similar inputs to describe weather and long-term conditions. The mechanistic model also requires aggregate properties which are not yet well identified. Four types of inputs are required, assuming that a measurement of skid resistance has been made on a particular day:

1. Observations made at the time and location of the skid-resistance measurement.
2. Data available from weather records at an NOAA weather reporting station, ideally located on more than 5 to 10 miles from the location of the pavement site.
3. Pavement history including age of wearing course, ADT, and pavement type.
4. Aggregate properties and texture measurements.

In the conduct of research, measurements were made which were not used in the final predictor models, either because the models were not sensitive to these measurements or because the measurements were themselves highly correlated with other measurements used in the models.

The measurements used in the mechanistic model are given in Table A-1, and those used in the generalized model are given in Table A-2. All the measurements performed in the course of the research, many of which were not used in the model, are listed in Table A-3.

The mechanistic and generalized models require similar types of data; however, the mechanistic model requires BPN measurements taken before and after polishing with the Penn State Reciprocating Pavement Polisher or a similar device. The mechanistic model also requires skid resistance-speed data in order to calculate the percent normalized gradient. The generalized model uses texture data (MTD and/or BPN) rather than observations of skid resistance as inputs; however, equations (16) and (20), developed to apply the

**Table A-1 Measurements Required by the Generalized Model**

---

Observations made at time of test (on Julian calendar day, t)
1. Skid-resistance measurements (ASTM E 274): $SN_{64}$
2. Weather station data
A. Maximum and minimum temperature for a period of 30 days prior to date of test and on date of test. (To calculate $T$ and $T_{30}$ using equation (11)).
B. Rainfall: Total precipitation per day for at least 7 days prior to the date of test. (To calculate dry spell factor, DSF, by equation (7)).
3. Pavement data
A. Average daily traffic in lane tested (ADT)
B. Pavement surface age in years since last resurfacing ( $t_a$ )
C. Pavement type — PCC, dense graded, open graded
4. Texture data (optional)*
A. Sand-patch mean texture depth (MTD)
B. British pendulum number (BPN)

---

\* These need not be measured to apply the predictor model if the model is being used to predict  $SN_{64F}$  or to predict the skid resistance on a day other than on which the measurement was made.

generalized model, are based on skid-resistance measurements rather than texture data. The resulting generalized models thus utilize readily available data.

**Table A— 2 Measurements Required by the Mechanistic Model**

- 
1. Observations made at time of test (on Julian Calendar day, t)
    - A. Skid resistance measurements (ASTM E 274)
      1.  $SN_{64}$
      2.  $SN_{48}$ ,  $SN_{80}$  (or percent normalized gradient, PNG)
    - B. Pavement temperature- $T_p$
  2. Weather station data
    - A. Rainfall: Total precipitation per day for at least 7 day prior to date of test. (To calculate dry spell factor, DSF, by equation (7)).
  3. Pavement data
    - A. Average daily traffic in lane tested (ADT)
    - B. Pavement type — PCC, dense graded, open graded
  4. Aggregate and texture data
    - A. British Pendulum Number (BPN)(ASTM E 303)
    - B.  $BPN_{2000}$ : BPN after 2000 cycles of polishing
- 

**Table A— 3 Measurements Made During the Course of the Research**

- 
1. Frequent tests on pavements
    - A. Skid-resistance measurements (ASTM E 274)
      1.  $SN_{64}$
      2.  $SN_{48}$ ,  $SN_{80}$  (or  $SN_0$ , PNG)
      3.  $SN_{48}^B$ ,  $SN_{80}^B$  (or  $SN_0^B$ , PNG<sup>B</sup>) — brank tire tests
    - B. Temperature obsevatons
      1. Pavement temperature ( $T_p$ )
      2. Air temperature ( $T_a$ )
      3. Water temperature ( $T_w$ )
      4. Tire temperature ( $T_t$ )
  2. Weather station data
    - A. Maximum and minimum daily temperature (NOAA Station)
    - B. Temperature at 8 : 00 a.m. standard time (NOAA Station)
    - C. Relative humidity (NOAA Station)
    - D. Cloud cover (NOAA Station)
    - E. Wind direction and speed (NOAA Station)
    - F. Precipitation (total per day) (NOAA Station)
    - G. Rainfall rate during test season (tilting bucket at local site)

3. Pavement data
    - A. Pavement type
    - B. Aggregate source
    - C. Mix design
    - D. Construction date
    - E. Average daily traffic (including traffic classification)
  4. Texture measurements (monthly)
    - A. BPN (ASTM E 303)
    - B. Sand-patch mean texture depth (ACPA Method)
    - C. Microtexture profiles
    - D. Macrottexture profiles
    - E. Stereo photographs (ASTM E 559)
    - F. BPN after polishing with the reciprocating pavement polisher
-

# 鉛直荷重を受ける4本くい支持独立フーチングのせん断耐力に関する実験的研究

大 築 和 夫・土 屋 勉

## Experimental Study on Shearing Strength of Four Pile Caps

Kazuo Ohtsuki and Tsutomu Tsuchiya

### Abstract

In this paper ninety-eight reinforced concrete pile caps, each with four piles, were tested under vertical load. The variables involved were spacing of piles, arrangement of reinforcement, side length of column, side length of pile cap and depth of pile cap. For all pile caps final failure was in shear. In the shear failure three typical forms were recorded. The first was the punching failure by the column punching through the pile cap. The second was the one similar to that in a wide beam, with the pile cap splitting into halves which were displaced vertically relative to one another. The third was the shearing failure in which the corners of pile cap were broken off.

In regard to the ultimate shearing strength the results of the test were compared with the values calculated according to the provision for the shear in A. I. J. Building Code Requirements for Reinforced Concrete(1982), to that in A. C. I. Building Code Requirements for Reinforced Concrete(ACI 318-83), to the equations proposed by others and to that by authors.

To conclude the discussions the calculated values according to the author's equations and to the provision for the punching shear in A. I. J. Building Code agreed well with the experimental results.

### 1. 緒 言

フーチングに関する既往の研究の多くは地盤支持フーチングを対象としたものであり、くい支持独立フーチングを対象としたものは、国の内外を問わず著者らの知る限りでは極めて少ない<sup>1~5)</sup>。そのため、くい支持フーチングの設計は地盤支持フーチングのそれに準じて行われており、その妥当性については未だ十分な検討がなされていないように思われる。また、我国では基礎形式をくい支持フーチングとした建物が多く、更に、保有耐力を明らかにすることが要求される現在、当然くい支持フーチング基礎についても終局耐力を明らかにしておく必要があると考える。

くい支持フーチングに関する既往の研究概要については文献6)で述べたが、くい支持フーチングのせん断耐力を十分に検討しているものは見当たらない。また、地盤支持フーチングを含むス

ラブのせん断耐力に関する既往の研究概要については文献9)に報告されているが、それらの研究はいずれも押抜きせん断(パンチング)に関するものであり、くい支持独立フーチングの実験で見られる多様なせん断破壊形式については何ら言及していない。

以上の観点から、著者らはこれまでくい支持独立フーチングについて、実験および理論解析の両面から一連の研究を行い、それらを建築学会論文報告集<sup>6~8)</sup>に発表してきた。本報はそれらの実験結果、およびその後建築学会大会学術講演梗概集ならびに同北海道支部研究報告集に発表してきた実験結果<sup>10~18)</sup>の中から、せん断破壊により終局に達した98体の試験体を取上げ、その破壊形式を分類し、それらの耐力性状について検討を加え、4本くい支持独立フーチングのせん断耐力について取りまとめたものである。

## 2. 実験の概要

### 2.1 試験体

実験を行った試験体は表-1に示す98体の4本くい支持独立フーチング模型からなり、いづれも実物の1/2~1/3程度の大きさである。

試験体はⅦシリーズに分けられる。

シリーズⅠの試験体(番号1~2)は他の目的をも含めて予備実験として行ったものの2体であるため、それらのプロポーシオンおよび鉄筋量は普通考えられるものとは若干異っている。

シリーズⅡの試験体(番号3~8)は耐力性状に及ぼす柱断面寸法の影響を検討することを目的としたものであって、鉄筋比およびくい支点間隔を同一として柱面に接する断面からくい支点中心までの最短水平距離を $d$ 、 $0.5d$ 、 $0.25d$ ( $d$ は板の有効せい)となるように柱断面寸法を変えた。

シリーズⅢの試験体(番号9~20)は配筋法およびくい型の有無の影響を明らかにすることを目的としたものであって、試験体のプロポーシオンおよび鉄筋量はほぼ同一である。番号9、10は板平面全体に均等配筋したもの、番号11、12は上記と同様に配筋し、くい支点位置に径15cm長さ15cmのコンクリート円柱を一体打ちしたもの、番号13、14は建築学会鉄筋コンクリート構造計算規準'75年版に記されているように有効幅内と幅外の鉄筋比の割合を2:1としたもの、番号15、16および17、18は、それぞれ、くい上に井形およびX形に集中配筋したもの、番号19、20は均等配筋とし、鉄筋端部を板上部まで曲げ上げたものである。

以上の3シリーズは主としてパンチング破壊により終局に達することを期待して設計された。

シリーズのⅣの試験体(番号21~44)のうち番号21~26のものはパンチング耐力に及ぼす板厚の影響を検討することを目的として、板厚のみを変化させた。その他のものはくい支点とフーチング周辺間距離、くい間隔および板厚の一方(全板幅)せん断耐力に及ぼす影響を検討するために設計された。

鉛直荷重を受ける4本くい支持独立フーチングのせん断耐力に関する実験的研究

表-1(1) 試験体の諸元

番号	試験体 記号	板辺長 lx × ly (cm)	柱辺長 Cx × Cy (cm)	杭間隔 lx × Ly (cm)	板厚 (有効厚) (cm)	配筋		Fc* (kg/cm <sup>2</sup> )
						x 方向	y 方向	
1	SD-1	90 × 90	18 × 18	60 × 60	15 (12)	15-D13@60	15-D13@60	210
2	2	90 × 90	18 × 18	60 × 60	15 (12)	15-D13@60	15-D13@60	220
3	3	80 × 80	14 × 14	44 × 44	20 (15)	12-D10@60	12-D10@60	268
4	4	80 × 80	14 × 14	44 × 44	20 (15)	12-D10@60	12-D10@60	241
5	5	80 × 80	29 × 29	44 × 44	20 (15)	12-D10@60	12-D10@60	223
6	6	80 × 80	29 × 29	44 × 44	20 (15)	12-D10@60	12-D10@60	245
7	7	80 × 80	36.5x 36.5	44 × 44	20 (15)	12-D10@60	12-D10@60	259
8	8	80 × 80	36.5x 36.5	44 × 44	20 (15)	12-D10@60	12-D10@60	259
9	9	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@80	10-D13@80	211
10	10	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@80	10-D13@80	224
11	11	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@80	10-D13@80	194
12	12	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@80	10-D13@80	188
13	13	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@72.5	10-D13@72.5	208
14	14	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@72.5	10-D13@72.5	214
15	15	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@30	10-D13@30	188
16	16	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@30	10-D13@30	202
17	17	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	7-D13@30	7-D13@30	190
18	18	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	7-D13@30	7-D13@30	175
19	19	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@80	10-D13@80	213
20	20	90 × 90	20 × 20	50 × 50	25 (20)	10-D13@80	10-D13@80	199
21	SD25-1	90 × 90	24 × 24	54 × 54	25 (20)	8-D13@105	8-D13@105	244
22	2	90 × 90	24 × 24	54 × 54	25 (20)	8-D13@105	8-D13@105	269
23	SD30-1	90 × 90	24 × 24	54 × 54	30 (25)	10-D13@80	10-D13@80	221
24	2	90 × 90	24 × 24	54 × 54	30 (25)	10-D13@80	10-D13@80	234
25	SD35-1	90 × 90	24 × 24	54 × 54	35 (30)	12-D13@65	12-D13@65	224
26	2	90 × 90	24 × 24	54 × 54	35 (30)	12-D13@65	12-D13@65	246
27	SDW20-3	80 × 80	30 × 30	50 × 50	20 (15)	8-D13@90	8-D13@90	246
28	4	80 × 80	30 × 30	50 × 50	20 (15)	8-D13@90	8-D13@90	228
29	5	90 × 90	30 × 30	50 × 50	20 (15)	9-D13@90	9-D13@90	243
30	6	90 × 90	30 × 30	50 × 50	20 (15)	9-D13@90	9-D13@90	239
31	SDW25-1	70 × 70	30 × 30	50 × 50	25 (20)	7-D13@90	7-D13@90	263
32	2	70 × 70	30 × 30	50 × 50	25 (20)	7-D13@90	7-D13@90	248
33	3	80 × 80	30 × 30	50 × 50	25 (20)	8-D13@90	8-D13@90	227
34	4	80 × 80	30 × 30	50 × 50	25 (20)	8-D13@90	8-D13@90	269
35	5	90 × 90	30 × 30	50 × 50	25 (20)	9-D13@90	9-D13@90	225
36	6	90 × 90	30 × 30	50 × 50	25 (20)	9-D13@90	9-D13@90	226
37	SDW30-3	80 × 80	30 × 30	50 × 50	30 (25)	8-D13@90	8-D13@90	234
38	4	80 × 80	30 × 30	50 × 50	30 (25)	8-D13@90	8-D13@90	246
39	5	90 × 90	30 × 30	50 × 50	30 (25)	9-D13@90	9-D13@90	225
40	6	90 × 90	30 × 30	50 × 50	30 (25)	9-D13@90	9-D13@90	228
41	SDWs25-1	70 × 70	30 × 30	42 × 42	25 (20)	7-D13@90	7-D13@90	248
42	2	70 × 70	30 × 30	42 × 42	25 (20)	7-D13@90	7-D13@90	262
43	3	80 × 80	30 × 30	42 × 42	25 (20)	8-D13@90	8-D13@90	260
44	4	80 × 80	30 × 30	42 × 42	25 (20)	8-D13@90	8-D13@90	270
45	DRC1-1	90 × 90	24 × 24	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	256
46	2	90 × 90	24 × 24	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	275
47	DRC1.5-1	90 × 90	19.6x 29.4	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	269
48	2	90 × 90	19.6x 29.4	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	274
49	DRC2-1	90 × 90	17 × 34	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	263
50	2	90 × 90	17 × 34	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	258
51	3	90 × 90	16 × 32	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	255
52	4	90 × 90	16 × 32	50 × 50	30 (25)	11-D13@75	11-D13@75	260
53	DRF1.25-1	102.5x 90	30 × 24	62.5x 50	30 (25)	11-D13@75	13-D13@75	253
54	2	102.5x 90	30 × 24	62.5x 50	30 (25)	11-D13@75	13-D13@75	251
55	DRF1.5-1	115 × 90	36 × 24	75 × 50	30 (25)	11-D13@75	14-D13@75	272
56	2	115 × 90	36 × 24	75 × 50	30 (25)	11-D13@75	14-D13@75	260

表-1(2) 試験体の諸元

番号	試験体 記号	板辺長 $l_x \times l_y$ (cm)	柱辺長 $C_x \times C_y$ (cm)	杭間隔 $L_x \times L_y$ (cm)	板厚 (有効厚) (cm)	配筋		$F_c^*$ (kg/cm <sup>2</sup> )
						x 方向	y 方向	
57	SDC20-1	90 x 90	24 x 24	45 x 26	20 (15)	8-D13@105	8-D13@105	271
58	2	90 x 90	24 x 24	45 x 26	20 (15)	8-D13@105	8-D13@105	271
59	3	90 x 90	16 x 16	45 x 26	20 (15)	8-D13@105	8-D13@105	258
60	4	90 x 90	16 x 16	45 x 26	20 (15)	8-D13@105	8-D13@105	258
61	SDC30-1	90 x 90	24 x 24	45 x 26	30 (25)	13-D13@60	13-D13@60	269
62	2	90 x 90	24 x 24	45 x 26	30 (25)	13-D13@60	13-D13@60	268
63	DRW1-1	120 x 80	30 x 30	45 x 45	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	275
64	2	120 x 80	30 x 30	45 x 45	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	275
65	2-1	120 x 80	30 x 30	55 x 45	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	265
66	2	120 x 80	30 x 30	55 x 45	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	270
67	3-1	120 x 80	30 x 30	65 x 45	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	278
68	2	120 x 80	30 x 30	65 x 45	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	272
69	4-1	120 x 80	30 x 30	55 x 55	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	273
70	2	120 x 80	30 x 30	55 x 55	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	269
71	5-1	120 x 80	30 x 30	55 x 35	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	264
72	2	120 x 80	30 x 30	55 x 35	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	267
73	6-1	120 x 80	30 x 40	55 x 55	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	269
74	2	120 x 80	30 x 40	55 x 55	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	266
75	7-1	120 x 80	40 x 30	55 x 55	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	263
76	2	120 x 80	40 x 30	55 x 55	25 (20)	12-D13@60	18-D13@60	269
77	DEL12.5-1	120 x 70	30 x 30	50 x 45	25 (20)	10-D13@65	17-D13@65	224
78	2	120 x 70	30 x 30	50 x 55	25 (20)	10-D13@65	17-D13@65	222
79	DEL16-1	120 x 77	30 x 30	50 x 45	25 (20)	11-D13@65	17-D13@65	222
80	2	120 x 77	30 x 30	50 x 45	25 (20)	11-D13@65	17-D13@65	212
81	DEL19.5-1	120 x 84	30 x 30	50 x 45	25 (20)	12-D13@65	17-D13@65	222
82	2	120 x 84	30 x 30	50 x 45	25 (20)	12-D13@65	17-D13@65	227
83	DEL23-1	120 x 91	30 x 30	50 x 45	25 (20)	13-D13@65	17-D13@65	226
84	2	120 x 91	30 x 30	50 x 45	25 (20)	13-D13@65	17-D13@65	212
85	DPL31-1	120 x 70	30 x 30	50 x 31	25 (20)	10-D13@65	17-D13@65	221
86	2	120 x 70	30 x 30	50 x 31	25 (20)	10-D13@65	17-D13@65	225
87	DPL38-1	120 x 77	30 x 30	50 x 38	25 (20)	11-D13@65	17-D13@65	227
88	2	120 x 77	30 x 30	50 x 38	25 (20)	11-D13@65	17-D13@65	226
89	DPL52-1	120 x 91	30 x 30	50 x 52	25 (20)	13-D13@65	17-D13@65	218
90	2	120 x 91	30 x 30	50 x 52	25 (20)	13-D13@65	17-D13@65	233
91	DPLs31-1	120 x 63	30 x 30	50 x 31	25 (20)	9-D13@65	17-D13@65	224
92	2	120 x 63	30 x 30	50 x 31	25 (20)	9-D13@65	17-D13@65	233
93	DPLs38-1	120 x 70	30 x 30	50 x 38	25 (20)	10-D13@65	17-D13@65	228
94	2	120 x 70	30 x 30	50 x 38	25 (20)	10-D13@65	17-D13@65	220
95	DPLs52-1	120 x 84	30 x 30	50 x 52	25 (20)	12-D13@65	17-D13@65	220
96	2	120 x 84	30 x 30	50 x 52	25 (20)	12-D13@65	17-D13@65	220
97	DPLs59-1	120 x 91	30 x 30	50 x 59	25 (20)	13-D13@65	17-D13@65	227
98	2	120 x 91	30 x 30	50 x 59	25 (20)	13-D13@65	17-D13@65	219

\*  $F_c$  : 試験時コンクリート圧縮強度

シリーズVの試験体(番号45~56)のうち番号45~52は柱断面形状のみを変化させたもの、番号53~56は柱断面形状とくい間を結ぶ形が相似となるようにしたものであり、本シリーズはそれらの形状の違いの破壊性状に及ぼす影響を見るために計画されたものである。

シリーズVIの試験体(番号57~76)のうち番号57~62は本来初ひびわれ荷重を検討するために実験されたものであるが、柱断面と板厚を変え、パンチング破壊により終局に達することを期待



して設計された。番号63～76は一方向せん断破壊することを期待して設計されたものであり、せん断破壊の生ずる方向を限定するために板平面を長方形とした。これらの試験体ではくい間隔および柱断面を変化させ、一方向せん断破壊に及ぼすそれらの影響を検討することを目的とした。

シリーズⅦの試験体(番号77～98)はシリーズⅥの試験体と同様に一方向せん断破壊により終局に達することを期待して設計されたものであって、くい心と板縁間距離およびくい間隔を変化させ、一方向せん断破壊に及ぼすそれらの影響を明らかにすることを目的とした。

なお、以上の試験体はいずれも柱型の高さを20cmとした。

コンクリートに使用した粗骨材は鶴川産、細骨材は富岸産、セメントは普通ポルトランドセメントである。骨材の粗粒率ならびにコンクリートの調合を表-2に示す。

表-2 骨材の粗粒率およびコンクリートの調合

実 験 シリーズ	番 号	骨 材				コ ン ク リ ー ト の 調 合						
		砂 (mm)	砂 利 (fm)	砂 利 (mm)	砂 利 (fm)	調合強度 (kg/cm <sup>2</sup> )	S $\phi$ (cm)	W/C (%)	水 (kg/m <sup>3</sup> )	セメント (kg/m <sup>3</sup> )	砂 (kg/m <sup>3</sup> )	砂 利 (kg/m <sup>3</sup> )
I	1～2	≤5	3.20	≤20	6.20	240	18	62	174*	280	899	964
II	3～8	≤5	3.00	≤25	6.90	300	18	58	161	278	970	1034
III	9～20	≤5	3.26	≤20	6.75	240	18	67	153	229	982	1055
IV	21～44	≤5	2.99	≤25	6.91	240	18	63	179	284	893	1030
V	45～56	≤5	2.80	≤25	6.90	240	18	63	167	265	963	1014
VI	57～76	≤5	2.80	≤25	6.90	240	18	63	167	265	963	1014
VII	77～98	≤5	2.70	≤20	6.77	240	18	63	168	267	970	1014

砂：富岸産，砂利：鶴川産

\* ビンゾール 122(cc/m<sup>3</sup>)

鉄筋はいずれも熱間圧延異形棒鋼を用い、各シリーズごとにランダムに抽出した10本以上の試験片による引張試験結果は表-3のようであった。なお、シリーズⅠの試験体を除き、鉄筋端にはフックを設けた。

試験体の成形にはメタルフォームを用い、コンクリートの打設は先ずフーチングの板部分について行い、シリーズⅠでは翌日、その他のシリーズでは5～6時間後に柱型について行った。その後、柱型頂部のキャッピング(シリーズⅠで材令3日、その他では材令1日)および型枠取りはずし(シリーズⅠでは材令6日、その他では材令3日)に要した短時間を除き、シリーズⅠでは材令28日まで、シリーズⅡ～Ⅳでは材令2週まで、その他では190～200kg/cm<sup>2</sup>の強度発現を見るまで、全面をビニールシートで覆い、以降、シートを除いて試験時まで実験室内で気中養生した。また、試験体製作時に各試験体毎に15cm $\phi$ ×30cmの円柱供試体を数本製作し、試験体と同じ条件で養生し、そのうち3本を試験時に圧縮試験し、その他を割裂試験および強度発現を見るために使用した。圧縮試験結果の3本の平均値は表-1の右欄に示した通りである。

## 2.2 実験方法

載荷はシリーズ I  
 ~IVではアムスラー  
 型圧縮試験機（最大  
 容量 200 ton）の  
 テーブル上に十字型  
 の載荷台、球座受、  
 球座、試験体の中心  
 と支点を結ぶ方向に  
 移動するローラー、

表-3 鉄筋の引張試験結果

実験 シリーズ	番 号	鉄筋	断面積 (公称) ( $cm^2$ )	降伏点応力度 ( $kg/cm^2$ )	引張強さ ( $kg/cm^2$ )	破断伸び (%)
I	1~2	D13	1.267	3660	5260	27.8
II	3~8	D10	0.713	3890	5440	27.8
III	9~20	D13	1.267	4000	5800	27.5
IV	21~44	D13	1.267	3980	5750	24.8
V	45~56	D13	1.267	4000	5790	23.8
VI	57~76	D13	1.267	3770	5420	26.0
VII	77~98	D13	1.267	3790	5410	26.6

長方形載荷板を重ね、更に厚さ 3 cm、直径15cmの鋼板製円形載荷板を介して試験体を置き、擬静的に行われた。シリーズ V~VIIでは、フーチング平面ならびにくい配置が必ずしも正方形ではないので、上記の載荷装置のうち十字型載荷台を 2 本の梁に、試験体の中心と支点を結ぶ方向に移動するローラーを厚さ 4 cmの鋼板を介して互いに直交する 2 段重ねのローラーに取替え、支点部分が任意方向に移動できるようにした。

なお、各支点の反力を検出するために検長 5 mmのワイヤーストレンゲージを球座受けに貼付して、予め荷重-ひずみ関係を計測しておき、ロードセルとして用いた。ロードセルの検出精度は 80kgである。実験結果によれば、アムスラー試験機の指示荷重に対する反力の和の比は $1.0 \pm 0.02$ の範囲にあった。また、最大荷重直前までの全荷重段階について各支点の反力と全荷重の比の値との比を求めた結果、比の値が1.0からかけ離れたものも見られたが、それらの多くは低荷重時に多く、大多数のものは $1.0 \pm 0.15$ の範囲内において、荷重が大きくなるにつれて1.0に収束する傾向が見られた。このように、試験体によっては各支点に必ずしも均等な反力を生じなかったが、実験結果にはこの反力の不均衡によると思われる特別な現象は見られなかった。

試験時に板底面各点の垂直変位を最小目盛1/100mmのダイヤルゲージを用いて計測した。くい支点の両側に配したダイヤルゲージによる計測値を直線補間して支点中心の変位を推定し、この変位に対する板底面中央点の変位を求めたわみとした。

## 3. 実験結果および考察

## 3.1 破壊形式

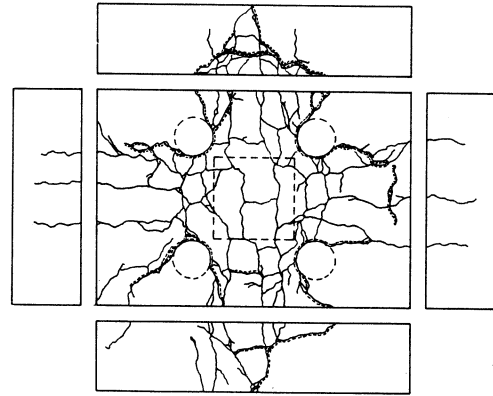
実験で見られた破壊状況のうち、ここでは本論に直接関係する終局耐力（最大荷重）時の破壊形式のみについて述べる。

本報で取上げた98体の試験体では最大荷重を示した後、急激に載荷能力が低下し、荷重-たわみ関係はいずれも典型的なせん断破壊を示すものであった。

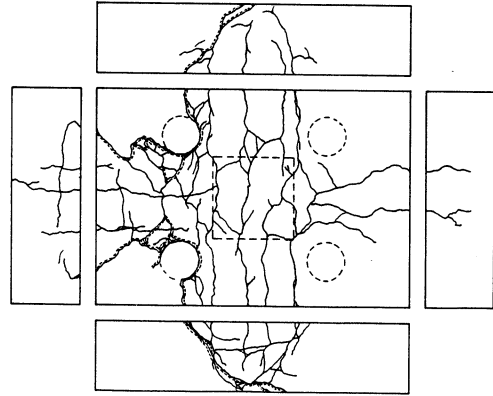
破壊形式として実験計画段階では鉄筋コンクリート構造計算規準<sup>19)</sup>の分け方と同様にパンチングと一方向せん断破壊を想定していたが、実験結果を整理した結果、破壊形式は大別して3つのタイプに分けることが出来る。それらの代表的な例として、板底面および板側面のひびわれパターンを図-1に示す。図中破線で示した○印は支点、同じく□印は柱断面、点線は最大荷重以降に大きく開口したひびわれを示す。

図(a)はパンチング破壊の例である。この破壊は、最大荷重時に支点周囲が板内にめり込み、同時に柱脚が全周に渡って板内に貫入し、隣接する支点間を結ぶ線に沿って生じたひびわれが顕著に開口して急激に荷重が低下するものである。この場合、支点と板周辺間距離の短いものでは荷重が最大荷重の50%程度まで低下し、変形が増大した段階で、図にも見られるように板側面に、板底面と平行あるいはゆるやかな凸形に進展するひびわれを生ずるものもある。

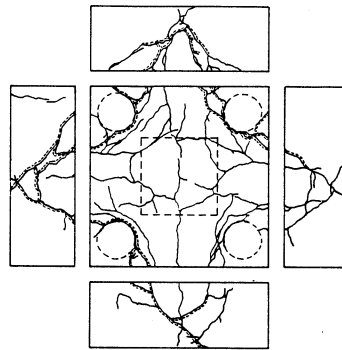
図(b)は一方向せん断破壊の例である。この破壊は、最大荷重時に相対する板側面に、それまでに生じていた曲げひびわれから派生した斜めひびわれ、あるいはそれまでに生じていたひびわれとは無関係に新たな斜めひびわれが突如として発生し、同時に板底面では隣接する2ヶ所の支点の周囲が板内にめり込み、両支点を結ぶ線に沿ったひびわれが顕著になり、柱脚部の約半周が板内に貫入する形となって急激に荷重が低下し、全板幅に渡ってせん断破壊を起すものである。



(a) DRW 1-1



(b) DRW 2-2



(c) SDW-25-2

図-1 破壊状況

図(c)は本報で著者らが新しく定義する破壊形式で、隅角せん断破壊と呼ぶことにする。この破壊は、最大荷重時に隣接する板の2側面、あるいはそれ以上の側面に上記と同様の斜めひびわれを生じ、板底面では支点の周囲が板内にめり込み、柱脚部のほぼ全周が板内に貫入し、各支点を中心に隅角部が欠け落ちる形となるものである。

以上の定義に従って各試験体の破壊形式を分類し、表-4の破壊形式の欄に記号で示した。表中、Pはパンチング破壊、Dは一方向せん断破壊、Sは隅角せん断破壊を表わし、D・Pは隅角せん断破壊とパンチング破壊が同時に起きたと見られるものである

### 3.2 既往のせん断終局耐力式との比較

表-4(1)～(3)にせん断耐力設計式およびせん断終局耐力に関する諸家の式によって求めた値 $P_{cal}$ を最大荷重実験値 $P_u$ と共に示した。表中( )内は計算値 $P_{cal}$ に対する最大荷重実験値 $P_u$ の比( $P_u/P_{cal}$ )を、★印は実験で見られた破壊形式と計算式のそれとが一致するものを示す。

また、表-4(3)の最下欄には比の平均、標準偏差および変動率を掲げた。

RC規準'82方式の値はコンクリートのせん断強度を $F_c/10$ として、鉄筋コンクリート構造計算規準<sup>19)</sup>のフーチングの設計に関する条項に則って求めたものである。これらの値のうち、先ず、実験の破壊形式と計算式のそれとが一致するもの(★印を付したもの)について比較すると(表-4(3)の(1)の欄)、一方向せん断破壊したものでは比の平均が1.96、標準偏差が0.537となり、実験値は計算値の2倍近くバラツキも非常に大きい。これに対してパンチング破壊したものでは比の平均が0.93、標準偏差が0.148となり、実験値と計算値は概ね対応していると言える。

次に、計算式の破壊形式と実験のそれとが異なるものについて比較すると(表中(2)の欄)、パンチングおよび隅角破壊した試験体では、一方向せん断耐力計算値に対する比の平均が1.48となり、計算値は大多数のものが実験値を下回っている。従って、これらの試験体は計算上一方向せん断破壊することになるが、実験ではそのような破壊は見られず計算値と実験の破壊形式との間に矛盾が見られる。これに対して一方向および隅角せん断破壊した試験体では、パンチング耐力計算値に対する実験値の比の平均が0.74となり、番号28～30の試験体では、計算値は実験値を幾分下回っているが、その他の試験体では、計算値は実験値を上回り、実験でパンチング破壊しなかったことと対応していると言える。

一方向およびパンチング耐力計算値のいずれか小さい方の値と実験値を比較すると(表中(3)の欄)、比の平均は1.65、標準偏差は0.482となり、計算値は実験値と大きくかけ離れている。

表-4(1) セン断終局耐力計算値

番号	破壊形式**	最大荷重 実験値 Pu	R C 規 準 '82 方式		C I Code		Hognestad	Elstner- Hognestad	Whitney	Moe	角田・井藤・藤田	
			一 方 向	パンチング	一 方 向	パンチング	Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )
			Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{R_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )	Pcal ( $\frac{P_u}{P_{cal}}$ )
1	P	31.5	39.7 (0.88)	36.3*(0.97)	30.8 (1.14)	20.2*(1.74)	34.3*(1.02)	32.6*(1.08)	53.3*(0.66)	35.1*(1.00)	36.1*(0.97)	
2	P	34.0	41.6 (0.82)	38.0*(0.89)	31.2 (1.09)	20.7*(1.64)	35.2*(0.97)	33.2*(1.02)	53.7*(0.63)	35.8*(0.95)	37.0*(0.92)	
3	P	42.8	56.3 (0.76)	54.4*(0.79)	58.1 (0.74)	26.9*(1.59)	37.1*(1.15)	33.9*(1.26)	46.3*(0.92)	39.0*(1.10)	34.5*(1.24)	
4	P	44.4	50.6 (0.88)	48.9*(0.91)	55.8 (0.80)	25.5*(1.74)	35.1*(1.26)	32.7*(1.36)	45.9*(0.97)	37.4*(1.19)	33.5*(1.33)	
5	P	87.5	46.8 (1.87)	101.3*(0.86)	76.0 (1.15)	54.8*(1.60)	68.9*(1.27)	64.4*(1.36)	90.6*(0.97)	67.7*(1.29)	42.8*(2.04)	
6	P	100.0	51.5 (1.94)	111.3*(0.90)	79.7 (1.25)	57.5*(1.74)	72.4*(1.38)	66.4*(1.51)	91.1*(1.10)	70.3*(1.42)	43.9*(2.28)	
7	S	132.0	72.5 (1.82)	278.2 (0.47)	98.4 (1.34)	139.9 (0.94)	112.7 (1.17)	98.0 (1.35)	142.2 (0.93)	94.4 (1.40)	49.7 (2.66)	
8	S	146.0	72.5 (2.01)	278.2 (0.52)	98.4 (1.48)	139.9 (1.04)	112.7 (1.30)	98.0 (1.49)	142.2 (1.03)	94.4 (1.55)	49.7 (2.94)	
9	P	78.4	66.5 (1.18)	79.1*(0.99)	83.2 (0.94)	44.0*(1.78)	63.9*(1.23)	60.6*(1.29)	94.4*(0.83)	67.9*(1.15)	51.8*(1.51)	
10	P	84.0	70.6 (1.19)	84.0*(1.00)	85.7 (0.98)	45.4*(1.85)	65.9*(1.27)	61.8*(1.36)	94.8*(0.89)	69.6*(1.21)	52.6*(1.60)	
11	P	83.0	61.1 (1.36)	72.7*(1.14)	79.8 (1.04)	42.2*(1.97)	61.2*(1.36)	58.9*(1.41)	93.9*(0.88)	65.6*(1.27)	50.7*(1.64)	
12	P	83.5	59.2 (1.41)	70.5*(1.18)	78.5 (1.06)	41.6*(2.01)	60.2*(1.39)	58.3*(1.43)	93.7*(0.89)	64.7*(1.29)	50.3*(1.66)	
13	P	82.0	65.5 (1.25)	78.0*(1.05)	82.6 (0.99)	43.7*(1.88)	63.5*(1.29)	60.3*(1.36)	94.3*(0.87)	67.5*(1.21)	51.6*(1.59)	
14	P	84.0	67.4 (1.25)	80.2*(1.05)	83.8 (1.00)	44.3*(1.90)	64.4*(1.30)	60.9*(1.38)	94.5*(0.89)	68.3*(1.23)	52.0*(1.62)	
15	P	80.0	59.2 (1.35)	70.5*(1.13)	78.5 (1.02)	41.6*(1.92)	60.2*(1.33)	58.3*(1.37)	93.7*(0.85)	64.7*(1.24)	50.3*(1.59)	
16	P	82.0	63.6 (1.29)	75.7*(1.08)	81.4 (1.01)	43.1*(1.90)	62.5*(1.31)	59.7*(1.37)	94.1*(0.87)	66.7*(1.23)	51.2*(1.60)	
17	P	80.0	59.9 (1.34)	71.2*(1.12)	78.9 (1.01)	41.8*(1.91)	60.4*(1.32)	58.4*(1.37)	93.1*(0.86)	64.9*(1.23)	50.2*(1.59)	
18	P	78.0	55.1 (1.42)	65.6*(1.19)	75.8 (1.03)	40.1*(1.95)	57.9*(1.35)	56.8*(1.37)	92.5*(0.84)	62.7*(1.24)	49.2*(1.59)	
19	P	84.0	67.1 (1.25)	79.9*(1.05)	83.6 (1.00)	44.2*(1.90)	64.2*(1.31)	60.8*(1.38)	94.5*(0.89)	68.1*(1.23)	51.9*(1.62)	
20	P	84.0	62.7 (1.34)	74.6*(1.13)	80.8 (1.04)	42.8*(1.96)	62.0*(1.35)	59.4*(1.41)	94.0*(0.89)	66.3*(1.27)	51.0*(1.65)	
21	P	90.5	76.9 (1.18)	101.7*(0.89)	89.5 (1.01)	52.6*(1.72)	71.2*(1.27)	67.4*(1.34)	89.4*(1.01)	76.7*(1.18)	51.4*(1.76)	
22	P	94.0	84.7 (1.11)	112.2*(0.84)	93.9 (1.00)	55.3*(1.70)	74.8*(1.26)	69.4*(1.35)	89.7*(1.05)	79.4*(1.18)	52.9*(1.78)	
23	P	122.0	87.0 (1.40)	126.6*(0.96)	106.4 (1.15)	68.8*(1.77)	91.9*(1.33)	87.4*(1.40)	134.4*(0.91)	100.1*(1.22)	64.7*(1.89)	
24	P	118.0	92.1 (1.28)	134.0*(0.88)	109.5 (1.08)	70.8*(1.67)	94.6*(1.25)	88.9*(1.33)	134.8*(0.88)	102.2*(1.15)	65.8*(1.79)	
25	P	114.0	105.8 (1.08)	183.5*(0.62)	128.6 (0.89)	99.1*(1.15)	119.1*(0.96)	111.3*(1.02)	190.5*(0.60)	127.2*(0.90)	80.2*(1.42)	
26	P	140.5	116.2 (1.21)	201.6*(0.70)	134.8 (1.04)	103.9*(1.35)	125.0*(1.12)	114.9*(1.22)	191.3*(0.73)	132.1*(1.06)	82.4*(1.71)	
27	P	81.0	51.7 (1.57)	85.8*(0.94)	71.9 (1.13)	44.3*(1.83)	71.0*(1.14)	65.7*(1.23)	95.7*(0.85)	69.8*(1.16)	49.1*(1.65)	
28	S	86.0	47.9 (1.80)	79.6 (1.08)	69.2 (1.24)	42.6 (2.02)	68.3 (1.26)	64.1 (1.34)	95.2 (0.90)	67.7 (1.27)	48.2 (1.78)	
29	S	96.0	57.4 (1.67)	84.8 (1.13)	80.4 (1.19)	44.0 (2.18)	73.8 (1.30)	68.2 (1.41)	95.6 (1.00)	71.8 (1.34)	48.9 (1.96)	
30	S	100.0	56.5 (1.77)	83.4 (1.20)	79.7 (1.25)	43.6 (2.29)	73.2 (1.37)	67.8 (1.47)	95.5 (1.05)	71.4 (1.40)	48.7 (2.05)	
31	S	84.0	64.4 (1.30)	162.6 (0.52)	86.7 (0.97)	81.1 (1.04)	93.9 (0.89)	85.8 (0.98)	129.1 (0.65)	95.6 (0.88)	60.0 (1.40)	
32	S	81.0	60.8 (1.33)	153.4 (0.53)	84.2 (0.96)	78.7 (1.03)	91.1 (0.89)	84.2 (0.96)	128.8 (0.63)	93.6 (0.87)	59.0 (1.37)	
33	S	92.0	63.6 (1.45)	140.4 (0.66)	92.1 (1.00)	75.3 (1.22)	91.5 (1.01)	85.9 (1.07)	128.2 (0.72)	94.6 (0.97)	57.6 (1.60)	
34	S	104.0	75.3 (1.38)	166.3 (0.63)	100.2 (1.04)	82.0 (1.27)	99.9 (1.04)	90.8 (1.15)	129.3 (0.80)	101.0 (1.03)	60.3 (1.72)	
35	S	115.0	70.9 (1.62)	139.1 (0.83)	103.1 (1.12)	75.0 (1.53)	95.3 (1.21)	89.2 (1.29)	128.1 (0.90)	97.4 (1.18)	57.4 (2.00)	
36	S	117.0	71.2 (1.64)	139.7 (0.84)	103.3 (1.13)	75.2 (1.56)	95.5 (1.23)	89.3 (1.31)	128.1 (0.91)	97.6 (1.20)	57.5 (2.03)	
37	S	118.0	81.9 (1.44)	250.1 (0.47)	116.8 (1.01)	132.2 (0.89)	116.7 (1.01)	108.8 (1.08)	163.6 (0.72)	123.1 (0.96)	67.6 (1.75)	
38	S	131.0	86.1 (1.52)	262.9 (0.50)	119.8 (1.09)	135.5 (0.97)	119.7 (1.09)	110.5 (1.19)	163.9 (0.80)	125.4 (1.04)	68.6 (1.91)	

鉛直荷重を受ける4本い支持独立フーチングのせん断耐力に関する実験的研究

表-4(2) せん断終局耐力計算値

(ton)

番号	破壊形式**	最大荷重 実験値 Pu	R C 規 準 '82 方式		A C I Code		Hognestad	Elstner-Hognestad	Whitney	Moe	角田・井藤・藤田	
			一 方 向 Pcal (Pu/Pcal)	パンチング Pcal (Pu/Pcal)	一 方 向 Pcal (Pu/Pcal)	パンチング Pcal (Pu/Pcal)	Pcal (Pu/Pcal)	Pcal (Pu/Pcal)	Pcal (Pu/Pcal)	Pcal (Pu/Pcal)	Pcal (Pu/Pcal)	Pcal (Pu/Pcal)
39	P	148.0	88.6 (1.67)	240.5*(0.62)	128.9 (1.15)	129.6*(1.14)	119.6*(1.24)	111.9*(1.32)	163.3*(0.91)	125.2*(1.18)	66.8*(2.22)	
40	S	147.0	89.8 (1.64)	243.7 (0.60)	129.7 (1.13)	130.5 (1.13)	120.4 (1.22)	112.4 (1.31)	163.4 (0.90)	125.9 (1.17)	67.1 (2.19)	
41	S	141.0	67.5 (2.09)	298.3 (0.47)	100.2 (1.41)	153.1 (0.92)	110.9 (1.27)	98.9 (1.43)	158.1 (0.89)	106.3 (1.33)	59.0 (2.39)	
42	S	142.0	71.3 (1.99)	315.0 (0.45)	103.0 (1.38)	157.4 (0.90)	114.1 (1.24)	100.9 (1.41)	158.5 (0.90)	108.7 (1.31)	59.9 (2.37)	
43	S	142.0	80.9 (1.76)	312.7 (0.45)	117.3 (1.21)	156.8*(0.91)	119.9 (1.18)	106.3 (1.34)	158.4 (0.90)	111.8 (1.27)	59.8 (2.37)	
44	S	154.0	84.0 (1.83)	324.8 (0.47)	119.5 (1.29)	159.8 (0.96)	122.3 (1.26)	107.8 (1.43)	158.7 (0.97)	113.6 (1.36)	60.4 (2.55)	
45	P	130.5	100.8 (1.29)	146.3*(0.89)	122.7 (1.06)	83.1*(1.57)	108.7*(1.20)	98.9*(1.32)	153.5*(0.85)	111.8*(1.17)	70.5*(1.85)	
46	P	131.5	108.2 (1.22)	176.5*(0.75)	127.2 (1.03)	86.0*(1.53)	112.8*(1.17)	101.4*(1.30)	154.0*(0.85)	115.1*(1.14)	71.9*(1.83)	
47	P	130.0	106.0 (1.23)	174.9*(0.74)	117.5 (1.11)	86.2*(1.51)	106.2*(1.22)	97.7*(1.33)	146.3*(0.89)	112.3*(1.16)	71.9*(1.81)	
48	P	138.0	107.8 (1.28)	178.2*(0.77)	118.5 (1.16)	87.0*(1.59)	107.3*(1.29)	98.3*(1.40)	146.4*(0.94)	113.1*(1.22)	72.3*(1.91)	
49	P	131.0	103.5 (1.27)	175.2*(0.75)	116.1 (1.13)	87.2*(1.50)	104.4*(1.25)	97.0*(1.35)	144.5*(0.91)	112.0*(1.17)	72.3*(1.81)	
50	D	133.5	101.7*(1.31)	171.9 (0.78)	115.0*(1.16)	86.4 (1.55)	103.3 (1.29)	96.4 (1.38)	144.4 (0.92)	111.2 (1.20)	71.9 (1.86)	
51	D	128.0	100.4*(1.27)	153.9 (0.83)	114.2*(1.12)	77.9 (1.64)	97.8 (1.31)	91.3 (1.40)	138.5 (0.92)	105.5 (1.21)	70.4 (1.82)	
52	D	126.0	102.4*(1.23)	156.9 (0.80)	115.4*(1.09)	78.7 (1.60)	98.7 (1.28)	91.9 (1.37)	138.6 (0.91)	106.3 (1.19)	70.8 (1.78)	
53	D	116.0	99.6*(1.16)	154.8 (0.75)	113.9*(1.02)	78.7 (1.47)	106.6 (1.09)	100.1 (1.16)	149.4 (0.78)	115.0 (1.01)	72.8 (1.59)	
54	D	124.0	98.9*(1.25)	153.7 (0.81)	113.5*(1.09)	78.4 (1.58)	106.1 (1.17)	99.9 (1.24)	149.4 (0.83)	114.6 (1.08)	72.6 (1.71)	
55	D	122.0	107.2*(1.14)	177.2 (0.69)	118.1*(1.03)	86.9 (1.40)	110.6 (1.10)	104.4 (1.17)	148.1 (0.82)	119.1 (1.02)	76.9 (1.59)	
56	D	110.0	102.5*(1.07)	169.4 (0.65)	115.4*(0.95)	84.9 (1.30)	108.1 (1.02)	103.0 (1.07)	147.8 (0.74)	117.3 (0.94)	75.9 (1.45)	
57	P	78.0	64.0 (1.22)	76.4*(1.02)	82.8 (0.94)	37.5*(2.08)	62.8*(1.24)	57.0*(1.37)	71.9*(1.08)	62.4*(1.25)	42.0*(1.86)	
58	P	80.0	64.0 (1.25)	76.4*(1.05)	82.8 (0.97)	37.5*(2.13)	62.8*(1.27)	57.0*(1.40)	71.9*(1.11)	62.4*(1.28)	42.0*(1.90)	
59	P	55.0	61.0 (0.90)	56.4*(0.98)	67.4 (0.82)	28.4*(1.94)	42.0*(1.31)	38.6*(1.42)	50.5*(1.09)	43.7*(1.26)	35.9*(1.53)	
60	P	59.0	61.0 (0.97)	56.4*(1.05)	67.4 (0.88)	28.4*(2.08)	42.0*(1.40)	38.6*(1.53)	50.5*(1.17)	43.7*(1.35)	35.9*(1.64)	
61	P	160.0	105.9 (1.51)	230.3*(0.69)	137.4 (1.16)	113.5*(1.41)	126.6*(1.26)	111.9*(1.43)	180.6*(0.89)	120.9*(1.32)	75.0*(2.13)	
62	P	166.5	105.5 (1.58)	229.5*(0.73)	137.2 (1.21)	113.3*(1.47)	126.3*(1.32)	111.8*(1.49)	180.6*(0.92)	120.7*(1.38)	74.9*(2.22)	
63	P	176.0	77.1 (2.28)	244.2*(0.72)	112.6 (1.56)	119.0*(1.48)	129.0*(1.36)	115.1*(1.53)	190.1*(0.93)	117.8*(1.49)	71.7*(2.45)	
64	P	169.5	77.0 (2.20)	224.2*(0.76)	112.6 (1.51)	119.0*(1.42)	129.0*(1.31)	115.1*(1.47)	190.1*(0.89)	117.8*(1.44)	71.7*(2.36)	
65	D	142.0	74.2*(1.91)	158.0 (0.90)	90.4*(1.57)	78.4 (1.81)	103.2 (1.38)	95.2 (1.49)	153.2 (0.93)	104.7 (1.36)	71.1 (2.00)	
66	D	132.0	75.7*(1.74)	160.9 (0.82)	91.3*(1.45)	79.2 (1.67)	104.2 (1.27)	95.8 (1.38)	153.4 (0.86)	105.5 (1.25)	71.4 (1.85)	
67	D	104.0	77.8*(1.34)	133.4 (0.78)	85.9*(1.21)	64.7 (1.61)	93.3 (1.11)	87.0 (1.20)	134.3 (0.77)	97.2 (1.07)	71.9 (1.45)	
68	D	114.0	76.2*(1.50)	130.5 (0.87)	84.0*(1.36)	64.0 (1.78)	92.3 (1.24)	86.4 (1.32)	134.1 (0.85)	96.4 (1.18)	71.5 (1.59)	
69	D	124.0	76.5*(1.62)	131.0 (0.95)	91.8*(1.35)	64.1 (1.93)	104.9 (1.18)	96.2 (1.29)	153.5 (0.81)	106.0 (1.17)	71.6 (1.73)	
70	D	118.0	75.2*(1.57)	129.1 (0.91)	91.0*(1.30)	63.6 (1.86)	104.1 (1.13)	95.7 (1.23)	153.4 (0.77)	105.3 (1.12)	71.3 (1.65)	
71	D	146.0	73.9*(1.98)	185.5 (0.79)	90.2*(1.62)	92.3 (1.58)	103.0 (1.42)	95.0 (1.54)	153.2 (0.95)	104.6 (1.40)	71.0 (2.06)	
72	D	153.0	74.8*(2.05)	187.6 (0.82)	90.8*(1.69)	92.8 (1.65)	103.7 (1.48)	95.4 (1.60)	153.3 (1.00)	105.0 (1.46)	71.2 (2.15)	
73	D	132.0	75.3*(1.75)	177.9 (0.74)	91.1*(1.45)	87.7 (1.51)	114.5 (1.15)	106.2 (1.24)	168.7 (0.78)	115.6 (1.14)	76.0 (1.74)	
74	D	142.0	74.5*(1.91)	175.9 (0.81)	90.6*(1.57)	87.2 (1.63)	113.8 (1.25)	105.8 (1.34)	168.6 (0.84)	115.1 (1.23)	75.8 (1.87)	
75	D	146.0	73.6*(1.98)	173.9 (0.84)	110.1*(1.33)	86.7 (1.68)	138.0 (1.06)	124.9 (1.17)	168.5 (0.87)	128.5 (1.14)	75.6 (1.93)	
76	D	145.0	75.3*(1.93)	177.9 (0.82)	107.1*(1.35)	87.7 (1.65)	139.7 (1.04)	126.0 (1.15)	168.7 (0.86)	129.7 (1.12)	76.0 (1.91)	

大築和夫・土屋 勉

表-4(3) セン断終局耐力計算値

(ton)

番号	破壊形式**	最大荷重 Pu	R C 規 準 '82 方式		A C I Code		Hognestad	Elstner-Hognestad	Whitney	Moe	角田・井藤・藤田	
			一 方 向 Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	パンチング Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	一 方 向 Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	パンチング Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )
77	D	126.0	55.0*(2.29)	161.3 (0.78)	80.1*(1.57)	87.2 (1.44)	96.3 (1.31)	91.2 (1.38)	160.5 (0.79)	99.0 (1.27)	66.8 (1.89)	
78	D	126.0	54.3*(2.32)	159.8 (0.79)	79.6*(1.58)	86.6 (1.45)	95.8 (1.32)	91.0 (1.38)	160.4 (0.79)	98.6 (1.28)	66.6 (1.89)	
79	D	136.5	59.9*(2.28)	159.8 (0.85)	87.7*(1.56)	86.8 (1.57)	99.5 (1.37)	93.8 (1.46)	160.4 (0.85)	100.7 (1.36)	66.6 (2.05)	
80	D	128.0	57.2*(2.24)	152.6 (0.84)	85.6*(1.50)	84.8 (1.51)	97.1 (1.32)	92.3 (1.39)	159.8 (0.80)	98.7 (1.30)	65.9 (1.94)	
81	D・P	142.0	65.2*(2.18)	159.8*(0.89)	95.5*(1.49)	86.7*(1.64)	103.0*(1.38)	96.5*(1.47)	160.4*(0.89)	102.4*(1.39)	66.6*(2.13)	
82	D・P	144.0	66.8*(2.16)	163.4*(0.88)	96.7*(1.49)	87.7*(1.64)	104.2*(1.38)	97.2*(1.48)	160.7*(0.90)	103.4*(1.39)	67.0*(2.15)	
83	D・P	153.0	72.0*(2.13)	162.7*(0.94)	104.5*(1.46)	87.5*(1.75)	107.3*(1.43)	99.7*(1.53)	160.7*(0.95)	104.7*(1.46)	66.9*(2.29)	
84	P	154.0	67.5 (2.28)	152.6*(1.01)	101.3 (1.52)	84.8*(1.82)	103.7*(1.49)	97.4*(1.58)	159.8*(0.96)	101.8*(1.51)	65.9*(2.34)	
85	D	150.0	54.2*(2.77)	211.8 (0.71)	79.5*(1.89)	115.2 (1.30)	95.7 (1.57)	90.8 (1.65)	160.4 (0.94)	98.5 (1.52)	66.6 (2.25)	
86	D	152.0	55.1*(2.76)	217.5 (0.70)	80.2*(1.90)	116.2 (1.31)	96.6 (1.57)	91.4 (1.66)	160.6 (0.95)	99.2 (1.53)	66.8 (2.28)	
87	D	147.0	61.2*(2.40)	197.6 (0.74)	88.6*(1.66)	106.0 (1.39)	100.7 (1.46)	94.5 (1.56)	160.7 (0.91)	101.6 (1.45)	67.0 (2.19)	
88	D	150.0	60.9*(2.46)	196.7 (0.76)	88.4*(1.70)	105.7 (1.42)	100.4 (1.49)	94.3 (1.59)	160.7 (0.93)	101.4 (1.48)	66.9 (2.24)	
89	P	134.0	69.5 (1.93)	126.9*(1.06)	102.6 (1.31)	69.5*(1.93)	105.3*(1.27)	98.4*(1.36)	154.0*(0.87)	103.1*(1.30)	66.4*(2.02)	
90	P	130.0	74.2 (1.75)	135.6*(0.96)	106.1 (1.23)	71.8*(1.81)	109.0*(1.19)	100.8*(1.29)	154.9*(0.84)	106.1*(1.23)	67.4*(1.93)	
91	D	146.0	49.4*(2.96)	214.7 (0.68)	72.0*(2.03)	116.0 (1.26)	92.5 (1.58)	88.3 (1.65)	160.5 (0.91)	96.6 (1.51)	66.8 (2.19)	
92	D	142.0	51.4*(2.76)	223.3 (0.64)	73.5*(1.93)	118.3 (1.20)	94.5 (1.50)	89.5 (1.59)	161.0 (0.88)	98.2 (1.45)	67.4 (2.11)	
93	D	144.0	55.8*(2.58)	198.5 (0.73)	80.7*(1.78)	106.2 (1.36)	97.2 (1.48)	91.8 (1.57)	160.8 (0.90)	99.7 (1.44)	67.1 (2.15)	
94	D	144.0	53.9*(2.67)	191.5 (0.75)	79.3*(1.82)	104.3 (1.38)	95.4 (1.51)	90.7 (1.59)	160.3 (0.90)	98.3 (1.46)	66.5 (2.17)	
95	P	132.0	64.8 (2.04)	128.1*(1.03)	95.2 (1.39)	69.9*(1.89)	102.5*(1.29)	96.1*(1.37)	154.1*(0.86)	102.0*(1.29)	66.5*(1.98)	
96	P	134.0	64.8 (2.07)	128.1*(1.05)	95.2 (1.41)	69.9*(1.92)	102.5*(1.31)	96.1*(1.39)	154.1*(0.87)	102.0*(1.32)	66.5*(2.02)	
97	P	112.0	72.3 (1.55)	108.9*(1.03)	104.7 (1.07)	58.4*(1.92)	107.5*(1.04)	99.9*(1.12)	138.2*(0.81)	104.9*(1.07)	67.0*(1.67)	
98	P	112.5	69.9 (1.61)	105.1*(1.07)	102.9 (1.09)	57.4*(1.96)	105.5*(1.07)	98.6*(1.14)	137.8*(0.82)	103.3*(1.09)	66.4*(1.69)	
比の平均			*1.96	*0.93	*1.46	*1.74	*1.26	*1.35	*0.90	*1.23	*1.79	
(1)標準偏差			0.537	0.148	0.279	0.226	0.112	0.121	0.108	0.127	0.326	
変動率(%)			27.4	15.9	19.1	13.0	8.9	9.0	12.0	10.3	18.2	
比の平均			1.48	0.74	1.12	1.43	1.25	1.35	0.86	1.24	1.96	
(2)標準偏差			0.361	0.170	0.174	0.331	0.172	0.177	0.089	0.180	0.324	
変動率(%)			24.4	23.0	15.5	23.1	13.8	13.1	10.3	14.5	16.5	
比の平均			1.65	1.66	1.66	1.66	1.26	1.35	0.88	1.24	1.88	
(3)標準偏差			0.482	0.271	0.271	0.271	0.145	0.152	0.100	0.156	0.336	
変動率(%)			29.2	16.3	16.3	16.3	11.5	11.3	11.4	12.6	17.9	

\* : 実験の破壊形式と計算式のそれとが一致するもの。 破壊形式\*\* : P : パンチング破壊, S : 隅角破壊, D : 一方向破壊, D・P : D と P が競合。 (1) : 実験の破壊形式と計算式のそれとが一致するものの比の平均等, (2) : (1) 以外のものの計算値と実験値の比の平均等, (3) : R C '82方式および A C I Codeについては、パンチングと一方向の計算値のうちいずれか小さい方の値と実験値との比の平均等, その他のものについては計算値と実験値との比の全平均等。

鉛直荷重を受ける 4 本柱のせん断耐力に関する実験的研究

以上のことから、RC 規準 '82式によってパンチング破壊するものの耐力は概ね推定し得るが、他の破壊形式をとるものの耐力は十分な精度では推定し得ないと考えられる。

ACI Code<sup>20)</sup> による一方向せん断耐力は、せいの高い梁のせん断についての耐力式で求めたものであるが、これによると破壊形式の一致するものでは、計算値は1体を除きいずれも実験値を上回り、安全側にあるが、比の値は0.95~2.03となりバラツキが大きいと言える。また、パンチング耐力についても計算値は実験値を上回り、比の値は1.15~2.13の間にあってバラツキが大きい。

一方向およびパンチング耐力計算値のいずれか小さい方の値と実験値の比の平均は1.66標準偏差は0.271となり、ACI Code による値は全体として1.5程度の安全率を含んでいると言える。また、計算値上の破壊形式と実験のそれとが一致しないものも一部に見られるが、RC 規準 '82方式による場合に比べて破壊形式上の矛盾は少ない。

Hognestad<sup>21)</sup>、Elstner-Hognestad<sup>22)</sup> および Moe<sup>23)</sup> の式による値は相互に近似していて、破壊形式の一致するものの比の平均は1.23~1.35、標準偏差は0.112~0.127となり、これらの式による値は実験値に比較的近似している。しかし、破壊形式の一致しないものの比の平均は1.24~1.35となり、先の破壊形式の一致するものと大差ないが、標準偏差は0.172~0.180となってバラツキが大きいと言える。

Whitney<sup>24)</sup> の式による値は、破壊形式の一致するもの、一致しないものも含めて表のパンチング式の中では最も実験値に近いが、実験値よりも大きく危険側にある。

角田、井藤、藤田<sup>25)</sup> の式による値は、破壊形式の何如を問わず実験値と大きくかけ離れている。これは先の4式がフーチングまたはフーチングを含むスラブのパンチング耐力式として提案されたものであるのに対して、角田等の式はスラブが比較的薄く、支持点が加力域から離れた位置にある場合を対象としたものであり、板厚および支点位置の違いが破壊に大きく影響するためと考えられる。

以上、既往の設計式ならびに諸家の終局耐力式と実験値の比較を行ったが、必ずしも十分な精度で4本くい支持独立フーチングのせん断耐力を推定し得る式は見当たらない。

## 4. せん断耐力推定式の検討

### 4.1 破壊形式と耐力推定式

先に、実験で見られた破壊形式を3つに大別した。それらの破壊形式を図-2に模式的に示す。図(a)はパンチング破壊で、板底面の破壊線は各支点到内接する円形状となり板上面のそれは柱脚周囲を取巻く形となる。そして板内の破壊面は板上面と板底面の破壊線を連ねた円錐形となる。図(b)は一方向せん断破壊で、板底面の破壊線は隣接する2支点間ではパンチング破壊と同様となり、支点外では支点からいくぶん横方向に直線的に板周辺に伸びる。板上面の破壊



線は柱脚周囲を半周し、相対する柱面の中央付近から板周辺に伸びる。そして板内の破壊面は板底面と上面の破壊線を連ねた面となり、板側面の破壊線は梁に見られるそれと同様

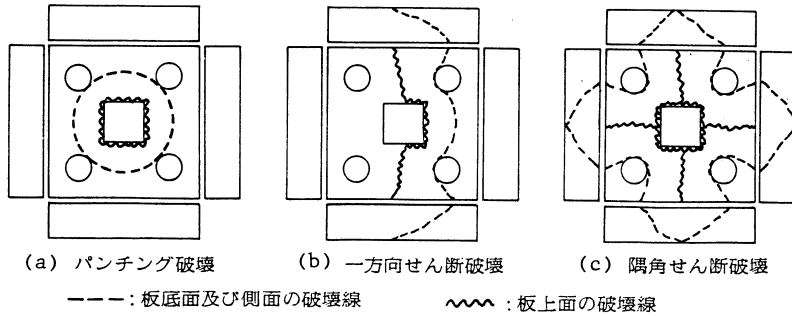
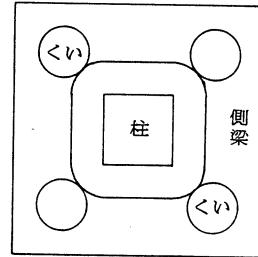


図-2 破壊形式と破壊線

のものとなる。従ってこの破壊は板を2分する形となる。図(c)は隅角せん断破壊で、板底面の破壊線は各支点を取巻く形で板周辺に伸び、板上面の破壊線は柱脚を一周し、更に各柱面中央付近から板周辺に伸びる。そして板内の破壊面は板底面と板上面の破壊線を連ねた面となり、板側面の破壊線は山形となる。この破壊は一方せん断破壊において隣接する支点間の破壊が起らず、支点から外側の破壊のみが2方向に起きたものと近似し、隅角部が欠け落ちる形となる。



以上のように3つの破壊形式は相互に共通点を有していることを踏まえ、耐力推定式を考える際に応力伝達機構を Leonhardt<sup>28)</sup>と同様に図-3のように考える。即ち、フーチングを柱脚周辺と各支点到内接する円周上を連ねた面によって形づくられるピラミッドとそれ以外の側梁の部分に分ける。そして柱軸力はピラミッドの面を介して側梁に伝達され、更にくいに伝達されるものとする。

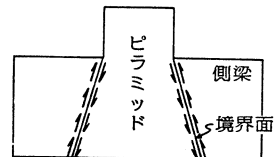


図-3 応力伝達機構

このピラミッドと側梁の境界面(以下、境界面と言う)が耐力に達したときにパンチング破壊が、境界面の一部とそれに連続した相対する両側梁が耐力に達したときに一方せん断破壊が、そして境界面の一部とそれに連続して隣接する両側梁が耐力に達したときに隅角破壊が起るものとする。

以上の考えに基づき、境界面(=危険断面)ならびに側梁および危険断面を図-4のように仮定し、次式によりせん断耐力を算定する。なお、パンチング耐力式は先に著者らが提案<sup>7)</sup>したものである。また、一方向および隅角せん断耐力を考える場合計算を簡単にするために境界面のコーナー部を直線とし、危険断面を破線のようにした。

パンチング

$$P_{cal} = \tau_p \cdot b_p \cdot j$$

一方向

$$P_{cal} = 2(\tau_p \cdot b_p + \tau_i \cdot b_i)j \quad (i=x \text{ または } y)$$

隅角

$$P_{cal} = 4(\tau_p \cdot b_p + \tau_x \cdot b_y + \tau_y \cdot b_x)j$$

ここに  $\tau_p$ ,  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  は順に境界面, 側梁  $B_x$ , 側梁  $B_y$  のせん断強度, せん断強度は梁に関する大野・荒川式によって求める。同式中の  $M/Q$  の値は  $\tau_p$ ,  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  に対して, 夫々  $l_s$ ,  $l_x/2$ ,  $l_y/2$  を用いる。  $b_p$  は算定しようとする耐力式の境界面の長さ。  $b_x$ ,  $b_y$  は側梁の危険断面の幅。  $j=7d/8$ ,  $d$  は有効せい, その他は図参照

#### 4.2 せん断耐力推定式と実験値の比較

前節の式によって求めたせん断耐力計算値, 計算値に対する実験値の比, ならびに比の平均, 標準偏差, 変動率を実験値と共に表-5に示す。表中★印は計算式の破壊形式と実験のそれとが一致するものを示す。表-5

(2) の最下欄の (1) 欄はそれらの比の平均等を, (2) 欄は3式による計算値の最小値と実験値との比について耐力式毎に平均値等を, そして (3) 欄は (2) 欄と同様のものについて全体の平均等を示したものである。

まず, (1) 欄について見ると, 一方向せん断耐力, パンチング耐力とも計算値は実験値に良く一致していると言える。また, 隅角せん断耐力計算値は他の2式と比べて若干精度は劣るが, 梁に見られるせん断耐力のバラツキから考えると実用的には十分な精度と言えよう。

次に (2), (3) 欄の値について見ると, (1) 欄の場合と同様, 計算値と実験値は良く対応していると言える。表中には計算値から予想される破壊形式と実験のそれとが一致しない試験体も見られるが, それらのものでは3式による計算値間の差は小さく, せん断破壊における実験値のバラツキから考えると, これらの3式は十分な精度を有していると言える。なお, 一方向および隅角せん断耐力式については他研究者の適当なデータが見当たらないため, 本実験以外のデータを用いて, その適合性を検証することは出来なかったが, パンチング耐力式については, 先に Talbot<sup>26)</sup> と Richart<sup>27)</sup> の実験結果と対比した結果<sup>7)</sup>, それらの実験結果と十分対応することが確

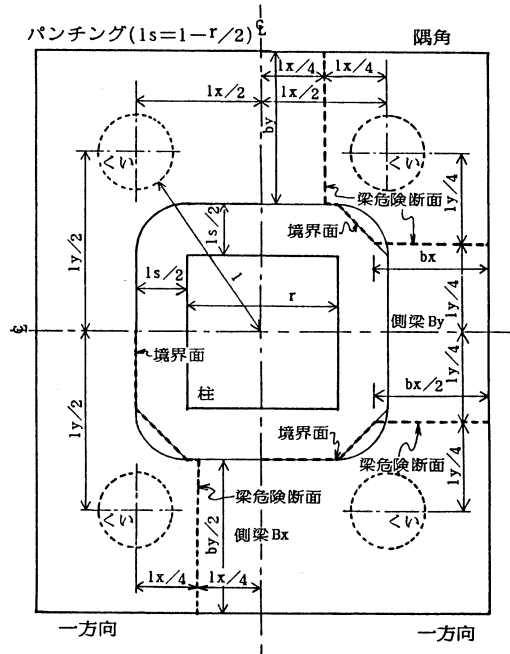


図-4 危険断面の仮定

鉛直荷重を受ける4本くい支持独立フーチングのせん断耐力に関する実験的研究

表-5(1) 提案式によるせん断耐力推定値と実験値の比較

番号	最大荷重 実験値 Pu	(ton)		
		一方向 Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	パンチング Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )	隅角 Pcal ( $\frac{Pu}{Pcal}$ )
1	35.1	35.5 (0.99)	30.9*(1.14)	41.8 (0.84)
2	34.0	36.4 (0.93)	31.7*(1.07)	42.9 (0.79)
3	42.8	61.6 (0.70)	47.5*(0.90)	78.2 (0.55)
4	44.4	57.8 (0.77)	44.6*(1.00)	73.5 (0.60)
5	87.5	90.1 (0.97)	96.4*(0.91)	86.4 (1.01)
6	100	95.1 (1.05)	101.6*(0.98)	91.2 (1.10)
7	132	153.9 (0.86)	179.0 (0.74)	130.8*(1.01)
8	146	153.9 (0.95)	179.0 (0.82)	130.8*(1.12)
9	78.4	91.8 (0.85)	78.3*(1.00)	109.1 (0.72)
10	84	94.8 (0.89)	80.9*(1.04)	112.7 (0.75)
11	83	87.8 (0.95)	74.9*(1.11)	104.4 (0.80)
12	83.5	86.4 (0.97)	73.8*(1.13)	102.7 (0.81)
13	82	91.1 (0.90)	77.7*(1.06)	108.3 (0.76)
14	84	92.5 (0.91)	78.9*(1.06)	109.9 (0.76)
15	80	86.4 (0.93)	73.7*(1.09)	102.7 (0.78)
16	82	89.7 (0.91)	76.5*(1.07)	106.6 (0.77)
17	80	86.6 (0.92)	73.9*(1.08)	103.0 (0.78)
18	78	83.1 (0.94)	70.9*(1.10)	98.8 (0.79)
19	84	92.3 (0.91)	78.7*(1.07)	109.7 (0.77)
20	84	89.0 (0.94)	75.9*(1.11)	105.8 (0.79)
21	90.5	92.9 (0.97)	87.7*(1.03)	101.8 (0.89)
22	94	98.4 (0.96)	92.8*(1.01)	107.8 (0.87)
23	122	122.4 (1.00)	114.7*(1.06)	134.5 (0.91)
24	118	126.4 (0.93)	118.4*(1.00)	138.9 (0.85)
25	144	158.1 (0.91)	146.1*(0.99)	174.2 (0.83)
26	140.5	166.7 (0.84)	154.0*(0.91)	183.6 (0.77)
27	81	79.7 (1.02)	86.9*(0.93)	74.6 (1.09)
28	86	76.3 (1.13)	83.3 (1.03)	71.4*(1.20)
29	96	85.0 (1.13)	86.3 (1.11)	85.8*(1.12)
30	100	84.2 (1.19)	85.5 (1.17)	85.0*(1.18)
31	84	114.4 (0.73)	134.9 (0.62)	97.9*(0.86)
32	81	110.6 (0.73)	130.0 (0.62)	94.6*(0.86)
33	92	113.7 (0.81)	123.9 (0.74)	107.1*(0.86)
34	104	125.4 (0.83)	136.7 (0.76)	118.1*(0.88)
35	115	121.7 (0.95)	123.3 (0.93)	123.6*(0.93)
36	117	122.0 (0.96)	123.6 (0.95)	123.9*(0.94)
37	118	151.7 (0.78)	163.9 (0.72)	143.6*(0.82)
38	131	156.1 (0.84)	168.7 (0.78)	147.8*(0.89)
39	148	159.7 (0.93)	160.4*(0.92)	163.1 (0.91)
40	147	160.9 (0.91)	161.6 (0.91)	164.3*(0.89)
41	141	161.2 (0.87)	184.1 (0.77)	141.8*(0.99)
42	142	166.4 (0.85)	190.2 (0.75)	146.4*(0.97)
43	142	176.5 (0.80)	189.3 (0.76)	167.4*(0.85)
44	154	180.5 (0.85)	193.6 (0.80)	171.2*(0.90)
45	130.5	150.6 (0.87)	135.5*(0.96)	167.7 (0.78)
46	131.5	157.2 (0.84)	141.5*(0.93)	175.0 (0.75)
47	130	145.7 (0.89)	142.8*(0.91)	173.4 (0.75)
48	138	147.3 (0.94)	144.3*(0.96)	175.3 (0.79)
49	131	139.2 (0.94)	147.1*(0.89)	173.0 (0.76)
50	133.5	137.7*(0.97)	145.5 (0.92)	171.1 (0.78)
51	128	133.9*(0.96)	135.2 (0.95)	167.3 (0.77)
52	126	135.5*(0.93)	136.8 (0.92)	169.3 (0.74)
53	116	132.9*(0.87)	132.7 (0.87)	159.2 (0.73)
54	124	132.3*(0.94)	132.2 (0.94)	158.4 (0.78)
55	122	125.2*(0.97)	135.9 (0.90)	161.8 (0.75)
56	110	121.9*(0.90)	132.2 (0.83)	157.5 (0.70)

表-5(2) 提案式によるせん断耐力推定値と実験値の比較

(ton)

番 号	最大荷重 実験値 P <sub>u</sub>	一 方 向		パンチング		隅 角	
		P <sub>cal</sub>	$\left(\frac{P_u}{P_{cal}}\right)$	P <sub>cal</sub>	$\left(\frac{P_u}{P_{cal}}\right)$	P <sub>cal</sub>	$\left(\frac{P_u}{P_{cal}}\right)$
57	78	85.0	(0.92)	78.1*	(1.00)	94.9	(0.82)
58	80	85.0	(0.94)	78.1*	(1.02)	94.9	(0.84)
59	55	67.7	(0.81)	50.8*	(1.08)	87.3	(0.63)
60	59	67.7	(0.87)	50.8*	(1.16)	87.3	(0.68)
61	160	185.8	(0.86)	165.2*	(0.97)	209.8	(0.76)
62	166.5	185.4	(0.90)	164.9*	(1.01)	209.3	(0.80)
63	176	171.7	(1.02)	183.7*	(0.96)	209.8	(0.84)
64	169.5	171.7	(0.99)	183.6*	(0.92)	209.8	(0.81)
65	142	127.9*	(1.11)	147.0	(0.97)	173.9	(0.82)
66	132	129.3*	(1.02)	148.8	(0.89)	175.9	(0.75)
67	104	105.0*	(0.99)	129.6	(0.80)	156.4	(0.67)
68	114	103.6*	(1.10)	127.9	(0.89)	154.3	(0.74)
69	124	117.3*	(1.06)	130.1	(0.95)	145.9	(0.85)
70	118	116.2*	(1.02)	129.5	(0.91)	144.6	(0.82)
71	146	142.8*	(1.02)	170.5	(0.86)	216.4	(0.67)
72	153	143.8*	(1.06)	171.7	(0.89)	217.8	(0.70)
73	132	121.9*	(1.08)	160.1	(0.82)	156.6	(0.84)
74	142	121.1*	(1.17)	159.0	(0.89)	155.6	(0.91)
75	146	155.5*	(0.94)	157.9	(0.92)	154.5	(0.94)
76	145	157.6*	(0.92)	160.1	(0.91)	156.6	(0.93)
77	126	121.6*	(1.04)	145.0	(0.87)	159.7	(0.79)
78	126	120.8*	(1.04)	144.0	(0.87)	158.7	(0.79)
79	136.5	127.5*	(1.07)	144.3	(0.95)	165.4	(0.83)
80	128	124.2*	(1.03)	140.6	(0.91)	161.2	(0.79)
81	142	133.7*	(1.06)	144.1*	(0.99)	171.6	(0.83)
82	144	135.5*	(1.06)	146.0*	(0.99)	173.9	(0.85)
83	153	141.5*	(1.08)	145.5*	(1.05)	179.7	(0.85)
84	154	136.9	(1.13)	140.7*	(1.09)	173.9	(0.89)
85	150	151.1*	(0.99)	191.1	(0.78)	225.9	(0.66)
86	152	152.6*	(1.00)	193.0	(0.79)	228.1	(0.67)
87	147	142.8*	(1.03)	166.9	(0.88)	196.6	(0.75)
88	150	142.4*	(1.05)	166.4	(0.90)	196.0	(0.77)
89	134	127.8	(1.05)	127.0*	(1.06)	154.3	(0.87)
90	130	132.6	(0.98)	131.7*	(0.99)	160.1	(0.81)
91	146	145.8*	(1.00)	192.6	(0.76)	221.1	(0.66)
92	142	149.0*	(0.95)	196.8	(0.72)	226.1	(0.63)
93	144	136.5*	(1.05)	167.2	(0.86)	190.4	(0.76)
94	144	133.9*	(1.08)	164.0	(0.88)	186.7	(0.77)
95	132	122.1	(1.08)	127.7*	(1.03)	148.7	(0.89)
96	134	122.1	(1.10)	127.7*	(1.05)	148.8	(0.90)
97	112	121.1	(0.92)	117.2*	(0.96)	139.6	(0.80)
98	112.5	118.9	(0.95)	115.1*	(0.98)	137.1	(0.82)
(試験体数)	比の平均	(34)	*1.02	(49)	*1.01	(18)	*0.96
(1)	標準偏差		0.065		0.069		0.116
	変動率(%)		6.4		6.8		12.1
(試験体数)	比の平均	(42)	1.03	(38)	1.02	(18)	0.96
(2)	標準偏差		0.068		0.071		0.106
	変動率(%)		6.6		6.9		11.1
(試験体数)	比の平均			(98)	1.01		
(3)	標準偏差				0.081		
	変動率(%)				8.0		

\*：実験の破壊形式と計算式のそれとが一致するもの。(1)：実験の破壊形式と計算式のそれとが一致するものの比の平均等。(2)：3式による計算値の最小値と実験値との比の耐力式別平均等。(3)：(2)について全体の平均値等。

められている。

## 5. 結 語

以上、4本くい支持独立フーチングのせん断耐力について実験結果をもとに検討したが、その結果を要約すると次のようになる。

(1) 実験で見られた破壊形式は、大別してパンチング破壊、一方向せん断破壊および隅角せん断破壊に分けられる。

(2) 建築学会・鉄筋コンクリート構造計算規準のフーチングに関する条項に準じて求められるせん断耐力のうち、パンチング破壊するものに対しては計算値と実験値が概ね対応する。しかし、その他の破壊形式を取るものについては両者が対応するとは言えない。また、計算値上の破壊形式と実験のそれとが対応しないものが多く見られる。

(3) ACI Code による計算値は概ね1.5程度の安全率が見込まれており、破壊形式の点でも計算結果と実験結果に大きな矛盾はない。

(4) フーチングあるいはフーチングを含めたスラブを対象とした既往の諸家のパンチング終局耐力式による値は、パンチング破壊するものについては実験値と比較的近似する。しかし、パンチング以外の破壊形式をとるものについてはバラツキが大きく、適合しない。

(5) 著者らの提案したパンチング、一方向および隅角せん断耐力式による値は、破壊形式をも含めて実験結果と良く一致した。

終りに、本研究を進める過程で種々ご助言下さった北海道大学教授・小幡守先生に厚くお礼申し上げます。

また、本実験は、大学院生 小川繁紀、細矢博、吉田繁の諸氏をはじめとし、多くの学部学生の協力のもとに行われたものである。ここに、記して厚く感謝致します。

(昭和60年5月21日 受理)

## 参 考 文 献

- 1) H. T. Yan: "Bloom-Base Allowance in The Design of Pile Caps", Civil Engineering and Public Works Review, Vol. 49, No. 575, May, 1954, No. 576, June, 1954
- 2) J. Blévet and R. Frémy: "Semelles sur pieux", Annales de l'Institut Technique du Batiment et des Travaux Publics, Vol. 20, No. 230, Feb., 1967
- 3) N. B. Hobbs and P. Stein: "An investigation into the stress distribution in pile caps with some notes on design", Proceedings of the Institution of Civil Engineers, Vol. 7, July, 1957
- 4) J. L. Clarke: "Behaviour and Design of Pile Caps with Four Piles", Cement and Concrete Association, London, Report No. 42, 489, Nov., 1973
- 5) G. M. Sabnis and A. B. Gogate: "Investigation of Thick Slab (Pile Cap) Behavior," ACI Journ., Jan.-Feb., 1984
- 6) 小幡, 大築: "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, 昭和55年3月
- 7) 小幡, 大築: “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-Ⅱ”, 日本建築学会論文報告集299号, 昭和56年1月
  - 8) 小幡, 大築: “鉛直荷重を受けるくい支持独立フーチングの初びわれ荷重に関する研究”, 日本建築学会論文報告集324号, 昭和58年2月
  - 9) 小柳: “鉄筋コンクリートスラブの押抜きせん断とその設計上の取扱い”, コンクリート工学, Vol.19, No. 8, Aug., 1981
  - 10) 細矢, 大築, 他3名: “鉛直荷重を受ける4本杭支持正方形独立フーチングのせん断破壊性状について”, 建築学会北海道支部研究報告集No. 54, 昭和56年3月
  - 11) 細矢, 大築, 小幡: “杭支持独立フーチングの鉛直荷重時応力についてⅨ, X”, 建築学会大会学術講演梗概集, 昭和56年9月
  - 12) 大築, 他5名: “鉛直荷重を受ける4本杭支持独立フーチングの破壊実験”, 建築学会北海道支部研究報告集No. 55, 昭和57年3月
  - 13) 大築, 他5名: “鉛直荷重を受ける4本杭支持長方形独立フーチングの破壊実験”, 建築学会北海道支部研究報告集No. 55, 昭和57年3月
  - 14) 古田, 大築, 小幡: “鉛直荷重を受ける4本杭支持長方形独立フーチングの一方せん断破壊実験”, 建築学会大会学術講演梗概集, 昭和57年10月
  - 15) 大築, 他3名: “鉛直荷重を受ける4本杭支持長方形独立フーチングの破壊実験(その2)”, 建築学会北海道支部研究報告集No. 56, 昭和58年3月
  - 16) 大築, 他2名: “鉛直荷重を受ける4本杭支持長方形独立フーチングのせん断耐力についての検討”, 建築学会北海道支部研究報告集No. 56, 昭和58年3月
  - 17) 吉田, 大築, 土屋, 西, 小幡: “鉛直荷重を受ける4本杭支持長方形独立フーチングの実験”, 建築学会大会学術講演梗概集, 昭和58年9月
  - 18) 大築, 吉田, 土屋, 小幡: “鉛直荷重を受ける4本杭支持独立フーチングのせん断耐力について”, 建築学会大会学術講演梗概集, 昭和58年9月
  - 19) 日本建築学会: “鉄筋コンクリート構造計算規準・同解説”, 1982年
  - 20) ACI Standard Building Code Requirements for Reinforced Concrete (ACI 318-83)
  - 21) E. Hognestad: “Shearing Strength of Reinforced Concrete Column Footings”, Journ. of ACI, Nov., 1953
  - 22) R. C. Elstner and E. Hognestad: “Shearing Strength of Reinforced Concrete Slabs”, Journ. of ACI, July, 1956
  - 23) J. Moe: “Shearing Strength of Reinforced Concrete Slabs and Footings under Concentrated Loads”, Bulletin D 47, Research and Development Laboratories, Portland Cement Association, Skokie, Illinois, May, 1961
  - 24) C. S. Whitney: “Ultimate Shear Strength of Reinforced Concrete Flat Slabs, Footings, Beams, and Frame Members Without Shear Reinforcement”, Journ. of ACI, Oct., 1957
  - 25) 角田, 井藤, 藤田: “鉄筋コンクリートスラブの押抜きせん断耐力に関する実験的研究”, 土木学会論文報告集第229号, 1974年9月
  - 26) N. Talbot: “Reinforced Concrete Wall Footings and Column Footings”, Univ. Illinois Engineering Experiment Station, Mar., 1913
  - 27) F. E. Richart: “Reinforced Concrete Wall and Column Footings Part I, Part II,” Journ. of ACI, Oct., 1948, Nov., 1984
  - 28) F. Leonhardt: “Vorlesungen über Massivbau”, 1977

# 自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動

台丸谷 政 志・内 藤 正 鄰  
浜 田 恒 平・奈 良 泰 夫

A Study on Elastic Waves in a Plate Subjected to Impact Loads on Its Free Edge

Masashi DAIMARUYA, Masachika NAITOH, Kouhei HAMADA,  
and Yasuo NARA

## Abstract

Elastic waves in a plate subjected to impact loads on its free edge, especially the Rayleigh surface waves, are investigated experimentally and theoretically. Time histories of elastic strain waves in a steel plate, generated by impacts with steel balls and uniform steel bars, are measured on the surface and free edge of the plate. The experimental observation showed that no dispersion of surface waves propagating along the edge of the plate occurred while body waves along the surface were rapidly attenuated with the distance of propagation. Theoretical calculations are carried out for the case of an impulsive, distributed load applied on the free edge of a plate. The theoretical prediction also showed that dominant waves propagating along the free edge of a plate were the Rayleigh surface waves. Theoretical predictions almost agreed with the experimental results.

## 1. 緒 言

弾性半空間の表面または内部の一点に、あるいは線状に衝撃荷重が作用する場合の弾性波動問題は、最初 Lamb<sup>1)</sup>によって論じられた。以後多くの研究<sup>2)</sup>が報告され、均質等方半無限体であれば、衝撃点より遠方の自由表面に沿って Rayleigh の表面波が発達することが知られている。したがって、Lamb の問題は特に地震波動との関連において多くの研究がなされている<sup>3)</sup>。一方、超音波の表面波が電子機器における遅延回路<sup>4)</sup>や非破壊検査の探傷試験法<sup>5)</sup>に応用されている。また、超音波表面波を利用した弾塑性破壊靱性試験中の亀裂進展量の測定法なども試みられており<sup>6)</sup>、動的な破壊力学の分野においても Rayleigh の表面波に関する研究が進められている。超音波の周波数は普通 MHz 以上であり、地震波動のそれは、多くの場合 1 Hz 前後、10 Hz 以下である。衝撃荷重を受けた機械や構造物の部材に伝播する弾性波動の支配的な周波数成分は、おおむね上述の中間の周波数領域すなわち kHz オーダーであろうと予測される。しかし、機械や構造物の部材を伝播する弾性波動に関しては、従来の研究は縦波や横波の実体波に関するものが大半であり、表面波に関するものは非常に少ないようである。すなわち、表面波に対する機械や構造物の動的挙動や強度ならびに部材の破壊強度に関する研究は余り報告されていないよ

うである。

本研究では、弾性半空間の自由表面に線状の衝撃荷重が作用する場合の Lamb の問題を無限平板の場合に置き換えて考察を行った後、鋼球および一様丸棒を平板の自由縁に面内方向に衝突させ、平板中および平板縁を伝播する弾性波動の実験測定を行った。特に、平板の自由縁を伝播する表面波に注目し、機械や構造物の部材寸法を有する平板においても表面波が支配的になる場合があることを示した。次に、平板縁に衝撃分布荷重が作用する場合の解析を行い、自由縁を伝播する表面波に及ぼす分布荷重巾および衝撃立上り時間の影響を調べた。解析結果は一様丸棒の衝撃による実験結果にはほぼ一致した。

## 2. 無限平板を伝播する弾性波

自由縁の面内方向に衝撃荷重を受ける平板中の弾性波動、特に Rayleigh の表面波の伝播に関する実験測定を行うため、予め理論的な考察を行う。弾性半空間に線状の衝撃荷重が作用する問題は Lamb<sup>1)</sup> や Fung<sup>7)</sup> らによって解析されており、これらの理論結果に基づいて平板の場合に対する考察を行う。

図1のように直角座標  $(x, y, z)$  上で  $-\infty < x < \infty$ ,  $0 \leq y \leq \infty$  を占める均質等方な半無限平板を仮定し、その自由縁に衝撃的に集中荷重  $P(t)$  が作用する場合の弾性波の伝播を考える。

$P(t)$  が調和関数あるいはステップ関数で与えられる場合については Lamb や Fung によって解析されているが、実験条件に対応する他の任意の  $P(t)$  に対する解析は極めて困難である。

図1は Lamb らによって得られた解析結果を図解したものである。衝撃によって、衝撃点を中心にして、縦波は伝播速度  $C_1$  で、横波は伝播速度  $C_2$  で放射状に伝播してゆく。なお平板の場合  $C_1 = \sqrt{E/\rho(1-\nu^2)}$ ,  $C_2 = \sqrt{G/\rho}$  であり、 $0 < \nu < 1/2$  のとき  $C_1 > C_2$  である。ここで  $E$  は縦弾性係数、 $G$  は横断性係数、 $\nu$  はポアソン比、 $\rho$  は密度である。

衝撃後時間  $t$  で、それぞれの波面は衝撃点から  $C_1 t$ ,  $C_2 t$  まで伝播する。斜線で示した曲線三角形領域の波は先頭波 (head wave) あるいは von Schmidt 波と呼ばれる。縦波の波面が自由表面と交わり、その交点が新しい乱れの原因となって剪断波が発達することによる。最後に、平板縁近傍を伝播速度  $C_R$  で Rayleigh の表面波が伝播する。 $C_R$  は次式で与えられる  $C_R < C_2$  なる実根である。

$$(C_R/C_2)^6 - 8(C_R/C_2)^4 + (24 - 16K^2)(C_R/C_2)^2 + 16(K^2 - 1) = 0$$

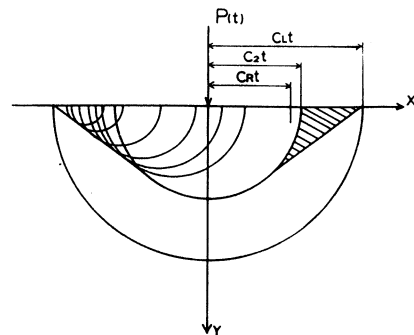


図-1 種々の弾性波領域



ここで  $K^2 = (1 - \nu) / 2$ 。

たとえば、 $\nu = 0.29$  のとき、およそ  $C_R = 0.915 C_2$  である。なお、平板の材料物性値を  $E = 2.1 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$ 、 $G = E / 2 (1 + \nu)$ 、 $\nu = 0.29$ 、 $\rho = 8.02 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{sec}^2 / \text{cm}^4$  とすれば、 $C_L = 5350 \text{ m/sec}$ 、 $C_2 = 3180 \text{ m/sec}$ 、 $C_R = 2910 \text{ m/sec}$  となる。縦波動および横波動は伝播するに従って幾何学的な減衰を受けるが、平板の場合、表面波は減衰なしで伝播する。従って、波動の伝播距離の増加に伴い、平板の自由縁近傍では表面波が支配的になることが予測される。<sup>8)9)</sup>

### 3. 実験

#### 3.1 実験方法

実験は、鋼球と一様丸棒を平板の自由縁に面内方向に衝突させて衝撃荷重を加える方法で行った。鋼球は直径 1, 3/4, 1/2 インチの 3 種類、鋼棒 (SGD 41-D) は長さ 1.2m, 直径 5, 10mm の 4 種類を用いた。実験に使用した鋼板 (SS 41) の寸法と波動測定位置を図 2 に示す。

平板縁上の測定位置①~⑫には半導体ひずみゲージ (共和 KSP - 2 - E 4) が x 方向に接着されている。面内方向の波動は測定位置①'~⑤' のゲージによって測定した。ひずみゲージで検出されたひずみ波はブリッジ回路、プリアンプを経てデジタル・オシロスコープに記憶され、X-Yプロッターに出力される。

#### 3.2 測定結果<sup>10)</sup>

鋼球の衝突による波動の測定例を図 3, 4 に示す。図 3 は直径 1/2 インチ鋼球を約 1.8m/sec の速度で衝突させたときの平板各位置におけるひずみ波の時間的変動である。(a) はゲージ位置①'~⑤' におけるひずみ  $\epsilon_{yy}$ 、(b) はゲージ位置①~⑤のひずみ  $\epsilon_{xx}$  の波形である。①, ⑥はそれぞれ縦波および Rayleigh の表面波を意味し、各位置における到達時間を結んである。(a) のひずみ波は主に縦波で、伝播に伴い大きな減衰を示すのに対し、(b) のひずみ波はほとんど分散特性を示さず、Rayleigh の表面波が支配的であると考えられる。

図 4 は直径 3/4 インチ鋼球を 1.8m/sec の速度で衝突させたときの自由縁①~⑫のひずみ波  $\epsilon_{xx}$  の時間的変動である。自由縁上の表面波は、前章で論じたように、ほとんど分散せず遠方に伝播する様子がわかる。なお位置①~⑦の時間軸後方の小さな乱れは平板の左側面からの反射波である。

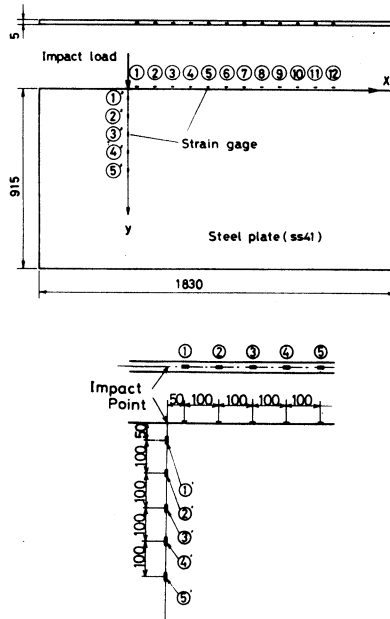


図-2 平板の寸法と測定位置

図5は直径10mm, 長さ1mの一樣丸棒を0.44m/secの速度で衝突させたときのひずみ変動である。(a)は面内方向のひずみ波 $\epsilon_{yy}$ , (b)は自由縁上のひずみ波 $\epsilon_{xx}$ である。図3の鋼球の衝突の場合と同様に, $\epsilon_{yy}$ は伝播距離の増加に伴い大きな減衰を示すが,表面波が支配的な $\epsilon_{xx}$ は余り分散しないことがわかる。また図3(b)と図5(b)を比較

すれば,鋼球の衝撃による場合は正弦波の1波長に近い $\epsilon_{xx}$ 波形を示し,一方,一樣丸棒の衝撃による場合は半波長に近い $\epsilon_{xx}$ 波形を示している。

#### 4. 衝撃分布荷重を受ける平板の表面波

##### 4.1 理論解析<sup>11)</sup>

ここでは,平板の自由縁上に衝撃分布荷重が作用する場合について理論解析を行い,実験との比較を行う。図6に示すように,半無限平板の自由縁上に巾 $2a$ の等分布衝撃荷重が作用するとする。一樣丸棒による実験結果,図5(a)より,分布荷重は図中に示すようにランプ状の立上り変動をすると仮定する。平面応力状態に対するNavierの運動方程式は次式のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 u + \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\partial e}{\partial x} &= \frac{1}{C_2^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \nabla^2 v + \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\partial e}{\partial y} &= \frac{1}{C_2^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

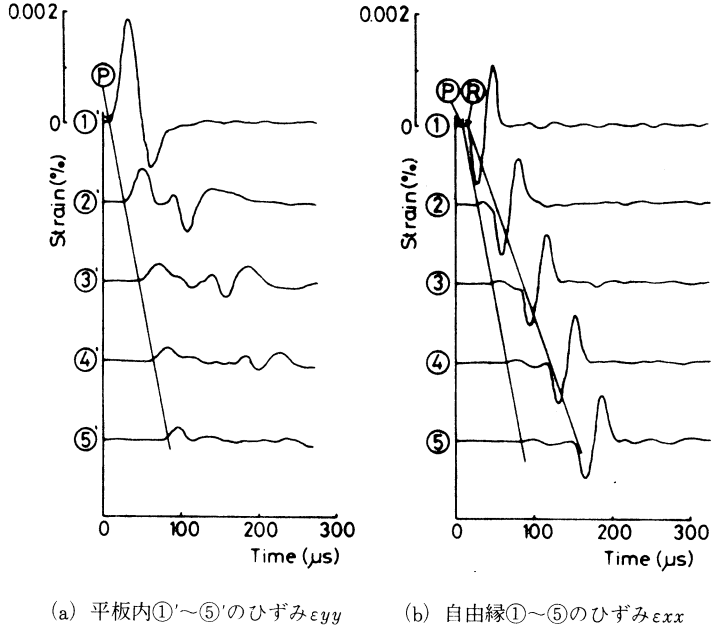


図-3 鋼球の衝突による平板各位置におけるひずみの時間的変動

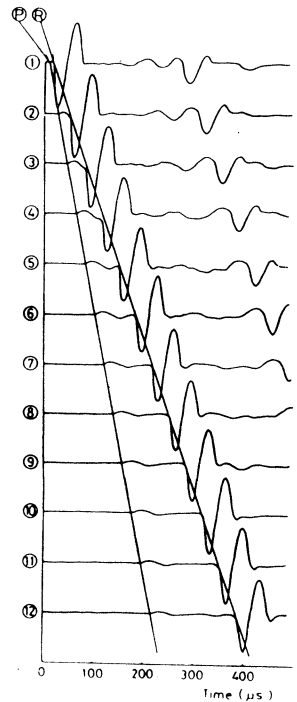
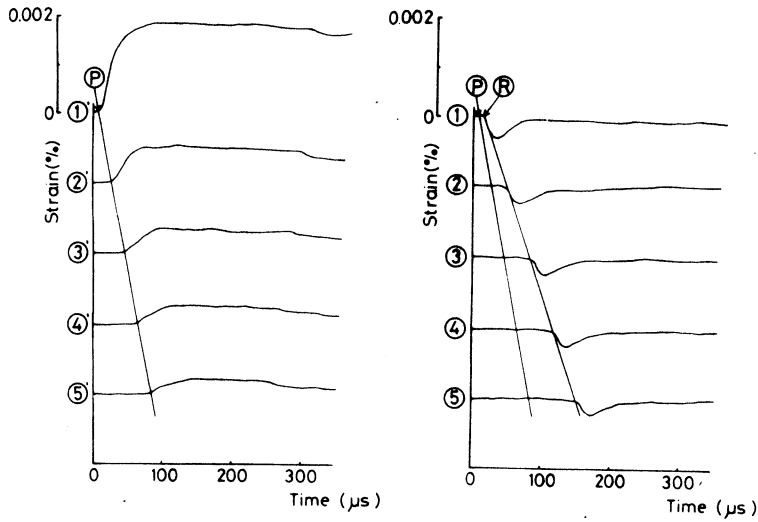


図-4 自由縁, ゲージ位置①~⑫におけるひずみ $\epsilon_{xx}$ 変動(鋼球の衝突)

自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動



(a) 平板内①'~⑤'のひずみ  $\epsilon_{yy}$       (b) 自由縁①~⑤のひずみ  $\epsilon_{xx}$

図-5 一様丸棒の衝突による平板各位置におけるひずみの時間的変動

ここで、 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ ,  $e = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$

$u, v$  は  $x, y$  方向の変位成分である。

ヘルムホルツの定理より、 $\varphi, \psi$  をスカラー量とすれば、変位成分は次式のように表わされる。

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \dots\dots\dots (2)$$

式(1)は、 $\varphi$  と  $\psi$  が次式の波動方程式を満足すれば満される。

$$\left( \nabla^2 - \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi = 0, \quad \left( \nabla^2 - \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = 0 \dots\dots\dots (3)$$

また応力成分は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= 2G \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{1-\nu} e \right) = 2G \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\nu}{1-\nu} \nabla^2 \varphi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right) \\ \sigma_{yy} &= 2G \left( \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\nu}{1-\nu} e \right) = 2G \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\nu}{1-\nu} \nabla^2 \varphi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right) \\ \sigma_{xy} &= G \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = G \left( \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \\ \sigma_{xz} &= \sigma_{yz} = \sigma_{zz} = 0 \end{aligned} \right\} (4)$$

初期条件および境界条件は次式のように与えられる。

$$(u)_{t=0} = \left( \frac{\partial u}{\partial t} \right)_{t=0} = 0, \quad (v)_{t=0} = \left( \frac{\partial v}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_{yy})_{y=0} &= -p_0 H(a-x) \left\{ \frac{t}{t_0} H(t_0-t) + H(t-t_0) \right\} \\ (\sigma_{xy})_{y=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで、 $H(t)$  はステップ関数である。平板縁上の応力  $(\sigma_{xx})_{y=0}$  および自由縁上のひずみ  $(\epsilon_{xx})_{y=0, x>a}$  はラプラス変換法によって次のように導くことができる。<sup>12)</sup> 初期条件(5)より、スカラー関数  $\varphi$ 、 $\psi$  の初期条件は

$$\left. \begin{aligned} (\varphi)_{t=0} &= \left( \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \\ (\psi)_{t=0} &= \left( \frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

この初期条件の下に式(3)をラプラス変換すれば、

$$\nabla^2 \bar{\varphi} = \left( \frac{p}{C_L} \right)^2 \bar{\varphi}, \quad \nabla^2 \bar{\psi} = \left( \frac{p}{C_2} \right)^2 \bar{\psi} \quad (8)$$

ここで、 $\bar{\varphi} = \int_0^\infty \varphi e^{-pt} dt$ 、 $\bar{\psi} = \int_0^\infty \psi e^{-pt} dt$ 、 $p$  はラプラス変換パラメータである。

また、境界条件(6)のラプラス変換は

$$\left. \begin{aligned} (\bar{\sigma}_{yy})_{y=0} &= -p_0 \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2} H(a-x) \\ (\bar{\sigma}_{xy})_{y=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

応力  $\sigma_{xx}$  と  $\sigma_{yy}$  は  $x$  の偶関数、 $\sigma_{xy}$  は  $x$  の奇関数で、すべての応力は無限遠で 0 になることを考慮して、式(8)の解を次式のようにおく。

$$2G\bar{\varphi} = \int_0^\infty A(\zeta) \cos \zeta x e^{-\gamma n_3} d\zeta, \quad 2G\bar{\psi} = \int_0^\infty B(\zeta) \sin \zeta x e^{-\gamma n_2} d\zeta \quad (10)$$

ここで、 $n_3 = \sqrt{\zeta^2 + (p/C_L)^2}$ 、 $n_2 = \sqrt{\zeta^2 + (p/C_2)^2}$  であり、 $A(\zeta)$ 、 $B(\zeta)$  は境界条件より決定される  $\zeta$  の未定関数である。式(10)、(4)より、ラプラス像空間における応力  $\bar{\sigma}_{xx}$ 、 $\bar{\sigma}_{yy}$ 、 $\bar{\sigma}_{xy}$  は、

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_{xx} &= -\int_0^\infty \left[ A \left\{ \zeta^2 - \frac{1}{2} \nu \left( \frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} e^{-\gamma n_3} + \zeta B n_2 e^{-\gamma n_2} \right] \cos \zeta x d\zeta \\ \bar{\sigma}_{yy} &= \int_0^\infty \left[ A \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} e^{-\gamma n_3} + \zeta B n_2 e^{-\gamma n_2} \right] \cos \zeta x d\zeta \\ \bar{\sigma}_{xy} &= \int_0^\infty \left[ A \zeta n_3 e^{-\gamma n_3} + B \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} e^{-\gamma n_2} \right] \sin \zeta x d\zeta \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

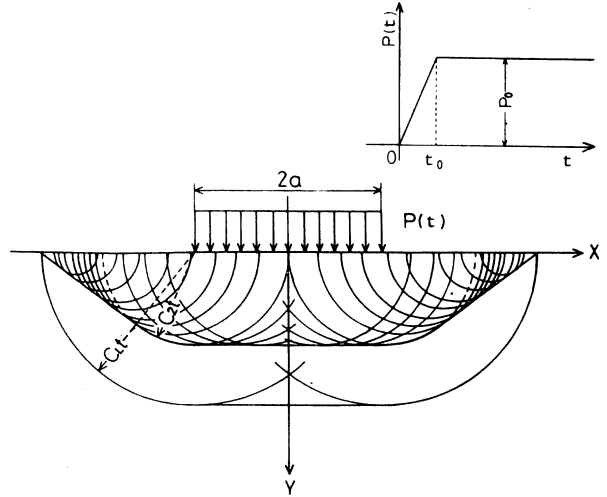


図-6 衝撃分布荷重を受ける平板

境界条件(9)より,

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\infty \left[ A \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} + B \zeta n_2 \right] \cos \zeta x d \zeta &= -p_0 \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2} H(a-x) \\ A \zeta n_3 + B \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式(12)の第一式をフーリエ余弦変換して, 未定関数 A, B を求めれば, 次式が得られる。

$$A = -\frac{2p_0}{\pi} \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2 \zeta} \frac{\left\{ \zeta + (1/2) (p/C_2)^2 \right\} \sin \zeta a}{\zeta^4 F(\zeta)}, \quad B = \frac{2p_0}{\pi} \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2} \frac{n_3 \sin \zeta a}{\zeta F(\zeta)} \quad (13)$$

ここで,  $\zeta^4 F(\zeta) = \left\{ \zeta^2 + 1/2 (P/C_2)^2 \right\}^2 - \zeta^2 n_2 n_3$

式(13)を式(11)に代入してラプラス変換を行なえば応力を求めることができる。しかし平板内部での逆変換積分は非常に困難であり, ここでは, 平板縁上 ( $y=0$ ) の応力  $(\sigma_{xx})_{y=0}$  に注目する。  $p = C_2 \zeta S$  とおけば

$$(\sigma_{xx})_{y=0} = \frac{2p_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \zeta a \cos \zeta x}{\zeta} I(\zeta) d\zeta \quad (14)$$

ここで

$$I(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{Br} \frac{1-e^{-K\tau_0 \zeta S}}{K\tau_0 \zeta S} \frac{(1+S^2/2)(1-\nu S^2/2) - \sqrt{(1+S^2)(1+K^2 S^2)}}{S \{ (1+S^2/2)^2 - \sqrt{(1+S)(1+K^2 S^2)} \}} e^{K\tau \zeta S} ds \quad (15)$$

なお,  $\tau = C_L t$ ,  $\tau_0 = C_L t_0$ ,  $K = C_2/C_L = (1-\nu)/2$  である。ラプラス逆変換  $I(\zeta)$  の被積分関数は多価関数で,  $S = \pm i$ ,  $\pm i/K$  が分岐点となる。また,  $S=0$  は  $\tau - \tau_0 < 0$  ならば 2 位の極,  $\tau - \tau_0 \geq 0$  ならば 1 位の極である。さらに,  $S = \pm i\alpha$  も 1 位の極となる。ここで,  $\alpha$  は次式を満足する正の実根である。

$$\alpha^6 - 8\alpha_4 + 8(3-2K^2)\alpha^2 - 16(1-K^2) = 0 \quad (16)$$

ゆえに, 図 7 の反転積分路にしたがって, ラプラス逆変換積分を行えば, 式(14)の現空間における解が次式のように得られる。

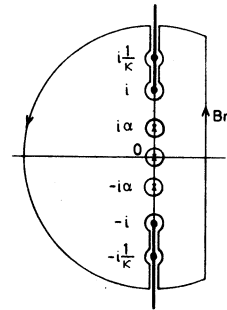


図-7 反転積分路

$$\begin{aligned} \frac{(\sigma_{xx})_{y=0}}{p_0} &= -H(a-x) \left\{ \frac{\tau}{\tau_0} H(\tau_0 - \tau) + H(\tau - \tau_0) \right\} - 2 \times \frac{(1-a^2/2)(1+\nu d^2/2) - \sqrt{(1-a^2)(1-K^2 a^2)}}{a^2 \left\{ 2 \left( 1 - \frac{a^2}{2} \right) - \frac{\sqrt{1-K^2 a^2}}{\sqrt{1-a^2}} - a^2 \frac{\sqrt{1-a^2}}{\sqrt{1-K^2 a^2}} \right\}} \\ &\times \frac{2}{\pi K \tau_0 a} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta^2} \left\{ \sin K \tau d \zeta - \sin K \zeta a (\tau - \tau_0) H(\tau - \tau_0) \right\} \sin \zeta a \cos \zeta x d \zeta \\ &+ \frac{16(1+\nu)}{\pi} \int_{1/K}^{1/\alpha} \frac{(1-\eta^2/2)\sqrt{(\eta^2-1)(1-K^2 \eta^2)}}{\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3-2K^2)\eta^2 - 16(1-K^2)} \left\{ \frac{1}{K\tau_0 \eta \pi} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta^2} \left\{ \sin K \tau \eta \zeta - \sin K \zeta \eta (\tau - \tau_0) H(\tau - \tau_0) \right\} \right. \\ &\left. \times \sin \zeta a \cos \zeta x d \zeta \right\} \frac{d\eta}{\eta} \end{aligned} \quad (17)$$

ここで、式に含まれる $\zeta$ に関する無限積分は公式

$$\frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \zeta a \sin \zeta b \cos \zeta c}{\zeta^2} d\zeta = \begin{cases} 0, & (a+b < c) \\ \frac{a+b-c}{2}, & (|a-b| < c < a+b) \\ \min(a,b), & (0 < c < |a-b|) \end{cases} \quad (a, b, c > 0) \quad (18)$$

より得られ、 $(\sigma_{xx})_{y=0}$ は $\eta$ に関して $1 \sim 1/K$ の積分から求められる。

自由縁上 ( $x > a$ ) においては  $(\sigma_{yy})_{y=0} = 0$  である条件を考慮すれば式(14)より  $x$  方向にひずみは

$$(\epsilon_{xx})_{y=0} = (\sigma_{xx})_{y=0} / E \quad (19)$$

となり、自由縁上のひずみ  $\epsilon_{xx}$  を式(17)~(19)より求めることができる。

#### 4.2 数値計算および実験との比較

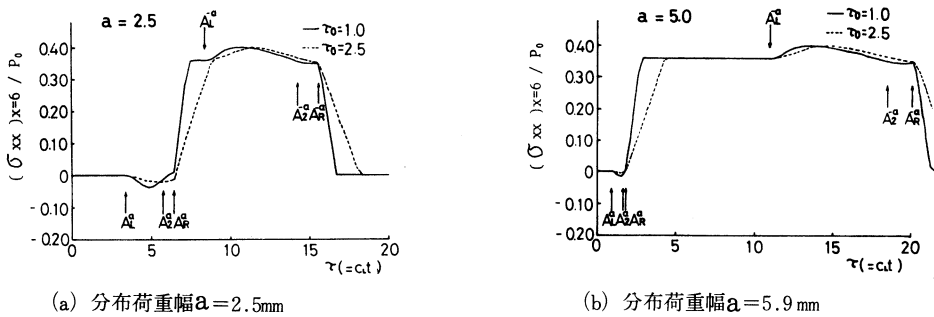


図8 自由縁上の応力 $(\sigma_{xx})_{x=6, y=0}$ の時間的変動

平板の材料を鋼 (SS 41) とし、 $E = 2.1 \times 10^4 \text{kg/mm}^2$ ,  $\nu = 0.29$ ,  $C_L = 5350 \text{m/sec}$ ,  $C_2 = 3180 \text{m/sec}$ ,  $\alpha = 0.9152$ の値を採用した。また  $a = 2.5, 5.0\text{mm}$ として自由縁上の $\sigma_{xx}$ ,  $\epsilon_{yy}$ の時間変動例を求めた。

図8(a), (b)は自由縁上  $x = 6 \text{mm}$ における応力 $\sigma_{xx}$ の時間的変動で、(a)は衝撃分布荷重巾  $a = 2.5\text{mm}$ , (b)は  $a = 5 \text{mm}$ の場合である。図中の $A_1^a$ ,  $A_2^a$ ,  $A_3^a$ ,  $A_4^a$ はそれぞれ分布荷重の端  $x = a, -a$ で生ずる縦波、横波および Rayleigh の表面波の到達する時間を表わしている。実線は衝撃立上り時間  $\tau_0 = C_L t_0 = 1$ , 破線は  $\tau_0 = 2.5$ の場合である。最初に  $x = a$ より縦波が $A_1^a$ に到達して小さな負の応力が生ずるが、表面波の到達する $A_2^a$ 以後は急激に大きな正の値をとり、 $x = -a$ で生ずる縦波の波面が到達する $A_3^a$ までは一定になっている。その後ゆるやかに変動し、 $x = -a$ よりの表面波が到達する $A_4^a$ で急激に減少して0になる。したがって、自由縁上の応力 $\sigma_{xx}$ 変動は、特に荷重作用領域より遠方においては Rayleigh の表面波によって支配されることがわかる。

自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動

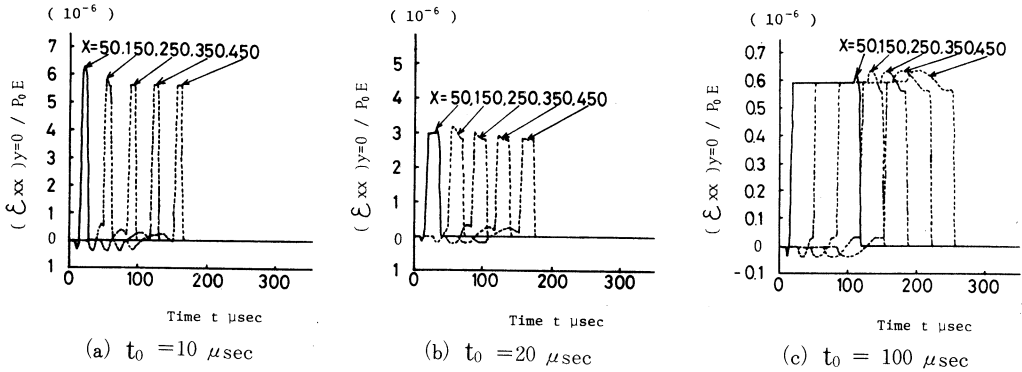


図-9 自由縁上の各位置におけるひずみ $\epsilon_{xx}$ に及ぼす衝撃立上り時間 $t_0$ の影響

図9(a)~(c)は自由縁上 $x = 5 \sim 45$ cmの位置におけるひずみ波 $\epsilon_{xx}$ の時間的変動を、分布荷重巾 $a = 5$ mmの場合について示したものである。衝撃分布荷重の立上り時間 $t_0$ の影響を調べたもので、(a)は $t_0 = 10 \mu\text{sec}$ 、(b)は $t_0 = 20 \mu\text{sec}$ 、(c)は $t_0 = 100 \mu\text{sec}$ の場合である。立上り時間 $t_0$ が小さいほどひずみ値は大きくなり、また逆にその時間中は小さくなっている。すなわち、ステップ衝撃に近づくほどひずみ値が大きくなっている。

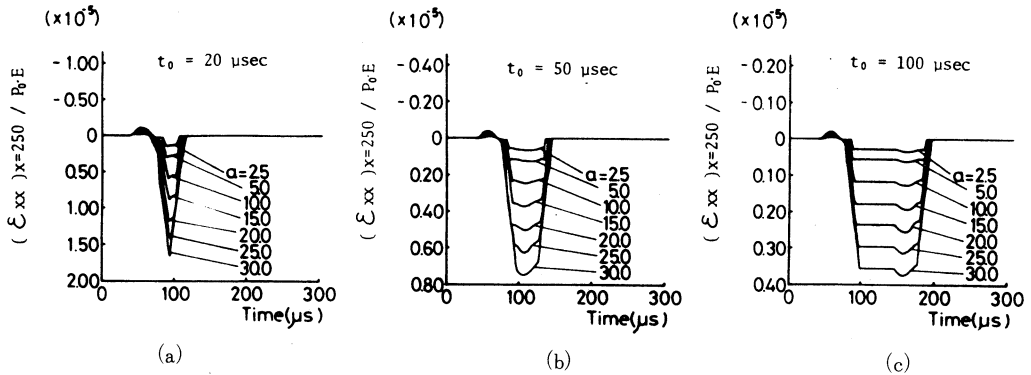


図-9 ひずみ $(\epsilon_{xx})_{x=250, y=0}$ 変動に及ぼす衝撃分布荷重幅 $a$ の影響

図10(a)~(c)は自由縁上 $x = 25$ cmにおけるひずみ $\epsilon_{xx}$ の時間変動で、分布荷重巾 $a$ による影響を $t_0 = 20, 50, 100 \mu\text{sec}$ の場合について比較したものである。分布荷重の巾 $a$ が大きくなるほどひずみ値は大きくなり、また図9で論じたように $t_0$ が大きいほどひずみの時間中が大きくなっている。

図11は、直径10mm、長さ2mの一樣丸棒を0.44m/secの速度で衝突させたときの自由縁上の位置 $x = 5, 15, 25, 35, 45$ cmで測定されたひずみ波 $\epsilon_{xx}$ の時間変動である。

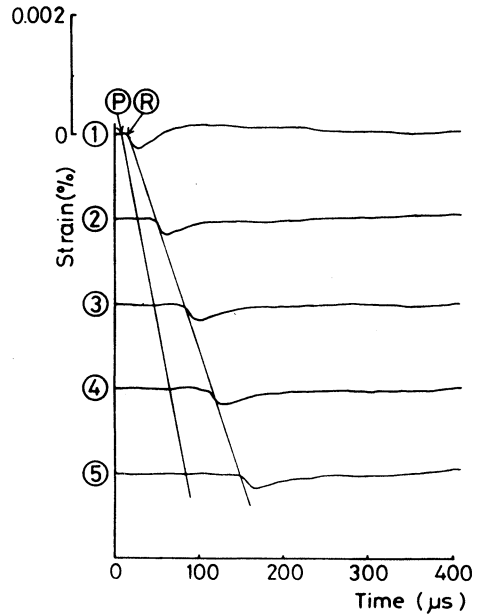
図12は、 $2a = 10\text{mm}$ 、 $t_0 = 20 \mu\text{sec}$ としたときの、図11に対応する各位置におけるひずみ波  $\epsilon_{xx}$  変動の理論結果である。両図を比較すれば、実験結果と理論結果は比較的よく一致していることがわかる。ただし、解析結果のひずみ波の変動は、測定結果のそれに比べて、より急激である。これは解析において、ランプ状の衝撃荷重立上りを仮定したことに基因すると思われる。

### 5. 結 言

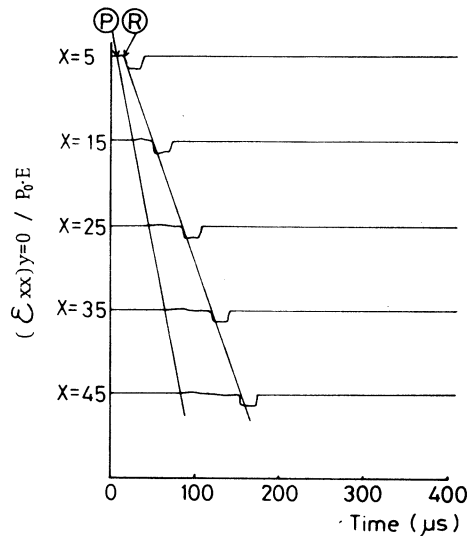
本報では、自由縁に面内方向に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動、特に自由縁に沿って伝播する Rayleigh の表面波に関して、実験および理論解析を行った。得られた結果を要約すれば次の通りである。

- (1) 鋼球および一様丸棒を平板 (SS 41) に衝突させる実験より、平板の自由縁上でそれぞれ異なるひずみ変動を示す表面波が観測された。面内で測定された実体波は、いずれも伝播距離の増加と共に大きな減衰を示すのに対し、自由縁上を伝播する表面波は分散特性をほとんど示さないことが確認された。
- (2) 平板縁に衝撃分布荷重が作用する場合の解析を行い、自由縁を伝播する表面波の検討を行った。数値計算の結果、分布荷重幅および衝撃立上り時間が表面波の挙動に大きく影響することが明らかになった。
- (3) 解析結果は一様丸棒の衝撃による実験結果にほぼ一致した。

(昭和60年 5月21日 受理)



図—11 一様丸棒 (直径10mm) の衝突による自由縁上①～⑤のひずみ  $\epsilon_{xx}$  変動



図—12 幅  $2a = 10\text{mm}$  の衝撃分布荷重が作用する場合の自由縁上のひずみ  $\epsilon_{xx}$  変動



参 考 文 献

- 1) Lamb, H., Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 203, (1904), 1.
- 2) 例えば, Graff, K. F., Wave Motion in Elastic Solids. (1975), Clarendon Press, Oxford; 佐藤泰夫, 弾性波動論, (昭53), 岩波.
- 3) 例えば, Pekeris, C.L., and Lifson, H., J. Acous. Soc. Am., 29, (1957), 1233.
- 4) Dieulesaint, E., and Royer, D., Elastic Waves in Solids: Application to Signal Processing. (1980), John Wiley & Sons.
- 5) Silk, M. G., NDT Inter., 9, (1976), 290.
- 6) 伊達, ほか2名, 非破壊検査, 31-4, (昭57), 247.
- 7) Fung, Y. C., Fundation of Solids Mechanics. (1965), Pretice-Hall.
- 8) 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.822-2, (昭57).
- 9) 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.832-1, (昭58).
- 10) 奈良, 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.842-1, (昭59).
- 11) 奈良, 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.852-1, (昭60).
- 12) 渋谷, 他3名, 機械学会論文集, 40-339, (昭49), 2997.

小形風車に関する実験的研究 第4報  
——自然風における小形水平軸風車の出力評価について

奥田 教海・山岸 英明

An Experimental Study on a Small Propeller Type of Wind Turbine,  
4th Report  
—— Estimation on the turbine power characteristics in natural winds

K. OKUDA and H. YAMAGISHI

Abstract

The authors have reported the field test results of a small propeller type of wind turbine in natural winds since 1978. It is confirmed from the results that the wind turbine power has increased proportionally to the third power of wind velocity, also as implied by the wind turbine theory, from the test results of data averaged in each 10 minute time range.

In this paper, the test results are reported for 0.5 kW wind turbine made by Elektro-G. m. b. H. in Switzerland, for natural winds in 1981 and '82. The observed data are consisted of two parts, one is the data of "short" periods for less than one hour, at sampling time intervals for less than one minute and the other the data of "long" periods for about one month, at sampling time intervals for one minute. The former are investigated and analysed for the power-correspondence of the wind turbine to the wind fluctuations in short periods and the latter for estimation of the turbine power characteristics in long periods.

1. ま え が き

筆者らは1978年以来、小形プロペラ形風車を風況（風向と風速）の変動する自然風の中に設置して、その出力特性を調べてきた<sup>(1)~(4)</sup>。その結果、10分間連続測定の平均値を整理したところ、風車の運動量理論で予見されているように、風車出力は風速のほぼ3乗に比例することが確認されている。

さらに引続いて本報告では、スイス、エレクトロ社の0.5kW風車を用いて1981年~1982年に実施した自然風中での実験について報告する。実験結果は1分以下のサンプリング周期で1時間以下の期間測定した“短期間記録”と、1分間隔で連続約1ヶ月間測定した“長期間記録”とから成っている。前者は風況変動に対する風車出力の応答性を検討するためのものであり、後者は長期的な風車の出力特性を調べるためのものである。

## 2. 実験結果と実験方法

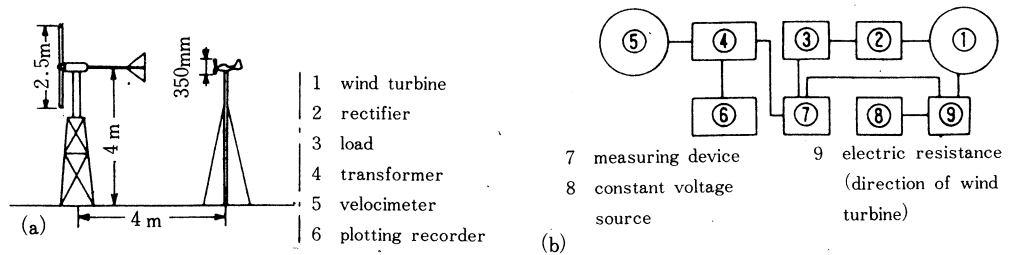


図-1 実験装置

図1(a)に本実験に用いた小形風車と風向風速計の位置関係と主要寸法を示す。供試風車は2枚翼可変ピッチ・プロペラ形(翼断面 Clark Y 翼形)、回転直径2.5mの、スイス、エレクトロ社製風車である。この風車は風速10m/s前後で遠心錘の作用により可変ピッチ装置が作動して過負荷を防ぐように設計されている。風向風速計は気象観測用の4枚プロペラ形で回転直径は350mmである。図1(b)には装置全体の測定系統図を示す。風車からは風車出力(電圧値)と風車方向およびプロペラ回転数が出力され、風向風速計からは風速と風向が出力され、それぞれデジタル・データ・レコーダやペン書きレコーダに記録される。風車出力(3相交流)は整流器により全波整流されてから、負荷として接続されているニクロム線により発熱放散される。出力の値はニクロム線の抵抗値とその両端の電位差から計算し、リード線や整流器などによる熱損失は無視して考えている。負荷抵抗値は2~12Ωの間で種々テストした結果、約6Ωの場合が供試システムに対して、風速の広い範囲で最もよく風のエネルギーを取得できることがわかったので、常温で約6.3Ωの抵抗値を示すニクロム線を負荷として接続した。一部の測定には、値の異なる抵抗値も用いた。

測定は2種類の方法で行った。1つは1分以下のサンプリング周期で、数10秒から、1時間程度の期間記録、解析する方法で、他の1つは1分のサンプリング周期で、長期間連続して記録、解析する方法である。今回は約1ヶ月間のデータを記録した。前者は風況変動に対する風車の出力応答性や瞬時の特性を検討するためであり、後者は風車出力についての長期的な特性を調べるためのものである。前者の“短期間記録”の場合、記録にはA/Dコンバータ内蔵のパーソナル・コンピュータを用いた。

## 3. 記号

$Cl(t)$  : 出力係数, 式(1) (—)

$\overline{Cl}$  : 平均出力係数, 式(2) (—)

$\overline{Cl,v}$	: 平均出力係数, 式 (3), (4) (—)
$\overline{Cl}$	: 平均出力係数, 式 (6) (—)
$i, k$	: サンプル数および風速ランクの添字
$M$	: 風速のランク数 (—)
$N$	: 観測期間中の全サンプル数 (—)
$Nv$	: 風速の出現回数 (—)
$P, P(t)$	: 風車出力 (kW, W)
$R$	: 風車回転半径 (m)
$t$	: 時間 (s, min, h)
$V, V(t)$	: 風速 (m/s)
$v$	: 風速の添字
$\epsilon$	: エネルギー変換効率, 式 (6) (—)
$\rho$	: 空気密度 ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )

## 実験結果とその検討

### 4.1 風況変動に対する風車の応答性

自然風にあっては風車の回転翼の慣性モーメントや偏揺慣性モーメントのため、風車は風況の変動に直ちには応答しないものである。このため風況変動の速い成分は風車の挙動に大きな影響を与えないものと考えられる。このことは、風速測定に熱線風速計のような感度のよい風速計を用いた場合、その出力変動に風車の出力が完全には対応しないことが推測される。フィールドにおいて風況観測を行なう場合、測定期間が長くなるため、熱線風速計の使用は技術的に難かしく、実用的ではないように考えられる。実用の面から見れば、供試システムで用いた気象観測用の風向風速計の出力と風車出力の関係を調べるのが、第1段階としては適当と考えられ、(これは他の風車の計測でも一般に行われている) 本報告ではそれに沿って検討を進めた。大きさからみて、風車より風向風速計の方が慣性モーメントは小さくなると考えられ、実用上風向風速計の出力を実際の風況に代えることができよう。本研究で用いた風車の風速変動に対する応答性を調べるため、サンプリング周期0.02秒で記録した風速と出力の関係を検討する。

図2に強風時における時系列記録20秒間を示し、上は風速、下は風車出力の点群である。若干時間的に遅れはあるものの、応答性はかなり良いことがわかる。また図3に、図2のデータの変動周波数成分を見るために、図2に示す範囲でスペクトル解析を行った結果を示す。図3によれば1 Hz以上の変動周波数成分は問題にならないほど小さく、とくに0.25 Hz以下(周期4秒以上)の遅い変動周波数成分が顕著に現われている。また図2, 3より、風車と風向風速計との真

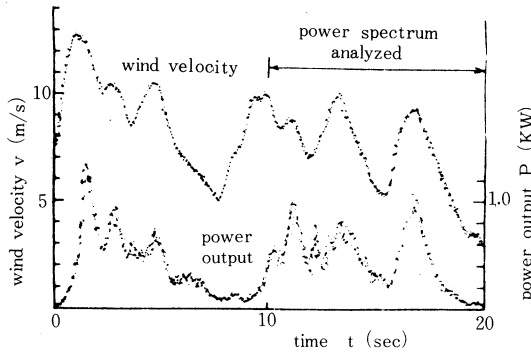


図-2 風車出力の風速への応答性

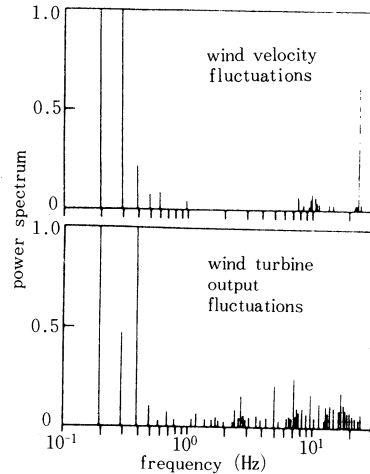


図-3 風力と出力の変動スペクトル

の風に対する感度にあまり差がないことが間接に示されている。弱風時には風車の風況変動に対する応答性は悪くなることが他のデータより知られている。これらの点から風車の出力評価に対して、風況の速い変動成分は重要な要素にはならないことがわかる。以上、強風時には風車出力の風速に対する応答性はかなり良好であるといえることができる。

## 4.2 平均出力係数

プロペラ形風車の出力係数  $C_l(t)$  は次の式(1)で定義される。

$$C_l(t) = P / \left( \frac{1}{2} \cdot \pi R^2 \rho V^3(t) \right) \quad (1)$$

変動する自然風にあっては、各瞬間ごとの  $C_l(t)$  よりも、ある一定期間の平均値として出力係数を定義づけることが現実に即している。そのような定義の出力係数は、次の式(2)で表わされる。

$$\bar{C}_l = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} C_l(t) dt \quad (2)$$

また各風速域ごとの出力係数も次のように定義できる。風速  $V_1$  から  $V_2$  の間の中央値を  $V$  とし、その範囲のデータの出現回数を  $N_v$  とすれば

$$\bar{C}_{l,v} = \frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} \frac{P_{v,i}}{\frac{1}{2} \pi R^2 \rho V_i^3} \quad (3)$$

$\bar{C}_{l,v}$  の定義として式(3)のほかに次の式(4)のようにも表わされる。

$$\bar{C}_{l,v} = \frac{\frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} P_{v,i}}{\frac{1}{N_v} \sum_{i=1}^{N_v} \frac{1}{2} \pi R^2 \rho V_i^3} \quad (4)$$

式(3)と式(4)のどちらを用いても同じ結果を与える。この両式によって風速域ごとの出力係数の傾向を調べることができる。

またある一定の期間全体の  $\bar{C}_l$  を計算するために、式(5)を用いることができる。

$$\overline{C_l} = \frac{1}{N_r} \sum_{k=1}^M (\overline{C_{l,r}})_k \cdot (N_r)_k \quad (5)$$

ここで  $k$  は風速域のランクを示し、 $M$  は風速のランク数である。風速0のデータも含むようにすれば式(5)と式(2)は同じ結果を与える。式(2)と式(5)の定義では無風状態が長いほど  $\overline{C_l}$  の値が低く出て、風車の性能の絶対評価ができないことになる。

そこで風車回転面を通過する風のエネルギーに対し、風車の取得したエネルギーの割合をエネルギー変換効率  $\epsilon$ 、ないしは  $\overline{C_l}$  とすれば、次の式(6)のように表わされる。

$$\epsilon = \overline{C_l} = \frac{\sum_{k=0}^M \left( \frac{1}{N_r} \sum_{i=1}^{N_i} P_{r,i} \right)_k}{\sum_{k=0}^M \left( \frac{1}{N_r} \sum_{i=1}^{N_i} \frac{1}{2} \pi R^2 \rho V_i^3 \right)_k} \quad (6)$$

定常流中ではどのような定義によっても同じ値になるが、自然風の下では定義によって平均出力係数の値は異なってくる。

### 4.3 出力評価に対するサンプリング周期の影響

風車の長期観測にあたり、膨大なデータの処理を、実用上避けるために、一定の時間間隔でデータのデジタル記録を行ない解析することによって性能を評価することができる。それは以下の検討によって明らかにされる。

すでに述べたように供試風車の出力の顕著な変動成分の周期は1～4秒以上であり、この点からもサンプリング周期は1秒以下にする必要はないであろう。そこでサンプリング周期を1, 5, 60秒と変えて記録を行ない。出力と風速の3乗の値との相関を調べた。表1にその結果を示す。サンプリング周期が長くなっても、特に相関が悪くなる傾向は見られない。60秒を超えるサンプリング周期の検討は行なっていないが、供試風車の場合、60秒間隔のサンプリングでも短期間の詳しい風車性能評価と同様に、長期間の性能評価が可能であることがわかった。これによって長期間の観測において膨大な量のデータ処理を避けるためには、どの程度粗いサンプリング周期で観測すればよいか、その指針が得られることとなる。

### 4.4 出力評価に対する平均風速の影響

自然風の下で稼動する風車の出力係数に影響を与える要因として、観測期間の平均風速が挙げられる。表2に風速の3乗の値と風車出力の間の相関を、平均風速を変えて示してある。相関係数は平均風速の増加とともに大きくなっていることが示されている。

表-1 サンプルング周期の影響

time interval for sampling (s)	1	5	5	60
observed time (s)	750	420	61200	61200
number of data	750	84	12240	1020
mean wind velocity ( $\frac{m}{s}$ )	4.6	5.9	5.9	5.9
mean power output of turbine (W)	98.4	42.8	110.8	112.9
correlation coeff. for output v. wind vel.	0.885	0.886	0.820	0.854

表-2 出力-風速相関係数の平均風速への依存性

time interval for sampling (s)	60			
observed time (h)	720	24	24	17
number of data	42920	1440	1440	1020
mean wind velocity ( $\frac{m}{s}$ )	1.9	2.1	2.4	5.9
mean power output of turbine (W)	4.3	0.59	1.47	112.9
correlation coeff. for output v. wind vel.	0.495	0.601	0.727	0.851

#### 4.5 平均出力係数 $\overline{Cl_v}$ , $\overline{Cl}$

風車の性能を検討する場合、式(4)の  $\overline{Cl_v}$  と  $\overline{Cl}$  の値によることが適切であろう。そこで無風状態の少ない1分間隔の50分間の測定（短期）と60秒間隔の1ヶ月間の測定（長期、この場合2例）を行なって  $\overline{Cl_v}$  を求めた。前者を図4に、後者を図5に示した。図4には負荷の相違による  $\overline{Cl_v}$  の変化も併せて示してある。図4の負荷6.3Ωの短期データと図5の長期データの  $\overline{Cl_v}$  の値は大きく異り、風速5 m/s以上の範囲で比較すると図4の0.3前後に対し、図5では0.1前後となっており、後者の方が明らかに小さい。すなわち短期間のデータのみで長期にわたる出力予測を行なうことは困難である。

図6に  $\overline{Cl}$  を示した。横軸には  $\overline{Cl}$  の計算の際考慮する風速の最低値を示し、この数値以下の風速を除いて計算した値が図中の各点の値である。このようにして計算したエネルギー変換効率も、5 m/s以上の風速で考えると、やはり、0.1前後の値となった。

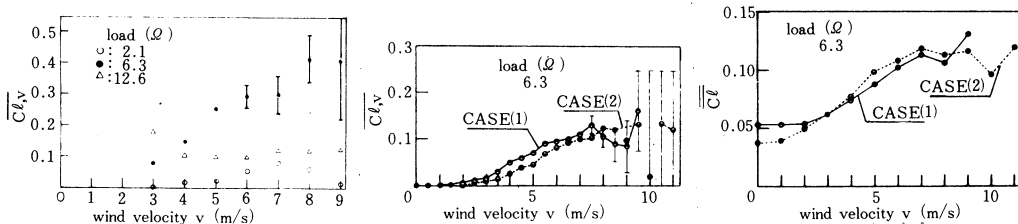


図-4 風速区分ごとの平均出力係数 (短期) 図-5 風速区分ごとの平均出力係数 (長期) 図-6 エネルギー変換効率 (長期)

## 5. 結 論

以上の実験結果から、供試風車について次の諸点が明らかになった。

- (1) 強風時においては、風車出力の風況変動に対する応答性はかなり良好であり、それは風車出力、風速の時系列データおよび変動成分のスペクトル解析の結果から明らかである。
- (2) 実用上の出力係数は平均値で求められるべきであるが、平均のとり方で出力係数の意味とその値とが異なってくる。
- (3) 短期観測によって風車の性能を議論する場合、供試風車に対してデジタル記録のサンプリング周期は1秒以下に短くする必要はないことがわかり、観測期間が長ければサンプリング周期は60秒程度でも風車出力係数の評価ができる。これによって、長期間の観測において膨大なデータの処理を避けるためには、どの程度粗いサンプリング周期で観測すればよいか、その指針が得られる。
- (4) 平均出力を予測するための要因として、観測期間全体の平均風速を用いることができる。
- (5) 短期間のデータのみで長期にわたる出力予測を行なうことは困難である。

(昭和60年5月21日 受理)

## 謝 辞

本研究を行なうに当たって、当時学生であった小野寺茂、赤根敏文、佐藤裕および細矢東豪の諸君の助力を得たので、ここに感謝の意を表する。また実験室の高橋敏則技官には、データ処理で協力いただいた。厚くお礼申し上げます。なお本研究の一部は昭和55～57年度文部省科学研究費等の補助によるものであることを付記する。



文 献

- 1) 奥田・ほか, 機講論No.780-15, P.233 (1978)
- 2) 奥田・ほか, 機講論No.782-2, P.58 (1978)
- 3) 奥田・ほか, 機講論No.790-10, P.181 (1979)
- 4) 奥田・ほか, 機講論No.810-15, P.79 (1981)

# 衝撃による円柱ラムの放射音特性

西田 公至・吉井 俊明\*

## Impact Sound Radiated from the End Surfaces of a Ram

Kohshi NISHIDA and Toshiaki YOSHII

### Abstract

In this paper, the pressure wave form of the impact sound is discussed theoretically and experimentally, which is radiated from the end surfaces of a ram in the deformation process of a billet. The impact sound may be attributed to air pulses caused by the sudden acceleration of the ram. The impact sound wave at a field point is calculated by superimposing those emitted from the divided small elementary areas of the end surfaces. In the calculation, it is assumed that the approximate acceleration of the ram changes sinusoidally, and that the shelter effect due to the ram can be ignored when the wave length of impact sound is larger than the dimensions of the ram.

The superimposed sound pressure wave forms agree fairly well with those measured by laboratory experiment, and show fairly well the change of wave forms due to different measuring points.

### 1. 緒 言

機械や構造物から発生する騒音の中でも、2つの構成要素間の衝突に起因する衝撃音のしめる割合は比較的大きく、また、衝撃音の騒音レベルは一般にかなり大きなものとなっている。このために、機械騒音の低減を考える場合に、基本的な衝撃音の発生機構や放射される衝撃音の特性を把握しておくことが重要である。これまでに衝撃音に関する研究は数多くなされているが、以下のような研究例をあげることができる。

基礎的なモデルによる2つの物体間の弾性衝突によって放射される衝撃音に関する研究として、球と球の衝突<sup>1)2)</sup>によるパルス状の衝撃音に関する研究、球と平板の衝突<sup>3)</sup>または球と円柱の衝突<sup>4)</sup>によって発生するパルス状の衝撃音と、それに続いて発生する自由振動音に関する研究などがあげられる。また、衝撃圧縮時のビレットの横膨張変形にともなう衝撃音の理論的研究がHodgson<sup>5)</sup>らによって行われているが、実験によってこの膨張音を分離測定することは困難であろう。次に実際の機械要素を対象としたものとして、歯車<sup>6)7)8)</sup>や玉軸受<sup>9)</sup>に関する衝撃音の研究があげられる。さらに、実際の機械またはモデルを対象としたものとして、プレス<sup>10)</sup>や鍛造

---

\*北海道電力K.K

機<sup>11)</sup>による放射音の研究があげられる。実際の機械や機械要素の場合、いくつかの発音機構が関係しているため、発生騒音の音圧波形は複雑となるが、関与している個々の発音機構およびそれらに基づく放射特性を知ることが基本的に重要であろう。

本研究では、自由落下する円柱ラムがビレットに衝突するときに、ラムの端面から放射されるパルス状衝撃音の音圧波形の特性および測定位置による影響について、理論的検討と実験との両面から研究を行った。

## 2. 円柱ラム衝撃音の理論的検討

### 2-1 固体振動による放射音

個体が空气中で振動するとその表面に隣接する空気には同じ振動数の疎密波、すなわち音波が発生する。表面積  $S$  の微小音源が速度振幅  $V$  で振動するとき、放射される音波の音圧  $p$  は次式で表わされる。<sup>12)</sup>

$$p = j\omega \left( \frac{\rho Q}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \right) \quad (1)$$

ここで、 $\omega$  は角振動数、 $\rho$  は空気密度、 $Q$  は体積流で  $Q = SV$  で定義され音源の強さを表わす。 $t$  は時間、 $k$  は波長定数で音速を  $C$  とすると  $k = \omega/C$  と表わされる。また、 $r$  は微小音源と測定点との距離を表わす。式(1)を体積流の定義を用いて表わすと次式となる。

$$p = j\omega \left( \frac{\rho S}{4\pi r} V e^{j(\omega t - kr)} \right) \quad (2)$$

$j\omega$  は時間に関する微分因子であるから、式(2)は音圧が音源の振動加速度に比例することを示している。すなわち、振動加速度を  $\ddot{u}(t)$  で表わすと測定点の音圧は次式で表わされる。

$$p = \frac{\rho S}{4\pi r} \ddot{u} \left( t - \frac{r}{c} \right) \quad (3)$$

この式から明らかなように、音圧のピーク値は加速度の最大値に比例することがわかる。もし、微小音源からの音が、音源を含む無限バツフル板の片側の半空間のみに放射される場合には、式(3)は次のようになる。

$$p = \frac{\rho S}{2\pi r} \ddot{u} \left( t - \frac{r}{c} \right) \quad (4)$$

### 2-2 ラム端面からの衝撃音

円柱ラムがその中心線に沿って垂直に落下し、アンビル上に置かれた円柱ビレットを衝撃によって、高速圧縮変形させる場合を考える。ビレットの変形過程において、ラムはビレットから変形抵抗を受ける。したがって、ラムとビレットが接触している間は、ラムにはビレットの変形抵抗力に基づいた加速度が作用し、ラムの両端面からパルス状の衝撃音が放射されることになる。この場合、ラム上端面に接する空気は密となり、下端面のところでは疎となる。すなわち、ラム

衝撃による円柱ラムの放射音特性

の両端面から放射される音波は互いに逆位相となっている。ピレットの寸法よりラムがはるかに大きい場合を考え、ラムは剛体と仮定する。したがって、ラムの半径方向への音の放射は考えない。測定点における音圧波形はラム両端面から放射された音波の干渉波形として得られることになり、測定点位置によって異なる。一つの端面から放射される音圧波形は次のようにして求めることができる。測定点に到達するラム端面からの放射音の音圧は、端面上の各微小面素を音源として、それらの微小音源から放射された音圧の重ね合せとして考えることができる。測定点の位置および微小面素の分割方法を図1に示す。図示の測定点位置のとり方はラムが自由落下方式であることを考慮したためである。x軸に沿ってラムの端面の直径を $2n$ 等分する。次に、 $M_0$ 点とそれぞれの分割点との距離を半径とし、 $M_0$ 点を中心とする円弧によって、端面を微小な面素 $S_i$ に分割する。このような分割によれば、 $i$ 番目の面素 $S_i$ に対する半径 $R_i$ の円弧上の各点から測定点に至る距離は等しく $r_i$ となる。ラムの上端面から放射された音の一部は端面周辺から側面領域、さらには下端面領域へと回折すると考えられるが、放射音の波長がラムの形状寸法と比較して大きければ、ラムの存在の影響による遮蔽効果はないものとして近似できる。したがって測定点Mにおける音圧 $p$ は微小面素 $S_i$ からの音波が測定点に到達した瞬間を時間の原点にとれば、式(3)を用いて次のように表わされる。

$$p = \sum_{i=1}^{2n} \frac{\rho S_i}{4\pi r_i} \ddot{u} \left( t - \frac{\Delta r_i}{c} \right) \quad (5)$$

ここに、

$$S_i = \frac{D}{n} R_i \cos^{-1} \left\{ \frac{R_i^2 + x_c^2 - (D/2)^2}{2x_c R_i} \right\}$$

$$x_c = R_0 + \frac{D}{2}$$

$$r_i = \sqrt{R_i^2 + h^2}$$

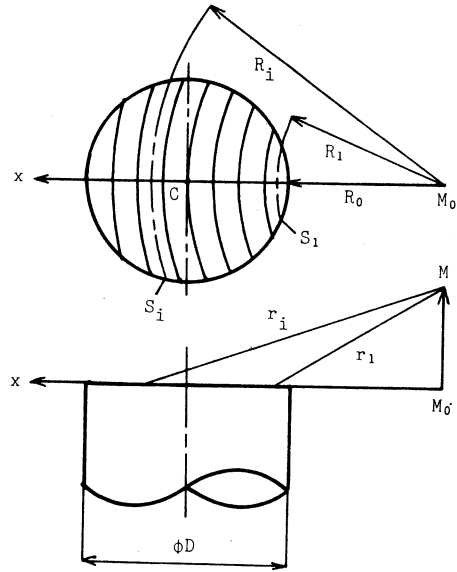


図-1 ラム放射面の面要素分割

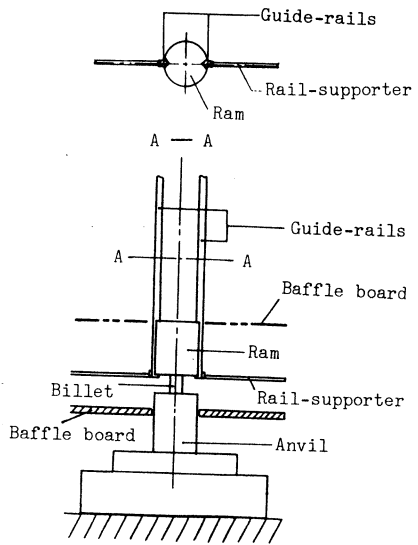


図-2 衝撃実験装置

$$\Delta r_i = r_i - r_1$$

Dはラムの直径，hはラム上端面を含む平面からの測定点への垂直距離を表わす。ラムがビレットと接触している間に受ける加速度は近似的に半波長の正弦波によって表わされるものと仮定し，式(5)の $\ddot{u}(t)$ として次式を用いる。

$$\ddot{u}(t) = A \left\{ \sin \frac{\pi}{\tau_c} t \cdot \delta(t) + \sin \frac{\pi}{\tau_c} (t - \tau_c) \cdot \delta(t - \tau_c) \right\} \quad (6)$$

ただし， $\delta(t) = \begin{cases} 0; & t < 0 \\ 1; & t \geq 0 \end{cases}$

ここに， $\tau_c$ はラムとビレットの接触時間を表わし，Aはラムの加速度振幅を表わす。ラム上端面の位置にバッフル板を設け，下端面からの放射音の影響を除いた場合を考えると，上端面からの放射音は半空間のみに伝搬するため，音圧は式(5)の係数の $4\pi$ を $2\pi$ と置き換えることにより求められる。ラム両端面からの放射音が測定点に到達する場合の音圧は，それぞれの放射音が逆位相であることを考慮して，式(5)および式(6)から求めることができる。

### 3. 実験装置および実験方法

円柱ラムの端面衝撃における放射音の実験装置を図2に示す。ラムは落下高さが調整可能な電磁石により，所定の高さに保持されている。電磁石回路を切ると同時に，ラムはガイドレールに沿って落下し，アンビル上におかれたビレットに衝突する。ラムとビレット間にはトリガー導通回路が設けてあり，その電圧変化は記録され，接触時間の測定に用いられる。ラムはS45Cの鋼製で焼入れ硬化後，端面研削仕上げをしたもので，直径70mm，長さ67mm，質量1.97kgのものと同直径70mm，長さ166mm，質量4.94kgのものを用いている。ビレットは直径および長さが，それぞれ， $\phi 12 \times 12\text{mm}$ ， $\phi 16 \times 16\text{mm}$ および $\phi 9 \times 16\text{mm}$ の3種類を使用し，いずれも鋼製(SS41)で両端面は研削仕上げされている。また，アンビル部は直径70mm，長さ150mmの円柱部分と支台から成っており，全質量は80kgである。ラムの落下高さは最高1400mmとなっている。図3に本実験で用いた測定系を示す。衝撃音の音圧波形，ラムとビレットの接触時間およびビレットの衝撃変

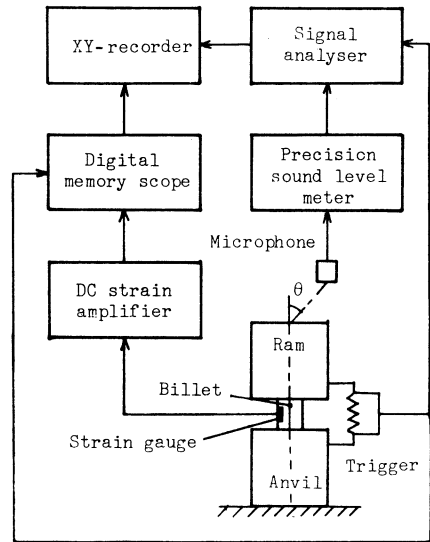


図-3 ラムの放射音測定系

で用いた測定系を示す。衝撃音の音圧波形，ラムとビレットの接触時間およびビレットの衝撃変

形過程でのひずみ波形を測定する。

#### 4. 結果および考察

ラムによる衝撃変形時のビレットのひずみ波形例を図4に示す。

図の(a)はビレットの変形が弾性域で行われた場合で、ひずみ波形は、ほぼ、半波長の正弦波とみなしうることがわかる。このことから、加速度波形もまた、半波長の正弦波によって近似しうることがわかる。したがって、この場合、式(6)による仮定は妥当なものと思われる。図の(b)はビレットの変形過程が弾塑性域で行われた場合で、残留ひずみが生じている。このひずみ波形から得られる加速度波形は、ピーク値前後の対称性がくずれることになるが、塑性変形を行う場合、衝撃速度は弾性変形の場合よりも大きくなり、ラムとビレットの接触時間が短くなる。したがって、加速度のパルス幅が短くなるため、この場合にも、加速度波形は半波長の正弦波によって近似しうるのであろう。図5にビレットがラムの衝突によって弾塑性変形する場合のラム上端面から放射される衝撃音の測定結果を示す。

この場合、ラム下端面からの放射音の影響を除くために、バッフル板をラム上端面の位置に水平に設けてある。ラム端面中心からの測定点距離( $r=300\text{mm}$ )を一定として、ラム中心軸に対する測定点の角度 $\theta$ を増加していくと、パルス状衝撃音の音圧ピーク値は減少していくことがわかる。このことはラム端面からの音の放射が指向性をもっていることを示している。また、 $\theta$ の増加とともに、衝撃音パルスの時間幅が長くなることがわかる。これらの結果は、ラム端面からの放射を一つの点音源で代表させて表わすことはできないことを示している。測定系において、ラム上端面および下端面からの放射音はそれぞれ、負および正のパルス音として測定される。図に示されている負のパルス音に続く音圧の小さい正のパルス音は、下端面からの音が完全に除去されずに、ラムとバッフル板のすき間から漏洩した下端面からの放射音の影響によるものである。図5との比較のために、式(5)と式(6)を用いて計算した衝撃音の音圧波形を図6に示す。

ただし、バッフル板を用いているため、式(5)の係数中の $4\pi$ は $2\pi$ とし、接触時間および音圧のピーク値の測定値を参照値として用いている。面素の分割は30とした。この結果から、測定した衝撃音波形は、ラム下端面からのわずかな影響があるものの、計算による波形とはほぼ同形となっ

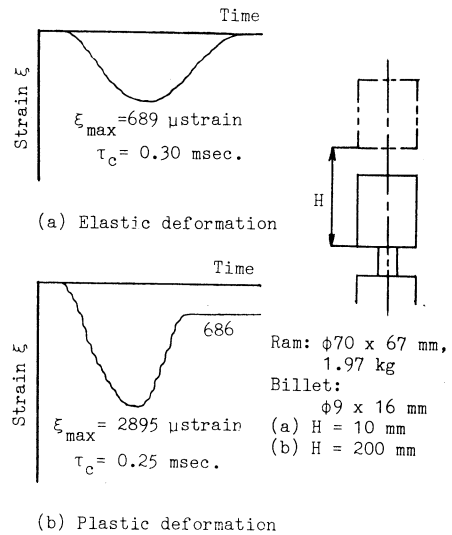
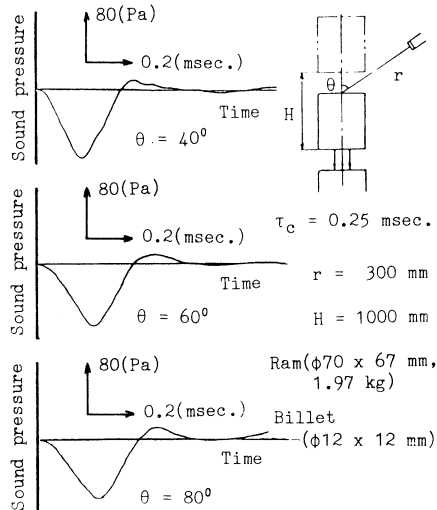


図-4 ビレットの衝撃ひずみ波形

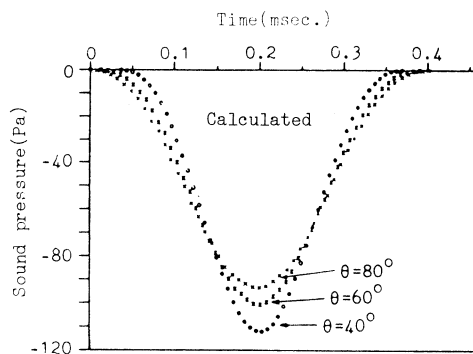
ていることがわかる。また、計算結果によっても、 $\theta$ の増加とともに音圧ピーク値が小さくなり、パルス音の時間幅が長くなることが示されている。この時間幅は式(5)による音圧の計算方法から明らかなように、ラムとビレットの接触時間 $\tau_c$ と微小面素 $S_1$ と $S_{2n}$ からの音波が測定点に到達する時間差の和として表わされる。すなわち、 $\tau = \tau_c + (r_{2n} - r_1)/C$ と表わされる。したがって、衝撃音のパルス幅は接触時間とは等しくはなく、測定位置によってきまる時間差 $(r_{2n} - r_1)/C$ だけ長くなる。 $\theta$ の増加による時間幅の増大はこの経路差による所要時間が長くなることから理解される。例として、 $\theta = 60^\circ$ の場合について計算すると、 $(r_{2n} - r_1)/C = 0.17$  msec. となる。接触時間は0.25 msec. であるから、パルス音の時間幅は0.42 msec. となる。測定結果では約0.39 msec. となっているが、下端面からの

多少の影響を考慮すれば、ほぼ一致するものとみなせるであろう。次に、ラム両端面からの放射音について、音圧波形の測定結果を図7に示す。

図の(a)は測定点がラム両端面から等距離にある場合で、互いに逆相の放射音が干渉して、ほとんど音圧が測定されない状態を示している。接触時間から予測される正負の音圧パルスの位置を図中に点線で示した。図中の実際に現われている音圧値の小さい正負の音圧パルスは、それぞれ、ラム下端面とし上端面からの放射音が下部のバッフル板によって反射したものと考えられる。図の(b)は上端面からの音圧パルスとそれに遅れて到達する下端面からの音圧パルスの干渉波形を示している。この場合、ラム両端面から最初に到達する音波の経路差による時間差は、上端面からの音圧パルスがピーク値をとる時間よりも大きく、したがって、上端面からの音圧パルスのピーク値は干渉の影響を受けていない。図中の第3番目に位置する正の音圧パルスは下端面からの放射音が下部のバッフル板で反射したものと考えられる。図の(c)はラム両端面から測定点に至る経路差が大きく、上端面からの放射音が到達し終ってから下端面からの放射音が到達



図一五 ラム上端面からの放射音



図一六 ラム上端面からの放射音

衝撃による円柱ラムの放射音特性

している場合で、両者の干渉は起っていない。以上のように、測定位置によって衝撃音の音圧波形が異なるので、衝撃音の評価にさいしては測定位置について十分考慮する必要がある。図8はラム両端面からの放射音が干渉している場合について、音圧波形の計算と測定との結果を比較した例である。両者は音圧パルスのピーク値についても、パルスの時間幅についてもよく一致している。この場合の干渉の程度を検討しておく。ラムの寸法および測定位置の関係と接触時間0.25 msec. を考慮するとラム上端面からの音圧パルスの時間幅は0.42 msec. となり、これは測定値と一致している。下端面からの音圧パルスは0.15 msec. 遅れて到達することになり、その時間幅は0.38 msec. と計算される。したがって、干渉の結果として測定される2つの音圧パルスの時間幅は0.53 msec と計算される。測定結果では0.51 msec. となっており、両者はよく一致している。

以上の音圧の計算は式(5)と式(6)によっているが、これらの結果からも、式(6)による加速度の近似は妥当なものと考えられる。また、音圧パルス幅 $\tau$ の2倍を音圧波形の周期とみなし、 $\lambda = 2\tau C$ を波長と考えると図8の場合、ラム上端面からの放射音の波長は288mmとなり、下端面からの放射音の波長は261mmとなる。いずれの場合も波長はラムの寸法( $\phi 70 \times 67$ mm)の3倍程度大きくなっており、ラムによる音波の遮蔽効果は現われず、計算結果と測定結果とがよく一致したものと思われる。ラムの直径と長さのうち大きい方を代表寸法Lとすると、波長定数 $k(=2\pi/\lambda)$ を用いて、 $kL < 2\pi$ が成り立つような場合には、ラムによる遮蔽効果を考える必要がなく、式(5)、式(6)によって、放射音の音圧が求められるといえる。本実験

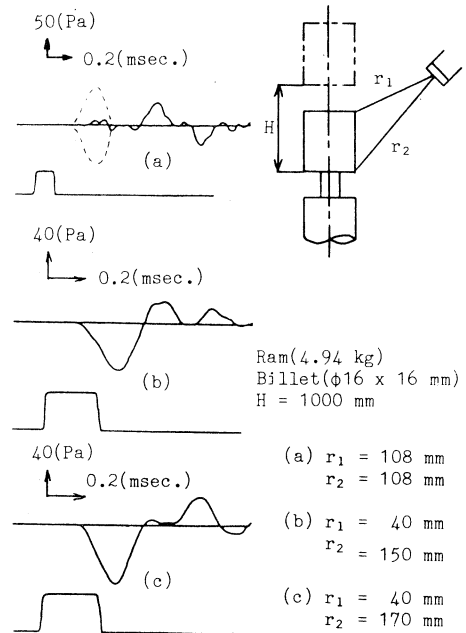


図-7 ラム両端面からの放射音

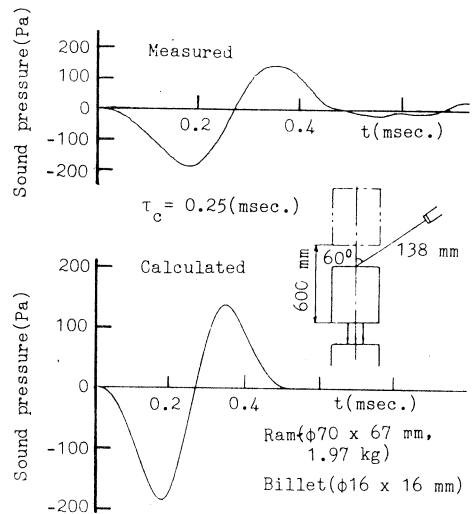


図-8 放射音の計算及び実験結果の比較



の範囲では、すべてこの関係を満している。

## 5. 結 言

円柱ラムの衝突によりビレットが衝撃変形する過程で、ラムの端面から放射される衝撃音の特性およびその特性評価に関する問題点を理論と実験とにより検討した。その結果、次のような結論を得た。

- (1) 衝突時にラムの端面から放射される衝撃音の音圧は、ラム端面を微小面素に分割し、それぞれの面素からの放射音の重ね合せとして求めることができ、計算結果と実験結果とはよく一致している。
- (2) ラムの一つの端面から放射される衝撃音の音圧波形は半波長の正弦波に近いパルス状の波形となる。その音圧パルスの時間幅はラムとビレットの接触時間と、測定点に最も遠い面素と最も近い面素からの経路差による時間との和として表わされ、計算結果と実験結果とがよく一致している。
- (3) ラムの両端面から放射される衝撃音の音圧は、衝撃音の波長がラムの代表寸法  $L$  より大きい場合には、すなわち、 $kL < 2\pi$  が成り立つとき、放射音に対するラムの遮蔽効果はないものとして、重ね合せの計算により求めることができる。計算結果と実験結果とはよく一致している。
- (4) ラム両端面からの放射音は互いに逆位相であり、測定点の位置によっては干渉により、音圧が測定されなかったり、音圧波形がかなり変化する。このため、衝撃音の評価にさいしては測定位置の影響を十分考慮する必要がある。

(昭和60年5月21日 受理)

## 文 献

- 1) 西村源六郎, 高橋浩一: 精密機械 28, (4) 30 (1962)
- 2) 富田 豊, 堀内敏夫: 日本音響学会誌 34, (5) 318 (1978)
- 3) 坂田 勝, 中川正紀, 遠藤 満: 日本機械学会論文集 (C編) 45, (392) 414 (1979)
- 4) 遠藤 満, 西 成人, 中川正紀, 坂田 勝: 日本機械学会論文集44, (377) 38 (1978)
- 5) Hodgson, D. C., Bowcock, J. E.: J. Sound Vib. 42 (3) 325 (1975)
- 6) 会田俊夫, 佐藤 進, 由井雄二郎, 福間 洋: 日本機械学会論文集34, (268) 2226 (1968)
- 7) 会田俊夫, 佐藤 進, 後藤 晋, 福間 洋: 日本機械学会論文集34, (268) 2237 (1968)
- 8) 会田俊夫, 佐藤 進, 福間 洋, 川上 晋: 日本機械学会論文集34, (268) 2247 (1968)
- 9) 西村源太郎, 高橋浩一: 精密機械 30 (6) 475 (1964)
- 10) 降筋清司, 小池茂幸: 日本機械学会論文集 (C編) 45, (391) 285 (1979)
- 11) Sadek, M. M., Tobias, S. A.: Proc. Int. Mach. Tool Des. Res. Conf. 17 th 257 (1977)
- 12) Skudrzyk, E.: The Foundation of Acoustics 348 (Springer-Verlag, 1971)

# 3次元音響インテンシティの自動計測用プローブ

西田 公至・岩倉 正雄\*

## A Probe for Automatic Measurement of Spatial Acoustic Intensity

Kohshi NISHIDA and Masao IWAKURA

### Abstract

In this paper, a method of measuring acoustic intensity automatically is presented. The method uses measurements of the cross spectrum of the pressures at two closely spaced microphones. The acoustic intensity probe used is composed of two microphones which are arranged in parallel and with a short distance slid along those axes, and combined symmetrically with respect to a holder axis. The holder can be turned around its axis by steps of a constant angle for measuring three directional components of an acoustic intensity vector. The acoustic intensity at a field point can be automatically measured by using such composed microphones. A transfer function technique is used for approximately correcting the phase-mismatch error between the instrumentation of the signal channels of two microphones. This method of measuring acoustic intensity automatically is actually applied to a visualization technique of the flow pattern of sound energy emitted from one aperture of an enclosure with a speaker inside.

The experimental results show that the acoustic intensity probe used is an appropriate sensor for the automatic measurement of spatial acoustic intensity vectors.

### 1. 緒 言

かつては、音響計測で直接測定できる物理量は音圧のみであったが、最近では、音の強さを表わす音響インテンシティを直接測定することが可能となった。この音響インテンシティは、任意の測定点における音響パワー流速密度であり、音圧と粒子速度の積の時間平均によって表わされるベクトル量である。したがって、音響インテンシティ計測法を用いれば、音の流れのエネルギーの強さ、およびその方向を測定することができることから、その応用として、音源の放射パワーの測定、<sup>1)2)</sup>機械の主要な発音部位を同定するための音源探査、<sup>3)4)</sup>音響パワー流れのパターンの可視化、<sup>5)</sup>およびパネルの透過損失の測定<sup>6)</sup>等に関する研究が行われている。

音響インテンシティの計測法では、粒子速度を近接した2点の音圧の差から近似的に求める方法によっているため、2本のマイクロホンから成るインテンシティプローブを必要とする。その構成方法としては、2本のマイクロホンをその軸上に向い合せに配置したFACE TO FACE、背

---

\*日立製作所

合せに配置した BACK TO BACK, および並列に配置した SIDE BY SIDE 構成が考えられている。<sup>7)</sup> 方向軸の決定の容易なことと位相特性がよいことなどから, 向い合ったマイクロホンの振動膜間に隔壁を設けた FACE TO FACE の構成原理に基づくインテンシティプローブが市販されるようになった。しかし, ベクトル量である音響インテンシティを3次的に測定するには, 測定点ごとに3つの座標軸方向のインテンシティ成分を測定しなければならないが, それらの測定を自動化することを考えた場合, 上述した3種類のマイクロホン構成のプローブでは, いずれも構造上, 自動計測への適用は困難である。現状では, 人手により多くの時間と労力を要している。

本研究では, 音響インテンシティの3次的自動計測を行うために, 新たな構成のインテンシティプローブと自動計測装置を試作し, その特性評価を行った。さらに, 実際の適用例として, 内部音源を有する直方体エンクロージャの一つの側面に設けた円孔からの放射音を対象に, 音のエネルギー流れの可視化を表わすインテンシティベクトルの分布を求め, 用いた方法の有効性を検討した。

## 2. 音響インテンシティの自動計測原理

### 2-1 クロススペクトル法

音響インテンシティは, 音場のある点において, 単位面積を単位時間に通過する音のエネルギー, すなわち, 音響パワー流速密度を表わすベクトル量で, 音圧  $p(t)$  と粒子速度  $\vec{u}(t)$  の積の時間平均として, 次式で表わされる。

$$\vec{I} = \overline{p(t) \cdot \vec{u}(t)} \quad (1)$$

ここで, 音場のある点における  $r$  方向の音響インテンシティ  $I_r$  を考えると, 粒子速度の  $r$  方向成分を  $u_r(t)$  として, 次式のように表わされる。

$$I_r = \overline{p(t) \cdot u_r(t)} \quad (2)$$

理論的には,  $p(t)$  と  $u_r(t)$  とを測定すれば式(2)により  $I_r$  が求まることになるが, 粒子速度を直接測定することは困難である。そこで, 粒子速度を求める方法として, 音波に関する運動方程式(3)に着目し, その音圧勾配を式(4)のように近似すれば,  $r$  方向の粒子速度  $u_r(t)$  は式(5)によって近似的に表わすことができる。

$$\rho \frac{\partial u_r}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial r} \approx \frac{p_2(t) - p_1(t)}{\Delta r} \quad (4)$$

ここで、 $\rho$  は空気の密度、 $p_1(t)$ 、 $p_2(t)$  は  $r$  方向に微小距離  $\Delta r$  離れた 2 点における音圧を表わす。

$$u_r(t) = -\frac{1}{\rho \Delta r} \int_{-\infty}^t \{p_2(\tau) - p_1(\tau)\} d\tau \quad (5)$$

したがって、式(2)は近似的に次式によって表わされる。

$$I_r \doteq -\frac{1}{\rho \Delta r} \frac{p_1(t)+p_2(t)}{2} \int_{-\infty}^t \{p_2(\tau) - p_1(\tau)\} d\tau \quad (6)$$

式(6)による時間領域での関係を周波数領域で表示<sup>8)</sup>すると、インテンシティの周波数成分  $I_r(f)$ 、および周波数帯域 ( $f_1 \sim f_2$ ) での音響インテンシティ  $I_r(f_1 \sim f_2)$  は、それぞれ、式(7)、式(8)によって表わされる。

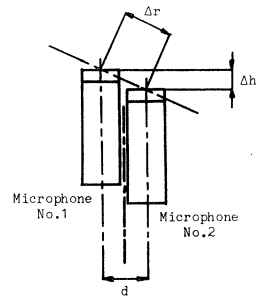
$$I_r(f) = -\frac{\text{Im}\{G_{12}(f)\}}{2\pi\rho\Delta r} \quad (7)$$

$$I_r(f_1 \sim f_2) = -\frac{1}{2\pi\rho\Delta r} \int_{f_1}^{f_2} \frac{\text{Im}\{G_{12}(f)\}}{f} df \quad (8)$$

ここで、 $\text{Im}\{G_{12}(f)\}$  は  $p_1(t)$ 、 $p_2(t)$  のクロススペクトル密度関数 (片側) の虚数部を表わす。以上のように、 $r$  方向に微小距離  $\Delta r$  だけ離れた 2 点における音圧のクロススペクトル密度関数を求め、その虚数部について上式の演算を行うことにより、任意の周波数帯域の音響インテンシティを求めることができる。本研究では、以上のクロススペクトル法による測定原理を用いる。

## 2-2 インテンシティプローブ

音響インテンシティの 3 次元的自動計測を行うためには、既存のインテンシティプローブは、構造上の理由から使用することが困難である。そこで、本研究では、図 1 に示すようなマイクロホン構成のプローブを用いる。すなわち、2 本のマイクロホンを、それぞれの軸がホルダーの軸に対称となるように配置し、相互に微小距離  $\Delta h$  だけ軸方向にずらした構成となっている。この場合、測定方向は 2 つのマイクロホンの振動膜の中心を通る直線方向である。このようなマイクロホン構成のプローブを用いれば、そのホルダー軸まわりに一定角度 ( $45^\circ$ ) ずつ 2 度回転させ、回転前と合せて 3 回の測定により、同一測定点でのインテンシティの 3 軸成分を容易に求めることができる。3 軸成分の求め方については、以下に詳細に述べる。



図一1 マイクロホンの構成

測定点における音の伝搬方向の音響インテンシティ、すなわち、音の強さを  $I_r$  とし、直交 3 軸 ( $x$ ,  $y$ , および  $z$  軸) に対する伝搬方向の方向余弦を ( $l$ ,  $m$ ,  $n$ ) とすれば、音の強さの 3 軸成分 ( $I_x$ ,  $I_y$ ,  $I_z$ ) は次式により表わされる。

$$(I_x, I_y, I_z) = (I_r l, I_r m, I_r n) \quad (9)$$

また、図2に示すような(1), (2), および(3)のそれぞれのマイクロホンの状態において、マイクロホンNo. 1の中心からNo. 2の中心に向う方向余弦を、それぞれ、 $(l_1, m_1, n_1)$ ,  $(l_2, m_2, n_2)$ , および  $(l_3, m_3, n_3)$  とすると、マイクロホンの各状態で測定される音響インテンシティ  $I_1, I_2$ , および  $I_3$  は次式の関係を満たす。

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= I_r(l_1^2 + m_1^2 + n_1^2) \\ I_2 &= I_r(l_2^2 + m_2^2 + n_2^2) \\ I_3 &= I_r(l_3^2 + m_3^2 + n_3^2) \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

ただし、 $l^2 + m^2 + n^2 = 1$

ここに

$$\begin{pmatrix} l_1 & m_1 & n_1 \\ l_2 & m_2 & n_2 \\ l_3 & m_3 & n_3 \end{pmatrix} = \frac{1}{\Delta r} \begin{pmatrix} d & \Delta h & 0 \\ d/\sqrt{2} & \Delta h & d/\sqrt{2} \\ 0 & \Delta h & d \end{pmatrix} \quad (11)$$

ただし、 $\Delta r = \sqrt{d^2 + \Delta h^2}$

式(9), 式(10)および式(11)から、音の強さおよびその3軸成分が次式のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} I_x &= -\frac{(2 + \sqrt{2}) \Delta r}{2d} \{(\sqrt{2} - 1) I_1 - \sqrt{2} I_2 + I_3\} \\ I_y &= \frac{(2 + \sqrt{2}) \Delta r}{2\Delta h} \{I_1 - \sqrt{2} I_2 + I_3\} \\ I_z &= -\frac{(2 + \sqrt{2}) \Delta r}{2d} \{I_1 - \sqrt{2} I_2 + (\sqrt{2} - 1) I_3\} \\ I_r &= \sqrt{I_x^2 + I_y^2 + I_z^2} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

したがって、測定点において  $(I_1, I_2, I_3)$  を測定すれば、その点における音の強さおよび3軸成分を式(12)によって求めることができ、さらに、式(9)によって、音の伝搬方向を求めることができる。

### 2-3 計測誤差および位相差補正

2つのマイクロホンを用いる音響インテンシティ計測による誤差として、式(4)の有限差分近似による理論上の誤差および2つのマイクロホンチャンネル間の位相差による誤差が考えられる。ここで、インテンシティプローブの方向軸の方向 (r 方向) に伝搬する単一周波数の平面波又は構成マイクロホン間の距離  $\Delta r$  による減衰が微小な球面波を考えると、有限差分近似の結果として、測定される音響インテンシティ  $I_r$  と理論値  $I_{rt}$  との関係として次式が得られる。<sup>8)</sup>

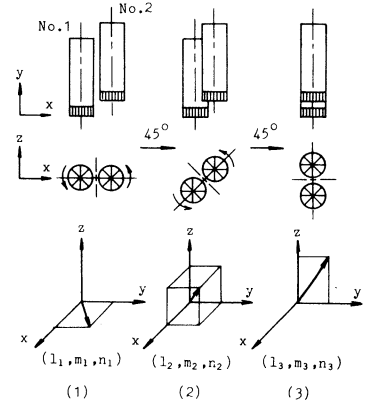


図-2 インテンシティプローブの回転方法

$$I_r = I_{r1} \frac{\sin k \Delta r}{k \Delta r} \quad (13)$$

ここに、 $k$  は波長定数で  $k = 2 \pi f/c$ ,  $f$  は周波数,  $c$  は音速を表わす。式(13)によれば、周波数が高くなると誤差が大きくなることを示している。すなわち、高域周波数での誤差により、測定周波数の上限が定まることがわかる。さらに、マイクロホンチャンネル間に位相差  $\phi$  が存在する時は式(13)の関係は次式のように表わされる。

$$I_r = I_{r1} \frac{\sin (k \Delta r - \phi)}{k \Delta r} \quad (14)$$

式(14)は低周波数域での誤差が位相差  $\phi$  により影響されることを示している。したがって、測定周波数の下限は位相差の大きさにより定まることになる。2つのマイクロホン・増幅系の位相誤差はFFTアナライザとコンピュータからなる計測システムにより、補正することができる。本研究では以下のような伝達関数による方法を用いる。マイクロホン増幅系1および2の周波数応答を  $H_1, H_2$  とし、それぞれの入力音圧のフーリエ成分を  $P_1, P_2$ , 出力音圧のフーリエ成分を  $P'_1, P'_2$  とする。このとき、以下の関係が成り立つ。

$$P'_1 = H_1 P_1, P'_2 = H_2 P_2 \quad (15)$$

したがって、測定されるクロススペクトル密度関数を  $G'_{12}$  とすれば、次式の関係が成り立つ。

$$G_{12} = G'_{12} / H_1 H_2 \quad (16)$$

ここに、 $H_1^*$  は  $H_1$  の共役複素数を表わす。2つのマイクロホンを同一音場に置くならば、 $P_1 = P_2$  となるため、次式が成り立つ。

$$\frac{1}{H_1^* H_2} = \frac{1}{H_{12} |H_1|^2} \quad (17)$$

ここに、 $H_{12}$  は  $P'_2 = H_{12} P'_1$  の関係を表わす伝達関数である。

式(16)、式(17)を用いると式(7)は次のように表わされる。

$$I_r(f) = - \frac{\text{Im} \{ G'_{12}(f) / H_{12} |H_1|^2 \}}{2 \pi \rho \Delta r} \quad (18)$$

式(18)の  $G'_{12}, H_{12}$  は容易に測定できるが、 $|H_1|$  は、測定周波数範囲に対する正確な校正音源がないと測定できない。 $|H_1|$  は測定系1で用いる騒音計の周波数応答のゲインであり、FLAT特性に対し、100 Hz ~ 4000 Hz の範囲では  $\pm 1$  dB 以内となっている。このことを考慮して、ここでは、 $|H_1|^2$  を省略した簡単な補正方法を用いることにする。この場合、測定される音響インテンシティには  $\pm 1$  dB 以内の誤差が生じうることとなる。

### 3. 実験装置および実験方法

インテンシティブローブの自動走査装置を図3に示す。プローブは4個のステップモータにより、直交3軸方向へ一定間隔で移動することができ、さらに、ホルダー軸の回りに一定角度ずつ回転移動することができる。これらの移動はコンピュータにより制御される。3軸(x, y, z)方向の移動可能範囲は、それぞれ、1200mm, 900mm, 1000mmとなっている。使用マイクロホンは1/2in. コンデンサーマイクロホンである。マイクロホン構成は  $d=13.8\text{mm}$ ,  $\Delta h=5\text{mm}$ ,  $\Delta r=14.6\text{mm}$  となっている。

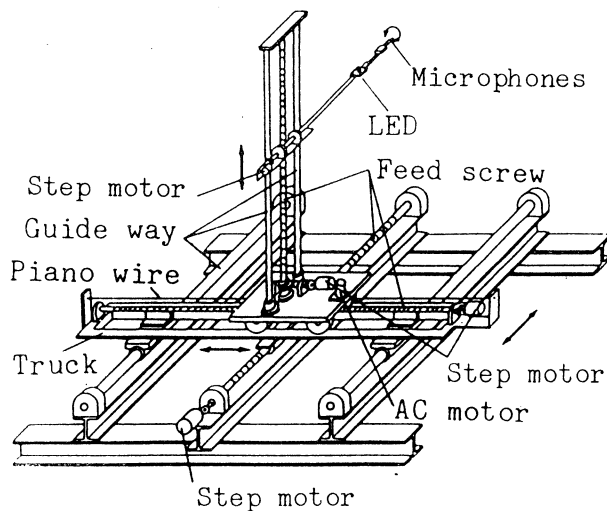


図-3 インテンシティブローブの自動走査装置

音響インテンシティの自動計測システムを図4に示す。実際に音響インテンシティを

測定するための音源として、内部にスピーカを有する直方体エンクロージャの側面に円孔を設けなモデル音源を用いた。エンクロージャの大きさは400mm×300mm×324mmで400mm×300mmの面の中心に円孔を設けてある。円孔の大きさは直径60mmおよび80mmの2種類を用いた。

### 4. 結果および考察

図5および図6に用いたインテンシティブローブの位相差の測定例を示す。2つのマイクロホンチャンネル間の位相差 $\phi$ が理論上の位相差( $k\Delta r$ )の±10%以内に入る場合、式(9)による音響インテンシティの理論的誤差を1 dB以内にするためには上限周波数は3600 Hzとなる。図5の正面入射の場合、位相差補正により、5 KHz程度までほぼ良好な特性が得られている。しかし、図6の

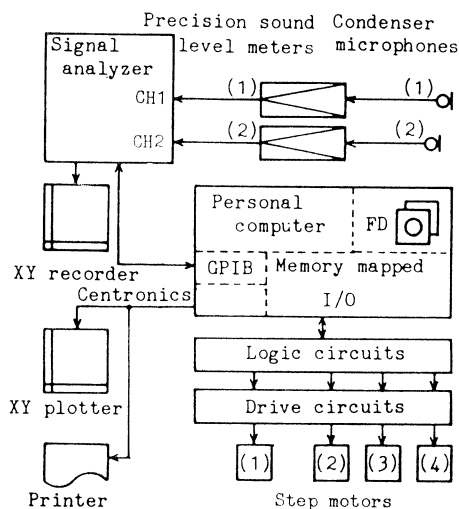


図-4 音響インテンシティの測定系

側面入射の場合には、4 KHz 程度までとなっている。いずれの場合も、位相差  $\phi$  の曲線は理論値の上下で変動しているが、この変動は側面入射の方が大きく、また、 $\Delta h$  を長くすると大きくなる結果が得られていることから、マイクロホン間の干渉によるものと考えられる。両図からは明らかではないが、低周波数域を拡大すると位相差  $\phi$  は、ほぼ200 Hz 以下で、誤差 $\pm 10\%$ をかなりオーバーする結果が得られている。以上のことから、測定周波数の範囲は200 Hz ~ 3600 Hz と考えられる。この周波数帯においては理論的なインテンシティ誤差の範囲は $-1 \sim 0.5$  dB となる。本実験では、1/2 in. マイクロホンを用いているが、1/4 in. マイクロホンを使用し、位相差補正の方法を改善するならば、測定周波数範囲をさらに広げることが期待される。図7および図8はエンクロージャの円孔から放射する音のエネルギー流れの状態を、用いた音響インテンシティの自動計測方法によって求めたものである。測定面は円孔の中心を通り、板面に垂直な平面である。図中の矢印は各測定点における2次元インテンシティベクトルの向きとデシベルで表わした大きさを示している。図から明らかなように、周波数が大きくなると音波の直進性が増すことがよくわかる。また、エンクロージャ側面への回折は周波数が高くなると小さくなる様子がよく表わされている。

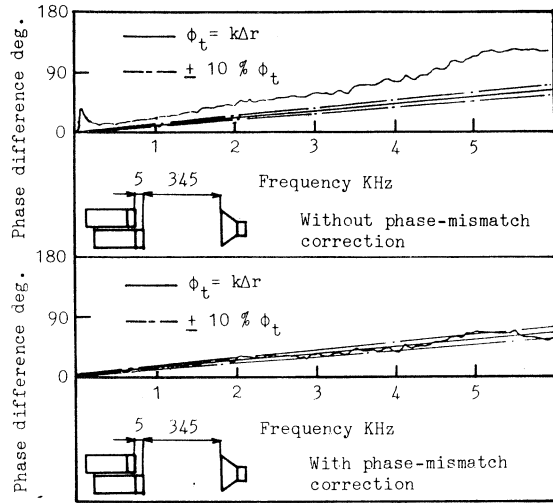


図-5 2マイクロホンチャンネル間の位相差補正(正面入射)

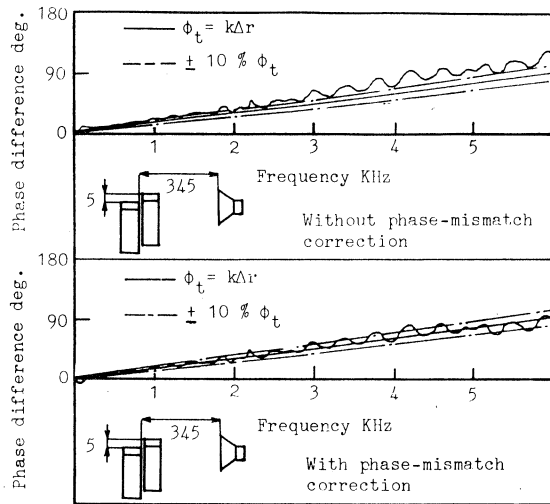


図-6 2マイクロホンチャンネル間の位相差補正(側面入射)



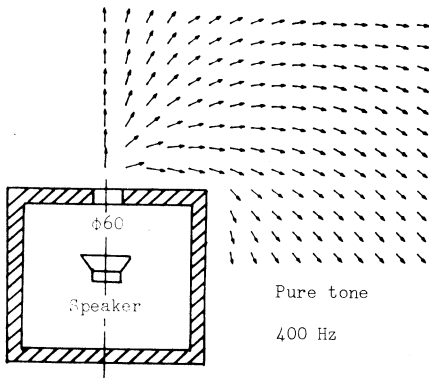


図-7 音響インテンシティによる音のエネルギー流れ

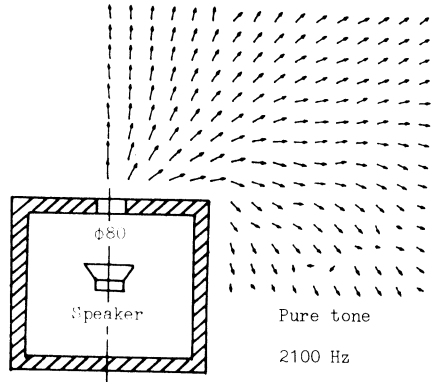


図-8 音響インテンシティによる音のエネルギー流れ

## 5. 結 言

音響インテンシティの自動計測に適したインテンシティプローブとして、2本のマイクロホンの先端に距離差を設けたSIDE BY SIDEによるマイクロホン構成を考え、その位相差補正の方法を検討し、さらに、モデル音源を対象に、音のエネルギー流れの状態を実際に、自動計測することを試みた。以上の結果から次のような結論を得た。

- (1) 2本のマイクロホンの先端に距離差を設けたSIDE BY SIDE構成のインテンシティプローブを用いれば、そのホルダー軸まわりに一定角度ずつ2度回転し、回転前と合せて3回の測定により、同一測定点でのインテンシティの3軸成分を容易に求めることができる。このようなインテンシティプローブを用いて、実際に、音響インテンシティを3次元自動計測することができた。
- (2) 2本の1/2 in. マイクロホンの方向軸方向の距離差 $\Delta r$ を14.6mmとした場合、校正音源を用いない簡便な位相差補正の方法により、2チャンネル間の位相差を4 KHzまでの音波に対し、補正することができた。
- (3) エンクロージャ側面の円孔からの音エネルギー流れの状態を自動計測により、音響インテンシティベクトルの分布図として、容易に可視化することができた。

(昭和60年5月21日 受理)

## 文 献

- 1) Hüber, G.: CETIM, Senlis, France 171 (1981)
- 2) 橋 秀樹, 矢野博夫: 生産研究35 (12) (1983)
- 3) Krishnappa, G: CETIM, Senlis, France 137 (1981)

三次元音響インテンシティの自動計測用プローブ

- 4) Crocker, M. J.: CETIM, Senlis, France 127 (1981)
- 5) Sas, P., Snoeys, R.: CETIM, Senlis, France 119 (1981)
- 6) 橋 秀樹, 矢野博夫:騒音制御 8, (4) 166 (1984)
- 7) 小白井敏明, 中村光男, 富岡幸雄:騒音制御 6, (6) 323 (1982)
- 8) Chung, J. Y.: J. Acoust. Soc. Am. 64, (6) 1613 (1978)

# Non-Diaphragm Shock Tube and Shock Waves in Low Temperature Gases

## (First report)

Kazuo MAENO

### Abstract

In the present paper an experimental approach for shock waves and shock-condensation phenomena in low temperature gases ( $N_2$  and R-12) within the limit of  $-45^\circ\text{C}$  is performed by means of new facilities developed by combining the non-diaphragm (snap-action) shock tube with cooling by liquid nitrogen. Together with the measurements for temperature, incident and reflected velocities of the wave, and pressure history, the experiment of flow visualization is conducted, which shows wall condensation phenomenon of R-12 behind the reflected shock wave.

## 1. INTRODUCTION

Shock tube is one of the prominent apparatuses for the experiments on high speed gasdynamics. Conventional types of shock tube, however, have the problems of contamination and atmospheric influx or freezing of water vapor during the exchange of broken diaphragms, so they were not utilized to the experiments for the gas below room temperature without complicated contrivance for the diaphragm exchange.<sup>1),2)</sup> This is the reason why many investigations have been restricted to the gases which were initially in room temperature or in high temperature range.

Recently the necessity of fluid dynamical approaches to such applicative engineering as coolant recurrence, LNG transportation, and cryogenic superfluid technology has developed enough. Especially dynamics of multiphase flow or high speed gasdynamics for fluids from room temperature to cryogenic range have been of great interest. Practical data, however, for these fields are quite inadequate.

In this paper the new apparatus for shock experiments in low temperature fluid is contrived, which unites the non-diaphragm shock tube<sup>3),4)</sup> with cooling by liquid nitrogen. Making use of the apparatus, fundamental parameters, e.g. shock velocities and pressure history, of test gas  $N_2$  or R-12 (Freon 12;  $\text{CCl}_2\text{F}_2$ , dichlorodifluoromethane) are measured to investigate the behavior of shock waves in low temperature gases. Furthermore the possibility of condensation behind the shock wave in R-12 is checked up.

## 2. EXPERIMENTAL SETUP

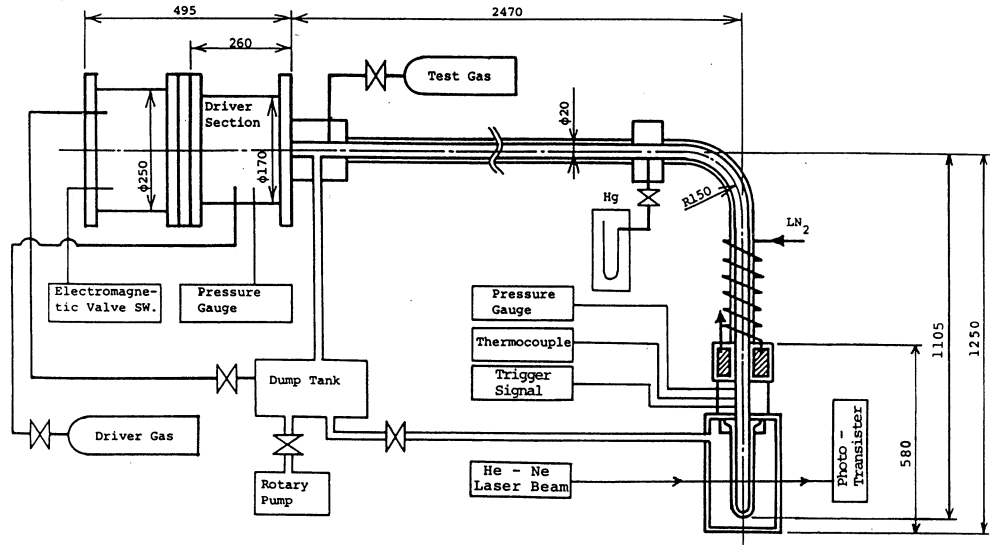


Fig. 1 Experimental setup

The schematic diagram of shock tube apparatus is shown in Fig.1. The outlooks of high-pressure driver chamber and test section are also represented in Fig. 2 -(a) and 2 -(b), together with the mechanical assembly of driver section in Fig. 2 -(c). Non-diaphragm (snap-action) shock tube newly devised has a main piston made of nylon, which is substituted for conventional diaphragm, and also has an auxiliary nylon piston controlled by an electromagnetic valve for rapid release of rearward high pressure gas. The basic mechanism of this driver section is similar to those reported in Refs. 3) and 4). The volume of high pressure driver is  $2700\text{cm}^3$ , and maximum usable pressure is about 500 KPa. Nitrogen is employed as a driver gas, and the pressure in driver chamber is monitored by semiconductor pressure transducer (TOYODA; PMS-5 H). Behind the high pressure chamber, evacuative section around the valve is settled to move both pistons rearward promptly, and to prohibit from air regurgitating. On account of the driver mechanism, this shock tube is free from pollution by broken diaphragm or freezing influx of atmosphere, and many cryogenic operations are possible with retaining the low pressure chamber in low temperature by liquid nitrogen.

For the driven section, seamless stainless tube of 19.4mm inner diameter is utilized, whose horizontal and straight length is 2.3m. In order to maintain the constant cold conditions or saturation phase equilibrium, the low pressure tube has  $90^\circ$  bend portion of curvature radius 150mm after the

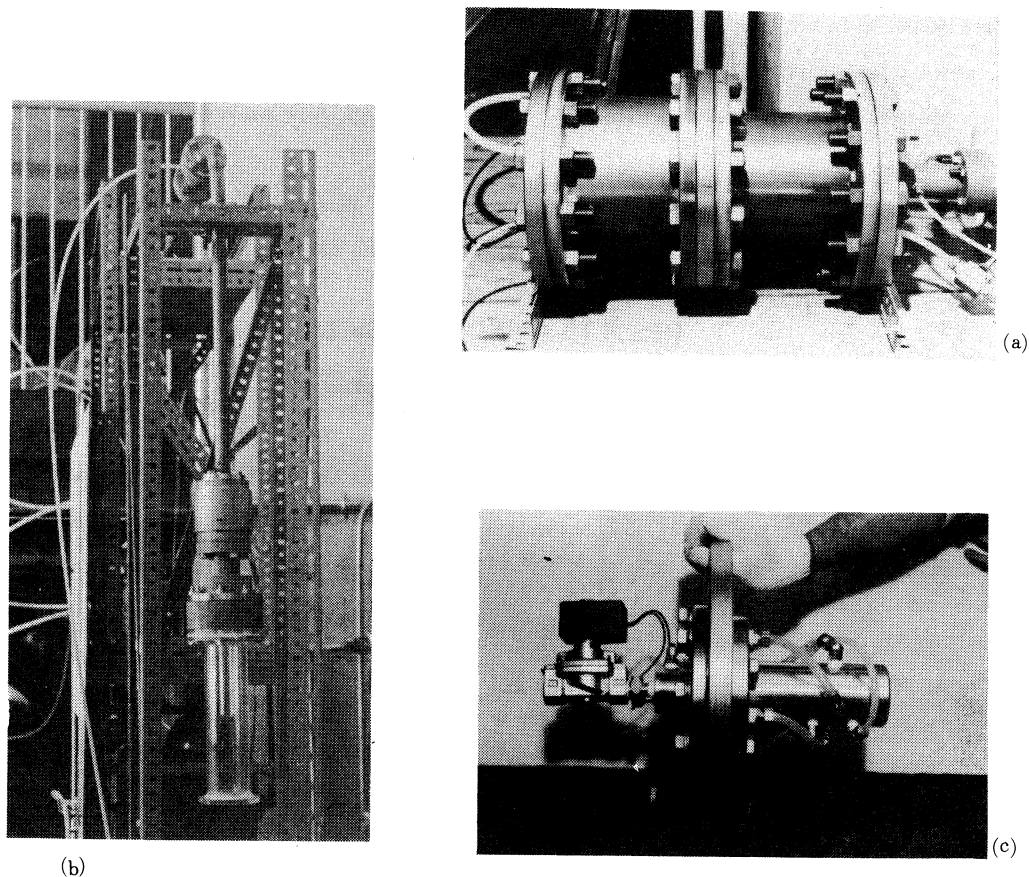


Fig. 2 Photographs of experimental apparatus

straight part, and has also vertical section of about 1m length. The diffraction and disturbances of shock wave passing through this bend portion are not considered to be so strong in the vertical downstream region of several times as long as the tube diameter, because the ratio of curvature radius of the bend to tube radius is the order of 15.<sup>5)</sup> Cooling section with liquid nitrogen, and vacuum heat shield chamber are also equipped to the vertical tube. The end part of vertical tube is a glass cylinder of 220mm length for flow visualization or He-Ne laser beam transparency.

The velocities of incident and reflected shock waves are measured from duration between the trigger signal by a lead zirconate-titanic solid-solution piezoelectric pressure element (Tokin; NPM-ND 5 $\Phi$ ) and the steep rise of electrical signal from phototransistor (TPS-603) by passing of the wave front through He-Ne laser beam. Pressure variation behind the shock is monitored by semiconductor pressure transducer (TOYODA; PMS-50H) in room temperature gas, and sup-

plemental pressure monitor by the piezoelectric element (AC signal) is conducted in low temperature environment. Initial temperature of the gas in test section is measured by CA thermocouple. Measured data are amplified to be recorded by a storage oscilloscope (Kikusui; DSS-6521). They can be processed by micromputer (NEC; PC-8801) by way of A-D converter (Microscience; DAS-1280 BPC).

The driver section is roughly isolated thermally by multilayer heat shield of aluminium foil and vinyl sheet, and partly by polymer form, together with the vacuum shield chamber.

### 3. RESULTS AND DISCUSSION

#### 3 - 1. Fundamental Characteristics of Shock Waves

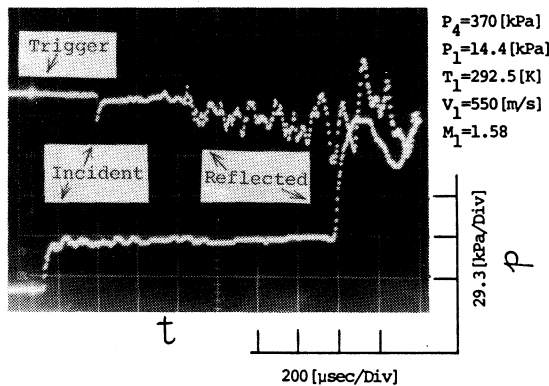


Fig. 3 Shock pressure signal and phototransistor signal by He-Ne laser beam for room temperature  $N_2$

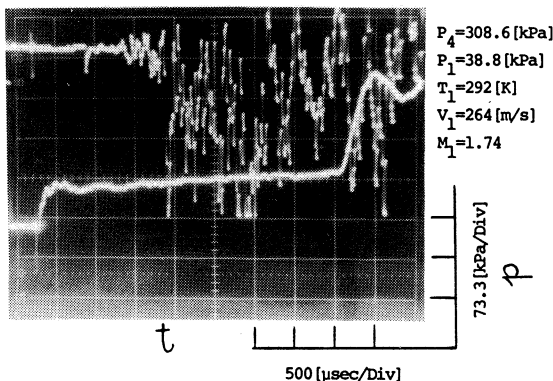


Fig. 4 Shock pressure and phototransistor signals for R-12 test gas in room temperature

As for the test gas  $N_2$  in room temperature  $T_1$ , measured data are presented in Fig. 3, where  $p_4$  is driver pressure,  $p_1$  is the initial pressure of test gas,  $v_1$  is incident shock velocity, and  $M_1$  denotes incident shock Mach number. Pressure variation behind the incident and reflected shock waves is the lower trace, and signal from phototransistor by He-Ne laser beam diffraction is the upper trace. Rapid pressure increase by the arrival of incident/reflected shock wave and steep variation of phototransistor signal by laser beam diffraction from the passage of wave front are observed. Disturbed laser signal after shock reflection is considered to originate from the interaction of reflected shock wave with boundary layer behind the incident shock.

Figure 4 indicates the measured data for test gas of room temperature R-12 (specific heat ratio;  $\gamma = 1.14$ , sound velocity;  $a = 152\text{m/s}$ , molecular weight; 120.9, atmospheric boiling point; 243.5K).<sup>6)</sup> Compared with the results in Fig. 3,

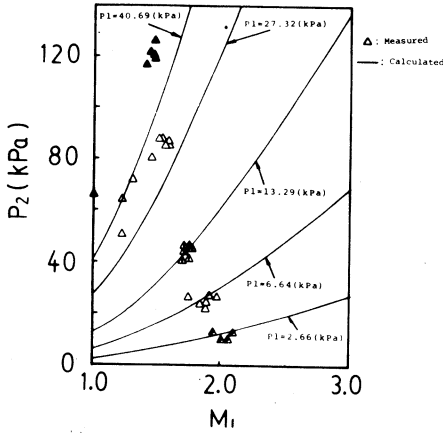


Fig. 5 Pressure  $p_2$  behind the shock wave to incident shock Mach number  $M_1$  for test gas  $N_2$

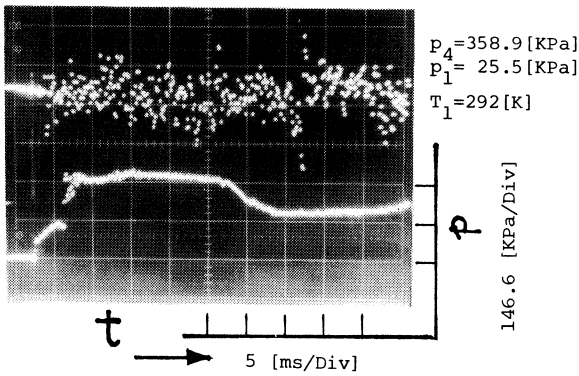


Fig. 6 Shock pressure and phototransistor signals for R-12 in room temperature (long time range)

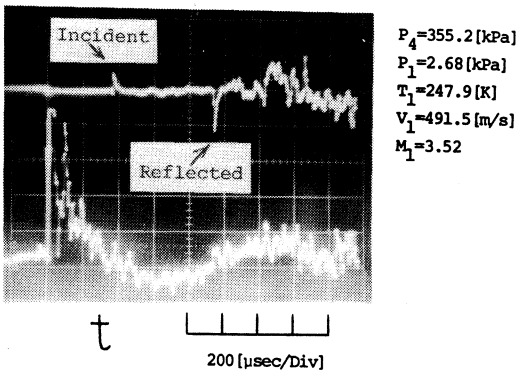


Fig. 7 Phototransistor signal and NPM piezoelectric pressure element signal for the shock wave in low temperature R-12

it is remarked that the diffraction signal of laser beam behind the shock reflection shows much more furious disturbances. This phenomenon occurs from the stronger interaction between the reflected shock and boundary layer behind the incident shock wave, as the specific heat ratio of R-12 is far smaller than  $N_2$ . Moreover, the condensation at the tube wall after the reflected shock<sup>7)</sup> and the condensed droplets behind shock wave also have strong effect on this phenomenon to scatter the laser beam. Practically laser beam scattering by very small condensed droplets can be visible after the arrivals of reflected shock wave or contact surface.

Gradual increase of the pressure behind incident shock seems to be originated by energy relaxation of R-12 molecules with the high degree of intramolecular freedom. The measured pressure  $p_2$  behind the incident wave from the photographs can be compared with the results calculated from initial conditions and measured shock velocity by Rankine-Hugoniot relations with constant specific heat ratio. The compared data represent favorable coincidence for test gas  $N_2$  as shown in Fig. 5, while measured  $p_2$  for R-12 shows lower distribution than estimated results, which is also due to molecular relaxation effects. Figure 6 indi-

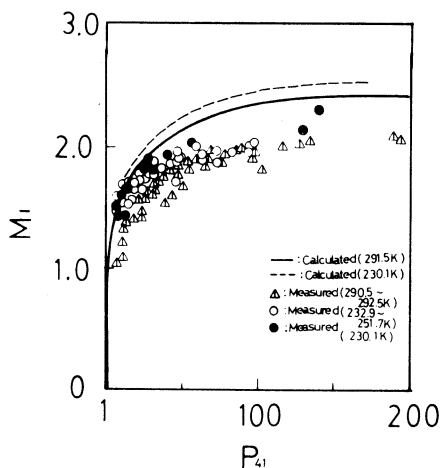


Fig. 8 Incident shock Mach number  $M_1$  and pressure ratio  $p_{41}$  for  $N_2$

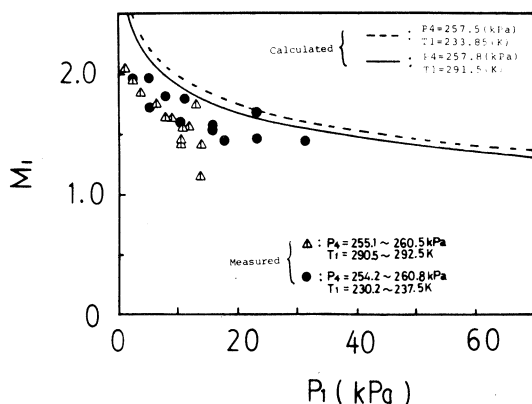


Fig. 9 Incident Mach  $M_1$  and initial pressure  $p_1$  of  $N_2$  for fixed driver pressure  $p_4$  of  $N_2$

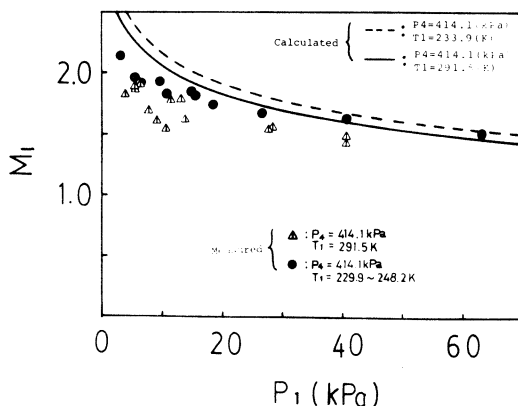


Fig. 10 Similar relation between  $M_1$  and  $p_1$  to Fig. 8 for another fixed  $P_4$

cates the data in long time range for room temperature R-12, from which it can be seen that the stagnant conditions behind reflected shock wave are maintained for about 20ms after reflection.

As the typical result for test gas R-12 in low temperature, Fig. 7 shows the trigger signal from piezoelectric pressure element (NPM-ND 5<sup>Φ</sup>) in lower trace and phototransistor signal in upper trace. This is an example of low initial pressure  $p_1$ , so the condensation effect cannot be confirmed clearly.

Figure 8 represents the relation between incident shock Mach number  $M_1$  and pressure ratio  $p_{41}$  of driver gas  $N_2$  to test gas  $N_2$ . Solid line is the calculation curve for an ideal and onedimensional shock tube in room temperature. Dashed line shows the calculated curve for low temperature  $N_2$ , and the difference between sound velocities of room and low temperature results in higher distribution. Measured data for our non-diaphragm shock tube indicate lower distributions than the calculation curves, and including some errors, measured incident Mach  $M_1$  for low temperature  $N_2$  shows higher trend than the measurement for room temperature  $N_2$ . This tendency appears also in Fig. 9 and Fig. 10 which express the relations between the incident shock Mach number  $M_1$  and initial



pressure  $p_1$  of  $N_2$ . As shown in these figures, stronger incident shock wave can be obtained from the lower initial temperature range.

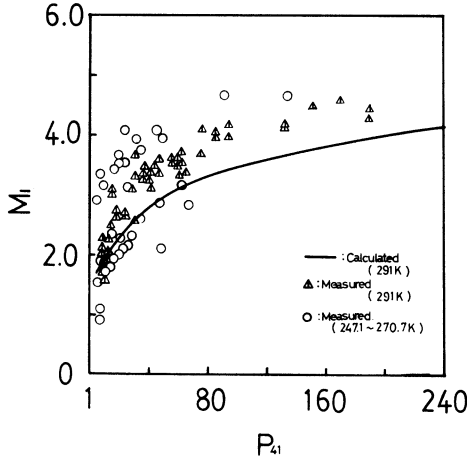


Fig. 11 Incident shock Mach number  $M_1$  and pressure ratio  $p_{41}$  for R-12

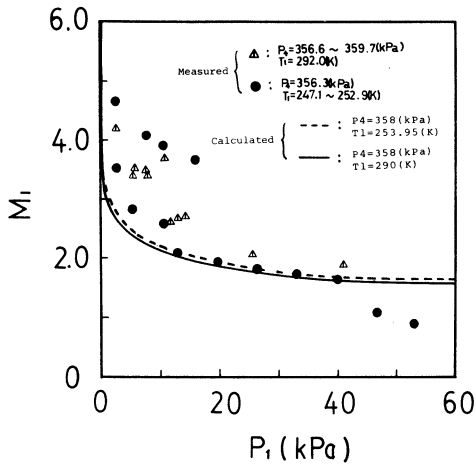


Fig. 12 Incident Mach  $M_1$  and initial pressure  $p_1$  of R-12 for fixed driver pressure  $p_4$  of  $N_2$

In all cases shown above, it is clarified that the repetitive operations of our shock tube apparatus in low temperature range to the degree of  $-45^\circ\text{C}$  have no problems.

Figure 11 indicates the relation between  $M_1$  and  $p_{41}$  for test gas R-12. Solid line is the calculated results for ideal shock tube, and owing to the little difference of sound velocities, estimated curves for room and low temperature coincide with each other. In general, measured  $M_1$  distributes higher than calculation curve in this experiment. As the nonequilibrium condensation behind shock wave is likely considered to diminish the shock strength,

the results in Fig. 11 show some contradiction. In this figure there can be seen two different tendencies for low temperature R-12. This result appears also in Fig. 12 which represents incident Mach distribution to pressure  $p_1$  of R-12 for fixed  $p_4$  of  $N_2$ . Since some error in the measurement may be inferred, more precise experiments about this combination of conditions are necessary, including the reliability check of CA thermocouple and cooled conditions in test section. Figure 13 shows the similar relations to Fig. 12 of R-12 for different driver pressure  $p_4$  of  $N_2$ . In these figures, calculated curves are obtained from variable specific heat ratio  $\gamma$  with respect to temperature  $T$  given by

$$\gamma = 1.169 + 8.2 \times 10^{-6} (T - 220)^2,$$

for the saturation vapor of R-12.

### 3 - 2. Flow Visualization

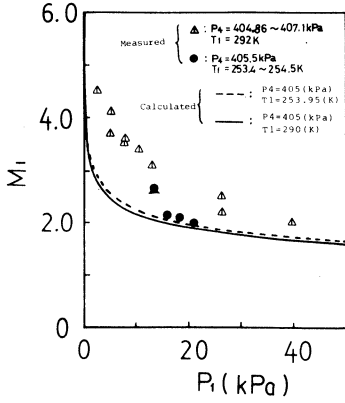


Fig. 13 Similar relation between  $M_1$  and  $P_1$  to Fig. 11 for another fixed  $P_4$

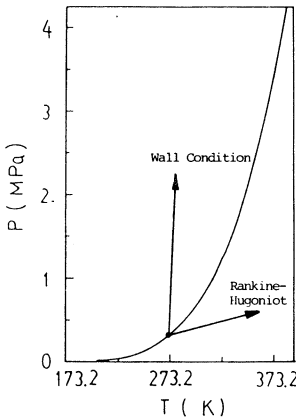


Fig. 14 Equilibrium saturation curve of R-12

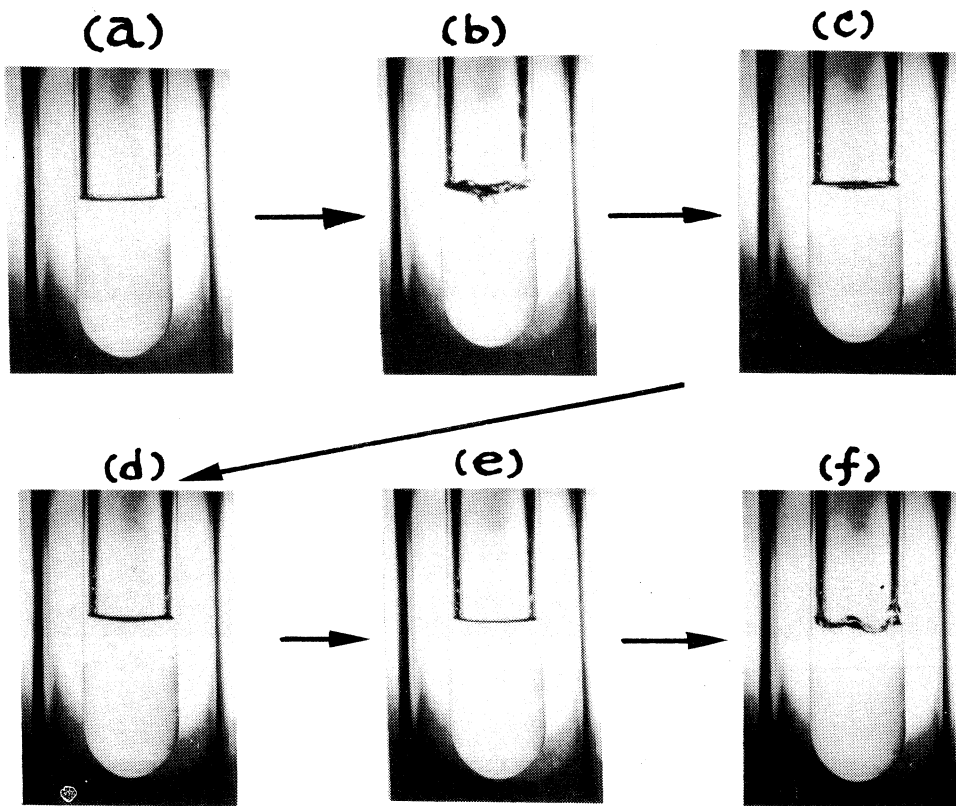
In our experiment, if the test section is cooled enough by liquid nitrogen below the equilibrium boiling point of R-12 under a given pressure  $p_1$ , condensed liquid phase accumulates at the bottom of cylindrical glass end of the vertical tube to accomplish liquid-gas phase equilibrium in test section. The saturation curve of R-12 is presented in Fig. 14. If the incident or reflected shock wave progresses into the gas in such phase equilibrium, flow parameters,  $p$  and  $T$ , behind the shock jump up to the right hand direction according to Rankine-Hugoniot relations as shown in Fig. 14. The temperature of the gas closely

adjacent to the wall, however, cannot follow the jump condition, and condensation effect<sup>(8),9)</sup> may play an predominant role at solid wall or liquid surface<sup>(7)</sup>.

As a matter of course, such molecules of high molecular weight as R-12 have many intricate degrees of intramolecular freedom, so the different kind of energy relaxations are accompanied with the shock jump. Consequently the explanation for such shock wave as in Freon in equilibrium dose depend on the development of further detailed researches in the aspects of real gas effect.

Figure 15 represents motor-driven photographs of the behavior of liquid-gas R-12 phase interface before [(a)] and after [(b)-(f)] shock reflection. Since the frame speed is slow (maximum speed; 5 frames/sec), incident and reflected wave fronts cannot be snapshotted. But the first disturbance of interface by shock reflection or contact surface arrival can be recognized [(b)], along with the far later disturbance by boiling of liquid phase [(f)]. Condensed liquid film on vertical wall can also be seen in the photograph [(b)].

The high-speed shadowgraphs of the liquid-gas interface are shown in Fig. 16(a)-(h). These shadowgraphs are taken by high speed camera (Osawa; Hycam 40-0004) with the frame speed of 1480 frames/sec. It can be seen from these figures that the condensation layer on glass tube wall begins to climb up after shock reflection [(a)], though the reflected shock cannot be recorded. After clambering the adiabatic glass wall up to the order of cylinder radius, the condensation layer



$T_1 = 248.3\text{K}$ ,  $p_1 = 13.3\text{KPa}$   
 $T_4 = 288.7\text{K}$ ,  $p_4 = 521.6\text{KPa}$   
 Exposure; 32, Shutter speed; 1/250  
 400ms/frame

Fig. 15 Photographs of liquid-gas interface taken by motor-driven camera [(a); before shock incidence, (b) - (f); after shock reflection]

starts to vaporize slowly in the stagnant circumstances behind shock reflection and contact surface interaction [(c)-(d)]. Some degree of disturbances or vaporizing instability can be observed in Fig. 16(e)-(h). The photographs shown in Fig. 16 clearly corroborate the condensation phenomenon at cold tube wall behind the reflected shock wave in low temperature R-12. It can be also remarked that in our experiment the condensation after shock reflection begins to proceed from liquid-gas interface up to the stagnant tube wall.

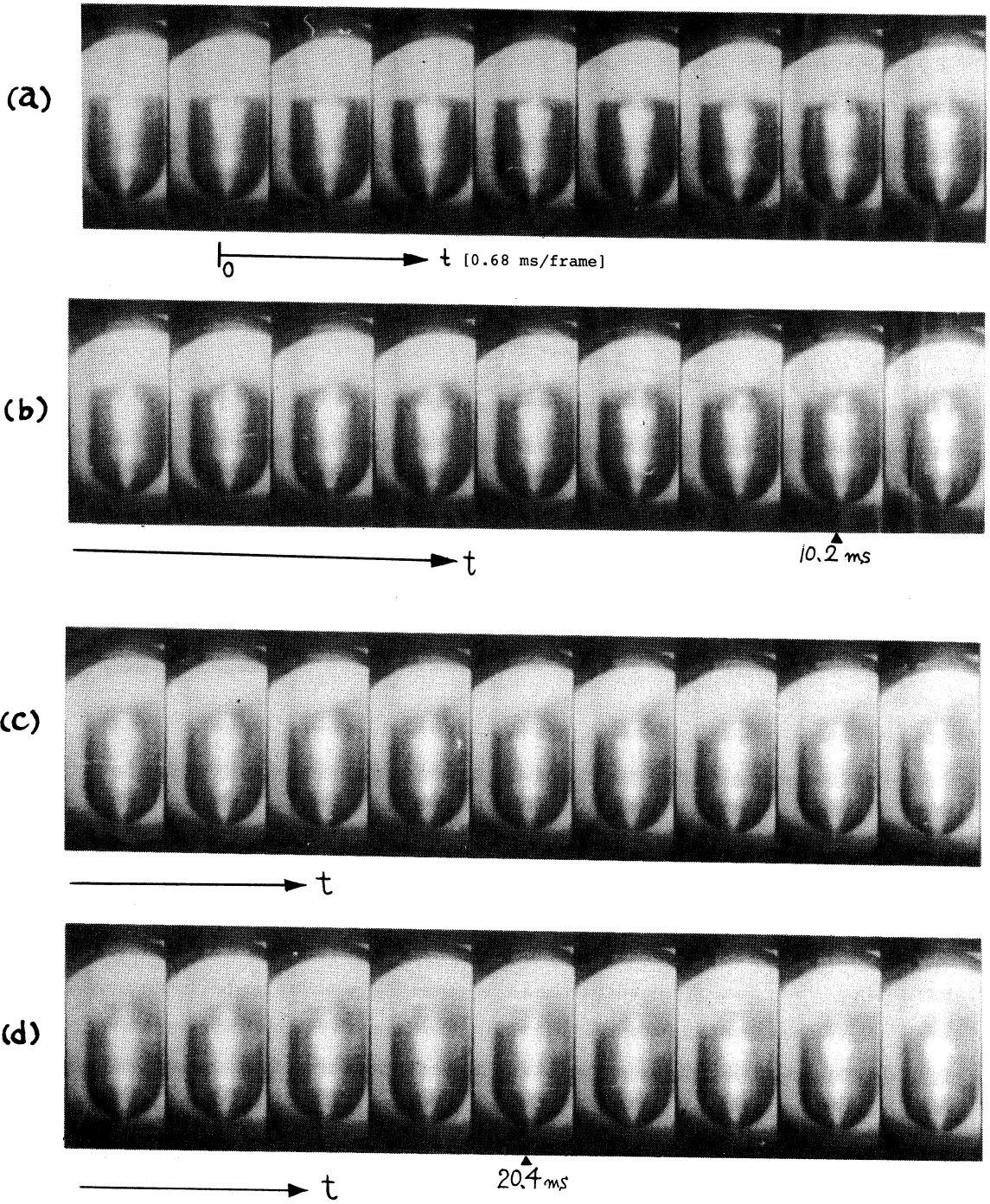
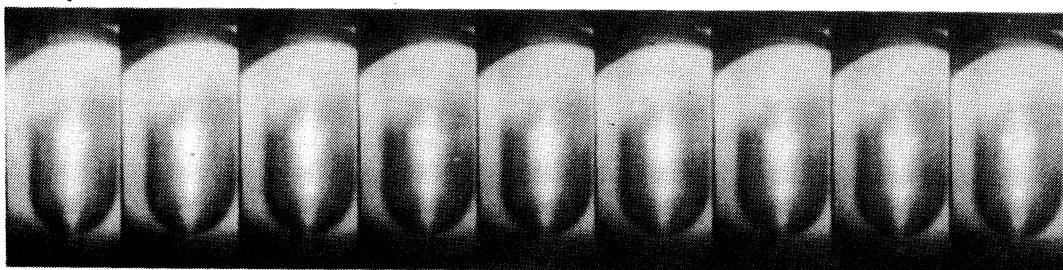


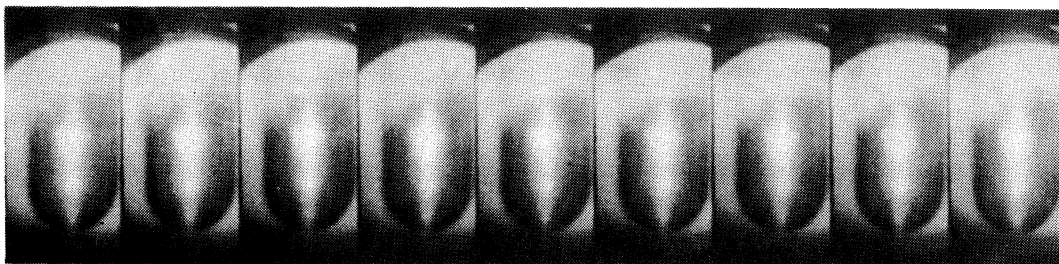
Fig. 16 Shadowgraphs of the behavior of R-12 liquid-gas interface taken by high-speed camera (1480frames/sec  
 $P_1 = 40\text{KPa}$ ,  $T_1 = 255.6\text{K}$ ,  $P_4 = 520\text{KPa}$

(e)



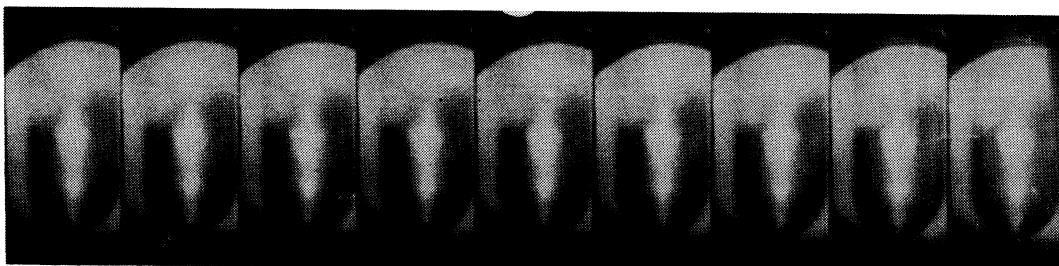
—————→ t

(f)



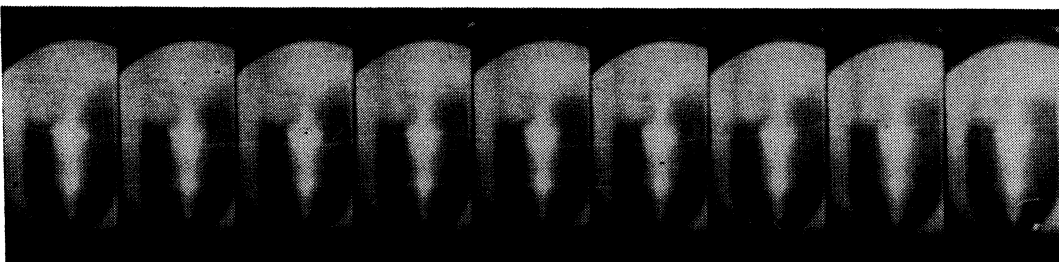
—————<sup>▲</sup>  
30,6 ms → t

(g)



—————→ t ▲  
40,8 ms

(h)



—————→ t

#### 4. CONCLUDING REMARKS

A new apparatus of shock wave experiment in low temperature gases is contrived by assorting the non-diaphragm (snap-action) shock tube with cooling by liquid nitrogen. Measurements are performed for shock waves in  $N_2$  and R-12 of temperature range from room conditions to the degree of  $-45^\circ\text{C}$ , and fundamental shock wave parameters are obtained. The operations of our shock tube in such low temperature range present no problems. Complicated real gas effects on shock behavior of R-12 are observed. Among other results obtained, a strong condensation phenomenon at the tube end wall behind the reflected shock wave in low temperature R-12 is corroborated to exist from laser beam scattering and flow visualization by high speed shadowgraphs.

(Received May 21, 1985)

#### ACKNOWLEDGMENT

The author is grateful to express his sincere thanks to Prof. Y. Hanaoka of Muroran Institute of Technology for his continual encouragement and to Mr. A. Yamazaki for his experimental support, and also to Mr. S. Orikasa of Nissan Motor Co., Ltd. for his endeavored experiments for Master Thesis and valuable discussion.

#### REFERENCES

- 1) H. W. Liepmann, J. C. Cummings, and V. C. Rupert; "Cryogenic Shock Tube," *The Phys. of Fluids*, Vol. 16, No. 2 (1973), pp. 332–333.
- 2) J. C. Cummings; "Experimental Investigation of Shock Waves in Liquid Helium I and II," *J. Fluid Mech.*, Vol. 75, Part 2 (1976), pp. 373–383.
- 3) H. Oguchi, K. Funabiki, S. Sato, and K. Maeno; "An Experimental Study on  $\text{CO}_2$  Gasdynamic Laser by Means of Non-Diaphragm Shock Tubes," *Bulletin of ISAS (in Japanese)*, Vol. 14, No. 2 (B) (1978), pp. 809–829.
- 4) K. Maeno, K. Funabiki, and H. Oguchi; "Experimental and Analytical Study of  $\text{CO}_2/\text{N}_2$  Mixing Gasdynamic Laser," *ISAS Report (No. 593)*, Vol. 46, No. 5 (1981), pp. 175–197.
- 5) K. Takayama and O. Onodera; "Shock Wave Propagation Past Circular Cross Sectional  $90^\circ$  Bends," *Shock Tubes and Waves (Proc. 14th Int. Symp. on Shock Tubes and Shock Waves)*, Ed. by R. D. Archer and B. E. Milton (1983), pp. 205–212.
- 6) N. B. Vargaftik; "Thermophysical Properties of Gases and Liquids," *Nauka (USSR)* [translated in Japanese (1974), pp. 369–372].
- 7) S. Fujikawa and T. Akamatsu; "Effects of The Non-Equilibrium Condensation of Vapour on The Pressure Wave Produced by The Collapse of A Bubble in A Liquid," *J. Fluid Mech.*, Vol. 97, Part 3 (1980), pp. 481–512.
- 8) G. Dettleff, P. A. Thompson, G. E. A. Meier, and H. Speckmann; "An Experimental Study of Liquefaction Shock Waves," *J. Fluid Mech.*, Vol. 95, Part 2 (1979), pp. 279–304.

Non-Diaphragm Shock Tube and Shock Waves in Low Temperature Gases (First report)

- 9) P. A. Thompson and D. A. Sullivan; "On The Possibility of Complete Condensation Shock Waves in Retrograde Fluids," J. Fluid Mech., Vol. 70, Part 4 (1975), pp. 639—649.

# Grain Growth of Aluminium Sheets during Strain-Annealing Process in Temperature-Gradient Furnace

Kohsuke TAGASHIRA, Masachika MASUDA\* and kazuyuki KIKUCHI

## Abstract

Grain growth behaviours in strain-annealing for commercial aluminium have been investigated in relation to the process parameters such as pre-annealing temperature (380–600°C), strain (0–7%) and inserting velocity into the temperature-gradient furnace (1.88–40mm/h). The results are as follows: (1) The growth modes have been determined on the strain-inserting velocity diagrams. According to these diagrams, the upper critical velocity for single-crystal growth mode has increased with strain. Bi-crystal growth mode has been occurred under the conditions of high strain and low inserting velocity. Whereas many fine matrix grains were remained within growing single crystals as island grains under both low strain and high velocity conditions.

(2) It has been made clear that grain boundary energy should play an important role for driving force for boundary migration as much as strain energy. (3) Orientations of growing grains have been always near (100) [011], being unaffected by strain and inserting velocity. In the temperature-constant furnace, however, these have been much dispersed from (100) [011] except unstrained specimens. (4) Both the temperature at the growing front of single crystal and the number of island grains have decreased with an increase in strain.

## 1. Introduction

Strain-annealing process in metallic materials is a series of treatment that stable fine matrix polycrystalline are strained by less than 10% and then annealed at reasonable temperature. This process is quite different from the ordinal annealing process for the heavily cold-rolled metal sheets, because during annealing stage the appearances of nuclei at grain boundaries, within grains or near surface layers are not usually occurred but do only the normal growth, or the abnormal one at times, of matrix grains by strain-induced grain boundary migration. So this is sometimes adopted to obtain large single crystals of metals or alloys<sup>1),2)</sup>. On such an occasion, the methods that specimens deformed in a few per cent are inserted into temperature-gradient furnace at very low uniform velocity is adopted in spite of being kept inside the box-annealing furnace.

The technique in order to obtain single crystals by this process seems to be easy at first sight, but the optimum conditions or the behaviour of single crystal growth have not been necessarily discussed clearly and systematically. For example, it is well known that (110) [001] oriented grains grow abnormally at the sacrifice of other oriented grains when commercial purity Fe-3.25%Si

---

\* Graduate student, Present address: Musashi Works of Hitachi Ltd, Tokyo.



alloy sheets are strained to a few per cent and then annealed. For the answer to the question why only the selective oriented grains grow on this process, the interpretation by Dunn and Nonken<sup>3)</sup> has been regarded as reasonable that grain boundaries can usually move by means of strain energy difference between two adjacent grains (strain-induced grain boundary migration) and that some of the matrix grains having preferred orientation may happen to be low residual strain state and grow by absorbing adjacent fine matrix grains which are higher strain state. Against these explanation, one of the authors<sup>4),5)</sup> has suggested about strain-annealing in Fe-Si alloys having several kinds of impurity levels that the driving energy for grain growth might not always depend upon the difference of residual strain energy. They also suggested that the contribution of grain boundary energy should not be neglected and that the texture formation during strain annealing may be caused by the behaviour of dissolution and diffusion of impurities in large angle grain boundaries.

In this paper, the behaviours of grain growth in strain-annealing have been studied in relation to process parameters for commercial purity aluminium.

## 2. Experimental Procedures

Materials used here are commercial-purity aluminium sheets of 1.2mm thickness which have been cold rolled by 70% in thickness. The chemical compositions are shown in Table 1.

Al	Cu	Si	Fe	Mn	Mg	Zn	Cr	Ti
Bal.	0.15	0.10	0.53	0.01	tr.	0.01	tr.	0.02

Table 1 Chemical compositions of specimen (wt%)

These were cut to the rectangle sheets as the size of 15mm width, 125mm length and 1.2mm thickness. Longitudinal direction of these specimens were to be as same as cold rolling direction. These were annealed in vacuum ( $2.7 \times 10^{-3}$  Pa) for 2h at the temperature from 380 to 600°C. This heat treatment will be called as "pre-annealing" from now on. Then they were deformed in strain range from 0 to 7% by Instron type tensile machine at the speed of 0.33mm/s and annealed again (secondary heat treatment) in either the constant-temperature furnace (for 2h at 630°C) or the temperature-gradient furnace (maximum temperature: 630°C). These secondary heat treatments were also carried out in vacuum ( $2.7 \times 10^{-3}$  Pa).

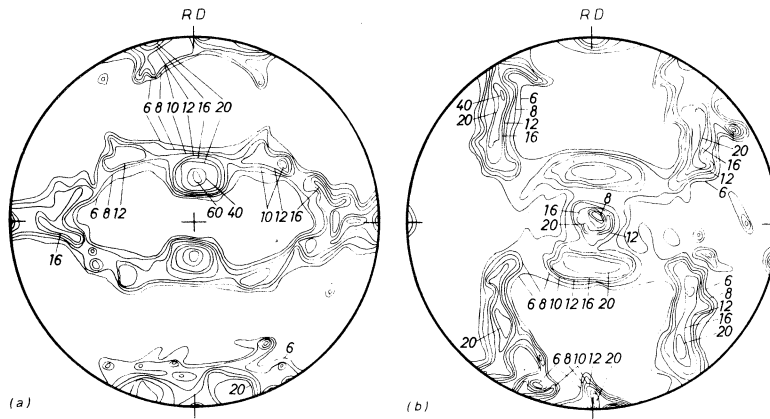
The apparatus including the temperature-gradient furnace is the similar one which was designed in order to make Fe-Si single crystals by one of the authors<sup>6),7)</sup>. The different point for both

apparatus is that the present one is able to be varied temperature-gradient by sliding the water cooling jacket in the vertical combustion tube. At the present experience, the temperature gradient has been settled as  $150^{\circ}\text{C}/\text{cm}$  at the point of  $550^{\circ}\text{C}$  in the furnace without any specimens (maximum temperature:  $630^{\circ}\text{C}$ ). Inserting velocity of the specimens into the furnace were selected from 1.88 to 40mm/h.

Textures after pre-annealing were determined by the X-ray diffraction method ( $\text{Co-K}\alpha$ , 30kV, 10mA). The optical gonio-microscopy were used in order to measure orientations of grown grains after secondary heat treatment.

### 3. Experimental results and discussions

#### 3.1 Pre-annealing structure



**Fig. 1** Pole figures of matrix structure showing contours of equal pole density. Annealed for 2h at  $400^{\circ}\text{C}$ . (a) (100) pole figure, (b) (111) pole figure. RD: rolling and tensile direction.

Mean grain sizes in matrix structures after pre-annealed for 2h at  $380$  to  $570^{\circ}\text{C}$  were almost same of  $45$  to  $50\ \mu\text{m}$ . For higher temperature than  $590^{\circ}\text{C}$ , however, abnormally grown grains were observed in matrix, hence mean grain sizes increased abruptly. Matrix texture formed by pre-annealing at  $400^{\circ}\text{C}$  is shown in Fig. 1. It is really same as primary recrystallization texture of heavily cold rolled aluminium sheets. Some of the preferred orientations of matrix structure are  $(110)\langle 111\rangle$ ,  $(110)\langle 112\rangle$ ,  $(112)\langle 111\rangle$  and  $(456)\langle 121\rangle$ . Although recrystallization textures of the specimens pre-annealed at  $500^{\circ}\text{C}$  and  $550^{\circ}\text{C}$  are not shown here, they are similar to one annealed at  $400^{\circ}\text{C}$ .  $(100)[011]$  orientation and its near ones were not so strongly detected by the X-ray diffraction method, but these existences were often certificated by the optical microscopic observation as shown in Fig. 2.

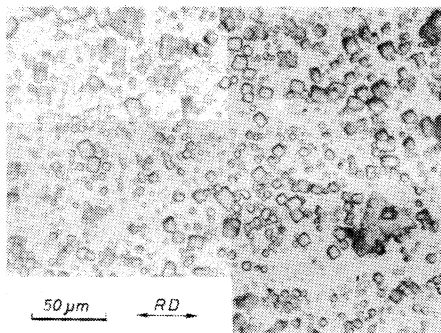


Fig. 2 Matrix structure after pre-annealing for 2h at 550°C. Coarse (100) [011] grain can be distinguished by orientation etch-pits pattern.

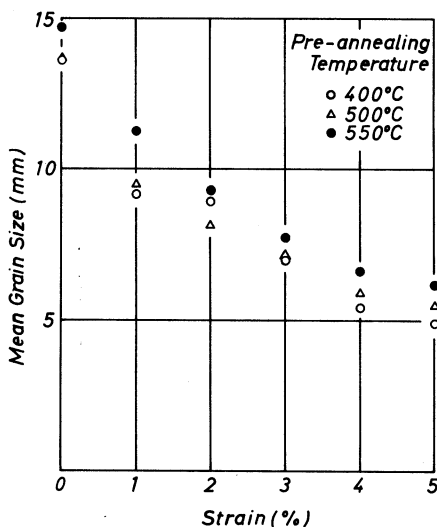


Fig. 3 Relationship between strain and grain size. Secondly annealed for 2h at 630°C in the temperature-constant furnace after pre-annealed at various temperatures and strained.

### 3.2 Grain Growth in Constant-temperature Furnace

Mean grain sizes of the specimens which were pre-annealed for 2h at 400, 500 and 550°C, strained to 0 to 5 % in tension and then carried out secondary heat treatment in the constant temperature furnace are presented in Fig. 3. According to this figures, grain sizes are always largest on the specimens which were not strained after pre-annealing and these decreased with an increase in strain. It may be thought that the generation frequency of coarsening grains (seed grains) in matrix structure increased with strain. This phenomenon is completely different from grain growth in Fe-3.25%Si sheets<sup>8)</sup>. In the case of Fe-Si alloys which were molten in vacuum, the grains after strain-annealing process in constant-temperature furnace were generally coarsened within the strain range of 0 to 4 %<sup>1)</sup>. It can be applied therefore to guess the optimum condition to obtain large single crystals in the temperature-gradient furnace. Similar tendency has been acknowledged on the commercial purity Fe-Si sheets<sup>9)</sup>. But Matsumura and Kamada<sup>10)</sup> reported that seed grains were unable to grow on strain-annealing process in such a low strain level as a few percent when starting from Fe-3.25%Si decarburized in atmospheric air.

(100) pole figures for specimens pre-annealed at 550°C, strained to 0, 3 and 5 % in tension and then annealed again at 630°C were indicated in Figures 4 (a), (b) and (c) respectively. For unstrained specimens the orientations of growing grains are almost near (100) [011], but it become apparently dispersed from (100) [011] by strain ratio. This tendency were basically similar to other pre-annealing temperatures (400 and 500°C). The dispersion from (100) [011] orientation for unstrained specimens has turned narrower with an increase in pre-annealing temperature.

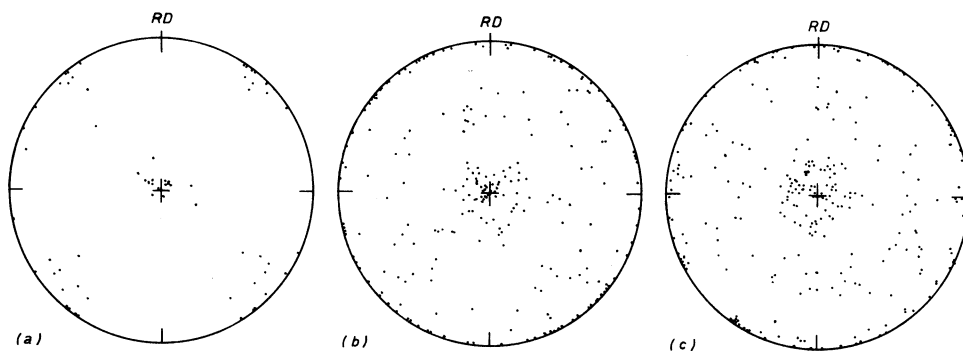


Fig. 4 (100) pole figures. Pre-annealed for 2h at 500°C, strained to (a) 0%, (b) 3% and (c) 5% and then annealed for 2h at 630°C in the temperature-constant furnace.

### 3.3 Grain Growth in the Temperature-Gradient Furnace



Fig. 5 Growing grains by strain-annealing process in the temperature-gradient furnace at the inserting velocity of 10 mm/h. Pre-annealed for 2h at 400°C and then strained to (a) 0%, (b) 1%, (c) 2.5%, (d) 3.5%, (e) 4% and (f) 5%. Left-hand of specimens is low temperature side.

Macroscopic structures of specimens annealed in the temperature-gradient furnace are shown in Fig. 5. These specimens were inserted into the furnace at 10mm/h after being pre-annealed at 400°C and then deformed to several kinds of strain ratio. It is observed on the specimens strained to 0, 1 and 2.5% that only one grain, so called, single crystal is growing from the tip of specimen (higher temperature side) to matrix (lower temperature side). On undeformed specimens, however, a lot of fine matrix grains (seen as bright spots in Fig. 5 (a) ) are remained as island grains within single crystal (dark area). At the strain ratio of 3.5 and 4 %, a few seed grains are simultaneously growing parallel to the longitudinal direction of specimens (bi-crystals). At the strain of 5 %, progress of seed grains to the longitudinal direction seems to be restrained, therefore the growth mode became in polycrystalline. It may be also pointed out from these photographs that the growing front of single crystal, which is just the boundary between single crystal and its adjacent matrix grains, has changed its position from higher temperature side to lower one with an increase in strain of less than 2.5%. It will be referred at next paragraph.

As mentioned above, lots of matrix grains have been unabsorbed and remained as island grains within growing single crystals in the case of extra-low strain ratio. Its macroscopic structure is shown in Fig. 6 . The proportion of single-crystallized grain growth  $S$  (total length of single-

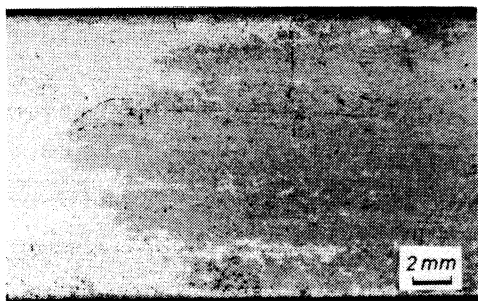


Fig. 6 Fine island grains (light) remained in single crystal (dark). Pre-annealed at 400°C, strained to 1% and then inserted into the temperature-gradient furnace at the velocity of 2.5mm/h.

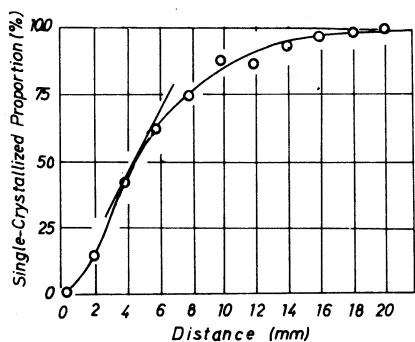


Fig. 7 Relationship between distance ( $x$ ) and Single-crystallized proportion ( $S$ ) related to Fig. 6.

crystallized part per unit width in transverse direction of specimen) is also shown as function of distance  $x$  along longitudinal direction in Fig. 7. Incidentally the relationship between strain and gradient  $G = dS/dx$  at the 50% single-crystallized location are shown in Fig. 8 for specimens pre-annealed at 400°C and inserted into the furnace at 5 mm/h.

Judging from the macroscopic observations,  $G$ -values have been always more than 9.0 for single crystals excluding island grains, while the  $G$ -values have been less than 6.0 for imperfect single crystals containing much island grains. In the case of  $G$ -values between 6.0 and 9.0, appearances of single crystal growth are not always corresponding to the  $G$ -value.  $G$ -values tend to rise in proportion to strain. It may be supported by the fact that driving force for migration of single crystal front should be increased with strain ratio. Though the insert-

ing velocities into the furnace are not particularly entered in Fig. 8, the higher the inserting velocity the less the  $G$ -value for the same strain ratio.

The growth modes after secondary heat treatment are arranged by relating to strain ratio and inserting velocity as shown in Figures 9 (a), (b) and (c) for three kinds of pre-annealing temperature. In these figures, single crystal mode (marked by  $\bullet$ ) is corresponding to  $G$ -value being more than 9.0, while imperfect single crystal mode containing lots of fine island grains (marked by  $\circ$ ) are corresponding to  $G$ -values of 3.5 to 6.0. The area surrounded by two dashed lines and the coordinate axis are conformed with the condition to obtain single crystals without any island grains. Upper critical inserting velocity for the growth mode of complete single crystals have become increased with an increase in strain ratio having no connection with pre-annealing temperature. It should be supposed that driving force for boundary migration in unstrained specimens may be chiefly dependent on only grain boundary energy. On the other hand, as increasing strain ratio the effect of strain energy due to dislocation introduced within fine matrix grains by deformation must

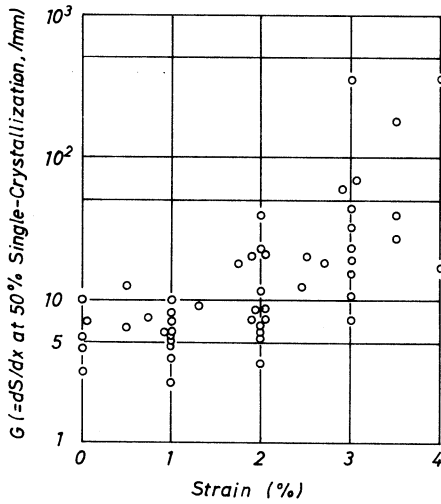


Fig. 8 Relationship between  $\log G (=dS/dx$  at 50% single-crystallization) and strain.  
 S: total length of single-crystallized part per unit width in transverse direction of specimen,  $x$ : distance.

be added to the effect of grain boundary energy. Under the strain being more than 4.5%, growth mode has changed to polycrystalline mode (marked by  $\square$ ) except in specimens pre-annealed at 550°C and then inserted at extra-low inserting velocity. It might be caused by an increase in the generation frequency of seed grains in matrix structure.

Grain boundary migration may be generally expressed by the rate equation,

$$V = M \times P, \dots\dots\dots(1)$$

where M is the boundary mobility and P is the driving force.

M is expected in some way to depend on the structure of grain boundary, temperature and impurity level but not on the driving force. If the

matrix grain structure for strain annealing process is quite stable, M may be constant for a given temperature. If so, V must depend on P for high purity specimens. Disregarding the effects of impurities, M and P are given by the equations,

$$M = A \exp(-Q(\theta)/kT) \dots\dots\dots(2)$$

$$P = (\gamma_b/R) + \mu b^2 \Delta N_d + (\Delta\gamma_s/t) \dots\dots\dots(3)$$

Here T is the absolute temperature,  $Q(\theta)$  is the activation energy for grain boundary migration depending on the misfit angle  $\theta$  (orientation difference) of the moving boundary, and A is constant being independent of temperature,  $\gamma_b$  is the grain boundary energy,  $\mu$  is sheat modulus, b is Burgers' vector of dislocation.  $\Delta N_d$  is dislocation density difference between growing single crystal and each matrix grains and also  $\gamma_s$  is surface energy difference between them. Third term of right hand side in Eq. (3) may be negligible when specimen thickness t is remarkably large as compared with average matrix grain size R. Orientation differences between single crystal and matrix grain are considered to be not so varied with each matrix grain, hence V may be decided by P rather than M. For the present specimens, R,  $\mu$ , b and t are about  $5 \times 10^{-5}$  m,  $2.5 \times 10^{10}$  N/m<sup>2</sup>, the order of  $3 \times 10^{-10}$  m and  $1.2 \times 10^{-3}$  m, respectively. Average value of grain boundary energy should be approximately  $2.5 \times 10^{-1}$  mJ/m<sup>2.11</sup>. If dislocation density difference could be estimated as  $10^5$  and  $2 \times 10^6$  /mm<sup>2</sup> corresponding to strain ratio of 0 and 5%<sup>11</sup>, then values of V should be  $5.2 \times 10^2 \times M$  and  $9.5 \times 10^2 \times M$  (m/s), respectively. Comparing these values with the upper

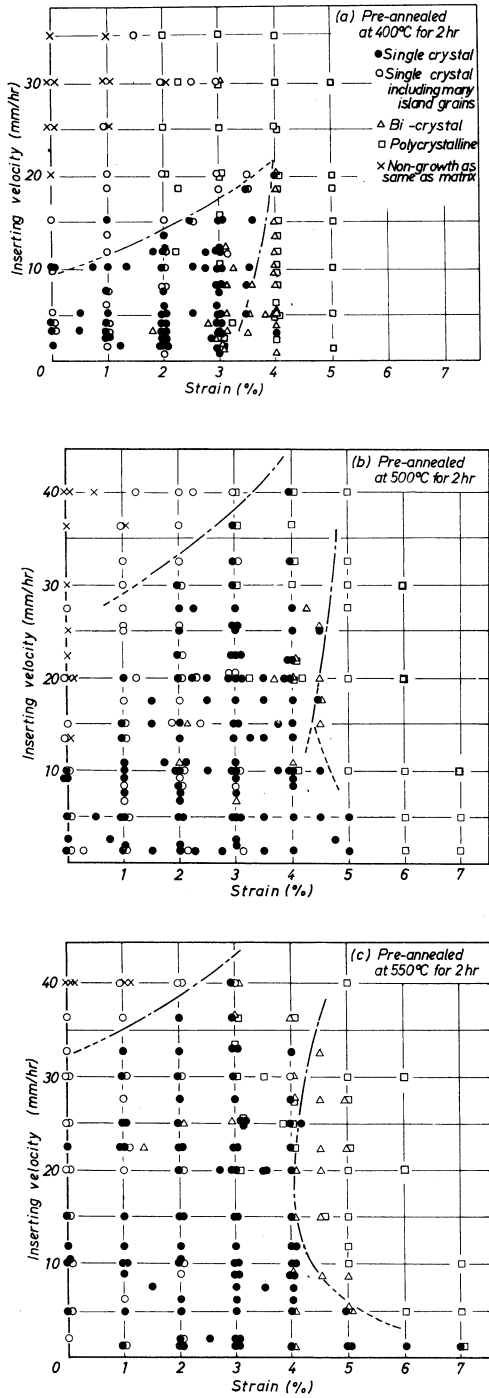


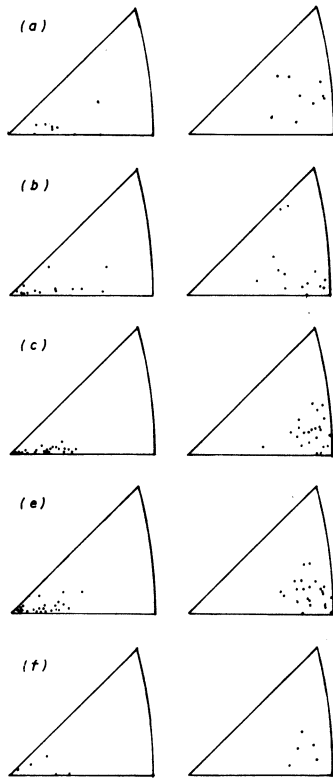
Fig. 9 Growth modes related to strain and inserting-velocity into the temperature-gradient furnace.

dashed line in Fig. 9,  $M$  should be calculated as  $1.4 \times 10^{-9} \text{ m}^4/\text{J}\cdot\text{s}$ .

Dunn and Walter<sup>12)</sup> calculated  $M$  values for high-purity aluminium on account of the experimental results about normal grain growth by Beck and Sperry<sup>13)</sup>. According to their calculation,  $M$  was  $2 \times 10^{-10} \text{ m}^4/\text{J}\cdot\text{s}$  for the strong matrix texture case, while  $M$  was  $2 \times 10^{-9} \text{ m}^4/\text{J}\cdot\text{s}$  for the weak matrix texture case. These values are similar to the above our values. Though there are still remained some questions against the estimation for dislocation density difference and other, grain boundary energy should play an important role for the driving force of boundary migration as much as strain energy in the present specimens.

The average matrix grain size was almost same about  $50 \mu\text{m}$  which is independent of pre-annealing temperature as mentioned in 3.1. It is curious that the range of complete single crystal mode have become wider as shown in Fig. 9 with pre-annealing temperature in spite of similar matrix grain size. But size of (100) grains which have been rarely observed in pre-annealed structures are at least twice the mean diameter of matrix grains as described in Fig. 2. Orientations of these coarse matrix grain were ascertained to be almost near (100) [011] as a result of accurate measurement of micro-orientation etch-pits. If the dislocation density in fine mat-

rix grains should be supposed to be higher than in coarse ones after low plastic strain ratio, it may be understood that only a few (100) coarse grain of low strain energy level will be able to be grown selectively to single crystal by absorbing other oriented fine matrix grains. Agreement on the relation of grain size to strain ratio between two different kinds of secondary heat treatment could not be found so much.



**Fig. 10** Inverse pole figures of grown grains under the following pre-annealing temperatures and strains.

- (a) 400°C, 2%, (b) 400°C, 3%,
- (d) 550°C, 3%, (e) 550°C, 5%,
- Left; plane normals,
- Right; tensile directions

In the case of pre-annealing temperature at 550°C, high quality single crystals have been grown even under the conditions of higher strain ratio of 5 to 7% and extra-low inserting velocity (1.88mm/h). It should be assumed from these results that dislocation density in matrix grains which were just going to be absorbed by the growing grains in temperature-gradient furnace might become lower by no means of recrystallization but recovery in the consequence of extra-low inserting velocity, then coarse matrix grains which ought to be essentially activated to grow themselves to polycrystalline mode might have been grown to single crystal mode by each containment phenomenon.

Orientations of grown grains by strain-annealing are shown in Fig. 10 for several combinations of strain and inserting velocity. These are almost near (100) [011] having no connection with pre-annealing temperatures and strains. These (100) oriented grains must have been some of the matrix grains and grown preferentially by absorbing the other oriented matrix fine grains. But it is unexplained yet whether this phenomenon may be similar to the case of (110) [001] grains grown during strain annealing stage of Fe-3.25%Si alloys or not. These are quite different from

the results in the temperature-constant furnace that orientations have been much dispersed from (100) [011] with the increase of strain ratio as mentioned above paragraph. It is interesting that crystallographic indices of migrating directions are limited to near [011]. It is quite different from the case of solidification of aluminium in which growing directions parallel to columnar structure are  $\langle 100 \rangle$ <sup>14)</sup>. On the other hand, by studies on the directional solidification of aluminium alloys, such as Al-CuAl, Al-Al<sub>3</sub>Ni etc., growing direction was generally [011]<sup>15), 16)</sup>, and it is of the



same as the direction of preferred migration in the present strain-annealing experience. But whether exact growth mechanism of both cases are similar or not are still unknown.

### 3.4 Effects of Strain Ratios and Impurities on Temperature at Growing Front of Single Crystal

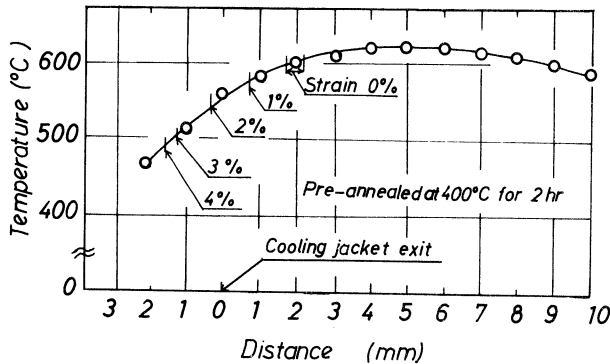


Fig. 11 Temperature distribution curve on the semi-infinite length specimen in the temperature-gradient furnace (in vacuum). The growing front positions of single crystals are shown by arrows for each strain from 0 to 4%.

specimen being regarded as semi-infinite length is indicated in Fig. 11 for the present temperature-gradient furnace (in vacuum). Judging from both the experimental results and this figure, actual temperature at growing front may be estimated to be 600, 585, 560, 515 and 490°C for the specimens which were pre-annealed at 550°C and strained in 0, 1, 2, 3 and 4% respectively and then inserted into the furnace at the velocity of 10mm/h. In the specimens deformed in less than 1% the location of growing front was defined as a 50% single-crystallized location because of being unable to measure accurate location due to the existence of many unabsorbed matrix grains.

The reason why the location of growing single crystal front in the temperature-gradient furnace is switched to lower temperature side by strain might be considered to be due to an increase in driving force by strain energy and interactions between impurity atoms and dislocation. It is well known that impurity atoms existing in compounds such as sulfides, nitrides, carbide, etc., are effective to disturb the recovery of both strain and the grain boundary migration. These impurities are usually effective to recovery and recrystallization only under a certain temperature as clarified by Tagashira et al.<sup>5)</sup>, that is the same as dissolving temperature of their compounds. In the present aluminium specimens, however, restraint temperature for grain growth decreased with strain.

So the role of impurity atoms does not play as compounds but probably as solid solutions. If lattice diffusion of impurity atoms in Al such as Cu, Si, may be aided by using the dislocations as

As mentioned in the above paragraph (3.3), the higher the strain ratio, the lower the temperature at the location of growing front of single crystal, that is, the boundary between growing single crystal and matrix grains. Besides the morphology of these growing front is not in straight but in zig-zag. Temperature distribution along the longitudinal direction of

high diffusivity paths. These atoms may be able to diffuse easily from matrix grains (lower temperature side) to single crystal (higher temperature side). During this process, impurity atoms may stay temporarily along the boundary between single crystal and its adjacent matrix grains, but next instance they may be diffuse into single crystal as substitutional atoms by means of vacancies thermo-equilibriumly generated inside the single crystal. Thus boundary migration may be promoted by the release from impurity inhibitions. It should be more considered in details.

#### 4. Conclusion

The effects of pre-annealing temperatures, strain ratios and specimen inserting velocities into temperature-gradient furnace on the strain-annealing behaviour has been studied in commercial purity aluminium. The following results have been obtained.

- (1) growth modes have been determined on the diagram of strain and specimen inserting velocity. According to these diagrams, upper critical velocity for single crystal mode has increased with an increase in strain. It may be estimated that grain boundary energy should play an important role for the driving force of boundary migration as much as strain energy.
- (2) Orientations of grown grains by strain-annealing have been always near (100) [011] being not affected by strain and inserting velocity. Whereas in the results of strain-annealing in the temperature-constant furnace these have been much dispersed from (100) [011] excepting undeformed specimens.
- (3) As the pre-annealing temperature was raised, the condition for single crystal growth mode spreaded on the strain–inserting velocity diagram. After all, for pre-annealing at higher temperature single crystals excluding any island grains could be grown even at rapid inserting velocity in the region of higher strain and extra-low inserting velocity.
- (4) Mode for poor quality single crystals containing lots of island grains was obtained under the conditions of lower strain and higher inserting velocity, while bi-crystal mode was generally done under higher strain and lower inserting velocity.
- (5) Both the temperature at the front of growing single crystal and the number of remained fine island grains within single crystal were decreased by strain. It has not been observed in strain-annealing process on Fe–3.25%Si alloy including certain kinds of impurities.

#### Acknowledgements

The authors gratefully acknowledge the useful advices of Professor H. Nakae of the Hokkaido University at the time and also Professor K. Ikawa of Tohoku University.

(Received 17th May, 1985)

### References

- 1) Aust, K. T., Koch, E. F. and Nonken, F. C. : Trans AIME, 215 (1952), 180.
- 2) Fujii, T. : Kinzoku (in Japanese), 55, No. 2 (1966), 9.
- 3) Dunn, C. G. and Nonken, G. C. : Metals Progress, 64 (1953), 71.
- 4) Tagashira, K. and Nakae, H. : J. Japan Inst. of Metals (in Japanese), 35 (1971), 683.
- 5) Nakae, H. and Tagashira, K. : Trans JIM, 14 (1973), 15.
- 6) Nakae, H. and Tagashira, K. : Bulletin of the Faculty of Engineering, Hokkaido University, No.46, (1967), 19.
- 7) Nakae, H., Tagashira, K. and Matsumidori, T. : J. Japan Inst. of Metals, 34 (1970), 333.
- 8) Taoka, T., Furubayashi, E. and Takeuchi, S. : Jap. J. Appl. phys., 4 (1965), 120.
- 9) Nakae, H. and Yamamura, H. : J. Japan Inst. of Metals, 32 (1968), 130.
- 10) Sugimura, O. and Kamada, M. : Tetsu to hagane (in Japanese), 58 (1972), 452.
- 11) Tagashira, K. : unpublished data.
- 12) Dunn, C. G. and Walter, J. L. : *Secondary Recrystallization*, Technical information series of General Electric Ltd., New York, (1965), 25.
- 13) Beck, P. A. and Sperry, P. R. : Trans. AIME, 185 (1949), 240.
- 14) for example, Barrett, C. and Massalski, T. B. : *Structure of Metals (3rd Ed.)*, pergamon press. (1980), 536.
- 15) Hertzberg, R. W., Lemkey, F. D. and Ford, J. A. : Trans. AIME, 233 (1965), 342.
- 16) Kraft, R. W. : Trans AIME, 224 (1962), 65.
- 17) for example, Matsuoka, T. : Tetsu to Hagane, 53 (1967), 1007.

# 火炎の燃焼・熱伝達特性およびその構造の解明に関する研究 (第3報, 相似噴流火炎に及ぼす燃焼室内の圧力の影響について)

媚 山 政 良

## A Study on the Characteristic of Combustion and Heat Transfer of a Flame (3rd Report, The Effect of the Ambient Pressure to the Analogic Jet Flame)

Masayoshi Kobiyama

### Abstract

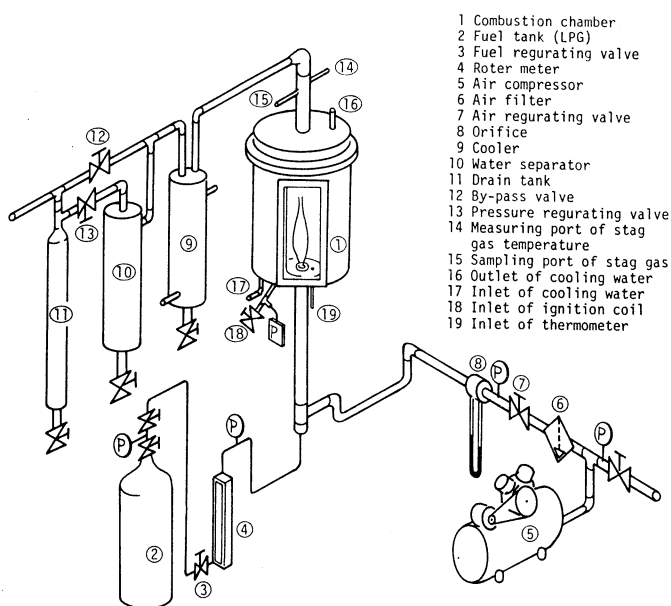
In this report, the effects of the ambient pressure, that is the pressure in the combustion chamber, on the characteristics of the jet flames were examined with a new pressured combustion chamber to observe the variation of the flame length, temperature, combustion efficiency and so on. The experiment was performed with diffusion flames of air and propan gas fuel through a simple gas burner pointed upward and with the experimental conditions set up to form the analogic jets of which characteristics were not affected by the ambient pressure at the inlet of combustion chamber. The experimental results of flame length and combustion efficiency show that the region of air and fuel velocity ratio is divided into two that is a region affected ambient pressure and did not affected one.

### 1. 緒 言

炭化水素系燃料の燃焼特性は、雰囲気圧力により強く影響を受けることは良く知られている。しかし、過給ボイラのように定常燃焼を行ない、火炎からの熱伝達を積極的に利用する立場からの研究は少なく、雰囲気圧力の影響が火炎の特性に及ぼす影響を系統的に調べておく必要がある。<sup>1,2)</sup>加圧雰囲気下における定常火炎の特性研究の一例として、第2報<sup>3)</sup>においてプロパンガスを燃料とする小型過給ボイラーの燃焼・熱伝達特性を示した。この報告では、過給圧、過給量の変化に伴う壁面熱負荷の分布、燃焼効率の変化などを示すとともに、過給ボイラーに適したバーナの改良例を示し、過給ボイラーの熱設計に必要ないくつかの資料の提供を行なった。しかし、加圧雰囲気下での火炎の形状や輝度の変化など実際の燃焼状態を観察し、また、燃焼特性に及ぼす圧力の影響のみを整理しておくことも燃焼室の形状の設計や熱設計に必要なことである。したがって、本報では可視化が可能な加圧燃焼器を作成し、プロパンガス-空気からなる最も基本的な燃焼形態の一つである空気旋回角および噴射角が零度のバーナを使用した同軸流定常拡散

火炎を用い、燃料-空気速度比、燃料流量をパラメータとし、炉内入り口条件において燃焼室内の圧力によらず空力的特性が同一となる相似な火炎を形成させ、燃焼室内の圧力が火炎の寸法、温度、燃料効率に及ぼす影響を実験的に調べたので報告する。

## 2. 実験装置および実験方法



- 1 Combustion chamber
- 2 Fuel tank (LPG)
- 3 Fuel regulating valve
- 4 Rotar meter
- 5 Air compressor
- 6 Air filter
- 7 Air regulating valve
- 8 Orifice
- 9 Cooler
- 10 Water separator
- 11 Drain tank
- 12 By-pass valve
- 13 Pressure regulating valve
- 14 Measuring port of stag gas temperature
- 15 Sampling port of stag gas
- 16 Outlet of cooling water
- 17 Inlet of cooling water
- 18 Inlet of ignition coil
- 19 Inlet of thermometer

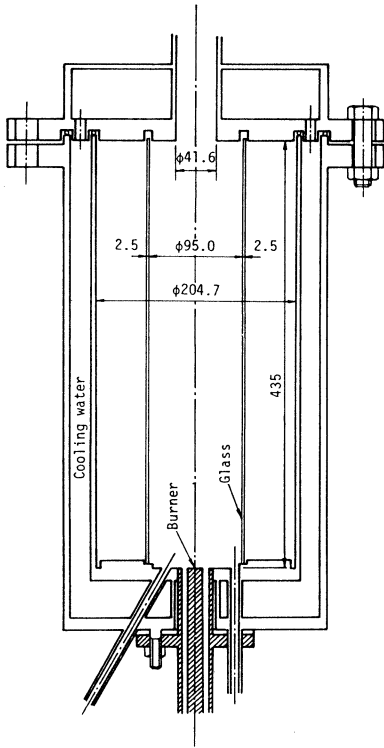
図-1 装置全体図

側壁となっており縦型円筒形の燃焼室を形成している。また、中央の鋼管で燃焼室の圧力を受け、この管と外側の鋼管の間を冷却水を流し冷却する構造となっている。また、バーナタイル中心上には図2に示すプロパンガスを燃料とする噴射角零度の上向きバーナを配し同軸流定常拡散火炎を形成させるようにしてある。なお、空気流流出口には流れの整流のため板を配してあるが、その傾は空気流と平行である。さらに、燃焼室前面には耐熱ガラスおよびアクリル板を重た矩形の窓が設けてあり、火炎の外部からの観測が可能となっている。

燃焼室内のガスおよび火炎の温度は半径方向、鉛直方向の任意の二次元位置に移動が可能な温度測定装置を炉内に配し、径の異なる三種類 (0.1mm, 0.3, 0.5) の裸熱電対 (Pt-PtRh 13%) の同一箇所の測定値から表面積が零となる点での値を外挿、校正し測定温度とした。火炎内温度の測定例を図3に示す。横軸は0.3mmの熱電対での測定結果であり、縦軸は上述の校正温度である。同図一点鎖線より上方では熱電対からの放熱により実測値は校正値よりも低い値を示してい

加圧、過給ボイラでの燃焼状態を観察するため、本報では第2報とは異なる加圧燃焼器を作成し、用いた。装置全体図を図1に示す。実験装置の全体は壁面の熱負荷の測定系を除けば第2報におけるとほぼ同一であり、燃焼用給気は往復動式圧縮機により加圧され、導管、オリフィス、バーナを経て燃焼室へ供給され、炉内圧は煙道に設けた圧力調整弁により設定している。燃焼器本体およびバーナ部を図2に示す。燃焼器本体は3重管構造になっており、内側の管は耐熱ガラス製で燃焼室の

火炎の燃焼・熱伝達特性およびその構造の解明に関する研究(第3報, 相似噴流火炎に及ぼす燃焼室内の圧力の影響について)



(a) 燃 焼 器 本 体

図-2 燃焼器本体およびバーナ

る。排ガス中の酸素量はガスクロマトグラフィ (MC5A) を用い測定し, 燃焼効率は, 排ガス中の残存酸素量と空気過剰係数との関係から求めた。火炎の長さは写真および肉眼により測定し, バーナタイルから輝炎の先端までとした。

なお, 系は煙道ガス温度および冷却水温度が一定となった時, 定常とみなし測定を行ない, また, 火炎温度, 火炎長さは振動を示したが, その平均値を採った。

### 3. 実験条件の設定

本報では火炎の燃焼特性に及ぼす燃焼室内の圧力の影響を調べるため, 燃焼室入り口において圧力によらず空力学的特性が同一の噴流となる条件を与える。

同軸噴流のバーナ部の座標を図4に示し, その等価直径  $d_e^*$ , 等価速度  $Ve^*$ , 等価 Reynolds 数  $Re^*$  および Thring-Newby 数  $\theta^*$  を次式により与える。

$$d_e^* = \frac{2\sqrt{\rho_m}}{\sqrt{\pi}\sqrt{\rho_m}} \left( \frac{m_f + m_a}{\sqrt{M_f + M_a}} \right), \quad Ve^* = \frac{\rho_m}{\rho_M} \left( \frac{M_f + M_a}{m_f + m_a} \right), \quad (1)$$

$$Re^* = \frac{V_c d_c^*}{\nu_{af}}, \quad \theta^* = \frac{m_f + m_a}{D\sqrt{M_a}\pi\rho_f}$$

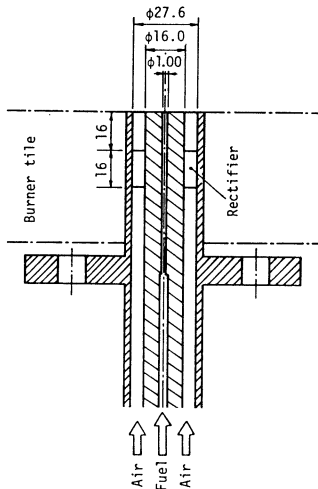
なお, 等価直径は同軸噴流の完全発達領域における相似性を示し, 等価 Reynolds 数は同軸噴流の乱流への遷移条件を与える。また Thring-Newby 数は自由噴流に対する拘束噴流の特性変化を規定する値である。式(1)において,  $m, M$  は質量流量, 運動量を示し,  $\rho, \nu$  は密度, 動粘性係数である。また, 添字  $a, f$  はそれぞれ空気, 燃料を示し,  $af$  は均一混合流としての値,  $m, M$  は  $m, M$  に対応している。動粘性係数は圧力に反比例することから次の置き換えを行なうと式(1)は式(3)と書かれる。

$$\mu = V_a/V_f, \quad \delta = A_a/A_f, \quad \sigma = \rho_a/\rho_f \quad (2)$$

$$d_e^* = d_1 \frac{\sqrt{1 + \delta\mu^2\sigma^2}}{(1 + \delta\mu\sigma^2)} \frac{(1 + \delta\mu\sigma)^2}{(1 + \delta\mu^2\sigma)}, \quad Ve^* = V_f \left( \frac{1 + \delta\mu\sigma^2}{1 + \delta\mu^2\sigma^2} \right) \left( \frac{1 + \delta\mu^2\sigma}{1 + \delta\mu\sigma} \right)^2, \quad (3)$$

$$Re^* = C(\mu, \delta, \sigma, d_1, \mu_0, R, T_0) V_f P_f, \quad \theta^* = \frac{1}{2} \left( \frac{d_1}{D} \right) \left( \frac{1 + \delta\mu\sigma}{\sqrt{\delta\mu^2\sigma}} \right)$$

ここで,  $V, A$  はおのおの入り口流速, 面積である。また,  $\mu_0, R, T_0$  は粘性係数, ガス定数, 入



(b) バーナ部

り口温度で  $P_F$  は入り口圧力，すなわち燃焼室内圧力である。したがって，与えられた燃料の種類，燃料流速およびバーナ，燃焼室の幾何学形状に対し， $de^*$ ， $Re^*$ ， $\theta^*$  を圧力  $P_F$  によらず一定値とするには空気-燃料速度比  $\mu$  を一定に保ち，また， $V_f P_F$  すなわち燃料流量  $G_f (= V_f A_f P_F / R_f T_0)$  を一定とすればよいことがわかる。なお，本報で取り扱う燃焼室は入り口でステップを有し，バーナタイル側にダクト内流れとは異なる種類の再循環流領域が形成されるため，拘束噴流としての諸特性が Thring-Newby 数を用いて整理されるかはさらに検討を要するが，ここでは実験条件を整える上での一つの代表値として用いた。

以上の検討より，系の幾何学性を一定に保ち，燃料流量  $G_f$  および  $G_a$  を設定値とし，燃焼室内圧力をパラメータとして実験を行なった。なお，圧力の変化に伴う設定値の変動は該当する操作弁を動かし補正し，また，各実験条件下での測定はコールドスタートからの少なくとも二回以上の実験から得られた値の平均値とした。

図5 (a) の条件下で約  $0.79 \times 10^4$ ，(b) で  $0.65 \times 10^4$ ，(c) で  $0.90 \times 10^4$  程度であり，対象とした火炎は層流ないしは遷移域にある。このような条件下においても，速度比  $\mu$  (空気過剰係数  $\lambda$ ) が高くなるにつれ燃焼室内の圧力の影響を受けにくくなり，いわゆる乱流火炎の相似性の適応の可能性が認められる。しかし，本実験の範囲では燃料-空気速度比ないしは空気過剰係数の低い領域では火炎の長さに及ぼす雰囲気圧力の影響は大きく，また，肉眼によれば圧力を高めるに従い，この条件下では酸素欠乏状態での燃焼に類似し，ある雰囲気圧力までは輝炎化傾向が顕著であるが，さらに圧力を増すと赤燈色の輝度の低い火炎

## 4. 実験結果と検討

### 4.1 火炎の長さ

火炎の長さ  $L_F$  と空気-燃料速度比  $\mu$  (空気過剰係数  $\lambda$  に比例) の関係を燃焼室内圧  $P_F$  をパラメータとして図5に示す。 $L_F$  は  $\mu$  の増加に伴い低圧域では単調減少，高圧域では単調増加し一定値に漸近する傾向を示している。また，燃料流量が多くなるにつれ， $L_F$  は若干増加するが，その値は大気圧下での実験から推測される。本実験範囲での  $Re^*$  は図5 (a) の条件下で約  $0.79 \times 10^4$ ，(b) で  $0.65 \times 10^4$ ，(c) で  $0.90 \times 10^4$  程度であり，対象とした火炎は層流ないしは遷移域にある。このような条件下においても，速度比  $\mu$  (空気過剰係数  $\lambda$ ) が高くなるにつれ燃焼室内の圧力の影響を受けにくくなり，いわゆる乱流火炎の相似性の適応の可能性が認められる。しかし，本実験の範囲では燃料-空気速度比ないしは空気過剰係数の低い領域では火炎の長さに及ぼす雰囲気圧力の影響は大きく，また，肉眼によれば圧力を高めるに従い，この条件下では酸素欠乏状態での燃焼に類似し，ある雰囲気圧力までは輝炎化傾向が顕著であるが，さらに圧力を増すと赤燈色の輝度の低い火炎

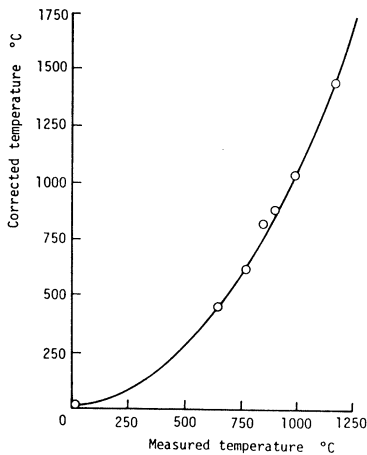
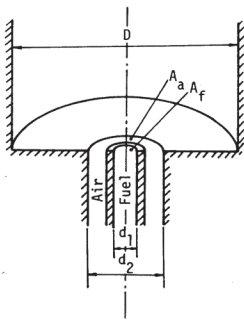


図-3 火炎内温度の測定例

図5 (a) の条件下で約  $0.79 \times 10^4$ ，(b) で  $0.65 \times 10^4$ ，(c) で  $0.90 \times 10^4$  程度であり，対象とした火炎は層流ないしは遷移域にある。このような条件下においても，速度比  $\mu$  (空気過剰係数  $\lambda$ ) が高くなるにつれ燃焼室内の圧力の影響を受けにくくなり，いわゆる乱流火炎の相似性の適応の可能性が認められる。しかし，本実験の範囲では燃料-空気速度比ないしは空気過剰係数の低い領域では火炎の長さに及ぼす雰囲気圧力の影響は大きく，また，肉眼によれば圧力を高めるに従い，この条件下では酸素欠乏状態での燃焼に類似し，ある雰囲気圧力までは輝炎化傾向が顕著であるが，さらに圧力を増すと赤燈色の輝度の低い火炎

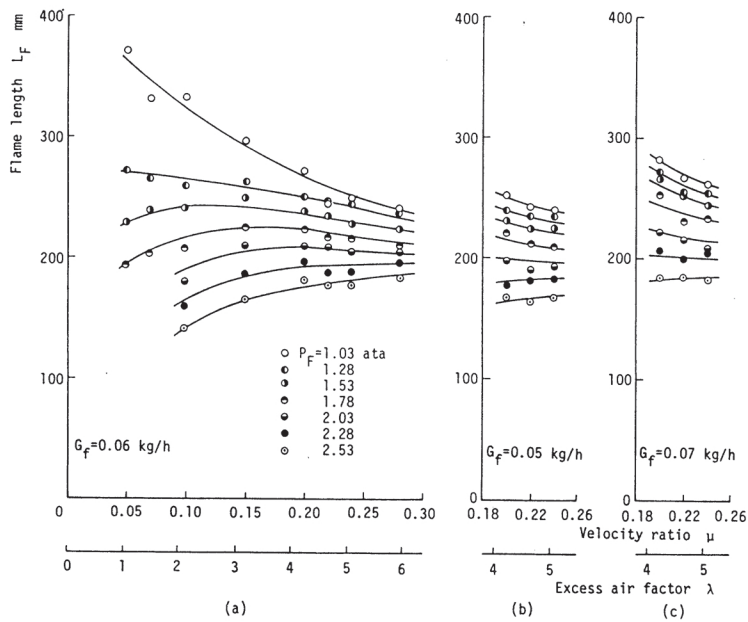


図一四 バーナ部近傍の座標

となってくる。

#### 4.2 火炎の最高温度

火炎の最高温度  $T_M$  と速度比  $\mu$  の関係を図6に示す。燃焼室内圧力  $P_F$  が高くなるにつれ  $T_M$  は低下し、その傾向は燃料流量の少ない場合の方が顕著である。 $\mu$  に対し  $T_M$  は  $\mu=0.22$  付近で最大値を示す。この変化は後述の燃焼効率の  $\mu$  に対する変化よりも急であり、 $\mu$  の高い領域では火炎後端部での余剰空気の同伴による温度低下であり、 $\mu$  の低い領域では輝炎化による放熱量の増加、燃焼効率の低下および火炎温度の平坦化によるものと考えられる。なお、最高温度を示す位置は燃料流量、速度比および燃焼室内圧力によらず、火炎の先端から約



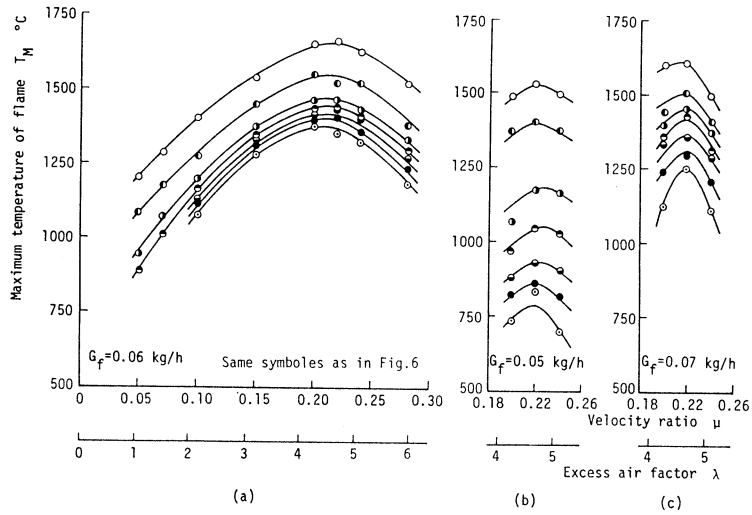
図一五 火炎の長さ

100mm下方であった。

#### 4.3 燃焼効率

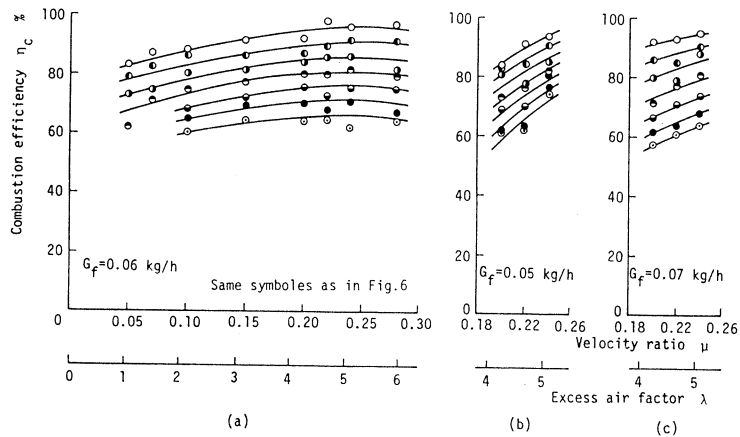
燃焼効率  $\eta_c$  と速度比  $\mu$  の関係を図7に示す。 $\eta_c$  は燃焼室内圧力  $P_F$  に比例して減少する傾向がみられた。また、 $G_f=0.06\text{kg/h}$  の測定範囲では、ゆるやかではあるが極大値をもつ傾向を示した。なお、排ガス中に含まれる煤の量の測定も行ったが、定量的な検討に供せるまでには至らなかった。しかし、定性的には煤の発生量は必ずしも燃焼効率とは比例した関係にはなく、加圧





図一六 火 炎 の 最 高 温 度

霧開気下での燃焼現象の複雑性を示した。

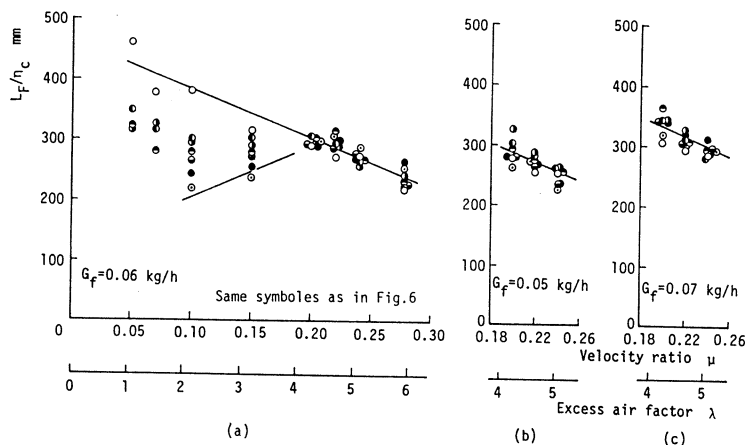


図一七 燃 焼 効 率

#### 4.4 総合的な検討

火炎の長さ  $L_F$  と燃焼効率  $\eta_c$  の関係を調べるため両者の比  $L_F / \eta_c$  の値を求め図8に示す。同図(a)より速度比  $\mu = 0.2$  付近を境とした  $\mu$  による  $L_F / \eta_c$  の傾向の違いがわかる。すなわち、 $\mu = 0.2$  以上では同図(b), (c)からも  $L_F / \eta_c$  は燃焼室内圧力  $P_F$  によらずほぼ直線的に関係づけられるのに対し、これ以下では  $P_F$  による整理も同時に必要となることがわかる。 $\mu = 0.2$  以上でのこの傾向は、見掛け上の燃焼量と火炎の寸法に圧力によらない関係があることを示し、前述の乱

火炎の燃焼・熱伝達特性およびその構造の解明に関する研究(第3報, 相似噴流火炎に及ぼす燃焼室内の圧力の影響について) 流火炎の相似性を示すものである。なお、この領域での $\mu$ と $L_F/\eta_c$ の関係は燃料流量 $G_f$ によらずほぼ同一の勾配を示すが、絶対値は $G_f$ に比例している。 $\mu=0.2$ 以下では圧力の上昇に伴い、燃焼効率、すなわち、見掛け上の燃焼量の低下よりも火炎寸法の縮小の方が早くなることを意味しており、これは分子拡散が支配的であるこの条件下では、加圧下での分子の衝突確率の増加により、バーナ直後で相対的に燃焼反応が盛んになり高温となるが、それと同時に酸素の供給が不足する状態を招き、結果としてこのような現象が表われたものと思われる。



図一八 火炎の長さ／燃焼効率

## 5. 結 言

本報では、プロパンガス-空気から成る同軸流定常拡散火炎(噴射角, 空気旋回角はともに零度)を用い、燃料流量および燃料-空気比をパラメータとし、また、非燃焼時には雰囲気圧力によらず同一の空力学的特性を有する噴流となる条件を与え実験を行ない、燃焼室内圧力が燃焼状態に及ぼす影響を明らかとするを試み、その結果を基に火炎の寸法等が圧力の影響を直接受ける条件とそれ以外の条件を明らかとし、また、その差異をきたす原因について検討を行ない、次の結果を得た。

- (1) 燃焼器およびバーナを同一とし非燃焼時には雰囲気圧力によらず同一の空力学的特性を有する噴流とするには、燃料-空気速度比(ないしは、空気過剰係数)および燃料(重量)流量を圧力によらず同じくする条件を設定すればよい。
- (2) 燃料流量および燃料-空気比を一定として燃焼室内の圧力を高めると火炎は短くなる。これは全般的に圧力上昇に伴う不完全燃焼によるものであるが、とくにこの傾向は速度比の低い領域において顕著である。しかし、大気圧下での燃焼とは異なり、燃焼室内の圧力を高めると、速度比の増加に伴い火炎の長さは単調に増加し、一定の値に漸近する傾向を示

す。

- (3) 火炎の最高温度および燃焼効率は、燃料流量、速度比が一定であれば燃焼室内の圧力が高くなるにつれ低下する。しかし、同一圧力下においては両者ともある速度比で最高値を示す。
- (4) 火炎の長さや燃焼効率の関係を調べるため両者の比の値を求め検討した結果、速度比0.2付近を境としてその値に傾向の違いが表われた。すなわち、速度比0.2以上ではその値は燃焼室内圧力よらずほぼ直線的に関係づけられるのに対し、これ以下では燃焼室内圧力による整理も同時に必要となることがわかり、速度比0.2以上では見掛け上の燃焼量と火炎の寸法に圧力によらない関係すなわち乱流火炎の相似性を示した。

本研究を行なうに当たり、日本工学院 水野忠治先生のご指導を得、また、本学卒業生 青山英樹、小野寺正史、佐藤和彦、津野修一の諸兄の協力を得た。付記し、謝意を表わす次第である。

(昭和60年5月20日 受理)

#### 参 考 文 献

- 1) 媚山・他3名, 機講論, 802-1(1980), 82.
- 2) 媚山・他3名, 機講論, 842-3(1984), 86.
- 3) 媚山・水野, 室蘭工業大学研究報告(理工編), 10-5(昭58), 733.

# 放射熱伝達の解析

(第6報, 平行平板間放射-対流共存熱伝達における  
加熱壁と冷却壁の差異について)

媚山 政良

## Analysis of Radiative Heat Transfer

(6th Report, Difference of characteristic between heating and cooling wall conditions in case of combined heat transfer with radiation and convection between two parallel plates)

Masayoshi KOBAYAMA

### Abstract

Non-dimensional temperature and Nusselt Number of the combined heat transfer with radiation and convection take different values whether the temperature condition of the walls are heating walls or the cooling ones even though the highest and lowest temperatures of these model are same because of the non-linearity of the temperature. In this report, the problem of combined heat transfer between two parallel plates was analyzed to clear the difference of characteristic between heating wall model and cooling one by mean of the numerical analysis with the treatment of the radiative heat transfer in conformity of the dimension of the heat transfer model.

### 1. 緒 言

放射性媒体が平行平板間を流れる場合の熱伝達, いわゆる放射-対流共存熱伝達について, すでにいくつかの報告<sup>1-3)</sup>を行なった。とくに第2報<sup>2)</sup>において, 対流のみの伝熱系でのエネルギー方程式は温度に対して線形となるため, 無次元の温度分布および局所ヌセルト数が加熱壁と冷却壁の違いおよび加熱/冷却領域入り口の流体温度と加熱/冷却壁温との温度差には無関係に求まるのに対し, 放射と対流の共存熱伝達では, エネルギー式が温度に対し高次の非線形となるため, 系の最高温度, 最低温度が同一であっても, 加熱, 冷却の違いにより無次元の流体温度および局所ヌセルト数が異なることを示し, また, とくに大気温度近傍における温度範囲における計算例を示した。本報では第3報<sup>3)</sup>におけると同様に, 放射熱伝達を系の次元に則した二次元とし解析を行ない, 等温の加熱ないしは冷却という条件下での共存熱伝達における加熱壁と冷却壁の違いによる熱伝達の変化について実用的な範囲に渡り解析, 検討を行なったので報告する。

この伝熱問題に対しては, すでに Viskanta<sup>4)</sup> および黒崎<sup>5)</sup>により解析が行なわれ報告されてい

るが、前者では解析を容易にするため温度分布も発達したものとし、流れ方向に変化しないとしているが、この条件には特殊な場合を除き成立せず、また、後者では放射熱伝達の次元伝播の近似を用いているため、熱伝達の最も盛んな加熱/冷却開始点および終了点近傍の温度分布および熱負荷が現象に則し解析され定量化されてはいない。なお、本報での伝熱モデルの重要性は、工業分布のみならず多くの分野において放射性流体の加熱と冷却が行なわれていることからもうかがわれる。

記 号

$x$	: 流れ方向の座標	$T$	: 温度
$y$	: 流れに直角方向の座標	$T_{h0}$	: 系の最高温度
$z$	: 平面に直角方向の座標	$T_{l0}$	: 系の最低温度
$X$	: $x$ 方向の無次元距離	$u$	: 速度
$Y$	: $y$ 方向の無次元距離	$q_x$	: 壁面熱流束
$x_0$	: 加熱壁の長さ	$\kappa$	: 放射吸収係数
$y_0$	: 二平面間の距離	$\gamma$	: 比重量
$Re$	: レイノルズ数	$\nu$	: 動粘性係数
$Pr$	: プラントル数	$c_p$	: 定圧比熱
$N_R$	: 伝導-放射パラメータ	$\lambda$	: 熱伝導率
$\tau_{y0}$	: 二平面間の光学距離	$A^*, B^*$	: 非加熱領域の演算領域の長さ
$\tau$	: 光学距離	$R_E$	: 演算領域を決める許容誤差
$F^{\parallel}, \bar{\tau}$	: ガスの吸収を考慮した二次元形態係数	$\epsilon$	: 反復計算の収束判定誤差 添字
$\theta, \Theta^*$	: 無次元温度	$g$	: 流体 $w$ : 壁面 $m$ : 平均値
$Nux, Nux^*$	: 局所ヌセルト数		

2. 伝熱系および基礎方程式

伝熱系を図1に示す。この系は第3報において用いたものと加熱壁の温度条件を除き同一のものである。すなわち、 $x-y$ 面に垂直な $z$ 方向に無限長である距離 $y_0$ 離れた平行二平面間を十分発達した灰色放射性媒体が定常状態で流れているものとする。黒体で一定温度 $T_{w0}$ であり、また、有限な長さ $x_0$ の加熱ないしは冷却壁をはさみ、前後に半無限長の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/冷却壁と十分離れた上流で流体および断熱壁は一定温度 $T_0$ であるとする。なお、系の最高および最低温度をおのおの $T_{h0}, T_{l0}$ とする。

基礎方程式は第3報における無次元式、式(1)、(2)と同様であるが、第3報において詳述した $x$ 方向の数値解析上の積分範囲 $A^*, B^*$ を考慮し書き改めると式(1)、(2)として表わされる。また、

放射熱伝達の解析 (第6報, 平行平板間放射-対流共存熱伝達における加熱壁と冷却壁の差異について)

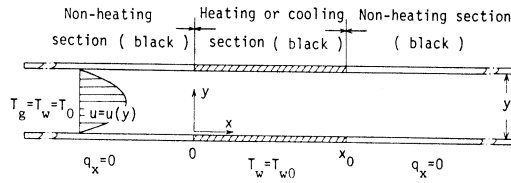


図-1 座標系

境界条件は式(3)となる。

$$\left\{ \frac{\partial \theta_g}{\partial x} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} - \frac{\tau_{y0}}{N_R} \left[ \theta_g^4 - \int_{-1A^*}^{X_0+4B^*} \int_0^{\tau_{y0}} \theta_g^4 \mathfrak{F}_{gg} d\tau_y d\tau_x - \frac{1}{4} \int_{-1A^*}^{X_0+4B^*} (\theta_{w1}^4 \mathfrak{F}_{wg1} + \theta_{w2}^4 \mathfrak{F}_{wg2}) d\tau_x \right] \right. \quad (1)$$

$$Nux_1 = - \frac{1}{(1-\theta_m)} \left\{ \left( \frac{\partial \theta_g}{\partial y} \right)_{y=0} + \frac{\tau_{y0}}{N_R} \left[ \frac{1}{4} (\theta_{w1}^4 - \int_{-1A^*}^{X_0+4B^*} \theta_{w2}^4 \mathfrak{F}_{ww2} d\tau_x) - \int_{-1A^*}^{X_0+4B^*} \int_0^{\tau_{y0}} \theta_g^4 \mathfrak{F}_{gw} d\tau_y d\tau_x \right] \right\} \quad (2)$$

ただし, 添字 1, 2 はおのおの壁 1, 2 に属する値を示している。

$$\left. \begin{aligned} Y = 0, 1 : \text{加熱壁の場合} & \quad \theta_w = \theta_g = 1 \\ & \quad \text{冷却壁の場合} & \quad \theta_w = \theta_g = 1/2 \\ Nux = 0 & \quad (X < 0, X_0 < X) \\ -4A^* < X < -2A^* : \text{加熱壁の場合} & \quad \theta_w = \theta_g = 1/2 \\ & \quad \text{冷却壁の場合} & \quad \theta_w = \theta_g = 1 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

ただし, ここでは  $\theta_0 = T_{10}/T_{h0} = 1/2$  とし, 式(1), (2), (3)における諸量は次の通りである。

$$\left. \begin{aligned} X &= (x/y_0)/(RePr), X_0 = (x_0/y_0)/(RePr), Y = y/y_0, A^* = (2a/y_0)/(RePr), B^* = 2A^*, RE = e^{-2\kappa a}, \\ U &= u/u_m, Re = u_m y_0 / \nu, Pr = \gamma c_p \nu / \lambda, N_R = \lambda \kappa / 4 \sigma T_{h0}^3, \tau_x = \kappa x, \tau_y = \kappa y, \tau_{y0} = \kappa y_0, \\ \theta_w &= T_w/T_{h0}, \theta_g = T_g/T_{h0}, \theta_m = T_m/T_{h0}, T_m = \int_0^{y_0} T_g dy / y_0, Nu_{x1} = q_{x1} y_0 / \{ \lambda (T_{h0} - T_m) \}, \\ \mathfrak{F}_{gg} &= F_{gg}^{\parallel} / d\tau_y d\tau_x, \mathfrak{F}_{wg} = F_{wg}^{\parallel} / d\tau_y d\tau_x, \mathfrak{F}_{gw} = F_{gw}^{\parallel} / d\tau_x, \mathfrak{F}_{ww} = F_{ww}^{\parallel} / d\tau_x \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

また, 計算結果の整理では, 次の無次元数を用いる。

$$\Theta \cdot \begin{cases} = (T - T_0)/(T_{w0} - T_0) : \text{加熱壁の場合} \\ = (T_0 - T)/(T_0 - T_{w0}) : \text{冷却壁の場合} \end{cases}$$

$$Nux^* \begin{cases} = Nux : \text{加熱壁の場合} \\ = -Nux : \text{冷却壁の場合} \end{cases}$$

ここで T は,  $T_g, T_w$  ないしは  $T_m$  を示している。

なお, 放射熱伝達の計算には第1法<sup>1)</sup>において詳述したEFD法を用い, また, 対流熱伝達の計算には差分法を用い, Gauss-Seidel法による反復計算により数値解を得た。

### 3 解析結果と検討

$\tau_{y0}$	$N_R$	$\tau_{y0}/N_R$	NO.
5	0.0025	200	#1
5	0.05	100	#2
1	0.005	200	#3
1	0.01	100	#4

$RePr=2000$     $\theta_0=1/2$     $X_0=5 \times 10^{-3}$   
 $R_E=0.01$     $\epsilon=5 \times 10^{-4}$

表-1 計算条件

計算条件を表1に示す。この解析例では、加熱壁の無次元長さ  $X_0$  を一定にしている。また、各条件に対し、加熱壁の

場合 ( $T_{w0} > T_0$ ) と冷却壁の場合 ( $T_{w0} < T_0$ ) が含まれている。

#### 3.1 温度

図2から図5に条件下における加熱/冷却領域での流体の温度  $\Theta^*$  を加熱の場合と冷却の場合とを比較し示す。また、図6には放射の一次元近似との比較をおのおの加熱の場合と冷却の場合とに分け示し、図7には混合平均温度  $\Theta_m^*$ 、壁温  $\Theta_w^*$  を示す。

加熱壁と冷却壁による温度の差異は二平面間の工学距離  $\tau_{y0}$  が大きくなり、また、伝導-放射パラメータ  $N_R$  が小さくなるにしたがい顕著となる。これは、加熱ないしは冷却の場合の各  $x$  断面において、加熱壁の場合には最高温度が加熱壁温であり、その値は  $T_0$  よりも高く、また、一定であるのに対し、冷却壁の場合には  $x$  断面における流体温度の最高値は流路中央部 ( $Y=0.5$ ) において表われ、その値は流れが進につれて低下し、温度の4乗で示される放射の寄与が少なくなるためである。その傾向は図7に示す混合平均温度  $\Theta_m^*$  にも顕著に表われている。

また、図6に示すように、放射の一次元伝播の近似は冷却壁における方が、冷却領域における放射熱伝達により寄与が少ないにもかかわらず加熱壁におけるよりも二次元の実際の現象から離れて

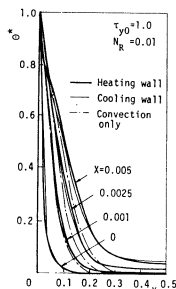


図-2 流体温度

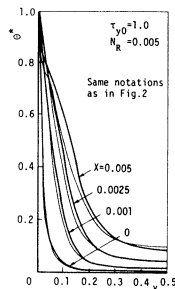


図-3 流体温度

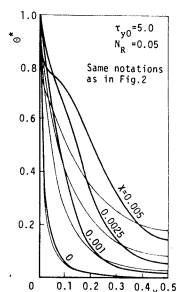


図-4 流体温度

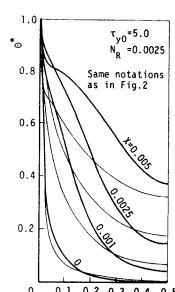
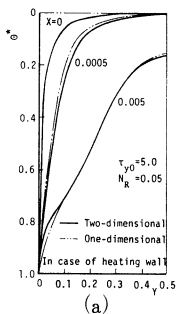
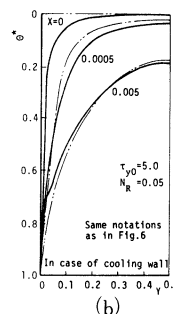


図-5 流体温度



(a)



(b)

図-6 放射の一次元伝播の近似による流体温度との比較

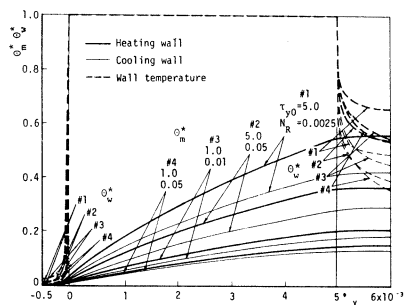


図-7 混合平均温度および壁温

放射熱伝達の解析（第6報，平行平板間放射-対流共存熱伝達における加熱壁と冷却壁の差異について）

いる。これは，より高温である冷却領域より前方の非加熱（断熱）領域からの放射熱伝達が，加熱壁の場合よりも相対的に大きいためである。

### 3.2 熱伝達

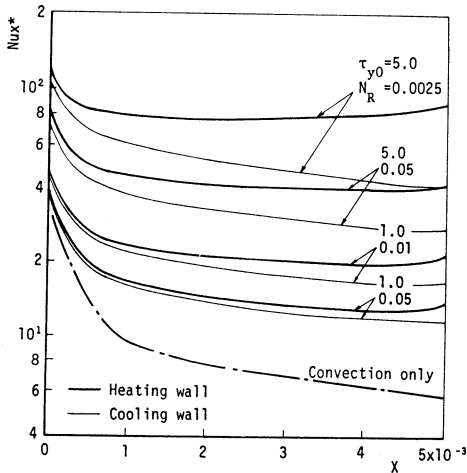


図-8 局所ヌセルト数

$Nux^*$  を図 8 に示す。加熱/冷却開始点近傍では，加熱，冷却の違いによる  $Nux$  の差異は少ないが，流れが進につれ両者の差異は大きくなり，一般に冷却壁の場合の方が低い値となり，また，冷却壁の場合，冷却領域の出口近傍では，加熱壁に場合にみられるような  $Nux^*$  の立ち上がりは少ない。なお，放射熱伝達の寄与が少なくなるにつれて， $Nux$  は対流のみ場合の分布に近くなるが，一般に放射と対流の共存熱伝達では冷却壁の場合においても対流のみの伝熱系におけるようなヌセルト数の漸近値は存在しないことがわかる。

### 4. 結 言

放射性媒体が平行二面間の流路を流れる場合の熱伝達問題の解析を行なった。本報では放射の取り扱いを系の次元に則した二次元とし，一定温度の加熱/冷却壁の条件の下で，加熱壁の場合と冷却壁の場合の熱伝達特性の違いを調べ，次の結果を得た。

- 1) 加熱壁と冷却壁による温度の差異は，二平面間の光学距離が大きくなり，また，伝導-放射パラメータの値が小さくなるほど顕著となる。
- 2) 放射の一次元近似は，加熱壁における方が良く現象を近似できる。
- 3) 局所ヌセルト数は，流体の流れが進むにつれ，また，二平面間の光学距離が大きく，伝導-放射パラメータが小さくなるに従い，加熱の場合と冷却の場合との差異が大きくなる。

(昭和60年5月20日 受理)

### 参考文献

- 1) 媚山，室蘭工業大学研究報告（理工編），9-3（昭53-11），735.
- 2) 媚山，室蘭工業大学研究報告（理工編），10-1（昭55-1），111.
- 3) 媚山，室蘭工業大学研究報告（理工編），10-2（昭55-11），269.
- 4) Viskanta, R: Trans. ASME, Ser. C, 85-4 (1963-11), 318.
- 5) 黒崎：第11回日本伝熱シンポジウム講演論文集，(1974-5)，289.



# ON AREAL SPACES BASED ON THE FUNDAMENTAL FUNCTION $F = \alpha^2 / \beta$ ( II )

by  
Takanori IGARASHI

## Abstract

We consider the necessary and sufficient condition for a sufficient for a special areal space  $A_n^{(m)}$  to belong to the semi-metric class.

**§ 0. INTRODUCTION.** In the Finsler geometry, a Finsler space with  $(\alpha, \beta)$ -metric is, as well known, a space of which fundamental function is given in the form

$$(0.1) \quad F(x, p) = f(\alpha, \beta), \quad \alpha = [\det(a_{ij}(x)y^i y^j)]^{1/2}, \quad \beta = b_i(x)y^i$$

where  $a_{ij}(x)$  is a Riemannian metric and  $b_i(x)$  is non-zero covariant vector.

We know, as typical  $(\alpha, \beta)$ -metrics, so-called Randers' metric  $F = \alpha + \beta$  [1]\*), and Kropina's metric  $F = \alpha^2 / \beta$  [2].

On areal spaces  $A_n^{(2)}$ , G. T. Bollis [3] gave metric  $F = \alpha + \beta$ ,  $\alpha = (\det [\bar{g}_{ij}(x)p^i p^j])^{1/2}$ ,  $\beta = b_{ij}(x)p^i p^j$ , where  $\bar{g}_{ij}(x)$  is a Riemannian metric and  $b_{ij}(x)$  is a skew-symmetric tensor.

Recently, the author [4] treated an areal space  $A_n^{(m)}$  equipped a fundamental function in the form

$$(0.2) \quad F = \alpha^2 / \beta, \quad \alpha = [\det(a_{\lambda\mu})]^{1/2}, \quad a_{\lambda\mu} = a_{ij}(x)p^i p^j, \quad a_{ij} = a_{ji}, \\ \beta = \epsilon^{\lambda\mu} b_{\lambda\mu} / 2, \quad b_{\lambda\mu} = b_{ij}(x)p^i p^j, \quad b_{ij} = -b_{ji}.$$

In that paper, the main result which we obtained is such that

**THEOREM.** *When a fundamental function of an area space  $A_n^{(m)}$  is given by (0.2), then the following two conditions are equivalent:*

(i).  $A_n^{(m)}$  is of semi-metric class.

(ii). The relation  $(\rho_i^\alpha - \sigma_i^\alpha)(\rho_j^\beta - \sigma_j^\beta) = 0$  holds good.

However, it was found that the above theorem holds good, even if we rewrite  $\beta$  as  $\beta = [\det(b_{\lambda\mu})]^{1/2}$ , what we give from now on.

**§ 1. PRELIMINARY.** We consider an n-dimensional areal space  $A_n^{(m)}$  based on the notion of the m-dimensional surface-element  $p$ .

Let  $(x^i)$  be local coordinates and  $(p^i_a)$  be local representations of  $p$ . In this paper, Latin indices

\* ) Number in brackets refer to the references at the end of the paper.

run over  $1, 2, \dots, n$ ; Greek indices over  $1, 2, \dots, m$ ; where  $1 < m < n$ , and we adopt the Einstein's summation convention. Other notations and terminologies are employed as same as those of the work of A. Kawaguchi [5].

We put a fundamental function of  $A_n^{(m)}$  as

$$(1.1) \quad F(x, p) = \alpha^2 / \beta$$

$$(1.2) \quad \begin{cases} \alpha = [\det(a_{\lambda\mu})]^{1/2}, & a_{\lambda\mu}(x, p) = a_{ij}(x) p_\lambda^i p_\mu^j, & a_{ij} = a_{ji} \\ \beta = [\det(b_{\lambda\mu})]^{1/2}, & b_{\lambda\mu}(x, p) = b_{ij}(x) p_\lambda^i p_\mu^j, & b_{ij} = -b_{ji}. \end{cases}$$

Next, we define a Legendre's form of a function  $\varphi(x, p)$  as follows;

$$(1.3) \quad L_{i,j}^{\alpha\beta}[\varphi] = (\ln \varphi)_{;i} \alpha_{;j}^{\alpha\beta} + (\ln \varphi)_{;i} \beta_{;j}^{\alpha\beta} (\ln \varphi)_{;j}^{\alpha}$$

where the notation  $_{;i}^{\alpha}$  means the partial differentiation with respect to  $p_{\alpha}^i$ .

Differentiating (1.2) by  $p_{\alpha}^i$ , we have

$$(1.4) \quad \alpha_{;i}^{\alpha} = (1/2) \alpha a^{\lambda\mu} a_{\lambda\mu};_i^{\alpha}, \text{ where } a^{\lambda\mu} a_{\lambda\nu} = \alpha^{\lambda\mu} a_{\nu\lambda} = \delta_{\nu}^{\mu}$$

$$(1.5) \quad \beta_{;i}^{\alpha} = (1/2) b^{\lambda\mu} a_{\lambda\mu};_i^{\alpha}, \text{ where } b^{\lambda\mu} b_{\lambda\nu} = b^{\mu\lambda} b_{\nu\lambda} = \delta_{\nu}^{\mu}$$

If we introduce quantities  $\rho_{;i}^{\alpha}, \sigma_{;i}^{\alpha}$  such that

$$(1.6) \quad \rho_{;i}^{\alpha} = (\ln \alpha)_{;i}^{\alpha}; \quad \alpha_{;i}^{\alpha} = \alpha^{-1} \alpha_{;i}^{\alpha}; \quad \sigma_{;i}^{\alpha} = (\ln \beta)_{;i}^{\alpha}; \quad \beta_{;i}^{\alpha} = \beta^{-1} \beta_{;i}^{\alpha};$$

then we obtain:

**PROPOSITION 1.**  $\rho_{;i}^{\alpha} = \alpha^{\alpha\lambda} a_{ik} p_{\lambda}^k, \quad \sigma_{;i}^{\alpha} = b^{\alpha\lambda} b_{ik} p_{\lambda}^k,$

Proof. From (1.4), it follows

$$\begin{aligned} \rho_{;i}^{\alpha} &= (1/2) a^{\lambda\mu} a_{\lambda\mu};_i^{\alpha} = (1/2) a^{\lambda\mu} a_{\lambda\mu} (a_{hk} p_{\lambda}^h p_{\mu}^k);_i^{\alpha} \\ &= (1/2) \alpha^{\lambda\mu} a_{hk} (\delta_i^k \delta_{\lambda}^{\alpha} p_{\mu}^k + a^{\mu\lambda} a_{hi} p_{\lambda}^h) \\ &= \alpha^{\alpha\lambda} a_{ik} p_{\lambda}^k, \end{aligned}$$

and analogously on  $\sigma_{;i}^{\alpha}$ .

**PROPOSITION 2.**  $\rho_{;i;j}^{\alpha\beta} = -a^{\alpha\beta} a_{\gamma\delta} \delta_i^{\alpha} \delta_j^{\beta} - \delta_i^{\beta} \delta_j^{\alpha} a_{ij}^{\alpha\beta} + a^{\alpha\beta} a_{ij}$

$$\sigma_{;i;j}^{\alpha\beta} = -b^{\alpha\beta} b_{\gamma\delta} \sigma_{;i}^{\alpha} \sigma_{;j}^{\beta} - \sigma_{;i}^{\beta} \sigma_{;j}^{\alpha} + b^{\alpha\beta} b_{ij}$$

proof. It is sufficient that we do with  $\rho_{;i;j}^{\alpha\beta}$ . Differentiating  $\rho_{;i}^{\alpha}$  by  $p_{\beta}^j$  partially, we have

$$\rho_{;i;j}^{\alpha\beta} = (a^{\alpha\epsilon} a_{ik} p_{\epsilon}^k);_j^{\beta} = a^{\alpha\epsilon};_j^{\beta} a_{ik} p_{\epsilon}^k + a^{\alpha\epsilon} a_{ik} \delta_j^k \delta_{\epsilon}^{\beta} = a^{\alpha\epsilon};_j^{\beta} a_{\epsilon\gamma} \delta_j^{\gamma} + a^{\alpha\beta} a_{ij}$$

substituting the relation

$$a^{\alpha\epsilon};_j^{\beta} a_{\epsilon\gamma} = (a^{\alpha\epsilon} a_{\epsilon\gamma});_j^{\beta} - a^{\alpha\epsilon} a_{\epsilon\gamma};_j^{\beta} = -a^{\alpha\epsilon} a_{\epsilon\gamma};_j^{\beta}$$

into the above representation, we can rewrite as follows;

$$\begin{aligned} \rho_{;i;j}^{\alpha\beta} &= -a_{\epsilon\gamma};_j^{\beta} a^{\alpha\epsilon} \delta_i^{\gamma} + a^{\alpha\beta} a_{ij} = -(a_{hk} p_{\epsilon}^h p_{\gamma}^k);_j^{\beta} a^{\alpha\epsilon} \delta_i^{\gamma} + a^{\alpha\beta} a_{ij} \\ &= -a_{jk} p_{\gamma}^k a^{\alpha\beta} \rho_{;i}^{\gamma} - a_{hj} a^{\alpha\epsilon} p_{\epsilon}^h \rho_{;i}^{\beta} + a^{\alpha\beta} a_{ij} = -a_{jk} a_{\gamma\delta} \rho_{;i}^{\gamma} \rho_{;j}^{\delta} - \rho_{;i}^{\beta} \rho_{;j}^{\alpha} + a^{\alpha\beta} a_{ij}. \end{aligned}$$

About  $\sigma_{;i;j}^{\alpha\beta}$ , we can obtain the right hand analogously. Q.E.D.

Then, with use of Proposition 1 and 2, we can represent the Legendre's forms of  $\alpha$  and  $\beta$  such that

ON AREAL SPACES BASED ON THE FUNDAMENTAL FUNCTION  $F = \alpha^2 / \beta$  (II)

$$(1.7) \quad L_{ij}^{\alpha\beta} [\alpha] = (\ln \alpha);_i^{\alpha\beta} + (\ln \alpha);_j^{\beta} (\ln \alpha);_i^{\alpha} = \rho_{ij}^{\alpha,\beta} + \rho_{ij}^{\beta} \rho_j^{\alpha}$$

$$= -a^{\alpha\beta} a_{\gamma\delta} \rho_i^{\gamma} \rho_j^{\delta} - \rho_i^{\beta} \rho_j^{\alpha} + a^{\alpha\beta} a_{ij},$$

$$(1.8) \quad L_{ij}^{\alpha\beta} [\beta] = -b^{\alpha\beta} b_{\gamma\delta} \sigma_i^{\gamma} \sigma_j^{\delta} - \sigma_i^{\beta} \sigma_j^{\alpha} + b^{\alpha\beta} b_{ij}.$$

If we define tensors  $a''_{ij}(x, p)$  and  $b''_{ij}(x, p)$  as

$$(1.9) \quad \begin{cases} a''_{ij} = a_{ij} - a_{\gamma\delta} \rho_i^{\gamma} \rho_j^{\delta}, \text{ rank}(a''_{ij}) = n - m, \\ b''_{ij} = b_{ij} - b_{\gamma\delta} \sigma_i^{\gamma} \sigma_j^{\delta}, \text{ rank}(b''_{ij}) = n - m, \end{cases}$$

then we have:

**PROPOSITION 3.** *Legendere's form of  $\alpha$  and  $\beta$  are given in the form such that*

$$L_{ij}^{\alpha\beta} [\alpha] = a^{\alpha\beta} a''_{ij}, \quad L_{ij}^{\alpha\beta} [\beta] = b^{\alpha\beta} b''_{ij}.$$

**§ 2. RESULTS.** First of all, we show;

**PROPOSITION 4.** *The Legendere's form of the fundamental fundamental function given by*

(1.1) together with (1.2) is

$$L_{ij}^{\alpha\beta} [F] = 2 L_{ij}^{\alpha\beta} [\alpha] - L_{ij}^{\alpha\beta} [\beta] + 2 (\rho_i^{\beta} - \sigma_i^{\beta}) (\rho_j^{\alpha} - \sigma_j^{\alpha}).$$

Proof. Starting from  $F;_i^{\alpha} = (\alpha^2 / \beta);_i^{\alpha} = 2 \alpha \beta^{-1} \alpha;_i^{\alpha} - \alpha^2 \beta^{-2} \beta;_i^{\alpha}$ ,

we rewrite the quantity  $p_i^{\alpha}$  defined by  $p_i^{\alpha} = (\ln F);_i^{\alpha}$  as

$$(2.1) \quad p_i^{\alpha} = F^{-1} F;_i^{\alpha} = 2 \alpha^{-1} \alpha;_i^{\alpha} - \beta^{-1} \beta;_i^{\alpha} = 2 \rho_i^{\alpha} - \sigma_i^{\alpha}$$

by means of (1.3). Applying (1.6) to the fundamenetal fundamental function  $F$ , we have the

Legendre's form of  $F$  such that  $L_{ij}^{\alpha\beta} [F] = p_{ij}^{\alpha,\beta} + p_i^{\beta} p_j^{\alpha}$ , to which we substitute (2.1), then it follows;

$$(2.2) \quad L_{ij}^{\alpha\beta} [F] = 2 \rho_{ij}^{\alpha\beta} - \sigma_{ij}^{\alpha\beta} + (2 \rho_i^{\beta} - \sigma_i^{\beta}) (2 \rho_j^{\alpha} - \sigma_j^{\alpha}).$$

With use of (2.2) and Proposition 3, we can conclude this proposition. Q.E.D.

By means of the symmetry of  $a^{\alpha\beta}$  and (1.7) (respectively by means of antisymmetry of  $b^{\alpha\beta}$  and (1.8)), we obtain:

**PROPOSITION 5.** *The symmetric part of  $\alpha$  (resp.  $\beta$ ) satisfies the relation*

$$L_{ij}^{\alpha\beta} [\alpha] = a^{\alpha\beta} a''_{ij}, \quad (\text{resp. } L_{ij}^{\alpha\beta} [\beta] = 0).$$

From this proposition, it yields:

**PROPOSITION 6.** *The symmetetric part of the Legendre's form of  $F$  satisfies the relation*

$$L_{ij}^{\alpha\beta} [F] = 2 a^{\alpha\beta} a''_{ij} + 2 (\rho_i^{\alpha} - \sigma_i^{\alpha}) (\rho_j^{\beta} - \sigma_j^{\beta}).$$

An areal space in which the relation  $L_{ij}^{\alpha\beta} [F] = g^{\alpha\beta} g''_{ij}$  holds good is said to be of "semi-metric class", where  $g''_{ij} = a_{ij} - a_{\gamma\delta} p_i^{\gamma} p_j^{\delta}$ ,  $\text{rank}(g''_{ij}) = n - m$ , and  $g^{\alpha\beta}$  is symmetric.

Now, in conclusion, we obtain the following theorem wich is the same in appearance as the theorem in [4].

**THEOREM.** *When the fundamental function of an areal space  $A_n^{(m)}$  is given by (1.1) together with*

(1.2), then following two conditions are equivalent.

(i).  $A_n^{(m)}$  belongs to the semi-metric class.

(ii). The relation  $(\rho_i^\alpha - \sigma_i^\alpha)(\rho_j^\beta - \sigma_j^\beta) = 0$  holds good.

Especially we have

**COROLLARY.** When the fundamental function of an areal space  $A_n^{(m)}$  is given by (1.1) together with (1.2), in addition, when the relation, when the relation  $\rho_i^\alpha = \sigma_i^\alpha$  holds good, then the space  $A_n^{(m)}$  belongs to the metric class and class and it is conformal to the Riemannian space whose metric is  $a_{ij}(x)$ .

Proof). Substituting the relation  $\rho_i^\alpha = \sigma_i^\alpha$  into (2.2), we have  $L_{ij}^{\alpha\beta}[F] = 2a^{\alpha\beta} a''_{ij}$  what explains that  $A_n^{(m)}$  belongs metric class. Moreover, from  $\rho_i^\alpha - \sigma_i^\alpha = (\ln \alpha / \beta)$ ;  $\alpha_i = 0$ , it yields  $\ln(\alpha / \beta) = c(x)$ . Putting  $c_0(x) = \exp(c(x))$ , we have  $F = \alpha^2 / \beta = c_0(x) \alpha = c_0(x) [\det(a_{ij}(x) p^i_\lambda p^j_\mu)]^{1/2} = [\det(\tilde{a}_{ij}(x) p^i_\lambda p^j_\mu)]^{1/2}$ , where  $\tilde{a}_{ij}(x) = \exp((2/m)c(x))a_{ij}(x)$ , it shows the conformality.

(昭和60年 5 月21日 受理)

#### REFERENCES

- [1]. Randers, G. : On an asymmetrical metric in the four-space general relativity. Phys. Rev., (2), 59 (1941), 195-199.
- [2]. Кропина, В. К. : О проективных двумерных пространствах финслера со специальной метрикой. Труды Сем. Век. Тенз. Ана., вып. 11 (1961), 277-292
- [3]. Bollis, G. T. : Semi-metric areal spaces based on 2-dimensional area. Tensor, N. S., 37 (1982), 130-132.
- [4]. Igarashi, T. : On areal spaces based on a fundamental function  $F = \alpha^2 / \beta$ . Tensor, N. S., 41 (1984), (258-260)
- [5]. Kawaguchi, A. : On the theory of areal spaces. Bull. Calcutta Math. Soc., 56 (1964), 91-107.

# 整流火花アーク継続時間測定装置とその火花号数検討への応用

鈴木好夫・沢井孝哉・松田敏彦

## Measuring System for Duration Time of Commutation Spark and Application to the Study of Commutation Spark Number

Yoshio SUZUKI, Takaya SAWAI and Toshihiko MATSUDA

### Abstract

We have developed measuring system for arc duration time of commutation spark, which is fabricated to evaluate a commutation action of D-C machine quantitatively. The superior features of the developed system are as follows 1) It enables measuring of the duration time of commutation spark all of the commutator segment. 2) Accuracy of the system is within  $0.1 \mu\text{s}$ . with  $0.5 \text{ ms}$ . commutator period (maximum rotation number). 3) It makes possible the long time automatic measurement. We have measured the duration time of commutation arc to JEC-54 commutation spark number. Findings are: 1) The ratio of frequency distribution has two peaks to the duration time of commutation arc. 2) The maximum point of arc duration time in the ratio of frequency distribution increases according to the commutation spark number. 3) Arc duration time depends on brush materials and revolving speed with the same commutation spark number which is measured with eye. It suggests that evaluation of commutation spark with eye measurement is inaccurate. Hence, quantitative measurement is necessary.

### 1. はじめに

近年の産業の高度化により、直流機の性能に対する要求もますます高度化し、高精度高速制御系の要素として、脈動整流電源やチョップ制御電源により変動の大きい負荷の駆動などに使用される場合が多くなっている。整流作用は、直流機に残されたほとんど唯一の問題であって、機械の最大容量、最高速度および制御性能を制限する主要因となっている<sup>1)</sup>。整流の良否は、主としてブラシ火花の有無として顕われる。整流悪化による火花の発生は、ブラシの異状摩耗、整流子の荒損、異常な温度上昇などをもたらす、最悪の場合はフラシオーバーにより機械を運転不能に到らしむることもある重要な問題である。整流の良否の判定は、現場においても整流作用の研究においてもブラシ火花の観測により行なわれることが多い<sup>2,3)</sup>。この整流火花発生の程度は、JEC-54の火花号数によって表わされ、一般に肉眼によって観測される。しかし、この肉眼による火花号数の観測には火花号数判定の観測者毎の認識の違いや、観測時の明暗などの環境条件の

---

\*北海道大学大学院、電気工学専攻

影響が入る可能性があり、より客観的・定量的な整流火花計測法の開発が望まれてきていた。従って、ブラシ火花の定量的測定法は、以前からいろいろな研究が行われてきたが、それぞれの方法には一長一短があり、特に個々の火花を連続して測定する実用的に使われる方法は見い出されていなかった。最近になってマイクロコンピュータの普及により、これを用いた整流火花計測法が報告され、整流研究に新しい知見をもたらしている。しかしこれらの測定法は、整流子1回転についての積算されたアーク継続時間を測定するもの<sup>4)</sup>、整流子1回転について特定の1枚の整流子片のアーク継続時間を測定するもの<sup>5)</sup>などであり、測定可能な最小整流時間(回転速度)についても十分な性能が得られていないようである。筆者らは、16ビットマイクロコンピュータを用い、火花継続時間をクロックパルス計数法により計測する方法を試み、1回転中の全整流子片の火花のアーク継続時間を連続計測でき、最小整流時間0.5 msでアーク継続時間測定精度0.1  $\mu$ sの測定を可能にす得た。

以下、この整流火花継続時間装置と、この測定装置の一適用として、JEC-54の火花号数と整流火花の定量的性質との関係について検討した結果について報告する。

## 2. 整流火花のアーク継続時間計測法

整流火花に関する現象としては、ブラシと整流子片間に生ずる電圧、火花の発光、ブラシ周辺に発生する高周波雑音などがある。これらの現象量の中で、ブラシと整流子片間の電圧、特にその中の火花電圧降下はオシロスコープによってその性質が明確に知られており、火花計測の対象量として最も適したものである<sup>6)</sup>。従って、ここに報告する整流アーク継続時間計測法は、既報<sup>4,5)</sup>と同様ブラシ-整流子片間電圧のアーク電圧波形を用いて計測するものである。

### 2.1 火花電圧電流の性質とアークエネルギー

整流火花放電過程は、図-1(a)のような経過をとることが知られている。時刻 $t_0$ においてブラシ後端と整流子片との接触が弱まり、 $t_1$ からアーク放電が始まる。区間 $\Delta t_a = t_1 - t_0$ は、 $t_0$ において接触点に高温陰極点が形成されてから陽イオン発生をうながして完全なアークを形成するまでの時間おくれである。 $t_1$ で点孤し、 $t_2$ までアークが継続する。 $t_a$ は一般に2~数10  $\mu$ s程度であるが、 $\Delta t_a$ はこれに比べきわめて短かく1  $\mu$ s以下である。アーク電圧 $V_a$ は、その放電期間中はほぼ一定値を示し、正ブラシの場合は12~13(V)を、負ブラシにおいては19~22(V)を示す場合が多い。 $t_a$ をアーク継続時間といい、強い火花になるに従い大きくなるとされている。図-1(a)下図は、これに対応する電流波形で、アーク放電電流 $i_a$ は、初期値 $I_a$ から直線的に減少し最小アーク電流値 $I_a'$ にて消滅する。勿論、時刻 $t_0$ に始まる電圧上昇のすべてがアーク放電を形成するわけではない。実験的に、 $t_0$ からの電圧上昇が約3(V)を越えるアーク放電を形成することが知られている。この電圧ピーク値は、アーク放電を形成しない3(V)以下の値か、アーク

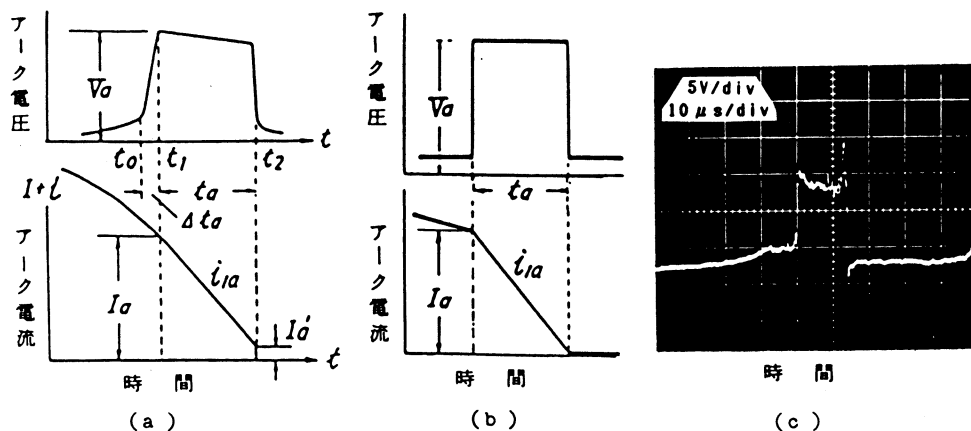


図-1 整流火花放電過程

放電に到った12(V)以上の値になるのが大半で、その中間値になることは少ない。従ってこの電圧ピーク値がある限界値  $V_c$ 、例えば10(V)を越えるかどうかにより整流火花がアーク放電に到ったかどうか判定できる。

次に、整流火花による実害と強く関係する一個の火花放電で消費されるエネルギー  $E$  は次式で表わせられる。

$$E = \int_0^{t_a} v_a i_a dt \quad (1)$$

ここで、 $v_a$ ：アーク放電電圧、 $i_a$ ：アーク電流、 $t_a$ ：アーク継続時間である。

図-1 (a)の火花放電過程を、同図 (b)のように単純化すると

$$E = V_a I_a \int_0^{t_a} (1 - t/t_a) dt = \frac{1}{2} V_a I_a t_a \quad (2)$$

となる。ただし  $V_a$ ：平均火花電圧、 $I_a$ ：火花電流の初期値である。直流機の模擬整流回路においては、 $|V_a|$  は整流コイルのリアクタンス電圧にほぼ等しいことから次式が得られる。図-1 (b)の  $i_a$  の変化形に注目して

$$V_a \approx L \frac{di}{dt} \approx LI_a/t_a \quad (3)$$

$$\text{故に } I_a \approx V_a t_a / L \quad (4)$$

$$\text{従って } E \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{V_a^2}{L} \cdot t_a^2 \quad (5)$$

(5)式により火花エネルギーは、火花継続時間の二乗にほぼ比例することがわかる。

図-1 (c) は、実測したアーク電圧波形の例である。

## 2.2 整流火花のアーク継続時間測定装置

整流アーク継続時間の測定法としては、ブラシー整流子片間電圧が前節でのべた限界電圧  $V_c$  ( $\approx 10V$ ) を越える時間幅  $t_a$  を測定する方法を採用した。すなわち、ブラシー整流子片間電圧が  $V_c$  を越える部分を TTL レベル方形波に整形し、これによってクロック信号のゲートを開閉し、このクロックパルス数をカウンタ IC により計数し、計算機に採り込む方式である。図-2 は、本整流アーク継続時間測定装置に使用したクロックパルス計数式時間幅測定法の原理説明図である。図-3 は、試作測定装置のブロック図である。④部は、整流模擬装置及び回転角度エンコーダである。③部は、ブラシー整流子片間接触電圧をアーク発生判定電圧  $V_c$  でクリップし、アーク電圧部分のみを取り出すアーク判定回路である。②部は、前段でクリップされたアーク継続部電圧波形を TTL レベルに変換し、カウンタ部へと送り出す回路である。①部は、このアーク継続時間幅方形波信号と基本クロック信号との AND をとり、IC カウンタで計数してコード変換を行い、マイクロコンピュータの I/O ポートに送り出す。計測データの記憶及び計測制御には16ビットマイクロコンピュータを使用した。

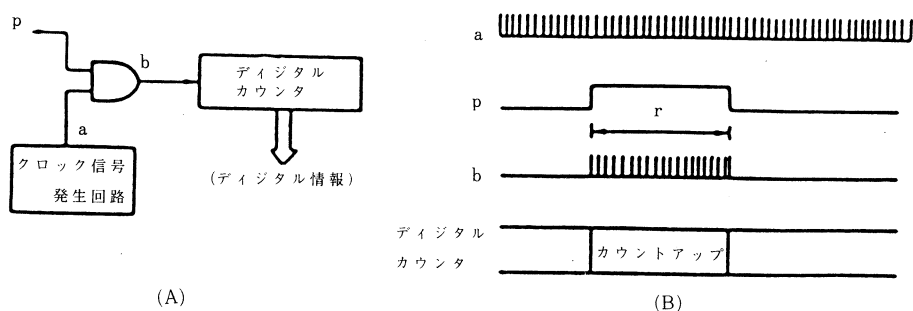


図-2 クロックパルス計数式時間測定法の原理説明図

クロック信号としては、20 MHz 水晶発振器の出力を波形および電圧値の変換をかねて1/2個に分周した10 MHz の方形パルス波を用いた。従って、整流アーク継続時間の最小値を  $1.0 \mu s$  とすると、最大相対誤差は10%以内になる。以上の本測定装置の性能の検証は、方形波信号発振器出力を模擬整流アーク電圧波として入力し、マイクロコンピュータによって計測記憶された測定値をプリント出力し、これらの両者を比較することにより行い良い結果を得ることができた。



整流火花アーク継続時間測定装置とその火花号数検討への応用

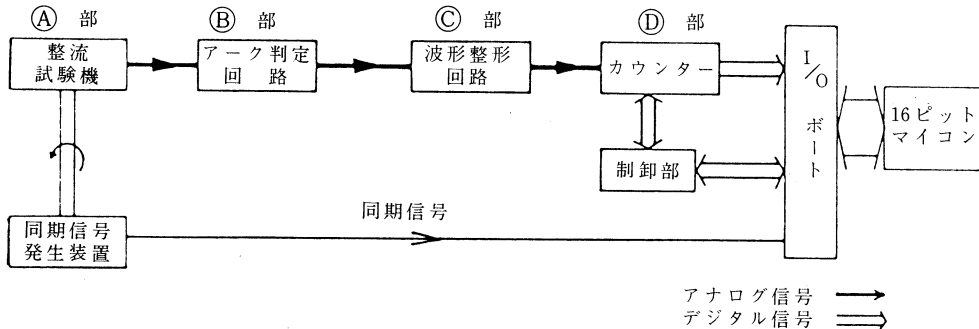


図-3 整流アーク継続時間測定装置のブロック図

### 3. 整流アーク継続時間計測装置による整流火花号数の検討

以上の整流アーク継続時間計測装置の性能を検証するため、JEC-54による目測火花号数と整流アーク継続時間とその平均値、火花号数と整流子1回転（全整流子片数）に対する火花発生数、ブラシ品種と火花号数とアーク継続時間との関係などを測定した。

以下、模擬整流装置と実験方法、実験結果について記す。

#### 3.1 整流作用模擬装置と実験方法

実験に用いた整流作用模擬装置の回路図を、図-4に示す。装置の概要は、以下の通りである。ブラシ(B)の寸法は10×16×32(mm)、整流子(C)は直径135(mm)で幅10(mm)の子片40枚からなっている。従って、ブラシの子片被覆数は1である。整流子の奇数番号片はスリップリング(S1)に、偶数番号片は(S2)に接続されている。インダクタンス $L_a$ は一定で4.0 mH、 $L$ は整流インダクタンスであり5～50 $\mu$ Hの範囲に変化させる。またこの装置に、回転同期信号を発生する回転角エンコーダが取り付けられている。

供試ブラシとして電気黒鉛系の中から、比抵抗の異なる4品種を選んだ。この4品種をS1～S4の記号で表わし、ブラシ材質の物理特性を表-1に示す。

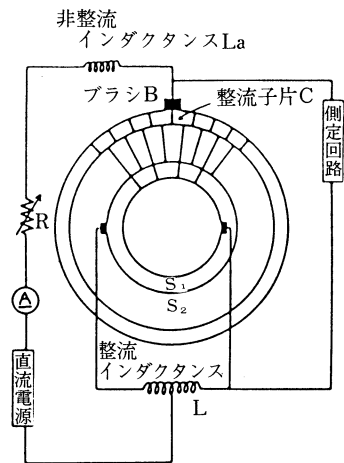


図-4 整流作用模擬装置の回路図

目測火花号数と火花継続時間との関係を検討する実験を、次の方法で行った。各ブラシにつき、すり合わせを十分に行った後、5(A)の小電流で約20時間の予備運転を行う。

各火花号数の火花の発生は、回転数1000 rpm又は1500 rpmと、整流インダクタンス15  $\mu$ H一定とし、電機子電流を変化させて行い、火花号数の判定は目測によった。すなわち目測による火花

表-1 供試ブラシの物理特性

略号	材質	見掛け 比重	比抵抗 ( $\mu\Omega\cdot\text{cm}$ )	かたさ ( $\text{kg/cm}^2$ )	曲げ強さ ( $\text{kg/cm}^2$ )	摩擦 係数	接触電 圧降下 ( $\text{V}$ )	最大電 流密度 ( $\text{A/cm}^2$ )	最大 周速 ( $\text{m/s}$ )
S1	電	1.65	8.500	40	120	0.20	1.1	12	50
S2	気	1.60	6.400	48	140	0.20	1.1	12	50
S3	黒	1.60	2.800	44	230	0.24	1.0	10	30
S4	鉛	1.53	1.700	27	130	0.19	0.85	10	55

号数の判定は、科学的な計測ではいかなる測定結果になるかということも本実験の目的である。本報告の実験では、正極性ブラシを対象とし、1回の測定で整流子300回転中に各整流子片に発生するアーク継続時間幅を連続的に測定している。

### 3.2 測定結果と考察

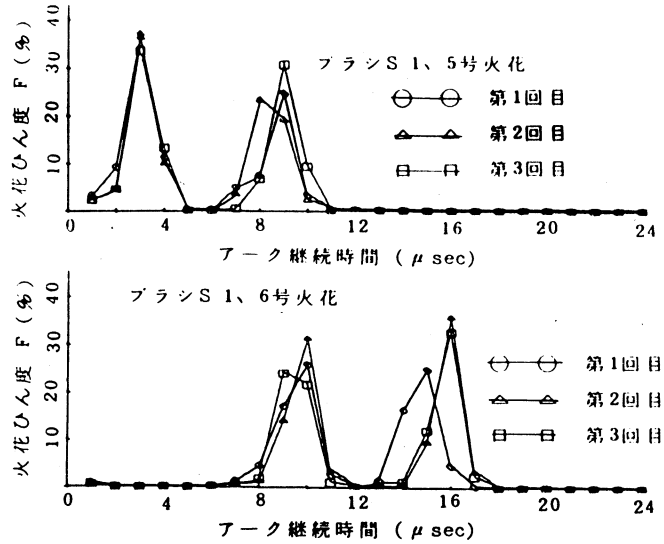
図-5は、火花継続時間幅測定の一例である。図において、横軸はアーク継続時間[ $\mu\text{sec}$ ]で、縦軸は火花頻度  $F[\%] = (\text{各アーク継続時間区間内の継続時間を持つアークの発生数}) \times 100 / (\text{全火花アーク発生数})$  である。図-5 (a) は、ブラシ S1 による5号と6号火花であり、(b) 図はブラシ S3 による4号と5号火花である。各1回の測定は整流子300回転分、すなわち整流子片数12000(=300 $\times$ 40)であり、これを3回繰返し測定したものであるが、概ねよい測定の再現性をみている。

表-2は、目測火花号数に対する最大アーク継続時間の関係を表示したものである。また同一ブラシ・同一号数のもとでは回転数が大きくなると、最大アーク継続時間が小さくなっている。ブラシ材質を比較してみると、1000 rpmでは、最大火花継続時間の大きい順にブラシ品種は  $S2 > S3 > S4 > S1$  であるが、1500 rpmでは、 $S3 > S2 > S4 > S1$  となっている。図-5の度数率分布曲線にみられるような二つの度数ピーク点のアーク継続時間が、目測火花号数の変化でどのようになるかを示したのが表-3である。なお表中の数値で、例えば、3.5というのは3( $\mu\text{sec}$ )と4( $\mu\text{sec}$ )の間にピーク点が存在することを示す。二つのピーク点アーク継続時間の小さい方のピーク点継続時間は、火花号数の変化に不規則な変化をしている。しかし二つのピーク点のアーク継続時間の大きい方のピーク点継続時間は、目測火花号数の増大とともにアーク継続時間の大きい方へ変化している。双峰性のピーク点のうち大きな継続時間幅の点と目測火花号数に相関関係があるとみなすことができる。図-6は、目測火花号数と火花継続時間の平均値を示した。い

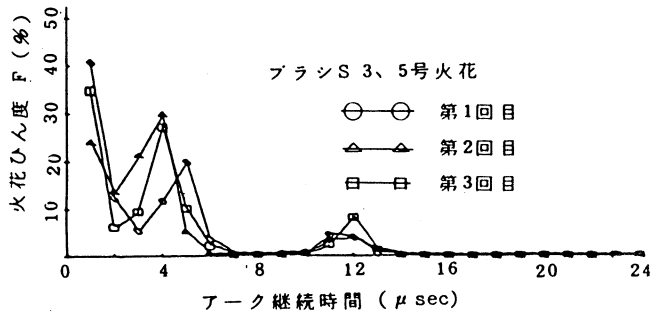
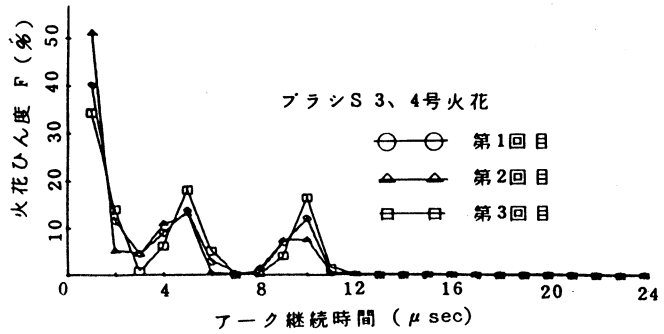
ずれのブラシ品種についても目測火花号数が大きくなると、火花継続時間の平均値も大きくなっている。ブラシ材質による目測火花号数に対する平均火花号数に対する平均火花継続時間の差異を比較すると、1000 rpm, 1500 rpm の両回転数の場合とも  $S3 > S2 > S4 > S1$  の順に平均アーク継続時間が大となっている。S4 ブラシは、比抵抗が小さくかつ摩擦が少ない整流性能のよいブラシとして最近開発されたものである。S1, S2, S3 を比べると、比抵抗の小さい材質は目測火花号数に対する平均アーク継続時間が大きいといえる。図-7 に、目測火花号数と一回転当りのアーク発生数の平均値を示した。1000 rpm 及び1500 rpm の両者とも、目測火花号数の増大とともに一回転当りのアーク発生数が増えている。特に回転数が増大すると、アーク発生数の増加が顕著になっている。

#### 4. む す び

直流機の整流作用の良否を定量的に判定するための整流アーク継続時間測定装置を試作した。更に、この計測装置の一適用例として、JEC-54による目測整流火花号数に対する整流アーク継続時間を測定し、両者の関係について興味ある結果を得た。



(a) ブラシ S 1 の 5 号と 6 号火花



(b) ブラシ S 3 の 4 号と 5 号火花

図-5 火花継続時間幅測定例

表-2 火花号数と最大火花継続時間

単位 [μs]

材質 回転数 号数	S 1		S 2		S 3		S 4	
	1,000 rpm	1,500 rpm	1,000 rpm	1,500 rpm	1,000 rpm	1,500 rpm	1,000 rpm	1,500 rpm
4号	6.0	6.0	12.0	12.0	11.0	10.0	11.0	8.0
5号	10.0	10.0	15.0	12.0	18.0	16.0	12.0	10.0
6号	14.0	12.0	22.0	16.0	18.0	18.0	16.0	10.0
7号	16.0	14.0	24.0	20.0	21.0	20.0	20.0	18.0
8号	24.0	24.0	24.0	24.0	24.0	24.0	24.0	24.0

表-3 火花号数とピーク点

単位 [μs]

材質 回転数 号数	S 1		S 2		S 3		S 4	
	1,000 rpm	1,500 rpm	1,000 rpm	1,500 rpm	1,000 rpm	1,500 rpm	1,000 rpm	1,500 rpm
4号	3,5と5,5	2,5と4,5	6,5と10,5	8,5と15,5	3,5と9,5	3,5と7,5	1,5と8,5	3,5と6,5
5号	4,5と10,5	4,5と7,5	10,5と14,5	8,5と20,5	10,5と17,5	7,5と13,5	1,5と9,5	4,5と7,5
6号	4,5と12,5	4,5と8,5	6,5と20,5	9,5と21,5	13,5と19,5	5,5と14,5	9,5と14,5	4,5と8,5
7号	8,5と14,5	5,5と11,5	10,5と23,5	10,5と23,5	10,5と23,5	11,5と15,5	9,5と15,5	5,5と11,5
8号	6,5と22,5	7,5と23,5	12,5と23,5	12,5と23,5	21,5と23,5	18,5と23,5	18,5と23,5	6,5と23,5

試作整流アーク継続時間測定装置は、アーク電圧が約12~22(V)一定であることを利用し、このアーク電圧を整形したアーク電圧パルス波のパルス幅をクロック信号により計数し、マイクロコンピュータに入力するものである。これまでに報告されている整流アーク計測装置に対する本装置の特長は、

- (1) 整流子1回転の全整流子片についての整流アーク継続時間を測定しうること。
- (2) 整流周期0.5 msの最大回転速度で、整流アーク継続時間測定精度0.1 μsの測定が可能であること。
- (3) 長時間自動測定が可能であること。

などである。

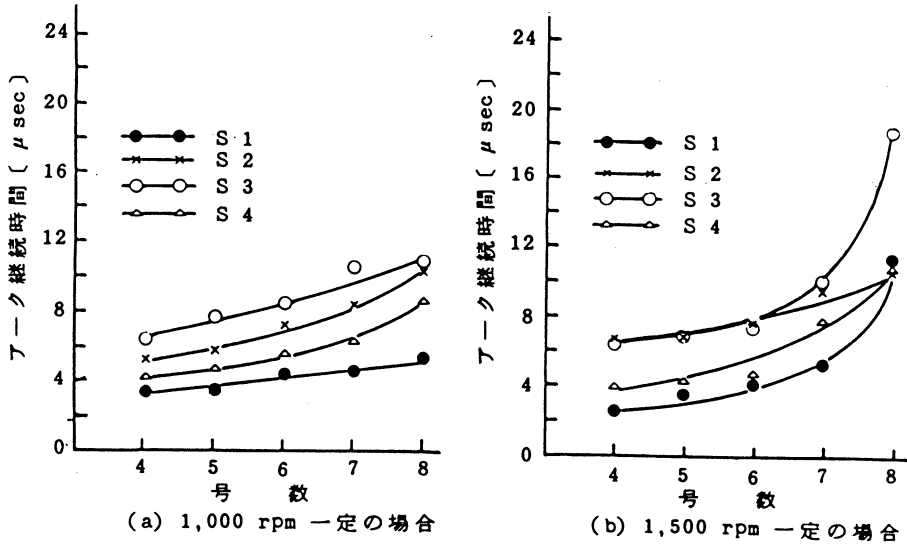


図-6 目測火花号数と火花継続時間の平均値

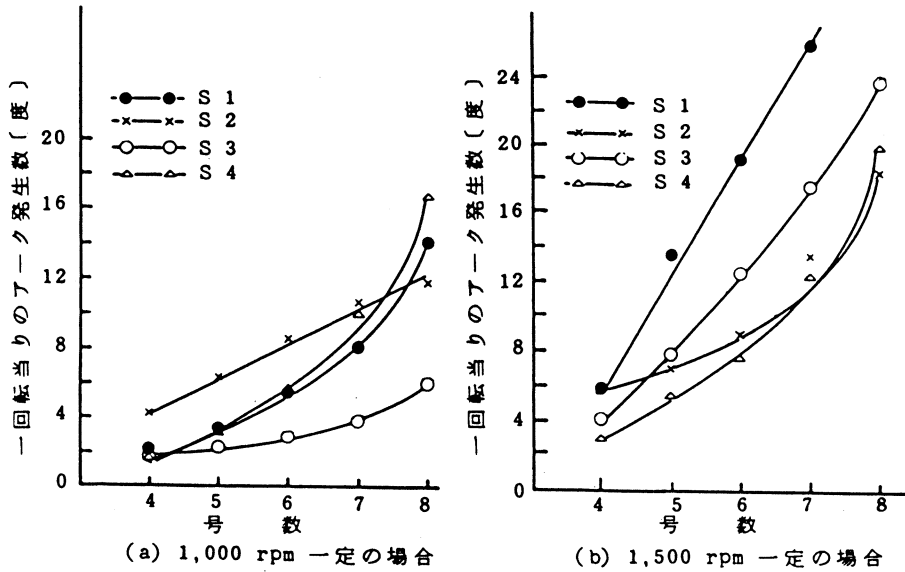


図-7 目測火花号数と一回転当りのアーク発生数

本整流アーク継続時間の一適用実験として、整流模擬装置による目測火花号数に対する整流アーク継続時間を測定し次のような結果を得た。

(4) ある火花号数に対する整流アーク継続時間測定値は、継続時間を横軸に取って度数分布を

描くと2つのピークを持つ分布となる。

- (5) アーク継続時間度数分布率曲線の最大継続時間点は、火花号数と共に大きくなる。
- (6) 目測火花号数が同一であるのに、アーク継続時間の平均値は、ブラシ材質、回転数などにより異なる値に測定される。これは、整流アーク継続時間の統計的なバラツキ以上に、目測火花号数の不確定性による影響が大きいものと考えられる。
- (7) 従って、目測火花号数は整流火花の実害等の見地から、不確実な判定方法であり、定量的な測定による整流火花の評価が必要であることが知られた。

最後に、整流模擬装置と整流試験法について御助言をいただき、低抵抗率高整流性能ブラシのサンプルの提供をいただいた、日立化成(株)茨城研究所主任研究員茂木正二氏に感謝の意を表します。

(昭和60年5月21日 受理)

#### 参 考 文 献

- 1) 高目 一 他：電気学会雑誌, 100, 3, (昭55-3)
- 2) 稲垣純平：電気学会雑誌, 84-1, 3 (1964)
- 3) 松田敏彦 他：室工大研報 第6巻第3号 (昭44-7)
- 4) 大久保勝広 他：昭57年電気学会全国大会 No.768
- 5) 宮地邦夫 他：昭58年電気学会全国大会 No.777
- 6) 炭素材料学会編：“電気用ブラシとその使い方” (日刊工業)

# MICROCOMPUTER BASED CONTROL SYSTEM FOR LEFT VENTRICULAR ASSIST PUMP

Yukinori SUZUKI, Takashi KOMORO, Hikaru TAKENAKA, and  
Hiroshi TAZAWA

(Subjects of Elementary Electronics, Department of Electronic Engineering,  
Muroran Institute of Technology)

Yoshinori MITAMURA, Eiji OKAMOTO, Toshiyuki SHIMOOKA,  
Jun SASAHARA, and Tomohisa MIKAMI

(Research Institute of Applied Electricity, University of Hokkaido)

## Abstract

During the left ventricular bypass, it is important to keep the arterial and atrial pressures at a physiological level to maintain the circulation and at the same time to rest the failing heart (recovery of the failing heart). We have developed a microcomputer based control system for the left ventricular assist pump (LVAP). The control system regulates the arterial and atrial pressures at a physiological level by adjusting the cardiac output of the LVAP. The superior feature of the control system is that it has an indirect measuring system. The arterial and atrial pressures are observed from the careful analysis of pressure in the LVAP air chamber. The assist air pressure shows that the air pressure at the specific momentary points when a diaphragm begins to move reflects the pressure in proportion to the arterial or atrial pressure. The specific momentary points are monitored by an optical diaphragm position sensor when a diaphragm begins to move at a systolic or diastolic period of LVAP, and the pressures at those points are measured by means of a drive air pressure transducer. A microcomputer obtains the indirectly measured arterial and atrial pressures through the A/D converters. The control system regulates the cardiac output of LVAP by adjusting the driving conditions (driving pressure, vacuum pressure, ejection duration, and driving rate) according to the indirectly monitored parameters. The control system consists of an optical diaphragm position sensor, pulse motor driven pressure regulators, a drive air pressure transducer, and a microcomputer. As a result of *in vitro* experiments, the control system regulated the arterial and atrial pressures smoothly at a desired level.

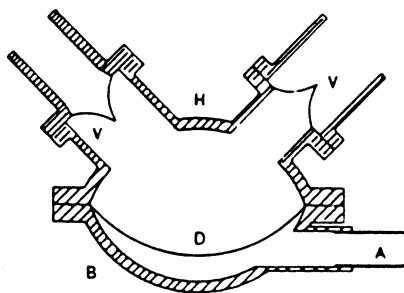
## INTRODUCTION

The need for a mechanical circulatory assist device to support the failing heart has been well recognized. In the United States alone, more than million deaths are due to cardiovascular renal disease, accounting for about 55 percents of all the deaths. A large proportion of these deaths is

from coronary arterial disease, and it has been estimated that half of patients who died could have been helped by mechanical circulatory assistance. Many of these patients are men in the most productive years, during which their family responsibilities are greatest. In cardiogenic shock conditions, inadequate cardiac output induces decrease in blood pressure and increase in peripheral resistance. Resultant impaired coronary circulation and venous return would decrease cardiac output moreover (1).

A LVAP is used as a circulatory assist system to maintain the circulation and to assist the recovery of the failing heart in a cardiogenic shock. The artificial pumps are mainly divided into two groups, i.e., the air driven type and the mechanical driven type. The air driven type artificial pump is mostly used at many institutes in the world. The pump has several different designs such as the sack type, diaphragm type, tube type, and pusher plate type. All kinds of these pumps are the pulsatile pump, namely, the pump expels pulsatile blood flow to the aorta, which is realized by a back-and-forth motion of the diaphragm or the pusher plate. There are some kinds of blood access methods for an assist pump, i.e., the left ventricular apex to aorta, left atrium to aorta, left atrium to the femoral artery, biventricular bypass, and so on.

The diaphragm type assist pumps was used from the standpoint of that the diaphragm type pump has the best volume efficiency compared with the other air driven type assist pump. *Fig. 1* shows the structure of the developed assist pump (2). The assist pump is an air driven diaphragm type pump. It takes the blood from the left ventricle through the apex and sends the blood to the aorta (*Fig. 2*). The assist pump consists of a cannula for the suction of blood, pump body, and a cannula for expelling the blood.



B: Backplate D: Diaphragm H: Housing  
V: Valve A: Air inlet

Fig. 1 Structure of the developed assist pump

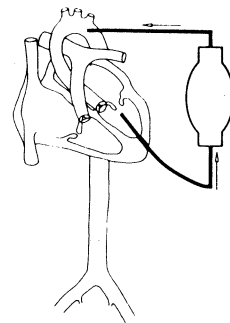


Fig. 2 Transapical-aortic left ventricular assist pump



The LVAP has been applied to more than a hundred patients clinically in the world. However, the results of the clinical applications were not always satisfactory. One of the reasons is thought that the control system for LVAP to satisfy the request of the human circulation has not been developed. The various driving mode has been developed, i.e., an asynchronous driving mode, synchronous driving mode, volume triggered driving mode, and so on. In the asynchronous driving mode, the LVAP is driven with fixed rate independently of the natural heart. It is the most simple driving mode. In the synchronous driving mode, the LVAP is driven by the driving system synchronizing with R-wave or T-wave of the electrocardiogram. The synchronous driving mode is able to realize a counterpulsation. The counterpulsation is advantageous from the standpoints of increasing the coronary blood flow and at the same time decreasing the afterload. The volume triggered driving mode is advantageous from the standpoint of antithrombogenicity. However, these driving modes do not respond adaptively to the hemodynamics during the left ventricular bypass.

We have developed the microcomputer based control system for the LVAP using the only indirectly monitored parameters, which controls the LVAP responding to the hemodynamics, i.e., arterial and atrial pressures. During the left ventricular bypass, it is important to keep the arterial and atrial pressures at a physiological level to maintain the circulation and at the same time to rest the failing heart (recovery of the failing heart). Realizing such a control system, it is essential to measure the arterial and atrial pressures. However, the chronic measurements of these parameters are difficult by conventional methods. Careful analysis of an assist pump air chamber revealed the air pressure at the specific momentary point when the diaphragm begins to move reflecting pressures proportional to the arterial and atrial pressures. The control system regulates the arterial and atrial pressures at a physiological level by adjusting the cardiac output of the LVAP based on an indirectly measured pressures. The cardiac output of LVAP is changed by the driving conditions, i.e., the driving pressure, vacuum pressure, ejection duration, and the driving rate.

### OPTICAL DIAPHRAGM POSITION SENSOR (3)

Sensing of the instantaneous position of the flexing diaphragm by the optical sensor is based on the attenuation of light intensity by its distance from a light source. The design objective of this sensor was to detect the distance of the diaphragm up to 3 cm (the maximum stroke displacement of the diaphragm in the present pump). The optical sensor consists of a phototransistor (sharp, TP-550, angular response, 5 degrees) interposed between 2 infrared emitters (sharp, GL-513f, beam angle, 50 degrees). The sensor is attached to the backplate of a pneumatic pump facing the di-

aphragm. A white round fabric of 15mm in diameter is attached to the center of the diaphragm as an optical reflector. The infrared ray reflected by the diaphragm, gives the phototransistor the inverse function of the power of the diaphragm displacement. The two infrared emitters are used to emit intense infrared rays, and thereby give a sufficient signal level to the phototransistor. Also the alignment of the phototransistor in the middle of the two infrared emitters minimized the effect of an inclination of the diaphragm at the same distance on the output of the phototransistor. The block diagram of an optical sensor circuit is shown in Fig. 3. The infrared emitters are flashed in a series of pulses of 2 KHz to increase the light intensity. The phototransistor circuit is designed to amplify the light intensity. The phototransistor output is filtered by a band-pass filter. Only the 2 KHz signal is fed into the detector. Since the change in room light is usually slow, such a change does not affect the phototransistor output. The detector then extracts the diaphragm displacement signal from the high frequency signal. The signal is linearized by a logarithmic amplifier.

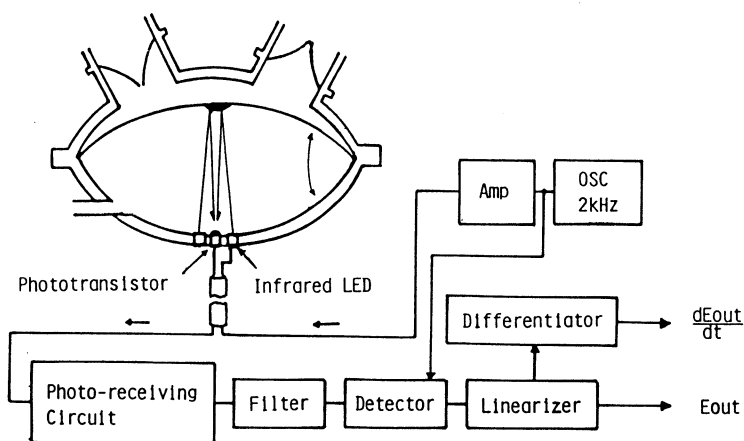


Fig. 3 Block diagram of optical sensor circuit

## MEASUREMENT OF ARTERIAL AND ATRIAL PRESSURES

Careful analysis of the artificial pump air pressure shows that the air pressure at the specific momentary point when the diaphragm begins to move reflects the pressure proportional to the arterial pressure. When the drive air pressure is increased gradually during the systole, this pressure is transmitted to the blood in the pump through a flexible membrane and therefore the blood pressure in the pump is also increased slowly. In the beginning of the systole the pump pressure is higher than the atrial pressure but lower than the arterial pressure. Therefore the di-

aphragm can not move during this period. Once the pump pressure exceeds the arterial pressure, the diaphragm begins to move. The air pressure at this moment reflects the pressure proportional to the arterial pressure value. The diaphragm movement can be monitored by the optical sensor (see Fig. 4).

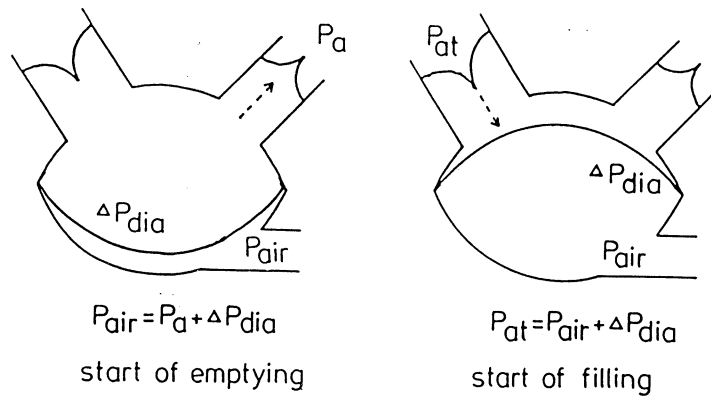


Fig. 4 Principle of arterial and atrial pressure measurements

The atrial pressure may also be determined from the information derived from the artificial pump air pressure. The principle of determining the atrial pressure from the drive air pressure is the same as in measuring the arterial pressure. During a diastole in the atrial pressure measuring mode, the air pressure decreases to an atmospheric pressure slowly. In the beginning of the diastole, the air pressure, that is the blood pressure, remains below the arterial pressure but above the atrial pressure. In this period the diaphragm can not move. Once the air pressure becomes below the atrial pressure, inflow to the pump starts and the optical sensor output exhibits an abrupt change. The air pressure at this moment is closely correlated with the atrial pressure (see Fig. 4) (3).

In the normal driving mode the three-way solenoid valve (FSIT-03-3, Chukyo Denki) EM1 switches the driving line back and forth between the pressure and the vacuum accumulator, then the other solenoid valve EM2 is magnetized to connect the reservoir. Before the arterial pressure measuring mode, the air in the reservoir is discarded to the atmosphere to decrease the reservoir pressure to 0 mmHg. After the completion of decreasing the reservoir pressure, EM2 is also magnetized (see Fig. 5).

In the arterial pressure measuring mode, microcomputer (Z 80 based on processor) sends the control pulses to the pulse mother attached to the pressure regulator (Filldex 11-018, Norgren

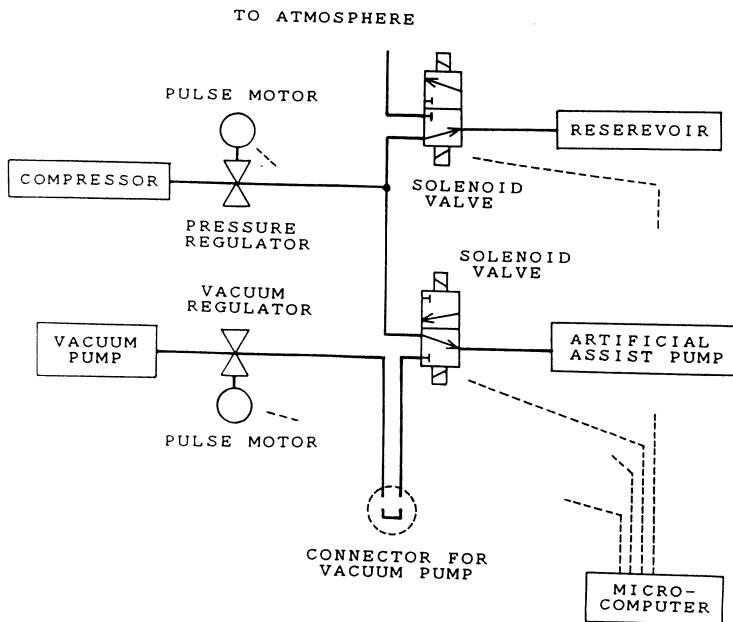


Fig. 5 Block diagram of air circuit

Tokyo Automatic Control Company) to increase the driving pressure slowly, and the microcomputer receives the derivative of the diaphragm movement signal (diaphragm velocity signal) and the drive air pressure through the A/D converters (4). When the diaphragm velocity signal changes abruptly, i.e., the assist heart begins to pump blood into the systemic circulation against the arterial pressure, the drive air pressure at that moment is fed into the microcomputer. After the arterial pressure measuring mode, the microcomputer makes the pressure regulator return to the previous position by means of the pulse motor, and the normal driving mode is continued.

The feasibility of the method of obtaining the arterial pressure by means of the optical sensor and the drive air pressure transducer was intensively tested by *in vitro* on a mock circulation. The mock system consists of an aortic compliance (air cushion chamber), a peripheral resistance (back-pressure regulator), and an atrial reservoir. The pump filling pressure was maintained constantly by returning the output to the atrial reservoir. Fig. 6 shows the arterial pressure measuring mode. Fig. 7 shows the relation between the arterial pressure measured directly by a pressure transducer (PAO) and the estimated pressure by the optical sensor and the drive air pressure transducer (PDs) with good relation. The relationship between them is described through a linear regression by the equation  $PDs = 0.92 \cdot PAO + 8.92$  ( $r = 0.996$ ,  $n = 9$ ).

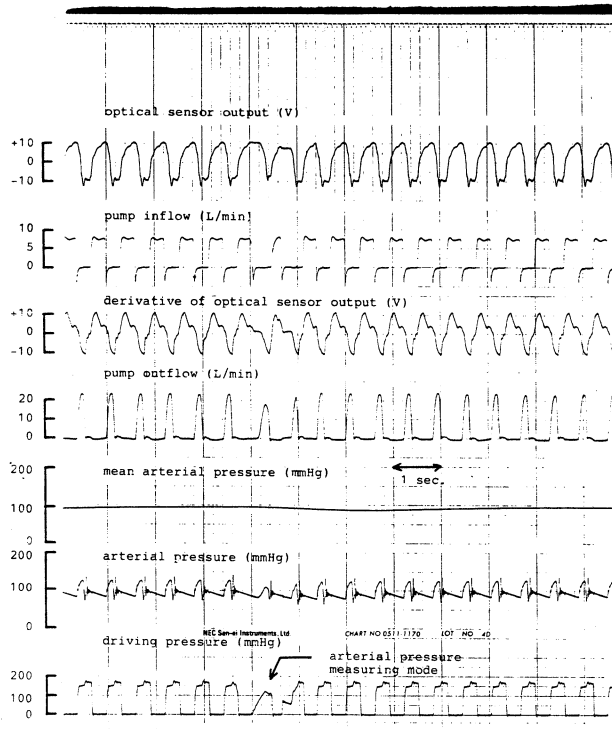


Fig. 6 Arterial pressure measuring mode

The atrial pressure measuring mode, EM2 is demagnetized to decrease the reservoir pressure to the zero mmHg. The driving pressure is decreased slowly until A/D converter receives the derivative of the diaphragm movement signal. That is realized by the microcomputer which sends the control pulses to the pulse motor attached to the pressure regulator. The air in an assist pump is discarded slowly through the pressure regulator leakage. When the diaphragm velocity signal changes abruptly during an

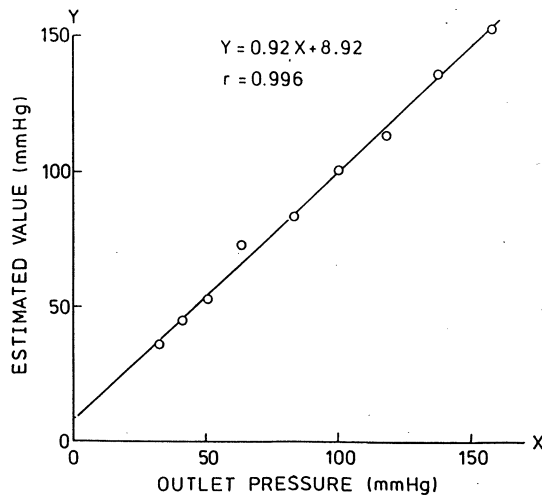


Fig. 7 Relationship between estimated arterial pressure and directly measured arterial pressure

assist pump diastolic period, the blood in the atrium begins to enter the assist heart, the driving pressure at that moment is fed into the microcomputer through the A/D converter. After the completion of the atrial pressure measurement, the microcomputer makes the pressure regulator return to the previous position. Fig. 8 shows the relation between the atrial pressure measured directly by a pressure transducer (Pat) and the estimated pressure (PDs). The relationship between them is described through the linear regression by the equation  $PDs = 1.03 \cdot Pat - 1.19$  ( $r = 0.996$ ,  $n = 8$ ).

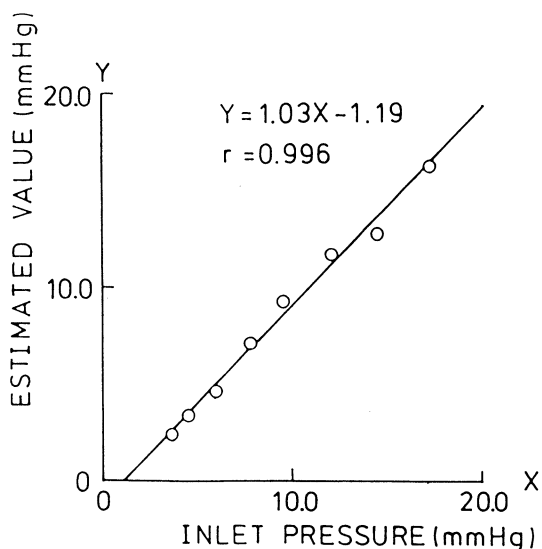


Fig. 8 Relationship between estimated atrial pressure and directly measured atrial pressure

### THE CONTROL SYSTEM

The block diagram of the control system is shown in Fig. 9. The control system consists of a pressure regulator, a vacuum regulator (20UT 0-30, Hammel Dahl), two pulse motors (one is the attached to the pressure regulator and the other one is attached to the vacuum regulator), optical diaphragm position sensor, drive air pressure transducer, and the microcomputer. The pulse motor and the pressure regulator and/or the vacuum pressure are connected by a flexible coupler. The optical diaphragm position sensor and the drive air pressure transducer are used to measure the arterial and atrial pressures indirectly.

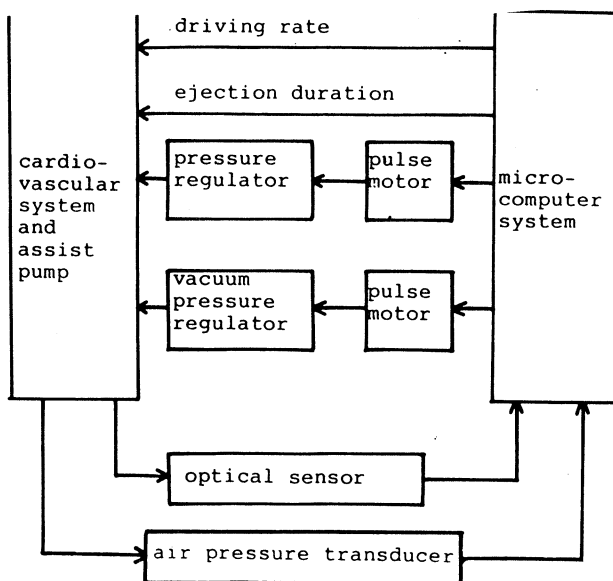


Fig. 9 Block diagram of developed control system

## MICROCOMPUTER BASED CONTROL SYSTEM FOR LEFT VENTRICULAR ASSIST PUMP

The manipulated parameters of the air driven diaphragm type assist pump are 1) driving pressure, 2) vacuum pressure, 3) driving rate, and 4) ejection duration. In the developed control system all of these parameters can be manipulated. The driving pressure or the vacuum pressure is regulated by adjusting the pulse motor attached to the driving pressure regulator or the vacuum pressure regulator. The pulse motor is controlled by the microcomputer. The microcomputer sends the control pulses to the pulse motor through the 8255 programable peripheral interface. The ejection duration or the driving rate is also controlled by the microcomputer, namely, the microcomputer sends the control pulse to the electromagnetic valves in the control system.

We have performed the arterial and atrial pressures control at a physiological level by adjusting the driving pressure using the developed control system. The number of control pulses were supplied to the pulse motor, which changes the driving pressure, was in proportion to the difference between the desired arterial or atrial pressure and the indirectly measured pressures.

$$P_{\text{pnb}} = G \cdot (P_{\text{desire}} - P_{\text{measure}})$$

where:  $P_{\text{pnb}}$  ; number of control pulses

$P_{\text{desire}}$  ; desired arterial pressure

$P_{\text{measure}}$  ; indirectly measured arterial pressure

$G$  ; proportional gain

The pulse motor rotates 1.8 degrees per 1 control pulse and the pressure regulator makes the driving pressure increase about 1.8 mmHg by one control pulse.

The arterial and atrial pressures control was tested using a mock circulation. *Fig. 10* shows the control of an arterial pressure by adjusting the driving pressure. In the beginning of the control, the driving pressure is about 30 mmHg and the mean arterial pressure was about 25 mmHg. However, a few minutes later the mean arterial pressure was regulated at about 100 mmHg since the control system makes the driving pressure increase to about 230 mmHg. The optimal control gain  $G$  was determined experimentally. If  $G$  is larger than 1.5, an overshoot or an oscillation is observed in the response of arterial pressure control. If the proportional gain  $G$  is less than 1.5, it requires much time of control the arterial pressure at a desired level. Hence, 1.5 was chosen as the optimal proportional gain.

The atrial pressure control by the developed control system was also tested on a mock circulation. The constant flow was supplied to the atrial reservoir and the pump outflow was discarded through the peripheral resistance. The peripheral resistance was adjustable by the backpressure regulator. The atrial pressure was also regulated by adjusting the driving pressure in proportion to the difference between the desired atrial pressure and the indirectly measured atrial pressure.

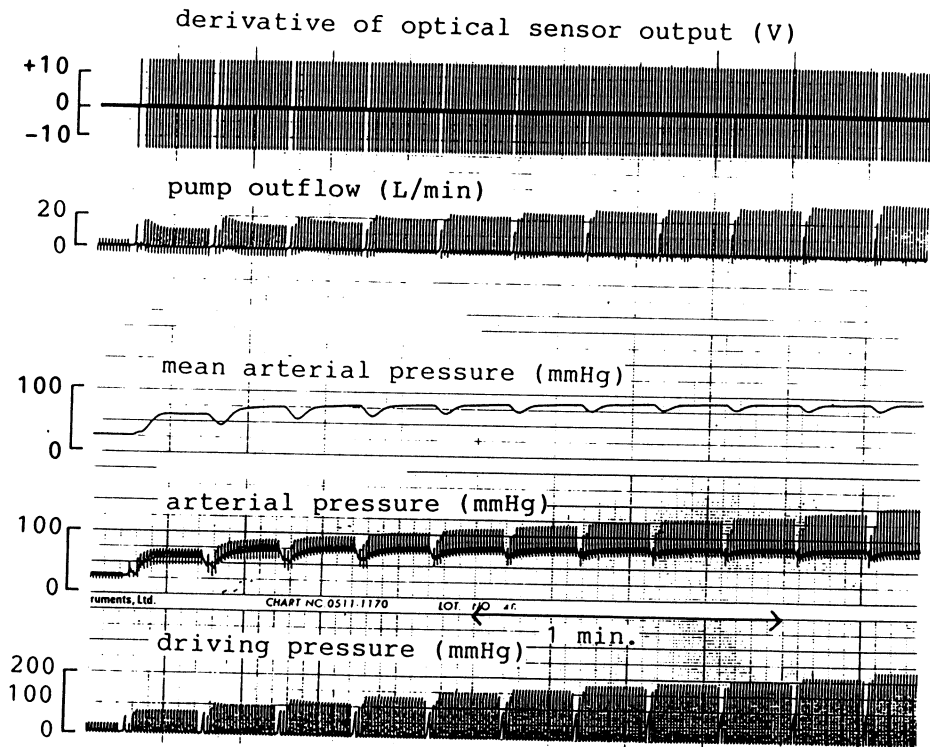


Fig. 10 Arterial pressure control by developed control system

Fig. 11 shows the atrial pressure control. Before the control, the atrial pressure is about 15 mmHg and the driving pressure was about 90 mmHg. However, a few minute later, the atrial pressure was regulated at about 6 mmHg of the desired level.

## DISCUSSIONS

The objective of the LVAP is to maintain the circulation and at the same time to rest the failing heart (recovery of the failing heart). The LVAP has been applied to more than a hundred patients clinically in the world. However, the results of the clinical application were not always satisfactory. One of the reason is thought that the control system for LVAP did not satisfy the request of the human circulation.

Umezu et al. (5) have developed a microcomputer based automatic control system for the LVAP, which regulates an arterial pressure, atrial pressure, and total flow at a physiological level by adjusting the percent systole of an assist pump. They tried a chronic experiments by using seven



MICROCOMPUTER BASED CONTROL SYSTEM FOR LEFT VENTRICULAR ASSIST PUMP

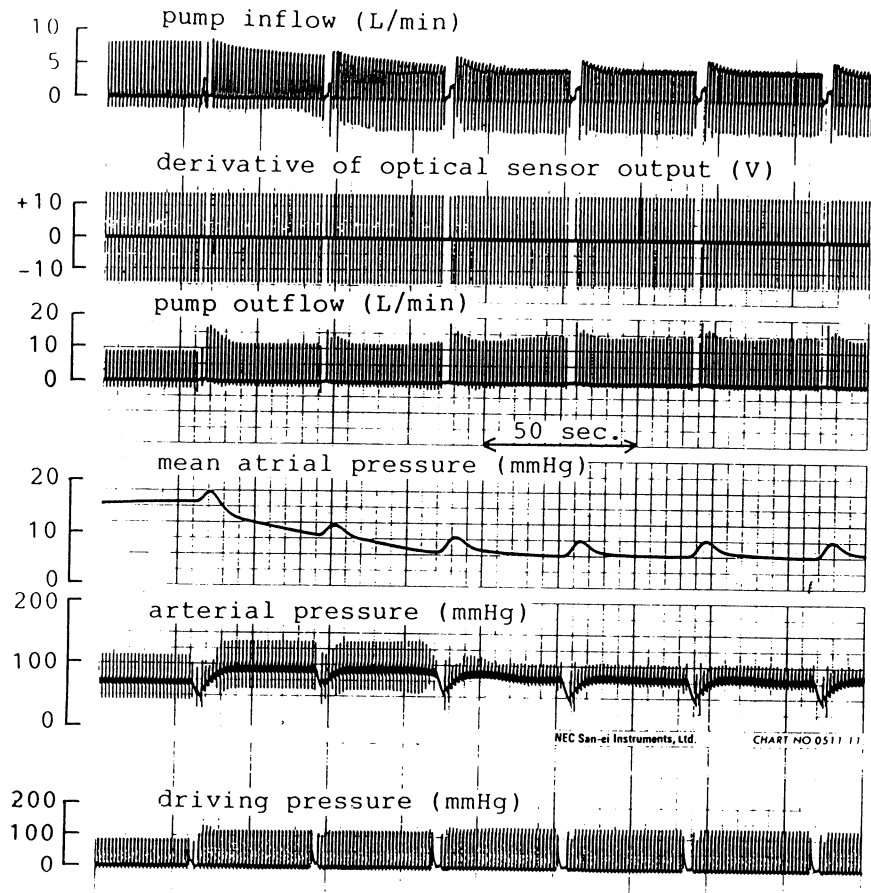


Fig. 11 Atrial pressure control by developed control system

adult goats in which the LVAP is implanted between the left atrium and the ascending aorta. They tried two kinds of a control mode, one is the left atrial and arterial pressures level control (group I), and the other one is the left atrial pressure and the total flow level control (group II). As the results of two kinds of experiments, the hemodynamics of the group II goats is more stable than that of the group I.

Kitamura et al. (6) fabricated an adaptive control system for the LVAP, which controls the trapezoidal piston motion. In their system, a blood pump is driven pneumatically by a hydraulic stepping cylinder, and a minicomputer is employed for a real time controller. The control algorithm is 1) state estimation of the hemodynamics, 2) identification of the parameters in a left ventricular and systemic circulation, and 3) optimization of the stepping of the pump driver. They tried the automatic control of the arterial pressure by using a mock circulation. *In vitro* experi-

ment, referential value is 100 mmHg and the control error is within 5 %.

McInnis et al. (7) proposed adaptive control system of LVAP, which realized the automatic control of the arterial and atrial pressures by adjusting the pneumatic driving pressure and vacuum pressure. The system design includes a two-input-two-output adaptive control algorithm which determines the value of the control variables. The control system determines the optimal PID control gain adaptively to hemodynamics every heart beat based on the ARMA model of the cardiovascular and the left ventricular systems. *In vitro* experiment was performed by using the mock system. The control system regulated the arterial and atrial pressures at a desired level by adjusting the driving pressure and the vacuum pressure adaptively to hemodynamics every heart beat. However, it was difficult to the direct application of the modern control theory to the LVAP system, because the system includes many nonlinear elements.

The superior points in our developed control system are indirect measurements of output parameters (arterial and atrial pressures). While the knowledge of the arterial and atrial pressures are essential for controlling LVAP, chronic measurements of these parameters have traditionally been very difficult to obtain in the LVAP implanted animal. The difficulties of obtaining the accurate measurements are a results of drift, vascular erosion, thromboemboli and infection associate with implanted or percutaneous transducers. Our indirect measuring system is free of these problems.

In the arterial pressure measuring mode, driving pressure was increased gradually during about 500 msec. During this period about 10 mmHg end-diastolic arterial pressure decreases from end-diastolic arterial pressure in the normal driving mode due to the reduction of the assist pump stroke volume. While these measuring modes requires a little bit slower change in drive air pressure than the normal driving mode, these do not seem to impair the pump function and hemodynamic in the assist pump implanted animal.

In the current measuring mode, slow increase of driving pressure is necessary for measuring arterial pressure or atrial pressure. Because the derivative of optical sensor signal is about 70 msec behind the assist pump flow. Therefore, when the movement of the diaphragm is detected, driving pressure has already reached plateau which has no relation to arterial pressure. One of the reason is that diaphragm begins to move from the peripheral part which is not monitored by the optical diaphragm position sensor. Therefore, if the start of pump flow is detected using several optical diaphragm position sensor in the assist pump, the arterial or atrial pressure can be estimated in the normal driving conditions.

Since the arterial pressure decreases gradually according to the peripheral vascular parameters during diastole, the indirect pressure measuring system measures the diastolic pressure which re-

flects more general hemodynamic condition than the systolic pressure during left ventricular bypass. In our control system, arterial and atrial pressures are controlled and measured intermittently. However, from the standpoint of clinical application, time interval of the control system has no problem, because hemodynamics of human circulation is slightly affected during that time interval.

## CONCLUSIONS

A microcomputer based control system for LVAP has been developed. It has the indirectly measuring system. The control system regulated an arterial and atrial pressures smoothly at a desired level by adjusting the cardiac output of the LVAP. It can be concluded that the developed control system for LVAP is effective for the automatic control of the arterial and atrial pressures.

## REFERENCES

- 1) Mitamura Y., Introduction to Cardiac prostheses, Lecture textbook on artificial organs, Graduate School of Engineering, University of Hokkaido
- 2) Mitamura Y., Sakuma M., Mikami T., Onuma T., Takahashi E., Suzuki Y., and Nakamura T., Development of a seamless blood chamber assist pump, *Japan Soc for Artificial Organs*, 10-1, 39/42, 1981
- 3) Mitamura Y., Mikami T., Suzuki Y., and Yamamoto Y., Determination of Arterial Pressure, Atrial Pressure, and Stroke Volume from Artificial Pump Chamber, *Progress in Artificial Organs- 1983*, pp 175-180, 1984
- 4) Suzuki Y., Mitamura Y., Okamoto E., Sasahara J., Shimooka T., and Mikami T., Automatic Control of Arterial and Atrial Pressure for an Assist Pump Based on Noninvasive Measurements, *Japan Journal of Artificial Organs* 14,3, pp 1219-1222
- 5) Umezu M., Takatani T., Takano H., Taenaka T., Tanaka T., Iwata H., Nakamura T., Seki J., Noda H., Matuda H., Takatani S., Hayashi K., and Akutu T., Microcomputer Based Automatic Level Control System for Left Ventricular Assist Device (LVAD), *Proc XI Annual Meeting ESAO*, 258/260, 1984
- 6) Kitamura T., and Akashi H., Design of an Adaptive Control System for Left Ventricular Assist, *Proc of 8th IFAC Int Cong*, XXI- 144/XXI- 149, 1982
- 7) McInns B. S., Guo Z. W., and Wang J. C., Adaptive Control of Left Ventricular Assist Devices, *Proc IEEE Conf Decis Control Symp Adaptive Processes*, FP 8 - 3, 1983

## FIGURE REGENDS

- Fig. 1 Structure of the developed assist pump
- Fig. 2 Transapical-aortic left ventricular assist pump
- Fig. 3 Block diagram of optical sensor circuit
- Fig. 4 Principle of arterial and atrial pressure measurements
- Fig. 5 Block diagram of air circuit
- Fig. 6 Arterial pressure measuring mode

Fig. 7 Relationship between estimated arterial pressure and directly measured arterial pressure

Fig. 8 Relationship between estimated atrial pressure and directly measured atrial pressure

Fig. 9 Block diagram of developed control system

Fig.10 Arterial pressure control by developed control system

Fig.11 Atrial pressure control by developed control system

# グロー放電陽光柱内の中性気体温度の測定法に関する考察

松 浦 勇 二・坂 口 威

## A Study of Methods of Measurement for Neutral Gas Temperature in Positive Column of Glow Discharge

Yuuji Matsuura and Takeshi Sakaguchi

### Abstract

Thermocouple or thermistor is widely used in order to measure neutral gas temperature in positive column of glow discharge. Since the state of plasma is disturbed by the setting of thermocouple or thermistor, some inaccuracy for measured values cannot be avoided.

While, the interference method does not remarkably disturb the state of plasma because of the use of weak laser beam. We compare the data obtained by interference method with those by thermocouple.

It is concluded from the comparison that measured values by two different methods almost agree with in the experimental errors in the pressure range from 3 Torr to 40 Torr.

### 1. ま え が き

最近様々な分野で使用されている、ヘリウム・ネオンレーザや炭酸ガスレーザは、グロー放電の陽光柱の部分を利用して得られるものである。

しかし、陽光柱プラズマに関する理論的な説明<sup>1)</sup>については、陽光柱内での放電の基礎過程がまだ十分明らかにされていない為に実際のレーザ出力と理論的出力とは異っている。グロー放電陽光柱プラズマの解析には、ガス圧力  $P$ 、電界  $E$  および各種衝突断面積などの諸量に加えて、中性気体の温度  $T_g$  が必要であり、これは多くの場合、測定方法が容易であることから、熱電対又はサーミスタを用いて測られている。

しかしこの場合、プラズマの状態を乱す事の無いように、できる限り細い熱電対等を使用するが、それでもなをプラズマのかく乱が認められる。この為に得られるガス温度は精度の面での不十分さを避けることはできない。

この点を検証する為に、プラズマの状態が乱されない程度の弱い光を発する、ヘリウム・ネオンレーザを用いて、光干渉法<sup>2),3)</sup>によりガス温度を求め、得られた値と、熱電対で測定したガス温度との比較検討を行った。

干渉法は、プラズマ中を通る光と、別光路の光から作られる干渉縞を利用して、放電により生じる縞の移動数からプラズマ内の気体分子の密度を求め、この密度によりガス温度を得る方法で

あるが、この方法には安定な干渉縞を得る為の防震対策とか、縞の移動数の測定方法に関する、技術的な面での問題点がある。

上に述べた二通りの方法によって求められたガス温度を比較した結果、両者の値は実験誤差の範囲内で一致することが判った。すなわち圧力が3～40 Torr（管半径9mm）の範囲では、熱電対等でガス温度をしてもさしつかえないと云える。

## 2. 実験方法

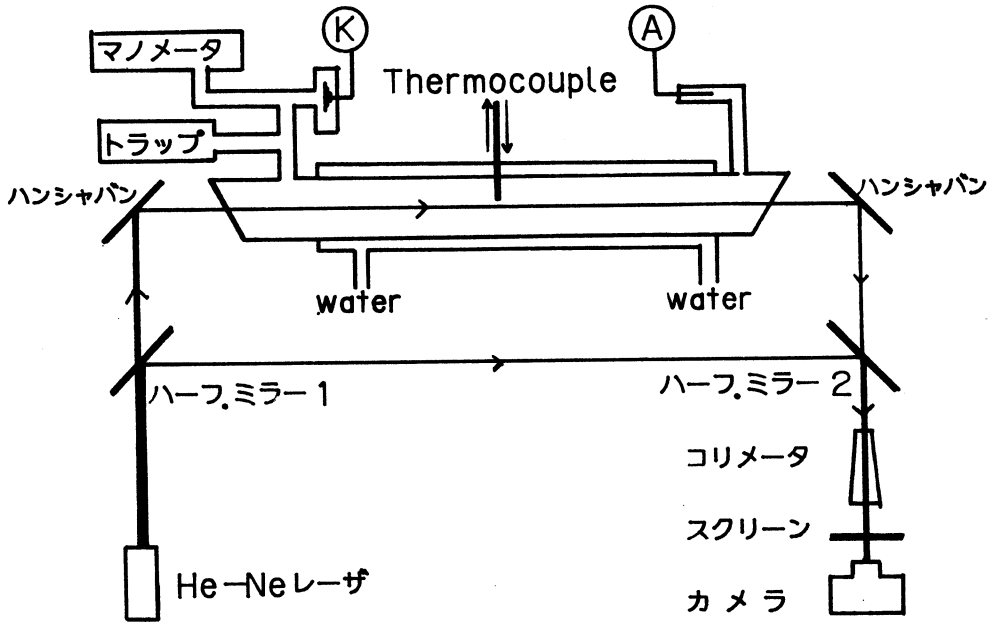


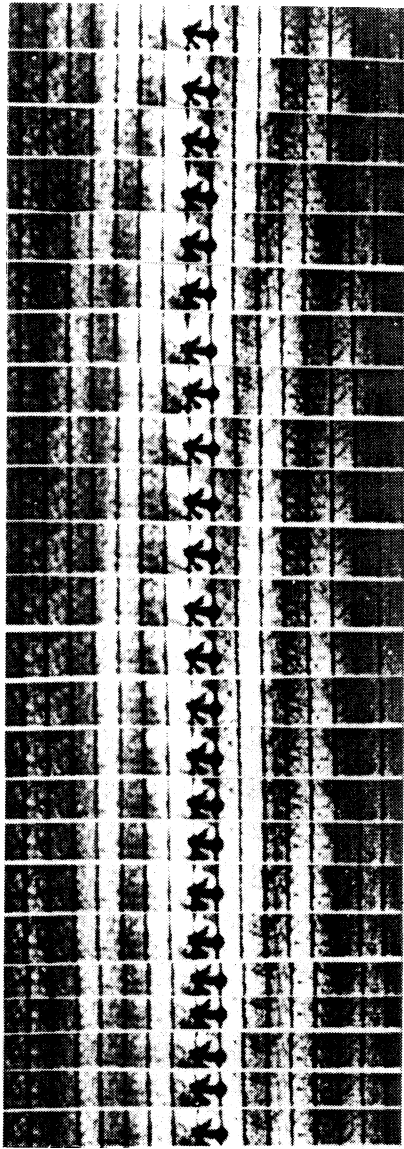
図-1 測定回路

図-1に測定回路図を示す。用いた管は半径9mm，陽光柱部の長さ50cmのものである。ヘリウム・ネオンレーザー光はハーフ・ミラー1によって二つの光に分けられ、一方は反射板でプラズマ内に導びかれ、通過した光はもう一つの反射板でハーフ・ミラー2に達する。そこでハーフ・ミラー1で反射した別の光と合さって干渉光となり、コリメータで拡大されてスクリーン上に干渉縞が描き出される。

スクリーン上の干渉縞は、モータドライブ付のカメラによってその動きを観測される。

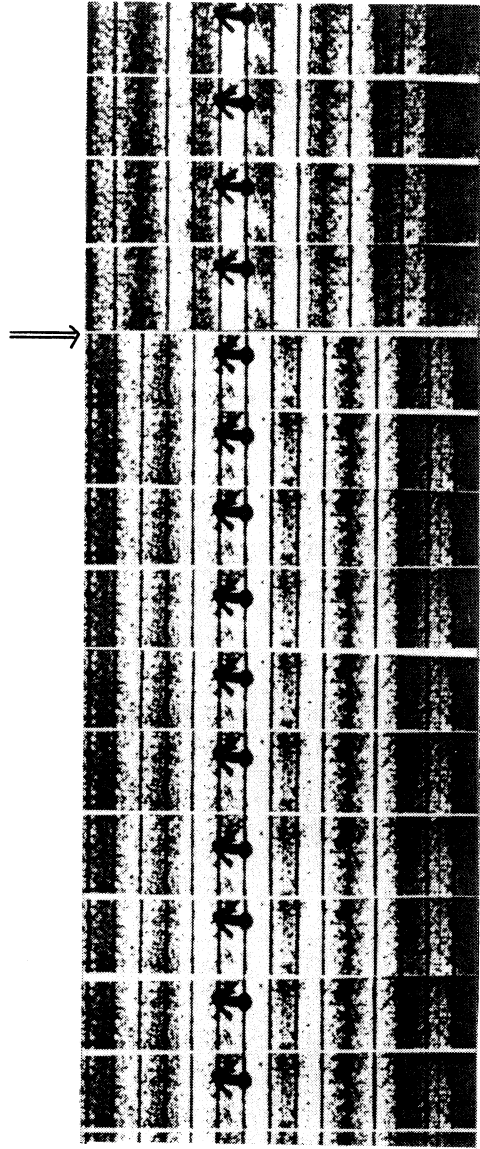
又放電管中央には熱電対が挿入されており、放電前後のガス温度の測定に用いられる。陰極付近には液体窒素トラップが取付られ、発生する不純物が取除かれ、又安定な放電状態を保ち、かつ放電前のガス温度を一定に保つ為に陽光柱部の管を水冷している。

放電管内の圧力を変化させた時の干渉縞の動く様子を図-2に示した。



← Direction →  
N<sub>2</sub> 10<sup>-3</sup> → 4 torr

図-2 圧力変化による縞の移動



← Direction →  
N<sub>2</sub>=4 torr I<sub>d</sub>=28mA

図-3 放電による縞の移動

図-3は、放電前後の縞の移動を示した図であるが、縞の移動は放電の瞬間に生じるだけで、以後は静止の状態を保っている。

放電による縞の移動方向は、ガス圧力を増加させた時に起る方向と全く逆の向きに動く事が肉

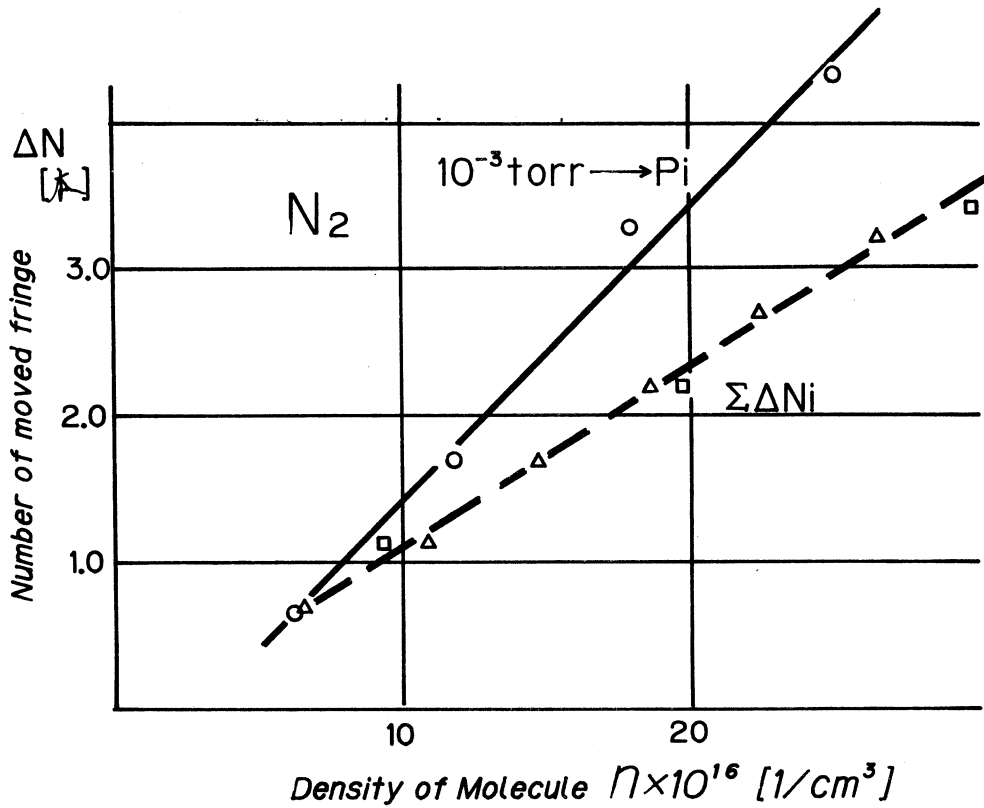


図-4-1 干渉縞移動数の直線性 -  $N_2$

眼で確認された。

この事は、放電が起こる際に、陽光柱内の中性ガス分子の密度が減少する事を示すものと考えられる。

図4-1および図4-2は、 $N_2$ とNeのガス圧力の変化量に対する縞の移動数の関係を表すものである。

この図より、ガス圧力の変化量と縞の移動数の間には正比例の関係が在る事が判る。

なを図4-1において、 $10^{-3} \rightarrow P_i$ は圧力が $10^{-3} \text{ torr}$ から $P_i \text{ torr}$ へ直接変化させた時のもので、 $\Sigma \Delta N_i$ は圧力が、 $10^{-3} \text{ torr}$ から $P_1 \text{ torr}$ に変化し、さらに $P_1 \rightarrow P_2$ ,  $P_2 \rightarrow P_3$ へと順次変化した時の、各々の移動数を累積させた結果を表したものである。この両者の傾きは異っているが、これは直接 $P_i$ まで変化させた時の圧力 $P_i$ が、オイルマンメータで測られた為少なめに得られた可能性のあることと、累積データにおいて、圧力の変化が小さい為縞の移動数を十分捕捉しきれないことから生じた誤差と思われる。



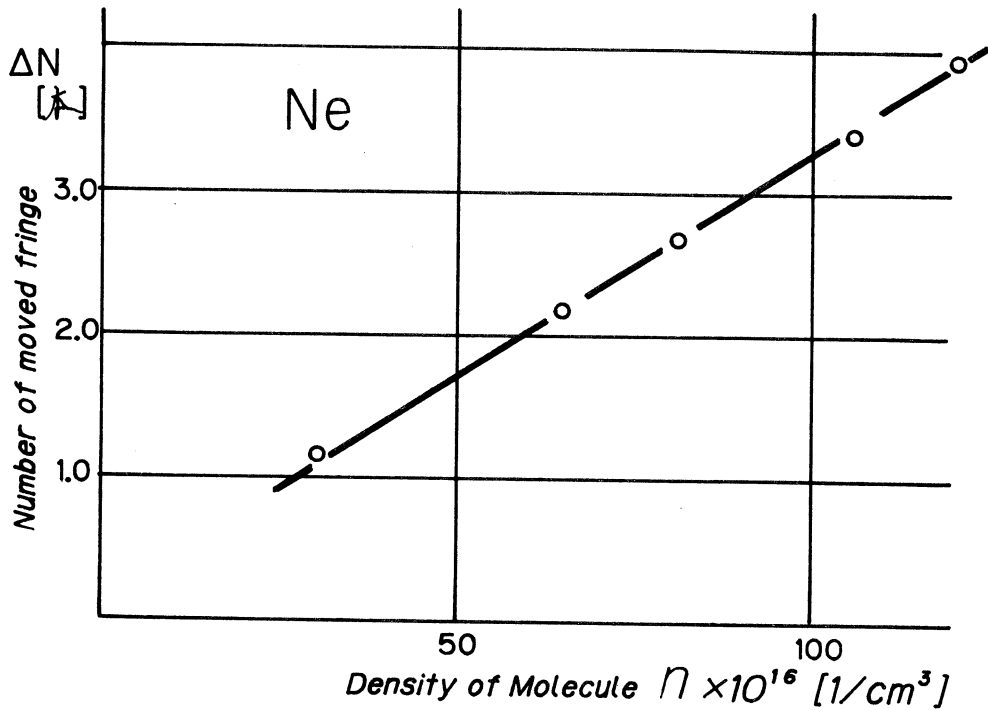


図-4-2 干渉縞移動数の直線性—Ne

今回の実験では、この図は後述のごとく、参考資料として使用しただけであるが、実験を重ねて両者の傾きの差を縮めて、縞の移動数と圧力変化の関係をより正確に求めるなら写真撮影は放電の前後だけで良い為、データ整理の都合上有益なものとなる。

図-5は圧力一定の下での放電電流の大きさと縞の移動数の関係を示したものである。この電流の範囲では移動数は電流値によらず一定となっている。

これは我々が現在取扱っている、低圧力低電流グロー領域では電子の密度は分子のそれと比較して五桁程小さいので、多少の電流の変動で中性分子の密度が左右される事は無いからである。

### 3. 干渉法による分子温度の決定法

今回扱ったガスは、ネオン（単原子分子）と窒素（二原子分子）であるが、いずれも前述の、図4-1および図4-2に示される通り密度（圧力）変化と干渉縞の移動数は正比例の関係にある。

この結果を利用して、放電時のプラズマ内の分子密度は、次の手順で求められる。

(a). 放電開始前に管内の圧力（密度）を  $P_1$  ( $=2.9\text{torr}$ ) から  $P_2$  ( $=5.3\text{torr}$ ) へ増加さ

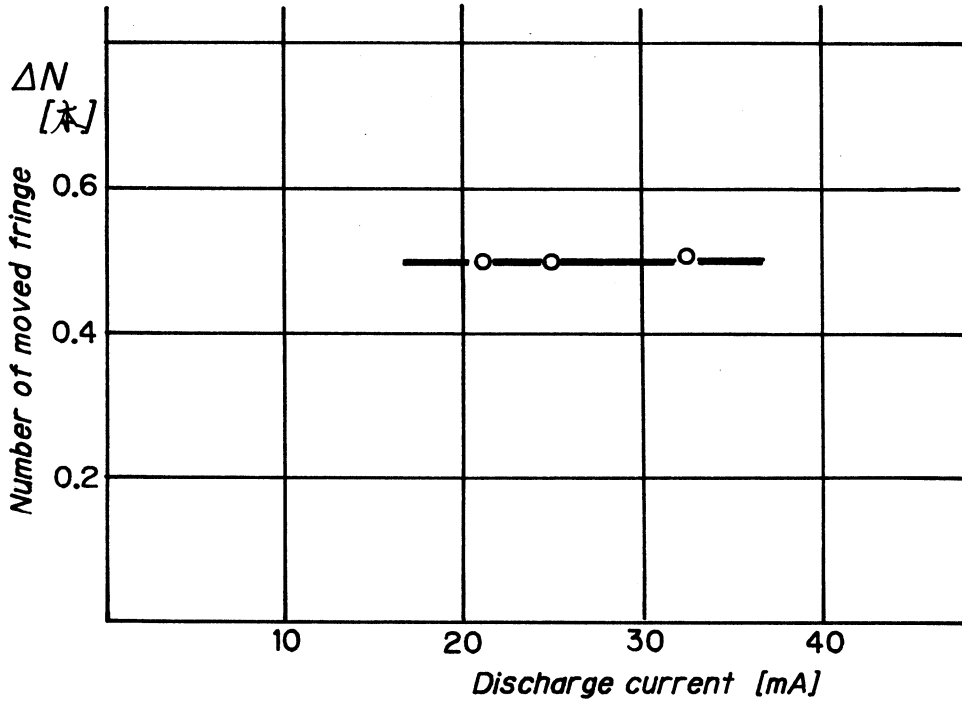


図-5 放電電流と移動数  $\Delta N$

せ、その時の干渉縞の移動数  $\Delta N$  ( $=1.07$ 本) と方向を観測する。

一方、管内温度を熱電対で測定し、分子密度の計算に使用する。

(b). 放電を起こし、その時の縞の移動数  $\Delta N'$  ( $=0.5$ 本) と方向 (圧力増加時と逆方向) を観測する。

(c). 放電後の圧力  $P_3$  をマンメータで測定する。

(d). 干渉法で得られる温度との比較の為、放電時の温度  $T$  を熱電対で測定する。

以上の手順のうち干渉法に関するものは(a)~(c)であるが、この実験結果より分子密度を求める方法を示したのが図-6である。

放電によって起る縞の移動は、圧力を増す時の方向と正反対である事から、管内の分子密度が減少することが判る。

それ故、放電時の分子密度 (図中  $N_3$ ) は図-6 に示される通り、 $\Delta N'' = \Delta N - \Delta N'$  に対応する密度 ( $=14.7 \times 10^{16}$  [1/cm<sup>3</sup>]) として求められる。

こうして得られた密度と放電後の圧力  $P_3$  から、放電時の中性ガス分子温度  $T_g$  は、

$P = nkT$  (但し、 $k$  はボルツマン定数) の関係式より計算される。

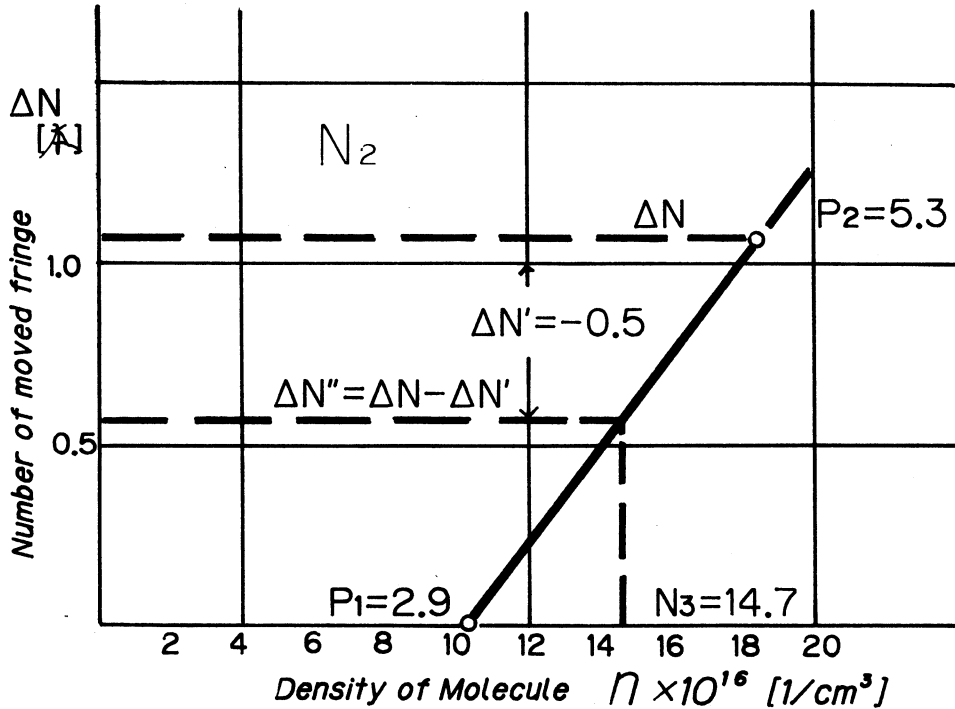


図-6 干渉法による分子密度の決定法

窒素およびネオンについての実験結果は、表-1にまとめてある。

但しデータ番号(8)~(11)は、前述の手順(a)を省略して放電時の縞移動数に関する実験と、(別に求められた)図4-1の圧力変化に対する縞移動数の累積直線から計算したものである。

#### 4. 実験結果および考察

熱電対を用いて測定した中性ガス分子の温度と、干渉法で求めた温度を比較した結果を図-7に示す。

この図から、双方ともあまり大きな差は無く、両者の間の誤差はおよそ5%以内に納っている事が判る。

これは、干渉法において、縞の移動数を求める為に、撮影された写真から読取る方法を用いた事を考慮に入れるなら、かなり良く一致していると云える。

すなわち、今回取扱ったガス圧力の範囲(3 Torr~40 Torr)においては、技術的に煩雑な干渉法によらずとも、放電時における陽光柱プラズマ内の、中性気体の温度を測る手段として、熱電対あるいはサーミスターを用いることは有効な方法であると考えられる。

表-1 分子温度測定結果 = 熱電対法 & 干渉法 =

データ番号	ガスの種類	放電電流 mA	放電前			放電後			干渉移動数本	干渉法による		誤差 $\frac{(T-T_g)}{T}$ %
			管内温度 °K	圧力 P <sub>2</sub> Torr	分子密度 ×10 <sup>16</sup>	圧力 P <sub>3</sub> Torr	分子密度 ×10 <sup>16</sup>	測定温度 T °K		分子密度 ×10 <sup>16</sup>	分子温度 T <sub>g</sub> °K	
1	チ ッ ソ	25.0	280	4.2	14.5	4.6	12.6	3 5 3	0.3	12.1	3 6 7	-4.0
2		26.0	280	5.7	19.7	6.3	17.0	3 5 8	0.34	16.4	3 7 1	-3.6
3		25.5	279	3.2	11.1	3.6	9.9	3 5 3	0.13	9.8	3 5 5	-0.6
4		27.0	281	6.2	21.3	7.0	17.7	3 8 2	0.5	16.2	4 1 7	-9.2
5		15.0	282	3.3	11.3	3.5	10.0	3 3 8	0.22	9.9	3 4 1	-0.9
6		27.0	278	7.5	26.1	8.4	19.4	4 1 8	0.82	19.2	4 2 3	-1.2
7		25.0	276	5.3	18.6	6.1	14.3	4 1 3	0.5	14.7	4 0 1	+2.9
8	*	25.0	281	3.5	12.0	3.9	10.7	3 5 3	0.29	9.8	3 8 4	-8.8
9	*	25.0	281	4.9	16.8	5.4	14.8	3 5 3	0.29	14.5	3 6 0	-2.0
10	*	25.5	281	6.2	21.3	6.9	17.9	3 7 3	0.5	17.5	3 8 1	-2.1
11	*	27.5	281	7.1	24.4	8.1	20.1	3 8 9	0.5	20.4	3 8 4	+1.3
12	ネ オ	15.8	276	31.0	109.	32.5	104.	3 0 3	0.29	101.	3 1 1	-2.6
13	ソ	15.5	274	21.6	76.2	22.6	74.2	2 9 4	0.15	71.8	3 0 4	-3.4

ただし、データ(8)~(11)は累積直線より求めた。

終りに、本研究はもとより、日頃御指導戴いております、北海道大学応用電気研究所の西辻

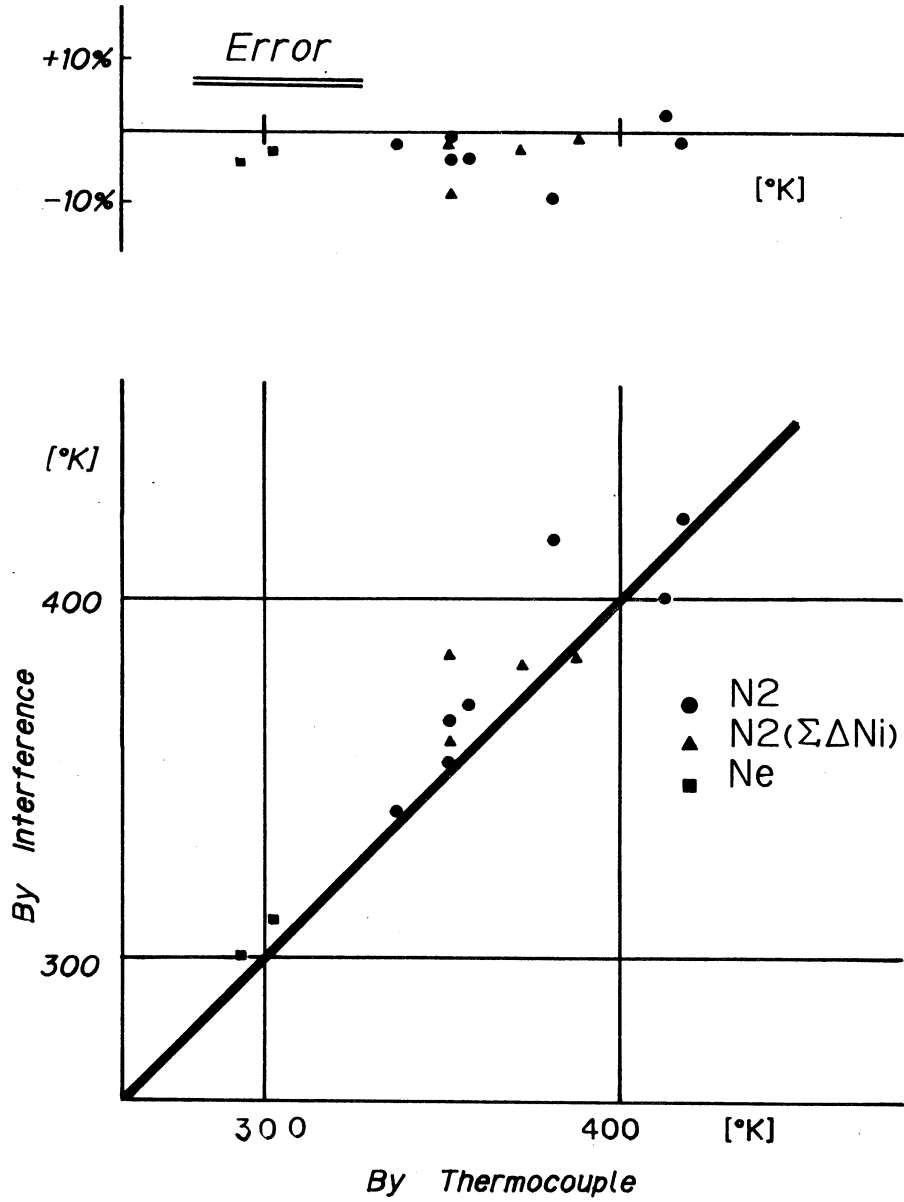


図-7 熱電対法と干渉法の比較

昭助教授に深甚なる謝意を表します。

(昭和60年5月20日 受理)

松 浦 勇 二・坂 口 威

参 考 文 献

- 1) 例えば 坂口・畑中・瀬戸・西辻：電気学会論文誌A 58-A50, p405 (昭58-7)
- 2) 電気学会：放電ハンドブック改訂新版, p329 (昭53-7)
- 3) 関口 忠：現代プラズマ理工学, p210 (オーム社, 昭54-3)

# 学術研究発表集録

理 工 編

(昭和59. 4. 1~60. 3. 31)

## 化学系(化学, 工業化学科, 化学工学科)

石川英彦 富士川計吉 喜多英明 (北海道大)	SPE 膜電極の挙動(3) 白金両面メッキ Na- fion 315膜電極による酸素および水素極	電気化学協会第51回 大会	1984. 4 .30
飛驒俊秀 富士川計吉 喜多英明 (北海道大)	半導体電極上の水電解における金属メッキの 影響(3) GaAs 電極上のメッキ金属による触 媒作用	電気化学協会第51回 大会	1984. 4 .30
菊地弘一 富士川計吉 喜多英明 (北海道大)	パラジウム電極上におけるエチレン, プロピ レン, 混合物の還元	日本化学会北海道支 部 '84年夏季研究発 表会	1984. 7 .21
石成川英彦 富士田和計吉 中川島弘司 喜多英明 (北海道大)	SPE 膜電極の挙動(5) SPE 膜抵抗と膜電極 特性	日本化学会北海道支 部 '84年夏季研究発 表会	1984. 7 .21
中橋正信 富士川計吉 喜多英明 (北海道大)	半導体電極上の水電解における金属メッキの 影響(4)	日本化学会北海道支 部 '84年夏季研究発 表会	1984. 7 .21
林浦昭仁 金雅高次 富計久吉 加納孝四郎 宮原孝四郎 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属の触 媒活性(3) 無定形炭素とグラファイトの反応 性	日本化学会北海道支 部 '84年夏季研究発 表会	1984. 7 .21
石成川英彦 富士川計吉 中川島弘司 喜多英明 (北海道大)	SPE 膜電極の挙動(7) 種々の Pt-SPE 膜電 極の H <sub>2</sub> , O <sub>2</sub> 電極反応	電気化学協会 '84年 電気化学合同秋季大 会	1984.10. 9

成田和之 石川英計 富川弘 中島多英 喜多英明 (北海道大)	SPE 膜電極の挙動(8) SPE 膜電極を用いる H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> 燃料電池の特性	電気化学協会 '84年 電気化学合同秋季大 会	1984.10.9
菊地弘一 富士川計克 嶋津克明 喜多英明 (北海道大)	Pd 電極上のオレフィン還元機構	電気化学協会 '84年 電気化学合同秋季大 会	1984.10.9
中橋正信 富士川計浩 魚崎浩平 喜多英明 (北海道大)	半導体電極上の水電解における金属メッキの 影響(5)	電気化学協会 '84年 電気化学合同秋季大 会	1984.10.9
Hideaki KITA (Hokkaido Univ.) Keikichi FUJIKAWA Hiroshi NAKAJIMA (Hokkaido Univ.)	Metal Electrodes Bonded on Solid Polymer Electrolyte Membranes (SPE) — II. The Polarization Resistance of Pt — Nafion Elec- trode	Electrochim. Acta	29(12), 1721(1984)
成田和之 富川弘 中島多英 喜多英明 (北海道大)	SPE 膜電極の挙動(9) 種々の SPE 膜を用い た H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> 燃料電池の活性	電気化学協会北海道 支部第11回研究発表 会	1985.1.18
富士川計吉 吉田隆 山本義茂 村田昌明 則	SPE 型 H <sub>2</sub> -O <sub>2</sub> 燃料電池の試作	電気化学協会北海道 支部第11回研究発表 会	1985.1.18
林川昭仁 富士川計孝 宮原四郎 (北海道大)	炭素の接触ガス化におけるアルカリ金属の触 媒活性(4) 炭素材の性質の影響	日本化学会北海道支 部 '85年冬季研究発 表会	1985.2.7
金浦高次 富士川雅弘 加納計久 雄	炭素担持パラジウム触媒によるメタンの水蒸 気改質	日本化学会北海道支 部 '85年冬季研究発 表会	1985.2.7
中橋正信 富士川計浩 魚崎浩平 喜多英明 (北海道大)	貴金属析出 n-GaAs の光電気化学溶解とそ の防止対策	日本化学会北海道支 部 '85年冬季研究発 表会	1985.2.7
成田和之 石川英計 富川弘 喜多英明 (北海道大)	SPE 膜電極の挙動(10) ギ酸、ホルムアルデ ヒドおよびメタノールの酸化	日本化学会北海道支 部 '85年冬季研究発 表会	1985.2.7



成田和之 富士川計英明 喜多英明 菊地弘一	SPE 膜電極の挙動(II) 酸素極における微小電流密度領域の挙動	日本化学会北海道支部 '85年冬季研究発表会	1985. 2. 7
喜多英明 富士川計英明 中島弘一 (北海道大)	固体高分子電解質膜電極を用いた 2, 3 の電極反応	触媒,	27(2), 144 (1985)
榎田康 石松良一 田本毅 (北海道大)	アミグサの新シクロプロパノイドジテルペン, トリシクロジクチオフラン A, B, C の構造	日本化学会第49回春季年会	1984. 4. 3
金石塚高次 加納淳久 博雄	管理図法による化学工程管理(第10報) 測定誤差を考慮した連和管理図の特性	日本化学会北海道支部1985冬季研究発表会	1985. 2. 7
高野信弘 竹森睦夫 田睦夫	2, 3-置換フルオレノン類の電解還元反応	日本化学会北海道支部夏季発表会(釧路)	1984. 7. 21
Nobuhiro TAKANO Noboru TAKENO Mutsuo MORITA	Kinetics for the Protonation of 2, 3, 4, 5-Substituted Cyclopentadienone Anion Radicals in <i>N, N</i> -Dimethylformamide.	DENKI KAGAKU	52, 529 (1984)
高野信弘 竹森睦夫 田睦夫	電解生成 2, 3-二置換-1-インデノンアニオンラジカル類のプロトン付加反応	日本化学会誌	1984, 2003
高野信弘 竹森睦夫 田睦夫	置換フルオレノンアニオンラジカル類のプロトン付加反応	第15回中部化学連合秋季大会(岐阜)	1984. 10. 6
高野信弘 竹森睦夫 田睦夫	フルオレノン類の電解生成アニオンラジカル類のプロトン付加反応における置換基効果	電気化学協会誌	53, 139 (1985)
高安橋洋志 竹内隆二 前川浦典	石炭スラリー気泡塔における壁面からの熱伝達	化学工学協会関東支部大会研究発表講演要旨集	B 210, 1984. 8. 4
Hiroshi TAKAHASHI K. KAWAMUKAI Takao TAKEUCHI	Characteristics of the axial temperature distribution in an externally heated, solid-gas countercurrent moving bed	International Chemical Engineering	24, (3) 511(1984)
高橋洋志 竹内隆二 前川浦典	マスフローホッパーにおける粒子の流れの不連続性	化学工学協会第50年会研究発表講演要旨集	A 306, 1985. 3. 28
小幡英二 渡辺英治 夫	流動層圧力損失に基づく乱流域粒子の粒度測定	化学工学秋田大会	1984. 8. 4
小幡英二 渡辺英治 原伸彦 夫	流動層の層高間圧力損失に基づく粒子粒度分布の測定	化学工学協会第50年会	1985. 3. 30

渡小	辺幡	治英	夫二	粉体混合過程の検定にたいする推計紙の利用	第22回粉体に関する討論会	1984.10.6
山渡小	岡辺幡	政治英	治夫二	らせん管内上昇流による固体粒子の湿式分級特性	粉体工学会秋期研究発表会	1984.11.7
田島金原	中谷	裕浩	敏義明弘	アルカリ型流動層燃料電池の酸素極特性と流動状態	化学工学論文集	11,(2)226(1985)
田島金原	中谷	裕浩	敏義明弘	アルカリ型流動層燃料電池の酸素極特性	化学工学協会第50年会	1985.3.28
金島原	木田	則浩	明次弘	遅れ時間をもつ装置のマイコンによる温度制御	化学工学協会第50年会	1985.3.30
沢島原	井田	篤浩	司次弘	石炭ガス化に及ぼす KOH 触媒流動層による処理効果	化学工学協会第50年会	1985.3.29
島原	田	浩	治弘	石炭のマイクロアグロメライトの形成過程と造粒性について	化学工学協会第50年会	1985.3.28

#### 開発工学科

後佐伊河	藤藤藤	龍干	彦城浩夫	封圧下における石炭破壊の特性	日本鉱業会春季大会	1984.4.3
佐後吉	藤藤田	干龍	城彦豊	炭層の突出型破壊に関する室内実験	日本鉱業会春季大会	1984.4.5
佐後劉(中院)	藤藤藤	干龍	城彦源学	採炭に伴う下盤地圧変化計測に関する模型試験	日本鉱業会北海道支部・開発技術研究会共催研究発表会	1984.8.31
佐後吉中	藤藤田川	干龍	城彦豊司	石炭の各種破壊に関する粒度分布特性	日本鉱業会北海道支部・開発技術研究会共催研究発表会	1984.8.31
後佐伊	藤藤藤	龍干	彦城浩	数種の石炭に対する封圧試験結果について	日本鉱業会北海道支部・開発技術研究会共催研究発表会	1984.8.31
佐後吉	藤藤田	干龍	城彦豊	石炭の力学的特性と炭層の突出型破壊	日本鉱業会秋季大会	1984.10.4
後佐伊	藤藤藤	龍干	彦城浩	太平洋3種炭層石炭に対する封圧試験結果について	日本鉱業会北海道支部秋季講演会	1984.11.7
佐後佐々	藤藤藤	干龍	城彦彦徳	地層模型試験による採掘跡地盤の力学的挙動の計測	日本鉱業会北海道支部秋季講演会	1984.11.7

佐後佐吉	藤藤田	干龍一	城彦彦豊	地下深部における岩石・石炭に包含する流体挙動と破壊への関与に関する基礎的研究	科学研究費補助金(一般研究A)研究成果報告書	1985. 3
佐後伊	藤藤	龍干	彦城浩	太平洋炭礦3炭層の石炭封圧試験	開発技報	27. 1 - 4 (1985. 3)
佐後吉中	藤藤田川	干龍淳	城彦豊司	種々の破壊方法による石炭の粒度分布特性	開発技報	27. 5 - 8 (1985. 3)
佐後劉(中院)	藤藤	干龍修	城彦源学	採炭に伴う下盤地圧変化計測に関する模型試験	開発技報	27. 36 - 39 (1985. 3)
佐々木	和	徳				
佐後吉	藤藤田	干龍	城彦豊	封圧下における岩石・石炭の変形挙動	開発技研	1985
佐小	藤山	一和	彦人	岩石の圧縮破壊に先行する AE の震源分布	日本鉱業会春季大会	1984. 4. 5
佐木福(石炭研究所)	藤下(北海道大)	一重篤	彦教篤	デジタル伝送方式による山鳴りの観測	日本鉱業会春季大会	1984. 4. 5
中板小渡	島倉泉(北海道大)	一匡輝	巖一弘	突出前の掘進過程で起る炭層の破壊挙動	日本鉱業会春季大会	1984. 4. 5
佐板小	藤倉山	一賢和	彦一人	岩石の圧縮破壊過程における AE の集中と拡散	日本鉱業会北海道支部春季講演会	1984. 6. 9
佐板中	藤倉垣	一賢	彦一薫	採炭切羽始発部の岩盤挙動に関する模型実験	日本鉱業会北海道支部春季講演会	1984. 6. 9
佐木藤	藤下(北海道大)	一重明	彦教明	微小地震観測による採掘域岩盤の監視	全国地下資源関係学協会合同秋季大会分科研究会資料G 8	1984. 10
中佐板	垣藤倉	一賢	薫彦一	採炭切羽の進行に伴う岩盤挙動に関する模型実験	日本鉱業会北海道支部秋季講演会	1984. 11. 7
佐板	藤倉	一賢	彦一	岩盤の構成方程式と円孔周壁の破壊の安定性	日本鉱業会北海道支部秋季講演会	1984. 11. 7

Kazuhiko SATO Atsushi FUKUSHIMA (石炭技術研究所)	Rock Fracture around Longwall panel in Deep-Level Coal Mine	Proceedings of the 7th International Acoustic Emission Symposium, Zao	1984.11
佐藤 一彦 福島 篤 (石炭技術研究所)	深部採炭による誘発微小地震の観測	第6回岩の力学シンポジウム講演論文集	1984.12
吉本 田 豊 門 間 正 喜 徳 脇 良 一 西 田 昭 八 郎 (北海道大)	粉じんのレーザ光減衰特性に関する実験的考察	日本鉱業会春季講演要旨集	No. 3119 (1984. 4 . 5)
吉徳 田 豊 後 田 昭 八 郎 佐 藤 龍 彦 菊 地 干 浩 城 彦 史	選炭廃水の処理とその有効利用についての一考察	日鉱会道支部・開発技術研究会共催発表会	1984. 8 .31
佐佐 藤 千 城 後 藤 一 彦 吉 田 龍 彦 豊	岩石・石炭の変形特性からみた破壊予知指標	科研費補助金(総合B)研究連絡会議発表会	1984. 8 . 8
佐吉 藤 干 城 後 田 龍 彦 藤 中 雄 三 (京都大)	鉱山における2,3の保安計測について	日本鉱業会秋季大会分科研究会	1984.10. 3
吉菊 田 豊 徳 地 浩 史 田 昭 八 郎	光波伝搬損失を用いた粉じんの定量化—液中捕集懸濁粒子の $\alpha$ -w特性	日鉱会道支部秋季講演会	1984.11. 7
吉本 田 豊 徳 間 正 喜 田 昭 八 郎	レーザ光による粉じん濃度測定法に関する研究—粉じんの物性定数と周波数について—	日鉱会道支部秋季講演会	1984.11. 7
吉本 田 豊 門 間 正 喜 徳 脇 田 昭 八 郎	光波を用いた大気中浮遊粉じん質量濃度測定に関する研究—粉じんの粒径分布とレーザ光波長の関係について—	開発技報	27. 9 -13, (1985. 3)
吉菊 田 豊 門 地 浩 史 徳 脇 田 昭 八 郎	選岩廃水の諸特性に対するレーザ光応用計測について	開発技報	27.14-17, (1985. 3)

### 土木工学科

Sumio NOMACHI (北海道大)	Response of a Two-Dimensional Wedge by Taking the Effects of Shear and Bending Moment into account.	Fourth Australia-Hew Zealand Conference on Geomechanics 1984 "Geomechanics-Interaction"	1984, 574-577
Masahiko KUROIWA (奥村組)			
Kenichi MATSUOKA Norimitsu KISHI			

中松田	村岡中	作健一 太郎一 功	厚肉円筒桁の光弾性実験による三次元応力解析とその考察	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 1-6 (1985)
澤能松岸	田知純一 (苫小牧高専) 岡健徳一 (北海道大)	知之雄 純一 徳一 光	斜面における地震時崩壊土塊について	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 43-46 (1985)
岸松能	岡町 (北海道大)	徳健純 光一 雄	フィルダムの固有振動モードの検討	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 47-50 (1985)
菅松岸能	田岡町 (北海道大)	紀健徳純 之一 光雄	二層同心円柱を伝わる弾性波の位相速度について	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 73-76 (1985)
谷岸松能	山岡町 (北海道大)	剛徳健純 光一 雄	リップ付円筒体の衝撃応答解析について	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 77-80 (1985)
三能松	上岡町 (専修短大) (北海道大)	敬純健 司雄一 大	無限円板上の減衰バネへ剛体を落下させた場合の衝撃力について	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 81-84 (1985)
相松能澤	田岡町 (北海道大) 田知之 (苫小牧高専)	俊健純 次一 雄	すべり面形状を任意形に仮定した時の斜面の安定解析	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 93-96 (1985)
松岸田能	岡中町 (室蘭市)	健徳一 光功彦	積雪や砂利道での路面凹凸のスペクトル解析	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 97-100 (1985)
佐岸田松	藤中岡	良徳健 (計測技販) 光功一	測定データの曲線補間に関する一考察	土木学会北海道支部 論文報告集	(41), 137-140 (1985)
松岸能	岡町 (北海道大)	健徳純 光一 雄	入射せん断波を受ける弾性体中にある厚肉円筒の動的応答	構造工学論文集	31A, 465-472 (1985)
能澤松岸	岡町 (北海道大) 田知之 (苫小牧高専) 岡健徳一 (北海道大)	純健 雄一 知之 純一 徳一 光	擬静的解析による斜面上基礎の地震時支持力	構造工学論文集	31A, 503-506 (1985)

岸能松	徳純一 (北海道大)	光雄	曲げとせん断を考慮した2次元切頭くさび形梁モデルを用いたフィルダムの固有振動数解析	構造工学論文集	31A, 519-528 (1985)
能澤松岸	純之雄 (北海道大)	徳健一光	水平地震動による斜面の移動変位について	第21回自然災害科学総合シンポジウム講演要旨集	1984.71-74
能澤松岸	純之雄 (北海道大)	徳健一光	地震時すべりを考慮した斜面の安定解析	第17回岩盤力学に関するシンポジウム講演論文集	1985, 126-130
松岸能	徳純一 (北海道大)	光雄	無限弾性体中の液体で満たされた円孔が入射P波を受ける時の動的応答について	土木学会第39回年次学術講演会講演概要集第1部	1984, 745-746
三能松	上純健 (専修大)	敬雄一 (短大)	半無限弾性体の減衰バネによって支持された剛体による落下衝撃について	土木学会第39回年次学術講演会講演概要集第1部	1984, 941-942
岸能黒	徳純一 (北海道大)	光彦 (奥村組)	剛性が平均有効応力のべき乗に比例するトランケートウェッジの固有振動解析	土木学会第39回年次学術講演会講演概要集第1部	1984, 973-974
松岸能	徳純一 (北海道大)	光雄	無限弾性体中にあり液体で満たされた円孔が入射せん断波を受けるときの動的応答について	第34回応用力学連合講演会講演論文抄録集	1984, 203-204
澤能松岸	純之雄 (北海道大)	徳健一光	地震力を考慮した斜面の移動変位について	第34回応用力学連合講演会講演論文抄録集	1984, 265-266
鈴尾志	木崎政 村	崇認 雄	大気中および水中におけるコンクリート、モルタル、ペーストの引張疲労	土木学会年次学術講演会概要集第5部	1984.10
尾志	崎政 村	認雄	骨材散布による冬期路面における滑り抵抗の改善について	土木学会北海道支部論文報告集	(41), (1985.2)
Garret N. VANDER -PLAATS (UCSB)			Numerical Optimization Techniques for Mechanical Design	International Symposium on Design and Synthesis	1984.7.13
杉本博之			鋼柱の最小重量設計と局部座屈を考慮することの効果について	土木学会第39回年次学術講演会	1984.10

Garret N. VANDER -PLAATS (UCSB) 杉本博之	ADS-1 : A New General-Purpose Optimization Program (SYN)	AIAA journal	22, (10) 1458-1459 (1984)
杉本博之	道路橋示方書の許容軸方向圧縮応力度について	室蘭工業大学研究報告(理工編)	(34), 1-16 (1984)
Garret N. VANDER -PLAATS (UCSB) 杉本博之	Application of Variable Metric Methods to Structural Synthesis	NUMETA 85 conference	1985. 1
杉本博之 橋本克己	断面最適化に最大荷重設計法を用いる骨組構造物の最小重量設計について	土木学会北海道支部	(41), 125-130 (1985)
橋本克己 杉本博之 尾崎	双対法による立体トラス構造物の最小重量設計について	土木学会北海道支部	(41), 131-136 (1985)
近藤 俊郎 (分担執筆)	1983年日本海中部地震による災害の総合的調査研究	文部省科研費(No. 58022002)自然災害特別研究突発災害研究成果, 自然災害科学総合研究班	1984
近藤 俊郎	海洋エネルギー開発	シンポジウム「地域開発と海洋開発」北海道開発技術センター	1984. 8. 31 (dec 技術資料, 007, 24-27)
Hideo KONDO Tomiji WATABE Kenji YANO	Wave power extraction at coastal structure by means of moving body in the chamber	19th International Conference on Coastal Engineering, held at Houston, USA (to be published by ASCE)	1984. 9. 3-7.
浦島三郎 (苫小牧高専) 石塚耕一 (苫小牧高専) 近藤 俊郎	スリット壁周辺の波高および水平最大水粒子速度について	土木学会第39回年次学術講演会	1984.10. 3 (概要集 2, 339-340)
近藤 俊郎 渡部富治 奥田教海 松田敏彦	離島に対する沿岸型波浪エネルギー利用システムの適用性	第1回波浪エネルギー利用シンポジウム(論文集), 海洋科学技術センター	1984, 339-349.
近藤 俊郎 倉内公嘉	直立透水層堤の反射率推定に関する基本的考察	土木学会北海道支部論文報告集	41,163-168 (1985)
浦島三郎 (苫小牧高専) 石塚耕一 (苫小牧高専) 近藤 俊郎	スリットケーソンによる波の変形に対する実験的研究	土木学会北海道支部論文報告集	41,153-158 (1985)
近藤 俊郎 (分担執筆)	海洋流体発電の将来, 技術予測シリーズ第二卷(エネルギー)	日本ビジネスリポート社	1985, 165-174.
藤馬 聡孝	多孔体の分散係数の最適同定について	室蘭工業大学研究報告	(34) (1984)

藤 間 聡	非線形最適化手法による飽和多孔体の分散係数の同定について	土木学会北海道支部 論文報告集	(41) (1985)
谷 野 賢 二 近 藤 俊 郎 渡 部 富 治	防波設備に併設する波浪エネルギー吸収装置の研究(3) —実海域性能試験—	第31回海岸工学講演 会論文集	1984.
近 藤 俊 郎 谷 野 賢 二 竹 内 俊 介	実海域における入力特性と振り子式波浪エネルギー吸収装置の応答	土木学会北海道支部 論文報告集	(41) (1985)
Kazuo SAITO John.J. HENRY (Penn State Univ.)	Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variation in Skid Resistance (I)	Memoires of the Muroran Institute of Technology, Science and Engineering	(34) .25-39 (1984)
Kazuo SAITO John.J. HENRY (Penn State Univ.)	Relationships Between Skid-Resistance Measurements with the Ribbed and Blank Tires, and Pavement Texture	Memoires of the Muroran Institute of Technology, Science and Engineering	(34) .41-54 (1984)
Kazuo SAITO John.J. HENRY (Penn State Univ.)	Mechanistic Model for Predicting Seasonal Variations in Skid Resistance	Transportation Re- search Record	946,29-38 (1984)
John.J. HENRY (Penn State Univ.) Kazuo SAITO	Skid-Resistance Measurements with Blank and Ribbed Test Tires and Their Relationship to Pavement Texture	Transportation Re- search Record	946,38-43 (1984)
佐 藤 信 哉 斉 藤 和 夫 小 林 健 治	地方都市の人口吸引力に関する研究	土木学会第39回年講	第 4 部 , 3 - 4 , (1984.10)
斉 藤 和 夫 富 田 浩 士	地方都市の人口移動に関する研究	土木計画学研究・講 演集	7 , 355-362 (1985. 1)
小 野 武 士 富 田 浩 和 斉 藤 和 夫	港湾に対する地域住民の意識に関する研究	土木学会北海道支部 論文報告集	41, 430-435 (1985. 2)
富 田 浩 士 斉 藤 和 夫 白 川 浩 貴	交通行動による北海道の地域構造分析	土木学会北海道支部 論文報告集	41, 440-445 (1985. 2)
加賀谷 誠 (秋田大) 徳 田 弘 (秋田大) 磯 崎 真 一 床 谷 真 一 (八 戸 工 大)	振動締固めによる軽量コンクリートの材料分離に関する 2, 3 の実験	第38回セメント技術 大会講演要旨	1984. 5
加賀谷 誠 (秋田大) 徳 田 弘 (秋田大) 磯 崎 真 一	表面振動によって生ずる硬練りコンクリートの内部組成変動	土木学会第39回年次 学術講演会講演概要 集	1984.10



磯崎 真一  
 榎 公 咲  
 (秋田大) 誠  
 加賀谷 (秋田大)

超硬練りコンクリートの振動締固め特性に及ぼす配合要因の影響

土木学会東北支部技術発表会講演概要

1985. 3

建築工学科・図学

Takashi  
 ARAKAWA  
 Yasuyuki  
 ARAI

Effects of the Rate of Cyclic Loading on the Inelastic Behavior of Reinforced Concrete Columns

Proceedings of the 8th World Conference on Earthquake Engineering

VI, 521-528 (1984)

荒本 川 卓  
 荒溝 間 幸  
 馬 井 康  
 大 口 尚  
 久 綾 繁  
 保 昌

RC柱の繰返し挙動に及ぼす腰壁・たれ壁の厚さと偏心付加の影響(その1:実験概要と破壊状況。その2:耐力と変形状)

日本建築学会大会学術講演梗概集(関東)

1984, 1755-1758

荒本 井 康  
 溝 佐 光  
 荒 藤 敏  
 川 川 剛  
 穂 積 邦

二方向水平力を受ける鉄筋コンクリートL型開断面耐震壁の曲げ破壊性状(その1:実験概要および破壊性状。その2:荷重-変形曲線。その3:最大耐力)

日本建築学会大会学術講演梗概集(関東)

1984, 1959-1964

荒柴 井 康  
 穂 田 拓  
 (北海道) 幸  
 積 邦 二  
 大 明

開断面壁を含む建物の実用的略算法(その1:コ型およびL型開断面耐震壁の[D]値)

日本建築学会北海道支部研究報告集

(58) 153-156 (1985)

穂荒柴 積 邦  
 荒柴 井 康  
 田 拓  
 (北海道) 幸  
 大 二

開断面耐震壁を含む建物の実用的略算法(その2:[D]値法による計算法と解の適合性について)

日本建築学会北海道支部研究報告集

(58) 157-160 (1985)

本荒 間 圭 二  
 荒溝 川 康 幸  
 廣 井 光 男  
 本 口 裕 功  
 澤 間 二

腰壁・たれ壁付き鉄筋コンクリート丸鋼柱の繰返し挙動

日本建築学会北海道支部研究報告集

(58) 185-188 (1985)

喜多 山 貴  
 荒 川 卓  
 荒 井 康 幸  
 本 宮 信 二

袖壁付き鉄筋コンクリート柱の繰返し挙動について

日本建築学会北海道支部研究報告集

(58) 189-192 (1985)

佐荒 藤 敏 之  
 荒溝 井 康 幸  
 穂 川 光 卓  
 穂 積 邦 男  
 後 藤 和 明  
 和 亮 彦

二方向水平力を受ける鉄筋コンクリートL型開断面耐震壁の弾塑性挙動(その4:剪断破壊時の性状)

日本建築学会北海道支部研究報告集

(58) 193-196 (1985)

溝荒 口 光 男  
 荒馬 井 康 幸  
 小 綾 尚 卓  
 坂 英 規  
 之

パソコン・アクチュエーターオンラインシステムによる鉄筋コンクリート造立体骨組の振れ応答実験

日本建築学会北海道支部研究報告集

(58) 213-216 (1985)

大西 土小	築和夫 (清水建設) 勉守 屋幡 (北海道大)	鉛直荷重を受ける5本杭支持独立フーチングの有限要素法解析(I 杭反力及び板底面の主応力度について)	日本建築学会大会学術講演梗概集	1984.10
西 大土小	博康 (清水建設) 勉守 屋幡 (北海道大)	鉛直荷重を受ける5本杭支持独立フーチングの有限要素法解析(II 解析結果に基づく亀裂荷重について)	日本建築学会大会学術講演梗概集	1984.10
土内大小	屋田 勉也 哲和 夫守 築幡 (北海道大)	有限要素法による粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程解析(その1 解析方法)	日本建築学会大会学術講演梗概集	1984.10
土内大小	屋田 勉也 哲和 夫守 築幡 (北海道大)	有限要素法による粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程解析(その2 解析結果)	日本建築学会大会学術講演梗概集	1984.10
土大	屋築和 勉夫	粘性土地盤に載る建築構造物の沈下過程に関する解析的研究	室蘭工業大学研究報告, 理工編	(34) (1984)
大吉土奥祖父高諸	築田 和夫 屋井 勉浩 江橋 利彦 限 憲 司	鉛直荷重を受ける5本杭支持独立フーチングの実験(その1 実験結果および破壊状況)	日本建築学会北海道支部研究報告集	(58) (1985.3)
大吉土奥祖父高諸	築田 和夫 屋井 勉浩 江橋 利彦 限 憲 司	鉛直荷重を受ける5本杭支持独立フーチングの実験(その2 計算値と実験値の比較)	日本建築学会北海道支部研究報告集	(58) (1985.3)
吉金 (中国留学生) 大土山	田光徳 載和 勉樹 屋崎 直	鉛直荷重を受ける6本杭支持独立フーチングの有限要素法解析(その1 解析結果について)	日本建築学会北海道支部研究報告集	(58) (1985.3)
吉金 (中国留学生) 大土	田光徳 載和 勉樹 屋崎 直	鉛直荷重を受ける6本杭支持独立フーチングの有限要素法解析(その2 亀裂荷重について)	日本建築学会北海道支部研究報告集	(58) (1985.3)
土内大	屋田 勉也 哲和 夫	細長い平面形状をもつ建築構造物の沈下過程解析	日本建築学会北海道支部研究報告集	(58) (1985.3)
土小内大	屋林 勉樹 田 公哲 築和 夫	構造物の施工進展を考慮した沈下過程解析	日本建築学会北海道支部研究報告集	(58) (1985.3)

土内大	屋田哲和	勉也夫	二層地盤に載る建築構造物の沈下過程解析 (その1 直接基礎の場合)	日本建築学会北海道 支部研究報告集	(58) (1985. 3)
土鈴大	屋木和	勉宏夫	粘性土地盤に載る隣接2棟構造物の沈下過程 解析	日本建築学会北海道 支部研究報告集	(58) (1985. 3)
土山大	屋口和	勉元夫	ネガティブフリクションを受ける建築構造物 の沈下過程解析	日本建築学会北海道 支部研究報告集	(58) (1985. 3)
泉	清人	(共著)	聴覚ハンドブック	ナカニシヤ出版	1984
泉	清人		異種騒音の不快感の評価に関する実験	日本建築学会大会学 術講演梗概集(計画 系)	1984. 4062-4063
Kiyoto IZUMI			A Comparison of Noise Annoyance in the Field and in the Laboratory.	Proceedings of Inter- national Confer- ence of Noise Con- trol Engineering.	2,883-886 (1984)
泉	清人ほか		自動車と航空機の複合騒音の不快感に関する 実験(1)―複合評価―騒音の不快感の評価に関 する研究(32)―	日本建築学会北海道 支部研究報告集	(58)33—36 (1985)
泉	清人ほか		自動車と航空機の複合騒音の不快感に関する 実験(2)―複合評価―騒音の不快感の評価に関 する研究(33)―	日本建築学会北海道 支部研究報告集	(58)37—40 (1985)
窪田	英樹		室内気流と体感	空気調和・衛生工学	58,(3) (1984)
Hideki KUBOTA			The effect of air movement in invigorating in- door climate	10th International Congress of Bio- meteorology	1984. 7 26-30
後進 (日本セメント 株)	藤島知弘	以弘	道内生コンクリート工場の実施配合値に対す るJASS 5 指針調合法の適合性	日本建築学会北海道 支部研究報告集・構 造系	(58) 5 - 8 (1985. 3)
杉野井	目野	章智 (北海道大)	小梁付一体式床梁構造の撓み性状に関する弾 性模型実験について	日本建築学会北海道 支部研究報告	1985. 3
土橋	由造	(北海道大)			
阿部	豊光	輝一			
青木	尾正	忠一			
杉野井	目野	章智 (北海道大)	鉄筋コンクリート床スラブの長期撓みの追跡 計算	日本建築学会北海道 支部研究報告	1985. 3
土橋	由造	(北海道大)			
山村	明義	(北海道大)			
杉木	正人	(北海道工大)			

井野智 (北海道大) 土橋由造 (北海道大) 杉野目章 山村明義 (北海道大)	小梁付き床スラブの使用限界設計について	日本建築学会北海道 支部研究報告	1985. 3
井野智 (北海道大) 土橋由造 (北海道大) 杉野目章 日野正熙 (ドービー建設 工業) 山村明義 (北海道大) 大沼清志 (北海道工大)	小梁付き床スラブの振動評価資料とその適用 例	日本建築学会北海道 支部研究報告	1985. 3
杉野目章 井野智 (北海道大) 土橋由造 (北海道大)	使用荷重下に於ける鉄筋コンクリート床梁構 造の撓み解析	日本建築学会大会学 術講演会	1984.10
土橋由造 (北海道大) 井野智 (北海道大) 杉野目章 川田孝之 (北海道大)	通常用いられる床面積程度の高層アパート床 スラブの撓み障害	日本建築学会大会学 術講演会	1984.10
井野智 (北海道大) 土橋由造 (北海道大) 杉野目章 湯原俊太郎 (大成建設北海 道支店)	使用荷重下に於ける鉄筋コンクリート床スラ ブの撓み解析(その1 計算方法と手段)	日本建築学会大会学 術講演会	1984.10
湯原俊太郎 (大成建設北海 道支店) 井野智 (北海道大) 土橋由造 (北海道大) 杉野目章	使用荷重下に於ける鉄筋コンクリート床スラ ブの撓み解析(その2 障害床スラブへの適 用)	日本建築学会大会学 術講演会	1984.10
山村明義 (北海道大) 井野智 (北海道大) 土橋由造 (北海道大) 杉野目章	使用荷重に於ける鉄筋コンクリート床スラブ の撓み解析(その3 規準スラブ厚について の検討)	日本建築学会大会学 術講演会	1984.10

機械系(機械工学科, 産業機械工学科, 第二部機械工学科)

Masashi DAIMARUYA Masachika NAITOH Kouhei HAMADA	Propagation of Elastic Wave in a Finite Length Bar with a Variable Crass Section	Bulletin of JSME	22-227 (1984)
内藤 正 鄰 臺丸谷 政 志	縦衝撃を受ける丸棒の弾性波に及ぼす衝撃立上り時間の影響	日本機械学会論文集	A,50-453 (1984)
内藤 正 鄰 臺丸谷 政 志	衝撃荷重下における金属材料の動的降状について	材 料	33-370 (1984)
内藤 正 鄰 臺丸谷 恒 志 平	ひずみ速度依存性を示す材料における塑性波伝播の解析(衝撃速度変化の影響)	材 料	33-375 (1984)
内藤 正 鄰 臺丸谷 恒 志 平 欣 劉 凱	縦衝撃を受ける丸棒の弾塑性波に関する研究	室工大研究報告	(34) (1984)
Masachika NAITOH Masashi DAIMARUYA	The Influence of Rise Time of Longitudinal Impact on the Propagation of Elastic Waves in a Bar	Bulletin of JSME	28-235 (1985)
内藤 正 鄰 臺丸谷 政 志 欣 劉 凱	圧縮縦衝撃を受ける丸棒の衝撃端応力	日本機械学会論文集	A,51-463 (1985)
内藤 正 鄰 臺丸谷 恒 志 平 肇 濱小野山	縦衝撃を受ける丸棒の塑性波に関する研究	日本機械学会北海道支部26回講演会	1984.9.30
内藤 正 鄰 臺丸谷 政 志 欣 劉 凱	ひずみ速度依存性を示す材料における弾性波伝播の解析(ひずみプラトーの実験的検証)	日本材料学会33期講演会	1984.5.28
内藤 正 鄰 臺丸谷 政 志 欣 劉 凱	圧縮縦衝撃を受ける丸棒の衝撃端応力	日本機械学会927回講演会	1984.11.29
奈良 泰 夫 壹丸谷 藤 政 正 鄰	平板における弾性波の研究	日本機械学会北海道支部26期総会講演会	1985.3.9
劉 凱 欣 鄰 内藤 正 政 志	縦衝撃を受ける有限長棒の弾塑性波の伝播	日本機械学会北海道支部26期総会講演会	1985.3.9
杉 山 弘	鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む気体の超音速流れに関する数値解析的研究(二次元流れの場合)	日本機械学会第927回講演会(流体工学・流体機械講演会)前刷	No84-0022A 1984.8.28,29.
Hiromu SUGIYAMA	A Numerical Study of Gas-Particle Supersonic Flow Past Blunt Bodies (The Case of Axisymmetric Flow)	Bull. of JSME	27, (231) 1913(1984)
杉 山 弘 幡 中 秀 治	固体微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波に関する実験	宇宙科学研究所昭和59年度衝撃波工学シンポジウム	1984.9.28,29.

幡杉滝高奥	中山本橋田	秀明敏教	治弘彦則海	微粒子—気体衝撃波管の空力特性	日本機械学会第26回北海道支部講演会講演論文集	No.842-3, 1984.9.30
関杉奥	山山田	雅教	人弘海	擬似衝撃波に関する研究(レーザーホログラフイ法による擬似衝撃波の観察)	日本機械学会第26回北海道支部講演会講演論文集	No.842-3, 1984.9.30
杉針関佐奥	山山藤田	暢雅和教	弘祐人彦海	直管路内の擬似衝撃波の振動現象に関する実験的研究(入形擬似衝撃波の場合)	日本機械学会第62期全国大会講演会講演論文集	No.840-12, 1984.10.16,17.
杉幡滝	山中本	秀明	弘治彦	微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波	日本航空宇宙学会・日本流体力学会第16回流体力学講演会講演集	1984.11.1,2.
杉山			弘	鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む気体の超音速流れに関する数値解析的研究(二次元流れの場合)	日本機械学会論文集	50,(460) 3084(1984)
杉幡	山中	秀	弘治	微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波に関する実験	室蘭工大研究報告	(34),105 (1984)
幡杉滝奥高	中山本橋田	秀明敏教	治弘彦則海	固体微粒子浮遊気体中を伝ばする衝撃波に関する実験と計算	日本機械学会第26期北海道支部総会講演会講演論文集	No.852-1, 1985.3.9
杉山			弘	微粒子を含む気体の超音速流中におかれた鈍頭物体まわりの流れに関する研究	昭和59年度科学研究費補助金実績報告書	1985.3
星伊	野藤	淳	悟史	ボルト締め結体におけるスクイズ膜の減衰効果について	精機学会北海道支部学術講演会	1984.9.16
野星	口野		勉悟	曲げを受ける複数ボルト締結部の摩擦現象	精機学会北海道支部学術講演会	1984.9.16
野星	口野		勉悟	曲げを受ける複数ボルト締結部の摩擦現象(続報)	精機学会春季大会	1985.3.28
西丸	田山	公	至朗	直方体エンクロージャ側面の円孔からの漏洩音による回折音場	第925回日本機械学会機械力学講演会	1984.7.9
西丸	田山	公	至朗	エッジによる一重回折音の近値計算とその適用範囲	精機学会北海道支部学術講演会	1984.9.16
高西	仲田	文公	成至	周辺固定の長方形振動板による放射音場	精機学会北海道支部学術講演会	1984.9.16
細西	野田	真公	希至	音場の可視化方法によるクリーン騒音の検討	精機学会北海道支部学術講演会	1984.9.16
西丸	田山	公	至朗	直方体エンクロージャ側面の円孔からの漏洩音による回折音場	日本機械学会論文集(C編)	50,(457) 1745-1750 (1984)
西丸	田山	公	至朗	音圧レベル分布の可視化表示方法の検討	昭和59年度精機学会秋季大会学術講演会	1984.10.1
西田	公		至	エンクロージャ周囲の回折音場の計算方法とその適用条件	室蘭工業大学研究報告(理工編)	(34)115-128(1984)

西丸 田 公 至 高丸 仲 文 成 山 山 朗	音場の可視化方法によるボルト接合長方形板の振動モードの測定	室蘭工業大学研究報告(理工編)	(34)129-138(1984)
西丸 田 公 至 丸 山 朗	発光ダイオードを用いた音場の可視化測定方法	第930回日本機械学会・環境工学講演会	1984.12.6
西丸 田 公 至 丸 山 朗	発光ダイオードを用いた音場の可視化測定方法	日本機械学会論文集(C編)	51.(461) 223-227 (1985)
西丸 田 公 至 丸 山 朗	多角柱による音波の回折	昭和60年度精機学会春季大会学術講演会	1985.3.28
高西 仲 文 成 田 公 至	長方形板からの放射音の低減に関するリップの効果	昭和60年度精機学会春季大会学術講演会	1985.3.28
斉戸 藤 凶 岡 倉 郁 夫 (七イコー電子株)	縦列水平円管群熱交換機の自然対流熱伝達に関する実験的研究	日本機械学会論文集(B編)	51.(462) (1985.2)
岸浪 紘 機 斉藤 紘 機 戸本 藤 凶 倉 倉 紘 機 岡 倉 郁 夫 (七イコー電子株)	点在する熱源を有する垂直波状板からの自然対流熱伝達に関する実験的研究	日本機械学会論文集(B編)	50.(458) (1984.10)
斉戸 藤 凶 岡 倉 郁 夫 (七イコー電子株)	縦列水平円管群熱交換器の自然対流熱伝達に関する実験的研究	第26回日本機械学会北海道支部講演会講演論文集	No.842-3, (1984.9)
斉戸 藤 凶 岡 倉 郁 夫 (七イコー電子株)	縦列水平円管群熱交換器の自然対流熱伝達に関する実験的研究	日本機械学会第928回講演会(熱工学)講演前刷集	No.84-0258B (1984.11)
花 岡 裕 窪 田 英 樹 水 野 忠 治	寒地工場の暖房実態調査とその検討	空気調和・衛生工学会誌	59.(4)347 (1984)
花 岡 裕	学校における空気調和・衛生設備の教育(2)大学(機械系学科)	空気調和・衛生工学会誌	59.(6) 519(1984)
小花 田 淳 彰 前 岡 野 一 裕 野 一 裕 夫	コンデンシング・エジェクタに関する基礎的実験(高速度比で混合する気液二相流の流動特性について)	日本機械学会北海道支部第26回講演会論文集	No.842-3 1984.9.30
花 岡 裕 夫 前 野 一 伸 一郎	急減圧時の液体プール沸騰に関する研究(第1報, R113による実験的検討)	日本機械学会第62期全国大会講演論文集	No.840-14 1984.10.16
花 岡 裕 彰 前 野 一 裕 夫	コンデンシング・エジェクタに関する基礎的実験(第3報, 混合に判う流路内諸現象の統計的処理)	日本機械学会北海道支部第26期総会講演会論文集	No.852-1 1985.3.9
貞 広 勝 花 岡 (東北大) 裕	自由表面をもつ定常排水うずの実験的研究	日本機械学会論文集(B編)	51. (463) 789(1985)
Kazuo MAENO Akihiro YAMAZAKI Yutaka HANAOKA	High Reynolds Number Flow in Capillary Tube with Spiral/Bend Portion (Experimental Results for Water)	Memoirs of the Muroran Institute of Technology (Science and Engineering)	(34),139-160(1984)

Kazuo MAENO Naohito YAMAGUCHI	An Investigation of Supersonic Mixing CO <sub>2</sub> Electric Discharge Laser	Proceedings of the 5th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers (Inst. Phys. Conf. Ser. No. 72)	(72), 419-424 (1985) (Symp., 20-24 Aug., Oxford 1984)
Kazuo MAENO Naohiro YAMAGUCHI	Application of Glow Discharge in Supersonic N <sub>2</sub> Flow to CO <sub>2</sub> Mixing Laser	Proceedings of the 14th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics (Uni. Tokyo Press)	2, 1039-1046 (1984) (Symp., 16-20 July, Tsukuba 1984)
Kazuo MAENO	Feasibility of Advanced CO <sub>2</sub> Flow Laser for Laser Propulsion	Abstracts of the 4th ISAS Space Energy Symposium	Paper No. 10 (Feb. 1985)
前野 一 夫 織山 昭 弘 花崎 裕 裕	常温以下の気体中の衝撃波特性と凝縮現象 (第一報, 低温実験用無隔膜衝撃波管の開発)	日本機械学会論文集 (B編)	51, (462) 688-692 (1985)
前野 一 夫 織山 昭 弘	無隔膜ショック・チューブによる常温以下の気体中の衝撃波実験	衝撃工学シンポジウム (宇宙研) 講演集	1984. 3-4
前野 一 夫	グロー放電を利用した超音速 CO <sub>2</sub> レーザーについて	分子論的気体力学の理論及び実験研究シンポジウム論文集	1985, 59-68
前野 一 夫	CO <sub>2</sub> 高速気流レーザーのレーザー推進への応用可能性	宇宙エネルギーシンポジウム (宇宙研)	1985. 2. 12
中大島 秀文 菊地 定千 義之 嘉数 千 昇 沖野 教 郎 (北海道大)	プロセスプランニングの基礎研究 (第4報) — 除去領域生成プロセッサの接続 —	精機学会春季大会講演論文集 (第1分冊)	1984. 3. 25
進藤 富三 宮田 行 雄 長谷部 弘 生 菊地 千 之	難削材の穴あけ加工	精機学会春季大会講演論文集 (第3分冊)	1984. 3. 27
青山 英樹 菊地 千 之 (苫小牧高専)	工作機械における運転状態の自動認識— 切削音のスペクトル解析による工具摩耗・びびり切削の監視 —	日本機械学会北海道支部第26回講演論文集	No. 842-2 1984. 9. 30
青山 英樹 菊地 千 之 (苫小牧高専)	切削音による切削状態認識のための信号検出	精機学会北海道支部講演論文集	1984. 9. 16
大島 定美 菊地 千 昇 嘉数 千 之 沖野 教 郎 (北海道大)	プロセスプランニングの基礎研究 (第5報) — 問題向きオペレーションプランニングの研究 —	精機学会北海道支部講演論文集	1984. 9. 16
模内 弘宇 菊地 千 之	研削砥石のバランシングとトゥルーイングに関する研究	精機学会北海道支部講演論文集	1984. 9. 16



Hirimitsu HIKITA	Comments on "A Precompensator Design to Achieve the Decoupling Condition in the Frequency Domain"	International Journal of Control	40-4 (1984)
渡辺 剛 志 疋 田 弘 光	プラントの特性変動に対する非干渉系の振舞い	第17回計測自動制御学会北海道支部学術講演会	1985. 2. 7
久保 洋 嘉 数 侑 昇 (北海道大) 沖 野 教 郎 (北海道大)	TIPS-1 システムにおけるバウンダリーモデル	精機学会北海道支部学術講演会講演論文集	(1984)
Hiroshi KUBO Yoshiyuki SHIROMA K.K. WANG	TIPS-1 '83 Version Vol. 1 — An Overview of TIPS-1 Boundary File	CAM-I (PS-84-GM-01)	1984
Hiroshi KUBO Yoshiyuki SHIROMA K.K. WANG	TIPS-1 '83 Version Vol. 2 — System Design of Boundary File	CAM-I (PS-84-GM-01)	1984
Hiroshi KUBO Yoshiyuki SHIROMA K.K. WANG	TIPS-1 '83 Version Vol. 3 — Test Results of TIPS-1 Boundary File	CAM I (PS -84- GM-01)	1984
Hiroshi KUBO Yoshiyuki SHIROMA K.K. WANG	TIPS-1'83 Version Vol. 4 — User's Guide and Installation Instructions	Cornell Univ. (MME-08)	1984
Yoshiyuki SHIROMA R. FERSTENBERG Hiroshi KUBO K.K. WANG	TIPS-1'83 Version Vol.5-1— Software Document: TISNPR	Cornell Univ. (MME-09)	1984
Yoshiyuki SHIROMA P. SINHA Hiroshi KUBO K.K. WANG	TIPS-1'83 Version Vol.5-2— Software Document: TIPNPR	Cornell Univ. (MME-10)	1984
村 本 和 夫 菊 地 千 之	球状黒鉛鋳鉄の溶接における熱影響部の検討	日本鑄物協会第105回全国講演大会講演概要集	1984. 5
坂 口 謙 二 久 保 和 洋 村 本 和 夫	溶接の自動化に関する基礎研究(APT IVを使用する試み)	日本機械学会第14回北海道学生会卒業研究発表講演前刷集	1985. 3

吉川勉 久保洋 村本和夫	形状モデリングに関する研究(バウンダリーモデルの合成について)	日本機械学会第11回北海道学生会卒業研究発表講演前刷集	1985. 3
村本和夫 菊地千之	球状黒鉛鑄鉄の溶接熱影響部に関する検討	日本鑄物協会 鑄物	57.(3)187 (1985)
加賀寿 (日本製鋼所) 佐賀野禎美 (日本製鋼所) 田頭孝介	13Cr -1.5Ni -0.5 Mo ステンレス鋼の熱処理特性	日本鉄鋼協会春期大会(千葉)	1984. 4. 1
小林雅晴 (旭川高専) 田頭孝介	鉄合金単結晶の切削抵抗に及ぼす結晶方位	日本金属学会春期大会(千葉)	1984. 4. 2
黒田康英 (現日本冶金工業株) 田頭孝介 菊地千之	板厚方向に窒素濃度勾配をもつ極低炭素鋼板の再結晶集合組織	日本金属学会春期大会(千葉)	1984. 4. 3
小林雅晴 田頭孝介	鉄合金単結晶の切削機構—活動すべり系による剪断領域の解析—	精機学会道支部講演会(旭川)	1984. 9. 16
田頭孝介 黒野康 菊地千之	板厚方向に窒素濃度勾配を有する極低炭素鋼板の再結晶挙動と集合組織	鉄と鋼	70.1914- 1921(1984)
田頭孝介	冷延鋼板の再結晶集合組織に及ぼす固溶N原子の拡散の影響	日本金属学会道支部講演会(室蘭)	1984.11.16
田頭孝介 Bevis HUTCHINSON Ian DILLAMORE	極低炭素鋼板の冷延・再結晶集合組織に及ぼすMnとNの影響	日本鉄鋼協会第3回低炭素鋼板研究委員会(資料No. 8)	1984.12. 5
Kohsuke TAGASHIRA Bevis HUTCHINSON Ian DILLAMORE	The Effects of Manganese and Nitrogen on the Recrystallization Textures in Cold-Rolled very Low Carbon Steels	Trans JIM	26.79-87 (1985)
媚山政良	過給ボイラの熱伝達に関する研究(第5報, 相似噴流火災に及ぼす炉内圧の影響について)	日本機械学会講演論文集	842- 3, 86-88 (1984.9.30)
媚山政良 早川友吉 及笹川栄秀	改質ガスのディーゼル機関への適応の試み(第2報, 水素-空気混合吸気の逆火についての検討)	日本機械学会講演論文集	852- 1, 43-45 (1985.3. 9)
世増利修美 子(東京大)	アルミニウムの腐食に及ぼす Al-Fe-Si 系金属間化合物の影響	軽金属	35.( 2), 98(1985)
世増利修美 子(東京大)	アルミニウム合金の腐食におよぼす溶存酸素の効果	第66回軽金属学会学術講演会	1984. 5. 9
世種利修美 増(統計数理研) 子(東京大)	アルミニウム合金腐食面における食孔分布とその評価	第67回軽金属学会学術講演会	1984.11.15

応用物性学科

佐々木直樹 内海豊博 須合嘉尚 西山田成厚 (北海道大)	橋かけ天然ゴムの複素弾性率に対する伸長の効果	高分子(討論会)予稿集(1984年9月仙台)	33.(9) 2351-2354 (1984)
佐々木直樹 松嶋範男 (札幌医大) 山村秀美 鶴田昌之 (北海道大)	アパタイト結晶が骨の力学的性質に於いて果たす役割	日本生物物理学会第22回年会講演予稿集(1984年10月横浜)	24. S 275 (1984)
Norio MATSUSHIMA (Sapporo Medical College) Hidemi YAMAMURA Naoki SASAKI Tetsu IKAWA	Changes of Pole Figure for Apatite Accompanied by Partial Demineralization of Bone	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	27. 645-648 (1984)
Naoki SASAKI Toyohiro UCHIUMI Noboru NISHIDA Shigeatsu YAMAGUCHI (Hokkaido Univ.)	Molecular Motions of Crosslinked Polyisoprene under Deformations; Dynamic Mechanical Measurements	Reports on Progress in Polymer Physics in Japan	27. 289-292 (1984)
Naoki SASAKI Toyohiro UCHIUMI Yoshihisa SUGO Noboru NISHIDA Shigeatsu YAMAGUCHI (Hokkaido Univ.)	Dynamic Mechanical Properties of Crosslinked Polyisoprene under Deformation	Polymer Bulletin	12. 215-222 (1984)
Naoki SASAKI	Dielectric Properties of Slightly Hydrated Collagen; Time-Water Content Superposition Analysis	Biopolymers	23. 1725-1734 (1984)
Shoichi NAGATA	Voltage-Current Characteristic in Lead-Zinc-Lead Junctions	Jpn. J. Appl. Phys.	23. 575 (1984)
永田正一	Dc Josephson 効果における磁場中での熱的ゆらぎ	日本物理学会1984年秋の分科会講演会予稿集	(3) 308 (1984)
Shoichi NAGATA Ichimin SHIROTANI Seitaro FUKUSHIMA	Crystal Growth of Organic Conductors by Electrocrystallization under Hydrostatic Pressure and Their Superconducting Properties	文部省科学研究費補助金(特定研究「新超伝導物質」)	SPR No. 106.86 (1985)

野崎歩 世羅司 永田正 谷口哲	低温蒸着法による Ag および Pd 薄膜の電気抵抗	応用物理学会北海道支部第20回学術講演会予稿集	B 19, 57 (1985)
中川一夫 藤原裕文	色素薄膜による位相共役波の強度反射率	第44回応用物理学会学術講演会	1983. 9 .25
中川一夫 藤原裕文	色素薄膜による位相共役波の強度反射率 II	第31回応用物理学関係連合講演会	1984. 3 .29
Kazuo NAKAGAWA Hirofumi FUJIWARA	Phase conjugation by degenerate four wave mixing and two wave holography in fluorescent film	ICO- 13 conference digest "Optics in Modern Science and Technology"	432-433 (1984)
中川一夫 藤原裕文	エオシン薄膜による位相共役波強度の時間特性	第45回応用物理学会学術講演会	1984.10.12
中川一夫 藤原裕文	エオシン薄膜による位相共役波の発生機構	第45回応用物理学会学術講演会	1984.10.12
露木滋 宮永(NTT) 大西(NTT)	PFM 電送系におけるファイバ伝送特性の影響	昭和59年度電子通信学会通信部門全国大会	1984.10
露木滋 宮永(NTT) 大西(NTT)	映像電送用広帯域加入者線伝送方式の装置設計と伝送特性	昭和60年度電子通信学会総合全国大会	1985. 3
宮永滋 森西(NTT) 大西(NTT)	映像音声多重光伝送系における音声歪特性に関する検討	昭和60年度電子通信学会総合全国大会	1985. 3

### エネルギー工学専攻

Tadao KENJO Kuniaki KAWATSU	Current-limiting Factors and the Location of the Reaction Area in PTFE-bonded Double-layered Oxygen Electrodes	Electrochimica Acta	30, 229-233 (1985)
Tadao KENJO	Chromium-doped Raney Nickel Catalyst for Hydrogen Electrodes in Alkaline Fuel Cells	Journal of the Electrochemical Society	132, 383-386 (1985)
Hiroyoshi TANABE Seitaro FUKUSHIMA	"Effects of Surface Structure on the Electrochemical Properties of Ni-Metal Complex Oxide Film Electrode"	Electrochimica Acta	29, 1173-1179 (1984)
H. KAWAMURA (金属材料研)	Anomalous superconductivity in Black Phosphorus under High pressure	Soild state commun.	49, 879 (1984)
Ichimin SHIROTANI K. TACHIKAWA (金属材料研)			

T. TAKAHASHI (東北大)	Highly-angle-resolved Ultraviolet Photoemission study of a Black phosphorus Single crystal	Phys. Rev.	B29, 1105 (1984)
H. TOKAIRIN (東北大)			
T. SAGAWA (東北大)	Electron Structure of Black Phosphorus Studied by Polarized soft-x-ray Emission and Absorption Spectroscopy	Phys. Rev.	B30, 1891 (1984)
S. SUZUKI (東北大)			
Ichimin SHIROTANI	Synthesis of single crystals under High Pressure-crystal Growth of Ni <sub>2</sub> SiO <sub>4</sub> Spinel and Black Phosphorus.	Material Science of the Earth's Interior, edited by Sunagawa by Terra Scientific Publishing Company, Tokyo	131-148 (1984)
Y. HAYASHI (東北大)			
T. TAKAHASHI (東北大)	極低温下での圧力可変超高压装置	固体物理	19, 693 (1984)
H. ASAHINA (東北大)			
T. SAGAWA (東北大)	新しい超高压力定点一圧力指標としての有機金属錯体	圧力技術	22, 169 (1984)
A. MORITA (東北大)			
Ichimin SHIROTANI	Pressure Induced Phase Transitions in Black Phosphorus	Solid State physics under Pressure, edited by S. Minomura, by D. Reidel Publishing Company	207(1985)
S. AKIMOTO (東京大)			
N. HAMAYA (大阪大)	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
Ichimin SHIROTANI			
川村春樹 (金属材料研)	Pressure Induced Phase Transitions in Black Phosphorus	Solid State physics under Pressure, edited by S. Minomura, by D. Reidel Publishing Company	207(1985)
城谷一民 下村理 (無機材料研)			
大刀川恭治 (金属材料研)	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
崔碩景 (東京大)			
城谷一民 八木健彦 (東北大)	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
秋本俊一 (東京大)			
Ichimin SHIROTANI	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
A. FUKIZAWA (昭和電工)			
H. KAWAMURA (金属材料研)	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
T. YAGI (東北大)			
S. AKIMOTO (東京大)	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
N. IWASAKI (東京大)			
Y. MARUYAMA (分子化学研)	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
S. KURIHARA (東京大)			
Ichimin SHIROTANI	Negative Magnetoresistance and Anderson Localization in Black Phosphorus single Crystals.	Chem. Lett.	119(1985)
M. KINOSHITA (東京大)			

城西	谷一民 久夫 (埼玉大)	トリフェノジセレナジンおよびトリフェノジ チアジン誘導体のはく膜特性	第49回春期化学会年 会	1984.4.3
佐藤	藤直樹 (分子化学研)			
稲井	川郁夫 口洋夫 (分子化学研)			
城伊	谷一民 藤忠男 (東邦大)	黒リンのセンチサイズ単結晶の育成と黒リン -ヒ素合金の合成	第49回春期化学会年 会	1984.4.3
梶原	原峻一 (東邦大)			
秋本	本俊一 (東京大)			
川村	村春樹 (金属材料研)	黒リンの圧力誘起超伝導—励起子超伝導の可 能性	第49回春期化学会年 会	1984.4.3
城谷	谷一民 大刀川恭治 (金属材料研)			
川村	村春樹 (金属材料研)	新しいタイプの超伝導—黒リン	秋季物理学会	1984.10.5
城谷	谷一民 大刀川恭治 (金属材料研)			
水貝	俊治 (大阪大)	黒リンの格子振動	秋季物理学会	1984.10.5
城谷	一民			
城鈴	谷一民 木敏広 (東京大)	高圧下における d <sup>8</sup> 錯体の吸収スペクトル	分子構造総合討論会	1984.10.9
鈴福	木川永夫 福島清太郎			
城川	谷一民 村春樹 (金属材料研)	黒リンの異常な超伝導および新しい超伝導体 の設計	分子構造総合討論会	1984.10.9
城稲	谷一民 西郁夫 (埼玉大)	トリフェノジチアジンおよびその誘導体のは く膜特性	分子構造総合討論会	1984.10.9
井口	洋夫 (分子化学研)			
佐藤	藤直樹 (分子化学研)			
城谷	一民	高圧下における新物質開発の指導原理 I	第25回高圧討論会	1984.11.28
数物系(数学, 物理学)				
田附	雄一 (北海道大)	Fex TiS <sub>2</sub> の磁性 II	日本物理学会秋季講 演会	1984.10.3
吉岡	俊博 (北海道大)			
保志	賢介			
木保	谷文一 志賢介 毛利信男 (北海道大)	Hf <sub>1-x</sub> TaxFe <sub>2</sub> の磁気転移温度の圧力効果	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	1984.11.16

木保毛 西原 山口	谷志利 (電総研)	文賢 (電総研)	一介男 (電総研)	Hf <sub>1-x</sub> Ta <sub>x</sub> Fe <sub>2</sub> の磁気転移温度の圧力効果	第25回高压討論会	1984.11.29
山中	厚			ポリフッ化ビニリデン溶液に関する光散乱	高分子学会北海道支部講演要旨集	1984.2.12

金属工学科

浜桑三山	口野浦田	山輝	和寿立雄	フェノライト鋼の10 MeV プロトン照射効果	日本金属学会春期大会講演概要	234 (1984.4)
下浜桑	野野	山	功和寿	Fe <sub>80</sub> B <sub>20-x</sub> Si <sub>x</sub> 非晶質合金の結晶化過程	日本金属学会春期大会講演概要	278 (1984.4)
桑沢浜	野崎口	嘉山	寿彦和	HT-9 鋼のプロトン照射効果	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	1984.6
飯桑浜	岡野口	淳由	弘寿和	Fe-45% Cr 合金のスピンノーダル分解	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	1984.6
浜桑陳	口野	山穎	和寿健	鉄-クロム合金のスピングラス相	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	1984.6
浜下	口野	山	和功	相変態カイネテックスの解析法について	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	1984.6
桑館浜	野岡口	淳由	寿弘和	Fe-45% Cr 合金のスピンノーダル分解過程	日本金属学会秋期大会講演概要	207 (1984.10)
桑久浜三山	野保口浦田	立山輝	寿身和立雄	フェライト鋼のプロトン照射効果	日本金属学会秋期大会講演概要	293 (1984.10)
浜桑下	口野	山	和寿功	Fe <sub>80</sub> B <sub>20-x</sub> Si <sub>x</sub> 非晶質合金の結晶化過程(II)	日本金属学会秋期大会講演概要	489 (1984.10)
Y. HAMAGUCHI H. KUWANO H. KAMIDE R. MIURA T. YAMADA				Effects of Proton Irradiation on the Mechanical Properties of HT-9 Steel	First International Conference on Fusion Reactor Materials	1984.12
浜菅三桑上三	口原沢野出浦	由英俊英	和夫平寿彦立	ペビーサイクロトンによる水素照射がフェライト鋼の延性脆性遷移現象に及ぼす効果	昭和59年度文部省科学研究費補助金研究成果報告書	84(1984.3)

田中雄一 齊藤秀明 (齊藤鉄工場)	フェライト・ベイナイト微細混合組織球状黒鉛鑄鉄の破壊じん性	日本鑄物協会第105回全国講演大会(神戸)	1984.5.20
田中雄一	球状黒鉛鑄鉄の機械的性質に及ぼすベイナイト量の影響	日本鑄物協会「球状黒鉛鑄鉄の材質高級化研究部会」	1984.6.8
葛間一裕 (村瀬鉄工所) 平岡武 (日本ピストン リング(株)) 田中雄一	局部再溶融による球状黒鉛鑄鉄の白鈍化	日本鑄物協会北海道支部大会日本鑄物協会第106回全国講演大会(長岡)	1984.6.10 1984.10.13
田中雄一 平岡武 (日本ピストン リング(株)) 中村義勝 (日本ピストン リング(株)) 川村治 (日本ピストン リング(株)) 幾竹弘志 (日本ピストン リング(株))	再溶融チル材の諸特性	日本鑄物協会第106回全国講演大会(長岡)	1984.10.13
鹿毛秀彦 (日下レアメタル研究所) 田中雄一	鑄鉄の超音波試験による材質判定	鑄物	56.(7) 408(1984)
林克光 (中国瀋陽機 電学院) 藤原幹男 田中雄一	各種CV黒鉛化剤で処理されたCV黒鉛鑄鉄の凝固過程	鑄物	56.(12) 752(1984)
田中雄一	強靱化球状黒鉛鑄鉄の強度特性と今後の課題	日本鑄物協会第16回シンポジウム「球状黒鉛鑄鉄の材質高級化」(東京)	1985.2.5
田中雄一 山本豊司 (日下レアメタル研究所)	6%および9% Al合金鑄鉄の諸性質	日本鑄物協会北海道支部鑄鉄・鑄鋼研究会	1985.3.6
桃野正也 井川克也 (東北大)	アルミニウム合金鑄塊の組織とマクロ偏析挙動	第66回軽金属学会春期大会	1984.5.10
桃野正一 高橋誠	拡散接合によるアルミニウムクラッド鋼の試作	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	1984.6.7
桃野正	凝固組織形態と逆偏析および sweating 現象との関係	日本金属学会第V総合分科宿題テーマ研究会	1984.7.27
圓城敏男 (大阪大) 桃野正	アルミニウムと鋼の拡散溶接	第67回軽金属学会秋期大会	1984.11.15



桃宮	野坂元	正博	チタン箔インサートによる6063合金と鋼の拡散溶接	軽金属学会北海道センター研究発表会	1984.11.30
菅	原英夫		1/4の壁と腐食防食	防食技術	33.551 (1984)
上菅	出原英彦	彦夫	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> -NaCl水溶液中におけるα'マルテンサイトの溶解速度と転位密度の関係	防食技術	34.18 (1985)
上菅	出原英彦	彦夫	H <sub>2</sub> SO <sub>4</sub> -NaCl水溶液中におけるき裂進展速度とα'マルテンサイトの溶解速度の関係	防食技術	34.163 (1985)
羽三菅	坂沢俊英	智平夫	リンを含むNi-Cr鋼のアノード分極挙動	日本金属学会春季(第94回)大会	1984.4.1
菅	原英夫		日本金属学会における腐食防食研究活動状況	第31回腐食防食討論会	1984.10.15
蛭岡上菅	子田出原	貴幸樹 英彦 英彦	冷間および温間加工SUS304鋼の鋭敏化挙動	日本金属学会北海道支部講演大会	1984.6.8
坂上三菅	井出沢原	英彦 俊英	透過電子顕微鏡観察によるFe-Fe <sub>3</sub> C構造の腐食挙動	第20回腐食防食研究会	1985.1.19
三菅加森三濱	沢原藤山浦	俊英 悦由	微小試験片によるHT-9鋼の破壊靱性評価のための再結晶熱処理	日本金属学会春季(第94回)大会	1984.4.2
三	沢俊平		80キロ級高張力鋼の空气中疲労き裂進展速度	日本鉄鋼協会・第7回鉄鋼の環境強度部会	1984.5.15
三菅	沢原俊英	平夫	ステンレス鋼の不均一合金組織とアノード分極曲線および孔食発生	腐食防食協会・84春期学術講演大会	1984.5.18
三加森菅濱三	沢藤山原口浦	俊平 悦英 英由	微小試験片によるHT-9鋼の弾塑性破壊靱性およびDBTT評価法の検討	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	1984.6.7
三	沢俊平		鉄鋼の湿食腐食生成物と環境強度への影響	日本鉄鋼協会・第8回鉄鋼の環境強度部会	1984.8.2
三加森安三濱	沢藤山達浦	俊平 悦隆 勝立	HT-9鋼の微小靱性試験とプロトン照射効果	日本金属学会秋期(第95回)大会	1984.10.11
三	沢俊平		鉄鋼の微視組織腐食と腐食疲労き裂モニタリング	科学研究費総合研究A・第1回研究討論会	1984.11.2

Toshihei MISAWA Hideo SUGAWARA Ritsu MIURA Yoshikazu HAMAGUCHI	Small Specimen Fracture Toughness Tests of HT-9 Steel Irradiated with Protons	First International Conference on Fusion Reactor Materials	1984.12.5
三 沢 俊 平 菅 原 山 悦 郎 森 山 悦 郎	高張力鋼の海水中腐食疲労き裂進展測定と腐食特性	第20回腐食防食研究会	1985.1.19
三 沢 俊 平 安 達 隆 英 竹 島 藤 晃	核融合炉用フェライト鋼の電気化学的延性脆性評価および水素透過特性	第20回腐食防食研究会	1985.1.19
三 沢 俊 平	80キロ級強張力鋼の海水中腐食疲労き裂進展に及ぼすカソード防食電位の影響	日本鉄鋼協会・第10回鉄鋼の環境強度部会	1985.2.6
三 沢 俊 平	鉄鋼の湿食形態と腐食生成物	日本金属学会会報	24.(3) 201-210 (1985)
片 山 博 則 徳 田 昌 則 大 谷 正 康 (東北大)	クロマイトの炭素還元過程における組成および構造の変化	鉄と鋼	70, 1559-1566 (1984)
片 山 博 則 徳 田 昌 則 (東北大)	クロマイトの炭素還元における律速過程	日本鉄鋼協会第108回講演大会	1984.10.11
曹 定 司 (中国船舶公司 武漢鍛造所) 片 山 博 彦 田 中 章 彦	CaO-MgO-FeO-SiO <sub>2</sub> 系スラグと溶鉄の間のりん分配平衡	日本鉄鋼金属学会・日本鉄鋼協会両北海道支部秋期講演大会	1984.11.16

電気系(電気工学科, 電子工学科, 第二部電気工学科)

Keitaro ORIKASA Makoto KATAYAMA Hidenao KAWAI	On the Ion Production and its Behaviors During the Snowfall and Rainfall.	Preprint Volume: 7th International Conference on Atmospheric Electricity, June 3 - 8, 1984, Albany, N. Y.	1984.6
松 田 敏 彦 近 藤 野 部 田 一 治 谷 渡 賢 富 教 海 奥 田 敏 彦	防波施設に併設する波力発電装置の研究 —波力水車方式発電装置の概要—	電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集	1984.9.28
松 田 敏 彦 鈴 木 藤 好 俊 近 藤 野 部 田 一 治 奥 田 敏 彦	防波施設に併設する波力発電装置の研究 —チョッパ電力制御のシュミレーション—	電気関係学会北海道支部連合大会講演論文集	1984.9.28

雷の電荷分離機構の解明の鍵とも考えられ、降水にともなう静電気現象の中でも最も重要視され、関心をもたれている現象として Mirror Image Effect (地表電場が正のときは負の雨や雪が降り、地表電場が負のときは正の雨や雪が降る)がある。著者はこの現象は降水粒子の衝突、分裂にともなうイオン生成効果によるものであることを実験と観測によって明らかにし、又この電荷分離機構は砂塵嵐、火山噴火の雷、雲の雷、粉塵爆発などに統一的に作用する効果的な電荷分離機構であることを示したものである。

鈴木 好夫 沢松 木孝 松田 敏彦 藤原 山太郎	直流機過渡整流の一考察	電気関係学会北海道 支部連合大会講演論 文集	1984. 9. 28
Hiroshi TAZAWA Johannes PIIPER (Max-Planck- Institute)	Carbon dioxide dissociation and buffering in chicken blood during development.	Respiration Phy- siology	57. 123- 134. (1984)
Hiroshi TAZAWA	Cardiovascular shunts in the avian embryo and comparative model analysis of central shunts in vertebrates.	Alfred Benzon Sym- posium 21, "Car- diovascular Shunts" Copenhagen (DE- NMARK)	6. 17-21. (1984)
Hiroshi TAZAWA	Carbon dioxide transport and acid-base ba- lance in chickens before and after hatching. In: Respiration and Metabolism of Embryonic Vertebrates. Ed. by R. S. Seymour.	Dr. W. Junk Publishers	333-345. (1984)
鈴木 幸司 三岡 木村 三 本上好 三 上英智 (北海道大)	動脈圧, 心房圧の無侵襲計測による補助心臓 制御システム	第23回日本 ME 学会 大会	1984
鈴木 幸司 三岡 木村 三 下岡 本 三 笹原 上 三 英智 (北海道大)	無侵襲計測法による動脈圧, 心房圧制御シス テム	第22回日本人工臓器 学会大会	1984
Yukinori SUZUKI Yoshinori MITAMURA Eiji OKAMOTO Tomohisa MIKAMI (Univ. of Hok- kaido)	Control System for Assist Pump Using Noninvasive Measurements	The 11-th Congress of the European Society for artifi- cial Organs	1984
鈴木 幸司 三岡 木村 三 本上好 三 上裕智 (北海道大)	生体の制御系を考慮した補助心臓最適駆動条 件の研究	計測自動制御学会論 文集	20. (4) 337-343 (1984)
山本 裕之 三田村 好司 鈴野 幸夫 牧野 秀利 立木 智久 三上 久新 (北海道大)	虚血心筋に対する補助心臓使用開始時期の影 響	人工心臓	13. (1) 201-204 (1984)

Yukinori SUZUKI Yoshinori MITAMURA Eiji OKAMOTO Tomohisa MIKAMI (Univ. of Hok- kaido)	Control System for Assist Pump Using Noninvasive Measurements	Proceeding of the 11-th Congress of the European Sose- ty for Artificial Or- gans	1984,261
Yukinori SUZUKI Yoshinori MITAMURA Toshiyuki SHIMOOKA Eiji OKAMOTO Jun SASAHARA Tomohisa MIKAMI (Univ. of Hok- kaido)	Automatic Control of Arterial and Atrial Pressure for an Assist Pump Based on Noninvasive Measurements	Japanese Journal of Artificial Organs	14.(3) 1219-1222 (1984)
尾小南野 崎野林條村 正正秀淳 義寛寿二滋	Cr ドープ TiO <sub>2</sub> 電極に於ける光電気化学効果	電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	10(1984)
栃原吉南野 木田野條村 博正淳 誠行樹二滋	EBIC 法によるデバイス表面層下の測定	電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	10(1984)
小三仲水南野 林宅谷谷條村 秀和淳 研樹康宏二滋	シリコン陽極酸化膜を用いた MOS FET の試 作	電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	10(1984)
松南野山有長 本條村本本川 好淳秀英 朗二滋和智機	陽極酸化に於けるルミネッセンス	電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	10(1984)
三松塚南山長 宅本沢條本川 秀好寿淳秀英 樹朗夫二和機	アモルファスシリコン陽極酸化	電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	10(1984)
尾竹南野 崎脇條村 正政淳 義春二滋	不純物をドーピングした TiO <sub>2</sub> 電極の光電気 化学効果	電気化学協会北海道 支部第11回研究発表 会講演要旨集 7	1 (1985)
小梅南野 野村條村 正信淳 寛彰二滋	半導体薄膜電極に於ける光電気化学効果	電気化学協会北海道 支部第11回研究発表 会講演要旨集 8	1 (1985)

松仲南野	本谷條村	好淳	朗康二滋	シリコン陽極酸化に於けるルミネッセンス	電気化学協会北海道支部第11回研究発表会講演要旨集9	1 (1985)
三塚南野	宅沢條村	秀寿淳	樹夫二滋	陽極酸化法を用いた薄い SiO <sub>2</sub> 膜の形成とその評価	電気化学協会北海道支部第11回研究発表会講演要旨集10	1 (1985)
栃吉原南野	木野田條村	正博淳	誠樹行二滋	陽極酸化 Si-MIS 型太陽電池の EBIC 法による評価	電気化学協会北海道支部第11回研究発表会講演要旨集12	1 (1985)
尾小南野	崎野林條村	正秀淳	義寛寿二滋	半導体電極を用いた水の電気分解の研究	室工大研報理工編 11 (1984)	(34), 195 (1984)
海藤山南野	藤岡田條村	厚淳	志弘進二滋	InP 薄膜の作製	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-21 2 (1985)
佐藤山南野	藤岡田條村	直淳	文弘進二滋	温度勾配除冷法による InP 結晶の成長	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-22 2 (1985)
尾竹南野	崎脇條村	正政淳	義春二滋	遷移金属を添加した TiO <sub>2</sub> 電極の光電気化学効果	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-23 2 (1985)
栃原吉南野	木田野條村	博正淳	誠行樹二滋	EBIC 法による Si 陽極酸化 MIS 型太陽電池のキャリア輸送機構の一考察	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-24 2 (1985)
松小仲南野	本山谷條村	好淳	朗満康二滋	Si 陽極酸化中に観察されるルミネッセンスの発光機構	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-25 2 (1985)
松小仲南野	本山谷條村	好淳	朗満康二滋	アモルファスシリコン陽極酸化膜の熱処理効果	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-27 2 (1985)
三塚南野	宅沢條村	秀寿淳	樹夫二滋	陽極酸化法による SiO <sub>2</sub> 薄膜の形成	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-28 2 (1985)
小水南野	林谷條村	和淳	研宏二滋	陽極酸化機構を用いた MOS FET の作製	第20回応用物理学北海道支部学術講演会講演予稿集	B-29 2 (1985)

松星 西坂松	田山 辻口浦	和満 勇	二浩 昭威二	He グロー放電陽光柱の径方向密度分布特性の拡散方程式による解析	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1984.9.29
坂松 松星西	口浦 田山辻	勇和満	威二 浩雄昭	拡散方程式によるネオングロー放電陽光柱の解析(1)	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1984.9.29
松坂	浦口	勇	二威	干渉法によるグロー放電陽光柱の中性ガス分子温度の測定	電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1984.9.29
松西 坂松	田山 辻口浦	和勇	二浩 昭威二	He グロー放電陽光柱の拡散方程式による静特性の解析	第8回スウォーム研究会 荷電粒子のスウォーム現象とその機構	1984.11.7
西松 坂松	辻田 口浦	和勇	二浩 昭威二	グロー放電陽光柱の電子エネルギー分布	第8回スウォーム研究会 荷電粒子のスウォーム現象とその機構	1984.11.7

# CONTENTS

## Science and Engineering

Nov., 1985

Whole No. 35

Development and Application of Predictor Model for Seasonal Variations in Skid Resistance (II) —Generalized Model—	Kazuo Saito, John J. Henry and Robert R. Blackburn	1
Experimental Study on Shearing Strength of Four Pile Caps	Kazuo Ohtsuki and Tsutomu Tsuchiya	25
A Study on Elastic Waves in a plate Subjected to Impact Loads on Its Free Edge	Masashi Daimaruya, Masachika Naitoh, Kouhei Hamada and Yasuo Nara	43
An Experimental Study on a Small Propeller Type of Wind Turbine, 4th Report —Estimation of the turbine power characteristics in natural winds	Kyokai Okuda and Hideaki Yamagishi	55
Impact Sound Radiated from the End Surfaces of a Ram	Kohshi Nishida and Toshiaki Yoshii	63
A probe for Automatic Measurement of Spatial Acoustic Intensity	Kohshi Nishida and Masao Iwakura	71
Non-Diaphragm Shock Tube and Shock Wave in Low Temperature Gas. (First Report)	Kazuo Maeno	81
Grain Growth of Aluminium Sheets during Strain-Annealing Process in Temperature-Gradient Furnace	Kohsuke Tagashira, Masachika Masuda and Kazuyuki Kikuchi	95
A Study on the Characteristic of Combustion and Heat Transfer of a Flame (3rd Report. The Effect of the Ambient Pressure to the Analogic Jet Flame)	Masayoshi Kobiyama	107
Analysis of Radiative Heat Transfer (6th Report. Difference of characteristic between heating and cooling wall conditions in case of combined heat transfer with radiation and convection between two parallel plate)	Masayoshi Kobiyama	115
On Areal Spaces Based on the Fundamental Function $F = \alpha^2/\beta$ (II)	Takanori Igarashi	121
Measuring System for Duration Time of Commutation Spark and Application to the Study of Commutation Spark Number	Yoshio Suzuki, Takaya Sawai and Toshihiko Matsuda	125

Microcomputer Based Control System for Left Ventricular Assist Pump .....Yukinori Suzuki, Takashi Komoro, Hikaru Takenaka, Hiroshi Tazawa, Yoshinori Mitamura, Eiji Okamoto, Toshiyuki Shimooka, Jun Sasahara and Tomohisa Mikami	135
A Study of Methods of Meaurement for Neutral Gas Temperature in Positive Column of Glow Discharge .....	149
Other Achievements in Studies for 1984 by Professor in this Institute.....	159



昭和60年11月26日 印 刷 (非売品)  
昭和60年11月30日 発 行

編 集 兼  
発 行 所 室 蘭 工 業 大 学

印 刷 所 室 蘭 印 刷 株 式 会 社  
室 蘭 市 本 町 2 丁 目 5 番 1 号  
T E L (代) 2 4 - 5 1 4 1