



室蘭工業大学研究報告. 理工編 第10巻第5号 全1冊

メタデータ	言語: eng 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-05-16 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/2969

(ISSN 0580-2415)
(CODEN: MKDKBC)

室 蘭 工 業 大 学
研 究 報 告

理 工 編

第 十 卷 第 五 号

昭和五十八年十一月

MEMOIRS

OF

THE MURORAN INSTITUTE OF TECHNOLOGY

Science and Engineering

VOL. 10 No. 5

Nov., 1983

MURORAN HOKKAIDO

J A P A N

Editing Committee

H. Kobayashi	President	<i>Chairman of the Committee</i>
K. Okubo	Prof.	<i>Electrical Engineering</i>
F. Komatsu	Prof.	<i>Industrial Chemistry</i>
Y. Sawada	Prof.	<i>Mineral Resources Engineering</i>
K. Matsuoka	Prof.	<i>Civil Engineering</i>
M. Naito	Prof.	<i>Mechanical Engineering</i>
T. Tachikawa	Prof.	<i>Metallurgical Engineering</i>
T. Takeuchi	Prof.	<i>Chemical Engineering</i>
H. Saito	Prof.	<i>Industrial Mechanical Engineering</i>
T. Yoshikawa	Prof.	<i>Architecture and Building Engineering</i>
S. Nomura	Asst. Prof.	<i>Electronic Engineering</i>
K. Suzuki	Prof.	<i>Applied Material Science</i>
J. Tanimura	Prof.	<i>Literature</i>
T. Igarashi	Asst. Prof.	<i>Science</i>
T. Sakaguchi	Asst. Prof.	<i>Electrical Engineering (Evening Session)</i>
H. Kanoh	Prof.	<i>Chief Librarian</i>

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

These publications are issued at irregular intervals. They consist of two parts, Science and Engineering and Cultural Science. When they amount to four numbers, they form one volume.

理 工 編

目 次

冬期積雪寒冷地の信号交差点設計要素に関する基礎的研究.....	石 井 憲 一 齊 藤 和 夫	5 (1) 661
軸対称鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む気体の超音速流に 対する一数值解析法.....	杉 山 弘	5 (15) 675
長方形振動板の近接音場と振動モードの関係.....	西 田 公 至 四ッ谷 恒 治	5 (27) 687
霜層の物性および成長速度に関する実験的研究.....	戸 倉 郁 夫 齊 藤 図 岸 浪 紘 機	5 (37) 697
火炎の燃焼—熱伝達特性に関する研究 (第1報 定常拡散火炎の放射吸収(減衰)係数の分布 について)	媚 山 政 良	5 (49) 709
火炎の燃焼—熱伝達特性に関する研究 (第2報 小型過給ボイラでのガス燃焼実験について).....	媚 山 政 良 水 野 忠 治	5 (73) 733
変圧器油—空気界面における沿面放電の研究.....	中 尾 好 隆 岡 和 喜男	5 (89) 749
陽極酸化シリコン MIS 型太陽電池の研究	南 條 淳 二 松 本 好 朗 尾 崎 正 義 野 村 滋 一 原 進 一	5 (99) 759
良質なシリコン陽極酸化膜の形成と MOSFET への応用.....	南 條 淳 二 小 林 洋 研 木 村 村 一 野 村 滋 一 原 進 一	5 (111) 771
P-N 接合を有する半導体デバイス中の電子ビーム誘起過 剰少数キャリアの定量的解析.....	栃 木 誠 橋 本 幸 男 野 村 滋 一 原 進 一	5 (123) 783

白金黒付 Nafion 膜電極の電極挙動 (第1報) 水素あるいは酸素極の挙動	石川英彦 三谷中裕計 田富士川	5 (131) 791
炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒作用 (第2報) 水蒸気による反応	石田達也 岩崎正之夫 稲川郁吉 富士川計吉 金塚高次雄 加納久雄 宮原孝四郎	5 (147) 807
衝撃力が粘性土の土質工学的性質に及ぼす影響 (第1報)	朝日秀定 沢田義男	5 (157) 817
学術研究発表集録(昭57.4.1~58.3.31)		5 (167) 827

冬期積雪寒冷地の信号交差点設計要素に 関する基礎的研究

石 井 憲 一*・斉 藤 和 夫**

An Assessment of Reduction in Capacity of Signalized Intersection by the Change of Surface Condition in Winter

Kenichi Ishii and Kazuo Saito

Abstract

Intersections are very important areas for traffic operation in urban street. In designing these intersections, an engineer has to determine the traffic capacity based on the basic value of saturation flow. 1800 pcu per an hour of effective green time, which is based on the observations of dry surface conditions in summer, is specified and used for the analytical procedure of capacity.

Recently the use of this value for calculating the capacity of signalized intersection in snowy cold region, such as in Hokkaido, has been questioned since traffic characteristics and vehicular behaviors will be largely affected by changes of surface conditions in winter. Thus, the authors have made some attempts to observe the traffic behavior at some signalized intersection in Hokkaido under summer and winter conditions.

This paper describes the findings of these observations: the degree of reduction in capacity and the degree of increase in the passenger-car unit of large-size truck by the change of surface conditions in winter.

1. ま え が き

道路交通において交差点は重要な地点である。すなわち、個々の道路は交差点を介して面的広がりをもち道路ユーザーの交通目的に応えうるネットワークを形成しうるのであり、交差点の果たす役割は極めて本質的なものである。同時に、交差点はその機能上つねに交通が錯綜している点において面的に交通流を制御し、交通の安全を確保する必要がある。

* 日本工学院北海道専門学校教師

** 土木工学科助教授 工博

この観点から従来、信号交差点の機能を効率的に運用するための設計指針が示されていたが、道路網の整備が進みモーターゼーションが広がった近年新たな見直しがなされている。

ところで、これら見直しのための調査研究は大都市東京を中心とした信号交差点の交通現象解析に基づいており¹⁾、しかも夏期平常時が対象となっている。しかしながら、北海道のように積雪寒冷期間が約半年もあるような地域においてこれらの結果をそのまま基本値として用いることは、実際上問題があると思われる。

すなわち、このような地域では、交差点の構造上の要件や交通の質の他に冬期における降雪、積雪あるいは雪氷路面などが交通障害要因として交差点の交通処理能力や安全性に大いに関与しており、これらは交差点設計上考慮すべき要因と考えられる。

本研究はこの観点から、気象による路面状態変化に着目し、夏期と冬期の信号交差点交通現象を比較解析し、交差点処理能力の尺度である飽和交通流量の基本値と発進損失、さらに大型車の影響を補正するための乗用車換算係数 (*pcu*) に対するこれら交通障害要因の影響度を定量化することを基本的な目的としている。

2. 観測方法と解析方法^{1), 2), 3), 4), 5)}

2-1. 観測対象交差点

信号交差点の飽和交通流量の基本値は、対象流入部の直進車線1車線当りの流量である。本研究の目的がこの基本値の算定にあることから、直進車専用あるいは直進車線とみなしうる流入部を観測すべき対象と設定した。

観測は、いずれも地方中心都市の主要幹線の道路区間に位置している次に掲げる4交差点について行い解析した。

1) 国道鷺別交差点室蘭流入部

国道36号線、登別市鷺別1丁目(室蘭登別市境界)。

2) 道道鷺別交差点駅前流入部

主要道道室蘭環状線、登別市鷺別2丁目。

3) 国道花咲6丁目交差点藤学園前流入部

国道40号線、旭川市花咲6丁目。

4) 市道旭町交差点旭橋側流入部

国道40号線との合流点、旭川市旭町1条3丁目。

これら4交差点の対象流入部はいずれも相当な交通需要があり、朝夕のラッシュ時にはしばしば渋滞現象もみられていた。なお幾何構造はいずれも片側2車線、幅員3.5m以上/車線か

つ、平坦路である。

2-2. 観測方法

1. 観測の方法³⁾

観測は交差点流入部を通過する車両の車頭時間を連続的に測定する事により行う。車頭時間の測定は、赤信号で停止している先頭車両の車体の一部が停止線にかかっていることがあるので、車両の後輪が停止線を通過した時を車両の停止線通過とみなし、後続車の停止線通過までの時間間隔を車頭時間（実際には車尾時間）とする。

次に、測定方法は交差点の位置と気象条件を考慮してカメラによる観測と携帯型オシログラフによる観測を用いた。条件によっては両方法の併用も行った。

2. 観測に使用した機器

カメラによる観測は250フィルムパックを装着し、2コマ/秒の速度で連続撮影する。

携帯型オシログラフによる観測は6チャンネルのスイッチボックスを装着し、信号は手押し入力として紙送り速度5mm/秒で記録する。したがって、いずれの方法も0.5秒間隔の精度をもって車頭時間を測定できるようにした。さらに、携帯型オシロを使用する時には情報漏れを極力少なくする意図からスナップ写真撮影も行った。両機器を写真-1, 2に示す。

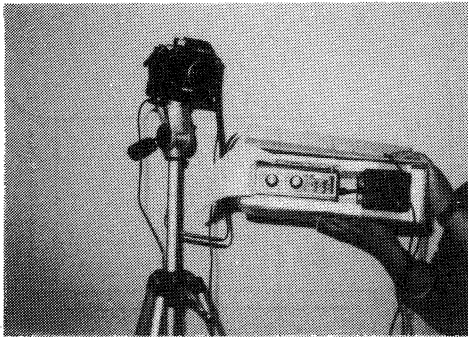


写真-1. カメラ撮影装置

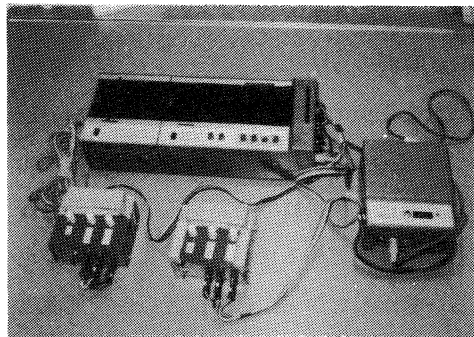


写真-2. 携帯型オシログラフ装置

3. 観測の条件

観測は交通の流れの状態を現場で観察し、次のような条件を考慮して行った。

- i) 十分な交通需要があること。
- ii) 下流側で車両が滞留していないこと。
- iii) 緊急車あるいは特殊車両の通過、沿道の建物への車両の出入がないこと。
- iv) バス停留所が比較的接近してある場所ではバス発着による影響がないことまた、流入部付近での車両の駐停車がないこと。
- v) 横断側の通過車両が交差点内に残るための進路の閉塞がないこと。
- vi) 待ち行列の車両間における無理な車線変更などによる流れの乱れがないこと。

以上の事柄については、記録紙とテープレコーダによって随時状況確認を行った。

また、観測の日時は平常の一般的状態に主眼をおき、週日平常日の午前、午後のピーク時間帯を適宜選択した。なお、夏期の観測は6月～10月、冬期の観測は12月～2月の期間に実施した。

4. 観測データの読み取り

解析に用いるデータは車頭時間である。したがって、データの読み取りは i) カメラ撮影の場合にはフィルムアナライザー、ii) 携帯型オシロの場合には三角スケールによる目読によって、0.5秒の精度で車頭時間を読み取り、あらかじめ用意してあるデータシートに記録する。

i) 停止線通過の基準は、車両の後輪が停止線を通じた時と見なすので、赤信号から青信号に変わる時点ですでに交差点内に侵入している車両については待ち台数に入れないこととする。

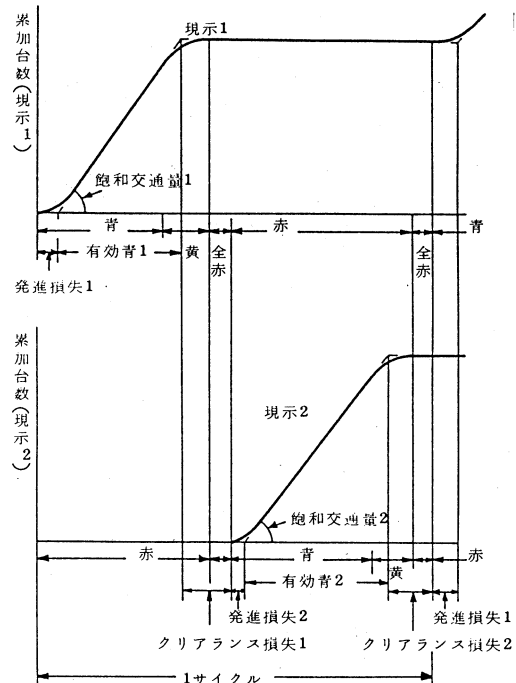
ii) 車種の分類は、乗用車類（乗用車、軽自動車、小型貨物車）と大型車類（大型貨物車、バス）の2分類とし、その他の車両が混入しているデータは解析対象としない。

なお、貨物車の分類は判断に迷うところであるが本研究では3軸以上の貨物車と2軸で重積載時の貨物車を大型とみなし、その他は小型に分類することとした。

2-3. 解析方法

1. 解析の方法¹⁾

信号交差点の交通容量は交差点流入部の飽和交通流量を基礎として算定する。この飽和交通流量は一般には「道路構造令の解説と運用」に示されているような計算によって推定する。しかしながら、信号交差点の交通流は基本的には各交差点の特徴によって影響され同一のものとして考えられない点から、各交差点ごとに別個に対応する必要がある。以上の観点から、本研究では交通工学会の方法に従って解析を行う。なお、飽和交通流量の基本概念は「信号が青を表示している時間の間中、車両の待ち行列が連続して存在しているほど需要が十分にある場合に交差点流入部を通過する最大流量」と定義され、単位は（台／有効青1時間）である。ここで有効



図一1. 標準的な2現示信号機概念図¹⁾

青1時間とは実青時間から車の発進遅れなどの損失時間をさし引き、また黄色にくだんで使われる時間を加えたものである(図-1)。

2. 路面状態の定義⁵⁾

本研究では路面状態を夏期(乾燥, 湿潤)と冬期(凍結, 圧雪)の4カテゴリーに分類して, 夏期乾燥路面を評価の基準とする。それぞれの定義を表-1に示す。

表-1. 路面状態別カテゴリーとその定義

カテゴリー	路面状態の定義
乾燥 (DRY, D)	夏期の晴あるいは曇りの状態で, 路面が乾いていること。
湿潤 (WET, W)	夏期の降雨状態で, 路面が十分にぬれていること。
圧雪 (Packed SNOW, S)	冬期において2~3日前から降雪があり, 路面が雪の層に覆われていること。車の走行にはスノータイヤが必要である。
凍結 (ICE-bound, I)	冬期において降雪があり, 零度以下の気温状態によって, 路面がアイスバーンになっていること。車の走行にはスノーあるいはスパイクタイヤが必要である。

3. 飽和交通流量と発進損失の算定²⁾

本研究では以下の手順にしたがって行う。

i) 信号サイクル毎に得られるデータで飽和の状態と見なせる範囲を設定する。ここでは信号待ち台数以内はすべて範囲とし, さらに待ち台数以後においても大型車あるいは右左折車の混入以外では車頭時間が4秒以上大きくな

ずに連続しているところまでを範囲とする。

ii) 信号サイクル毎に大型車の有無を調べ, 大型車の混入のない信号サイクルのみをデータとする。

iii) 発進順位別の車頭時間の平均値を求め, 発進順位による車頭時間の変動状況を図化(図-2)し, この平均値を発進順位について累加し累加車頭時間に対する通過台数の累加値との関係として図化(図-3)する。

iv) 車頭時間が安定し始める発進順位を判別しその順位の車両以後の車群の範囲において直線回帰を行うと, 飽和交通流量はこの回帰式の傾きで与えられ, 発進損失は横軸との交点

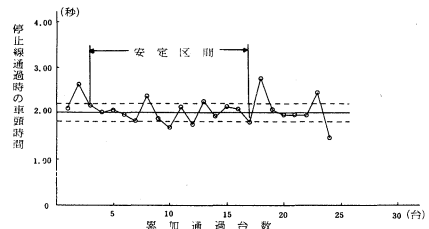


図-2. 停止線通過順位と車頭時間

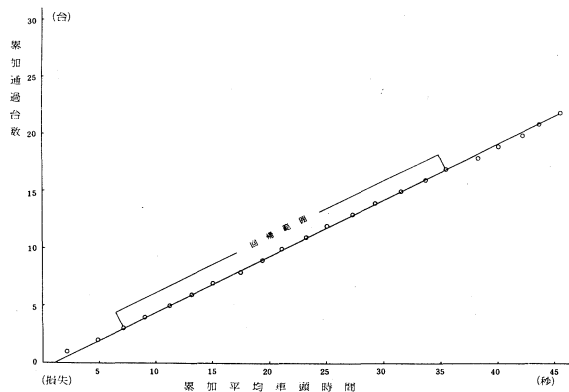


図-3. 累加車頭時間と通過台数

として求められる。

4. 大型車当量 (pcu) の算定

飽和交通流量に対する大型車の影響は、乗用車を基準として大型車が乗用車何台分に相当するかを表わす大型車の乗用車換算係数 (pcu. 以下大型車当量と表わす) で表現する。算定のための基本式は (1) 式である。

$$Q = \frac{(N - N_T) + E_T \cdot N_T}{t} \quad (1)$$

ここで, Q_0 : 乗用車換算の飽和交通流量 (台/秒)

t : 飽和時間 (秒) で, 信号が青になってから待ち台数の最後尾が通過するまでの時間から発進損失をのぞいた時間

N : 時間 t の間における通過台数

N_T : N 台中における大型車の台数

E_T : 大型車当量 (pcu)。

また, 大型車混入率と飽和交通量の関係は (2) 式となる。

$$Q_T = \frac{Q_0}{(1 - T) + E_T \cdot T} \quad (2)$$

ここで, T : 大型車混入率

Q_T : T のときの飽和交通流量

3. 解析の結果

3-1. 観測データのまとめ

1. 交差点別の使用サンプル (Cycle) 数

表-2. 使用サンプル (Cycle) 数

交 差 点 名		車線	夏・乾燥	夏・湿潤	冬・凍結	冬・圧雪
1.	国道鷺別交差点	第1	42 (9)	27 (10)	26 (15)	37 (11)
		第2	48 (18)	30 (10)	23 (10)	35 (22)
2.	道道鷺別交差点	第1	26 (15)	17 (12)	29 (22)	31 (21)
3.	国道花咲交差点	第1	—	/	39 (17)	/
		第2	8 (1)		51 (22)	
4.	市道旭町交差点	第1	20 (12)	/	24 (13)	/
		第2	18 (12)		14 (9)	

(注) カッコ内は乗用車のみのサイクル数で内数

2. 交差点別路面状態別の基礎集計表

表-3. データ基礎集計表(1)

交 差 点 名	車線	パラメーター	夏・乾燥	夏・湿潤	冬・凍結	冬・圧雪
1. 国道鷺別交差点	第 1	平均車頭時間	2.01秒	2.05秒	2.34秒	2.71秒
		標準偏差	0.18秒	0.17秒	0.42秒	0.48秒
		平均待ち台数	14.8台	12.6台	12.4台	13.0台
		平均大型車混入率	8.3%	7.4%	8.1%	7.5%
	第 2	平均車頭時間	2.04秒	2.27秒		
		標準偏差	0.16秒	0.33秒		
		平均待ち台数	13.8台	12.2台		
		平均大型車混入率	11.9%	12.9%		
2. 道道鷺別交差点	第 1	平均車頭時間	1.88秒	1.98秒	2.27秒	2.36秒
		標準偏差	0.27秒	0.31秒	0.34秒	0.44秒
		平均待ち台数	11.1台	11.6台	10.1台	10.0台
		平均大型車混入率	5.0%	2.4%	2.6%	3.8%

(2)

交 差 点 名	パラメーター	第 1 車 線		第 2 車 線	
		夏・乾燥	冬・凍結	夏・乾燥	冬・凍結
3. 国道花咲交差点	平均車頭時間		2.26秒		2.31秒
	標準偏差		0.26秒		0.37秒
	平均待ち台数		11.8台	10.8台	9.4台
	平均大型車混入率		8.3%	21.5%	7.5%
4. 市道旭町交差点	平均車頭時間	1.97秒	2.58秒	1.94秒	2.49秒
	標準偏差	0.25秒	0.43秒	0.42秒	0.34秒
	平均待ち台数	12.4台	13.0台	12.2台	10.9台
	平均大型車混入率	1.5%	5.1%	2.6%	2.9%

(注) 大型車混入率は、大型車を含むサイクルのみの平均である。

3-2. 飽和交通流量と発進損失

1. 国道鷺別交差点

本交差点の対象流入部は、夏期には第1，第2車線いずれも直進車線とみなしたが冬期には第2車線のデータが少なかった。ここでは、夏期は平均値，冬期には第1車線の値について解析した。その結果，平均車頭時間は2～3台目から16～17台目の範囲で安定していることがわかった。この安定区間について直線回帰を行ったところ，路面状態別の飽和交通流量として乾燥1770台，湿潤1670台，凍結1600台そして圧雪1,380台という値を得た（図-4，図-5）。

(7)

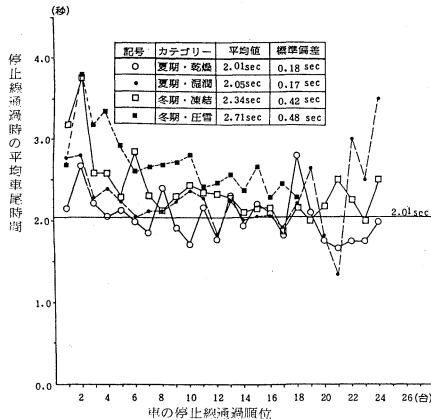


図-4. 平均車頭時間と停止線通過順位 (国道警別)

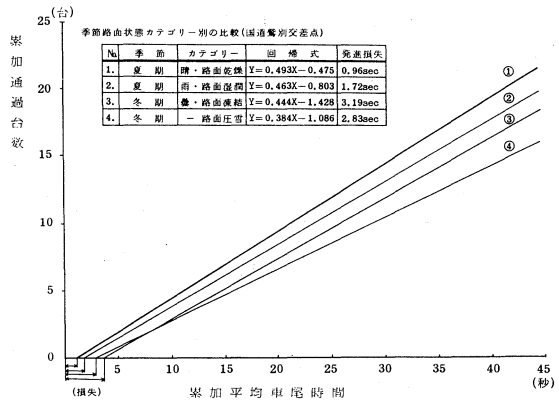


図-5. 飽和交通流量と発進損失 (国道警別)

すなわち、夏期乾燥時を基準に比較すると冬期路面では10～20%位減少していることがわかった。また、発進損失も同様に冬期路面での大幅な増加傾向（2～3倍）が明らかとなった。

2. 道道警別交差点

本交差点は観測時間帯において対象流入部の第1車線が直進車のみ、第2車線が右折車のみに分離していた。したがって解析は第1車線のみを対象とした。平均車頭時間と停止線通過順位の関係からやはり2～3台目から15～16台目の範囲で安定していることがわかった（図は省略）。この安定区間に直線回帰を行ったところ、路面状態別の飽和交通流量と

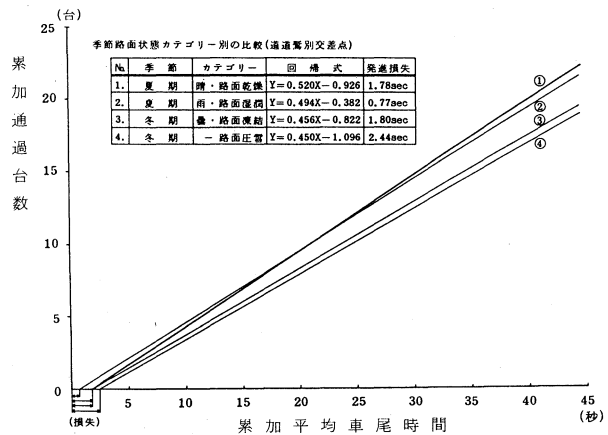


図-6. 飽和交通流量と発進損失 (道道警別)

して乾燥1870台、湿潤1780台、凍結1640台そして圧雪1620台という値を得た（図-6）。夏期乾燥時を基準に比較すると、冬期路面では12～13%位減少していることがわかった。しかしながら、発進損失についてはそれほど明確な差異は見られなかった。

3. 市道旭町交差点

本交差点は第1車線が直進車線とみなし得た。夏期乾燥と冬期凍結路面についての解析結果は表-4のようになった。これから、飽和交通流量は夏期乾燥1860台、冬期凍結1360台となり、夏期に比較して冬期路面で約27%も減少していることがわかった。しかしながら、発進損失はこの傾向が逆転しており特に、冬期路面では0.55秒とかなり小さくなっていることがわかった。

表-4. 夏・冬別の飽和交通流量計算（市道旭町）

パラメーター	夏・乾燥	冬・凍結
平均車頭時間	1.97秒	2.58秒
標準偏差	0.25秒	0.43秒
回帰の範囲	3台～15台目	3台～13台目
回帰式	$Y=0.518X-0.584$	$Y=0.377X-0.208$
発進損失	1.13秒	0.55秒

表-5. 車線別の飽和交通流量（冬・凍結）

パラメーター	第1車線	第2車線
平均車頭時間	2.26秒	2.31秒
標準偏差	0.26秒	0.37秒
回帰の範囲	4台～10台目	3台～12台目
回帰式	$Y=0.442X-0.469$	$Y=0.434X-0.689$
発進損失	1.06秒	1.59秒

4. 国道花咲交差点

本交差点は、比較的接近した位置にバス停留所があったことから第1車線と第2車線それぞれについて解析した。なお、第1車線のデータはバス停留所にバスの存在が認められた部分については除いて用いた。冬期凍結時の解析結果が表-5である。夏期路面についてはデータの不足から値を得られなかったが、この結果から飽和交通流量は第1車線1590台、第2車線1560台となり車線による差異はみられなかった。

3-3. 大型車当量

1. 国道鷺別交差点

本交差点の対象流入部の大型車当量については第1、第2両車線の平均値を求めた。(1)式によって算定した路面状態別の大型車当量と乗用車換算の飽和交通流量の値を表-6に示す。

各路面状態の平均大型車混入率が7～

表-6. 国道鷺別交差点の大型車当量

	大型車当量	平均混入率	換算交通流量
乾燥(D)	1.72	8.3	1800台(1770台)
湿潤(W)	1.80	7.4	1730台(1670台)
凍結(I)	2.05	8.1	1620台(1600台)
圧雪(S)	1.39	7.5	1400台(1380台)

路面の80%程度に大型車の影響が低下する結果となっている。表-6のカッコ内は回帰式から得た飽和交通流量であり、換算交通流量がほぼ等しいことから、これらの大型車当量は妥当な値ともいえるが、圧雪時の逆転現象についてはさらにデータを蓄積した上での解析が必要と思われる。

2. 国道花咲交差点

飽和交通流量の解析と同じく、車線毎の解析を行ったが、その結果を表-7に示す。この交差点では、車線毎に大型車当量が異なっていること、第2車線では

表-7. 国道花咲交差点の大型車当量

車線別	路面状態	大型車当量	平均混入率	換算交通流量
第1車線	凍結	1.97	8.3	1660台(1590台)
第2車線	夏・乾燥	1.39	21.5	1720台(—)
	凍結	1.63	7.5	1640台(1560台)

夏期乾燥時と比較して冬期凍結時は大型車の影響度が約17%程度大きくなっていることがわかった。

なお、道道鷺別交差点と市道旭町交差点では観測時間帯（朝夕のラッシュ時）において大型車の混入が皆無に近かったことから、今回の解析ではデータ収集ができなかったので大型車当量の計算は行わなかった。

4. 考察および結論

4-1. 解析結果の考察

1. 飽和交通流量と発進損失

解析の結果をまとめるとそれぞれ表－8、表－9となる。

表－8. 飽和交通流量（台／青1時間）のまとめ

交 差 点 名	車線	夏		冬	
		乾燥	湿潤	凍結	圧雪
1 国道鷺別	平均	1770	1670	1600	1380
2 道道鷺別	第1	1870	1780	1640	1620
3 国道花咲	第1	-	-	1590	-
	第2	-	-	1560	-
4 市道旭町	第1	1860	-	1360	-

表－9. 発進損失（秒）のまとめ

交 差 点 名	車線	夏		冬	
		乾燥	湿潤	凍結	圧雪
1 国道鷺別	平均	0.96	1.72	3.19	2.83
2 道道鷺別	第1	1.78	0.77	1.80	2.44
3 国道花咲	第1	-	-	1.06	-
	第2	-	-	1.59	-
4 市道旭町	第1	1.13	-	0.55	-

以上の結果を考察すると次のようになる。

- i) 飽和交通流量は1770台～1870台／有効青1時間（夏期乾燥路面）となり、わが国において一般に信号交差点設計に用いられている基本値1800台／青1時間に等しくなっている。
- ii) 一方、冬期路面（凍結、圧雪）の値は1360台～1640台であり、夏期乾燥路面に比較して14%～27%の減少を示している。このことは、冬期間の交差点処理能力の低下を表わすものであり、北海道のような冬期積雪寒冷地の信号交差点設計においては冬期間の処理能力が20%程度低下することを考慮する必要があることを示唆していると思われる。
- iii) 発進損失は国道鷺別で路面状態変化の影響を明らかにした。すなわち、冬期路面では夏期路面に比較して3倍程度の増加となり、路面のすべりなどの要因が発進時に大きく関与していることを示唆していると思われる。
- iv) しかしながら、他の交差点ではその傾向が明らかではなく、特に市道旭町の冬期路面では0.55秒の値であり、これは発進時のドライバーの反応時間（約0.8秒）以下である。この原因としてまず第一に考えられるのは見切り発進であろう。事実、解析データを詳細

に検討したところ、この交差点でのドライバー性向として冬期路面時の見切発進が顕著に見られた。すなわち、この原因も路面のすべりなどが要因として考えられ、安全性の観点からも検討を要することを示唆していると思われる。

2. 大型車当量

解析の結果をまとめると表一

10のようになる。表一10の結果を考察すると次のようになる。

i) これら2交差点の大型車当量は、冬期路面で夏期路面

面の約20%増しとなっていることがわかる。ただし、国道鷺別の圧雪時の値については再検討を要すると思われる。ここで得られた値は、表一6、表一7からもわかるように概ね妥当な値であることも示された。

ii) 東京などでの夏期平常時の値は1.6～1.9の範囲で示されているが、それと比較して、国道鷺別はほぼ範囲内にあり、国道花咲は小さな当量となっている。

iii) 国道鷺別の大型車当量から、(2)式を用いて大型車混入率による補正係数を算定し、現

表一10. 大型車当量 (Pcu) のまとめ

交差点名	車線	夏・乾燥	夏・湿潤	冬・凍結	冬・圧雪
1 国道鷺別	平均	1.72	1.80	2.05	1.39
2 国道花咲	第1	-	-	1.97	-
	第2	1.39	-	1.63	-

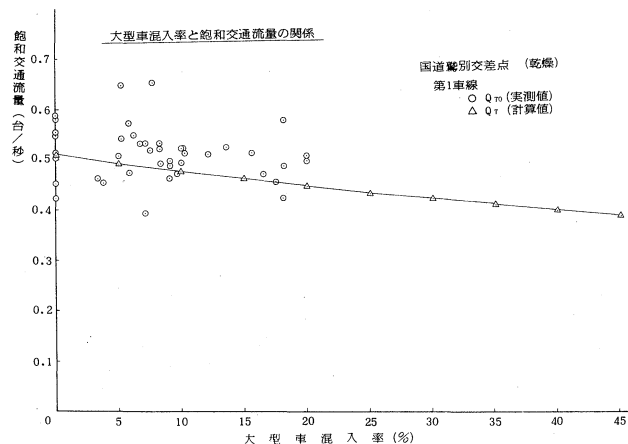
表一11. 補正係数比較

	大型車当量値	大型車混入率(%)						
		0	5	10	15	20	25	30
夏期乾燥	1.72	1.00	0.95	0.93	0.90	0.88	0.86	0.84
冬期凍結	2.05	0.88	0.83	0.80	0.76	0.73	0.70	0.67
現行の補正率	1.70	1.00	0.96	0.93	0.89	0.86	0.83	0.80

(注) 凍結時の値は混入率0%の点で、飽和交通流量によって一度補正ずみの値である。

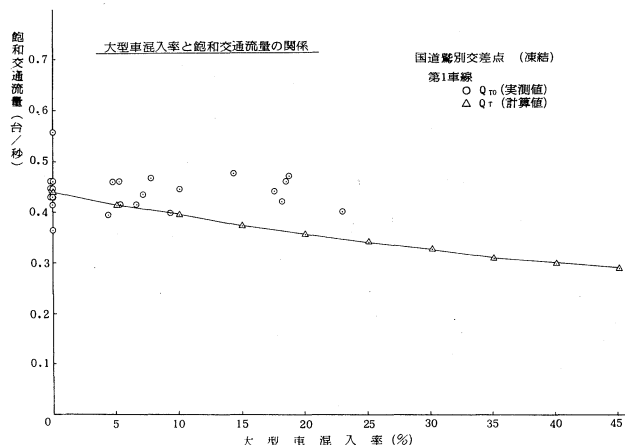
行の可能交通流量算定における大型車の補正係数と比較すると表一11のようになる。この表より、夏期乾燥路面では現行の補正率とはほぼ合致するが冬期凍結路面では著しく異なっていることが示された。

iv) ここで、(2)式の計算値と換算飽和交通流量の関係から考察すると図一7、図一8のよ



図一7. 乾燥路面の飽和交通流量と大型車混入率

うになった。すなわち、大型車混入率0～20%の範囲において、夏期乾燥路面では両方の値がほぼ一致しているが、冬期凍結路面では計算値のように混入率に従って減少する傾向はなく、ほぼ変化のない結果を示した。これは、冬期路面では大型車の補正は混入率0%すなわち飽和交通流量



図—8. 凍結路面の飽和交通流量と大型車混入率

の基本値の補正（夏期に対して 0.88 倍）のみで良いことを示唆していると思われる。

国道花咲交差点における結果についても、同様の傾向を示していた。

4.2. 結 論

本研究は、冬期積雪寒冷地における信号交差点設計要素として特に重要と思われる2つのパラメータ、飽和交通流量の基本値と大型車の乗用車換算係数（pcu, 大型車当量）を検討した。解析は、いずれも地方中核都市として存在している室蘭市（比較的冬の条件は厳しくない）と旭川市（積雪、気温いずれも典型的な厳しさがある）の計4箇所の信号交差点について行ったが、この範囲において、次のような基本的結論を得た。

結論（1） 飽和交通流量の基本値は現行の設計基準値1800台/有効青1時間が妥当な数値であることが確認できた。しかしながら、路面状態変化の影響が大きいことも示され、冬期路面においては夏期路面の約20%程度低下することが確認できた。

結論（2） 大型車当量は、夏期路面で約1.7程度となり、これも現行の設計基準をほぼ満足していることが確認できた。冬期路面では2.0以上の当量となり20%程度影響度が増えているような傾向にあるが、大型車混入率に対して考慮すべき補正係数では、冬期路面においては飽和交通流量の基本値の補正のみで表わしうるという結論を得た。

5. あ と が き

本論では、信号交差点設計要素として飽和交通流量の基本値と大型車の乗用車換算係数を取り上げ、夏期および冬期の路面状態変化による影響度について示した。しかしながら、交差点の交通流量においては直進車と同じく右左折車の走行挙動が重要な要素である。この点をふま

え、今後データの収集と解析を進めてゆく予定である。なお、ここで用いたデータの収集ならびに解析では特に、室蘭工業大学土木工学科昭和56年度ならびに57年度交通工学講座卒論学生の多大な労力の提供をいただいたことを付して感謝します。

最後に、この研究の大部分は昭和57年度北海道科学研究費一般研究補助金によって行なわれたことを付記いたします。(昭和58年5月20日 受理)

参 考 文 献

- 1) 交通工学研究会編：「最新 平面交差の計画と設計」，1977
- 2) 鹿田・井上他3名：「信号交差点における飽和交通流量の観測結果について」，交通工学 Vol. 13, No. 4, 1978.
- 3) 斉藤・石井・松本：「信号交差点の交通現象解析（第1報）」，土木学会北海道支部論文報告集，第37号，1980, 2
- 4) 石井・斉藤：「信号交差点の交通現象解析（第2報）」，土木学会北海道支部論文報告集，第38号，1981, 2
- 5) 石井・斉藤：「信号交差点の交通流量と路面状態変化による影響について」，交通工学研究会第6回発表会論文集，1982, 11

軸対称鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む気体の 超音速流に対する一数值解析法

杉 山 弘

A Numerical Method for Gas-Particle Supersonic Flow past Axisymmetric Blunt Bodies

Hiromu Sugiyama

Abstract

A numerical method (inverse method) was developed for gas-particle supersonic flow past axisymmetric blunt bodies. This method is based on two transformations (von Mises and an additional one), which are convenient for determining the shock layer flow fields and the body shapes.

In using the present method, the pure gas flow field around a sphere was first solved numerically for the freestream Mach number $M_\infty=2.0$. This was found to be in very good agreement with the result of Van Dyke and Gordon. Then the gas-solid particle flow in the shock layer around blunt bodies (nearly spheres) was solved for the freestream Mach number $M_\infty=2.0$, with particle diameter $\bar{d}_p=2\mu\text{m}$ and freestream loading ratios $\alpha=0, 0.2, 0.5$ and 1.0 , respectively. The effect of freestream loading ratio on the shock stand-off distance, the body surface pressure and the flow quantities along the stagnation streamline is shown.

1. ま え が き

微粒子（固体粒子あるいは液滴）を含む高速気流の研究は、例えば、固体推進を用いたロケット・ノズル内の流れ、鋤道内の衝撃波伝ば、微粒子を含む大気中を飛行する物体まわりの流れの問題等と関連し、近年多く研究されている^{1) 2)}。このような混相流においては、気体の流れは、気体と粒子の間に生じる抗力と熱伝達による干渉の結果、微粒子を含まないいわゆる純粋気体の場合の流れとは様相がかなり異なってくる。

本研究では、鈍頭物体を過ぎる微粒子を含む超音速気流を取扱うが、これに関連する研究としては Chang³⁾の研究がある。彼は、大気（エアロゾル）中を飛行する放物体まわりの流れ（飛

行マッハ数 $M_\infty=10^4$ を調べ、衝撃層内の流れに及ぼす一様流の loading ratio (粒子相の質量流量/気相の質量流量) の影響を初めて明らかにした。

さて、著者は、以前に、微粒子を含まない純粋気体の超音速流中に置かれた物体まわりの流れに対する数値解析法を展開した^{4) 5)}。この方法は、予め衝撃波の形状を与え、その背後の流れと物体形状を求める逆解法 (inverse method) である。本報告では、この方法を、微粒子を含む超音速気流の場合に拡張した結果について述べる。また、具体的な数値計算例も示される。

2. 基礎方程式

衝撃層内の微粒子を含む気体の運動を定式化するために、次の仮定がなされる⁶⁾。

- (1) 粒子の占める体積は非常に小さいので、個々の粒子間の衝突は無視される。
- (2) 気体と粒子の間の干渉は、気体と粒子の間の抗力と両相間の熱伝達のみである。
- (3) 粒子は、一様な大きさの球である。
- (4) 粒子の数は非常に大きいので、粒子相は連続体として取扱われる。

本報告では、諸量の上の符号 (―) は有次元量を、この符号のない場合には、無次元量を意味するとする。 u, v は x, r 方向の速度成分 (図1), ρ, T, P は気体の密度, 温度, 圧力を, u_p, v_p, ρ_p, T_p は対応する粒子相の値をそれぞれ意味する。粒子相の密度 ρ_p は, $\rho_p = \bar{\rho}_p / \bar{\rho}_\infty = \bar{n} \cdot \bar{m} / \bar{\rho}_\infty$ である。ここに $\bar{n}$ は単位体積当りの粒子数, $\bar{m}$ は粒子1個の質量である。すべての長さは衝撃波の先端の曲率半径 $\bar{R}_s$ で, 速度は一様流の速度 $\bar{U}_\infty$ で, 密度は一様流中の気体の密度 $\bar{\rho}_\infty$ で, 圧力は $\bar{\rho}_\infty \bar{U}_\infty^2$ で, 温度は $\bar{U}_\infty^2 / \bar{C}_p$ で無次元化される。ここに, $\bar{C}_p$ は気体の定圧比熱である。

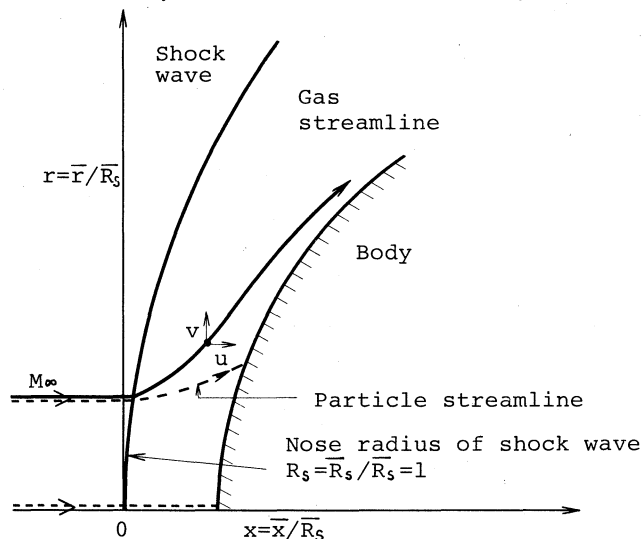


図1 円筒座標系 (x, r)

上述の仮定の下では、微粒子を含む気体の定常、軸対称流に対する基礎方程式は次のようになる^{3) 6)}。気相に対しては、

$$\text{連続の式: } \frac{\partial}{\partial x}(r\rho u) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho v) = 0 \quad (2.1)$$

$$\text{運動量の式: } \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial x} + F_{px} \quad (2.2)$$

$$\rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\partial p}{\partial r} + F_{pr} \quad (2.3)$$

$$\text{エネルギーの式: } \rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x} + \rho v c_p \frac{\partial T}{\partial r} - u \frac{\partial p}{\partial x} - v \frac{\partial p}{\partial r} = Q_p + (u_p - u)F_{px} + (v_p - v)F_{pr} \quad (2.4)$$

$$\text{状態方程式: } P = \frac{r-1}{r} \rho T \quad (2.5)$$

粒子相に対しては、

$$\text{連続の式: } \frac{\partial}{\partial x}(r\rho_p u_p) + \frac{\partial}{\partial r}(r\rho_p v_p) = 0 \quad (2.6)$$

$$\text{運動量の式: } \rho_p u_p \frac{\partial u_p}{\partial x} + \rho_p v_p \frac{\partial u_p}{\partial r} = -F_{px} \quad (2.7)$$

$$\rho_p u_p \frac{\partial v_p}{\partial x} + \rho_p v_p \frac{\partial v_p}{\partial r} = -F_{pr} \quad (2.8)$$

$$\text{エネルギーの式: } \rho_p u_p c_s \frac{\partial T_p}{\partial x} + \rho_p v_p c_s \frac{\partial T_p}{\partial r} = -Q_p \quad (2.9)$$

ここに、 C_s は粒子物質の比熱である。 F_{px} , F_{pr} は、粒子による単位体積の気体に作用する力（抗力）の x , r 方向成分である。 Q_p は、粒子から気体に伝達される熱量である。式（2.4）より、気体（相）の温度 T は、両相間の熱交換と粒子が気体中を通過する際に気体になす仕事により変化することが分る。また、式（2.9）より、粒子の温度 T_p は両相間の熱伝達のみによって変化することが分る。

式（2.2）と（2.3）より、

$$\rho \left[u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial r} \right] \left[\frac{u^2 + v^2}{2} \right] = -u \frac{\partial p}{\partial x} - v \frac{\partial p}{\partial r} + u F_{px} + v F_{pr} \quad (2.10)$$

同様に、式（2.7）と（2.8）より、

$$\rho_p \left[u_p \frac{\partial}{\partial x} + v_p \frac{\partial}{\partial r} \right] \left[\frac{u_p^2 + v_p^2}{2} \right] = -u_p F_{px} - v_p F_{pr} \quad (2.11)$$

この式より、粒子の運動エネルギーは、抗力による仕事によってのみ変わることが分る。

前述の抗力 F_{px} , F_{pr} は次式

$$F_{px} = n \frac{1}{8} (\pi d_p^2) C_D \rho W (u_p - u) \quad (2.12)$$

$$F_{py} = n \frac{1}{8} (\pi d_p^2) C_D \rho W (v_p - v) \quad (2.13)$$

によって与えられる。ここに、 W は気体と粒子の間の相対速度で、 $W = [(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2]^{\frac{1}{2}}$ である。 n は単位体積中に含まれる粒子数で、 d_p は粒子の直径で、 C_D は抗力係数である。現在のところ、微粒子を含む気流中の抗力係数はよく分っていないが¹⁾、ここでは次式⁷⁾

$$C_D = 0.48 + 28/R_e^{0.85} \quad (2.14)$$

のように仮定しよう。ここに、 R_e は $\bar{W}$ と $\bar{d}_p$ に基づいたレイノルズ数、すなわち $R_e = \bar{\rho} \cdot \bar{W} \cdot \bar{d}_p / \bar{\mu}$ である。

気体と粒子の間の熱伝達は、次式⁸⁾

$$Q_p = n N_u \pi d_p k (T_p - T) \quad (2.15)$$

で与えられる。ここに、 Pr はプラントル数であり、 $Pr = \bar{\mu} \bar{c}_p / \bar{k}$ である。 $\bar{k}$ は気体の熱伝導係数である。 Nu はヌセルト数で、これは次式のように与えた。

$$Nu = 2.0 + 0.6 Pr^{\frac{1}{3}} Re^{\frac{1}{2}} \quad (2.16)$$

気体の粘性係数は、本解析では、次式

$$\bar{\mu} = 1.71 \times 10^{-4} \times \left[\frac{\bar{T}}{273} \right]^{0.77} \text{ poise} \quad (2.17)$$

で与えた。

3. 流線関数座標系 (Ψ, Y) での運動方程式

まず、気相および粒子相に対する流れ関数 $\Psi(x, r)$ および $\Psi_p(x, r)$ 、すなわち

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = r \rho u, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -r \rho v \quad (3.1 \text{ a, b})$$

$$\frac{\partial \Psi_p}{\partial r} = r \rho_p u_p, \quad \frac{\partial \Psi_p}{\partial x} = -r \rho_p v_p \quad (3.2 \text{ a, b})$$

を導入しよう。これらは、連続の式(2.1)と(2.6)を自動的に満す。次に、von Mises 変換を適用し⁹⁾、円筒座標系 (x, r) での流れの基礎方程式を流れ関数座標系 (Ψ, Y) でのそれに変換しよう。ここに、 $Y = r$ である。すると、変換演算子は

$$\frac{\partial}{\partial x} = \Psi_x \frac{\partial}{\partial \Psi} \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial Y} + \Psi_r \frac{\partial}{\partial \Psi} \quad (3.4)$$

$$u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial r} = v \frac{\partial}{\partial Y} \quad (3.5)$$

となる^{4) 5)}。逆変換を行うと、

$$\frac{\partial}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial x}{\partial Y} \frac{\partial}{\partial x} \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial \Psi} = \frac{\partial x}{\partial \Psi} \frac{\partial}{\partial x} \quad (3.7)$$

が得られる。式(3.5)と(3.6), および式(3.3)と(3.7)を比較すると、

$$\frac{\partial x}{\partial Y} = \frac{u}{v} \quad (3.8)$$

$$\frac{\partial x}{\partial \Psi} = -\frac{1}{r\rho v} \quad (3.9)$$

が得られる。式(3.3) — (3.5)を用いると、基礎方程式(2.1) — (2.9)は次のようになる。気相に対しては、

$$\Psi_x \frac{\partial u}{\partial \Psi} + \Psi_r \frac{\partial v}{\partial \Psi} + \frac{\partial v}{\partial Y} + \frac{v}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial Y} + \frac{v}{Y} = 0 \quad (3.10)$$

$$\rho v \frac{\partial u}{\partial Y} = -\Psi_x \frac{\partial p}{\partial \Psi} + F_{px} \quad (3.11)$$

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial Y} = -\frac{\partial p}{\partial Y} - \Psi_r \frac{\partial p}{\partial \Psi} + F_{pr} \quad (3.12)$$

$$\rho v c_p \frac{\partial T}{\partial Y} - v \frac{\partial p}{\partial Y} = Q_p + (u_p - u)F_{px} + (v_p - v)F_{pr} \quad (3.13)$$

$$P = \frac{r-1}{r} \rho T \quad (3.14)$$

粒子相に対しては、

$$\Psi_x \frac{\partial u_p}{\partial \Psi} + \frac{\partial v_p}{\partial Y} + \Psi_r \frac{\partial v_p}{\partial \Psi} + \frac{1}{\rho_p} \{u_p \Psi_x + v_p \Psi_r\} \frac{\partial \rho_p}{\partial \Psi} + \frac{v_p}{\rho_p} \frac{\partial \rho_p}{\partial Y} + \frac{v_p}{Y} = 0 \quad (3.15)$$

$$\rho_p (u_p \Psi_x + v_p \Psi_r) \frac{\partial u_p}{\partial \Psi} + \rho_p v_p \frac{\partial u_p}{\partial Y} = -F_{px} \quad (3.16)$$

$$\rho_p (u_p \Psi_x + v_p \Psi_r) \frac{\partial v_p}{\partial \Psi} + \rho_p v_p \frac{\partial v_p}{\partial Y} = -F_{pr} \quad (3.17)$$

$$\rho_p (u_p \Psi_x + v_p \Psi_r) c_s \frac{\partial T_p}{\partial \Psi} + \rho_p v_p c_s \frac{\partial T_p}{\partial Y} = -Q_p \quad (3.18)$$

が得られる。

4. 規格化された流線関数座標系 (ξ, η) での運動方程式

衝撃層内の微粒子を含む気体の流れを逆解法 (inverse method), すなわち衝撃波の形状を予め与え、その背後の流れと物体形状を求める方法で解析しよう。

衝撃波前方の一樣流における両相の流れ関数を、

$$\Psi = \frac{r^2}{2}, \quad \Psi_p = \frac{r^2}{2} \quad (4.1), (4.2)$$

と選ぼう。衝撃層内の流れの解析を容易にするために、独立変数を次のように

$$\xi = \frac{Y^2}{2}, \quad \eta = \frac{2\Psi}{Y^2} \quad (4.3), (4.4)$$

と選ぶ。すると、この座標系 (ξ, η) では、衝撃波面と物体表面は、それぞれ $\eta = 1.0$ と 0 に対応する。変換演算子は、式(4.3)と(4.4)より

$$\frac{1}{Y} \frac{\partial}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\eta}{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \Psi} = \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \eta} \quad (4.6)$$

となる。純粋気体の場合の解析⁴⁾にならって、従属変数を v, v_p から V, V_p , すなわち

$$V = \frac{v}{Y}, \quad V_p = \frac{v_p}{Y} \quad (4.7), (4.8)$$

に変換しよう。すると、支配方程式(3.10) — (3.18) は次のようになる。気相に対しては、

$$\frac{\partial u}{\partial \eta} - 2\xi \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial V}{\partial \eta} + \frac{\eta}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial \eta} = \frac{\xi}{\rho} \left\{ \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \xi} \right\} + \frac{1}{\rho} \quad (4.9)$$

$$\eta \frac{\partial u}{\partial \eta} + \frac{\partial p}{\partial \eta} = \xi \frac{\partial u}{\partial \xi} - \frac{F_{px}}{2\rho V} \quad (4.10)$$

$$\eta \frac{\partial V}{\partial \eta} - \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial p}{\partial \eta} = \xi \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{1}{2\rho V} \frac{\partial p}{\partial \xi} + \frac{V}{2} - \frac{F_{pr}}{\sqrt{2\xi} 2\rho V} \quad (4.11)$$

$$\eta c_p \frac{\partial T}{\partial \eta} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \eta} = \xi c_p \frac{\partial T}{\partial \xi} - \xi \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \xi} - \frac{Q_p}{2\rho V} - \frac{u_p - u}{2\rho V} F_{px} - \frac{V_p - V}{2\rho V} F_{pr} \quad (4.12)$$

$$\frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial \eta} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial \eta} - \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial \eta} = 0 \quad (4.13)$$

粒子相に対しては、

$$\frac{\partial u_p}{\partial \eta} - 2\xi \frac{\partial x}{\partial \xi} \frac{\partial V_p}{\partial \eta} + \frac{1}{\rho_p} \left\{ u_p - 2\xi V_p \frac{\partial x}{\partial \xi} \right\} \frac{\partial \rho_p}{\partial \eta} = \frac{\xi}{\rho} \left\{ \frac{1}{V} \frac{\partial V_p}{\partial \xi} + \frac{V_p}{V} \frac{1}{\rho_p} \frac{\partial \rho_p}{\partial \xi} \right\} + \frac{1}{\rho} \frac{V_p}{V} \quad (4.14)$$

$$\rho_p \left\{ u_p - 2\xi V_p \frac{\partial x}{\partial \xi} \right\} \frac{\partial u_p}{\partial \eta} = \xi \frac{\rho_p V_p}{\rho V} \frac{\partial u_p}{\partial \xi} + \frac{F_{px}}{2\rho V} \quad (4.15)$$

$$\rho_p \left\{ u_p - 2\xi V_p \frac{\partial x}{\partial \xi} \right\} \frac{\partial V_p}{\partial \eta} = \xi \frac{\rho_p V_p}{\rho V} \frac{\partial V_p}{\partial \xi} + \frac{\rho_p V_p}{\rho V} \frac{V_p}{2} + \frac{F_{pr}}{\sqrt{2\xi} 2\rho V} \quad (4.16)$$

$$\rho_p \left\{ u_p - 2\xi V_p \frac{\partial x}{\partial \xi} \right\} C_s \frac{\partial T_p}{\partial \eta} = \xi \frac{\rho_p V_p}{\rho V} C_s \frac{\partial T_p}{\partial \xi} + \frac{Q_p}{2\rho V} \quad (4.17)$$

また、式 (3.9) は

$$\frac{\partial x}{\partial \eta} = -\frac{1}{2\rho V} \quad (4.18)$$

となる。なお、上述の方程式系を導く際、次の関係式

$$\frac{\phi_x}{\xi} = -2\rho V \quad (4.19)$$

$$\frac{\phi_r Y - Y^2 \eta}{\xi} = 2(\rho u - \eta) = 4\rho V \xi \frac{\partial x}{\partial \xi} \quad (4.20)$$

が使用された。

以上で最終的に解くべき方程式は整った。すなわち、未知数 $x, u, V, \rho, T, p, u_p, V_p, \rho_p$ および T_p の10個に対し、解くべき方程式は、式 (4.9) — (4.18) の10式である。

5. 初期条件

衝撃波直後の流れの諸量は、気体に対しては、通常の跳びの条件 (Rankine-Hugoniot の関係式)、粒子に対しては、凍結の条件、すなわち、衝撃波直後の粒子相の諸量は、衝撃波直前のそれと等しいとする条件、より求まるとする。

衝撃波の形状を

$$x = S(r) \quad (5.1)$$

とすると、衝撃波直後の諸量は、気体に対しては、

$$\left. \begin{aligned} u &= 1 - \frac{1-\epsilon}{N^2}, \quad V = \frac{1-\epsilon}{N^2} \frac{S_r}{r}, \quad \rho = \frac{1}{\epsilon} \\ P &= \frac{1}{rM_\infty^2} + \frac{1-\epsilon}{N^2}, \quad T = \frac{r}{r-1} \frac{P}{\rho} \end{aligned} \right\} \quad (5.2)$$

となり、粒子に対しては、

$$\left. \begin{aligned} u_p &= 1, \quad V_p = 0, \quad \rho_p = \alpha \\ T_p &= \frac{r}{r-1} \frac{1}{M_\infty^2} \end{aligned} \right\} \quad (5.3)$$

となる。ここに、

$$\epsilon = \frac{r-1}{r+1} + \frac{2}{r+1} \frac{N^2}{M_\infty^2}, \quad N^2 = 1 + S_r^2$$

であり, r , M_∞ , および α は, 気体の比熱比, 凍結音速に基づいた一様流のマッハ数 (凍結マッハ数), および一様流の loading ratio である。

なお, 衝撃波前方の平衡流れにおける微粒子を含む気体の比熱比 r_e と平衡マッハ数 M_e は

$$\alpha_e = \frac{r + \alpha \cdot \beta}{1 + \alpha \cdot \beta}, \quad M_e = M_\infty \sqrt{\frac{(1 + \alpha)(1 + \alpha\beta)}{1 + \alpha\beta/r}} \quad (5.4), (5.5)$$

となる。ここに, β は両相の比熱の比, $\beta = C_s/C_v$ である。

6. 数 値 計 算 法

前述の支配方程式 (4.9) — (4.18) は, 衝撃波直後 ($\eta = 1.0$) の点から, 物体表面 ($\eta = 0$) 上まで, 積分進行法 (forward integration method)¹⁰⁾ によって数値的に解かれる。

数値計算の手順は次のようになる。

1. 式 (5.2), (5.3) を使って, $\eta = 1$ 面で初期値 $f^{(m)}$ を計算する。ここに, $f^{(m)}$ は任意の流れの諸量である。
2. 数値微分によって, $f^{(m)}$ の ξ に関する微分 $f_\xi^{(m)}$ を計算する (ここでは, Lagrange の 5 点微分公式が使われた)。
3. 支配方程式 (4.9) — (4.18) から $f^{(m)}$ の η に関する微分 $f_\eta^{(m)}$ を計算する。
4. η の次の小さな値 ($\eta - \Delta\eta$) における $f^{(m+1)}$ を次式

$$f^{(m+1)} = f^{(m)} - \Delta\eta \cdot f_\eta^{(m)} \quad (6.1)$$

より計算する。

5. ステップ 2 と同様に $f_\xi^{(m+1)}$ を計算する。
6. ステップ 3 と同様に $f_\eta^{(m+1)}$ を計算する。
7. f_η の平均値を使って $f^{(m+1)}$ を次式

$$f^{(m+1)} = f^{(m)} - \frac{\Delta\eta}{2} \{ f_\eta^{(m)} + f_\eta^{(m+1)} \} \quad (6.2)$$

より再び計算する。

8. η の次の小さな値に対し, ステップ 2 から 7 を繰り返す。この操作を $\eta = 0$ まで行う。きざみ巾として, $\Delta\xi = 0.005, 0.01, \Delta\eta = 0.1, 0.2$ が採られた。数値計算は, トロント大学航空宇宙研究所 (UTIAS) の電子計算機 IBM 1130 を使用して行われた。

7. 数 値 計 算 例

7.1 純粋気体の場合

本数値計算結果の妥当性を調べるために、最初に、微粒子を含まない、いわゆる純粋気体の超音速流中に置かれた鈍頭物体（球）まわりの流れが解かれた。

滑らかな鈍頭物体前方の衝撃波形状は、次式

$$\bar{r}^2 = 2\bar{R}_s \bar{x} - B_s \bar{x}^2 \quad (7.1a)$$

すなわち

$$r^2 = 2x - B_s x^2 \quad (7.1b)$$

によって記述されよう¹⁰⁾。ここに、 $\bar{R}_s$ は衝撃波先端の曲率半径で、 B_s は bluntness で、 $r = \bar{r}/\bar{R}_s$ 、 $x = \bar{x}/\bar{R}_s$ である。

与えられた衝撃波形状 (7.1) に対応する物体形状は、次式

$$r^2 = 2\bar{R}_b (\bar{x} - \bar{d}) - B_b (\bar{x} - \bar{d})^2 \quad (7.2a)$$

すなわち

$$r^2 = 2R_b (x - d) - B_b (x - d)^2 \quad (7.2b)$$

によって記述されよう^{10) 11)}。ここに、 $R_b = \bar{R}_b/\bar{R}_s$ は物体の無次元曲率半径で、 B_b は物体の bluntness で、 $d = \bar{d}/\bar{R}_s$ は無次元衝撃波離脱距離である。

図2に、一様流マッハ数 $M_\infty = 2$ の場合の、仮定された衝撃波形状 ($B_s = -0.06$) と計算で求めた物体形状 (球)、音速線および流線を示す。比較のために、Van Dyke-Gordon¹⁰⁾の数値計算結果も示される。本計算で求めた物体形状および音速線は、Van Dyke-Gordon のそれとよく一致する。

物体（球）表面上の圧力分布を図4 ($\alpha = 0$ の場合) に示す。本計算結果は、よどみ点近くの領域では Van Dyke-Gordon のそれとよく一致するが、物体上の音速点の近くでは Van Dyke-Gordon の結果と少しずれてくる傾向を示す。

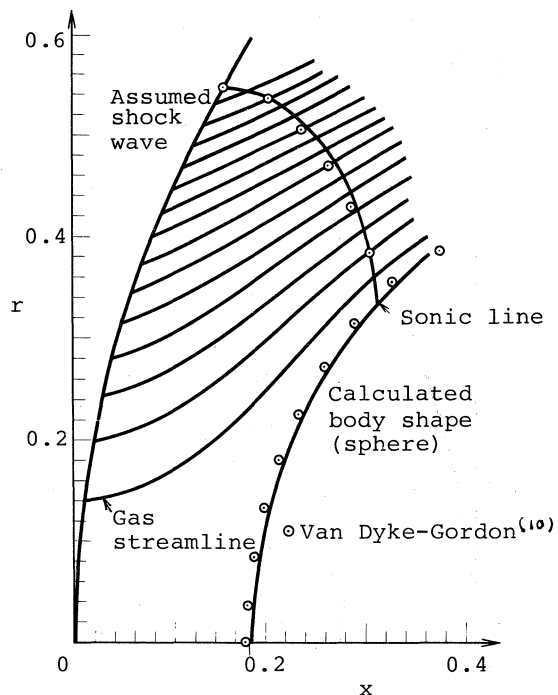


図2 球のまわりの衝撃波、音速線および流線
(純粋気体の場合、 $M_\infty = 2$, $r = 1.4$)

7.2 微粒子を含む気体の場合

微粒子を含む気体として、ガラス球 ($\bar{\rho}_s=2.5 \text{ g/cm}^3$) を含む空気 ($\gamma=1.4$, ガス定数 $\bar{R}=287 \text{ m}^2/\text{s}^2\text{K}$) が選ばれた。衝撃波形状は、微粒子を含む場合も、式 (7.1) で与えられると仮定した。具体的に数値計算は、次のような条件、

衝撃波前方の気体の温度: $\bar{T}_\infty=300 \text{ K}$

衝撃波前方の気体の圧力: $\bar{P}_\infty=101.3 \text{ kPa}$

一様流のマッハ数: $M_\infty=2$

基準長さ (衝撃波先端の曲率半径): $\bar{R}_s=1 \text{ cm}$

粒子の直径: $\bar{d}_p=2 \mu\text{m}$

粒子の比熱: $C_s=C_v$ (C_v は気体の定積比熱)

一様流における loading ratio: $\alpha=0, 0.2, 0.5, 1.0$ で行われた。

図3に、仮定された衝撃波形状 ($B_s=-0.06$) と計算で求めた物体形状を示す。衝撃波離脱距離は、一様流の loading ratio α とともに減小することが分る。

図4に、図3に示す物体の表面圧力 P_b を示す。 P_b は α とともに増大する。

図5に、岐点流線に沿う気体の速度 u と温度 T および粒子の速度 u_p と温度 T_p の変化を示す。図から分るように、気体の速度は物体上でゼロとなっているが、粒子の速度は有限である。すなわち、粒子は有限の速度で物体に衝突していることが分る。両相の速度および温度は等しくない。すなわち、本衝撃層内の流れは速度、温度に関し、非平衡状態にあることが分る。

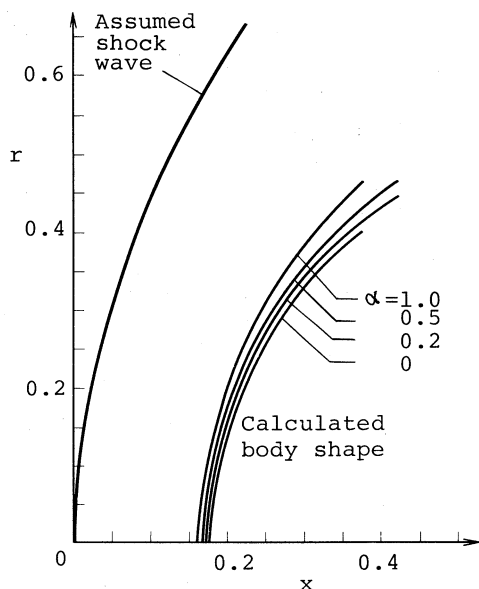


図3 仮定された衝撃波形状と計算で求めた物体形状

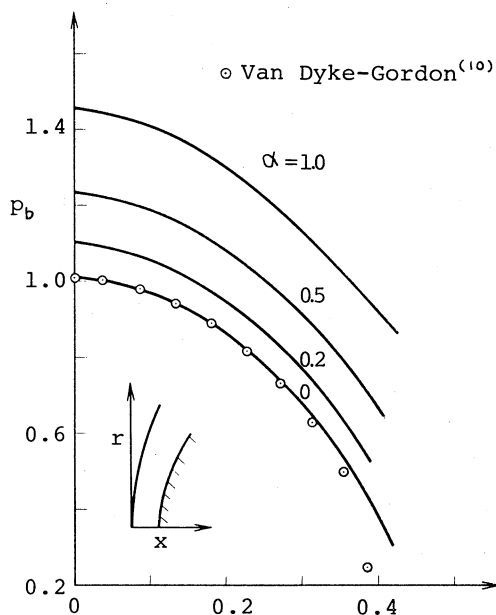


図4 物体表面の圧力分布 P_b

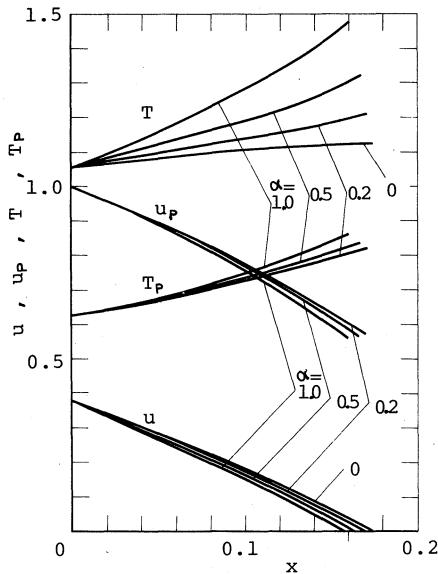


図5 岐点流線に沿う気体および粒子の速度と温度の変化

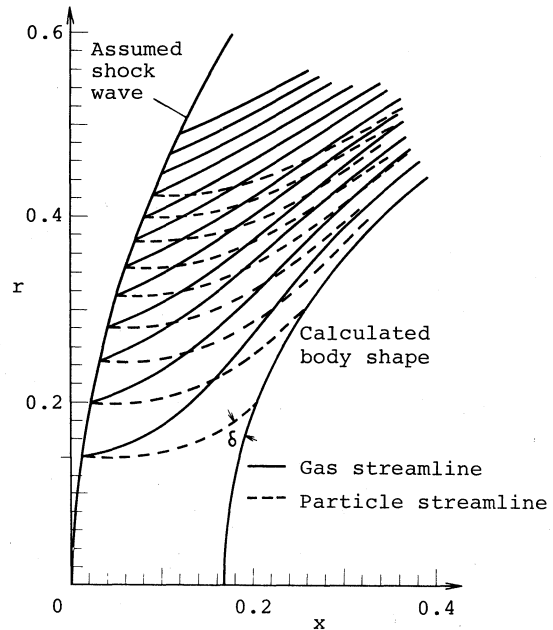


図6 衝撃層内の気体および粒子の流線

図6に、衝撃層内の気体と粒子の流線を示す。粒子は、衝撃波直後では直進するが、物体に近づくにつれて転向し、衝撃角 δ (図6に示す) で物体に衝突することが分る。

8. ま と め

軸対称物体を過ぎる微粒子を含む気体の超音速流に対する一数值解析法(逆解法)が展開された。この解析法の特徴は、衝撃層内の解析に便利な流線関数座標系と規格化された流線関数座標系を採用している点にある。

続いて、本解析法を用いて、一様流マッハ数 $M_\infty=2$ の純粋気体の超音速流中に置かれた球まわりの流れが解かれた。この結果は、Van Dyke-Gordon¹⁰⁾ の計算結果とよく一致することが示された。次に、鈍頭物体(球に近い)まわりの固体微粒子(ガラス球)を含む空気の流れが、一様流マッハ数 $M_\infty=2$ 、粒子径 $\bar{d}_p=2\mu\text{m}$ の場合に対して解かれた。その結果、衝撃波離脱距離、物体表面圧力分布および岐点流線に沿う流れの諸量に及ぼす一様流の loading ratio α の影響が明らかにされた。

本研究の一部は、著者が文部省在外研究員として、トロント大学航空宇宙研究所(UTIAS)に滞在している間(昭和56年9月～昭和57年8月)になされたものである。本研究を進めるに当たり、有益な示唆を与えられた、また本研究結果に対し熱心に議論していただいた UTIAS

の I. I. Glass 教授に深く謝意を表します。また、在外研究員の機会を与えて下さった関係者各位、いろいろ支援していただいた本学の教職員の皆様および機械系学科の皆様に謝意を表します。

(昭和58年5月19日 受理)

文 献

- 1) Rudinger, G., Fundamentals of Gas-Particle Flow (Elsevier, Amsterdam, 1980).
- 2) 高野・小林, 日本航空宇宙学会誌, **30**-342, p. 370 (昭57).
- 3) Chang, S. S-H., Physics of Fluids, **18**-4, p. 446 (1975).
- 4) 本田・杉山, 東北大学高速力学研究所報告, **36**-348, p. 89 (昭50).
- 5) Sugiyama, H., Bulletin of the JSME, **20**-144, p. 711 (1977).
- 6) Marble, F. E., Dynamics of Dusty Gases, "Annual Review of Fluid Mechanics", Vol. 2 (Annual Reviews, Palo Alto., Cal., 1970).
- 7) Gilbert, M., et al., Jet Propulsion, Vol 25, p. 26 (1955).
- 8) Knudsen, J. G. and Katz, D. L., Fluid Dynamics and Heat Transfer (McGraw-Hill, New York. 1958).
- 9) von Mises, R., ZAMM **7**, p. 425 (1927).
- 10) Van Dyke, M. D. and Gordon, H. D., NASA Tech. Rep. R-1 (1959).
- 11) Hamilton, H. H. II, NASA Tech. Paper 1154 (1978).

長方形振動板の近接音場と振動モードの関係

西 田 公 至・四ッ谷 恒 治*

Relations between Sound Fields near Rectangular Vibrating Plates and Modes of Vibration

Kohshi Nishida and Kouji Yotsuya*

Abstract

The sound field in the proximity of a vibrating plate is closely related with the modes of vibration of the plate. The purpose of this paper is to investigate the theoretical and experimental relations between modes of vibration of rectangular and square plates and isopleths of sound pressure levels in the scanning planes at constant distances from those plates. The calculation of the sound field is based on the Huygens-Rayleigh integral by which the sound field radiated from a vibrating plate in an infinite baffle can be expressed. The measurement of the distribution of sound pressure levels was performed by using a sound visualizing device built as a trial.

The results may be summarized as follows: the isopleths of sound pressure levels measured in the plane parallel to a vibrating plate show a similar tendency to those of deflection amplitudes of the plate. Therefore, the measured sound pressure level takes minimum values above nodal lines. The calculated sound pressure levels show a little larger values than the measured ones, but can explain the measured results fairly well.

1. は じ め に

一般に、機器が駆動力や基礎等から支持部を通して伝搬される振動に起因して励振されるような場合、設計上の問題を解決するための診断として、対象機器の固有振動数、振動モードなどの特性を測定することが行われる。この場合、構造全体の特性と同時に、構造要素の特性についても測定が行われる。構造体の振動モードの測定に関しては、従来の基準点に対する任意の位置での振幅及び位相差を順次測定して、節線等を求める方法は測定精度に問題が残る。特に加速度ピックアップ重量の影響が無視できないような場合には測定が不可能となる。又レー

* 大学院工学研究科・機械工学専攻

ザホログラフィの応用¹⁾によれば振動モード全体の様子を一度に観測できるが、測定対象の大きさに制限がある。あらたな一つの方法として、振動体表面の近接音場の指向性が振動モードに依存することから、表面に近接した音場の音圧レベル分布の状態を測定することにより振動モードを求める方法が考えられる。

本研究では、機器の構造要素として最も広く用いられている平板を対象として、平板の振動により形成される板面近傍の音圧レベル分布と振動モードとの関係を計算と実験の両面から検討し、放射音による振動モードの非接触測定法について検討を行なった。

2. 振動板近傍の音場の計算

エンクロージャなどの構造要素として用いられている平板が、何らかの振動源の影響で励振されると周囲の空間に音波が放射され音場が形成される。この場合、平板の表面近傍の音場には平板の振動モードに依存した指向性が顕著に現われるため、表面近傍の音場を求めることにより、振動モードを明らかにすることが可能と考えられる。ここでは音場と振動モードとの関係を検討するために、平板がある振動状態にあるときの板面近傍に形成される音場を計算により求める。振動板を分布点音源の集合と考え、それぞれの点音源から放射される音は振動板を含む半空間のみに伝搬すると仮定すると、放射音場の音圧は以下のように計算される²⁾。図-1に示すような座標系に対して、空間の点 $P(\xi, \eta, \zeta)$ における音圧 p は次式で表わされる。すなわち、

$$p = \frac{jk\rho c}{2\pi} \int_s \frac{v(x, y)}{r} e^{j(\omega t - kr)} ds \quad (1)$$

ここに、 j は虚数単位、 ρ は空気の密度、 c は音速、 ω は角振動数、 k は波長定数で $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ の関係がある。また、 r は板面上の点 (x, y) における微小面素 ds と P 点との距離で、

$$r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + \zeta^2} \quad (2)$$

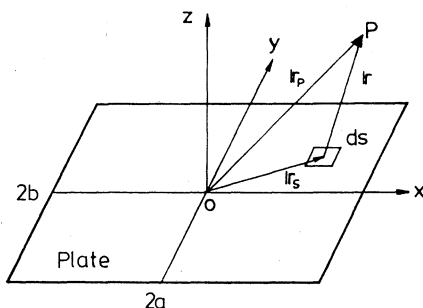


図-1 音場の座標系

と表わされる。 v は板の振動速度の複素振幅である。本研究では方形板を対象とし、加振用直方体エンクロージャの一面にボルト結合した構造を実験モデルとしている。この場合の方形板周辺の境界条件を単純支持として近似すると二辺の長さが $2a$, $2b$ の長方形板の変位及び固有角振動数は、

$$Z_{mn} = A \sin \frac{m\pi(x+a)}{2a} \cdot \sin \frac{n\pi(y+b)}{2b} e^{j\omega_{mn}t} \quad (3)$$

$$\omega_{mn} = \pi^2 \left\{ \left(\frac{m}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n}{2b} \right)^2 \right\} \sqrt{\frac{Eh^2}{12\sigma(1-\nu^2)}}, \quad (m, n=1, 2, 3, \dots) \quad (4)$$

と表わされる。ここに、 A は定数、 E は縦弾性係数、 h は板厚、 σ は板の単位体積当りの質量、 ν はポアソン比である。実際には境界条件が単純支持とは異なるため式 (4) による固有角振動数と測定値とは差が生ずることになる。このため、式 (1) による音圧の計算では固有角振動数として測定値を用い、また、式 (3) による振動速度振幅を用いる。定数 A は式 (3) の正規関数と変位振幅の測定値とから求める。音圧が求まるとその点の音圧レベル (SPL) が次式により求まる。すなわち、

$$SPL = 20 \log_{10} \frac{P_e}{P_r} \quad (5)$$

ここに、 P_e は実効音圧、 P_r は実効音圧の基準値で $20 \mu Pa$ である。

正方形板では $a=b$ であるため、二つの異なった振動モード、すなわち、

$$\begin{aligned} Z_{mn}(x, y) &= \sin \frac{m\pi(x+a)}{2a} \cdot \sin \frac{n\pi(y+a)}{2a}, \\ Z_{nm}(x, y) &= \sin \frac{n\pi(x+a)}{2a} \cdot \sin \frac{m\pi(y+a)}{2a} \end{aligned} \quad (6)$$

は等しい固有振動数をもつ。この振動数においては式 (6) の二つの振動モードが任意の割合で共存しうることとなり、いわゆる縮退の現象により、様々な振動モードが起りうる。このため、正方形板の場合には式 (3) の正規関数は、

$$Z(x, y) = Z_{mn}(x, y) \cos r + Z_{nm}(x, y) \sin r \quad (7)$$

と表わされる^{3) 4)}。ここに r は $Z_{mn}(x, y)$ と $Z_{nm}(x, y)$ の混合の割合を表わす値である。

3. 実験装置及び実験方法

実験に用いた振動板は外形寸法 $300 \times 400 \text{ mm}$ 、厚さ 3 mm の長方形鋼板と、 $318 \times 318 \text{ mm}$ 、厚さ 3 mm の正方形鋼板である。図-2 に示す振動板加振装置にボルト接合したときの内法寸

法はそれぞれ、 $262 \times 362 \text{ mm}$ 、 $300 \times 300 \text{ mm}$ である。加振装置は鋼板溶接構造のエンクロージャの一面に振動板をボルト接合し、内部に設けたスピーカにより空気加振する構造となっている。長方形板加振装置のエンクロージャは厚さ 19 mm の鋼板溶接構造で、使用したスピーカは 20 cm ハイコンプライアンス・ウーファ (FW 200) である。また正方形板の加振用エンクロージャは厚さ 9 mm の鋼板溶接構造で使用したスピーカは 10 cm ハイコンプライアンス・ウーファ (4L-60) である。この加振装置はターンテーブルの上に設けられた架台上に防振ゴムを介して設置される。

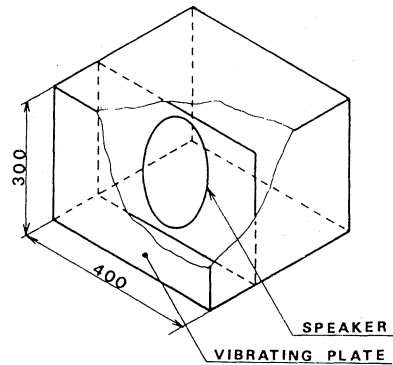


図-2 振動板加振装置概略

振動板から放射される音場の音圧レベル分布の測定方法としては、試作による LED 走査式自動音場可視化装置^{5) 6)}を用いて、音圧レベル分布を自動的に連続して測定し、音圧レベル分布の等値線を得る方法を用いた。この装置は3色(赤, 黄, 緑)の発光ダイオード(LED)を取り付けたマイクロホンを通交する3軸方向に走査させるためのマイクロホン自動走査装置、3色の発光ダイオードを 5 dB ごとの音圧レベルの大きさに従って順次反復点滅させるための LED 音圧レベル表示装置及び音圧レベルの大きさに従って変化する3色の発光ダイオードの

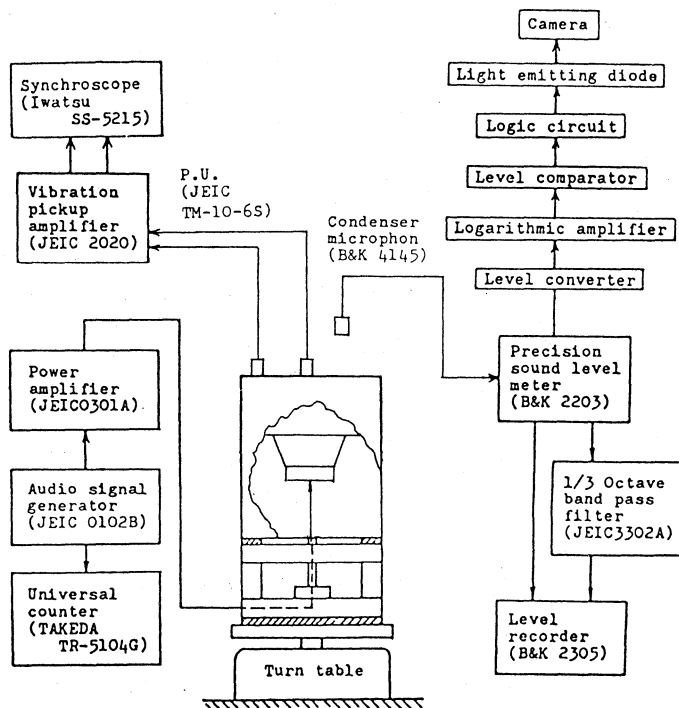


図-3 音場の可視化及び振動の測定系

光の軌跡を記録するための写真撮影装置とから成っている。

振動板の振動モードと音圧レベルとの対応関係を調べるためのマイクロホンによる走査平面は、振動板面から一定距離はなれた位置で板面に平行な平面とし、板面と走査平面間の距離を変化させて測定を行なった。また、振動モードと対応した放射空間の指向性及び音圧レベル分布の状態を検討するために、振動板の中心を通り、辺に平行な垂直平面内においても音圧レベル分布の測定を行なった。振動板の固有振動数及び振動モードに関する振動測定は加速度ピックアップによった。音圧レベルと振動の測定系を図-3に示す。

4. 結果及び考察

振動板のスピーカによる加振はいずれも正弦波加振で、入力は1Wで行なっている。長方形振動板から10mm離れた、板に平行な走査面内での音圧レベル分布の可視化結果と振動モードの関係⁷⁾を図-4に示す。固有振動数は測定値である。(a)の図は振動板が固有振動数273Hz, $(m, n) = (1, 1)$ の振動モードで振動している場合の音圧レベル分布を示している。この結果から、振動板によって形成される音場の等音圧レベル分布曲線は振動板の等しい変位振幅の分布曲線に近い形となっていることがわかる。したがって、板面近傍の測定点での音圧は、測定点に対する板面上の点の近傍領域からの放射音に強く支配されると考えることができる。また、(b)の図は固有振動数754Hz, $(m, n) = (3, 1)$ の振動モードで振動している場合の音圧レベル分布を示している。この場合、振動板は2本の節線により三つの長方形領域に3分割され、

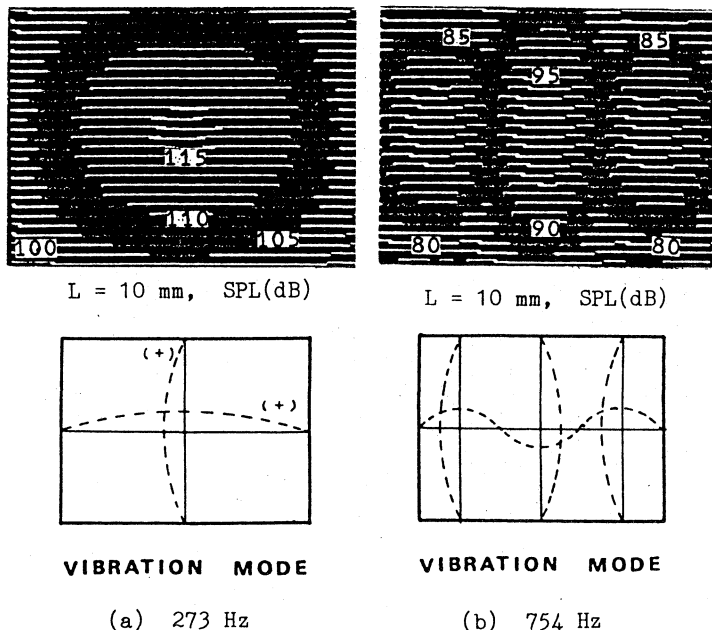


図-4 長方形振動板と平行な走査面内の音圧レベル分布

中央部分と両側の部分とが逆位相で振動している。このため、節線に近接した音場では、その両側の逆位相の放射音の干渉により、また、振動変位が小さく音の放射能力が小さいことにより、音圧レベルは周囲より低くなって、音場には振動モードに依存した指向性が生じる。図では、ほぼ3等分された長方形領域に(a)の図と同様な等音圧レベル分布が楕円状に現われている。この等音圧レベル分布の谷となる部分が振動モードの節線部を表わすとみることができる。実際の振動板の境界条件は単純支持と固定との中間的なものと考えられ、周辺部近くでは変位振幅は小さく、音の放射は中央部より小さくなる。振動板の節線の両側部分では、この周辺部の影響が大きく、楕円状の等音圧レベル分布による領域が中央部のものよりやや小さくなっている。

次に、 $(m, n) = (3, 1)$ の振動モードで振動している長方形板の中心を通り、長辺に平行な垂直走査面内の音圧レベル分布の測定結果を図-5に示す。節線両側の逆位相で振動する部分からの放射音が干渉により形成する音場の指向性がよく現われている。また、板面に接近した平行平面内での音圧レベル分布が図-4の(b)のようになることもよく理解できる。板面に平行な走査平面の板面からの距離が大きくなると、楕円状の一定の等音圧レベル曲線に囲まれる部分は小さくなり、節線の位置を判断するのが難しくなる。実験条件の範囲内で、振動モードの音による測定が可能な走査平面の板面からの距離についてみると、 $(1, 1)$ の振動モードでは

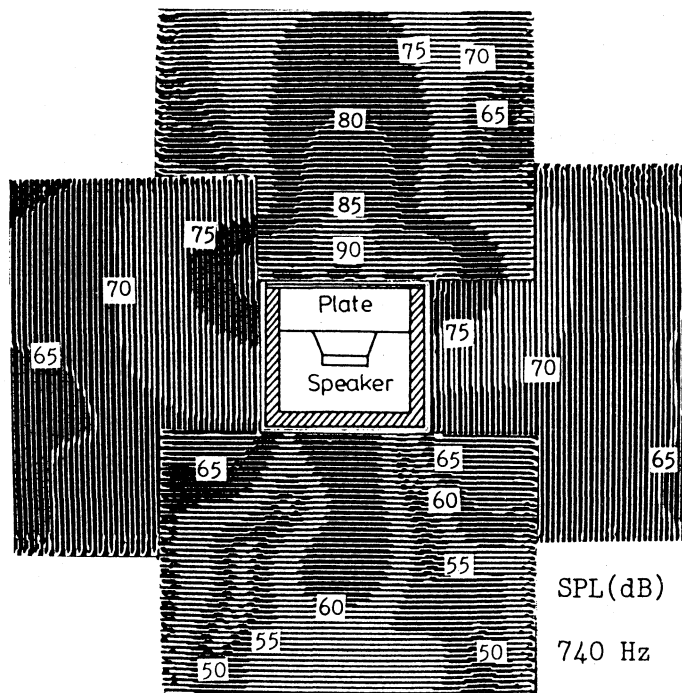


図-5 長方形振動板の中心を通り長辺に平行な垂直走査平面内の音圧レベル分布: $(m, n) = (3, 1)$

150mm の距離でも十分判断できるが、節線ができる (3, 1) の振動モードの場合には 30 mm 以下が適当である。しかし、この測定位置の問題は用いた音圧レベルの可視化方法での等音圧レベル表示間隔に依存する。このため、現在の 5dB 間隔を 2~3dB とするならば、より精度よく振動モードを測定することが可能であろう。

正方形板の振動では、単純支持の境界条件を仮定すると理論的には基本振動数以外の高次の固有振動数に対し、縮退が起り、同じ固有振動数で様々な振動モードが存在しうることになる。しかし、ボルト接合した正方形板の場合には、縮退によるのと同様な振動モードが現われるが固有振動数には変化がみられる。正方形振動板による板面と平行な走査平面内の音圧レベル分布の例を図-6 に示す。図の (a), (b) は正方形板が固有振動数 207Hz, $(m, n) = (1, 1)$ の振動モードで振動している場合について、板面からの距離が 10mm, 50mm のときの音圧レベル分布の可視化測定の結果を示したものである。長方形板の場合と同様に、等音圧レベル分布は正方形板の等変位振幅の分布曲線とほぼ同様な円形に近い形となっている。図の (c) は (a) の測定結果に対する数値積分による計算結果を示したものであり、等音圧レベル線が円形状となる点では測定結果と同様な傾向を示している。しかし、計算では等音圧レベル線の 5dB ごとの間隔が測定値より大きくなっている。この主な理由としては、計算に用いた振動板の境界条件

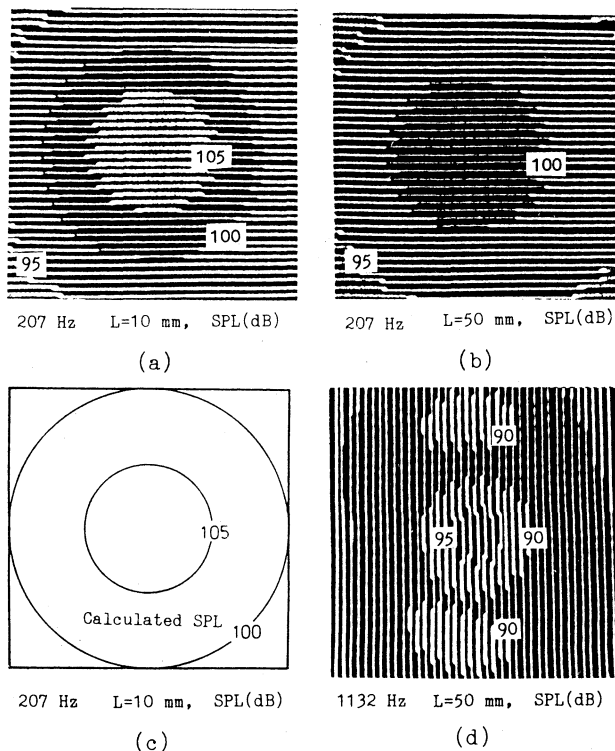
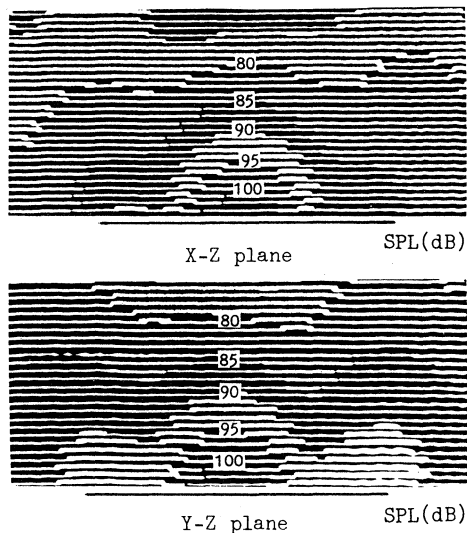


図-6 正方形振動板と平行な走査平面内の音圧レベル分布

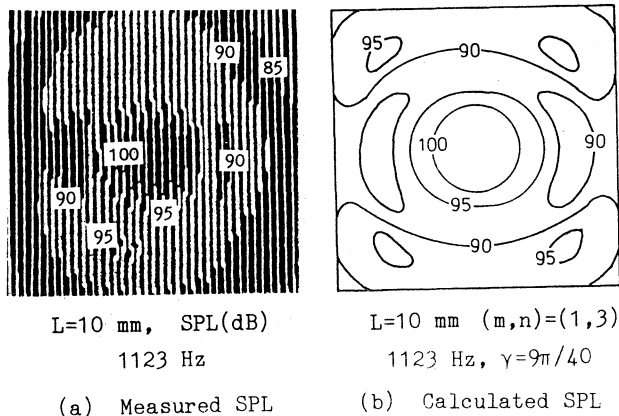
を単純支持としているため、周辺部の振動変位振幅が実際より大きく、したがって放射音も大きく計算されているためと考えられる。図の(d)は同じ正方形板が固有振動数 1132Hz で振動し、 $(m, n) = (1, 3)$, $\gamma = 0$ に当る振動モードとなっている場合の、板面から 50mm の平行平面内における音圧レベル分布の測定結果である。図から判断される 2 本の節線の方が平行とならず多少傾いているが、これは振動板のボルト接合時の締付状態が一樣でないことによる。この振動モードに対する板面に垂直な走査平面、X-Z 平面及び Y-Z 平面内の音場の状態を図一 7 に示す。Y-Z 平面が 2 本の節線を切断する平面である。これらの結果から立体的な放射音場の状態が理解できる。



1132 Hz, $(m, n) = (1, 3)$, $\gamma = 0$

図一 7 正方形振動板の垂直面内の音圧レベル分布: 1132Hz, $(m, n) = (1, 3)$, $\gamma = 0$

次に正方形振動板の縮退による振動モードに相当する一例を図一 8 に示す。図の (a) は固有振動数 1123Hz で、板面から 10mm の平行平面内での音圧レベル分布を可視化したものである。正方形板の中心部に円形状の等音圧レベル線があることや、他の部分での音圧レベルの分布状態を考慮すると中心部に円が多少楕円状に変形した節線があるものと思われる。円形節線が現われるのが $\gamma = \pi/4$ のときであるので、ややずれた $\gamma = 9\pi/40$ に対して振動モードを計算すると図一 9 のようになる。このときの音圧レベル分布を計算によって求めると図一 8 (b) のようになる。(a), (b) を比較すると、中心部に円形状の等音圧レベル分布が存在する点では類



図一 8 正方形振動板の縮退による音圧レベル分布

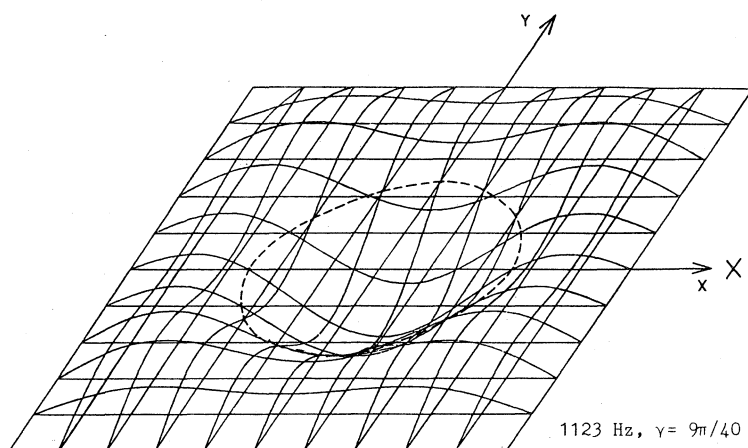


図-9 正方形振動板の縮退による振動モード

似している。しかし、周辺部では一部に類似点がみられる程度となっている。このことは実際の境界条件が理論のそれと異なること、また音圧レベル分布の測定精度が 5dB 間隔であることに起因していると思われる。測定精度を高めるならば全体的な (a), (b) の類似度は高まると考えられる。

5. お わ り に

平板の振動によって形成される板面近傍の音場は平板の振動モードと密接な関係がある。本研究では方形板を対象として、板面近傍の板面に平行な走査平面内での音圧レベル分布と振動モードとの関係を音場の連続可視化測定と計算とにより検討した。以上の結果から次のような結論が得られた。

- (1) 振動板面に近接した測定点における音圧レベルは、その点に対向する板面上の点の近傍領域からの放射音に強く依存する。
- (2) 板面上の微小面素からの放射音は一定振動数に対し、振動板のその点における振動変位振幅の大きさに依存するため、板面に平行な走査平面に現われる等音圧レベル分布は振動板の変位振幅が等しい等変位振幅曲線と類似の傾向を示す。したがって、振動モードの節線上は音圧レベルが極小となって現われ、音圧レベル分布の測定により振動モードを明らかにすることができる。
- (3) 周辺支持の長方形板では理論上節線は辺に平行となり、いくつかの分割された長方形領域に分けられるが、境界条件がやや異なる実際の場合にも同様な傾向がみられ、楕円状の等音圧レベル分布が基本となっている。
- (4) 特に、正方形板の高次の振動モードでは、節線により分割される振動領域の形状が複雑

となるが、それぞれの領域に対応した等音圧レベル曲線が測定される。

- (5) 振動板の境界条件を単純支持と仮定した無限剛壁内の振動板による放射音場の計算により、振動モードに対応した音圧レベル分布を予測することができる。しかし、単純支持の仮定により振動振幅が実際より、特に周辺部で、大きくなるため、等音圧レベル分布の領域がやや大きく計算される。

(昭和58年5月18日 受理)

文 献

- 1) 古賀達蔵：機械の研究 **29**, (10) 1161 (1977).
- 2) E. Skudrzyk : The Foundation of Acoustics, p. 594 (Springer-Verlag, N. Y. 1971).
- 3) 伊藤 毅：音響工学原論（上巻）p. 102（コロナ社，1976）.
- 4) 入江敏博：機械振動学通論 p. 129（朝倉書店，1973）.
- 5) Nishida, K・Tobise, O : Bull. Japan Soc. of Prec. Engg., **15**, (4) 267 (1981).
- 6) 西田公至：室工大研報 **10**, (4) 545 (1982).
- 7) 西田公至・四ツ谷恒治：日本音響学会講演論文集 **2**, 473 (1983).

霜層の物性および成長速度に関する実験的研究

戸 倉 郁 夫・齊 藤 図・岸 浪 紘 機

An Experimental Study on Properties and Growth Rates of Water Frost Layers

Ikuo Tokura, Hakaru Saito and Koki Kishinami

Abstract

The observation of the frosting process in an early stage of the deposition revealed that, in the range of our experiments, the process begins with the condensation of water vapor on the wall in the form of supercooled liquid water droplets. From these observations, it was clarified that the frost density is affected by the number density of the frost nuclei and that the formation of frost nuclei is depending on the heat and mass transfer condition. Consequently, the dimensional analysis was carried out to find the dimensionless parameters which correlate the thermal conductivity of a frost layer. The experimental results of the density and the thickness of the frost layer were correlated fairly well by the parameters introduced by the dimensional analysis for the case of frost formation on the vertical flat plate in free convection. It was also found that the frost formation process can be divided into two periods if the frost growth data are correlated with the dimensionless parameters presented.

1. 緒 言

着霜現象は、工業界において、多成分気体からの成分の分離などに利用されている。一方、低温熱交換器の表面上に成長する霜層は、熱抵抗の増大や、流路面積の縮小にともなう通風抵抗の増大をもたらす、その熱伝達性能を低下させる原因となっている。それゆえ、霜層の熱物性や成長量を予測することは、実際面への応用という観点から重要である。また、着霜のメカニズムを知ることは、着霜の促進や抑制すること、換言すれば、着霜の制御方法を考える上で、基礎資料を得ることになり、今後、この分野の発展の基礎となることが期待できよう。

着霜時の熱伝達は、霜層発生初期には、単に“粗い伝熱面、と見なせる状態から、より厚く密に成長して表面が融解し、霜層内部の熱移動と、その上に発達する境界層内の熱移動との連成問題として取扱わなければならない状態まで、連続的に変化する。また、着霜は、氷と空気の高孔質物体（霜層）の表面および内部への水蒸気の堆積であり、その密度および相変化（昇華凝縮）温度を一義的に規定できないために、霜層の物性や成長量を簡単には予測できないという特徴を持った現象である。それゆえ、現在まで報告されている着霜に関する研究は、その殆どが実験的な研究である。例えば、霜表面の熱および物質伝達率の測定に関するもの^{1) 2) 3)}、あるいは、霜層密度や熱伝導率などの霜層物性の測定に関するもの^{4) 5)}等が報告されている。それらの研究により、着霜時の熱伝達と物質伝達の間には、アナロジーが成立すること、および霜層密度が霜層の熱伝導率を決定する大きな要因となっていること等が明らかにされてきた。しかしながら、霜層密度を規定する因子がいまだ十分に明らかにされていない状況にある。したがって、霜層の成長を予測するためには、山川ら⁶⁾および林ら⁷⁾が行なったように、霜層をモデル化して密度を決定するか、あるいは、Schneider⁸⁾や Cremers ら^{9) 10)}のように、霜層厚さを直接、霜層表面と冷却面の温度差で整理する方法が採られてきた。しかし、それらの方法は、霜層モデルの幾何学的形状を規定するための実験値が必要であるとか、適用範囲が湿度の高い条件下に限られるというような短所を有しており、霜層成長に関する簡便な予測法が確立しているとは言えない現状にある。

本研究は、霜層の物性および成長速度の予測を試みたものである。着霜初期の霜層成長に関する考察から、次元解析を用いて霜層密度に影響を与える無次元量を導入し、それらの無次元量を用いて自然対流下の垂直平板に付着する霜層の物性および厚さを整理した結果について報告する。

2. 実験装置および実験方法

霜層の諸物性および成長量を調べるために、垂直平板を用いて自然対流下で着霜実験を行なった。実験装置の概略は、図1に示す。着霜板（幅 270mm，高さ 340mm，厚さ 38mm）は、左右対称な構造となっていて（図2），着霜面以外の部分は断熱材で覆ってある。また、側面方向からの空気の流入を防ぎ、自然対流の二次元性を保つために、着霜板は二枚の亚克力板の間に設置された。着霜板は、表面温度を一樣にするために、内部に取付けられた仕切板で区切られた流路を流れる冷却液（エチレングリコール水溶液）によって冷却されるので、霜層が両面に付着することになる。一面で、霜層を通る熱量や、霜層表面温度の計測を行い、他の面では霜の付着量の測定を行なった。着霜板は、周囲の温度および湿度が一定となるように、大き

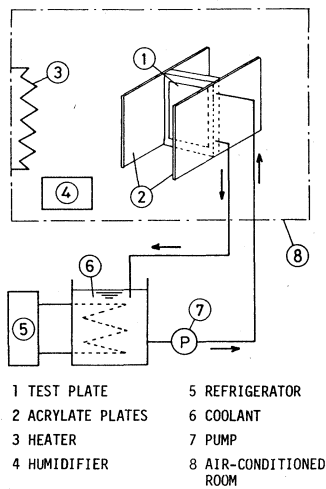


図1 実験装置概略図

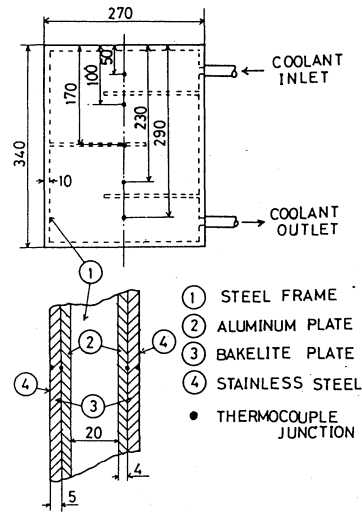


図2 着霜板の構造

さが $4\text{m} \times 3\text{m} \times 2\text{m}$ の恒温室内に設置されている。着霜面には、厚さ 5mm のベークライト板の表面に、厚さ 0.1mm のステンレス板をエポキシ系の接着剤で張ったものを使用した。ベークライト板両側の中央部の高さ方向5箇所、直径 0.1mm の銅・コンスタンタン熱電対を取付け、温度を測定した。霜層を通過する全熱量は、ベークライト板の両面の温度差および熱伝導率を用いて算出できる。霜の付着量は、霜層を幅約 2cm で長さ $6 \sim 8\text{cm}$ 程かき取り、精密天秤で秤量することにより求めた。霜層の厚さおよび表面温度を測定するためには、霜層の表面位置を定義しなくてはならない。霜層は空気と水から成る多孔質物質であり、着霜条件によっては、平坦ではなくて凹凸の著しい表面を形成する場合があるので、霜層表面位置は測定者の主観によって異なる値を示す可能性がある。本研究では、従来の研究で一般的に用いられている方法として、霜層を巨視的に観察した場合の霜層の先端の平均位置を、霜層表面と定義する。霜層の表面温度は、直径 $50\mu\text{m}$ のクロメル・アルメル熱電対を弓状に張り、マイクロメータで移動させて霜層表面に接触させることにより測定した。霜層表面と熱電対との接触は、読取り顕微鏡による目視によって確認した。また、霜層表面温度の測定と同時に、霜層厚さの測定も行なった。実験時間は9時間とし、温度および霜層厚さの測定は、実験開始後1時間目から、ほぼ1時間毎に行なった。実験条件の範囲は、室温が 18 から 25°C 、相対湿度が 30 から 73% 、冷却面温度が -6 から -22°C である。

3. 実験結果および考察

3.1 着霜時の熱伝達および物質伝達

霜層を通過する熱量は以下の式で表される。

$$q_T = q_C + q_W + q_R \quad (1)$$

$$q_C = -\lambda_a \left(\frac{dT}{dy} \right)_f = h(T_\infty - T_f) \quad (2)$$

$$q_W = \dot{m} \{ c_{p1}(T_\infty - T_f) + L \} \quad (3)$$

$$q_R = f_1(F, \epsilon) \cdot \sigma \cdot (T_\infty^4 - T_f^4) \quad (4)$$

ここで、 q_T は全伝熱量、 q_C は対流伝熱量、 q_W は水蒸気移動による伝熱量、 q_R はふく射伝熱量である。また、着霜速度は、霜の付着量と時間の関係から求めることができ、次式で表される。

$$\dot{m} = h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1f}) \quad (5)$$

q_T は、ベークライト板の両面の温度差と熱伝導率を用いて算出した。式(4)内の $f_1(F, \epsilon)$ は、室内の幾何学的形状および霜層表面と周囲壁面のふく射率に依存する係数である。境界層内温度分布の測定より求めた q_C と、 q_W の測定値を用いて、本実験の $f_1(F, \epsilon)$ の値を見積ることができる。ふく射伝熱量は、霜層のふく射透過性などにも影響されると考えられるので、上述のようにして求めた $f_1(F, \epsilon)$ の値は霜層の性状により変化するものと思われ、実測値もかなりの範囲に分布している。本実験ではその平均値として 0.80 を使用した。水蒸気は濃度が小さいので完全ガスと近似し、霜層の表面では相対湿度が 100% であると仮定した。飽和水蒸気圧力には、Goff-Gratch の式¹¹⁾による値を用いた。以上の諸関係式を用い、局所ヌセルト数および局所シャウッド数と、局所グラスホフ数の関係を求めると、図3および図4のようになる。図中の実験値は実験開始後約7時間のもので、白丸が霜層表面温度がほぼ 0°C に近い状態の実験値を示し、黒丸は 0°C 以下 (約 -10°C まで) の状態の実験値を示しているが、両者で大きな差がないことがわかる。図より、本実験値は以下のように表される。

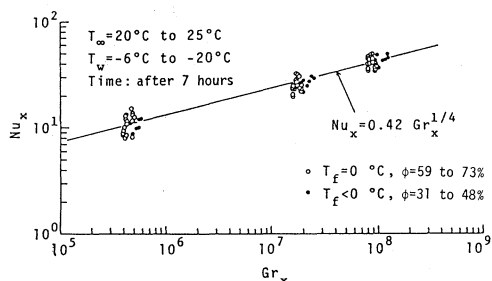


図3 垂直着霜面の自然対流熱伝達

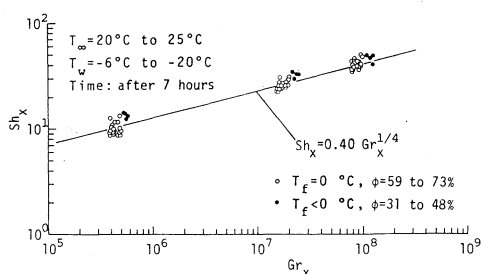


図4 垂直着霜面の自然対流物質伝達

$$Nu_x = 0.42 \ Gr_x^{1/4} \quad (6)$$

$$Sh_x = 0.40 \ Gr_x^{1/4} \quad (7)$$

3.2 霜層の熱伝導率

霜層の重要な熱物性値の一つとして、熱伝導率がある。霜層の見かけの熱伝導率は、霜層内部で放出される潜熱の影響も含めて、次式で定義される。

$$q_T = \lambda_F (T_f - T_w) / H_F \quad (8)$$

図5は、霜層の見かけの熱伝導率と密度の関係を示したもので、比較のために、これまで報告されているいくつかの実験結果も併せて記入してある。この図より、 λ_F は研究者によって多少異なる値を示してはいるものの、全体としては、 ρ_F のみの関数とみて大きな誤りはないと考えられる。すなわち、 ρ_F を規定している因子が λ_F を決定していることになり、 λ_F を予測するためには、 ρ_F に影響を与える諸量がわかればよいということになる。

以上のような観点から、 ρ_F の一般的な挙動を調べてみると、周囲の湿度が一定であれば冷却面温度が低い程（熱伝達大） ρ_F は小さく、冷却面温度が一定であれば、周囲湿度が大なる程（物質伝達大） ρ_F は小さくなる傾向がある。また、冷却面温度が低く（熱伝達大）でも、周囲湿度が低い場合（物質伝達小）には ρ_F は大となることがわかる。それゆえ、熱伝達条件および物質伝達条件は、それぞれ単独にはではなく、相互に関連して ρ_F に影響をおよぼしていることがわかる。

3.3 霜層の物性に影響をおよぼす因子

着霜初期の霜層成長の顕微鏡による観察によれば¹²⁾、着霜過程は図6に示されるような経過を辿ることがわかる。本実験程度の冷却面温度では、着霜は、最初に過冷却水滴の凝縮によって始まる。その過冷却水滴が時間の経過とともに成長、合体を繰返して大きくなってゆき、ある時間に凍結して霜堆積の核となる。以後は、その凍結した（霜

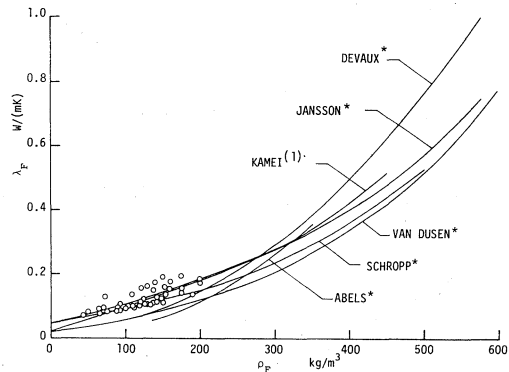


図5 霜層の熱伝導率と密度の関係
(*は、文献4)からの引用による)

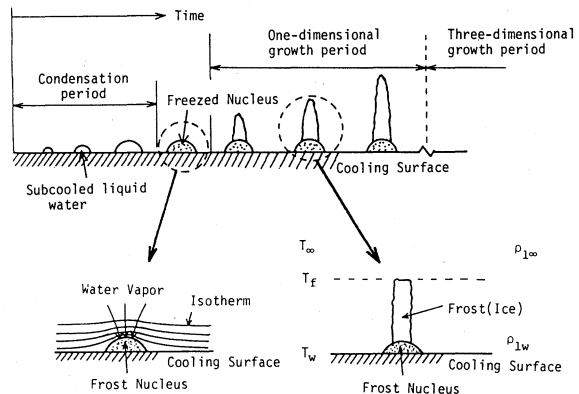


図6 着霜初期の霜成長のモデル図

の核)の上に霜(氷)の結晶が、主として冷却面に垂直方向に一次的に成長してゆく。さらに時間が経過すると、霜層は冷却面に垂直な方向ばかりでなく、冷却面に並行な方向にも成長する三次元的な成長形態を示すようになることがわかった。霜の核の上に堆積する霜層が、最初一次的な成長を示す理由としては、水蒸気拡散は濃度勾配の大きな場所ほど大きいので、霜の核の頂部に水蒸気が集中し、霜の結晶が成長するからであると推察される(図6)。このようにして発生した霜の結晶相互間の空隙は、かなり大きなため、ある時間経過した後の霜層のミクロ構造も、霜の核の幾何学的配列や空間的分布によって異なることになる。換言すれば、着霜初期の霜層の構造は、主として霜の核の数密度(単位面積あたりの個数)で決定される履歴を持つと考えられる。

霜層が一次的な成長を示す場合には、霜層の密度は、結晶成長先端付近の条件よりむしろ霜の核の数密度によって決定されるとみなし得る。そのような霜の核の生成には、冷却面の性状(ぬれやすさなど)や、空気流との間の対流熱伝達および物質伝達条件によって規定されるものと考えられる。それゆえ、 λ_F (あるいは ρ_F)規定する諸量として(λ_F の他に) h , $T_\infty - T_w$, h_D , $\rho_{1\infty} - \rho_{1w}$, L , x , τ および λ_a を選び、次元解析を行うと、つぎの結果が得られる。

$$\frac{\lambda_F}{\lambda_a} = f_2 \left(\frac{h_D(\rho_{1\infty} - \rho_{1w})L}{h(T_\infty - T_w)}, \frac{h_D\tau}{x}, \frac{hx}{\lambda_a} \right) \quad (9)$$

f_2 ()内の第1項は、水蒸気移動による潜熱量と対流伝熱量の比を示す無次元量である。第2項は、周囲湿り空気中に含まれる水蒸気の量に対して、冷却面に伝達される水蒸気量の割合を示す無次元量であり、第3項はヌセルト数である。

上述の次元解析は、着霜初期の霜層の物性は、着霜開始時の熱および物質伝達条件で決定されるという考えを基礎としている。したがって、用いた物理量は、基本的に通常の境界層問題で使用するものと同様であり、 f_2 ()内の各無次元量の値は、着霜条件(すなわち T_∞ , T_w , ϕ , τ) および式(6)および式(7)で与えられる h および h_D の値を使用すれば、決定することができる。

3.4 実験結果の無次元数整理

3.4.1 霜層密度の無次元数整理

図7は、 $(\lambda_F/\lambda_a)/Nu_x^{1/4}$ と $h_D\tau/x$ の関係を示したものである。この図より、 $\lambda_F/\lambda_a \propto [(h_D\tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)]^{1/4}$ であることがわかる。前述したように、 λ_F は ρ_F の関数と考えられるので、 ρ_F も無次元量 $(h_D\tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)$ の関数となることが期待できる。そこで、 ρ_F/ρ_{ice} と $(h_D\tau/x)$

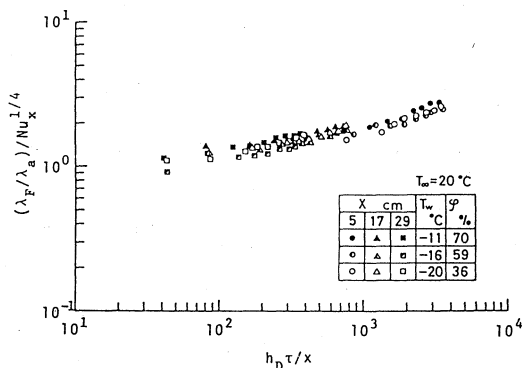


図7 $(\lambda_F/\lambda_a)/Nu_x^{1/4}$ と $h_D\tau/x$ の関係

$x) \cdot (hx/\lambda_a)$ の関係を図8に示す。この図より、 ρ_F は冷却面温度が低くなると、わずかながら低い値を示す傾向にある。したがって、 ρ_F は、上記無次元量だけの関数ではなく、 T_w にも依存しているものと考えられる。図8において、図11の直線 (b) で示される部分 (三次元的な成長を示す部分) に対応した実験値は、ほぼ次式によって表わされることがわかる。

$$\frac{\rho_F}{\rho_{ice}} = 0.001 \left[\left(\frac{h_D \tau}{x} \right) \cdot \left(\frac{hx}{\lambda_a} \right) \right]^{1/2}, \quad \left(\frac{h_D \tau}{x} \right) \cdot \left(\frac{hx}{\lambda_a} \right) > 5 \times 10^3 \quad (10)$$

霜の付着量の実測値は、図10に示してあるように、時間の約1乗に比例して増加している。また、図11に示されるように、霜層の厚さは時間が経過すると、時間の1/2乗に比例して増加するようになるので、霜の密度は時間の1/2乗に比例して増加することになる。それゆえ、式(10)が成立するという事は、周囲から伝達された水蒸気が霜表面だけに堆積するのではなく、霜層の内部にも堆積することを意味しており、霜の成長が図6で示される一次元的な成長に続く三次元的な成長段階へ移行したことを示しているものと考えることができる。また、図8aおよびbより、冷却面温度が高く、かつ周囲の湿度が小さな場合の ρ_F は、式(10)とはかなり

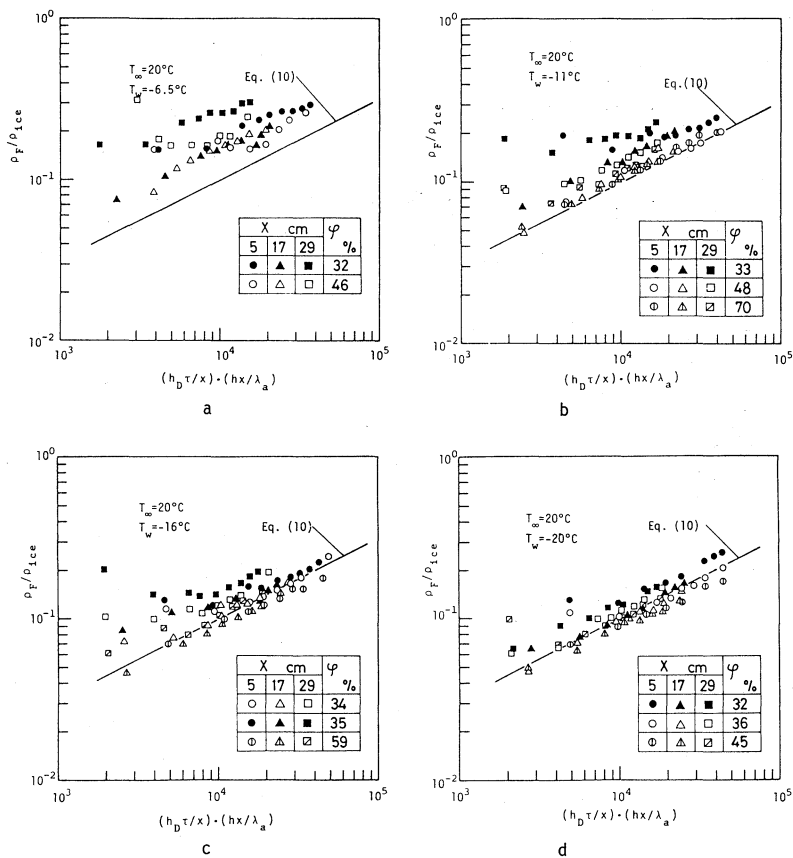


図8 霜層密度の無次元整理

異なる値を示していることがわかる。これらの実験値は図11を参照すると、直線 (a) で近似される(霜層厚さが時間の1乗に比例して増加する)実験値に対応していることがわかる。図9は、霜層が一次元的な成長を示す場合の ρ_F は、霜の核ができた段階での密度と、核の上に一次元的に成長する霜(柱)層の密度の相対的な関係によって決定されるという、著者らの考えを定性的に説明した図である。すなわち、冷却面温度が高く、かつ周囲湿度が小さな条件下では、霜の核の大きさは小さくなる傾向にあり、核が発生し終わった段階での密度(過冷却水滴が凍結したものなので、かなり大きな値であると予想される)と、その上に一次元的に成長する霜層の密度との間に大きな差はなく、しかも成長が遅いために、図9の曲線(a)で示されるように、長時間にわたり密度が大で一定の傾向を示すものと考えられる。一方、冷却面温度が低く周囲湿度も大きな条件下では、霜の核の大きさは大きくなる傾向にあり、核が発生し終わった段階での密度と、核の上に成長する霜層の密度の差が大きく、しかも成長速度が大きいので、全体の密度は時間とともに減少してゆき、短時間の内に式(10)が成立する状態になるものと考えられる(図9曲線(b))。林ら¹³⁾は、強制対流下で平板上に生成する霜層の成長型を分類し、各成長型における霜層密度の経時変化を示している。その結果、着霜速度が大きく、霜層の成長速度が速い場合、霜層の成長過程の遷移が短い時間内で起り、着霜速度が小さな場合には遷移に要する時間も長くなり、密度もほぼ一定値をとることを述べているが、この傾向は、本実験結果と定性的に非常によく一致している。

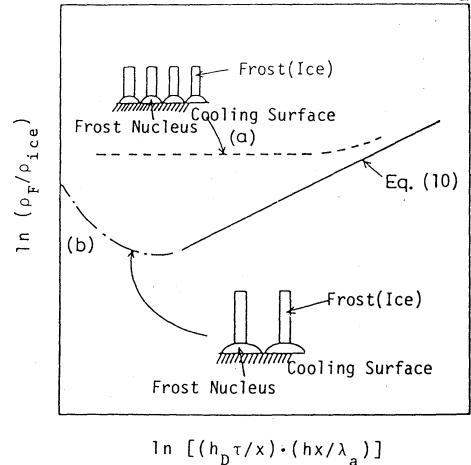


図9 発生初期における霜層の密度変化の説明図

3.4.2 霜層厚さの無次元数整理

霜の付着量は、図10(図中の実線は、実験値の傾向を示したもの)に示してあるように、時間の0.9乗から1.0乗に比例して増加していることがわかる。霜の付着量は次式によって表される。

$$m_F = \rho_F H_F = h_D (\rho_{1\infty} - \rho_{1f}) \tau \quad (11)$$

霜層表面温度は予測が困難なため、 ρ_{1f} を前もって計算することはできない。そこで便宜的に ρ_{1f} の代わりに ρ_{1w} を使用すると、霜層厚さは近似的に

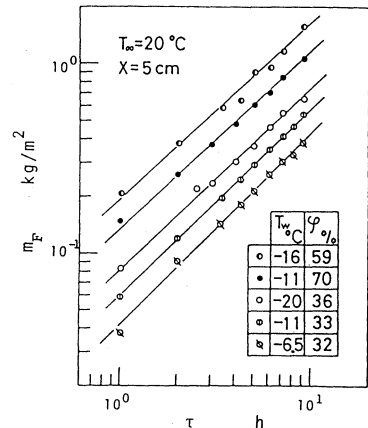


図10 霜の付着量と時間の関係

$$\frac{hH_F}{\lambda_a} = \frac{(\rho_{1\infty} - \rho_{1W})}{\rho_F} \left[\left(\frac{h_D \tau}{x} \right) \cdot \left(\frac{hx}{\lambda_a} \right) \right] \quad (12)$$

となる。 ρ_F に、式 (10) を代入すると上式は

$$\frac{hH_F}{\lambda_a} \propto \frac{(\rho_{1\infty} - \rho_{1W})}{\rho_{ice}} \left[\left(\frac{h_D \tau}{x} \right) \cdot \left(\frac{hx}{\lambda_a} \right) \right]^{1/2} \quad (13)$$

と書くことができる。図11に、霜層厚さ hH_F/λ_a と $[(\rho_{1\infty} - \rho_{1W})/\rho_{\infty}]^2 [(h_D \tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)]$ の関係を示してある。図中の実線 (a) および (b) は、後述の式 (14) および式 (15) を示している。各図で、横座標の値が小さな部分の実験値のバラツキが大きいのは、この部分は、着霜の初期に相当しており、霜層がきわめて薄く、かつ粗いために、厚さの測定精度が悪くなるためである。これらの図より、霜層厚さは式 (13) で示されるように、時間の 1/2 乗に比例して増加していることがわかるが、横座標の値が 10^{-1} 以下では、実験値がこの関係からはずれる傾向がみられた。そこで、霜層厚さのより詳細な変化を調べるために、別の実験装置を製作し、測定開始時間を実験開始後 5 分からにして、5 分から 10 分間隔で約 3 時間測定した結果を図12

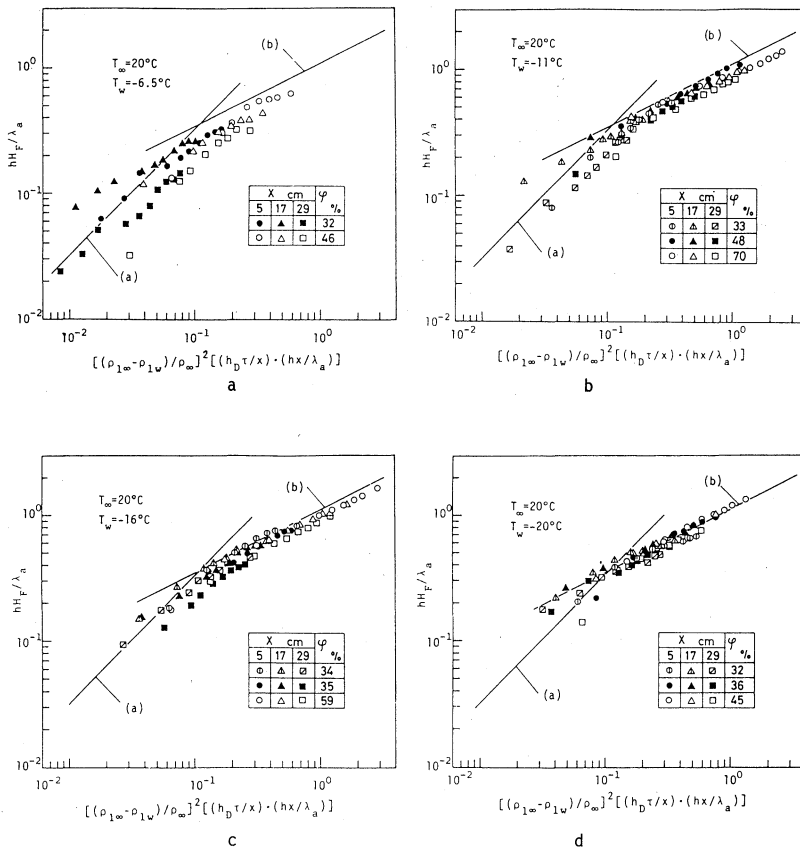


図11 霜層厚さの無次元整理

に示す。この図は、霜の成長を $[(\rho_{1\infty} - \rho_{1W})/\rho_{\infty}]^2 [(h_D \tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)]$ の値が約 10^{-1} を境として、二つの部分に分けることができることを明らかにしている。一つは、霜層の厚さが時間の1乗に比例して増加する部分（図12、直線 (a)）であり、これは式 (12) からわかるように、 ρ_F が一定値をとる場合に実現されると考えられるので、図6で示されるような一次元的な霜の成長を示しているものと考えられる。もう一つは、霜層の厚さが時間の1/2乗に比例して増加する部分（図12、直線 (b)）であり、水蒸気が霜層表面だけではなく、霜層内部にも堆積する三次元的な成長形態を示しているものと解釈できる。各部分の霜層の厚さは、それぞれ以下の式によって整理される。

$$hF/\lambda_a = 3.23 Z, \quad Z < 0.11$$

(14)

$$hF/\lambda_a = 1.08 Z^{1/2}, \quad Z > 0.11$$

(15)

ここで、 $Z = [(\rho_{1\infty} - \rho_{1W})/\rho_{\infty}]^2 [(h_D \tau/x) \cdot (hx/\lambda_a)]$ である。

式 (15) は、また

$$H_F \propto (\rho_{1\infty} - \rho_{1W})(\tau \cdot h_D/h)^{1/2} \quad (16)$$

と書くこともできる。着霜時の熱伝達と物質伝達の間にアナロジーが成立つと考えると、 h_D/h の値は一定値をとるために、霜層の厚さは冷却面上の位置には依存せず、周囲と冷却面の水蒸気の密度差と時間によって決定されることになる。この結果は、平板または円柱状冷却面上に成長する霜層の厚さは、場所に依らずほぼ様な値を示すという従来までの観測結果⁵⁾と一致している。なお、Schneider は、強制対流中の円柱上に成長する霜の実験を行い、冷却面の形状や、周囲と冷却面の水蒸気の分圧差およびレイノルズ数は、霜層の厚さに影響を与えないことを報告している⁸⁾。しかしながら、彼の実験は、主流の相対湿度が100%に近い条件で行われており、フォグ発生の可能性もあり、本実験結果と比較することは適当ではないと考えられる。

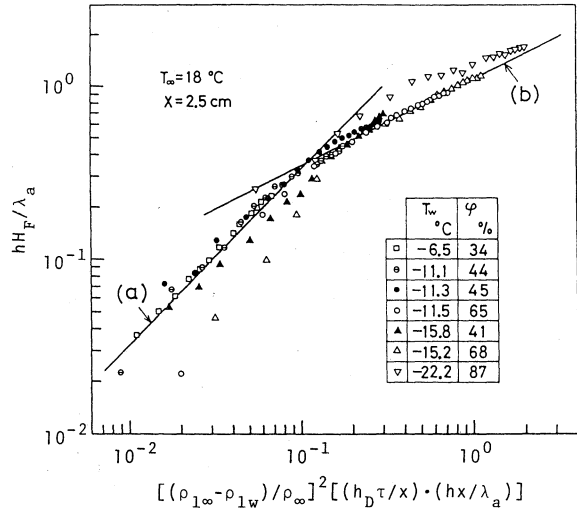


図12 霜層厚さの無次元整理

4. 結 言

自然対流下の着霜実験を行い、霜層の密度および厚さを無次元量を用いて整理した結果、霜層の初期の成長過程は無次元量 $[(\rho_{1\infty} - \rho_{1W})/\rho_{\infty}]^2 [(h_D \tau/x) (hx/\lambda_a)]$ の値が約 10^{-1} を境として、霜層厚さが時間の1乗に比例して増加する時間と、時間の1/2乗に比例して増加する時期の二つの部分に分けられることが明らかとなった。それぞれの時期は、霜層が一次元的な成長を示す期間と、三次元的な成長を示す時期に対応しているものと考えられる。また、三次元的な成長を示す時期の霜層の密度は、式(10)で整理されることがわかった。無次元量を導入するために行なった初期の霜層成長に関する考察は、自然対流下の着霜だけではなく、強制対流下の着霜に対しても適用できるものと考えられるので、強制対流下で成長する霜層の密度および厚さも、本研究で得られた無次元量で整理できるものの期待される。

霜層がより厚く、密に成長して霜層表面温度が 0°C に達し、表面の融解が起こる場合には、霜層の稠密化する機構が本研究で対象としているものと異なってくる。本研究は、主として発生初期の霜層を取扱っており、霜層表面の融解が起こる場合には、本研究で得られた無次元関係が適用できない。そのような場合に対する霜層物性の予測に関しては、今後の研究の発展に期待したい。

終わりに、本研究を行うに当たり、ご助言をいただいた北海道大学工学部関 信弘教授、ならびに装置の製作にご協力いただいた本学産業機械工学科村本和夫助手に感謝の意を表する。

使 用 記 号

D : 拡散係数	$[\text{m}^2/\text{h}]$	T : 温度	$[\text{K}]$
Gr_x : グラスホフ数, $gx^3(1-\rho_{\infty}/\rho_W)/\nu^2$	$[-]$	x : 冷却板上端からの距離	$[\text{m}]$
g : 重力加速度	$[\text{m}/\text{h}^2]$	λ_a : 空気熱伝導率	$[\text{W}/(\text{mK})]$
H_F : 霜層の厚さ	$[\text{m}]$	λ_F : 霜層熱伝導率	$[\text{W}/(\text{mK})]$
h : 局所熱伝達率	$[\text{W}/(\text{m}^2\text{K})]$	ν : 空気動粘度	$[\text{m}^2/\text{h}]$
h_D : 局所物質伝達率	$[\text{m}/\text{h}]$	ρ : 湿り空気密度	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
L : 相変化の潜熱	$[\text{J}/\text{kg}]$	ρ_F : 霜層密度	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
$\dot{m}$: 着霜速度	$[\text{kg}/(\text{m}^2\text{h})]$	ρ_{ice} : 氷の密度	$[\text{kg}/\text{m}^3]$
Nu_x : 局所ヌセルト数, hx/λ_a	$[-]$	σ : Stefan-Boltzmann 定数	$[\text{W}/(\text{m}^2\text{K}^4)]$
q_T : 全伝熱量	$[\text{W}/\text{m}^2]$	τ : 時間	$[\text{h}]$
Sh_x : 局所シャウット数, $h_D x/D$	$[-]$	ϕ : 相対湿度	$[\%]$

添 字

 F : 霜層 i : 水蒸気 f : 霜層表面 ∞ : 周囲状態 w : 冷却面

(昭和58年5月20日 受理)

参 考 文 献

- 1) 亀井・ほか3名: 化学機械 **14**, 53 (1950).
- 2) Whitehurst, C. H.: ASHRAE J. **4**, 58 (1962).
- 3) Kennedy, L. A. and Goodman, J.: Int. J. Heat Mass Transfer **17**, 477 (1974).
- 4) Yonko, J. D. and Sepsy, C. F.: ASHRAE Trans. **73**, Part 1. 1-1 (1967).
- 5) Biguria, G. and Wenzel, L. A.: I&EC Fundam. **9**, 129 (1970).
- 6) 山川・大谷: 化学工学 **36**, (2) 197 (1972).
- 7) 林・ほか2名: 機械学会論文集 **42**, (355) 893 (1976).
- 8) Schneider, H. W.: Int. J. Heat Mass Transfer **21**, 1019 (1978).
- 9) Cremers, C. J. and Mehra, V. K.: Trans ASME, J. Heat Transfer **104**, 3 (1982).
- 10) White, J. E. and Cremers, C. J.: Trans. ASME, J. Heat Transfer **103**, 3 (1981).
- 11) Goff, J. A.: Humidity and Moisture **3**, (Reinhold, 1965).
- 12) 斉藤・ほか3名: 機械学会論文集 (投稿中).
- 13) Hayashi, Y・ほか3名: Trans. ASME, J. Heat Transfer **99**, 239 (1977).

火炎の燃焼・熱伝達特性に関する研究

(第1報, 定常拡散火炎の放射吸収(減衰)係数の分布について)

媚 山 政 良

A Study on the Characteristics of Combustion and Heat Transfer of a Flame

(1st Report, Radiative Absorption (Extinction)
Coefficient of Stationary Diffusion Flames)

Masayoshi Kobiyama

Abstract

The distributions of the radiative absorption (extinction) coefficient are important characteristic values for the theoretical prediction of the heat transfer of the flames and furnaces. In this paper, some distributions of the absorption coefficient of the coaxial diffusion flames in the steady state were measured with the vertical cylindrical furnace and combustive wind tunnel and with various experimental conditions and fuels. The experimental results show that the distributions of radiative absorption coefficient are complex and the values are different according to the experimental conditions.

1. 緒 言

火炎は J・H・ロニー・エネの「人類創成(火の戦争)」にみるように、古くから人間の営みを支えてきた、時々不誠実な面を見せることはあるが仲の良い「生き物」である。しかし、その利用技術は必ずしも大きく発展してきたわけではなく、近年、種々の社会的要請により、新しい効率の良い燃焼方法の開発と火炎の特性の理論的な推定方法の拡充が望まれるに至っている¹⁾。

新しい燃焼技術の開発は燃料の物理性、化学性については当然のことながら、燃焼を支える燃焼器および補機についての検討も含め、幅広く行なわれてきており、具体的には次に述べる方面での研究開発が主であるように思われる。すなわち、i) 火炎の燃焼反応速度を高めつつ安定した燃焼範囲を広げる方法の研究開発。ii) 火炎から受熱面への熱伝達速度を高める方法。

iii) 燃料の完全な燃焼と排ガスを清浄化させる方法。iv) 燃料の種類の多様化に対応するための開発。v) 部分負荷時にもボイラ効率，燃焼効率などを低下させない燃焼方法の開発。これらの研究開発の対象は各々独立しておらず同時に達成させたい目標である。

火炎の燃焼・熱伝達特性の推定はこれまで主として経験すなわち試作により行なわれてきたが，上述の新しい燃焼技術の開発要請などにより，試作前にかなり詳しい特性の予測を必要としてきている。火炎の特性の推定方法はいくつか提案されてきているが，火炎は高温であり，その中で起る化学反応は時間が無視できる程早いため，燃料と空気および燃焼ガスの混合過程をもって火炎の特性の推定を行なうことも可能である。このため，主に次の三つに分類できる²⁾。すなわち，i) 乱流噴流の相似則に基づく方法。ii) 統計的に炉内を良く混合された領域とプラグ流領域に分割した簡単なモデルにより，熱伝達量の総量などを算出する方法。iii) 炉内の現象に対応する一連の質量，運動量，エネルギーの偏微（積）分方程式に対応する境界条件および二，三の補助方程式とともに解く方法。これらの方法は各々長所，短所を併せ持っており，対象とする火炎や燃焼装置および要求される物理量とその精度などにより使い分けられている。しかし，これらの方法はいずれもほぼ確立はしているが，適応できる火炎や燃焼装置の簡囲が狭く，また，具体的ないくつかの特性値などをさらに測定し取り込まなければ有効な利用を行ない得ない状態にある。

したがって，本研究ではこれらの背景のもとに，火炎の有効な利用方法についての検討を行なうとともに，火炎の特性の推定方法の拡充，発展のための資料の提供および検討を行なうことにする。

まず本報では，火炎およびそれを利用する火炎の熱伝達特性の予測に必要な，拡散火炎およびそれを取りまく燃焼ガスの放射吸収（減衰）係数を実験用立型円筒火炉および燃焼風洞を用い測定したのでその結果を報告する。

主 な 記 号

d : 空気供給口直径	m	T_g : ガス温度	°K
G_{fu} : 燃料流量	kg/h	V_{air} : 入口空気流速	m/s
L_{cc} : 燃焼室の長さ	m	V_{fu} : 入口燃料流速	m/s
L_f : 火炎の長さ	m	z : 軸（鉛直）方向	
l : 放射吸収係数 κ の軌跡		α : 入口空気旋回角	rad
$l\kappa$: $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ の軌跡		ϵ_g : 放射率	
q_R : 放射受熱量（火炉の場合）	kcal/m ² h	κ : 放射吸収係数	1/m
q_R^* : 放射受熱量（風洞の場合）	kcal/m ² h	λ : 空気過剰係数	
r : 半径方向		σ : ステファン・ボルツマン定数	kcal/m ² s°K ⁴
r_0 : 燃焼室半径	m		

2. 火炎の放射吸収（減衰）係数について

火炎の放射吸収係数の値は、予混合火炎などの不輝炎の場合あるいは輝炎であってもその輝度が低い場合には小さく、これに伴い火炎内の熱伝達構造に占める放射熱伝達量の割合も低い。しかし、これらの火炎も含め空間を隔てた燃焼器の側壁へ伝達される熱は放射によるものが主であり、その熱量を推定する場合には、火炎および燃焼ガスの放射吸収係数の値は不可欠な特性値となる。本報で取扱う放射吸収係数および平均放射率は燃焼器内の浮遊炭素粒子や噴霧油滴の散乱の影響を受けた値であり、狭義の放射吸収係数の値を示しているわけではなく、むしろ放射減衰係数と表現される値である。しかし、実際の火炎およびそれを内包する火炉燃焼室の熱伝達の数値解析では、放射吸収係数と放射散乱係数を分離し用いる長所は、火炎などが灰色体近似を行ない得ない特殊な場合以外にはない。したがって、本報では吸収係数と散乱係数の和、すなわち減衰係数を放射吸収係数とする広義の定義に従い用いる。

火炎の熱伝達特性の理論解析（予測）における放射吸収係数の取扱い方法はおもに次の二通りに分類される。すなわち、i) 炉内において放射吸収係数を一定³⁾ないしは火炎と燃焼ガスに對しおのおの異なる一定の値⁴⁾を与え解析する方法。ii) 局所的な放射吸収係数の値（すなわち分布）を用い解析する方法。なお、これらの方法は前述の火炎の特性の推定方法の分類に関連している。前者の放射吸収係数の取扱い方は主流に直角方向の分布を考慮しておらず、一般にこの方向での温度変化およびガス組成の変化は大きく、それに伴い放射吸収係数の変化も大きいことが予想されるため、壁面熱負荷分布などの詳しい推定を行なうには適してはいない。これに対し、後者の方法はこの欠点を克服できる。しかし、火炎を含む炉内の放射吸収係数の分布は、局所的な放射性媒体の分圧から算出する⁵⁾ことが可能ではあるが、工業的に最も広く用いられている輝炎では H_2O 、 CO_2 などのガス放射とともに炭素粒子すなわち煤からの固体放射の量が多く、煤の発生、成長過程の解明が十分行なわれてきているとは言難い現在、不輝炎など特殊な火炎の例を除き、放射吸収係数の分布を炉内ガスの成分の分布から算出するのは無理なようである。（逆に火炎の放射特性から煤の分布を推定して行くことは可能である。）したがって、現在の所、炉内の燃焼・熱伝達特性の数値解析においては放射吸収係数の分布を物理的入力とせざるを得ない。

したがって、本報では上述の物理的入力とする放射吸収係数の分布を既報⁶⁾による実験方法により求め示すとともに検討を行なう。ここで示す放射吸収係数は軸対称の二次元的な温度分布、濃度および流れの分布をもつ火炎および燃焼ガスに対する値（分布）であり、横置火炉、直方体火炉などにおける値ではない。しかし、工業的に利用されている火炎の最も基本的

な形態は軸対称同軸流火炎であり、本報の結果から非軸対称火炎についての分布も推定される。なお、任意の形状を有する放射性媒体の吸収係数の測定方法は既に報告⁷⁾してある。

なお、従来、火炎および燃焼ガスに対する放射吸収係数は、主流方向に対し直角方向の平均放射率^{8, 9, 10, 11, 12)}として測定されており、代表的な平均放射率の測定方法には、i) 光高温計と放射温度計を併用する方法 ii) Schmidt 法 iii) Traversing 法があるが、これらの方法を既報^{6, 7)}に準じた用い方をすると軸対称媒体および任意形状の媒体の放射吸収係数の分布を求めることができそうであることおよび非接触のより優れた測定方法が開発できる可能性のあることを付記しておく。また、主流方向および主流に直角方向の放射率を測定した例としては微粉炭燃焼の場合について1931年 Rosin¹³⁾により報告された例はあるが測定方法に不明な点が多い。

3. 火炉内の乱流拡散火炎の放射吸収係数分布

3.1 実験装置および実験条件

装置全体図を図1に、火炉の寸法を図2に示す。火炉は立型円筒形であり、内径400mm、高さ400mmの同寸法のブロックを積み重ねることにより燃焼室の長さ L_{cc} を変えることができる。本実験では400mm, 800mm, 1200mmの三段階に分け測定を行なった。また、各プロ

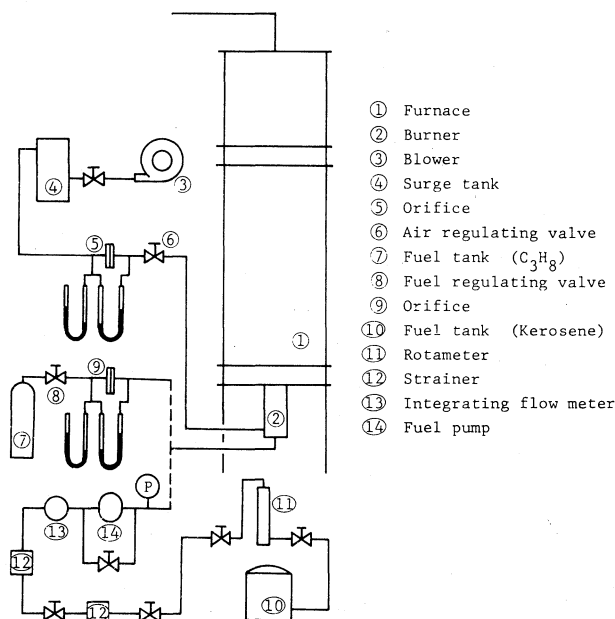


図1 立型円筒火炉の装置全体図

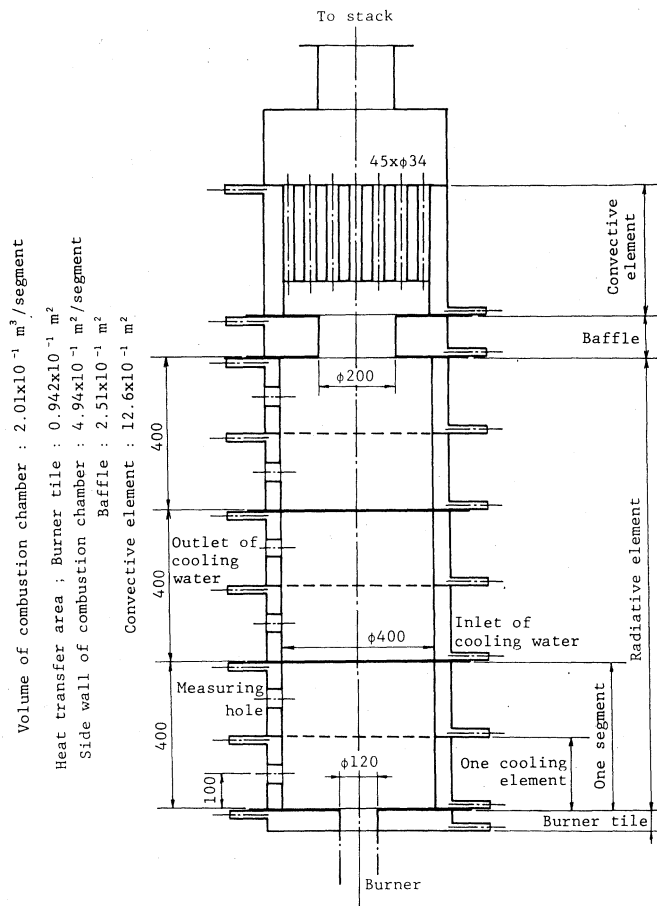


図2 火炉本体

ックは二重管構造で、その間に冷却水を流し炉壁の温度を調整できるように各ブロックを2つの冷却水系統に分割してある。なお、炉内の水蒸気が炉内壁で凝縮することを防ぐため、冷却水の一部を循環させ、水冷壁入口温度を約75℃、出口温度を約85℃に保っており、火炉内壁は黒色耐熱塗料を塗布し、放射に対し、ほぼ黒体壁としている。また、火炉の上部には内径35mm、長さ250mmの鋼管45本を配し、煙管群を構成し、排ガスの炉内に及ぼす放射の影響を軽減している。

燃焼用空気は遠心送風機からサージタンク、空気導管を通り、オリフィスを用い流量を測定した後、図3(a)に示すレジスタから炉内へ供給した。炉内へ流入する空気の流れはレジスタにとり付けた内径 $d=60\text{mm}$ 、 85mm のリングにより設定し、空気旋回角 α は同図(b)に示す角度 45° 、 60° の旋回翼を用い形成させ、 0° の場合には旋回翼を用いなかった。

燃料にはプロパンガスないしは灯油を用い、図1に示すおのおの独立した系統を用い、プロパンガスは圧力調節弁により、灯油はギアポンプの吐出圧調節弁により流量を調節し、おのおの

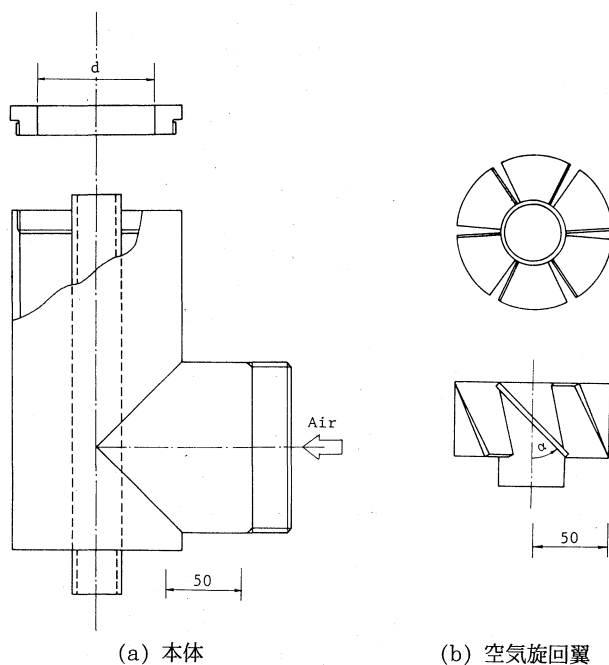


図3 エアーレジスター

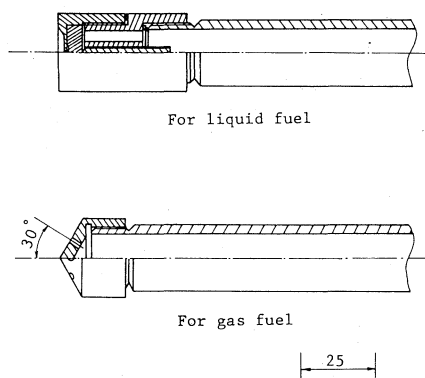


図4 バーナ

オリフィス，ロータメータによりその流量を測定した後，バーナを通し炉内へ供給した。図4にバーナを示す。プロパンガス用バーナは噴射角 60° で2.6mmの噴射口が6個設けられている。灯油用バーナは圧力噴霧式で噴孔径0.25, 0.40, 0.60mmのものをうい，いずれも噴霧角は約 45° である。炉内からの放射熱量を測定する放射計および視野を設定するのに用いた絞り筒を図5に示す。放射計は銅—コンスタンタン熱電推を感熱部に持つ全波長型である。放射受熱量と起電力の関係を求める校正時および測定利用時には，放射計の空孔および絞り管内の水蒸気を排出するため，常時 N_2 ガスを流した。なお，本報の測定範囲では放射計の平均電圧感度はほぼ一定の値を示した。

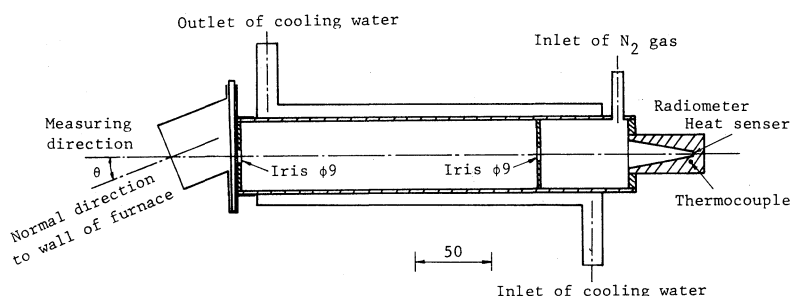


図5 放射計および絞り筒

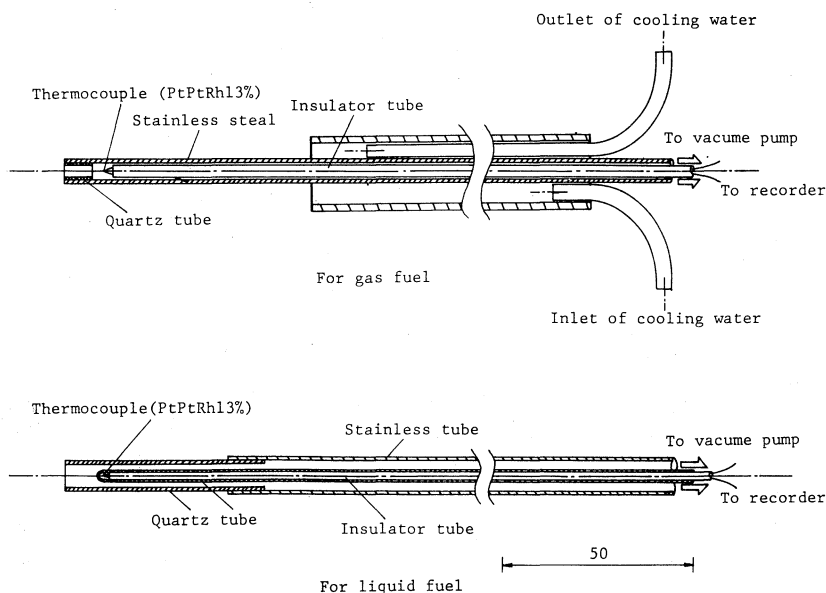


図6 吸引温度計

火炎および燃焼ガスの温度は図6に示す Pt-PtRh (13%) を用いた吸引温度計を用い行なった。プロパンガス用の吸引温度計は吸引速度を上げるため入口を石英管を用い絞っている。火炉内最高温度部において、図6に示すガス用温度計で絞りを持たない場合と絞りを支える管を石英とした場合の測定値を比較すると吸引速度が同一であれば両者にほとんど有意な差異は認められず、また、図6に示す状態と絞りの石英管をはずした場合との測定結果では前者の方が同一吸引流量時における指示温度においても最高指示温度においても高い値を示した。

火炉の二次元性の確認のため、通常の測定方向に対向する測定窓からも測定した。図7は最高温度を含む半径方向の測定例である。低温部では若干の差異を示すが、全般的にはほぼ同一の温度を示す。また、壁からみた方位角 θ 方向については放射受熱量を通常の測定方向と逆向きにも測定を行ってみたが、両者にほとんど有意な差異は認められず、火炎の二次元性はほぼ満足されているものと考えられる。

実験条件を表1に示す。プロパンガス、灯油いずれの場合も燃焼室熱発生率を一定とし、プ

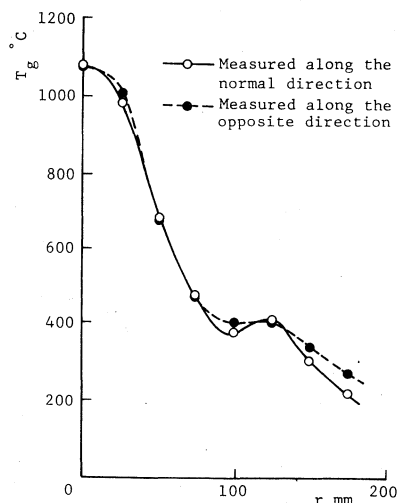
図7 温度 T_g の対称性

表1 実験条件

(a) プロパンガスの燃焼実験時

Experimental Number	Fuel Flow Rate	Excess Air Ratio	Diameter of Air Port	Inlet Air Velocity	Length of Combustion Chamber	Heat Generating Rate
	kg/h	λ	d mm	V_{air} m/s	Lcc mm	kcal/m ³ h
R101	1.8	1.2	60	4.20	1200	1.32×10^5
R102	1.8	1.1	60	3.85	1200	1.32×10^5
R103	1.8	1.05	60	3.68	1200	1.32×10^5
R104	1.8	1.1	85	1.55	1200	1.32×10^5
R105	2.4	1.1	60	5.13	1600	1.32×10^5
R106	1.2	1.1	60	2.57	800	1.32×10^5

(b) 灯油の燃焼実験時

Experimental Number	Fuel Flow Rate	Excess Air Ratio	Diameter of Air Port	Inlet Air Velocity	Swirl Angle	Length of Combustion Chamber	Diameter of Burner
	kg/h	λ	d mm	V_{air} m/s	α deg	Lcc mm	mm
R201	1.8	1.1	60	3.63	0	1200	0.4
R202	1.8	1.2	60	3.96	0	1200	0.4
R203	1.8	1.3	60	4.29	0	1200	0.4
R204	1.8	1.2	60	3.96	45	1200	0.4
R205	1.8	1.2	60	3.96	60	1200	0.4
R206	2.4	1.2	60	5.28	0	1600	0.6
R207	1.2	1.2	60	2.64	0	800	1.0

表2 燃料の組成

(a) プロパンガス

	C_3H_8	$CH_2(C_2H_4)$	$CHCH_3(C_3H_6)$	i- C_4H_{10}	n- C_4H_{10}	etc
v/v %	94.0	0.1	1.0	1.0	1.0	2.9

(b) 灯油

	C	H	etc
m/m %	86.0	13.8	0.2

ロパンガスの場合, 空気過剰係数 (R 101, 102, 103), 入口空気速度 (R 102, R 104), 燃焼室の長さ (R 102, R 105, R 106) をパラメータとし, 灯油の場合, 空気過剰係数 (R 201, R 202, R 203), 空気旋回角度 (R 202, R 204, R 205), 燃焼室の長さ (R 202, R 206, R 207) をパラメータとした。燃料の組成を表2に示す。

3.2 測定結果および考察

3.2.1 温度と放射受熱量の測定結果 プロパンガス燃焼時および灯油燃焼時における炉内ガス温度 T_g および放射受熱量 q_R の分布をおのおの図8, 図9に示す。放射受熱量 q_R (正味の値) の分布は既報³⁾の図2に示す放射受熱量測定方向 θ_i に対応する半径 r_i , すなわち放射計の測定方向の軸と同一平面の火炉の中心からそれへの垂線の長さをうい示してある。

燃焼条件, 燃料の種類によって温度はかなり異なった分布を示す。壁温は炉内ガス温度分布から放物線による外挿を用い求めた。確認のためいくつかの例につき壁温を測定したが両者は比較的良好一致を示した。また, 放射受熱量は測定方向の方位角 θ_i を $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ$ に変化させ測定した。これ以上の方位角での測定は測定窓および放射計の幾何学的関係により行ない得なかったのて上記測定値から外挿した。一般に中心軸上で放射受熱量は高い値を示すが, 灯油燃焼時の R 202, R 204, R 205 にみられるように必ずしもその限りではない。

なお, これらの温度, 放射受熱量は流れが乱流であるため, 図示した値を中心に最大で約15%程度の振れを示した。火炎は燃料の種類, 設定条件によらずバーナ直後で不輝炎となるほかは輝炎となった。

3.2.2 放射吸収係数 温度および放射受熱量の分布から算出³⁾した放射吸収係数の分布を燃料の種類および各パラメータ毎にまとめ図10～図15に示す。図10～図12はプロパンガスを燃料とした場合の結果で, 図10は空気過剰係数 λ , 図11は入口空気速度 V_{air} , 図12は燃焼室の長さ L_{cc} による変化を示す。図13～15は灯油を燃料とした場合の結果で, 図13は空気過剰係数 λ , 図14は入口空気旋回角 α , 図15は燃焼室の長さ L_{cc} による変化を示す図である。

これらの放射吸収係数の分布から, 次の一般的な傾向を得る。すなわち, 半径方向に温度勾

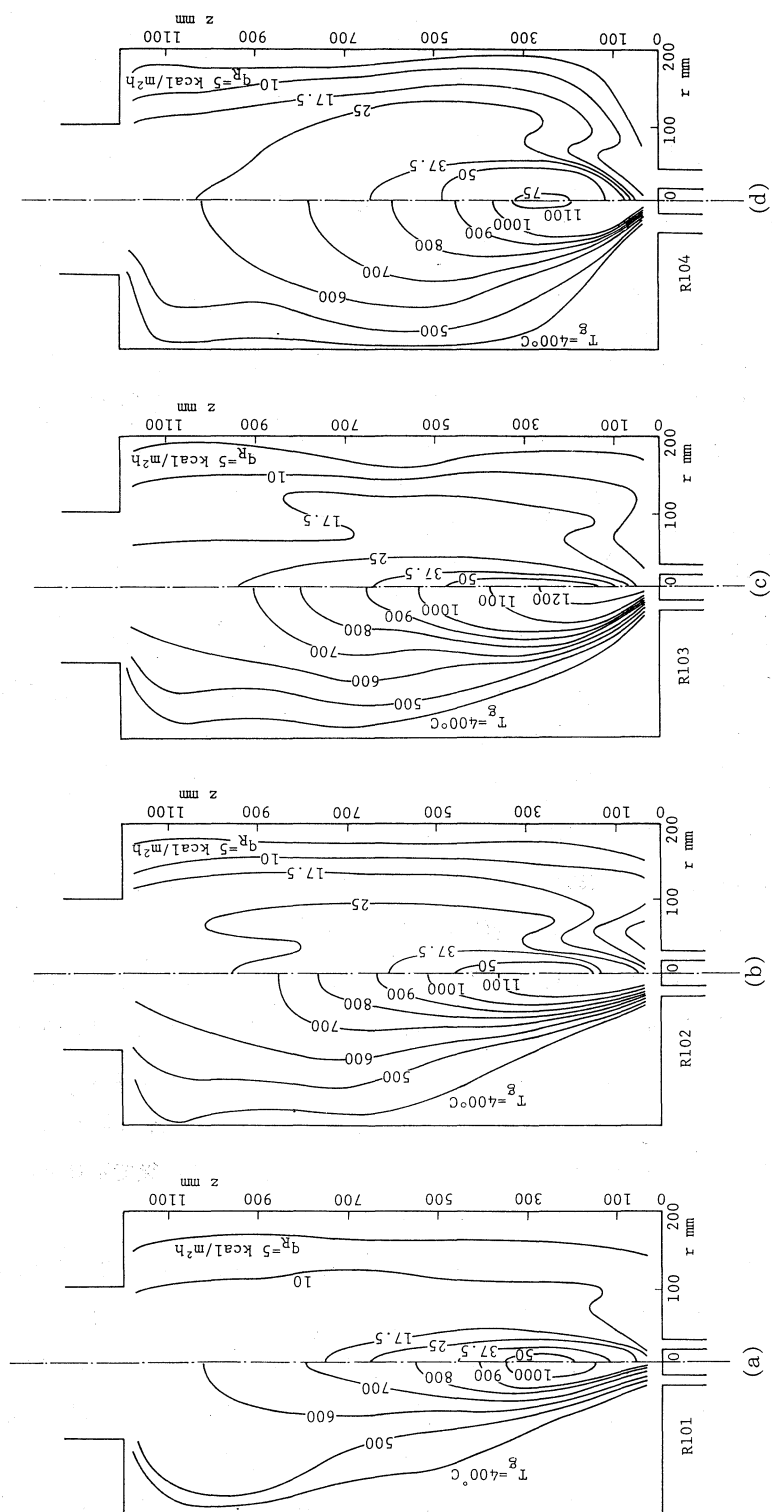


図8 炉内ガス温度 T_g および放射受熱量 q_R (プロパンガス燃焼時)

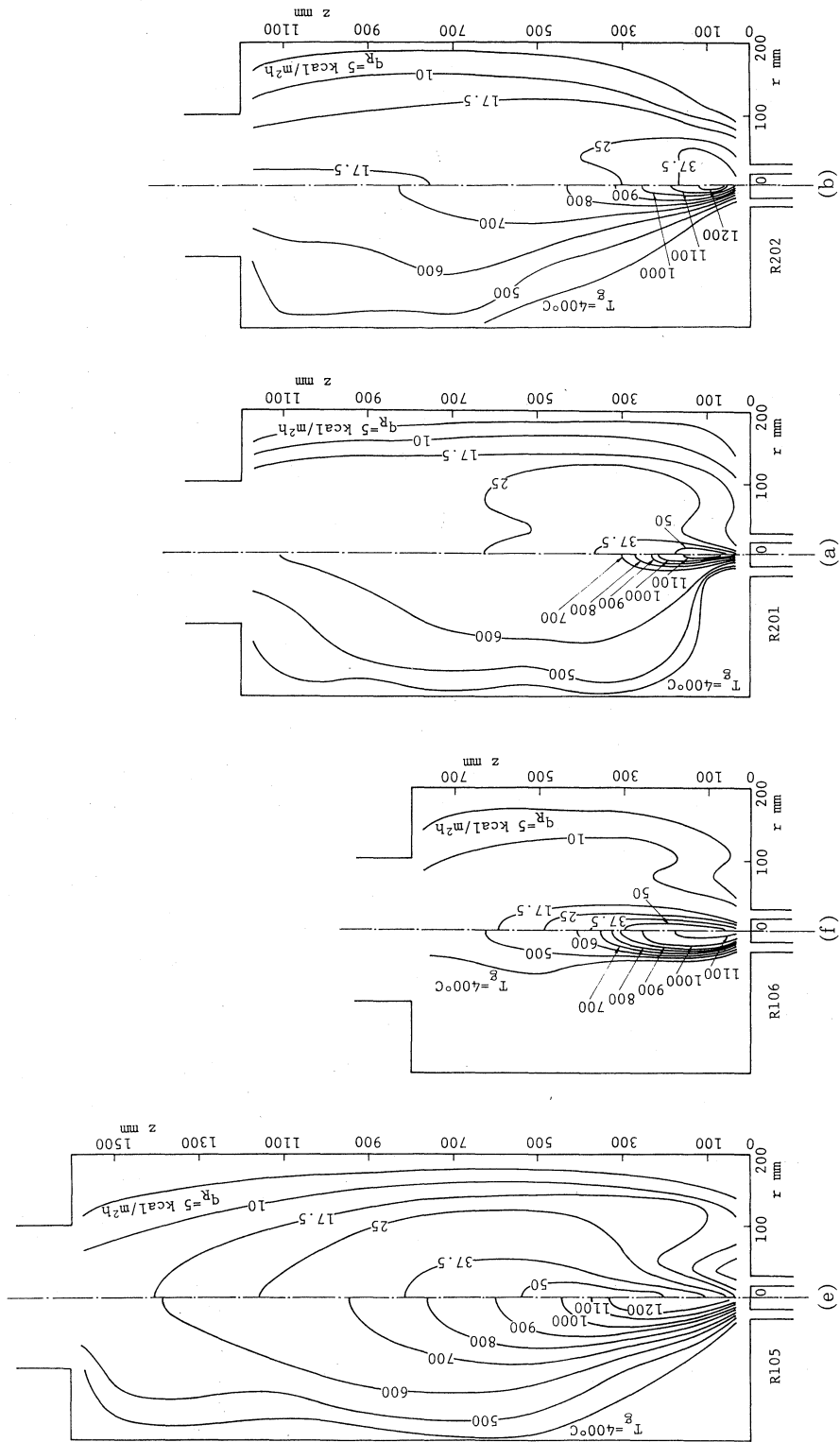


図8 炉内ガス温度 T_g および放射受熱量 q_R (プロパンガス燃焼時)

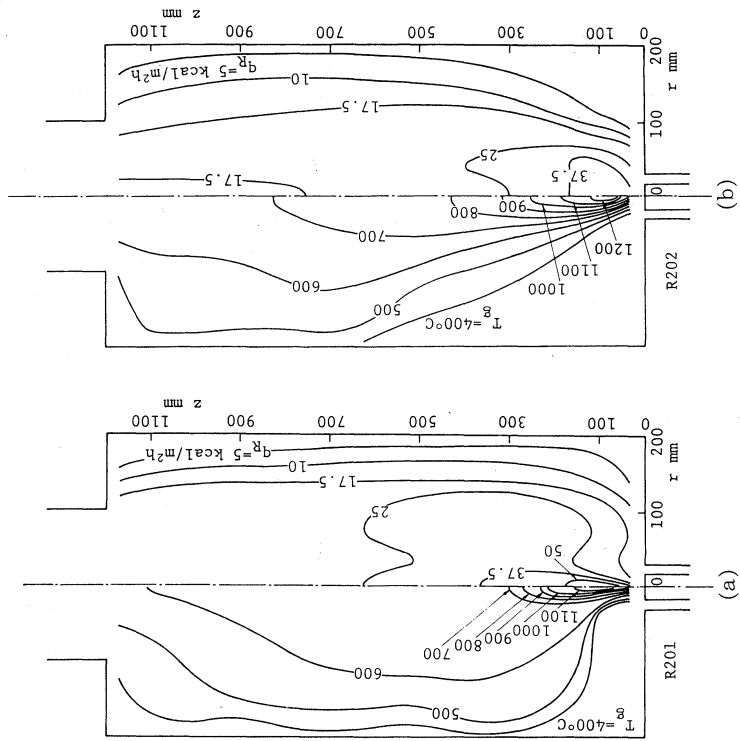


図9 炉内ガス温度 T_g および放射受熱量 q_R (灯油燃焼時)

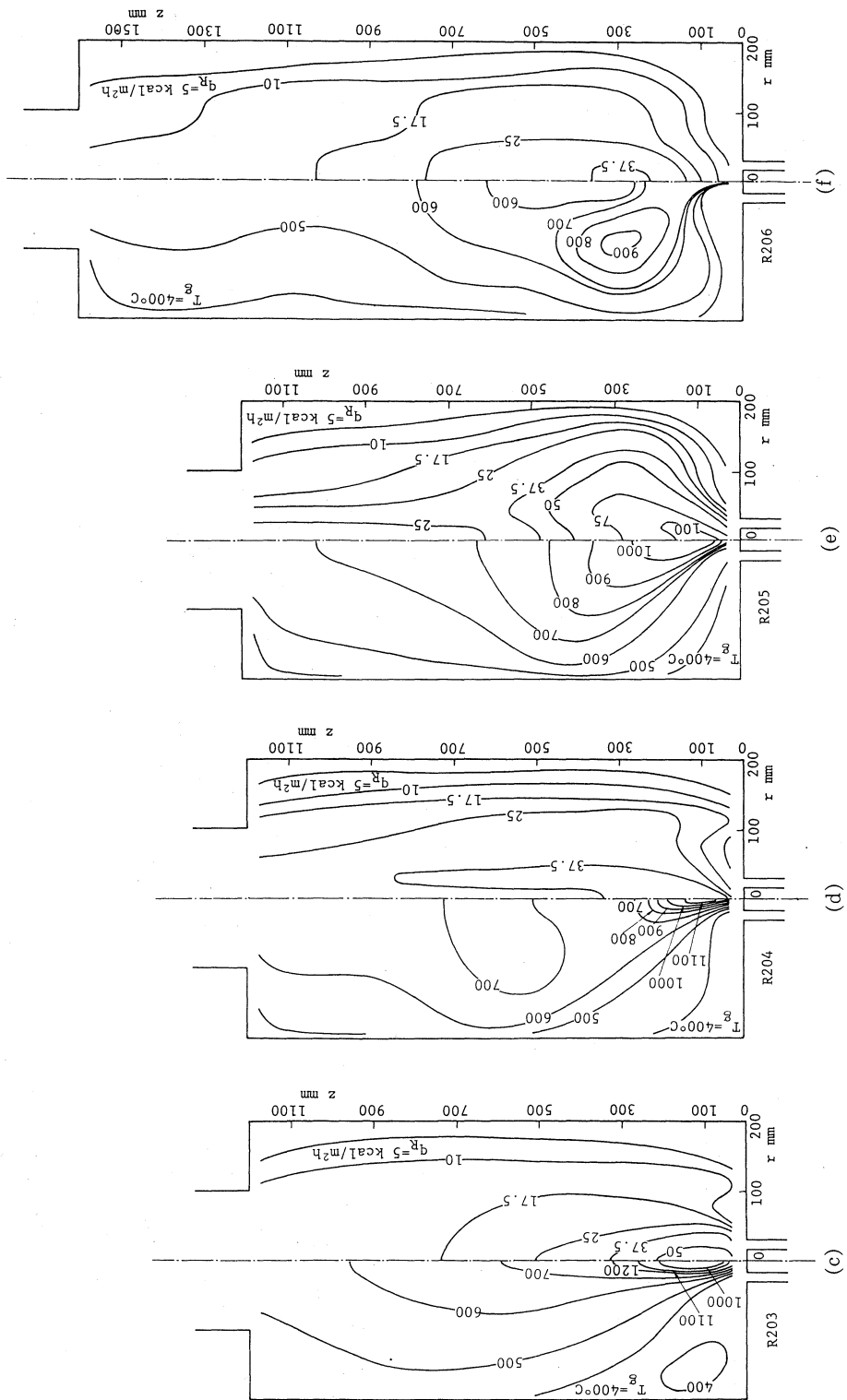


図9 炉内ガス温度 T_g および放射受熱量 q_R (灯油燃焼時)

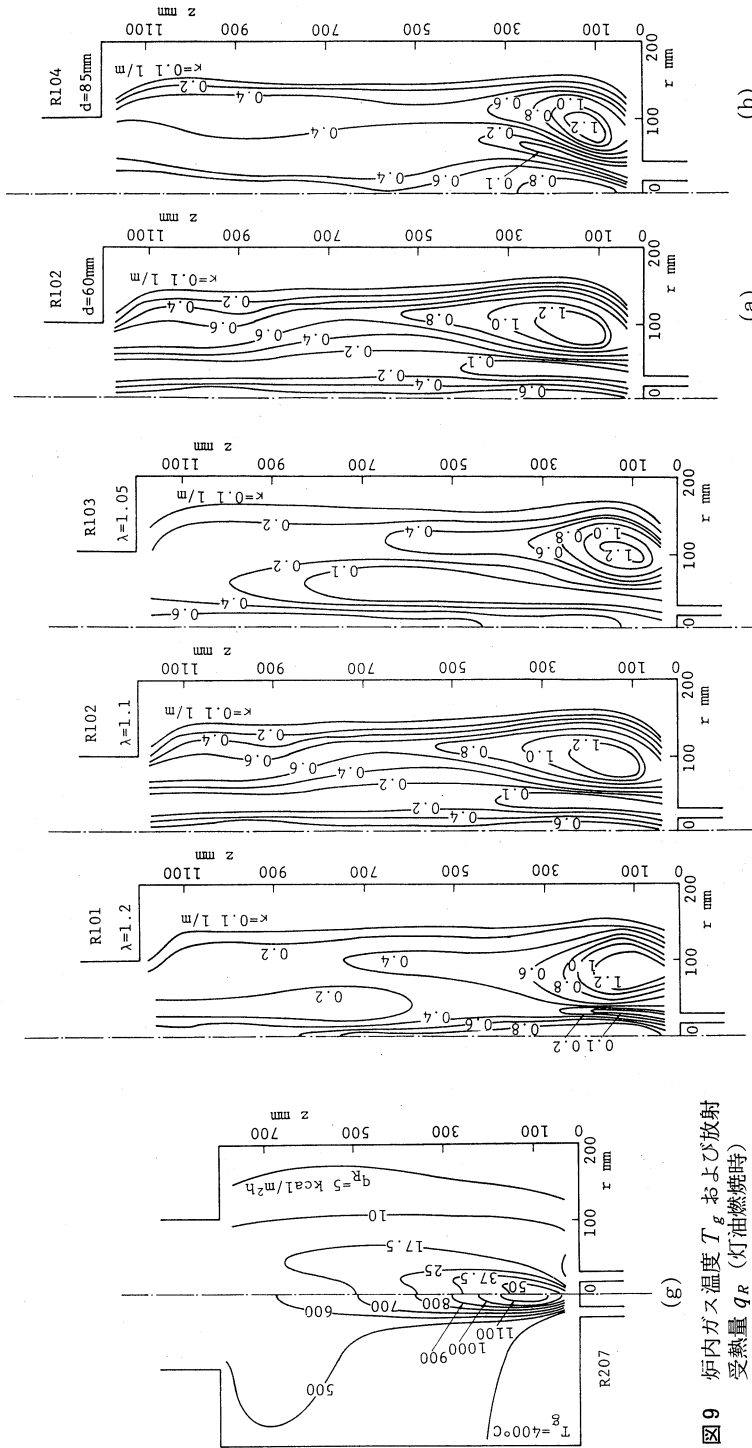


図9 炉内ガス温度 T_g および放射
受熱量 q_R (灯油燃焼時)

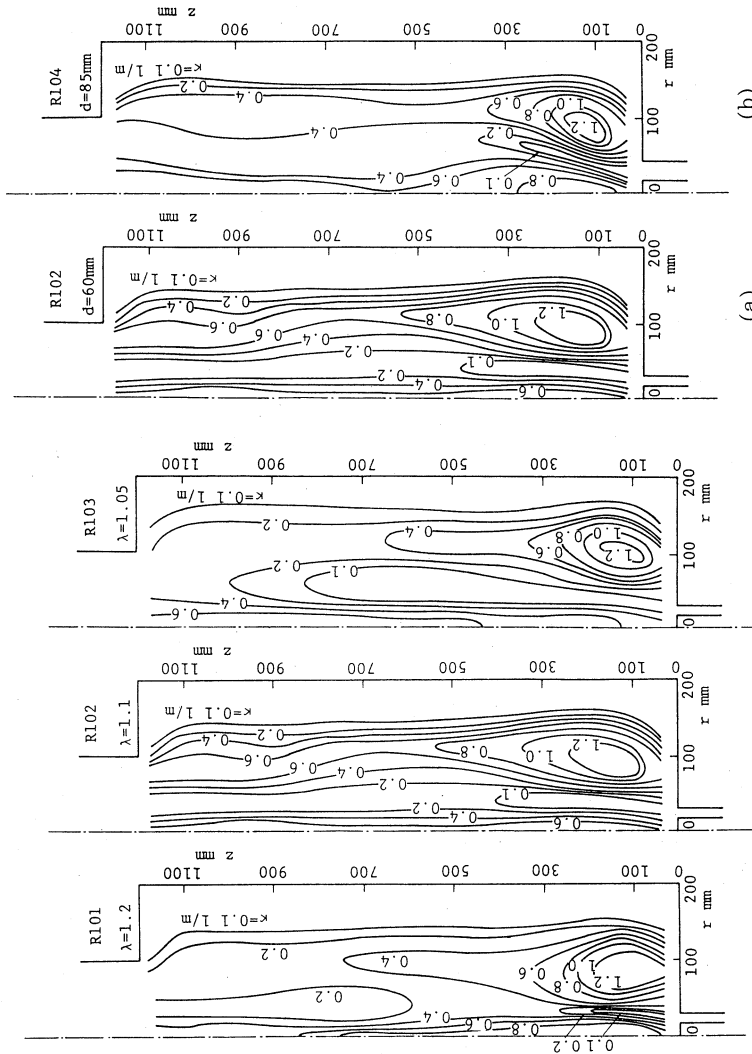


図10 空気過剰係数 λ による放射吸収係数分布
 ϵ の変化 (プロパンガス燃焼時)

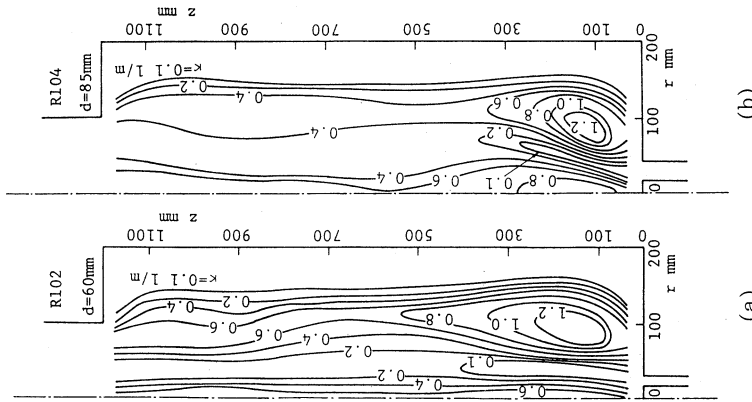


図11 空気供給口径 α (入口空気流速)
による放射吸収係数分布 ϵ の変化
(プロパンガス燃焼時)

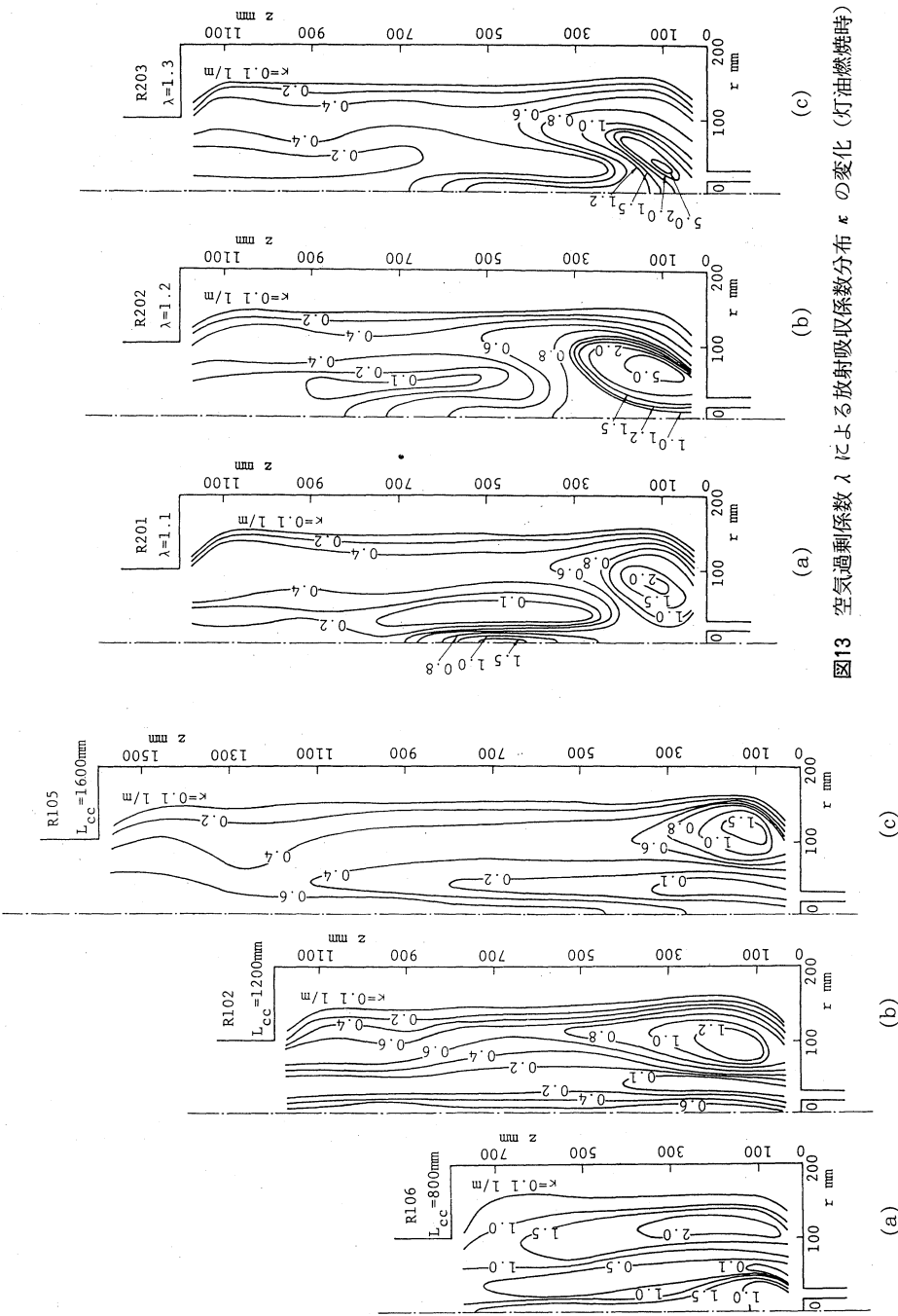


図13 空気過剰係数 λ による放射吸収係数分布 κ の変化 (灯油燃焼時)

図12 燃焼室の長さ L_{cc} による放射吸収係数分布 κ の変化 (プロパンガス燃焼時)

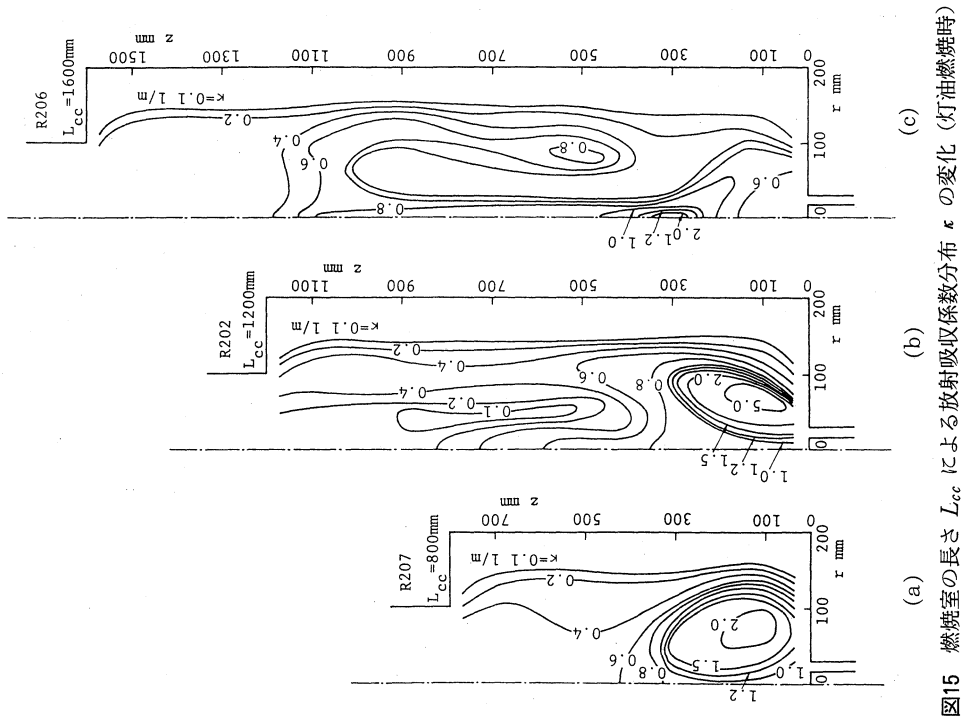


図15 燃焼室の長さ L_{cc} による放射吸収係数分布 κ の変化 (灯油燃焼時)

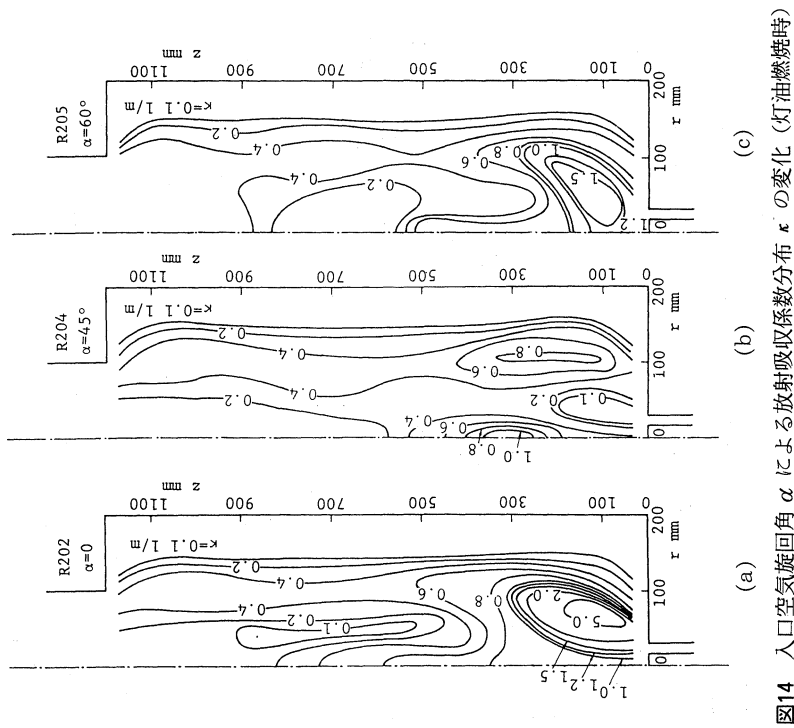


図14 入口空気旋回角 α による放射吸収係数分布 κ の変化 (灯油燃焼時)

配の急なバーナに近い領域では放射吸収係数の変化もまた急である。この部分には火炎が存在し、炉内の温度分布に与える影響が大きいので、火炎および炉内の熱伝達の解析においては、半径方向に平均的な放射吸収係数を用いることは実際の現象との差異を招く一因となる。プロパンガス燃焼時には中心軸上で放射吸収係数の値の極値を示すが、それは必ずしも最大値とはならない。燃料に与えられる運動量の大きな灯油を燃料とした場合には、光学的に中空炎の様相を呈し、燃焼反応の盛んな高温域で高い放射吸収係数の値を示すとは限らない。プロパンガスを燃料とした場合には設定条件によらずバーナタイル近傍の再循環領域に放射吸収係数の高い部分が存在している。この部分には火炎は存在せず、火炎の存在する領域とは空気流の放射吸収係数の値の低い領域を隔て存在していることから、炭素粒子すなわち煤を含む比較的低温度の燃焼ガスが再循環していることに起因しているものと考えられる。灯油燃焼時にはこの再循環流に起因していると思われる放射吸収係数の高い領域と燃焼反応による領域との判然とした区別は見出せない。

次式より算出した放射吸収係数 κ の平均値 κ_{mean} を用い、各パラメータの影響を調べ図16に示す。

$$\epsilon_g(z) = 1 - \exp \int_0^{2r_0} -\kappa(z, r) dr \quad (1)$$

$$\kappa_{mean} = \left[\int_0^{z_0} \left\{ -\log_e(1 - \epsilon_g(z)) / 2r_0 \right\} dz \right] / \int_0^{z_0} dz \quad (2)$$

同図 (a) より、本実験範囲では同一空気過剰係数 λ の場合、灯油の方が高い値を示し、両者の差異は空気過剰係数が高くなるにつれ大きくなる。また、プロパンガスの場合には $\lambda = 1.1$ 、灯油の場合には $\lambda = 1.2$ 付近で吸収係数の平均値は最大となる。これは、高温の火炎および火

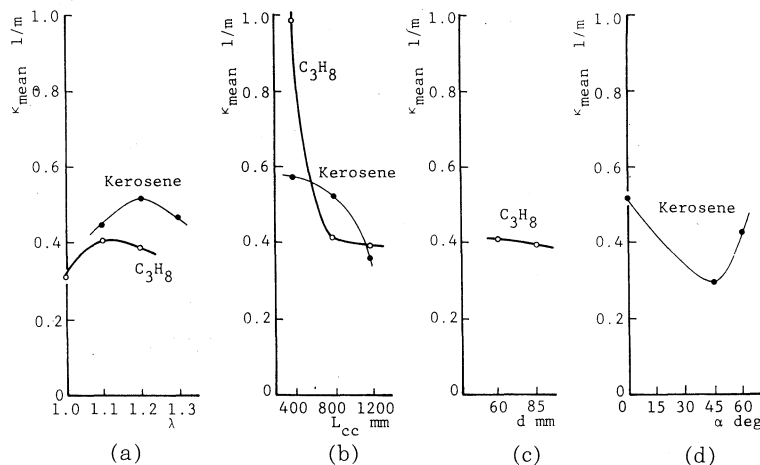
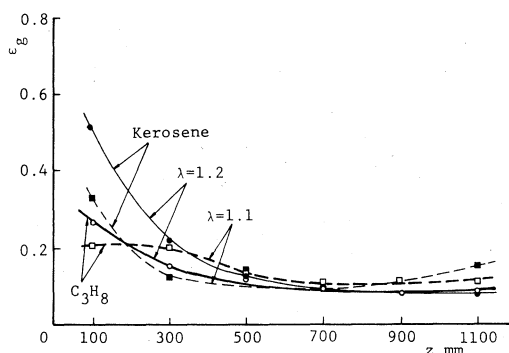


図16 炉内の放射吸収係数の平均値 κ_{mean}

図17 半径方向の平均放射率 ϵ_g

炎近傍の κ にのみ κ_{mean} は依存しているとは限らず、比較的低温である再循環領域による影響も大きいのである。同図 (b) から、燃料に与えられる運動量の小さいプロパンガス燃焼時の方が流れ方向、燃焼室の長さの影響を受けやすいことがわかる。プロパンガス燃焼時には炉内へ供給される空気の流れは、放射吸収係数の分布には影響を与えるが、その平均値にはあまり影響を与えないことが図 (c) よりわかる。また、図 (d) より灯油燃焼時の空気旋回角度の影響は大きく、旋回角 45° 付近で、 κ_{mean} は極小値を示すことがわかる。半径方向の平均放射率 $\epsilon_g(z)$ を $\lambda=1.1, 1.2$ の場合につきプロパンガス燃焼時と灯油燃焼時とを比較し、図17に示す。灯油燃焼時の方がバーナ側で高い $\epsilon_g(z)$ を示すが、 $z=500\text{mm}$ 以降では燃料および空気過剰係数による差異はあまりないことがわかる。灯油燃焼時の $\epsilon_g(z)$ は Laiquddin¹²⁾ および IJmuiden¹¹⁾ より報告されている値よりも少し低い。これは火炉の半径、C/H の値が上記の報告におけるよりも小さいことに起因しているものと考えられる。プロパンガス燃焼時においては、上記報告とは若干異なりバーナタイル側の $\epsilon_g(z)$ が高い。これは本実験範囲では、比較的低負荷燃焼に相当し、(燃焼室熱発生率 $= 1.32 \times 10^5 \text{ kcal/m}^3\text{h}$) 低温の再循環領域がバーナタイルの炉側壁側に形成されていることにより生じた現象であるものと考えられる。

4. 燃焼風洞による層流拡散火炎の放射吸収係数の分布

4.1 実験装置および実験条件

実験装置全体図を図18に示す。燃料にはプロパンガスを用い、燃焼用空気は押込み用遠心送風機により、サージタンク、オリフィスを経て風洞測定部へ供給され、燃焼ガスは誘引通風機により屋外へ排出される。燃焼風洞には空気の流れを整流するため、空気拡張部と縮流部を設け、また、火炎の可視化のため測定部上下の燃焼管には、内径 95mm のパイレックスガラス管を使用している。放射受熱量および火炎、燃焼ガス等の測定を行なう測定部は二重管構造とし、

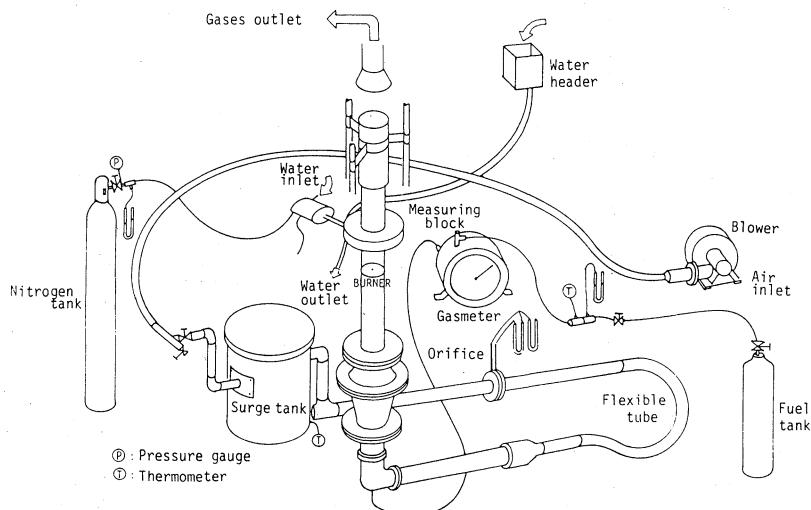


図18 燃焼風洞の装置全体図

表 3 実験条件

Experimental Number	Inlet Air Velocity	Inlet Fuel Velocity	Excess Air Ratio	Fuel Flow Rate
	V_{air} m/s	V_{fu} m/s	λ	G_{fu} kg/h
R 301	11.5	22.5	4.0	0.05
R 302	17.25	22.5	6.0	0.05
R 303	5.75	22.5	2.0	0.05
R 304	11.5	45.0	4.0	0.10
R 305	11.5	11.26	4.0	0.025

その間に冷却水を流し、壁温を一定に保つようにした。またバーナは内径 6.5 mm、外径 34.0 mm の同軸管状としそのリップを水平とした。なお、他の実験装置についての詳細および測定方法は既報⁶⁾と同じである。

実験条件を表 3 に示す。入口空気平均流速 V_{air} および燃料平均流速 V_{fu} をパラメータとしそれに対応する空気過剰係数 λ および燃料流量 G_{fu} を併記する。実験番号 R301, R302, R303 は入口空気速度, R301, R304, R305 は燃料流速による違いを示す。

4.2 測定結果および考察

4.2.1 放射受熱量、温度および火炎形状の測定結果 放射受熱量 q_R^{**} の測定結果を図19に、温度 T_g および火炎形状を図20, 図21 (同図は放射吸収係数も併記してある) に示す。測定結果の一般的な特徴は既報⁶⁾に述べたのと同様であるが、入口空気速度ないしは燃料速度の高い R302 および R304 での火炎は火炎先端部で一部遷移範囲となっている。

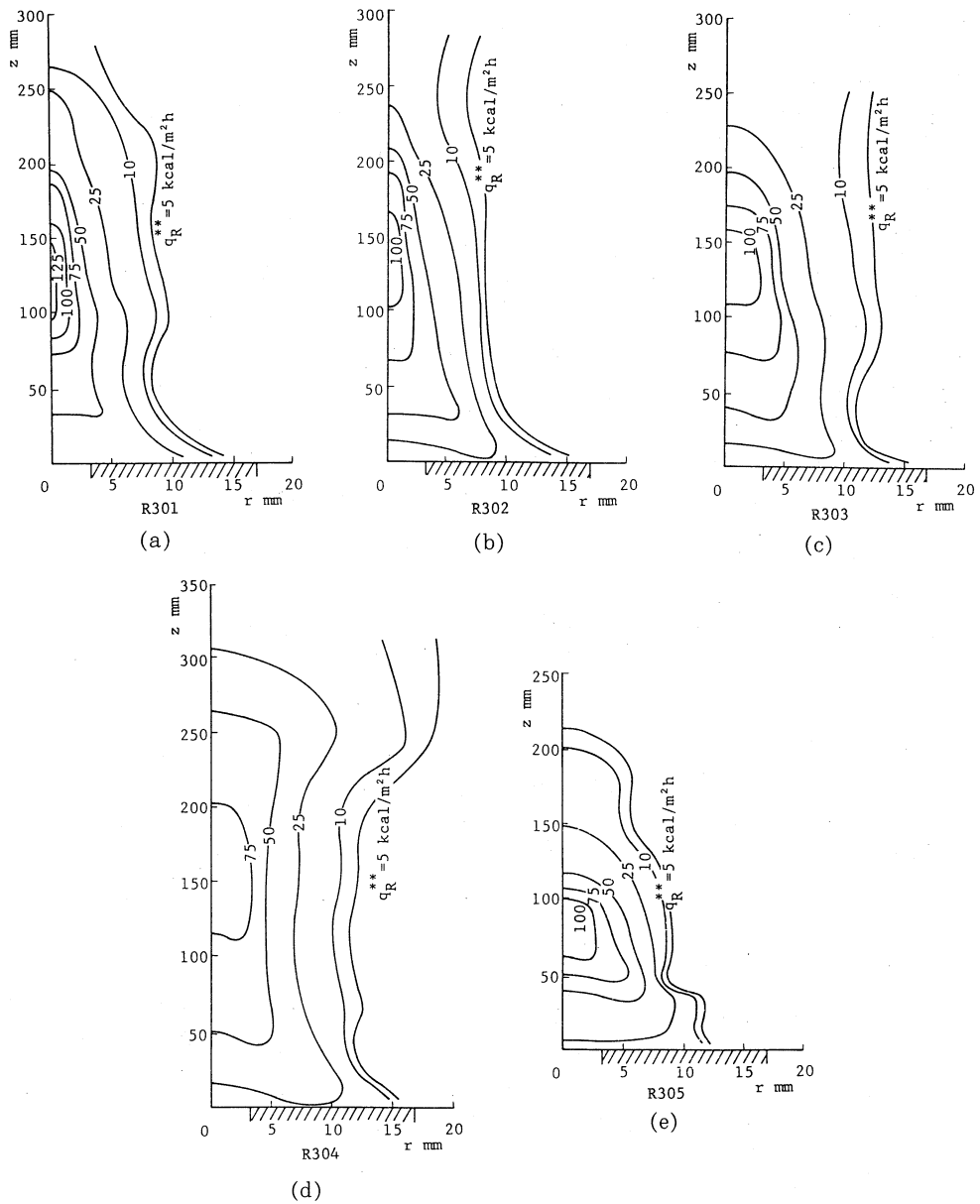
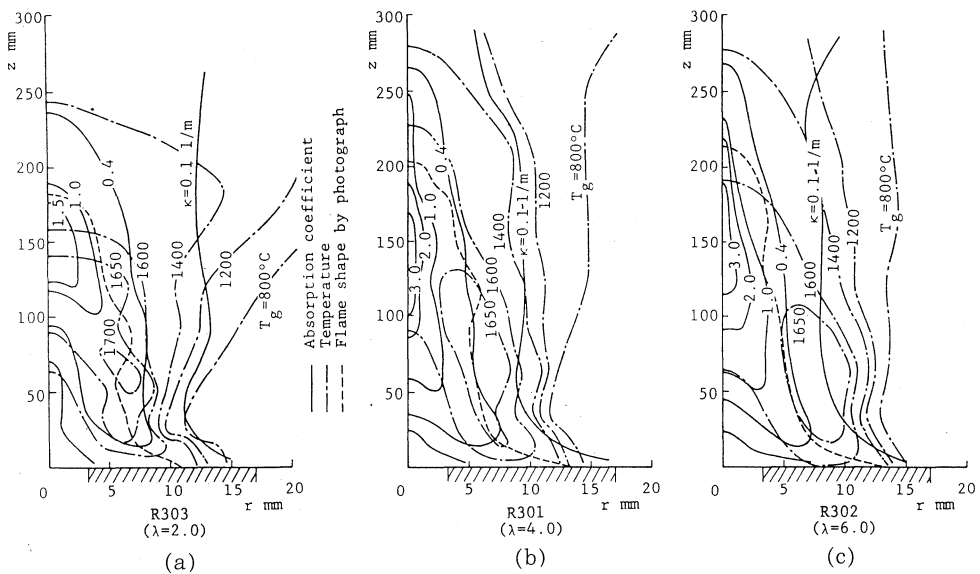
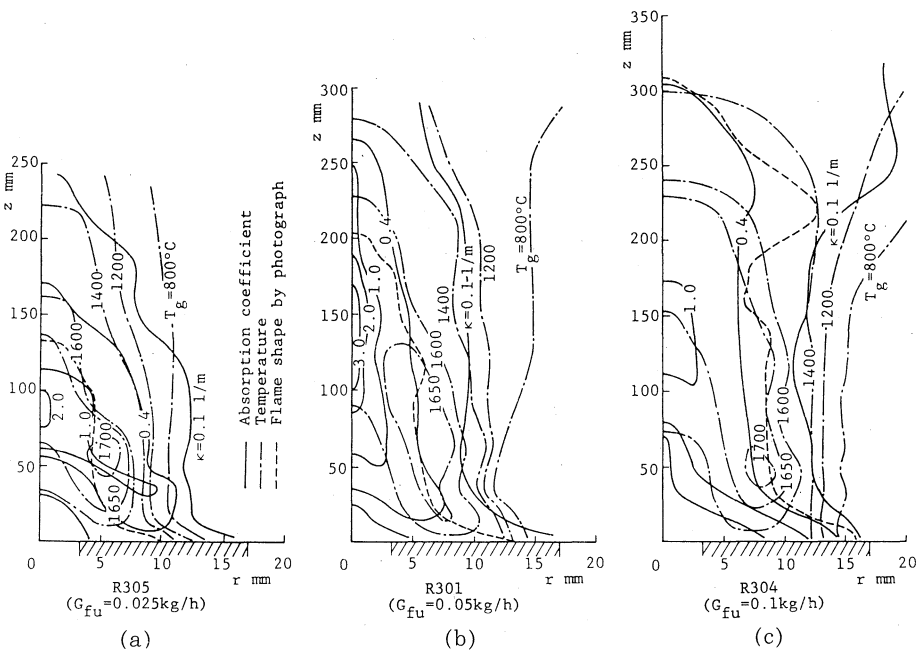
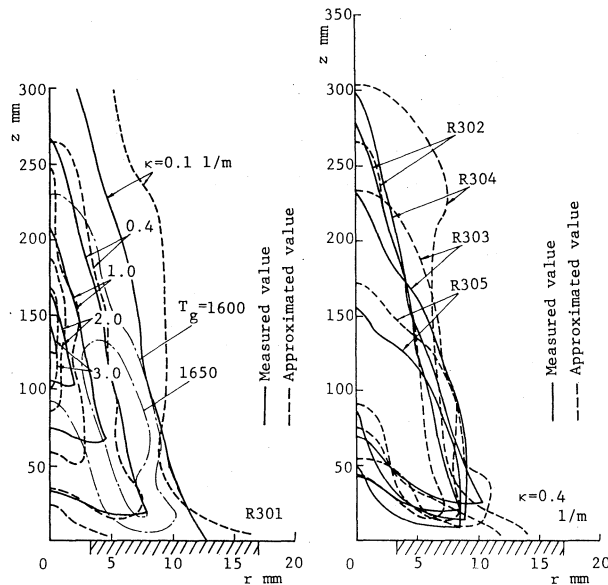


図19 放射受熱量 q_R^{**}

図20 空気過剰係数 λ による放射吸収係数分布 κ の変化図21 燃料流量 G_{fu} による放射吸収係数分布 κ の変化

4.2.2 放射吸収係数 放射吸収係数の分布を図21および図22（同図には温度、火炎形状を併記してある）におおの空気過剰係数 λ ，燃料流量 G_{fu} による変化を示す。放射吸収係数の分布の検討を行なうには，火炎の総合的な検討を行なうことが必要であり，とくに煤の生成



(a) R301 の場合に対して (b) $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ に対して
図22 放射吸収係数 κ の近似値

過程，すなわち空気と燃料の混合過程を詳細に分析することが重要であるがここでは現象に関する定性的な検討に止める。微小体積 ΔV から射出される放射熱 Δq_{Rad} は次式と表わされる。

$$\Delta q_{Rad} = 4 \kappa \sigma T_g^4 \Delta V \quad (3)$$

このため，放射熱伝達量の計算では放射吸収係数の高い領域とともに，温度の高い領域での計算精度が全体の結果に大きな影響を与えるため，これらの条件が重なる領域での検討は重要である。

放射吸収係数の分布の全体的な形状は写真撮影 (Nikon FII, F 1.2, 絞り 5.6, 速度 1/8, ASA 100) による火炎外周の形状に似ており，その値は $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ 程度である。これは煤による固体放射（波長依存性が低い）が支配的であることを示し，単波長での放射受熱量の測定の可能性を示している。しかし，放射吸収係数の分布と温度との相関は顕著ではない。全般的に，放射吸収係数の高い領域は，バーナに近い領域では中心軸から離れたバーナリム上方に，火炎の長さの約 1/3 程度より上方では中心軸上に表われている。また，層流火炎は入口の空気，燃料流速が高くなるにつれ，軸方向に長く，半径方向に細くなるが，放射吸収係数の分布もそれに従っている。バーナの直後を見ると，入口空気流速が低くなるにつれ，また燃料流速が高くなるにつれ放射吸収係数の低い領域が広がっている。

4.2.3 放射吸収係数分布の関数近似の試み 本章で取扱った火炎の放射吸収係数の分布は次の四つの特徴を示している。すなわち，i) 火炎側外周部と放射吸収係数 $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ の等高線はほぼ一致する。ii) 中心軸上，バーナから火炎先端部の $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ までの距離のほぼ中

央に最大の放射吸収係数を示す位置が存在する。iii) 火炎基部に放射吸収係数の低い領域が存在する。iv) 放射吸収係数の最大値を与える点から火炎外周部を見ると、その方向に放射吸収係数はほぼ指数関数的に減少する。これらの特徴を用い、また、系を支配するパラメータとして実験条件表3に併記する燃料流量 G_{fu} および燃料と空気の比すなわち空気過剰係数 λ を用い関数近似を行なう。なお、火炎の空力学的特性を表わす時に用いられる入口流速および速度比を用いても本報と同様の近似式で表わされる。

まず、火炎の外周の形状を関数近似する。本章で取扱ったような比較的肉厚のバーナリム(バーナリップ)の上に再循環領域を形成する) かなる火炎の形状、寸法を推定する試みがなされていないため、主として実験結果によることとする。自由噴流層流火炎の長さ L_f は Hottel と Hawthorne による式¹⁴⁾ を用い λ による補正を付け加えると次式となる。

$$L_f = (270 \log_{10} Q \theta_f + 1400)(0.04\lambda + 0.84) \quad (4)$$

ここで、 Q は体積流量を示し、 θ_f は次式による時間因子である。

$$\theta_f = 1 / \{4 \log_e [(1 + a_t) / (a_t - a_o)]\}$$

a_o はノズル流体中の燃料ガスに対する一次空気のモル比、 a_t は量論比である。

なお、本実験で用いた火炎は制約火炎なので Thring-Newby 数²⁾ による補正も試みたが、有意な補正量とはならなかった。火炎外周部の形状は火炎の長さの中心軸上の点から火炎外周部までの長さ l_F を測ると、その曲線は楕円形と近似され次式と表わされる。ここで、 θ_F は l_F の原点からみた中心軸と l_F 方向のなす角度で、 0° から約 145° までの値をとる。

$$l_F = \left[1 - \left\{ 0.35 \sqrt{1 - \left(\frac{\theta_F / 145 - 0.5}{0.5} \right)^2} + 0.5 \right\} \right] \times L_f \quad (5)$$

火炎側外周部と放射吸収係数 $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ は近い場所に位置するが、火炎先端部および火炎下部外周部では若干の差異を示すため、その補正 δ_L および δ_W を施し、その軌跡を l_κ とする。

$$l_\kappa = l_F \times (1 + \delta_L - \theta_F \times \delta_L / 145) \times \{1 + (\delta_W - 1) \times \sin \theta_F\} \quad 0 \leq \theta_F \leq 145^\circ \quad (6)$$

ここで、 $\delta_L = 0.4 \times (-0.0375\lambda^2 + 0.325\lambda + 0.3) \times (-480G_{fu}^2 + 52G_{fu} - 0.4)$

$$\delta_W = (0.1\lambda^2 - \lambda + 3.4) \times (800G_{fu}^2 - 124G_{fu} + 5.2)$$

一方、バーナ直上での $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ の軌跡は次と表わされる。

$$l_\kappa = (L_P / 2 \times \cos \theta'_F + 0.5 - L_P / 2) \times L_P \quad (7)$$

ここで、 $L_P = 0.15 \times (0.275\lambda^2 - 2.65\lambda + 7.2) \times (933G_{fu}^2 - 130G_{fu} + 5.17)$

$$\theta'_F = 180 / 35 \times (\theta_F - 145) \quad 145 < \theta_F \leq 180^\circ$$

以上、式(6)および式(7)より $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ の軌跡 l_κ を得たが、 l_κ をはさみ内側および外側に対し κ の分布を与える。中心軸上、バーナから火炎先端部の $\kappa = 0.4 \text{ 1/m}$ までの距離の中央に κ の最大値を与え、 κ の基準値 0.4 で除し κ_o とすると次と表わされる。

$$\kappa_0 = 3.5 \times (-0.0625\lambda^2 + 0.625\lambda - 0.5) \times (-373G_{fu}^2 + 44G_{fu} - 0.27)/0.4 \quad (8)$$

κ_0 を示す点から $l\kappa_0$ までの距離を $l\kappa_0$ とすると同一方向の任意の距離 l に対し実験値の傾向から次の κ を得る。

$$\kappa = \kappa_0^{(1-l/l\kappa_0)} \quad (9)$$

なお、逆に式 (9) から κ の値をとる l は次となる。

$$l = l\kappa_0 \left(1 - \frac{\log_e \kappa - \log_e 0.4}{\log_e \kappa_0} \right) \quad (10)$$

実験番号 R301 を例にとり、以上の近似式による値と実測値とを比較し図22 (a) に示す。両者はとくに高温領域において近似の良いことがわかる。また、各実験値と $\kappa=0.4$ 1/m の計算値との比較を図22 (b) に示す。火炎先端部の近似は、層流火炎の場合には比較的良好だが遷移域にある R304 では差異を示している。他の領域ではかなり良い近似式となっていることがわかる。

5. 結 言

火炎の燃焼・熱伝達特性を解明し、その特性の推定および火炎の有効な利用方法について検討を行なう研究の一環として、本報では、火炎およびそれを取りまく燃焼ガスの放射吸収係数を実験用立型円筒火炉および燃焼風洞を用い測定し示した。その結果次のことが明らかとなった。

全般的な結果

- 1) 半径方向に温度勾配が急なバーナに近い領域では、放射吸収係数の変化もまた急である。

この領域は高温の火炎となるため、火炎、火炉の熱伝達の解析ではその考慮を払う必要がある。

- 2) 燃料の種類、燃焼条件により放射吸収係数の分布はかなり変化する。

火炉での結果 (乱流拡散火炎)

- 1) プロパンガス燃焼では、中心軸上で放射吸収係数は極値を示すが、それは必ずしも最大値とは限らず、比較的低温の再循環領域にも放射吸収係数の高い領域が存在する。また、プロパンガス燃焼では、吸収係数の分布はとくに燃焼室の長さによる影響を強く受ける。

- 2) 灯油燃焼時には、光学的に中空炎の様相を呈し、必ずしも燃焼反応が盛んな高温域で高い放射吸収係数の値を示すとは限らない。また、灯油燃焼時にはプロパンガス燃焼時におけるような再循環領域での現象と燃焼反応域での現象の判然とした区別はなく、放射吸収係数の分布はとくに入口空気旋回角および燃焼室の長さによる影響を強く受ける。

燃焼風洞での結果 (層流拡散火炎)

- 1) 火炎外周部と放射吸収係数が $\kappa=0.4 \text{ 1/m}$ の等高線はほぼ一致し、火炎基部に放射吸収係数の値の低い領域が存在する。
- 2) 中心軸上、バーナから火炎先端部の $\kappa=0.4 \text{ 1/m}$ までの距離のほぼ中央に最大の吸収係数を示す位置が存在し、その点から火炎外周部を見ると、その方向に放射吸収係数はほぼ指数関数的に減少する。

(昭和58年5月20日 受理)

文 献

- 1) 媚山・ほか2名, 室工大研究報告(理工編), 10-4 (昭57-11), 527.
- 2) Beer, J. M., 工業加熱, 12-6 (1975-6), 389.
- 3) Hottel, H. C., et al., 化学工学, 26-9 (1962), 962.
- 4) 谷口・媚山, 機械の研究, 25-5 (1973-5), 19.
- 5) Buetters, K. A., et al., 15th Symp. on Comb., (1974), 1.
- 6) 媚山, 室工大研究報告(理工編), 10-2 (昭55-11), 283.
- 7) Kobiyama, M., Preceeding of the 2nd Japan Symp. on Thermophysical Properties, (1981), 171.
- 8) Hubbard, G. L. and Tien, C. L., Trans. ASME Ser. C, 100 (1978-5), 235.
- 9) 佐藤・ほか3名, 日本機械学会論文集, 34-234 (昭41-2), 319.
- 10) Sato, T. and Kunitomo, T., Mem, Fac. Engng, Kyoto Univ., 27-1 (1966-1), 75.
- 11) Flame Radiation Research Joint Committee, J. Inst. Fuel, 26-153 (1953-10), 189.
- 12) Laiquddin, S. S., BWK, 14-1 (1962-1), 7.
- 13) Rosin, P., Die Wärme, 54-3 (1931), 42.
- 14) Hottel, H. C. and Hawthorne, W. R., 3rd Symp. on Comb., (1949), 254.

火炎の燃焼・熱伝達特性に関する研究

(第2報, 小型過給ボイラでのガス燃焼実験について)

媚 山 政 良・水 野 忠 治

A Study on the Characteristics of Combustion and Heat Transfer of a Flame

(2nd Report, Experimental Investigation of the small
Supercharged Boiler with Gas Fuel)

Masayoshi Kobiyama and Chuji Mizuno

Abstract

A supercharged boiler has been adopted in few cases in spite of its great advantages, because there are very few studies on the characteristics of combustion and heat transfer of the supercharged boiler and the safty design cannot be performed. In this paper, the characteristics mentioned above were investigated with a small vertical cylindrical supercharged boiler and with gas fuel. The experiments on the heat transfer and combustion were performed with the diffusion and pre-mixed flames and with various kinds of pressures in the combustion chamber, inlet air velocities, swirl angles, excess air factors and burners.

1. 緒 言

炭化水素系燃料の反応速度は雰囲気圧力により強く影響を受ける。加圧雰囲気下での燃焼は内燃機関に多くの例がみられるが、この燃焼方式は定常火炎にも適応でき、たとえばボイラに適応すると燃焼室熱発生率を高め、燃焼室の小形化に役立つとともに、低カロリー稀薄燃料の燃焼にも適する。しかし、加圧雰囲気下における定常火炎の燃焼・熱伝達特性に関する研究は、過剰空気が多く、また火炎から燃焼室側壁への熱伝達を阻止する形態で利用するガスタービンの燃焼室における例がある程度で、ボイラのように低過剰空気雰囲気下において燃焼を行ない、火炎からの熱伝達を積極的に利用する立場からの基礎的な研究報告例^{6, 8)}は、応用例^{1~5), 7)}を除き少ない。したがって、本報では定常火炎用加圧燃焼器を用い、加圧雰囲気下での燃料の燃

焼・熱伝達特性を明らかにし、その利用に必要な資料を得ることを試みる。

まず、本報では小型の過給ボイラを用いプロパンガスを燃料として行なった実験の結果を示す。過給ボイラは燃焼室を加圧し、燃焼速度を高めるとともに、火災および燃焼ガスの放射率を増大させ、単位体積当りの燃焼量の増加を図り過給を行なうものである。その作動状態、構造からみると過給ボイラは通常のボイラとガスタービンの中間的存在であり、ボイラのもつ熱出力の大きさ、ガスタービンのもつ動力出力の大きさおよび起動性の良さ、また両者がともに持つ広範囲の燃料を使用しうるなどの長所を受け継いでいる反面、大容量とするには大きな耐圧構造物を必要とするなどの短所も有している。したがって、過給ボイラは都市に近接した中規模の熱／動力原動所、あるいは船舶の主機として適しており、また移動式の熱／動力原動所としての利用も可能であり、さらにガス・蒸気複合サイクルの主機として用いると原動所の熱効率の改善に大きく役立つことが知られている。

過給ボイラは古くには Verox ボイラ、ス号缶、新しくは船研1号缶、2号缶などがあり、とくに船舶の主機として用いる試みが多くなされてきた。しかし、とくに古い試作例等ではボイラの蒸発管の過熱や制御系統の不備などにより大きな事故を招いた例が少なくない。これは、通常のボイラが小容量のものから発達し、その各段階で設計資料が蓄積され、安全策が講じられて行ったのに対し、過給ボイラでは中規模のものから試作が始まり、炉内圧の変化による燃焼および熱伝達特性の変化など基礎的な現象の把握が不十分であり、よりどころとする熱設計上の資料が不足していたことに起因しているものと考えられる。したがって本報では基本的な燃焼室形状を有する小型円筒過給ボイラを製作し、プロパンガスを燃料として、入口空気流に旋回角を与えたときの特性変化、空気過剰係数の違いによる影響を調べ、またバーナの種類を変え、部分予混合火炎を用い、燃焼・熱伝達特性の改善を試みたのでその結果を示す。

記 号			
G_a : 空気流量	kg/h	$t_{g,ex}$: 燃焼室出口ガス温度	°C
G_{a-1} : 一次空気流量	kg/h	v_{O_2} : 排ガス中の残存酸素量	v/v
G_{a-11} : 二次空気流量	kg/h	z : 燃焼室軸方向距離	mm
G_{fu} : 燃料流量	kg/h	α : 空気旋回角	deg
P : 炉内圧	ata	λ : 空気過剰係数	
q_{in} : 燃焼室熱発生率	kcal/m ³ h	η_c : 燃焼効率	
q'' : 壁面熱負荷	kcal/m ² h	η_{cc} : 燃焼室受熱割合	

2. 実験装置および実験方法

装置全体図を図1に、バーナ部以外の供試ボイラの断面図および主要要目を図2に示す。火炉本体は立型円筒形で、バーナタイル、放射伝熱部、バフフルおよび対流伝熱部より構成されており、バーナタイルの中央にプロパンガス（市販 LPG C_3H_8 : 94%, CH_2 (C_2H_4): 0.1%, $CHCH_3$ (C_3H_6): 1%, $i-C_4H_{10}$: 1%, $n-C_4H_{10}$: 1%) を燃料とする上向きバーナを有している。

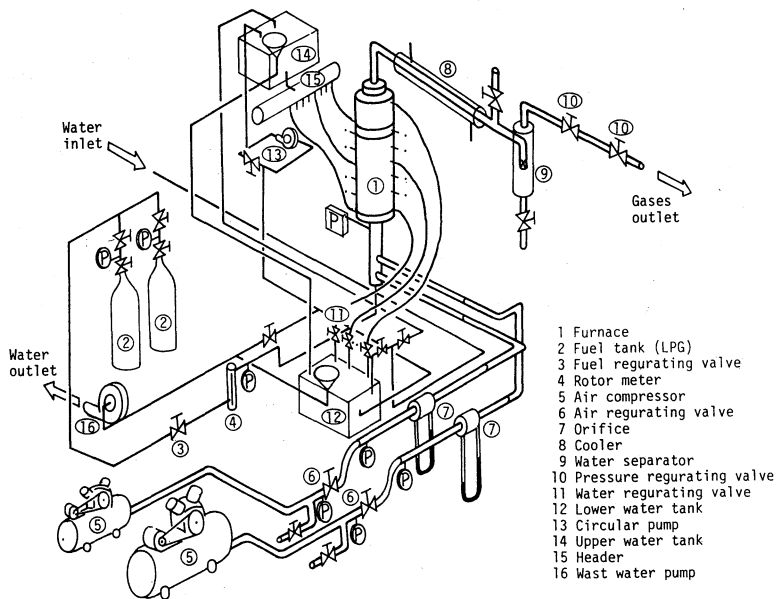


図1 装置全体図

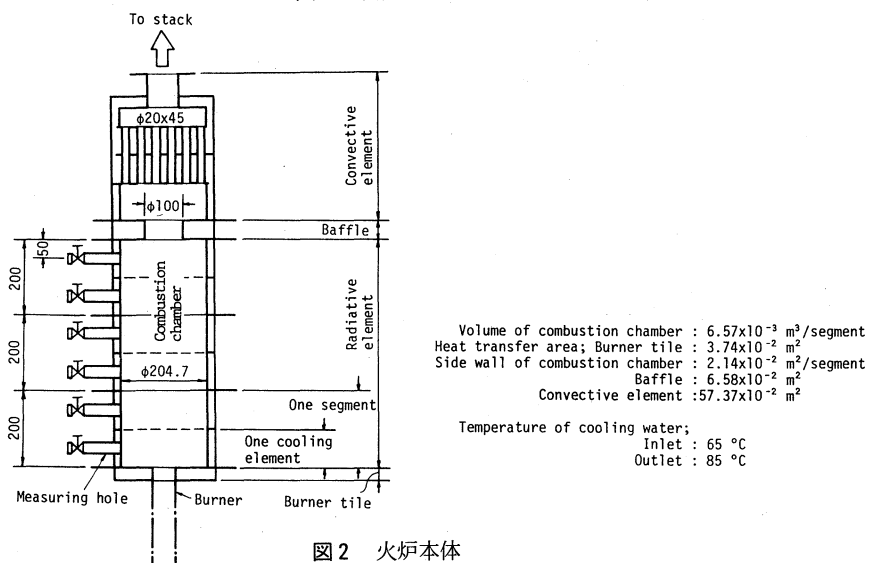


図2 火炉本体

炉の外壁は二重管構造で図2に示す冷却系を構成しており、燃焼室側壁は二つの冷却系から一つのセグメントを構成し、このセグメントを積み重ねることにより燃焼室の容積を変化することができる。炉内への給気には往復動式空気圧縮機を単機ないしは複数機並列に用いない、炉内圧は煙道に設置した弁の開閉により調整している。また、予混合燃焼を行なう場合には燃焼用一次空気、二次空気は各々独立した空気系統により供給している。本実験ではおもに燃焼側の現象に着目しているため、冷却水系統は温水ボイラとした。炉壁を冷却した後の温水はヘッドタンクへ送り、そこで冷水と混合した後、再び炉の冷却に用いている。なお、冷却水の温度は新たに加える冷水の量と、循環水流量を変えることにより制御している。

ボイラの運転は、燃料流量測定用ロータメータ、空気流量測定用オリフィスの圧力による指示変化をあらかじめ計算機にプログラムしておき、炉内圧を少しずつ変化させ、系の諸量を計測、計算し、各種バルブの操作を繰返し行ない、目的とする設定条件に漸近させて行く方法を採っている。なお、系は煙道ガス温度、冷却水入口、出口温度が一定となったとき定常とみなし測定を行なった。ここで、過給ボイラを用い行なう実験における操作量と測定量を表1に示す。

壁面の熱負荷分布は、分割した各冷却系統の冷却水の温度と流量より求めた。なお、燃焼室側壁およびバーナタイル上での受熱量の和と供給熱量との比を燃焼室受熱割合と名付ける。燃焼室出口でのガスの温度測定には図3に示す吸引温度計 (Pt-PtRh 20%) を用い、図2に示す

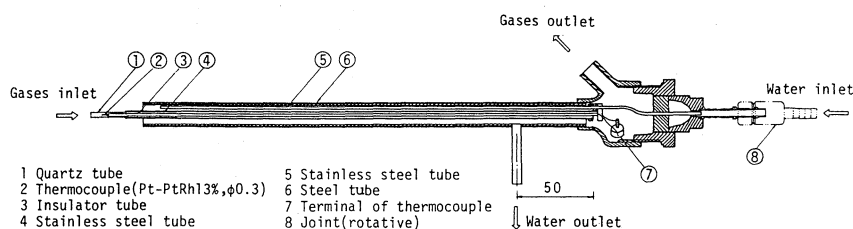


図3 吸引温度計

表1 過給ボイラでの操作量と測定量の関係

manipulated variable	controlled value (phenomenon)	typical measured quantity
pressure in combustion chamber	change of burning velocity	length of flame
		gas temperature at outlet of combustion chamber
mixing condition of air and fuel	generation of soot	concentration of soot
		combustion efficiency
	change of heat transfer velocity	profile of heat absorption rate at wall
		total heat absorption rate at wall faced to combustion chamber

炉側壁に設けたバッフルに最も近い測定孔を通し炉内半径方向中心部へねじ送りし位置決めを行なった。その他の点での温度測定にはシース入り CA 熱電対を用い、また圧力測定には歪ゲージ式指圧計およびブルドン管を用いた。煙道ガスはバッフルから 50mm 上方、中心部で採取しその成分の分析には、ガスクロマトグラフィ（充填剤：モレキュラシーブ 5 A）を用いた。なお、燃焼効率 η_c は煙道ガスに含まれる残存酸素量 v_{O_2} と空気過剰係数 λ の次に示す関係から求めた。

$$\eta_c = \frac{0.21 - v_{O_2}}{1 - v_{O_2}} \frac{\lambda}{0.21}$$

3. 入口空気流の旋回角および空気過剰係数による影響

加圧時の低過剰雰囲気下における拡散燃焼では、空気と燃料の混合を、大気圧下での燃焼におけるよりも十分行なわなければ、炉内圧の上昇に伴う燃焼速度の増加が不完全燃焼を招く一因となる。本章では、空気と燃料の混合を促進する一つの方法として、入口空気流に対し旋回を与えることを試み、熱伝達、燃焼特性の変化を調べた。さらにこの結果をもとに空気過剰係数の影響も調べた。

3.1 実験装置および実験条件

本章の実験ではセグメントを 3 個重ね、燃焼室の長さを 600mm とした。

3.1.1 空気旋回角を変える場合 バーナ部を図 4 に示す。入口空気流に対する旋回角 α は同図の旋回羽根の角度を変え ($\alpha = 0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 75^\circ$, ただし $\alpha = 0^\circ$ の時には羽根を置かない) 行なう。炉内圧 P は燃焼効率 η_c が極端に低下しない範囲で $P = 1.03 \sim 3.03$ ata とする。また燃料流出 G_{fu} は燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ の最高値を 900°C 程度以下とするため $G_{fu} = 1.00$ kg/h とし、空気過剰係数 λ を λ を変化させた実験より得られた最も適切な値 $\lambda = 1.10$ とする。

3.1.2 空気過剰係数を変える場合 図 4 に示すバーナ部を用いる。ただし、旋回羽根の角度は上記の条件下における実験結果より $\alpha = 75^\circ$ とする。各炉内圧に対し代表空気過剰係数 λ を $\lambda = 1.1$ とし、この時燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ が約 900°C 前後に保持できる燃料流量を与え測定を行なう。なお、空気過剰係数は実験の容易さから燃料流量を変えることにより変化させる。

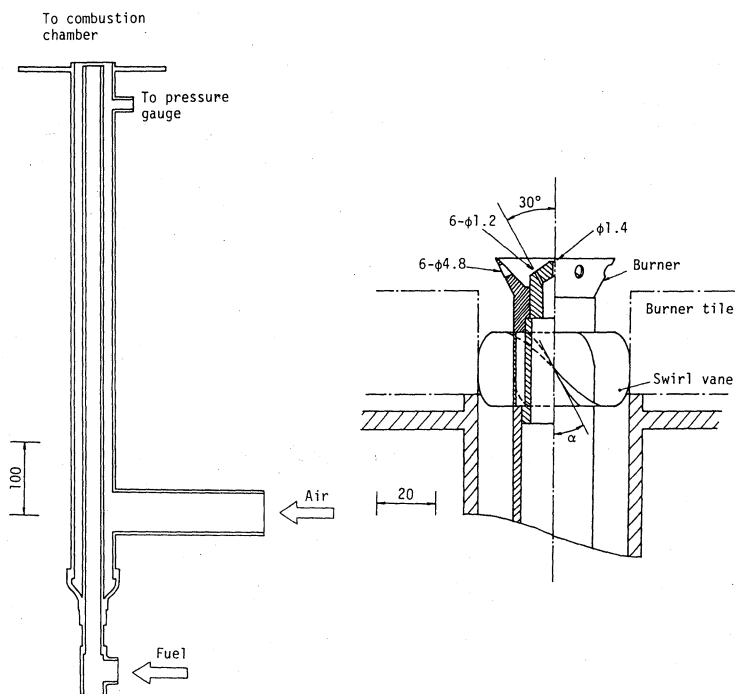


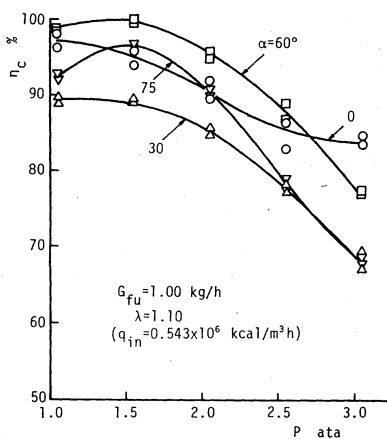
図4 拡散火炎用導管およびバーナ

3.2 実験結果および検討

3.2.1 空気旋回角を変える場合

(a) 燃焼効率 図5に旋回角 α による燃焼効率 η_c の変化を示す。 $\alpha=0^\circ$ を除き、炉内圧 $P=1.53$ ata 付近で各旋回角とも高い燃焼効率を示している。また、この条件下では $\alpha=60^\circ$ が各炉内圧に対し最も高い η_c を示している。

(b) 燃焼室出口ガス温度 図6に燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ を示す。 α が大きくなるにつ

図5 空気旋回角 α による η_c の変化

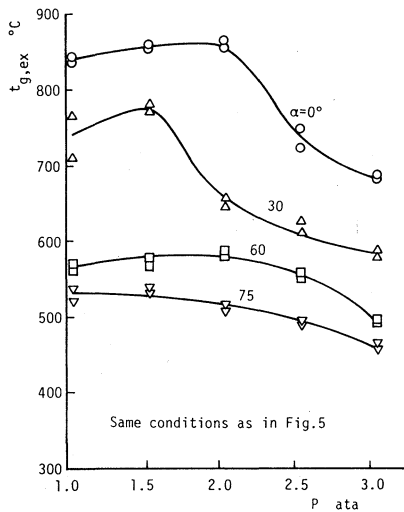


図6 空気旋回角 α による燃焼室出口ガス温度 $t_{g,ex}$ の変化

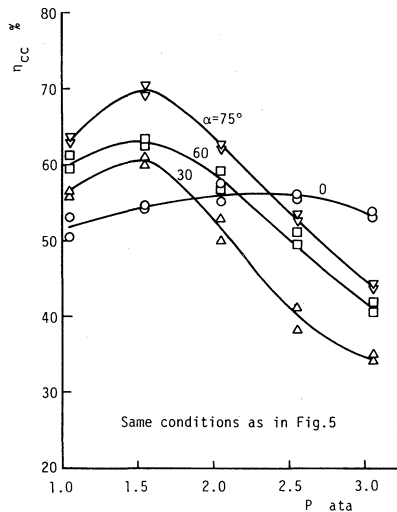


図7 空気旋回角 α による燃焼室受熱割合 η_{cc} の変化

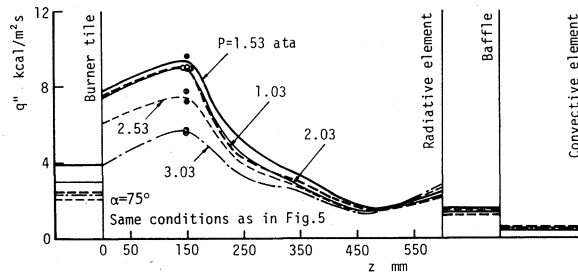


図8 壁面熱負荷分布

れ $t_{g,ex}$ は低下の傾向を示す。これは火炎の空気旋回流による短炎化によるものである。また、 $t_{g,ex}$ は燃焼効率と燃焼室内での壁面熱吸収量により変化するが、圧力に対する傾向は図5に示す燃焼効率に依存し、 $t_{g,ex}$ の絶対値に対しては後述する図7の燃焼室受熱割合に依存している。

(c) 燃焼室受熱割合 図7に旋回角 α による燃焼室受熱割合 η_{cc} の変化を示す。本実験範囲内では $\alpha = 75^\circ$ 、 $P = 1.53$ ata のとき最も高い η_{cc} を示している。なお、 $\alpha = 75^\circ$ における燃焼効率 η_c は $\alpha = 60^\circ$ におけるよりも低い、不完全燃焼により生ずる煤が火炎および燃焼ガスの放射率を上昇させ熱伝達速度を増加させているものと考えられる。したがって、小型軽量化を図る過給ボイラの熱設計では、とくに燃焼面および熱伝達面からの総合的な検討が必要とされるとともに、輝炎化傾向の強い低質燃料は過給ボイラにとって有用な燃料であることがわかる。

(d) 旋回角 75° における壁面熱負荷分布 ボイラの小型軽量化の目的から、本実験範囲では旋回角 $\alpha = 75^\circ$ を最も適した旋回角であるとみなし、その壁面熱負荷 q'' の分布を図8に示

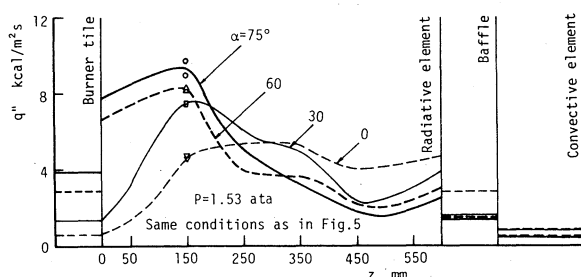
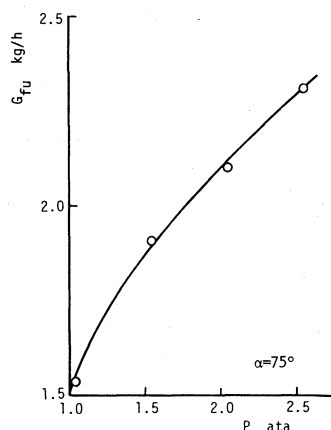
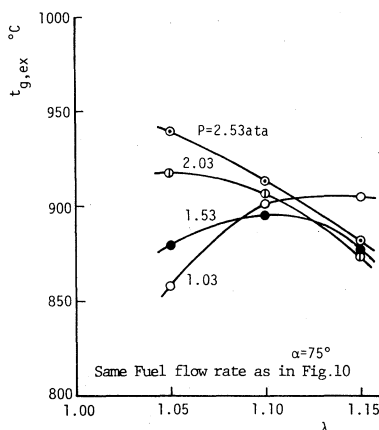


図9 壁面熱負荷分布

図10 空気過剰係数 $\lambda=1.10$ のもとで燃焼室出口ガス温度が約 900°C となる燃料流量 G_{fu} 図11 空気過剰係数 λ と燃焼室出口ガス温度 $t_{g,ex}$ の関係

す。炉内圧によらず $z=150\text{ mm}$ 近傍で最大の熱負荷を示し、また炉内圧に対しては全般に燃焼効率に比例した受熱量となり、その傾向はバーナ側で顕著である。

(e) 炉内圧 1.53 ata における壁面熱負荷分布 結果を図9に示す。入口空気流に与えた旋回角 α の増大により火炎の短炎化が促進され、バーナ側の熱負荷 q'' の値が高くなっている。またバーナタイルの熱負荷の旋回角による変化は大きく、旋回角を増大することにより伝熱面として有効に利用されることがわかる。

3.2.2 空気過剰係数を変える場合

(a) 燃料流量および燃焼室出口ガス温度 3.1.2で述べたように空気過剰係数 $\lambda=1.1$ を各炉内圧力での代表値とし、燃料流量 G_{fu} を燃焼室出口ガス温度 $t_{g,ex}$ が約 900°C となるように定めた。その結果を図10に示し、また空気過剰係数 λ の変化に伴う燃焼室出口ガス温度 $t_{g,ex}$ の変化を図11に示す。後述する燃焼効率の圧力上昇に伴う低下を加味しても、加圧による燃料流量の増加、すなわち過給の効果が認められる。

(b) 燃焼効率 図12に空気過剰係数 λ および炉内圧 P による燃焼効率 η_c の変化を示す。 η_c は $\lambda=1.1$ 付近で高い値を示している。また、 η_c は $P=1.53\text{ ata}$ 付近までは高い値を示すが、

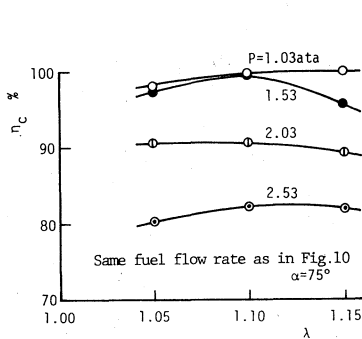


図12 空気過剰係数 λ と燃焼効率 η_c の関係

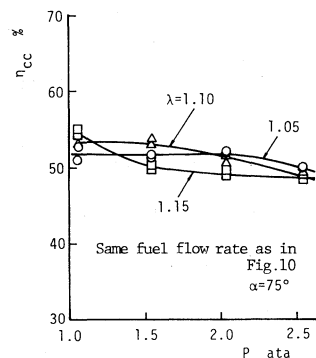


図13 空気過剰係数 λ と燃焼室受熱割合 η_{cc} の関係

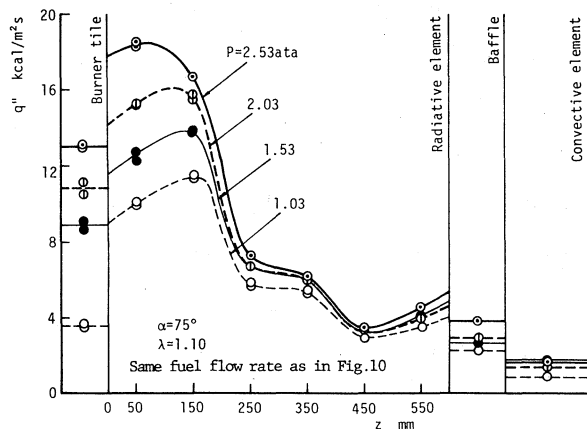


図14 炉内圧 P と壁面熱負荷分布 q'' の関係

それ以上 P が上昇すると低下する。

(c) 燃焼室受熱割合 図13に燃焼室受熱割合 η_{cc} を示す。炉内圧 P および空気過剰係数に強い依存性を示さず $\eta_{cc}=60\%$ 前後の値を示し、炉内圧の上昇に伴う燃焼室内での受熱量の増加、すなわち過給量の増加を示している。言いかえると P を高めることにより G_{fu} を増しても η_{cc} を高い値に維持できるといことで、これは過給ボイラの特長の一つである。

(d) 壁面熱負荷分布 空気過剰係数による壁面熱負荷 q'' の分布の変化の全体的な傾向はあまり顕著には表われなかった。したがって、ここでは図12の結果からも明らかな適正な空気過剰係数 $\lambda=1.1$ を例に、炉内圧すなわち過給の程度による q'' の分布を図14に示す。炉内圧 P の上昇に伴い燃料流量 G_{fu} を増すことが可能であり、また火炎の短炎化および放射性により、おもにバーナ側で熱負荷の上昇が表われていることがわかる。

4. 部分予混合燃焼時の特性

本章では、加圧時の燃焼状態の改善策の一つとして部分予混合火炎を用いることを試み、一次空気量（予混合量）を変化させ燃焼・熱伝達特性の変化を調べた。また、火炎の短炎化かつ半径方向への広がりを図るためバーナを改良し、高圧、高負荷燃焼時の燃焼・熱伝達特性の改善を試みた。

4.1 実験装置および実験条件

前章の結果をもとに、燃焼室の出口側の側壁の熱負荷を高め、燃焼室熱発生率の増加を図るためセグメントを2段とし、炉長を400mmに短縮した。一次空気は燃料と予混合を行ないバーナから炉内へ供給し、二次空気は火炉入口において旋回羽根により旋回を与え供給する。また、空気過剰係数 λ を $\lambda=1.10$ とし、一次空気 G_{a-I} と二次空気量 G_{a-II} との和 G_a を一定とする。

4.1.1 ガンタイプバーナを使用する場合 図15にガンタイプバーナおよび導管を示す。空気旋回羽根は図4に示す旋回角 $\alpha=75^\circ$ のものをを用いた。燃料流量は一次空気量を零としたとき燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ が約 950°C 前後となる

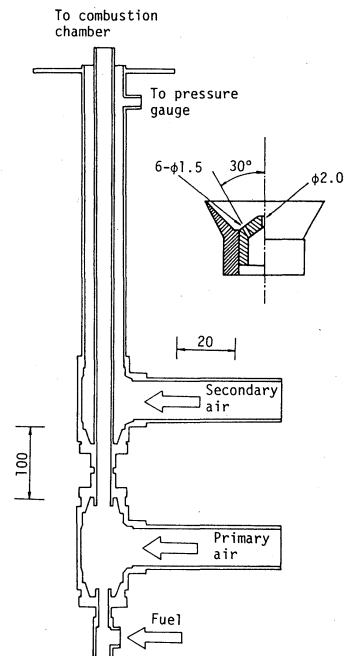


図15 部分予混合用導管およびガンタイプバーナ

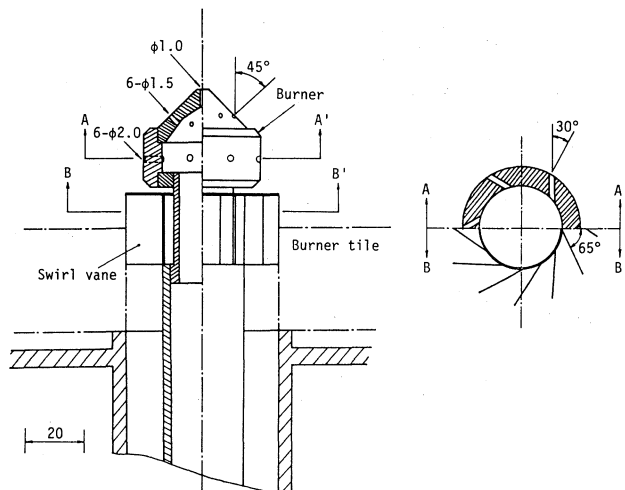


図16 部分予混合用改良型バーナ

ように定めた。

4.1.2 改良型バーナを使用する場合 図16に改良型バーナと入口空気流旋回羽根を示す。改良型バーナでは、ガス噴出口を垂直方向、 45° 方向および水平方向に設け、火炎の垂直方向への短炎化および水平方向への拡大、すなわち火炎の浮力を考慮し、短円筒形の火炎を作り、用いることを試みた。燃焼用空気の供給方式は、ガンタイプバーナ使用時と同一とし、また燃料流量はガンタイプバーナ使用時の結果との比較のため低負荷時には同一燃焼量を用い、また高負荷時には燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ が約 950°C となるように設定した。

4.2 実験結果および検討

4.2.1 ガンタイプバーナによる特性

(a) 燃焼室出口ガス温度 図17に炉内圧力 P による燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ の変化を一次空気量 G_{a-1} を変数として示す。なお、燃料流量 G_{fu} は同図中に併記してある。また、同図の結果のように多量の一次空気 G_{a-1} を供給すると吹き消えを起し、安定な燃焼状態を保持できなかった。炉内圧 P によらず、 $t_{g, ex}$ はほぼ同一の G_{a-1} において最高値を示している。これは後述の一次空気量の増加による不輝炎化による燃焼状態の改善と、それに伴う放射熱伝達速度の低下による結果である。

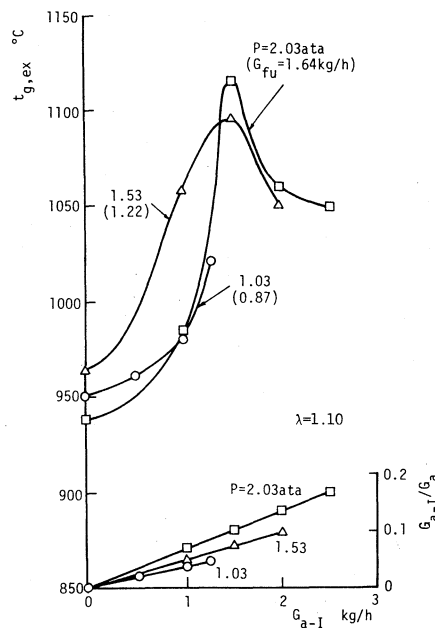


図17 空気過剰係数 $\lambda = 1.10$ のもとで燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ が約 950°C となる燃料流量 G_{fu} と部分予混合用一次空気流量 G_{a-1} が $t_{g, ex}$ に及ぼす影響

(b) 燃焼効率 図18に燃焼効率 η_c を示す。各炉内圧に対し η_c が最大値をとる一次空気量 G_{a-1} が存在し、バーナの噴出速度がほぼ同一の値となっている。しかし、炉内圧が高くなるにつれ η_c の最大値は低くなっている。

(c) 燃焼室受熱割合 図19に燃焼室受熱割合 η_{cc} を示す。一次空気量 G_{a-1} の増加により η_{cc} は若干の減少傾向を示し、また炉内圧 P の上昇によっても減少する。しかし、 $P=1.03$ ata と 1.53 ata では η_{cc} は50%以上の値を得、しかも両者には大きな差異はないことから、過給による性能の向上がわかる。

(d) 壁面熱負荷分布 図20, 21に一次空気量 G_{a-1} による壁面熱負荷分布の変化を炉内圧 P (それに伴い燃料流量 G_{fu} も変化) をパラメータとして示す。熱負荷の最大値は $z=150$ mm 近傍で現われ、炉内圧および一次空気量に対し影響されていない。しかし、バーナ側の伝熱面は過給されると高い熱負荷を示すが、 $z=50$ mm およびバーナタイル上におけるその値は一次空気量の影響、すなわち火炎の不輝炎化による影響を強く受けている。

4.2.2 改良型バーナによる特性 本項の実験は、実用面での観点からバーナを改良し、燃焼効率の改善とバーナ側での熱負荷の増大から過給ボイラの特徴を引き出すことを試みたものである。したがって、炉内圧を 5.03 ata まで高め多くの実験を行なったが、ここでは前項

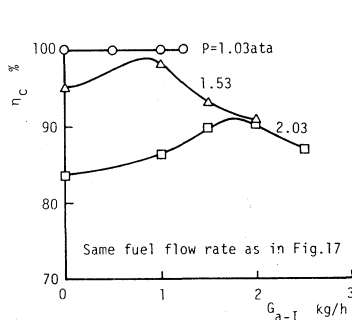


図18 一次空気量 G_{a-1} と燃焼効率 η_c の関係

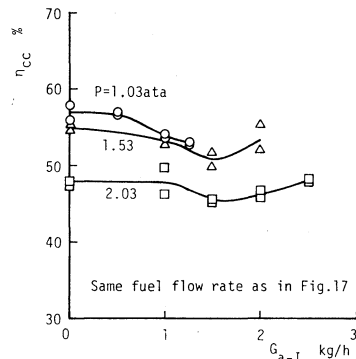


図19 一次空気量 G_{a-1} と燃焼室受熱割合 η_{cc} の関係

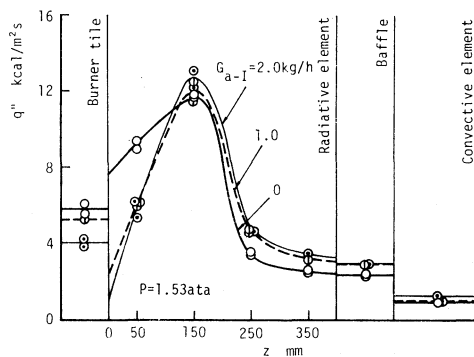


図20 一次空気流量 G_{a-1} と壁面熱負荷分布 q'' との関係

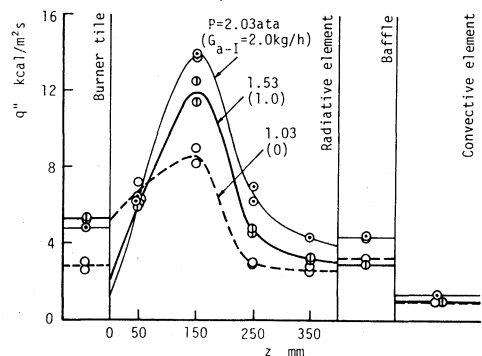


図21 炉内圧 P と壁面熱負荷分布 q'' との関係

での結果との比較および高圧力下での実用的な範囲での結果を例示するため、おもに熱負荷分布に着目し示す。

図22, 23に大気圧下および低圧下での熱負荷 q'' の分布を一次空気量 G_{a-1} をパラメタとして示す。また、図24には高圧下での例を示す。いずれも図中に燃焼室出口ガス温度 $t_{g, ex}$ 、燃焼効率 η_c および燃焼室受熱割合 η_{cc} を併記してある。図22, 23の結果と図21の結果を比較すると、本項での実験の方が燃焼効率は改善され、またバーナ側での熱負荷がかなり高く、また平坦化されていることがわかる。さらにバーナタイルでの熱負荷での熱負荷も高く、燃焼室出口側での熱負荷が低下し、燃焼室出口ガス温度も低いことから図16に示す本項でのバーナを用いると燃焼室熱発生率すなわち過給を高めることができる。

図24に示す高圧下での結果のうち、一次空気量 $G_{a-1}=3.0$ kg/h の場合の結果は、同図中に示す他の条件下での結果や、図18に示す比較的高圧下での結果よりも著しく燃焼状態が改善され燃焼室受熱割合も高い値を示している。なお、燃焼室熱発生率は艦艇用ボイラ程度であり、燃焼室が小形で、火炎の体積に比較し冷却面積が広い試験用ボイラとしてはかなり高性能な性能を

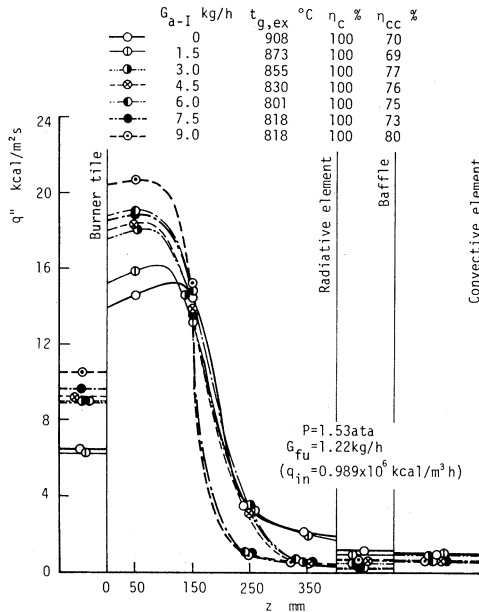


図23 一次空気流量 G_{a-1} と壁面熱負荷分布 q'' との関係 (改良型バーナ)

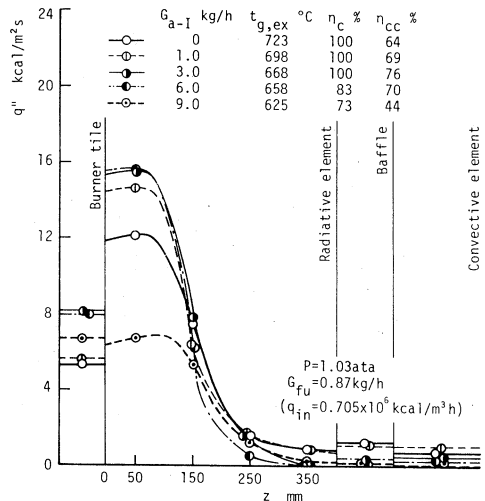


図22 一次空気流量 G_{a-1} と壁面熱負荷分布 q'' との関係 (改良型バーナ)

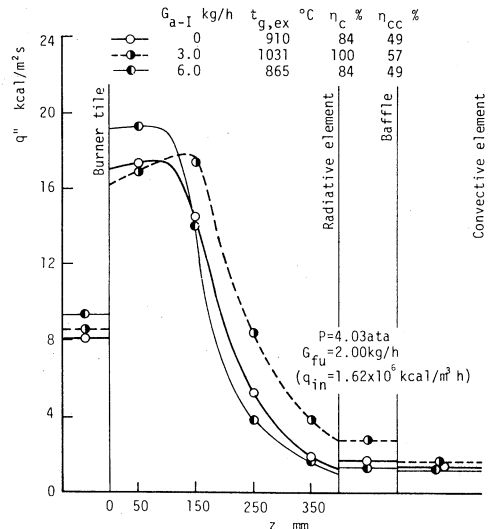


図24 一次空気流量 G_{a-1} と壁面熱負荷分布 q'' との関係 (改良型バーナ)

得ているものと思われる。

5. 結 言

本報ではガス（プロパンガス）を燃料とした小型過給ボイラの燃焼・熱伝達特性に関する実験結果を示した。得られたおもな結果は次のとおりである。

（１）炉内圧の上昇により得られた反応速度の増加は、燃料と空気との混合が不十分なとき不完全燃焼の直接的な原因となる。このため、良好な燃焼状態を保つには大気圧下での燃焼以上に燃料と空気の混合を促進する必要がある。

（２）火炎から伝熱面への放射熱伝達量を増すには火炎を放射活性化，すなわち輝炎として用いることが有効であるが，これは煤の発生，すなわち燃焼効率の低下を要求することとなり，実用化を目的とした実験ではとくにこの点に留意する必要がある。

（３）拡散燃焼下での壁面熱負荷は炉内圧を高め，過給を行なうとバーナ側でとくに高くなり，バーナタイルも有効な伝熱面として利用することができる。また，熱負荷の分布は大気圧下の燃焼で得られる分布に似ている。

（４）予混合火炎の逆火による危険性を考慮して，燃焼状態の改善に部分予混合火炎を用いることを試みた。ガンタイプバーナを用いた実験では，燃焼効率の改善はみられたが，壁面熱負荷は火炎基部の不輝炎化により局所的に高い値をとり，必ずしも良好な結果は得られなかった。しかし，短円筒形火炎を作るため用いた改良型バーナでは，バーナタイル側で平坦な熱負荷分布を得ることができ，また燃焼状態を良好に保ったまま，高圧，高負荷，すなわち過給度を高めることができた。なお，熱負荷の分布は大気圧下でのそれに似ている。

以上，過給ボイラの燃料としては必ずしも適しているとは言難い輝炎化傾向の強いプロパンガスを燃料として実験を行ない，その燃焼・熱伝達特性を明らかとしてきたが，実用的には次のことに留意すべきである。

（１）火炎の放射活性化，すなわち輝炎化は過給ボイラの燃焼室を小形化する上で重要である。このため，高い燃焼効率を要求されない低質化石燃料の利用が有利である。また，加圧による燃焼速度の増加は低カロリー燃料の利用を可能にしている。

（２）加圧下ではとくに燃料と空気の混合を良くする必要があるが，バーナ部の改良はその一つの代表的な方法であるが，ほかに燃料の物性的な性質の改善や副燃焼室を設けるなどの燃焼室形状の再考やバーナ配置についての検討も必要である。

（３）本報ではとくに言及していないが，空気圧縮機は吐出圧力が高圧になるに従い，単位

圧力を上昇させるのに必要な動力は減少する。したがって、過給ボイラでは高圧下での若干の圧力損失を許して対流伝熱量の増加を図る方法を採用することができる。また、燃焼用空気を圧縮し使い、低過剰空気雰囲気下で燃焼を行なうため、火炎の高温化が可能であり、放射熱伝達速度の増加のためこの特徴を利用することができる。

(4) 低過剰空気雰囲気下での加圧燃焼は優れた特徴の他に欠点も有している。もし、設計上大気圧下での温和な化石燃料の燃焼が許されるのであれば、あえて複雑な補機と制御を必要とする本研究でのべた加圧燃焼方式を採用する必要はない。しかし、中規模の容量で高い熱発生率や早い起動性を要球される場合およびガス・蒸気複合サイクルを効率よく構成する場合などにおいては過給ボイラはその目的に適したボイラの一つである。

本報での研究は昭和52年度から54年度にわたり、多くの方々のご助言とご協力を得て行なわれたものであり、とくに、船舶技研 玉木恕乎、本学 榎清、本学卒業生 松田英司、松村道隆、奥山悟、川辺秀明、六田勝男、及川充の諸兄に対し謝意を表す次第である。なお、本研究で必要とした費用の一部は昭和53年度文部省科学研究費を用いた。

(昭和58年5月20日 受理)

文 献

- 1) 舞鶴海軍工廠報告, 「ス号缶に関する一連の報告」, (昭13~17).
- 2) Fritz, W. A. Jr. and Choen, L., Trans. ASME (Ser. A), (1963-10), 302.
- 3) Silberring, L., Sulzer Technical Review, 3 (1965), 133.
- 4) 玉木, 日本機械学会第261回講演会資料, (1966-6), 89.
- 5) 玉木・涌坂・長内, 船舶技術研究所発表前刷-7, (昭41-11), 127.
- 6) 玉木・涌坂・長内, 船舶技術研究所発表前刷-8, (昭42-5), 113.
- 7) 一色・玉木・涌坂, 火力発電, 19-4 (昭43-4), 328.
- 8) 玉木・ほか4名, 日本機械学会論文集 (第2部), 36-281 (昭45-1), 111.

変圧器油—空気界面における沿面放電の研究

中 尾 好 隆・岡 和 喜 男

Studies on Surface Discharge at the Interface between Transformer Oil and Air

Yoshitaka Nakao and Wakio Oka

Abstract

This paper describes a surface discharge at the interface between transformer oil and air in relation to the impulse breakdown on the surface of the water, the electric discharge in oil and the surface discharge in oil.

Experiments have been carried out using a point-plane electrode system above the transformer oil, a Schlieren optical system, an image converter camera, an image intensifier and a dust figure.

As a result, the several features on the development of the density change and the correspondences of the density change to a corona streamer and a dust figure have been found out.

1. ま え が き

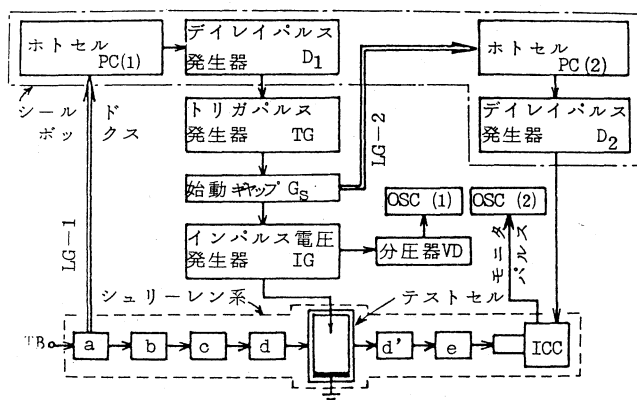
従来、絶縁油中にある固体絶縁物の表面で発生する油中沿面放電の研究は、超高圧送電に使用される油入機器の内部絶縁設計との関係から工学上特に重要な問題と考えられており、多くの研究が行なわれてきている^{1)~3)}。しかしながら油中放電現象そのものが複雑である上、油中沿面放電にあってはさらに不平等電界中複合絶縁構成となるため、放電現象は一層複雑な様相を呈し、そのフラッシュオーバー機構についてはまだ不明の点も多い。

近年、液体誘電体の絶縁破壊現象を光学的に観測する研究が広く行なわれている⁴⁾。光学的観測方法には種々の手法が考えられてきているが、いずれも試料液体に直接触れることなく、従って電極ギャップ間を乱すことなく測定できるという点ですぐれている。一方、油中沿面放電に関しても同様の方法が取り入れられ、特にシュリーレン法は極めて微弱な発光しか伴わないような破壊初期の状態を屈折率の変化として捕えられる利点を持つため多く利用されている¹⁾。

筆者らは、これまで汚損湿潤がいしのごとき導電性を有する沿面をモデル化したテストセルを用い、水面上インパルス破壊の進展について種々検討してきた⁵⁾。本報告は、これらとの関係上および油中・油中沿面における放電現象に関連して、特に放電進展に着目し、シュリーレン装置、超高速撮影装置（イメージコンバータカメラ）、イメージインテンシファイヤおよび電荷図などを用いて、変圧器油—空気界面に配置した針対平板電極ギャップにインパルス電圧を印加し、それに伴って生ずる密度変化進展の極性効果・経時変化やコロナストリーマ・電荷図形との対応性など、密度変化進展の特徴について種々検討を行なったものである⁶⁾。

2. 実験装置および方法

図—1は実験装置の構成を示す。トリガボタン TB によってキセノンフラッシュ（せん光時間：20, 50, 200 μ s）をせん光させ、その光をライトガイド LG—1（5 mm ϕ , 5 m）でシールドボックス内のホットセル PC（1）に導き、 $D_1 \cdot TG \cdot G_s$ を経て油面上 $d_o=0.5$ mm にセットした針電極（タングステン線、曲率半径：50 μ m）にインパルス電圧（ (0.8×300) μ s）が印加される。 G_s の光は前記同様ライトガイド LG—2でホットセル PC（2）に導き、 D_2 によってイメージコンバータカメラ ICC をトリガした。試料への電圧印加と ICC との同期はディレイパルス発生器 D_1, D_2 （遅延時間をそれぞれ τ_1, τ_2 とする）によって行ない、撮影結果は ICC のモニタパルス波形と常に比較されており、時間基準（ $t=0$ ）には G_s が放電した瞬間すなわち試料へ電圧が印加された瞬間を選んだ。図—2はテストセルおよび電極配置、図—3はその外観を示す。これらの図において、テストセルの上から下へ向って平行光線を透過させるため、その底部にはオプティカルウインドウ（130 $\times$ 180 $\times$ 3 mm）が取付けられている。使用した液体は変



a: キセノンフラッシュ (20, 50, 200 μ s), b: コリメータレンズ, c: ピンホールスリット, d・d': 凹面鏡 (150 mm ϕ , $f=1.5$ m), e: ナイフエッジ, TB: トリガボタン

図—1 実験回路構成図

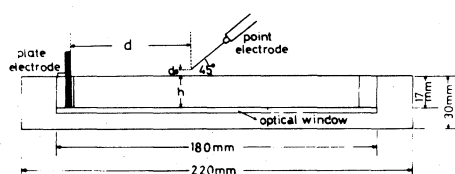


図-2 テストセル

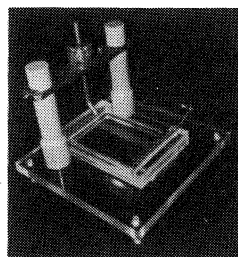


図-3 テストセルの外観

圧器油（JIS 2号油）で未処理のものである。

なお、本実験はインパルス電圧波高値 $V_m = 18 \text{ kV}$ について行なったもので、同時にイメージンテンシファイヤ II（光利得： $3 \times 10^4 \sim 7 \times 10^4$ 、米国 VARO 社製）および電荷図を併用し、それらによって得られた図形と ICC による密度変化進展状態との比較も行なった。

3. 実験結果および考察

3.1 密度変化進展の極性効果

図-4、図-5は、インパルス電圧 ($V_m = 18 \text{ kV}$) 印加時の典型的な密度変化進展状態を、針端正および負についてそれぞれ示したものである。

針端正の場合、密度変化の形状は針端を中心として放射状に進展する樹枝状を呈し、幾分平板電極側への伸びが大である。図-4 (a) から、密度変化は1こま目（電圧印加後時間 $t = 5.1 \mu\text{s}$ ）においてまだ出現せず、2こま目 ($t = 15.1 \mu\text{s}$) でかすかに現われ、それ以後こまが進むにつれ、密度変化のコントラストの経時変化が明瞭に認められる。しかし、その形状および大きさの経時変化は認められない。図-4 (b)～(d) は τ_1 をそれぞれ $10.1, 70.1, 100.1 \mu\text{s}$ にセットした場合のこま撮り写真で、(b) では (a) における2こま目以降を示し、密度変化の経時変化など前記と同様の特徴が認められる。しかし、(c), (d) では密度変化の経時変化はほとんど見られないが、針端を中心とし放射状に進展した個々の樹枝状密度変化は太くなり、その先端が丸味を帯びている様子が認められる。

一方、針端負の場合、密度変化の形状は針端を中心とした円形木葉状を呈する。図-5 (a) から、密度変化は2こま目 ($t = 15.1 \mu\text{s}$) においてまだ出現せず、3こま目 ($t = 25.1 \mu\text{s}$) でかすかに現われ、その出現遅れは針端正に比べ大である。それ以後こまが進むにつれて、密度変化のコントラストの経時変化、形状および大きさなどに関し、針端正の場合と同様の特徴が認められる。図-5 (b)～(d) は τ_1 をそれぞれ $20.1 \mu\text{s}, 40.1 \mu\text{s}, 60.1 \mu\text{s}$ にセットした場合のこま撮り写真で、(b) では (a) における3こま目以降を示し、密度変化のコントラストの経時変

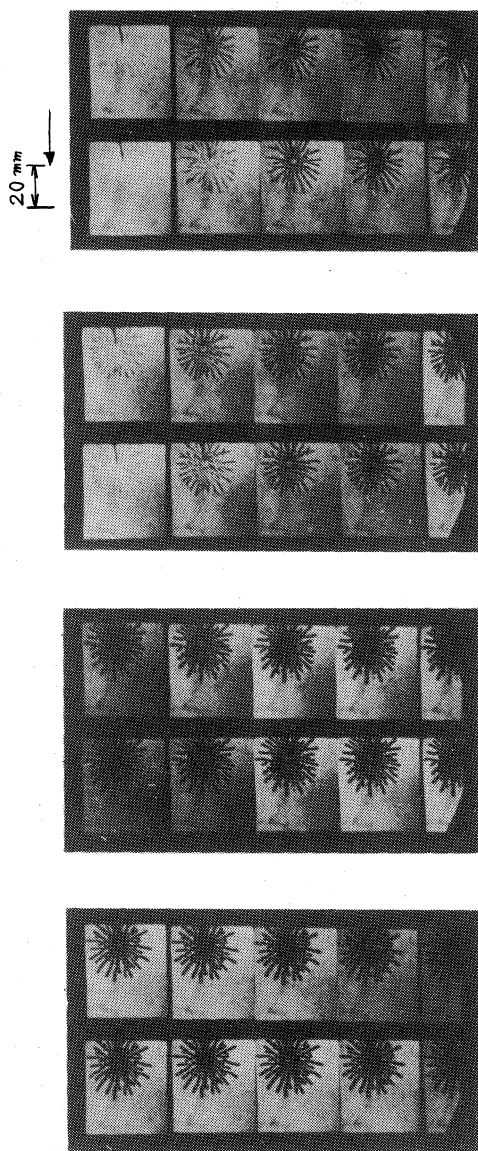


図-4 正インパルス電圧印加時密度変化のこま撮り写真 ($V_m = +18\text{kV}$, 1×10^5 こま/秒)

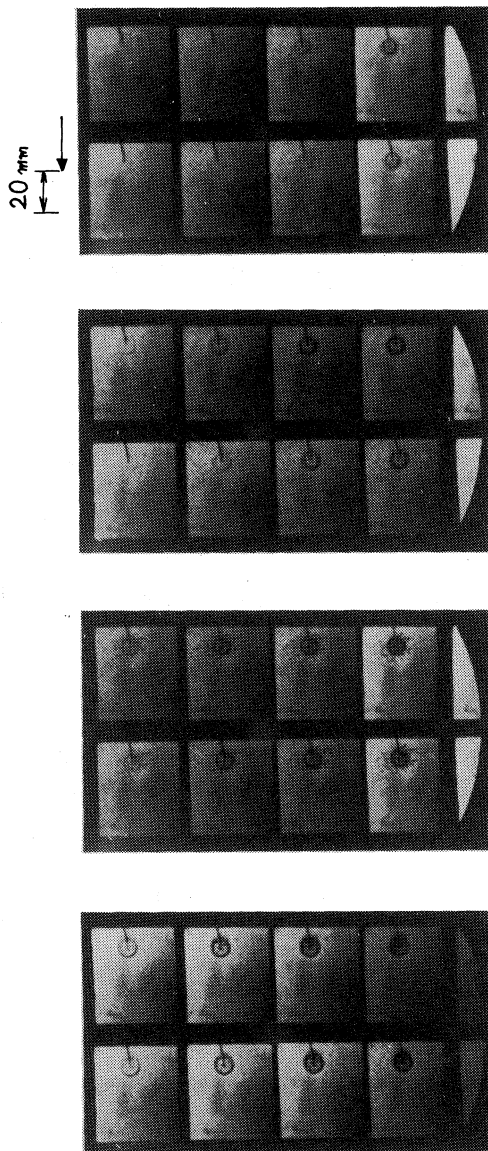
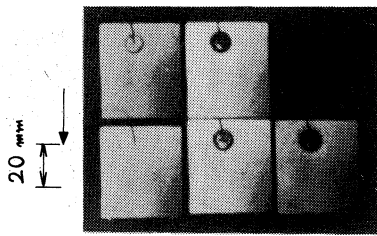


図-5 負インパルス電圧印加時密度変化のこま撮り写真(1) ($V_m = -18\text{kV}$, 1×10^5 こま/秒)



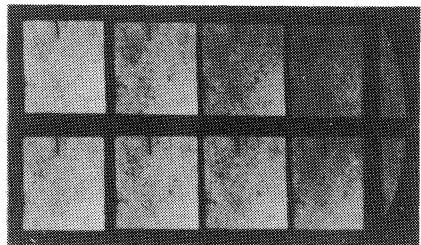
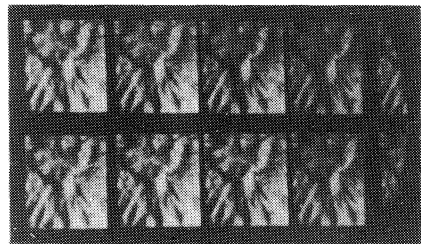
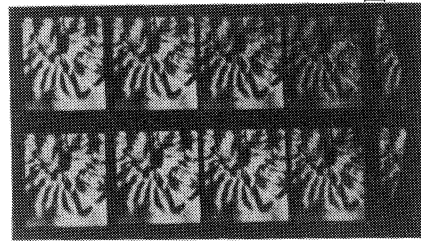
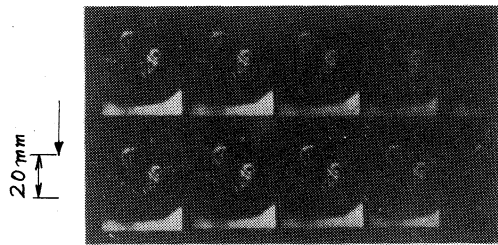
図—6 負インパルス電圧印加時密度変化のこま撮り写真(2)
 $(V_m = -18 \text{ kV}, 2.5 \times 10^4 \text{ こま/秒}, \tau_1 = 0.1 \mu\text{s})$

化など前記と同様の特徴が認められる。(c), (d) においてもまだ密度変化のコントラストの経時変化が見られ, さらに円形木葉状密度変化の周辺から放射状に進展する密度変化とその内部で樹枝状に進展する密度変化およびこれらの経時変化が明瞭に認められる。図—6は図—5と同条件においてこま撮り速度を 2.5×10^4 こま/秒にし, 電圧印加後約 200 μs までの密度変化の経時変化を示したもので, これから針端負における前記特徴の他, 円形木葉状密度変化の周辺領域の拡がりも認められる。

これらの結果から, (1) 針端極性によって密度変化の出現遅れ, 形状および大きさに関し著しい極性効果が認められる。(2) 針端両極性において密度変化のコントラストに経時変化が認められるが, その形状・大きさにはほとんど見られないところから, それらは電圧印加直後初期の段階で決定されてしま

うのではないかと考えられる。これら密度変化の解釈についてはまとめて後述することとする。

図—7はインパルス電圧印加時の油面状況を示す。これは引き続いて電圧を印加する場合にどの位間隔を取る必要があるかを調べたものである。(a)~(d)はそれぞれ電圧印加後 $t = 1.2 \text{ sec}, 5.0 \text{ sec}, 10.0 \text{ sec}, 70.0 \text{ sec}$ においてフラッシュをせん光させた場合で, (d)ではほぼ電圧印加前の状態に回復していることがわかる。従って, 本実験では少なくとも3分以上間隔をあ



図—7 インパルス電圧印加後の油面じょう乱状況
 $(V_m = +18 \text{ kV}, 1 \times 10^5 \text{ こま/秒}, \tau_1 = 0.1 \mu\text{s}, N(+))$

けた。

3.2 密度変化とコロナストリーマとの比較

筆者らは、前報⁷⁾で本実験とほぼ同様の方法を用いて、水面上インパルス破壊の進展過程について検討、密度変化とストリーマの対応性について報告した。一方、本実験実施の過程で暗室中肉眼で観察したり、静止カメラによる近接撮影、(フィルム：トライーX、増感現象 ASA 1600 相当)を行なったが、明瞭に放電光を認めることはできなかった。しかし、大気中アクリル樹脂板の沿面放電に関する研究報告⁸⁾から変圧器油表面においても同様にコロナストリーマが発生しているのではないかと考えられる。

図-8は変圧器油-空気界面におけるコロナストリーマをイメージインテンシファイヤIIによって撮影した一例を示し、

左上部から中央へ伸びているのは電極ホルダ、 $N(-)$ で中央の細長い像は基準となるスケールを示す。図-8(a)は針端正($N(+)$)の場合で、針端を中心とし放射状に進展するコロナストリーマが明瞭に認められ、その形状・大きさは同条件の密度変化(図-4)とほぼ同様と見られる。しかし、密度変化の先端は太く丸味を帯び、そのコントラストが先端程大であるのに比べ、コロナストリーマの先端は細く光強度が小さいという点で対照的である。図-8(b)は針端負($N(-)$)の場合で、大きさは $N(+)$ に比べ小さく、その形状は針端を中心とする円形を呈し、密度変化の結果(図-5)と同様と見られる。

これらを含めた多くの結果から、密度変化とコロナストリーマとは形状・大きさにおいて対応性が見られ、密接な関係のあることが確かめられた。

3.3 密度変化と電荷図との比較

前節までに得られた密度変化は形状において既報^{5, 6)}の水面上インパルス破壊で見られたものとは著しく相異し、これらは従来の電荷図法で得られる図形と非常に類似していることが知れる。

本節ではそれらの対応性を調べるため次のような実験を行なった。すなわち、変圧器油面上針対平板電極ギャップと並列に透明アクリル樹枝板表面上針対平板電極ギャップを油の場合と同位置にセットし、これらに $V_m=18\text{ kV}$ のインパルス電圧を印加、ICCによる密度変化のこま撮り撮影と同時に電荷図も求めた。

図-9はこれらの典型的な一例を示し、(a)(d)は針端正、(b)(c)(e)は針端負の場合である。ここで、密度変化(a)($N(+)$)および(b)(c)($N(-)$)はそれぞれ図-4、図-5の特

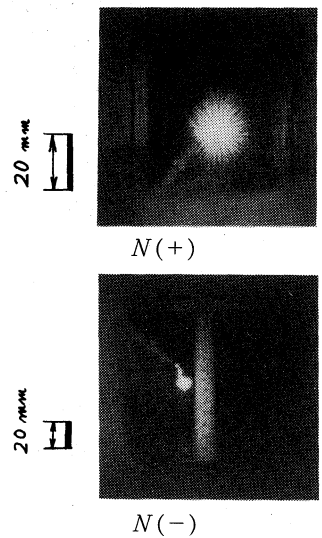
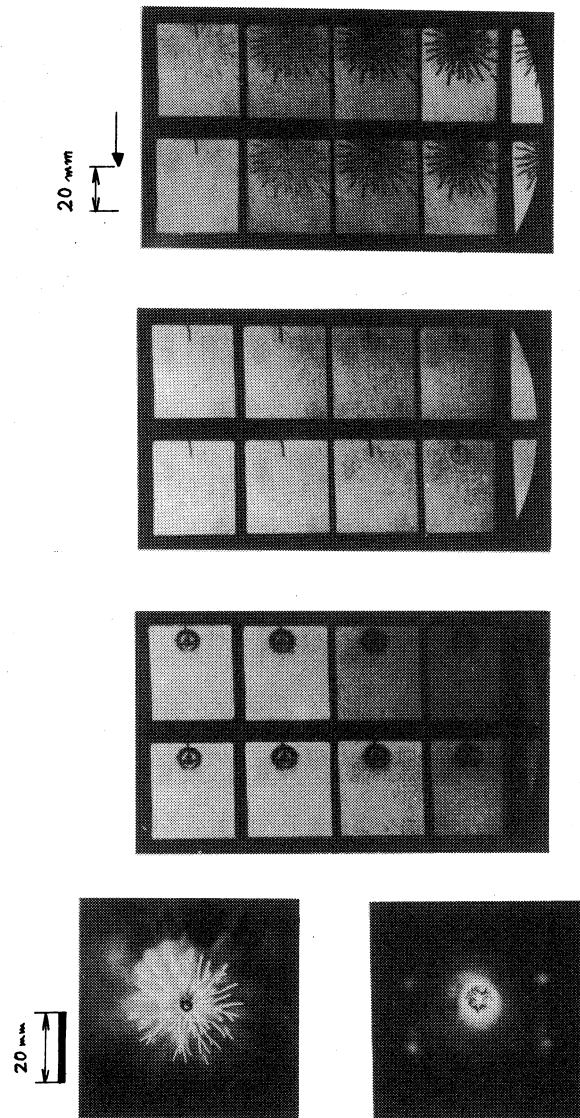
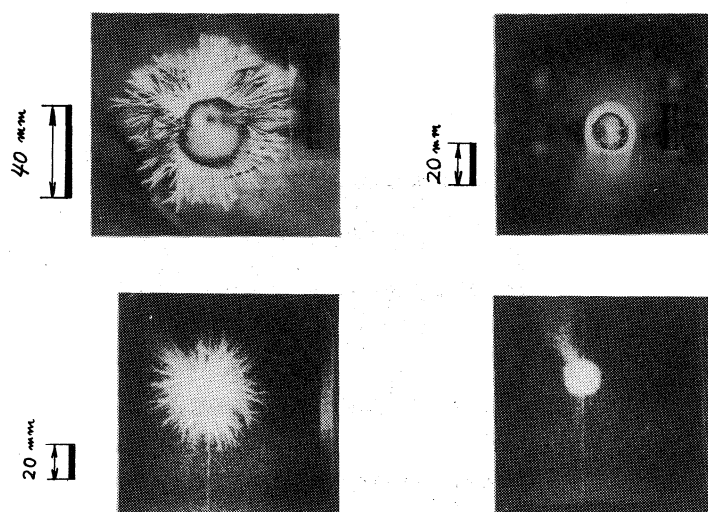


図-8 IIによる変圧器油表面上コロナストリーマ



図—9 ICC による密度変化のこま撮り写真と電荷図との比較 ($V_m = 18\text{kV}$)



図一10 電荷図とコロナストリーマとの比較 ($V_m = 18 \text{ kV}$)

徴と同様と見られる。電荷図 (d) および (e) はそれぞれ (a) および (b) (c) と対応し、針端正の場合放射状に進展する樹枝状、針端負の場合円形木葉状を呈する。また、針端負の電荷図において円形木葉状図形の内部およびその周辺のかすみ図形は (c) の密度変化と比較すると良く対応すると見られ、従って、電荷図形は ICC による撮影で τ_1 を充分大の場合に得られる密度変化に対応するものと考えられる。

3.4 透明アクリル樹枝板表面における電荷図とコロナストリーマの比較

以上の結果から、変圧器油面上における ICC による密度変化進展状態と II によるコロナストリーマあるいは透明アクリル樹枝板を用いた電荷図形などの間に、相互に対応性のあることが理解された。一層これらの対応性を確かめるため、2 で述べたシュリーレンシステムを用い、大気中において透明アクリル樹枝板表面における密度変化の ICC による撮影を試みたが、何ら認められなかった¹⁾。

本節では、さらに引き続いて電荷図とコロナストリーマの同時観測を試みた。図一10はその典型的な一例を示し、(a) (b) は針端正、(c) (d) は針端負の場合である。針端極性によるこれら図形の形状・大きさなどの特徴は変圧器油面上における場合と同様良く対応すると見られる。

4. む す び

本報告は、変圧器油—空気界面に配置した針対平板電極ギャップにインパルス電圧を印加し、シュリーレンシステムおよびイメージコンバータカメラなどを用いて変圧器油表面における沿

面放電の進展状況を観測、その進展の特徴について種々検討したものである。さらに、その結果はイメージインテンシファイヤを装着した静止カメラや電荷図法によって得られた図形とも比較されている。

本実験は $V_m=18\text{ kV}$, $d=65\text{ mm}$, $d_o=0.5\text{ mm}$, $h=3\text{ mm}$ という限られた条件下で行なわれたものであるが、密度変化の形状、大きさ、コントラストの経時変化やコロナストリーマとの対応性などについて種々の特徴が見出された。得られた結果を要約すると次の通りである。

- (1) インパルス電圧印加後進展する密度変化に関し著しい極性効果が見られ、(a) 密度変化出現遅れは針端正の方が針端負に比べて小である。(b) 密度変化の形状は針端を中心とし、針端正で放射状に進展する樹枝状、針端負で円形木葉状を呈する。さらに、針端正の場合個々の樹枝状密度変化はその前進端で丸味を帯び、コントラストも大である。一方、針端負の場合円形木葉状密度変化においてその内部には針端から進展する樹枝状、またその周囲には多数の細い放射状に進展する密度変化が認められる。(c) 密度変化の大きさは針端負に比べ針端正において大きい。
- (2) 針端極性に関係なく、密度変化の形状・大きさは出現直後に決定され、以後変化なく、そのコントラストの経時変化のみが明瞭に認められる。
- (3) 密度変化をコロナストリーマとの比較から、形状および大きさにおいて対応性がある。この場合密度変化の形状・大きさに経時変化が見られないことから、後者は前者に先行するか、少なくとも同時に進行すると見られる。従って、本実験で得られた密度変化は変圧器油—空気界面において、電子による気体および液体分子の解離・励起・電離・再結合などに基づき生ずると考えられる。
- (4) 密度変化と電荷図との比較から、形状および大きさに関して (1) (a), (b) の特徴が見られ、対応性があると考えられる。従来、電荷図法においてその図形の大きさはインパルス電圧波高値 V_m と関係づけられており、さらに (3) を考慮して密度変化の形状・大きさはインパルス電圧の波頭で決定されると考えられる。その後の密度変化のコントラストの経時変化は (3) と同様解離・励起・電離・再結合の程度によって進行し、その後インパルス電圧が減衰し終る時点では結局電荷図形に対応すると考えられる。
- (5) II によるコロナストリーマを電荷図との比較から、これらの形状・大きさの特徴は (3) と同様、対応性があると考えられる。

終りに、卒業研究として実験にご協力頂いた玉木伸明（現（株）明電舎）、佐藤 毅（日立エンジニアリングサービス（株））、武内英世、山本章寿（Ⅱ部電気）の諸君に対して感謝の意を表します。

（昭和58年5月20日 受理）

参 考 文 献

- 1) 大垣：「変圧器油中沿面放電のシュリーレン法による観測」，電気学会放電研資，ED-77-7（昭52）.
- 2) 岸田・佐藤・鳥山：「油中沿面放電における極性効果」，電気学会放電研資，ED-78-33（昭53）.
- 3) 大久保・池田・本多：「油中沿面放電」，昭56電気学会全大，S. 2-5.
- 4) 山下：「液体中の伝導・破壊現象の光学的観測」，放電，No. 86（昭56-6）.
- 5) 宮城・中尾・服部：「水面上インパルス破壊の進展過程」，電気学会放電研資，ED-82-5（昭57）.
- 6) 中尾・岡・服部：「変圧器油—空気界面における沿面放電のシュリーレン法による観測」，昭和57年電気四学会道支連大49.
- 7) 中尾・助原・松尾・服部：「水面上のインパルス破壊に関する光学的研究」，室工大研報，10, 2, 197（昭55-11）
- 8) 嶋崎・常安・赤崎：「正および負インパルス電圧印加時の沿面放電の進展過程」，電学論 A, 99, 527（昭54-11）.

陽極酸化シリコンMIS型太陽電池の研究

南 篠 淳 二・松 本 好 朗
尾 崎 正 義・野 村 滋
原 進 一

Anodically Oxydized Silicon MIS Solar Cell

Junji Nanjo, Yoshiro Matsumoto, Masayoshi Ozaki, Shigeru Nomura
and Shin-ichi Hara

Abstract

Single crystal Si MIS solar cells have been fabricated by the anodic oxidation methods. The open circuit voltage of the MIS cell with the insulating layer annealed in hydrogen increased compared with that with as-grown layer. The interface state densities were calculated by the method Using the Electrolyte-Oxide-Semiconductor (EOS) system, to analyze the dark current-voltage characteristics of the cells theoretically. It has been found that the quality of the insulating layer was improved by annealing. Short circuit current of the MIS cell with thin insulating layer formed in an aqueous solution showed the large value. This can be explained by pin-hole model.

1. ま え が き

半導体と金属の接触によって得られるショットキー障壁型太陽電池は、 $p-n$ 接合型等他の太陽電池と比較すると、作製が容易で経済的などの利点をもつが、開放電圧が低いことが問題とされてきた¹⁻²⁾。これを改善する方策として、半導体と金属の間に極めて薄い絶縁層を挿入した MIS (Metal-Insulator-Semiconductor) 型太陽電池の研究が行なわれてきている³⁻⁶⁾。

筆者らは、試料にシリコン単結晶を用いた。絶縁層の形成は表-1¹⁾に示すように多数の方法があるが、本研究はこれをこれまでほとんど試みられていなかった電気化学的技法である陽極酸化法で試みた。その結果、短絡電流を変えることなく開放電圧が改善されることが判明し、絶縁層としての陽極酸化膜の効果が認められた⁷⁻¹¹⁾。また、この薄い絶縁層の果す役割りに関して次のことがらが問題となる。a) 絶縁層を通る多数キャリアや少数キャリアのトンネル確率 b) 界面準位密度と禁止帯内の分布 c) 半導体と絶縁層の電圧配分 d) 絶縁層中の電荷の種

Table 1. Insulating Layer Growth Methods Used in MIS Cells¹⁾

Semiconductor	Method	Time
Si	h hot HNO ₃	8 min
	boiling H ₂ O	
	10-percent HF in H ₂ O	1 min
	SiO ₂ in 40-percent HF	1.5-2 min
	anodization	
	evaporation of SiO	
	150°C in air	5-70 h
	400°C in air	5-60 min
	620°C in air	15-30 min
	420°C in dry oxygen	10 min
	420°C in wet oxygen	5-40 min
	514°C in oxygen	12 min
	450°C in wet nitrogen	15-30 min
	450°C in N ₂ /O ₂	10 min
	480-500°C in N ₂ /O ₂	30 min
GaAs	700-900°C in steam	5 min
	evaporation of Sb ₂ O ₃	
	oxygen plasma	10-20 s
	anodization in buffered 3-percent H ₃ PO ₄	10 min
	anodization in acetone/KMnO ₄	1 min
	120°C in ozone	20 min
	25°C in H ₂ O/O ₂	50-100 h
	105°C in air	70 h

類とその濃度 e) 金属と半導体界面におけるキャリアの流れ f) 界面準位におけるキャリアの占有が光照射によってどのような影響を受けるか等である^{1, 4, 10)}。以上のことと、厚膜シリコン陽極酸化の膜質や界面特性が水中熱処理によって熱酸化膜に匹敵する特性が得られるという結果を考慮することにより、陽極酸化膜を用いた MIS 型太陽電池では、さらに開放電圧改善の余地があると考え annealing 処理を施し、その効果を調べた^{10, 11)}。一方、MIS セルの動作原理を解明し、効率改善するために酸化膜と半導体の界面特性を測定することは非常に重要な課題である。しかし、MIS 型セルに用いられる薄膜絶縁層は厚さが約 20~30Å と非常にうすく、場合によっては膜の不連続性、不均質性等のために大きなリーク電流が存在して、測定条件の 1 つに界面を通して電流が流れない条件で成立っている通常の MOS C-V 法では困難である。筆者らは、これに代わる方法として EOS (Electrolyte-Oxide-Semiconductor) 法を用いて測定し、as-grown 状態および annealed 状態を調べた¹²⁻¹⁶⁾。以上述べられた実験結果の諸量をもとにして S. J. Fonash の解析を参考にして陽極酸化シリコン MIS 型太陽電池の暗特性を理論解析した¹⁷⁻¹⁹⁾。以上のセルの製造法は電解液に無水エチレングリコールを用いているが、これとは別に電解液に水を添加することによって酸化膜中に故意にピンホールを形成し、

効率改善を試みた²⁰⁾。以上の諸結果は、熱酸化によるものと比較され、良好な結果が得られたので、その結果と考察及び問題点を報告する。

2. 実験方法

A 試料

試料は、(111)面を有する、フッ酸：硝酸：酢酸が2：4：1の混合液で鏡面仕上げされたボロン拡散による *p* 型シリコン単結晶である。比抵抗は四探針法によって測定し、 $1\sim5\Omega\cdot\text{cm}$ のものを用いた。裏面のオーミック接触は、試料を水、アルコール、トリクレン洗浄と脱イオン水：フッ酸が10：1の溶液による洗浄後、 6×10^{-6} Torr. の真空中で蒸着源にタングステン線を用いてアルミニウムを蒸着し、その後水素中、 525°C 、15分間又は窒素中、 470°C 、15分間のシタリングを行い得た。

B 酸化

電解槽は他で報告されたものと同じ構造である⁷⁾。電解液は、無水および 6% の蒸留脱イオン水を添加した硝酸カリウム 0.04 mol dm^{-3} のエチレングリコールを用いた。陽極酸化は、別に報告した MIS セルの薄膜として最適条件である形成電圧 0.5 V 、初期電流 0.5 mA/cm^2 として定電圧法で行った⁷⁾。酸化膜の厚さは、波長 $6328\text{ \AA}$ のヘリウム、ネオンガスレーザを用いたエリプソメトリー法で測定（シリコンの屈折率を 3.875、吸収係数を 0.028 とした。）した結果、 $30\text{ \AA}$ である。

熱酸化は、ドライ酸素雰囲気中、 420°C 電気炉中で10分間行なった^{1, 21)}。

C annealing 処理

陽極酸化膜の annealing は、水素雰囲気中、 300°C で10分間行なった。炉心管での試料の出し入れは、窒素雰囲気中に切り換えて、約5分間設定温度あるいは室温にして行なった。

D 障壁金属と集電極の蒸着

障壁金属は、6 N アルミニウムを 5×10^{-6} Torr 以上の真空中中で蒸着法で形成した。このとき、シート抵抗 $50\sim60\Omega/\square$ となるようにモニターしながら蒸着した。この時の障壁金属の厚さは $\sim60\text{ \AA}$ であり、面積は、 $0.5\text{ cm}\times0.5\text{ cm}$ の正方形の穴をあけたステンレスのマスクを試料の上にのせその上から蒸着した。

集電極は、ステンレス製の櫛型マスクを用い、アルミニウムを蒸着して得た。

E MIS 型太陽電池の電流－電圧特性

光照射時の電流－電圧特性は、光源に 100 mW/cm^2 のキセノンランプを用いて測定した。

(光パワーの測定は安立電気 K K 製 ML94A 型で行なった。波長範囲は $0.38\sim1.15\mu\text{m}$ で、

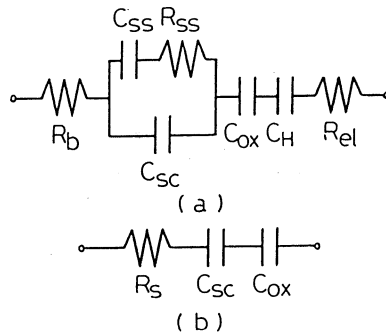


Fig. 1 Simple equivalent circuit used in analysis of EOS impedance data.

精度は、0.1～1%である。)

F Si/SiO_2 の界面準位密度の測定

シリコン/シリコン酸化膜界面における界面準位密度の測定は、EOS法で行なった。EOS系の簡単な等価回路を図一1(a)に示す。ここで、ヘルムホルツ容量(C_H)は 10^{-5} F/cm^2 程度であるため、全体の測定容量 $10^{-9} \sim 10^{-7} \text{ F/cm}^2$ に対して十分に大きな値を取り無視することができる。測定周波数を十分に高くすると、界面準位容量 C_{ss} は無視することができる。以上のことより、高周波数での測定を行うならば、図一1(b)のような等価回路を表わすことができる。

界面準位密度は、酸化物に直流電圧をかけることにより、電荷がどのように変化するかを観察することにより測定できる。界面準位密度がどのように導かれるかを示す。図一(a)の回路図を基に、電荷の中性条件から

$$q_{ox} = q_{sc} + q_{ss} \quad (1)$$

を得る。ここでの q_{ox} は酸化膜の電荷、 q_{sc} は空間電荷領域の電荷、 q_{ss} は界面準位の電荷である。シリコンと参照電極間の電位差 V は

$$V = V_{sc} + V_{ox} + V_H + V' \quad (2)$$

である。ここでの V_{sc} は空間電荷領域での電位差、 V_{ox} は酸化膜での電位差、 V_H ヘルムホルツ層での電位差、 V' は参照電極が持つ一定の電位差を表わしている。 $V_{ox}=0$, $V_{sc}=0$ のとき $V=V_{fb}$ となる。この V_{fb} はフラットバンドポテンシャルである。(2)式は、

$$V_{ox} = V - V_{sc} - V_{fb} \quad (3)$$

と書き換えられる。(1)と(3)式と $C_{ox} = q_{ox}/V_{ox}$ より

$$C_{ox}(V - V_{sc} - V_{fb}) = q_{sc} + q_{ss} \quad (4)$$

を得、この式を V_{sc} に対して微分すると、

$$C_{ox} = \left(\frac{dV}{dV_{sc}} - 1 \right) = C_{sc} + C_{ss} \quad (5)$$

を得る。これより、界面単位容量は、印加バイアスにおいて、 C_{sc} , C_{ox} , dV/dV_{sc} を決定することにより計算可能である。図-1 (b) の等価回路より、高い周波数による測定容量 C_m と酸化膜容量 C_{ox} から、

$$C_{sc} = \frac{1}{1/C_m - 1/C_{ox}}; C_{ox} = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0}{\delta} \quad (6)$$

ここで、 ϵ_0 は真空中の誘電率、 ϵ_1 は酸化膜の比誘電率、 δ は酸化膜厚でありこれより C_{ox} および C_{sc} を決定できる。また Mott-Schottky の関係と $V_{sc} = V - V_{fb}$ ($V_{ox} = 0$) より (7) 式を得る。

$$\frac{1}{C_{sc}^2} = \frac{2}{\epsilon_0 \epsilon_2 q N_A} \left(V_{sc} - \frac{kT}{q} \right) \quad (7)$$

ϵ_2 は半導体の比誘電率、 q は素電荷、 N_A はキャリア濃度、 k はボルツマン定数、 T は絶対温度である。この式より種々の印加バイアスに対する空間電荷領域の電圧 V_{sc} が求まる。 dV/dV_{sc} を求め、 C_{sc} 及び C_{ox} を (5) 式に代入することにより、界面単位容量 C_{ss} が求まる。ゆえに、 V_{sc} に対する界面単位密度 N_{ss} は、

$$N_{ss}(V_{sc}) = C_{ss}/q \quad (cm^{-2} \cdot eV^{-1}) \quad (8)$$

$$\text{or } N_{ss}(E_F) = C_{ss}/q \quad (cm^{-2} \cdot eV^{-1}) \quad (8)'$$

で算出される。

測定容量の周波数分散は 5kHz 以上で消滅することがわかったので、測定周波数は、10kHz 一定とした。測定回路を図-2 に示す。電解液には、過塩素酸塩テトラエチルアンモニウムを 0.1 M 含む *N,N* ジメチルホルムアミドを使用した。この電解液は測定中シリコン酸化膜をエッチングせず、かつ酸化膜が成長しないことが確かめられている。測定を行なう前に電解液は、1 日窒素ガスで purging され、かつ測定中も窒素ガスで bubbling して溶液中の酸素を還元した。参照電極には、飽和カロメル電極を用いた。測定中には、試料に光が当たらないように電解槽ごと遮光した。

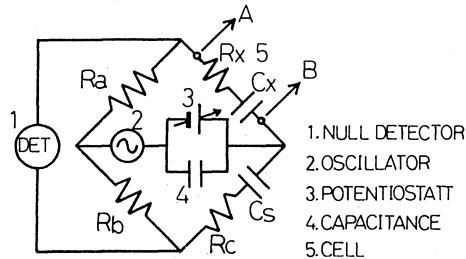


Fig. 2 The measurement circuit for EOS system which thin insulating layer is Si anodic oxide.

3. 実 験 結 果

図-3は、光照射下での電流-電圧特性である。図中、as-grown とは、陽極酸化後なにも処理していない絶縁層を有する MIS セルを示し、annealed は、陽極酸化後 annealing 処理したものを示す。又、6%aq は、電解液に体積比 6% の蒸留脱イオン水を添加して酸化膜を形成したもの、Thermal oxide は、熱酸化膜を用いたセルの結果である。図-4 は、それぞれの暗中に於ける電流-電圧特性である。

図-3 に示されたように、annealed MIS セルは、as-grown MIS セルのものに比較して、短絡電流を変えることなく開放電圧で約 90 mV 増加している。図-4 では、as-grown MIS セルに比較して、annealed MIS セルの電流は小さな値になっているが、両者の曲線の直線部分の傾きは、ほぼ同じである。

次に、6% 含水性電解液で形成した絶縁層をもつ MIS セルは、as-grown や annealed MIS セルに比較して、開放電圧は、ほぼ as-grown MIS セルと同じ値であるが短絡電流が倍以上になっている。暗中で電流-電圧特性に関して他のものに比較して直線部分の傾きが大きいことがわかる。

熱酸化膜を用いた MIS セルは、図-3 に示す通り、陽極酸化膜を用いたものに比較して開放電圧が大きく 575 mV にまで達している。また、図-4 では直線部分が他のものに比較して、

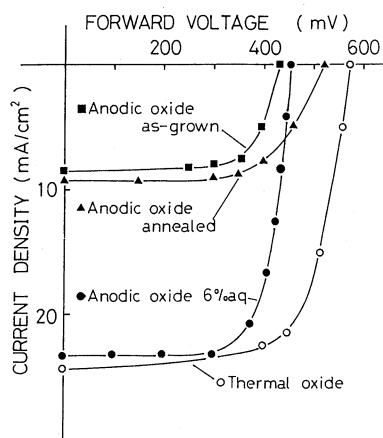


Fig. 3 Light J-V characteristics of MIS solar cells. A source of light is xenon lamp which intensity is 100 mW/cm^2 .

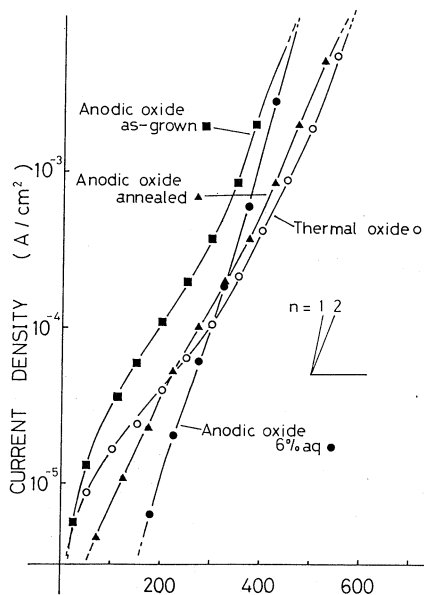


Fig. 4 Dark J-V characteristics of MIS solar cell.

高い電圧までのびている。又、傾きは、as-grown や annealed MIS とほぼ同じである。

ここで、光照射時の MIS セルの電流—電圧特性を考える。一般に

$$J = J_{dark} - J_{ph} \quad (9)$$

J_{dark} ; 暗中で電流 J_{ph} ; 光照射によって発生したキャリアによる電流

$$J_{dark} = J_{maj} + J_{min} \quad (10)$$

J_{maj} ; 半導体から障壁金属への多数キャリアによる電流

J_{min} ; 半導体から裏面への少数キャリアによる電流

$$J_{maj} = A^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) \exp(-\chi_v^{1/2} \delta) [\exp(qV/kT) - 1] \quad (11)$$

A^* ; リチャードソン定数 T ; 絶対温度 ϕ_B ; バイアスを印加しないときの半導体の空乏層における電位障壁の高さ χ_v ; 半導体表面での酸化膜の障壁の高さ δ ; 酸化膜の厚さ k ; ボルツマン定数 V ; 印加電圧 n ; ダイオード理想因子

ここで、 $\exp(-\chi_v^{1/2} \delta)$ 項は、一般にトンネル項とよばれている。

$$J_{min} = \frac{qn_{po}D_n}{L_n} [\exp(qV/kT) - 1] \quad (12)$$

n_{po} ; 少数キャリアの密度 D_n ; 少数キャリアの拡散定数 L_n ; 少数キャリアの拡散長

ここで、 $J_{maj} \gg J_{min}$ とし、 J_{min} を無視すると、

$$J_{dark} = J_{maj} \quad (13)$$

となる。(3) 式を簡略化すると共に、トンネル効果には、界面準位やピンホール等の膜質も大きく関係すると考えられるのでそれらの効果を考慮して次式が得られる。

$$J_{maj} = A^* T^2 \exp(-\phi'_B/kT) [\exp(qV/nkT) - 1] \quad (14)$$

これより、

$$n = \frac{q}{kT} \frac{\partial V}{\partial \ln J} \quad (15)$$

$$\phi'_B = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{A^* T^2}{J_s} \right) \quad (16)$$

J_s ; 暗中で電流 $\ln J$ 対 V の直線に近似したときの $V=0$ の時の J (飽和電流)

となり、暗中で電流—電圧特性より、 n および ϕ'_B を求めることができる。表—2 に種々の方法によって得られた MIS 太陽電池の開放電圧 V_{oc} 、短絡光電流 I_{sc} 、曲線因子 F 、 F 、理想因子 n 、障壁の高さ ϕ'_B を示した。 V_{oc} は熱酸化 MIS セルのものが最も大きく、 I_{sc} は 6% 含水電解液による陽極酸化と熱酸化 MIS セルが大きな値である。 F 、 F 、 n および ϕ'_B は 6% 含水電解液による陽極酸化 MIS セルが良い値である。

図—5 は、as-grown と annealed 状態のシリコン/シリコン酸化膜系に対する EOS 法によって測定された逆 2 乗測定容量対印加バイアスの結果である。図—6 は、図—5 に基づいて、

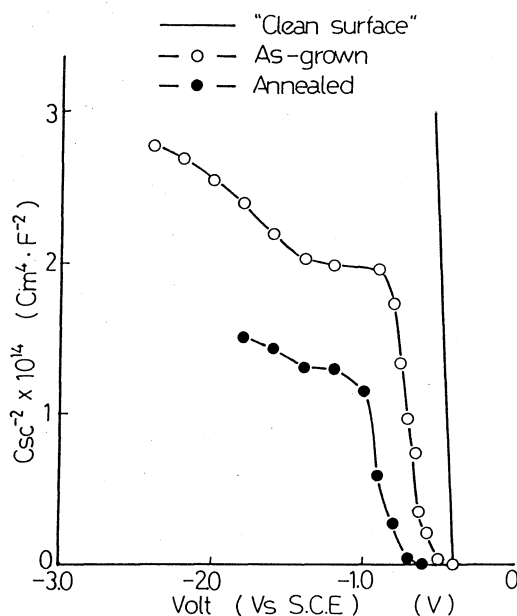


Fig. 5 Space charge capacitance for as-grown and annealed oxide/Si bulk system vs. electrode potential. Measurement frequency; 10 KHz.

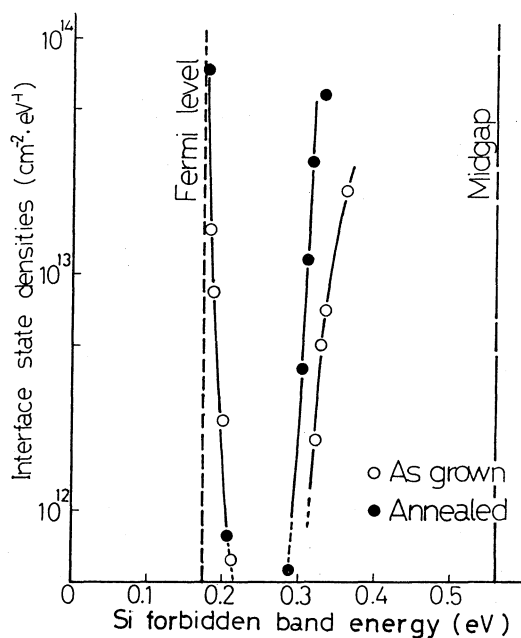


Fig. 6 Interface state densities of as-grown and annealed oxide/Si forbidden band energy, where zero position on horizontal axis is valence band.

Table 2. Characteristics of MIS solar cells. Light intensity; 100 mW/cm²

	Voc (mV)	Isc (mA)	F, F (%)	n	ϕ_B (V)
Anodic oxide as-grown	433	8.5	73.0	1.84	0.785
Anodic oxide annealed	525	9.3	63.8	1.97	0.808
Anodic oxide 6% aq	442	23.4	78.5	1.36	0.876
Thermal oxide	575	24.5	68.7	1.89	0.838

Mott-schottky の関係からシリコン禁止帯内の界面準位密度分布を示した。空間電荷容量を計算する際に酸化膜厚は30Å, 酸化膜の比誘電率を4と仮定している。Fermi 準位近傍では10¹⁴ オーダーでそこから mid-gap 方向へ向ってシャープな U 字状の分布を示し, かつ annealed 状態のものが as-grown 膜のものよりも, mid-gap 付近の立上りがわずかに早い。mid-gap 近傍でのそれぞれの界面準位密度は約 10¹³ eV⁻¹cm⁻² のオーダーであり, そこからはほぼ一定である。

4. 考 察

as-grown と annealed MIS セルの開放電圧を比較した場合, annealed MIS セルの方が大きい。これは, 暗中での電流が annealed MIS セルの方が全体的に小さくなっていることから考えて, annealing 処理によって酸化膜の膜質が改善され絶縁層を通しての多数キャリアの流れが妨げられたと考える。これは, 表-2 の ϕ_B が大きくなっていることから理解できる。界面準位密度の結果から, SiO_x (1 < x < 2) の組成を持つ酸化膜が, annealing 処理によって表面付近では, 界面付近からの酸化種を受けとり, より化学量論的な組成になり, 膜質を向上させたが, 界面付近では酸素が不足し, シリコン不飽和結合が増加したため, 界面準位が増加したものと考えられる。今後, オージェ電子分光法やX線励起分光法等により, この遷移領域の定量分析を行う必要がある。

次に EOS 法によって得た界面準位密度を使うために, Fonash の理論計算を参考にして, 暗中での電流-電圧特性について考えてみる。ただし, 薄いシリコン酸化膜 (~30 Å) とシリコン界面における価電子帯と酸化膜間の界面障壁の高さは, 膜質によって変化する等の報告がある²⁰⁾。これは, (11) 式におけるトンネル項の値を不確定なものにする。筆者らは, 以上のことを考慮して, 今回はトンネル項を1と仮定した。 n 値に関しては(17)式に示すように, Fonash の報告に従った¹⁷⁻¹⁹⁾。

$$J_{dark} = A^* T^2 \exp(-\phi_B/kT) [\exp(qV_s/kT) - \exp(-qV_i/kT)] \quad (17)$$

$$V = V_s + V_i \quad (18)$$

したがって、印加バイアスが既知として V_i を求めれば (17) 式より J_{dark} を決定できる。ここで、 V_s, V_i はそれぞれ外部からの印加バイアスによって半導体と酸化膜に分配される電圧である。

$$V_i = \frac{1}{C_i} (\Delta Q_{ss} + \Delta Q_{sc}) \quad (19)$$

ここで ΔQ_{ss} ; 界面電荷の変化分 ΔQ_{sc} ; 空間電荷容量での変化分である。

$$C_i = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{d} \quad (20)$$

$$\Delta Q_{ss} = q \int_0^{V_s} N_{ss} dV \quad (21)$$

EOS 法により、mid-gap 付近での N_{ss} の分布は一樣であるという結果から、

$$\Delta Q_{ss} = q N_{ss} V_s \quad (22)$$

である。 ΔQ_{sc} については、

$$\Delta Q_{sc} = \sqrt{2q\epsilon_0\epsilon_2 N_A \{(V_{bi})^{1/2} - (V_{bi} - V_s)^{1/2}\}} \quad (23)$$

V_{bi} ; P 型における価電子帯からの障壁の高さ、

となる。(17), (18), (19), (22), (23) 式より ϕ_B を仮定すれば J_{dark} が求まる。

以上の結果を用いて界面準位密度をパラメータに、暗中での電流—電圧特性を計算し、その結果を図—7 に示す。MIS セルの結果より、 $\phi_B \approx 0.8$ V である。このうち酸化膜に分配される電位を考慮して、 ϕ_B は 0.5 V と仮定した。このグラフより、 N_{ss} が 1 桁違うと n 値は大きく変化することがわかった。陽極酸化において形成電圧 0.5 V では、膜厚が約 30 Å であるから、 n 値はほぼ 2 であることが、このグラフからいえる。表—2 において、as-grown と annealed MIS セルの n 値はほぼ 2 である。以上のことから EOS 法によって求められた界面準位密度が $10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ であるとする測定結果は信頼できる値であると考ええる。また、同図において比誘電率 ϵ_1 が変化しても膜厚が一定であるなら n 値がほとんど変化しないことがわかる。以上のモデルにより得られた J_{dark} に、トンネル項又は障壁の高さの値を定めると、実測値に近いものとなる。以上の結果から、annealing 処理による V_{oc} の増加は膜質の改善によるダイオード電流のブロック効果が大きくなったことに起因していると考えられる。

図—4 で、暗中での電流—電圧特性における低バイアスでの過剰電流については EOS 法によるシリコン/シリコン酸化膜界面における高密度の界面準位から考えて、その界面準位中へ多数キャリアが流れ込み、そこで金属側から供給された電子と再結合するために生じる電流であると筆者らは考えている²²⁾。

次に 6% 含水電解液を使った MIS セルについて考察する。開放電圧は、無水 as-grown MIS セルとほとんど変わらないが短絡光電流および F. F が大幅に改善されている。又、暗中

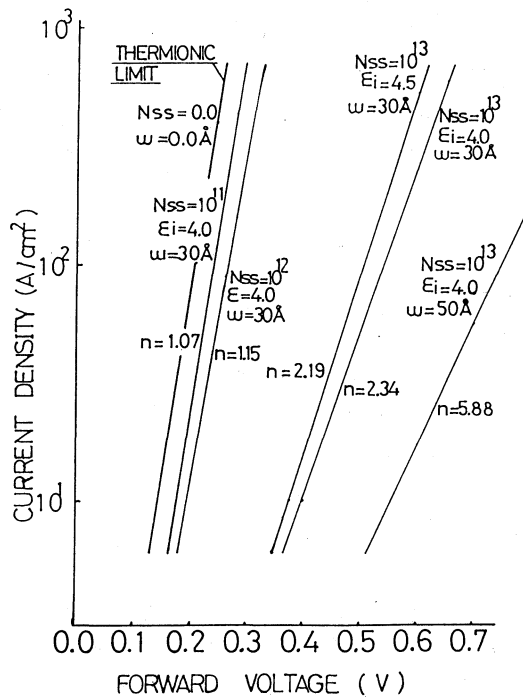


Fig. 7 Theoretical J-V analysis of MIS cell in dark, surface state density was measured by EOS method.

の特性は他のものに比較して n 値が小さいことから考えて、含水性電解液を用いることによって酸化膜にピンホールが形成されたために、A. Rothwarf が報告している。ピンホールモデルによる説明を考えることができる²⁰⁾。これは、ピンホール部でショットキー接触が生じるため光発生した少数キャリアが容易に流れるようになったことによる。酸化膜の多数キャリアに対するブロック効果があるならば、開放電圧も増大するはずであるが本研究ではこの効果が得られなかった。開放電圧の増大に関しては、(1) ピンホール密度の最適化 (2) annealing 効果が今後の課題である。

又、陽極酸化の場合酸化後電解液やピセインを取り除く等の処理が必要であるので、電解槽の構造等の改善が必要である。

5. ま と め

シリコン MIS 型太陽電池の薄膜絶縁層を陽極酸化法で形成し、水素中 annealing 処理した結果、as-grown 膜を用いたものより開放電圧が約 90 mV 増大し、効率改善がなされた。これは、annealing 処理によって膜質が改善されたことによる。陽極酸化シリコン/シリコン酸化

膜系の界面準位の評価を EOS 法で評価し、その結果を用い、暗中での電流－電圧特性の理論考察をした。又、薄膜絶縁層に含水性電解液中で形成した酸化膜を用いて、短絡電流を改善できた。これは、ピンホールモデルによって説明され、今後の効率改善の課題を示した。

(昭和58年5月20日 受理)

参 考 文 献

- 1) D. L. Pulfray: IEEE Trans., **ED-25**, 11, pp. 1308 (1978).
- 2) R. J. Stirn and Y. C. M. Yeh: Appl. Phys. Lett., **27**, 2 (1975).
- 3) J. P. Ponpon and P. Siffert: J. Appl. Phys., **47**, 7 (1976).
- 4) L. C. Olsen: Solid State Electronics, **20**, pp. 741 (1977).
- 5) H. C. Card and E. S. Yang: Appl. Phys. Lett., **29**, 1 (1976).
- 6) R. B. Godfrey and M. A. Green: IEEE Trans. **ED-27**, 4 (1980).
- 7) J. Nanjo, H. Yamamoto and H. Hasegawa: Bulletin of the Faculty of Engineering, Hokkaido University, **105**, (1981).
- 8) 南條・矢野・佐々木・野村・原: 電気化学協会第8回研究発表会講演要旨集 12.
- 9) 南條・山本・沢田・長谷川: 第43応用物理学会学術講演予稿集(秋期) 30a-S-2 (1982).
- 10) 松本・南條・他: 第9回電気化学研究発表会講演要旨集 16 (1982).
- 11) 南條・松本・山本・沢田・長谷川: 応物理学北支大 B11 (1983).
- 12) K. W. Frese Jr. and S. R. Morrison: J. Electrochem. Soc.; SOLID STATE SCIENCE AND TECHNOLOGY, **126**, 7 (1979).
- 13) H. Gerischer, "PHYSICAL CHEMISTRY" Vol. IX A, H Eyring, D. Henderson, and W. Jost, Editors, Academic Press, New York (1970).
- 14) 南條・他: 応用物理学会北海道支部第17回学術講演予稿集 B2 (1982).
- 15) 佐々木・南條・野村・原: 電気四学会北海道支部連合大会講演予稿集 70 (1982).
- 16) 尾崎・佐々木・南條・野村・原: 電気化学協会北海道支部第9回研究発表会講演予稿集 (1983).
- 17) S. J. Fonash: J. Appl. Phys. **46**, 3 (1975).
- 18) S. J. Fonash: J. Appl. Phys., **47**, 8 (1976).
- 19) S. J. Fonash: 11th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, pp. 376 (1976).
- 20) A. Rothwarf and I. Pereyra: Solid-State Electronics, **24**, 11 (1975).
- 21) R. M. Burger and R. P. Donovan: "FUNDAMENTALS OF SILICON INTEGRATED DEVICE TECHNOLOGY Vol. 1" Prentice-hall, Inc., (1967).
- 22) H. Matsunami, et. al.: J. J. A. P., **19**, Suppl. 19-2, 27 (1980).

良質なシリコン陽極酸化膜の形成と MOS FET への応用

南 條 淳 二・小 林 研
木 村 洋 一・野 村 滋
原 進 一

Growth of Good Quality Silicon Anodic Oxide Films and its Application to MOS FET

Junji Nanjo, Ken Kobayashi, Yoichi Kimura, Shigeru Nomura
and Shin-ichi Hara

Abstract

Anodic oxidation of Si has been studied with a view to growing the oxide films in the IC fabrication process at lower temperature. Anodization was carried out in the constant current mode, followed by the constant voltage mode, in a non-aqueous solution.

The sample was annealed in hydrogen at temperatures ranging from 450°C to 600°C. The composition, structure and surface state density of the SiO₂/Si interface region have been evaluated by IR, AES, MOS C-V methods, respectively. To test the applicability of this Si anodic oxide, MOS FETs, whose gate films were grown by this method, have been fabricated.

I. は じ め に

LSI や VLSI 等集積回路の製造技術は急速に進歩している。この中で、安定で良質な酸化膜を出来るだけ低温で安価に形成することは、重要な技術的課題の1つである¹⁻²⁾。しかし、従来から一般的に行なわれている高温酸化は、製造工程が複雑で高コスト化の原因となるばかりではなく、不純物の偏析、再配分や不可避免的な熱歪等の物性面での問題をかかえている。筆者らは、これまで、シリコン酸化膜を室温で安価に形成出来る電気化学的手法である、陽極酸化法に関する基礎的研究を行ってきた³⁻⁶⁾。最近、この陽極酸化法において、定電流法に引き継ぐ定電圧法で膜形成を行った後、水素雰囲気中で熱処理することにより、熱酸化膜やプラズマ酸化膜等に匹敵する良質なシリコン酸化膜を制御性及び再現性よく形成する技術を開発した⁷⁻⁹⁾。

ここでは、この技術を用いて形成した Si/SiO₂ 系の界面状態の評価を、従来行ってきた赤外線吸収特性法と MOS C-V 法に加え、新しく、AES 分析法を導入することにより、界面における遷移領域の状態を更に詳細に調べた結果を報告する⁹⁻¹⁰⁾。また、近年シリコン MOS FET の性能向上のためには、ゲート酸化膜の薄膜化が重要となり数百オングストロームオーダーのものが要求されるに至っている¹¹⁾。シリコン陽極酸化膜は、ミクロンオーダーの厚膜が得られないという欠点があるが、この値は、この技術で容易に得られる範囲である⁷⁾。ここでは、将来陽極酸化法の技術を絶縁膜やゲート膜として実用化すべくシリコン陽極酸化膜をゲート膜とした MOS FET を試作し、その諸特性を調べた結果から、実用化するための陽極酸化膜形成方法の改善及びデバイス作製上の問題点を検討したので報告する¹²⁾。

II. 実験方法

II-1 陽極酸化法

試料は、鏡面仕上げされた *p* 型及び *n* 型単結晶シリコン (111) 面である。裏面のオーム性接触は、厚さ 2000 Å のアルミニウムを真空蒸着した後、水素雰囲気中、525°C、15 分間、又は窒素雰囲気中、470°C、15 分間熱処理を行なうことによって得た。

電解液は、無水エチレングリコールに硝酸カリウムを加えて 0.04 mol·dm⁻³ としたものである。

陽極酸化は、最初定電流法を用いて所望の形成電圧まで酸化し、その後引き続き定電圧法に切り換え、電流密度が初期電流の約 1/10 になるまで酸化した。*n* 型に関しては、酸化時にコリメートされた 60000 ルクスの白色光を照射した。酸化膜の熱処理は、水素雰囲気中で、温度を 450~600°C の範囲で変化させ、60 分間行った⁷⁾。

II-2 陽極酸化 Si/SiO₂ における界面状態の評価

酸化膜の組成及び結合状態は、シリコン酸化膜の基本振動である 1100 cm⁻¹ 付近における Si-O 非対称伸縮振動でのピーク位置及び半値幅による赤外分光特性を述べた^{7, 9)}。赤外吸収特性測定に用いた装置は、測定波数範囲 4000~650 cm⁻¹、分解能 1000 cm⁻¹ において 0.7 cm⁻¹ の、215 型日立赤外分光光度計である。

Si/SiO₂ 界面近傍の遷移領域における様相は、PHI 製 MODEL 15-110、シリンドリカルミラー型オージェ電子分光法で調べた。スパッタリングは、アルゴンガスを用い、電子の加速電圧は 3 kV、イオンガンエミッション電流 25 mA、ラスタースキャンスピード 2 mm である¹²⁾。

Si/SiO₂ 界面単位密度と禁止帯内分布状態は、Terman 法に基づく MOS C-V 法によって求めた。測定周波数は、110~1 MHz で、印加バイアスは ±12 V の範囲で行った⁷⁾。

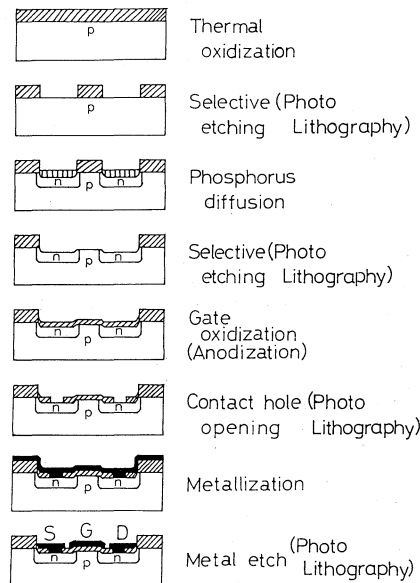


Fig. 1 MOS FET fabrication process. Gate oxide film was formed by anodization in non-aqueous solution followed by annealing in hydrogen at 450°C, 60 min.

II-3 MOS FET の試作

MOS FET の試作工程を Fig. 1 に示す。試料は、比抵抗が 1-5 Ω -cm, (1 1 1) 面をもつ、ボロンドープ p 型シリコンを用いた。酸化前処理として、(1) トリクロロエチレンで15分間加熱、(2) $\text{NH}_4\text{OH} : \text{H}_2\text{O}_2$ (6%) : $\text{H}_2\text{O} = 1 : 1 : 1$ の溶液で 95°C, 30分間加熱、(3) 王水に 1分間浸す、(4) フッ酸に 30秒間浸す、(5) 蒸留水で充分に洗浄する。その後、ただちにドライ熱酸化法で、6000~7000Å 程度の酸化膜を形成した¹³⁾。Fig. 1 におけるソース、ドレイン部分の不純物の拡散は、“Spun on” 法で行なった¹⁴⁻¹⁵⁾。用いた有機溶媒は、東京応化工業製 P-Si-Film で不純物はリンで、濃度は 5.9 g/100 cc である。これをシリコンに、回転数 3000 rpm のスピナーを用い15秒間の条件で塗布した。塗布後、窒素中、250°C で30分間ベークし、P-Si-Film 中の溶媒を蒸発させ、引き続き、窒素：酸素=3：1 の混合雰囲気中、800°C で30分間ベークすることにより、Film を不純物を含む酸化膜とし、その後、1100°C で10分間拡散した。

ゲート絶縁膜は、陽極酸化法で形成した。まず最初に、電流密度 3 mA/cm² の定電流法で形成電圧が約 60 V まで酸化し、引き続き定電圧法に切り換えて、電流密度が 1/10 になるまで酸化を続けた。酸化膜の厚さは約 300Å である。膜厚は、本研究室作製の He-Ne ガスレーザーを用いたエリプソメトリー法で測定した。酸化後、酸化膜を水素中で、450°C, 60分間熱処理を施した。各電極は、タングステンヒーターを用いて、純度 6 N-アルミニウムを 6×10^{-6} Torr. の真空中で蒸着して得た。

III. 結果と考察

III-1 酸化膜の形成と電気的諸特性

陽極酸化膜は、平滑性にすぐれ、緻密できれいな干渉色を示し、その特性は Table-1. に示す⁷⁾。酸化膜の形成率は、 $5.3 \text{ \AA/V}$ で、これは Duffek の報告とよく一致している¹⁶⁾。膜の構造は電子線回析の結果、無定形であることがわかった。酸化膜は、as-grown 状態で屈折率は 1.49 であるが、水素中の熱処理を施すと 1.46 に減少した。これは後に IR 特性のところで述べるが、熱処理中において膜組成の再配列、再結合が行なわれる結果、as-grown 膜でシリコン過剰型であったものが、O/Si 比率が増加し、化学量論的組成に変化したことに起因している^{7,17)}。

III-2 赤外吸収特性による膜質の評価

筆者等が得た酸化膜の赤外吸収特性には、 1100 cm^{-1} 付近の Si-O 非対称伸縮振動、 810 cm^{-1} 付近の Si-O 対称伸縮振動、 930 cm^{-1} 付近の Si-H 及び Si-OH による吸収が観察された。

Fig. 2 は、 1100 cm^{-1} 付近における Si-O (Str. vib.) によるピーク位置と半値幅の、アニーリング温度による変化の様相を示したものである。アニーリング温度の上昇に伴い、吸収ピーク位置は高波数側へ移動していき、 600°C のアニーリングでは、熱酸化やプラズマ陽極酸化と同じ吸収ピーク位置に達することが解った。まず、ピーク位置の変化から、as-grown 膜の組成は Si_2O_3 であり^{7,18)}、アニーリング温度の上昇に伴ない、シリコン過剰から化学量論な方向へ組成変化し、 600°C のアニーリングでは熱酸化膜に匹敵することがわかった⁷⁾。また、酸化膜の赤外吸収ピーク位置の高波数側への移動は、同時にシリコン不飽和結合の減少も生じていると考えられる¹⁹⁾。

次に、アニーリング温度と半値幅の関係から、as-grown 膜で 97 cm^{-1} あったものが、 600°C のアニーリングでは 81 cm^{-1} となり、 16 cm^{-1} の減少がみられた。

これは、アニーリングによる酸化膜の密度化と結合歪の減少を示している²⁰⁾。水素中でアニーリングを行なうと、シリコン不飽和結合が水素原子で飽和され、as-grown 膜に含まれてい

Table. 1 Summary of properties of SiO_2

	Anodic SiO_2	Plasma SiO_2 ²²⁾	Thermal SiO_2 ⁽²⁰⁾
Refractive index	1.46	1.46	1.46
Infrared absorption	$9.3 \mu\text{m}$	$9.3 \mu\text{m}$	$9.3 \mu\text{m}$
P-etch rate	$5 \text{ \AA/sec}$	$2 \text{ \AA/sec}$	$2 \text{ \AA/sec}$
Breakdown strength	$7\sim 9 \text{ MV cm}^{-1}$	$6\sim 7 \text{ MV cm}^{-1}$	$6.8\sim 9 \text{ MV cm}^{-1}$
Dielectric constant	$3.92\sim 4.08$	$3.5\sim 4.0$	3.2
Resistivity	$1\sim 5 \times 10^{16} \Omega\text{-cm}$	$0.1\sim 5 \times 10^{16} \Omega\text{-cm}$	$10^{15}\sim 10^{17} \Omega\text{-cm}$

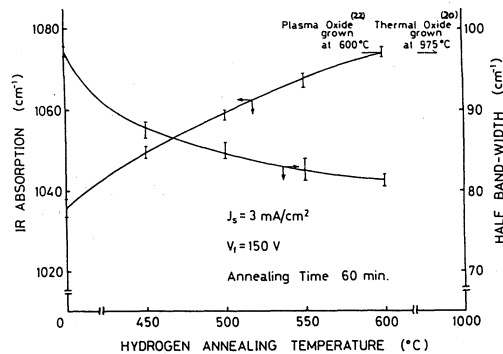


Fig. 2 Wave number shift and half band-width variation near 1100cm^{-1} in IR absorption vs. annealing temperature in hydrogen gas for 60 min.

た酸素やシラノール基及び水分子が分解した後、再結合、再配列し、更に水酸基を減少させる脱水縮合反応が生じて、化学量論的酸化膜に変化することに起因すると考える。このことは、シラノール基の吸収である 930cm^{-1} のピークがアニーリング後はほとんど消滅していることから考えられる⁷⁾。

赤外吸収特性の結果だけで考慮するならば、酸化膜の組成、結合歪、不飽和原子等の点で、 600°C のアニーリングに高い評価を与えることができるが、 600°C のアニーリングによって、酸化膜中の Si-H 結合に不安定性が生じ、後述する界面単位密度の増加を誘発する恐れがある。そこで、 600°C に引き続き、再び 450°C でアニーリングを施すことを試みてみた。その結果赤外吸収特性に関しては、 600°C だけの場合と同一の結果を得た。このことは、後述の界面単位のことを考慮するならば、膜質を変化させるための有効な手段と考える。

Fig. 3 に、 450°C におけるアニーリング時間と吸収ピーク位置及び半値幅の関係を示した。20 分間のアニーリングでは、ピーク位置の急激な高波数側への移動及び半値幅の減少が得られるが、それ以降は効果が薄れるので、アニーリング時間の短縮も可能であると考えられ、温度と時間の関係を更に詳細に調査する必要がある、今後の課題である。

III-3 オージェ電子分光法による酸化膜の評価

Fig. 4 は、オージェ電子分光で得られたオージェパターンの peak to peak を、シリコン陽極酸化膜の深さ方向に示したものである。このオージェパターンは、シリコンでは、LMM 遷移、酸素では KLL 遷移によって得られたものである。

酸素の peak to peak では、酸素/シリコン (oxide) の値が、as-grown 膜の 4.04 から、アニーリング膜では、4.23 に変化しており、アニーリングによる酸素の増加が観察され、前述の赤外吸収特性の組成変化と定性的には一致しており、アニーリングの効果がよく現われている。

エッチング時間を、膜中の酸素が半分になるまでの時間と考えるならば、as-grown 膜で 660

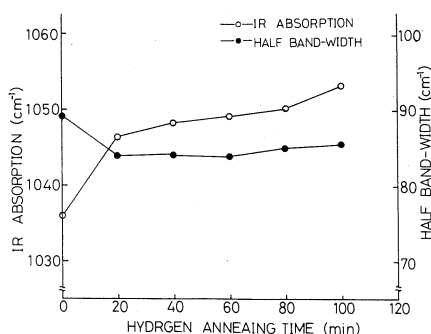


Fig. 3 IR peak value and half band-width vs. annealing time. Anodic oxide was formed constant current mode $3\text{mA}/\text{cm}^2$, 150 Volt, followed by constant voltage mode, for about 40 min.. Annealing of the oxide was in hydrogen at 450°C .

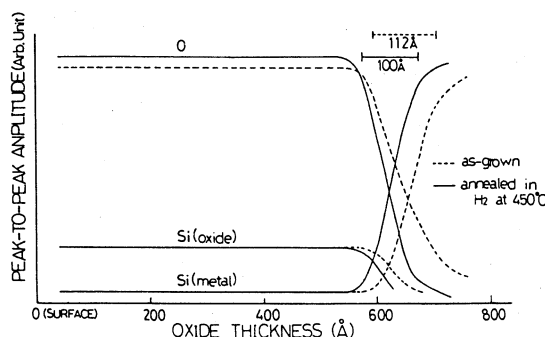


Fig. 4 Composition of anodic oxide analyzed by AES.

secであるが、アニーリング膜では、625secに減少している。これは、酸化膜の組成変化による密度化に起因していると考えられる。この結果は、赤外吸収特性の半値幅のアニーリング効果と良く一致している。

同図において、シリコンと酸素の界面における遷移領域の幅は、as-grown膜では 112Å 、アニーリング膜では、 100Å であり、後者が10%強減少している。この幅が狭い程、シリコン不飽和結合の存在する電氣的に不安定な遷移領域が狭いことを示しており、これは後述の界面準位密度と大きな関連がある¹²⁾。

III-4 界面準位密度による評価

Fig. 5 は、MOS C-V 特性を示したものである。 p 型、 n 型試料とも as-grown では著しい周波数分散、及び注入形のヒステリシスがみられる。これは、膜中のイオン化した不飽和シリコン原子によるキャリアのトラップや、界面での固定電荷、又膜中の可動イオンに起因するものと考えられる。アニーリング後の試料では、周波数分散及びヒステリシスが消滅している。これは、水素雰囲気中における熱処理によって、シリコンが Si-H 形になり、不飽和結合が減少したり、再配列等による酸化膜の化学量論的組成への変化、結合歪の減少、界面における遷

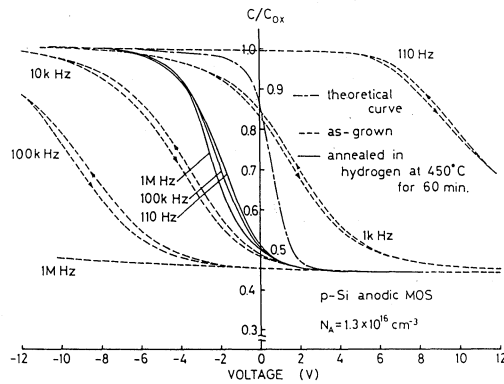


Fig. 5 C-V characteristics of MOS structure. Silicon was anodized by constant current mode and then annealed in hydrogen at 450°C for 60 min..

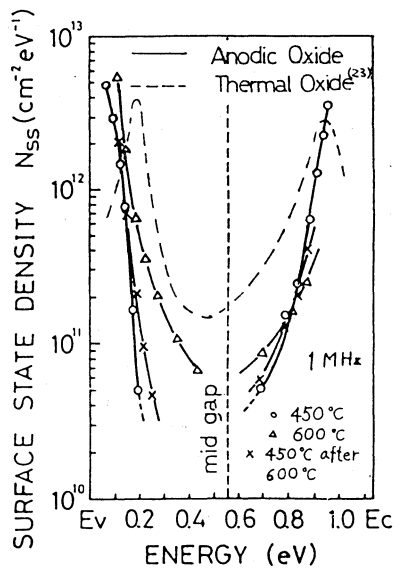


Fig. 6 Surface state density within the silicon forbidden band. Samples were anodized in non-aqueous solution and then annealed ranging from 450°C to 600°C. Measurement frequency is 1 MHz.

移領域の減少など、電氣的に不安定な要因が減少したことに原因があると考え⁷⁾。

Fig. 6 は、測定した MOS C-V 特性に Terman の提案した微分法を適用して計算した界面単位密度である。同図に示した Nicolian らによる熱酸化膜の結果と比較すると、*p* 型、*n* 型ともに良質な値を示している¹⁰⁾。

同図には、アニーリング温度との関連も示してある。*p* 型及び *n* 型試料とも、この温度範囲ではさほど温度による差異が大きく現われていない。しかし、*p* 型に関して、600°C でアニーリングした試料では、特に mid-gap 付近に向って N_{ss} の増加が認められる。これは、600°C のアニーリングによって Si-H 組成が、電氣的に不安定になることに起因しているものと考え

られる²¹⁾。600°C 後、450°C のアニーリングでは、 n 及び p 両型の試料とも、600°C だけのものに比較して多少 N_{ss} が減少する傾向があるが、これは、 IR 特性のところで示した様に一度不安定になった界面状態が、組成、結合状態に関する膜質の向上の相乗効果で改善されたことによると考えられるが、酸化膜の他の物理的、化学的諸特性との相関性と合せて評価せねばならず、今後、更に詳細に調べるべき課題の1つである。

III-5 MOS FET の試作

ゲート膜に陽極酸化膜を用いて試作した MOS FET (p 型基板) の、 I_D - V_G 特性を Fig. 7 に示す。しきい値電圧は、約 -3V であり、これはある程度予想された値である。本来は、しきい値電圧は正の範囲にあるべきであるが、この原因として、第1にシリコン表面に n 型反転層が形成されていることがある。シリコン表面に熱酸化膜を形成すると SiO_2 膜下のシリコン表面の伝導型が n 型化するため、この影響が現われていることは確実である。第2にゲート酸化膜中に含まれる（または表面に存在する）正電荷の影響が考えられる。陽極酸化法では、シリコンを陽極としているので、酸化反応中にアルカリイオンなどの正電荷がとり込まれることは困難であると考えられる。また、 SiO 、 Si_2O_3 構造による酸素空位は、アニーリングを施すことにより、赤外吸収特性やオージェ分析のところで述べたように、膜質が改善されているため、その存在はかなり減少しているはずであり、多量の正電荷が含まれている可能性は少ない。しかし、Fig. 5 に示した MOS C-V 特性は、理論値と比較すると 2V 程度負の方向へシフト

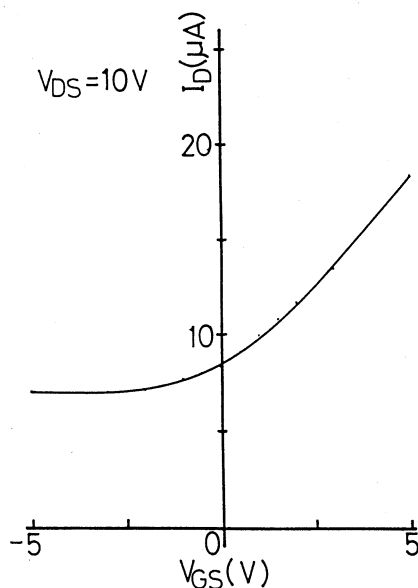


Fig. 7 MOS FET transfer characteristics which gate films were formed by anodization in non-aqueous solution followed by annealing in hydrogen.

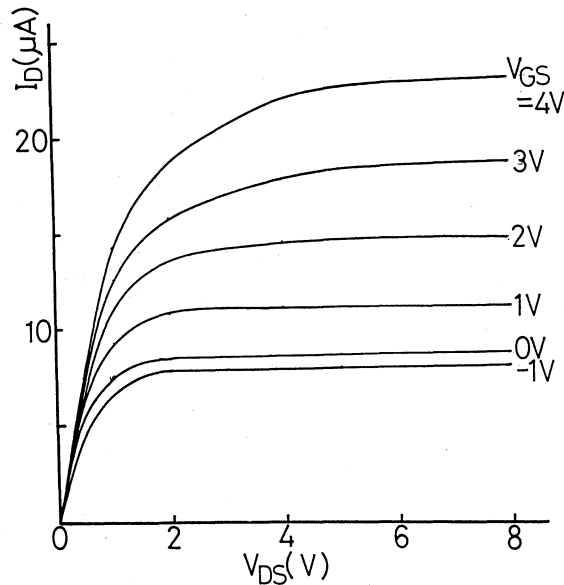


Fig. 8 MOS FET out put characteristics.

している。これらのことから、MOS 構造を作製する工程において、タングステンヒータから溶出してアルミニウムと共に酸化膜表面に蒸着されたナトリウムイオンが、アルミニウム電極と酸化膜の界面付近に存在しているか、又は酸化膜をアニーリングする過程で、炉心管からナトリウムが膜中に入り込みイオン化していることが推測される。Si-SiO₂ 界面単位密度の I_D - V_G 特性への影響は、明確に判別できないが C-V 特性の傾斜が理論値に比較してゆるやかになっているから、多少の影響があるものと考え。今後は、陽極酸化膜のアニーリングのための電気炉に、例えば石英管を用いないゴールドイメージ炉を用いるとか、アルミニウム電極の取り付けを、スパッタリング法で行う等の方策が必要である。Fig. 8 に、 I_D - V_D 特性を示す。ドレイン電流は、ゲート電圧によって十分に制御され、飽和性も良好であり、充分トランジスタ動作が確認され、陽極酸化膜をゲート膜として使用可能の展望が見出された¹²⁾。

IV. ま と め

定電流法と定電圧法の組み合わせ、及び酸化後のアニーリング処理により、陽極酸化膜の問題点であった膜質及び界面特性の改善がなされた。これらの現象は、赤外吸収特性において定性的に分析された膜の密度化、結合歪の減少、シリコン不飽和結合の減少、又、オージェ電子分光によって半定量的に分析された、膜の密度化、酸素の増加、遷移領域幅の減少、さらに MOS C-V 特性の安定化など、あらゆる面で示された。この原因は、水素中におけるアニーリ

ング処理により、シリコン不飽和結合が水素で飽和されること、as-grown 膜に最初から入っていた酸素やシラノール基及び水分子が再配列、再結合することが挙げられる。

しかし、まだ p 型の界面単位密度のアニーリング温度依存性等の諸問題を有し、オージェ電子分光における遷移領域の状態を更に詳細に調べるなど、今後さらに究明される必要がある。

陽極酸化膜をゲート膜として用いた MOS FET を試作した結果、充分トランジスタ的な動作をすることが確認されたが、Si-SiO₂ 界面状態、MOS C-V 特性と試作した MOS FET との関連を明確に認識することは出来なかった。今後、陽極酸化膜をゲート絶縁膜として用いることの効果を、さらに究明する必要があると考える。 (昭和58年5月20日 受理)

参 考 文 献

- 1) S. Shinoda and S. Inoue: Oyobusturi **45**, 10 (1976).
- 2) 西澤潤一: 半導体研究 16巻 超 LSI 技術3 —プロセス技術—(工業調査会, 1979).
- 3) J. Nanjo, S. Nomura and S. Hara: "Memoirs of the Muroran Institute of Technology, Science and Engineering" **6**, 3 (1969).
- 4) T. Inoue, J. Nanjo, S. Nomura and S. Hara: "Memoirs of the Muroran Institute of Technology, Science and Engineering" **7**, 1 (1970).
- 5) T. Morita, J. Nanjo, S. Nomura and S. Hara: Denki Kagaku **45**, 11 (1977).
- 6) J. Nanjo, S. Nomura and S. Hara: Denki Kagaku **47**, 1 (1979).
- 7) J. Nanjo, H. Yamamoto, T. Sawada and H. Hasegawa: Denki Kagaku **51**, 5 (1983).
- 8) H. Yamamoto, S. Arimoto, H. Hasegawa, H. Ohno and J. Nanjo: ELECTRONICS LETTERS 6th January 1983 Vol. 19 No. 1 pp. 6-7.
- 9) 南條淳二・山本秀和・沢田孝幸・長谷川英機: 陽極酸化法による良質なシリコン酸化膜の形成: 第43 回応物予稿集 (秋期, 1982).
- 10) 南條淳二・木村洋一・沢田孝幸・長谷川英機: 低温プロセスによる良質な SiO₂ 膜の形成: 応物学北支大 p. 34 (1983).
- 11) T. Hara, M. Suzuki, M. Kashiwagi and K. Maeda: "VLSI Process Data" p. 124 (Forum Inc. 1982).
- 12) 小林 研・南條淳二・野村 滋・原 進一: 陽極酸化膜を用いた MOS FET の試作: 第9回電気化学北支大 17 (1983).
- 13) R. M. Burger and R. P. Donovan: "Fundamentals of Silicon Integrated Device Technology Vol. 1" p. 108 (Prentice-hall, Inc. 1967).
- 14) J. A. Becker: Solid State Electronics **17**, (1974).
- 15) D. L. Flowers and Schyi-Yi Wu: J. Electrochem. Soc.: SOLID-STATE SCIENCE AND TECHNOLOGY Oct. (1982).
- 16) E. F. Duffek, E. A. Benjamin and C. Mylroie: Electrochem. Technology **3**, 3-4 (1965).
- 17) 木村洋一・南條淳二・山本秀和・沢田孝幸・長谷川英機: 電気4学会北支大 p. 82 (1982).

- 18) E. Ritter: Opt. Acta. **9**, p. 197 (1962).
- 19) K. Sato: J. Electrochem. Soc., Solid State Science **117**, 8 (1970).
- 20) W. A. Pliskin and H. S. Lehman: J. Electrochem. Soc. **112**, 10 (1965).
- 21) 菅野卓雄他: MOS 電界効果トランジスタ (日刊工業新聞社. 1969).
- 22) Vu Quoc Ho and T. Sugano: Proceedings of the 11th conference (1979 Int. Nat.) on Solid State Devices, Tokyo, 1979; J. J. A. P. **19**, (1980) Supplement 19-1, pp. 103-106.
- 23) S. M. Sze: "Physics of Semiconductor Devices" J. Wiley and Sons, Inc., (1969).

P-N 接合を有する半導体デバイス中の電子ビーム 誘起過剰少数キャリアの定量的解析

栃 木 誠・橋 本 幸 男
野 村 滋・原 進 一

Quantitative Analysis of the Electron Beam Excited Excess Minority Carriers in the Semiconductor Devices with the P-N Junctions

Makoto Tochigi, Yukio Hashimoto, Shigeru Nomura
and Shinichi Hara

Abstract

Quantitative analysis of the electron beam induced current makes it possible to evaluate the minority carrier diffusion length in the device with a $p-n$ junction three dimensionally and the surface recombination velocity with a high spacial resolution. The numbers of the excess carriers and the electron beam induced currents were calculated on the basis of the Green's function for the steady state point excitation in the semiconductor devices with the $p-n$ junctions parallel or/and perpendicular to the surface.

I. ま え が き

EBIC (Electron Beam Induced Currents) 法とは、走査型電子顕微鏡 (Scanning Electron Microscope) の鏡筒内部で加速した数 keV の電子ビームを半導体表面に照射し、そのデバイス内部で発生した多量の電子-正孔対を、拡散と電界により収集し、外部回路に電流 (EBIC) として測定する方法で、デバイスを破壊せずに表面下の構造や各種デバイスパラメータを解析することが可能である。

SEM を用いた試料の観察方法としては、入射電子ビームと固体表面の相互作用による2次電子あるいは反射電子を用いて、微細化半導体デバイスの表面構造と物性を、2次電子像あるいは反射電子像として通常観察されているが、デバイス表面下のデバイスパラメータの測定は直接的には不可能である。このため、EBIC 法を用いて、高エネルギー電子ビームにより発生する過剰キャリアの発生分布、少数キャリアのライフタイムと拡散定数、デバイス表面の再結

合速度等の解析が試みられている。

著者らは、表面・表面と水平な接合面・表面と垂直な接合面の3境界面を有するような構造のデバイス内部の発生過剰少数キャリアの拡散分布状態を、各種デバイスパラメータの関数として、解析的手法を用いて求めることを行なった。

II. 本 論

点発生過剰少数キャリア濃度と EBIC の理論解析

1 章 表面に水平な PN 接合面を有するデバイス構造の場合

半導体デバイス内部の発生過剰少数キャリアの拡散と再結合過程を、微分方程式を用いて表現し、その方程式の解を求める。デバイスモデルの構造は、Fig. 1 に示すように、

- i) デバイス表面を、 $z=0$
- ii) P 層を、 $0 < z < z_l$, N 層を、 $z_l + w < z$ の空間
- iii) PN 接合面の空間電荷層を、 $z_l < z < z_l + w$ の空間
- iv) P 層と N 層間に EBIC 用の電流計

と考える。過剰キャリアの発生分布と、過剰少数キャリアの拡散および再結合に関しては^{1) 2) 3)},

- v) 過剰キャリアは点発生
 - vi) 空間電荷層内では、注入過剰キャリア濃度は零
 - vii) デバイス内部での過剰キャリアの再結合速度は、その少数キャリア濃度に比例
- と、仮定する。これより、位置座標 $\mathbf{r}$ における過剰少数キャリア濃度 $p(\mathbf{r})$ の状態方程式を考察すると

$$\Delta p(\mathbf{r}) - \frac{1}{L^2} P(\mathbf{r}) = -\frac{1}{D} \cdot \rho \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) : L = \sqrt{D \cdot T} \quad (2.1.1)$$

$$p(\mathbf{r}) \Big|_{z=z_l} = 0 \quad (2.1.2)$$

$$D \frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial z} \Big|_{z=0} = v_s \cdot p(\mathbf{r}) \Big|_{z=0} \quad (2.1.3)$$

$\mathbf{r}$ 位置ベクトル (x, y, z)

$\mathbf{r}_0$ 点発生過剰キャリア源の位置ベクトル (x_0, y_0, z_0)

$p(\mathbf{r})$ 位置 $\mathbf{r}$ の過剰少数キャリア濃度

$\delta(\mathbf{r})$ クレッチマのデルタ：単位体積当りの過剰キャリアの単位発生量

Δ ラプラシアン ($= \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$)

D 拡散定数

T 過剰少数キャリアのライフタイム

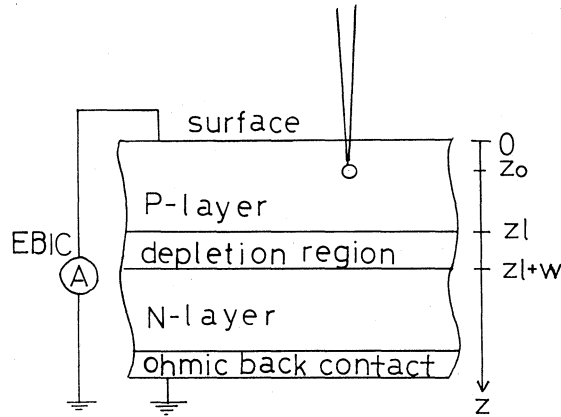


Fig. 1 Device model

ρ キャリア発生速度

v_s 表面再結合速度

L 拡散長

と、表わされる。この座標系を拡散長 L を単位長として無次元化すると、

$$X = x/L; Y = y/L; Z = z/L; ZL = z_l/L$$

$$P(\mathbf{R}) = p(\mathbf{r}) \times L^3; \mathbf{R}(X, Y, Z); \mathbf{R}_0(X_0, Y_0, Z_0)$$

$$V_s = v_s \cdot L/D \quad (2.1.4)$$

δ : 単位体積 L^3 当りの過剰キャリアの単位発生量

$$\Delta = \partial^2/\partial X^2 + \partial^2/\partial Y^2 + \partial^2/\partial Z^2 = L^2 \Delta$$

$$\text{次に、グリーン関数 } Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = P(\mathbf{R})/(\rho \cdot T) \quad (2.1.5)$$

を、導入して

$$\Delta Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) - Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = \delta(\mathbf{R} - \mathbf{R}_0) \quad (2.1.6)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) \Big|_{Z=ZL} = 0 \end{array} \right. \quad (2.1.7)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial Z} Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) \Big|_{Z=0} = V_s \cdot Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) \Big|_{Z=0} \end{array} \right. \quad (2.1.8)$$

この連立方程式は、第1種零次ベッセル関数展開を用いた円筒座標変換と、グリーン関数の性質を用いて、解析的に解くことが可能である。これより、このグリーン関数は、

$$\begin{aligned} Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = & \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\lambda}{A(\lambda)} \cdot J_0(\lambda \cdot \sqrt{(X-X_0)^2 + (Y-Y_0)^2}) \\ & \times [\exp\{-A(\lambda) \cdot |Z-Z_0|\} \\ & + f_1(\lambda) \cdot \exp\{-A(\lambda) \cdot (Z+Z_0)\}] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + f_2(\lambda) \cdot \exp\{A(\lambda) \cdot (Z + Z_0)\} \\
& + f_3(\lambda) \cdot \{\exp\{A(\lambda) \cdot (Z - Z_0)\} + \exp\{A(\lambda) \cdot (Z_0 - Z)\}\} \cdot d\lambda
\end{aligned} \tag{2.1.9}$$

$$A(\lambda) = \sqrt{\lambda^2 + 1} \tag{2.1.10}$$

$$f_1(\lambda) = (A(\lambda) - V_s) / f_4(\lambda) \tag{2.1.11}$$

$$f_2(\lambda) = -(A(\lambda) + V_s) \cdot \exp(-2A(\lambda) \cdot ZL) / f_4(\lambda) \tag{2.1.12}$$

$$f_3(\lambda) = -(A(\lambda) - V_s) \cdot \exp(-2A(\lambda) \cdot ZL) / f_4(\lambda) \tag{2.1.13}$$

$$f_4(\lambda) = (A(\lambda) + V_s) + (A(\lambda) - V_s) \cdot \exp(-2A(\lambda) \cdot ZL) \tag{2.1.14}$$

と、求められる。ただし、 $J_0(x)$ は第1種零次ベッセル関数である。この解法を次に示す。

A グリーン関数 $Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ の解法

ここでは、次の条件を満たすグリーン関数 $Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ を求める解法を示す。

条件としては、(2.1.6)・(2.1.7)・(2.1.8) の3式を満たすこととする。

(2.1.6) 式のみを満たすある特解として、

$$Gr_1(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = \frac{\exp(-|\mathbf{R} - \mathbf{R}_0|)}{|\mathbf{R} - \mathbf{R}_0|} \tag{A.1}$$

が、得られている。この解を、第1種零次ベッセル関数展開を用いて円筒座標系に変換すると、

$$\begin{aligned}
Gr_1(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = & \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \frac{\lambda}{A(\lambda)} J_0(\lambda \cdot \sqrt{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2}) \\
& \times \exp\{-A(\lambda) \cdot |Z - Z_0|\} \cdot d\lambda
\end{aligned} \tag{A.2}$$

$$A(\lambda) = \sqrt{\lambda^2 + 1} \tag{A.3}$$

と、表わされる。次に、(2.1.6) 式の余関数 $Gr_2(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ を、

$$\Delta Gr_2(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) - Gr_2(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = 0 \tag{A.4}$$

より求める。(A.2) 式より、グリーン関数の性質を用いて、

$$Gr_{2a}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty H(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0, \lambda) \cdot \exp\{-A(\lambda) \cdot (Z + Z_0)\} \cdot d\lambda \tag{A.5}$$

$$Gr_{2b}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty H(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0, \lambda) \cdot \exp\{A(\lambda) \cdot (Z + Z_0)\} \cdot d\lambda \tag{A.6}$$

$$\begin{aligned}
Gr_{2c}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = & \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty H(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0, \lambda) \cdot [\exp\{A(\lambda) \cdot (Z - Z_0)\} \\
& + \exp\{A(\lambda) \cdot (Z_0 - Z)\}] \cdot d\lambda
\end{aligned} \tag{A.7}$$

ただし,

$$H(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0, \lambda) = \frac{\lambda}{A(\lambda)} \cdot \mathbf{J}_0(\lambda \cdot \sqrt{(X - X_0)^2 + (Y - Y_0)^2}) \quad (\text{A. 8})$$

と, 3 種類の余関数が求められた, $Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ を, $G_{r1}, G_{r2a}, G_{r2b}, G_{r2c}$ より, ラグランジュの未定乗数法を用いて求める. 未定乗数としては, $f_1(\lambda), f_2(\lambda), f_3(\lambda)$ を用いて, $\mathbf{R}_0$ に関しては独立な定数とする. これより,

$$\begin{aligned} Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) &= G_{r1}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) + f_1(\lambda) \cdot G_{r2a}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) \\ &\quad + f_2(\lambda) \cdot G_{r2b}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) \\ &\quad + f_3(\lambda) \cdot G_{r2c}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) \end{aligned} \quad (\text{A. 9})$$

と, 仮定する. (2.1.7) 式の境界条件より, Z_0 に関する恒等式と考えて,

$$\begin{cases} \exp(-ZL) + f_2(\lambda) \cdot \exp(ZL) + f_3(\lambda) \cdot \exp(-ZL) = 0 \end{cases} \quad (\text{A. 10})$$

$$\begin{cases} f_1(\lambda) \cdot \exp(-ZL) + f_3(\lambda) \cdot \exp(ZL) = 0 \end{cases} \quad (\text{A. 11})$$

(2.1.8) 式の境界条件より, Z_0 に関する恒等式と考えて,

$$\begin{cases} A(\lambda) \cdot \{1 - f_1(\lambda) + f_3(\lambda)\} = V_s \cdot \{1 + f_1(\lambda) + f_3(\lambda)\} \end{cases} \quad (\text{A. 12})$$

$$\begin{cases} A(\lambda) \cdot \{f_2(\lambda) - f_3(\lambda)\} = V_s \cdot \{f_2(\lambda) + f_3(\lambda)\} \end{cases} \quad (\text{A. 13})$$

以上 4 式より, $f_1(\lambda), f_2(\lambda), f_3(\lambda)$ を求めることが可能で, $Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ は求められる.

以上 $Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ の解法おわり

(2.1.5) 式より, 発生過剰少数キャリア濃度 $P(\mathbf{R})$ は,

$$P(\mathbf{R}) = \rho \cdot T \cdot Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) \quad (2.1.15)$$

と, 表わされる. このときの EBIC は, 発生過剰少数キャリアの無限 PN 接合面への流出量であるから,

$$I_{EBIC} = -e \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial Z} P(\mathbf{R}) \Big|_{Z=ZL} \cdot dX \cdot dY \quad (2.1.16)$$

と, 表わされる. ただし, e は電子の電荷量である.

2 章 表面に水平な PN 接合面と, 表面に垂直な PN 接合面を有するデバイス構造の場合
デバイスモデルの構造は, Fig. 2 に示すように,

i) デバイス表面を, $z=0$

ii) 表面に水平な PN 接合面を, $x=0$ ($0 \leq z \leq zl$)

iii) 表面に垂直な PN 接合面を, $z=zl$ ($0 \leq x < \infty$)

とし, その他は 1 章と同様に考える.

これより, 位置座標 $\mathbf{r}$ における過剰少数キャリア濃度 $p(\mathbf{r})$ の, 状態方程式を考察すると,

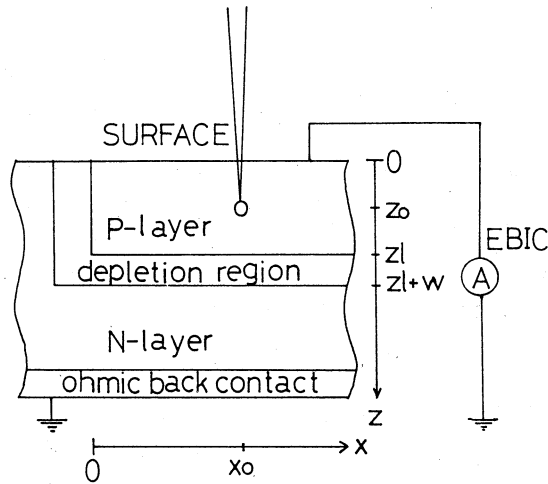


Fig. 2 Device model

1章と同様に考えて,

$$\left\{ \begin{aligned} \Delta p(\mathbf{r}) - \frac{1}{L^2} p(\mathbf{r}) &= -\frac{1}{D} \rho \cdot \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \end{aligned} \right. \quad (2.2.1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} p(\mathbf{r}) \Big|_{\substack{0 \leq x \\ z=zl}} &= 0 \end{aligned} \right. \quad (2.2.2)$$

$$\left\{ \begin{aligned} p(\mathbf{r}) \Big|_{\substack{0 < z < zl \\ x=0}} &= 0 \end{aligned} \right. \quad (2.2.3)$$

$$\left\{ \begin{aligned} D \frac{\partial p(\mathbf{r})}{\partial z} \Big|_{\substack{0 \leq x \\ z=0}} &= v_s \cdot p(\mathbf{r}) \Big|_{\substack{0 \leq x \\ z=0}} \end{aligned} \right. \quad (2.2.4)$$

と, 表わされる。

これらの座標系を(2.1.4)と同様に拡散長 L で無次元化して, P 層内の発生過剰少数キャリア濃度 $P(\mathbf{R})$ を求める。ただし, $P(\mathbf{R})$ は拡散長 L を単位長とした濃度であり, $P(\mathbf{R}) = L^3 \cdot p(\mathbf{r})$ である。

これらの連立方程式を満たす解は, $Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0)$ に鏡像法を用いて, 過剰キャリアの点発生源と表面に垂直な PN 接合面に関して対称な鏡像点に, 仮定の過剰キャリアの点吸入源を配置することにより,

$$P(\mathbf{R}) = \rho \cdot T \{ Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) - Gr(\mathbf{R}, \mathbf{R}_1) \} \quad (2.2.5)$$

と, 求められる。ただし, $\mathbf{R}_1$ は平面 $X=0$ に関する発生源点 $\mathbf{R}_0$ の対称点である。この解は, 2 接合面での境界条件 $P(\mathbf{R})=0$ が満たされている。

このときの EBIC は,

$$I_{EBIC} = e \left[- \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{\partial}{\partial Z} P(\mathbf{R}) \Big|_{z=zl} \cdot dX \cdot dY + \int_{-\infty}^{\infty} \int_0^{zl} \frac{\partial}{\partial X} P(\mathbf{R}) \Big|_{x=0} \cdot dZ \cdot dY \right] \quad (2.2.6)$$

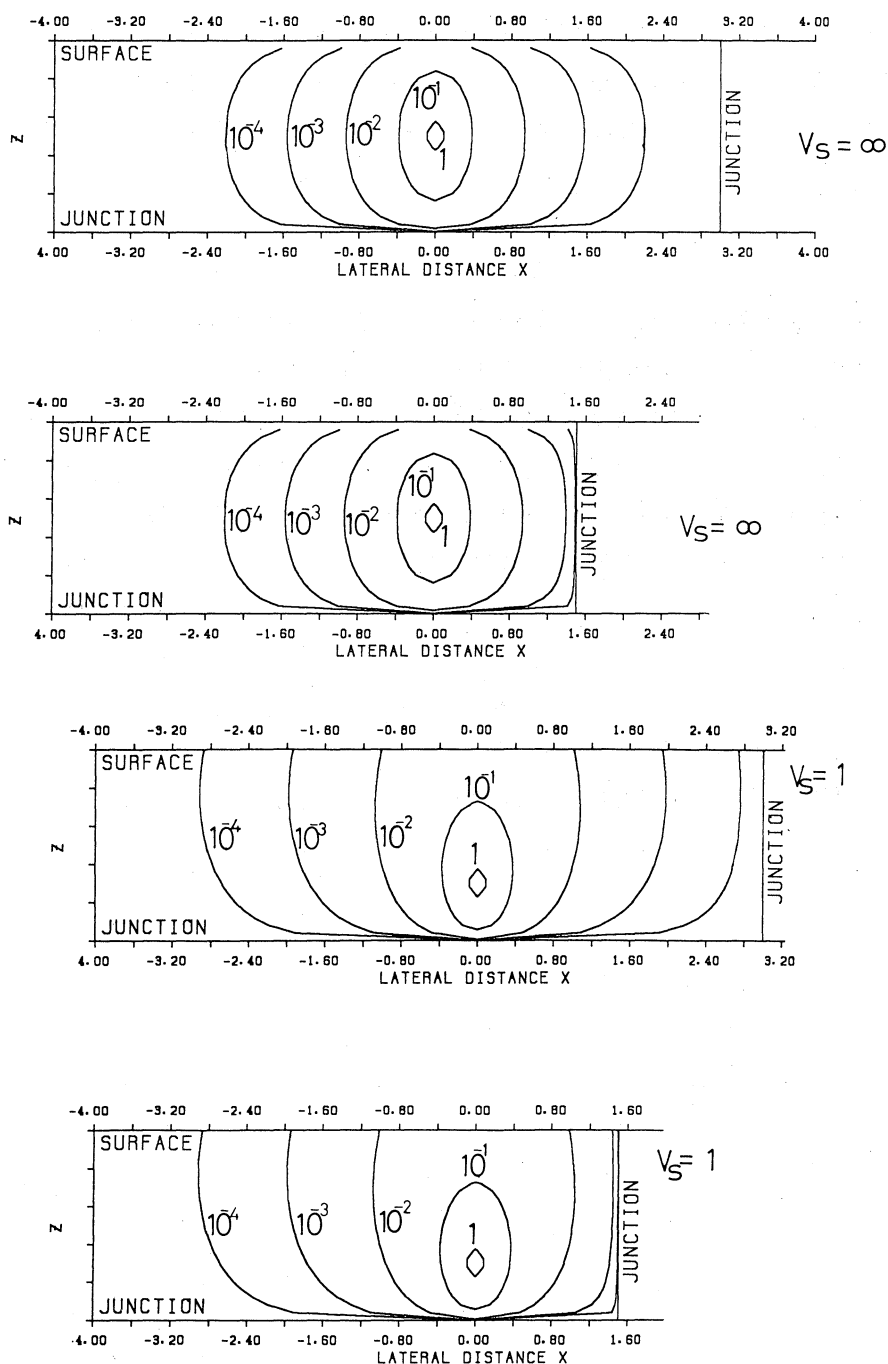


Fig. 3 Density of excess carriers

と、表わされる。

(2.2.5) 式より、デバイスモデル内部の点発生過剰キャリア濃度分布を数値計算した結果を Fig. 3 に示す。ZL=1, $\rho \cdot T=1$, 座標単位は拡散長 L として、等濃度曲線によりグラフ化

した。このグラフより、デバイス内部の過剰少数キャリアの拡散状態を、表面再結合速度・過剰キャリア発生点の位置関係等をパラメータとして観察することが可能となり、境界面付近でのキャリアの流出方向が、各種の物理的境界条件を満たしていることがわかる。

III. ま と め

半導体デバイス構造の近似デバイスモデルにおいて、表面と PN 接合面の境界条件を考慮した、点発生過剰少数キャリアの拡散状態の解析法と EBIC 応答の理論式を求めた。

EBIC の実験データとこの理論解析値の比較には、電子ビームによる過剰キャリア発生分布の3次元解析が必要であり、今後はこの発生分布を考察した EBIC 応答の解析が課題と思われる。尚、本研究の一部は昭和55年度、56年度、文部省科学研究費、特定研究(1)「トレース・キャラクタリゼーション」による。ここに記して謝す。

(昭和58年5月20日 受理)

文 献

- 1) W. van Roosbroeck, Phys. Rev. 91, 282 (1953).
- 2) W. van Roosbroeck, J. Appl. Phys. 26, 380 (1955).
- 3) F. Berz and et al., Solid-State Electronics, 1976, Vol. 19, pp. 437-445.

白金黒付 Nafion 膜電極の電極挙動

(第1報) 水素あるいは酸素極の挙動

石川 英彦・三谷 淳
田中 裕敏・富士川 計吉

Electrode Behaviors of Platinized-Nafion

Part 1. Hydrogen or Oxygen Electrodes

Hidehiko Ishikawa, Jun Mitani, Hirotoishi Tanaka
and Keikichi Fujikawa

Abstract

The half cell was constructed with a Pt-Nafion membrane electrode which was prepared by plating one side of Nafion 315 membrane with platinum and by which gaseous reactant was separated from electrolyte solution in counter electrode compartment. The electrode activity of half cell reactions, i. e., hydrogen oxidation and oxygen reduction, was measured as a function of a polarization of the electrode, partial pressures of the reactants and concentration of acid electrolyte. The linear relation on the polarization curves was observed commonly on the pressures and concentrations in the present study in both reactions. Further a limiting current under the relatively low pressures in hydrogen oxidation and exponential relation under the small polarization in the oxygen reduction appeared. From the results of pressure variations of reactants in each region of the polarization curves it was deduced that in hydrogen oxidation, the slowest stage existed in the mass transfer of proton through the membrane and hydrogen gas through the platinum layer outside the reacting zone if the ohmic and limiting current regions stood respectively, and that in oxygen reduction, the catalytic process in the reacting zone and the transport of water vapor through the platinum layer if the exponential and ohmic regions stood respectively. Results of measurements of electrical resistance of platinum layer indicated that the oxygen electrode had larger resistance than that of the hydrogen electrode and that the resistance was partly due to the poor contact between platinum particles under oxygen atmosphere.

I. 序 論

固体高分子電解質である Nafion は、そのプロトン解離能の大きいことから、イオン交換特性¹⁾あるいは酸触媒能²⁾が研究されている。Nafion 膜の利用に関する種々の研究がある。すなわち、燃料電池³⁾および水あるいは食塩電解⁴⁾の隔膜兼用電極、あるいはドックス系⁵⁾、光応物⁶⁾の保持基質等が報告されている。

Nafion 膜の優れた耐久性と安定した高活性触媒、例えば白金、との接合技術が開発され⁷⁾、燃料電池電極への実用性が向上した。独立した電力供給装置の中でも、Nafion が常温でかなり大きな電導度を有しかつ、膜としての安定性が大きい等の特性⁸⁾から、まず、常温作動の小型軽量（鉛蓄電池よりも高密度化）型電池系に適すると考えられる。

本研究は、酸性溶液内の白金-Nafion 膜電極、半電池系について水素極および酸素極特性を調べたものである。

II. 実験方法

本実験に使用した Nafion 315 膜は、Nafion 117 (1100 当量, 0.102 mm 厚) および Nafion 152 (1500 当量, 0.308 mm 厚) で、補強材 (Teflon 網, 50%開網目構造) をサンドウィッチ状にはさんだものである⁹⁾。

白金メッキは、竹中、鳥養らの方法に従った⁷⁾。すなわち、膜を水とメタノールの溶液中で約 1 時間煮沸し、膨潤させる。次に、この膜の片面に塩化白金酸溶液、他の面に NaBH_4 と NaOH の水溶液を接触させることによって室温で膜の片面に白金黒を析出させたものである。メッキ面積は約 14 cm^2 で、メッキ量は約 0.04 g であった。白金 Nafion 膜電極の概略を図一

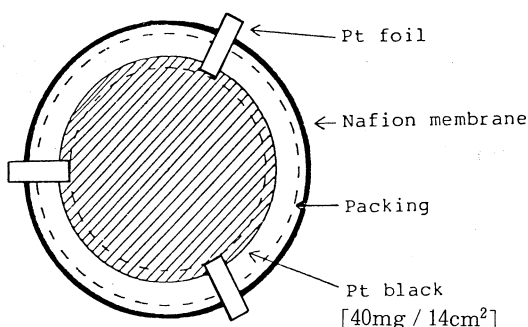


Fig. 1 Pt-Nafion membrane electrode.

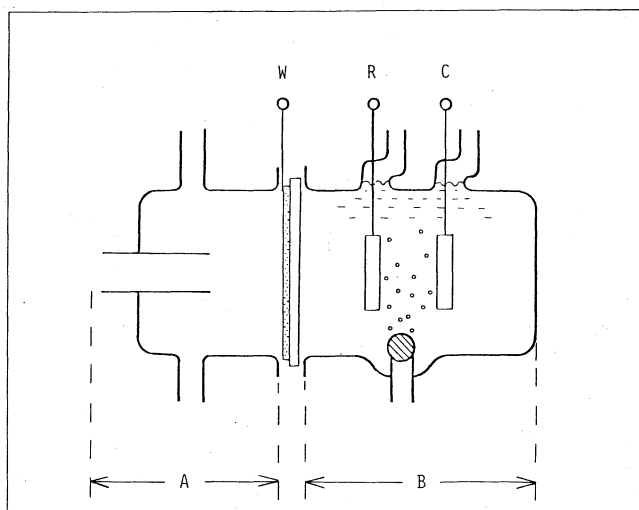


Fig. 2 Cell; W: membrane electrode (working electrode), R: reference electrode, C: counter electrode, A; gas compartment (H_2 or O_2 flow), B; solution compartment (HClO_4).

1に示す。図中の白金片3枚は、中心角約 120° の方向に白金黒と接触し、かつ、気相（反応ガス）には露出しない様に固定させた。また、白金片のうち2枚をデジタルマルチメーターに結合し、白金端子間抵抗を測定した。

反応に用いた電解セルの略図を図-2に示す。Aの部分は反応ガスを流通する気相室およびBの部分は電解液を満たした液相室である。膜電極のメッキ面を気相室に向けて、膜をAとBの間にはさんで固定した。電解液には過塩素酸 HClO_4 を使用した。対極および参照極は可逆水素電極である。

III. 結 果

1. 膜活性の経時変化および酸一塩基処理効果

白金メッキをしたNafion膜電極を調整後、水素酸化、酸素還元の一両反応に使用したが、その間に膜電極の活性は徐々に変化していることがわかった。液相室に過塩素酸（濃度1N）、気相室は水素あるいは空気（全圧力1気圧）として、膜の使用期間中に随時分極曲線を求めた。その結果を、図-3および図-4に示した。また、これらの実験における各ガス雰囲気下の開回路電位は、水素雰囲気では -0.085 V から -0.0073 V 、また、酸素雰囲気では、 0.87 V から 0.995 V の間で変化した。そこで図-3、図-4において分極電位 E_1 は、開回路電位を基準として、これからの分極値とした。

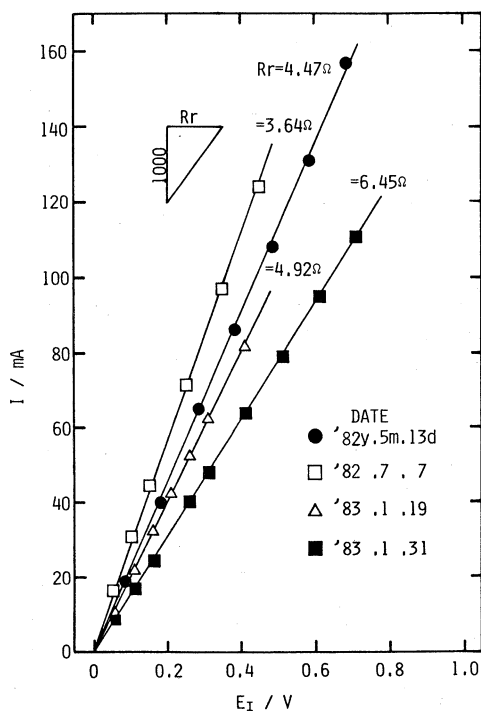


Fig. 3 Variations of polarization curves in hydrogen oxidation under a reference condition (1N HClO₄, H₂ 1atm) along long period.

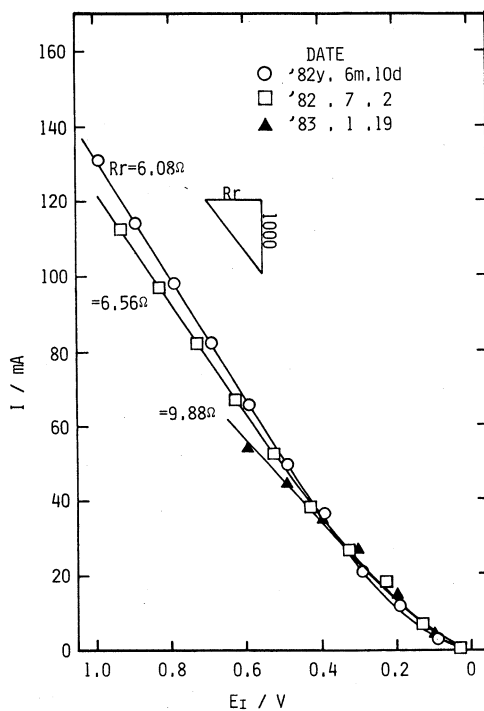


Fig. 4 Variations of polarization curves in oxygen under a reference condition (1N HClO₄, Air 1atm) along long period.

Table 1 R_r, R_w and open circuit potential (O, C, P) under a reference state of hydrogen atmosphere (1atm, 1N HClO₄).

DATE	R _r (Ω)	R _w (Ω)	O. C. P. (V)
'82y. 5m. 13d.	4.47	6.91	-0.0850
'82y. 7m. 7d.	3.64	20.46	-0.0510
'83y. 1m. 19d.	4.92	15.43	-0.0073
'83y. 1m. 31d.	6.45	81.92	-0.0100

Table 2 R_r, R_w and open circuit potential (O, C, P) under a reference state of air atmosphere (1atm, 1N HClO₄).

DATE	R _r (Ω)	R _w (Ω)	O. C. P. (V)
'82y. 6m. 10d.	6.08	54.56	0.870
'82y. 7m. 2d.	6.56	30.17	0.942
'83y. 1m. 19d.	9.88	93.52	0.995

I と E_I の間にオーム則が成立する。また、水素酸化および酸素還元において活性は、劣化する傾向がある。劣化した膜を、まず 1N 硝酸に浸し、続いて 1N 水酸化ナトリウム、最後に再び 1N 硝酸に浸した後、水素および酸素の反応を試みた。水素酸化反応において活性化効果が認められる (図-3, ○印)。しかし、酸素還元反応においては、これがあまり顕著ではない (図-4, ○印)。図-3, および図-4, において直線関係があることから、オーム則を適用して反応抵抗, R_r , を計算した。

表-1, 表-2 には, 図-3 および図-4 の R_r と開回路状態における反応ガス雰囲気下の白金端子間抵抗, R_w , および開回路電位 (O. C. P) を示した。しかし, R_w あるいは O. C. P と反応活性の間には, 特に, R_w の大きなバラツキ等のため, 相関が明瞭には現われていない。膜活性の低下や抵抗値変化の要因として, 次のことが考えられる。

要因1. 白金メッキ面と白金片の接触状態

- a) セル組立時における接触位置の違い
- b) 接点抵抗の経時変化

要因2. Nafion 膜の電導性の低下

- a) イオン交換能力 (容量, 速度) の劣化

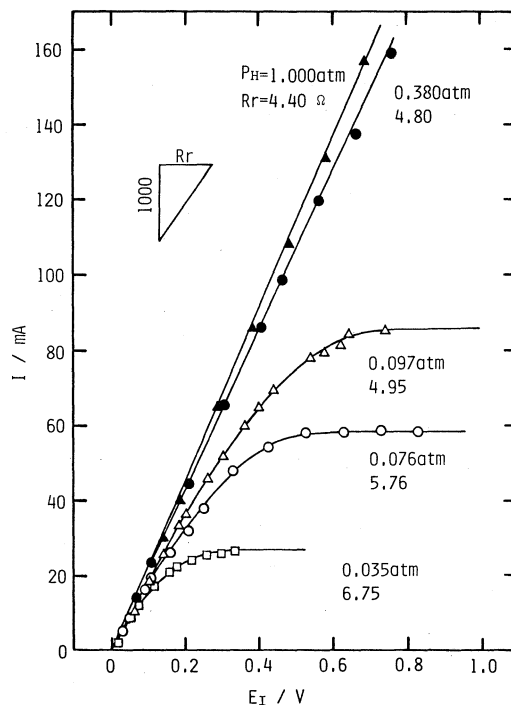


Fig. 5 Polarization curves in hydrogen oxidation under different pressures of hydrogen with 1N HClO_4 .

b) 含水量の変化

要因3. 白金の触媒活性劣化

a) 触媒毒の混入

b) 触媒構造の変化

本実験において、要因1を除外する目的で、セルの組替えは実験期間中に行わないこととし、また、希ガス雰囲気下の白金片間抵抗を測定し、大きな変化のないことを確認した〔約 37 Ω (P_t 端子— P_t 端子)〕。要因2, および3に基づく膜電極の性質変化を調べるために、いわゆる標準条件(過塩素酸1N, 水素あるいは空気的全圧力1気圧)の反応を、随時行った結果、酸一塩基処理によって、特に水素酸化の活性が改善されることは、要因2, および要因3の影響を示唆する(図-3, ●印)。

2. 水素および酸素の分圧依存

液相室に1N 過塩素酸を入れ、気相室には種々の分圧(アルゴン希釈)の水素を流通し、水素酸化反応の分極曲線を求めた(図-5)。分極曲線には、オーム則の成立する領域と限界電流領域が存在する。限界電流領域は分圧の低下にともない、より小さな分極値から現われ、従って、小さな電流となっている。また、一定分圧において、気体の全流速を変えたが、いずれの領域も電流に影響を与えない。

酸素還元反応の酸素分圧変化による分極曲線を求めたのが、図-6である。ここで P_0 は空気

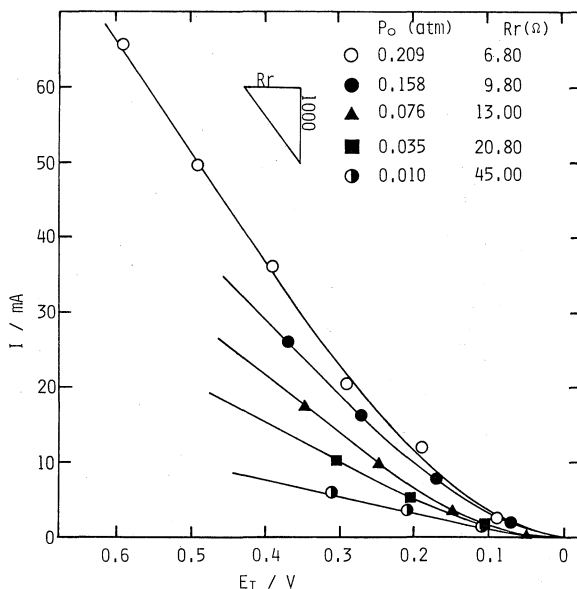


Fig. 6 Polarization curves in oxygen reduction under different pressures of air with 1 N HClO_4 .

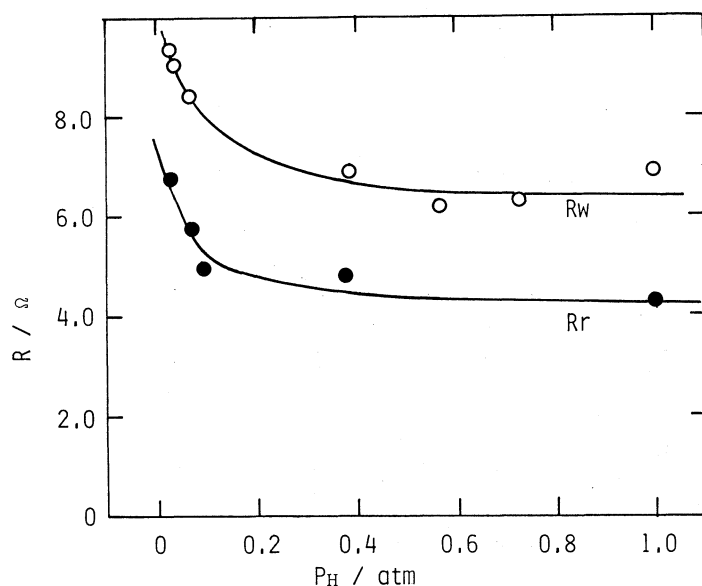


Fig. 7 Variations of resistances between platinum particles, R_w , and from polarization curves, R_r , with hydrogen pressure.

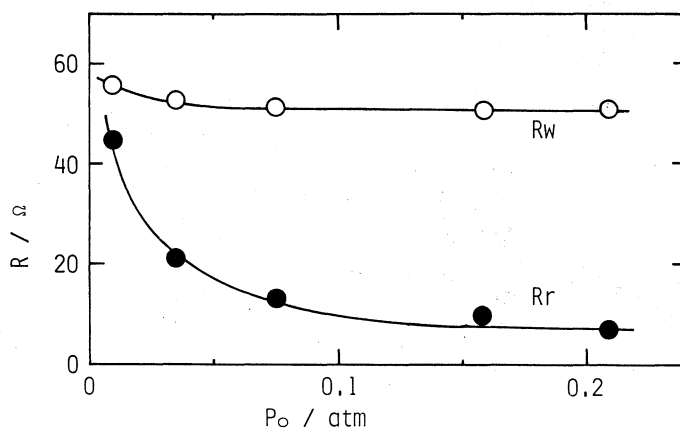


Fig. 8 Variations of resistances between platinum particles, R_w , and from polarization curves, R_r , with air pressure.

中の(酸素/窒素)比を0.209として求めた酸素の分圧である。曲線は、初期に指数関数的に立上るが、分極が大きくなるにつれて直線的に増大(オーム則領域)する。水素の場合と同様に、一定酸素分圧における全気体流速の変化に対して電流値の変化は起らなかった。

水素酸化反応あるいは酸素還元反応ともに、オーム則領域の直線の傾き、 R_r は、水素あるいは酸素の分圧に依存している。図-7および図-8の●印は、 R_r を気体分圧に対してプロットしたものである。一方、各分圧におけるそれぞれのガス雰囲気下での R_w も分圧とともに変化していた(図-7, 図-8の○印)。酸素雰囲気における両抵抗値(図-8)を、水素雰囲気の

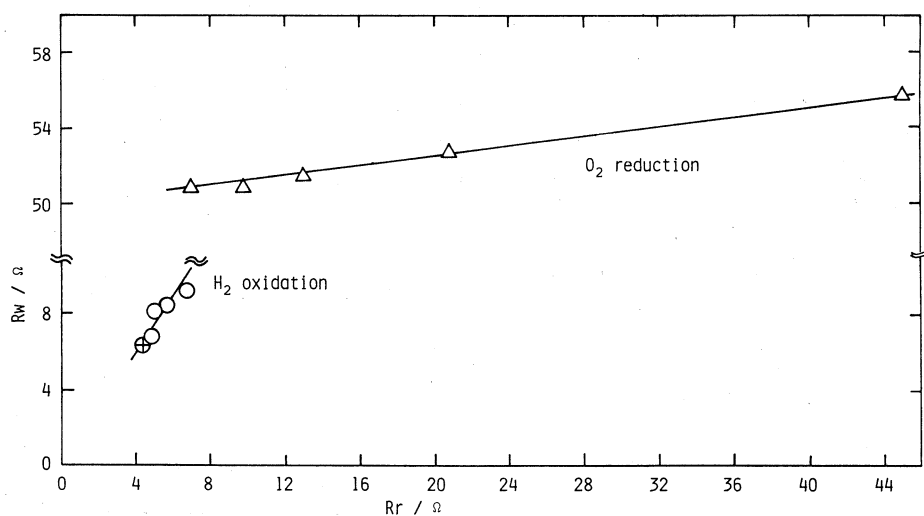
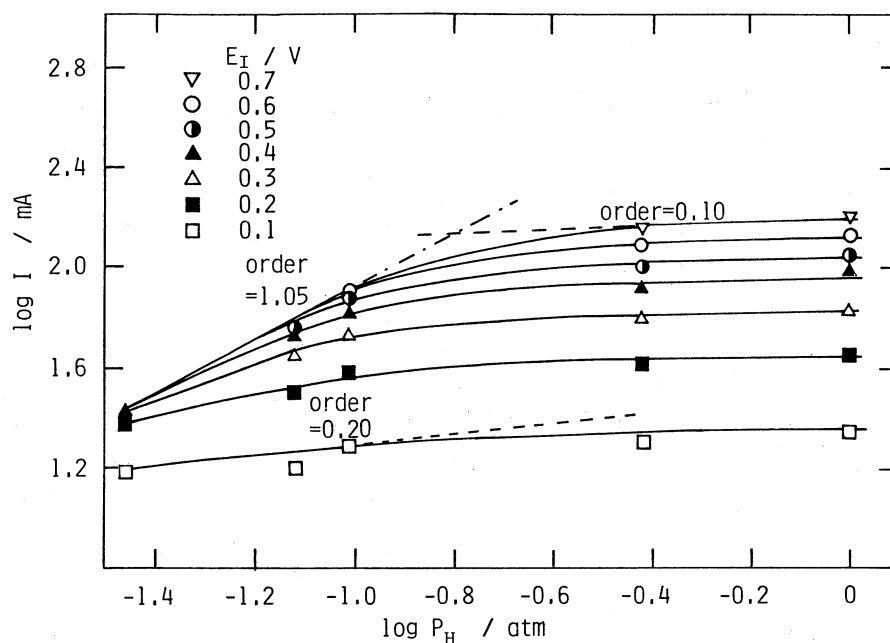
Fig. 9 A comparison of R_w with R_r .

Fig. 10 Pressure dependences of hydrogen oxidation at various polarizations.

それらに比較すると、概して大きな値を示す。特に、酸素の R_w (図8, ○印) は、実測した分圧全範囲で高い値を保つ。

図-9は、 R_w を R_r に対してプロットしたものである。いずれの気体雰囲気においても、それぞれ直線的な関係を示す。水素雰囲気の場合、 R_r と R_w は比例関係を示す直線上にある。ただし、図-5からわかる通り、実測値は、 $R_w=4\Omega$ 、および $R_r=6\Omega$ の点 (図-9, ⊕印) に

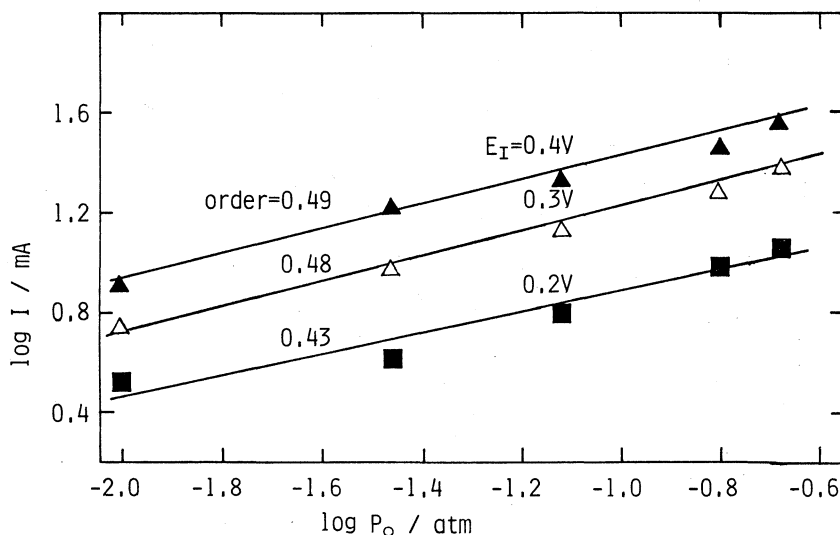


Fig. 11 Pressure dependences of oxygen reduction at various polarizations.

収束する。

水素酸化および酸素還元の方圧依存を調べるために、電流と分圧の両対数プロットをし、反応次数を求めたのが、図-10、図-11である。図-10より、水素酸化はオーム則領域において、各電位の結果ともほとんど0次となる。一方、図-10の1点鎖線で示した限界電流領域において、ほぼ1次となる。また、酸素還元（図-11）の反応次数はオーム則領域において、0.43から0.49の間で、実測した分圧範囲においてはほぼ一定次数である。従って、分圧依存に関する結果を次のようにまとめることができる。

- | | |
|-------------|---|
| (1). 限界電流領域 | $I = K_L \cdot P_H^{1/2} + K$ |
| (2). オーム則領域 | i) 水素酸化 $I = K_H \cdot P_H^0$
ii) 酸素還元 $I = K_O \cdot P_O^{0.5}$ |

3. 酸濃度依存

図-12は、1気圧水素を気相室に流通し、液相室の酸濃度を種々変えて測定した分極曲線である。分極曲線は、酸濃度の増大とともに傾き、 R_r が小さくなる。この時の R_w もまた、酸濃度に依存していた。そこで、 R_r と R_w を酸濃度に対しプロットした（図-13）。低濃度において急激に抵抗が増大することは、水素分圧依存（図-7）の結果に類似している。

一定電位における電流値を酸濃度に対しプロットすると、実測の濃度範囲で直線関係を示す（図-14）。直線の式、

$$I = a \cdot \log [\text{HClO}_4] + b$$

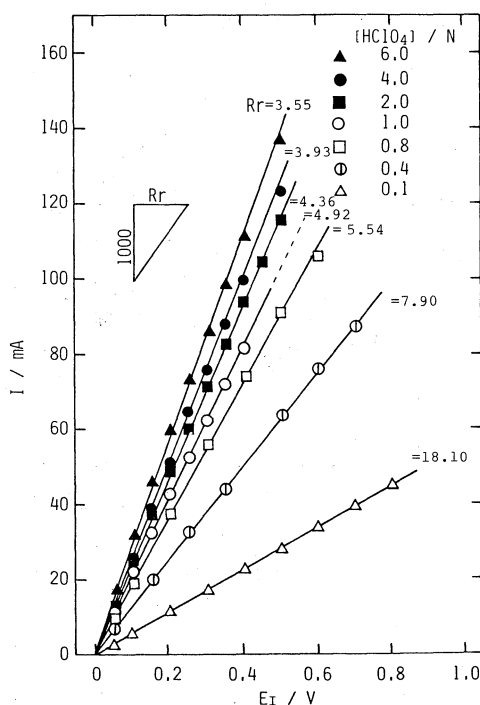


Fig. 12 Polarization curves in hydrogen oxidation under various acid-concentration in counter electrode compartment.

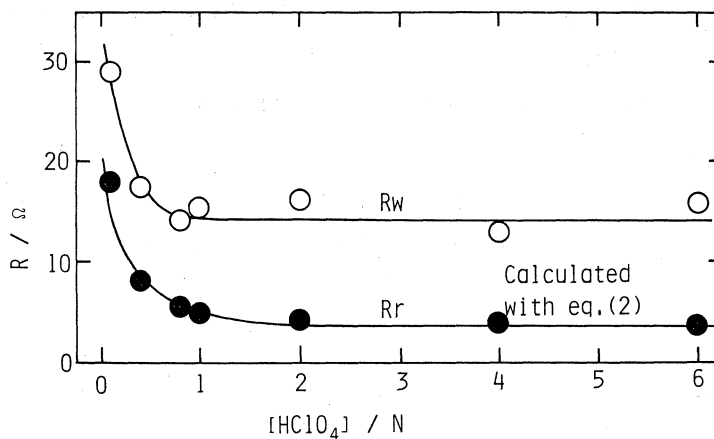


Fig. 13 Variations of R_r and R_w under hydrogen atmosphere with acid concentration.

において、傾き a および切片 b は電位に比例する (図-15, 図-16)。

従って、これらの結果は 1 気圧の水素雰囲気において、

$$I = 130 \cdot 10^{-3} \{ \log [\text{HClO}_4] + 1.44 \} \cdot E_r \quad (1)$$

また、これらの測定条件は全て、オーム則領域にあることから、 $E_r = R_r \cdot I$ により、抵抗の逆数、すなわち反応電度性、 R_r^{-1} は次式で与えられる。

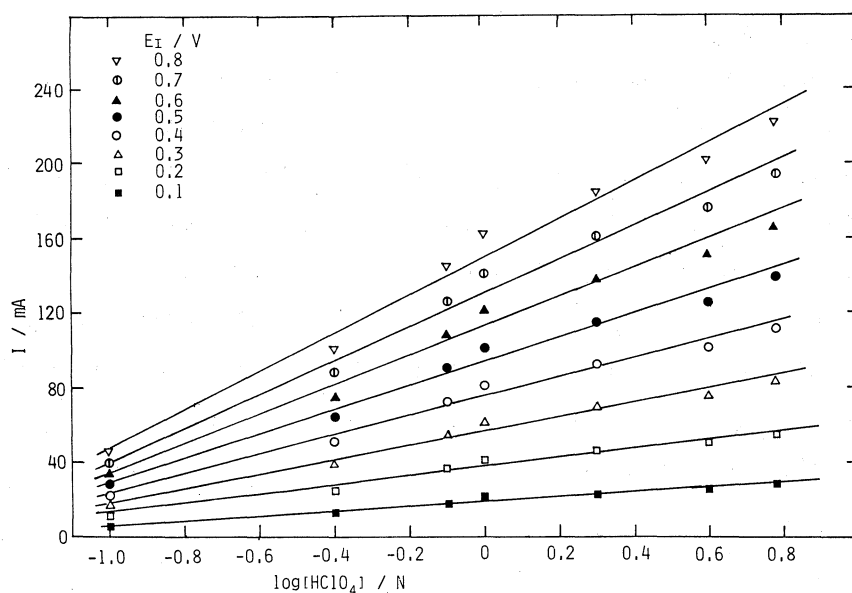


Fig. 14 Linear relations between oxidation current of hydrogen and logarithm of acid concentration.

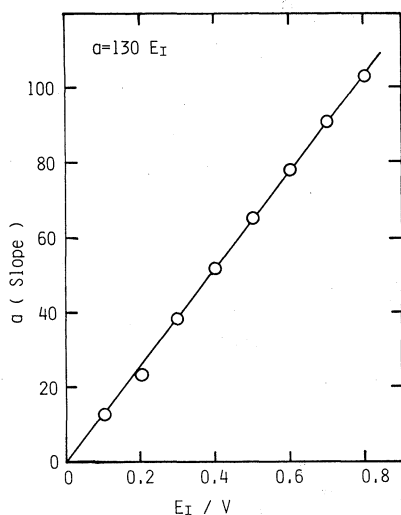


Fig. 15 Values of slope of the linear relation in Fig. 14.

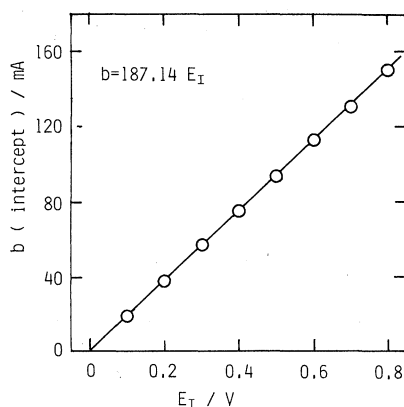


Fig. 16 Values of intercept of the linear relation in Fig. 14.

$$R_r^{-1} = 130 \cdot 10^{-3} \{ \log [\text{HClO}_4] + 1.44 \} \quad (2)$$

図-13における R_r の実線は、(2)式に従って描いた。一方、図-13の R_w は定数の値が異なるが(2)と同様の酸濃度の対数に直線的である。

$$R_w^{-1} = a' \cdot \log [\text{HClO}_4] + b'$$

以下、 R_w の解析を試みた。

4. 抵抗値の解析

R_w は、膜電極の水平方向の抵抗成分である。 R_w の値は、メッキのない膜で求めた値に比べて桁違いに小さい。よって、白金触媒層内部および白金片と触媒間の電気的接触の良否を判断するのに役立つ。従って、既に述べた要因1,あるいは要因3に関する情報を与えることになる。前節に述べたごとく、抵抗値の逆数、すなわち伝導性、 R^{-1} が分圧および酸濃度の対数に直線関係にある。図-17, 図-18 および図-19 にこれらの結果を示す。

水素酸化反応の分圧変化(図-17)では、 R_r^{-1} および R_w^{-1} はともに分圧の対数に対して平行して増加してゆく。一方、酸素分圧の対数に対して、 R_w^{-1} は低く、ほぼ一定値を保ち、 R_r^{-1} のみが増加してゆく。図-17 と図-18 に記した式より、酸素1気圧における R_r^{-1} 値 0.152 mho は、水素1気圧のその値 0.231 mho に比較して小さい。よって、この膜電極を使用して

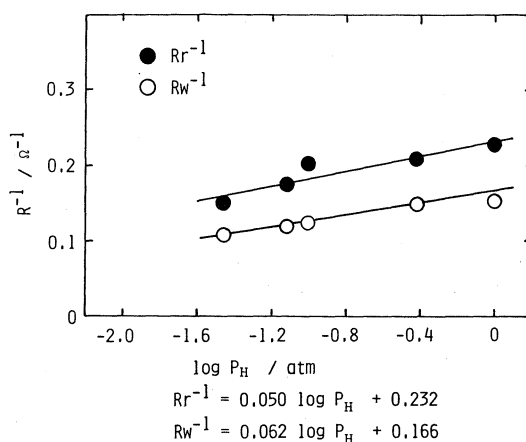


Fig. 17 Linear relations between reciprocal resistances and logarithm of hydrogen pressure.

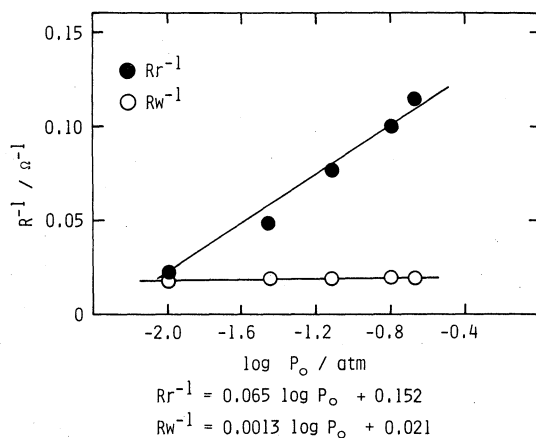


Fig. 18 Linear relations between reciprocal resistances and logarithm of air pressure.

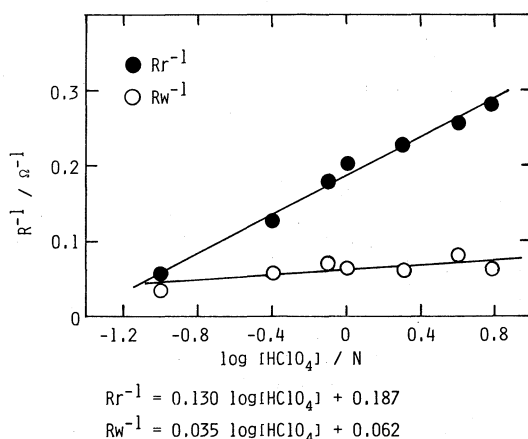


Fig. 19 Linear relations between reciprocal resistances and logarithm of acid concentration.

水素-酸素電池系を構成した場合、酸素極に大きな内部抵抗の存在することを示す。前に記述した様に、膜電極の酸一塩基処理において、水素の電流増加に比較して酸素のそれがほとんどなかったこと、および酸素雰囲気気の測定が終了してから再び水素雰囲気気の測定を行うと水素の反応性の低下はほとんど起らなかった等の観察事実から、酸素極の抵抗に関して、要因2および要因3は支配的因子とはなっていないと考えられる。更に、酸素雰囲気気の Rw^{-1} が水素雰囲気気のそれよりも小さいことは、白金黒の粒子が酸素雰囲気気において膜に水平方向で接触不良となりやすい（要因1）ことを示唆する。

IV. 考 察

Nafion の構造に関する Yeager ら¹⁰⁾のモデルは、主要な特徴を表現していて興味深い。イオン交換サイトを含む含水相がイオン移動の径路を与える。白金メッキは Nafion 膜の片面で生成し、その状態は白金黒、すなわち微小粒子の集合体であろう。還元剤 ($NaBH_4$) はメッキ面と反対の面から拡散してくるのであるから、白金粒子はメッキ面の中でも含水相の開口部分を中心にして成長する。隣り合う白金粒子の間は、互いに接触して、あるいは水相で結合されて電導性が与えられる。従って、触媒電極膜の概念図は図-20のように表すことができる。気相の反応物は、白金黒の層内に通じている微細孔を拡散して白金/Nafion 界面にある反応ゾーンに到達する。反応ゾーンで水素 H_2 は吸着水素 $H(a)$ を生成し、水素イオン H^+ になる。また、酸素 O_2 は吸着酸素と吸着水素の反応で水を生成する。従って、Nafion 膜内部のイオン移動の径路には、 H^+ の液相方向への、あるいは液相方向からの拡散が起っていることになる。また、酸素還元においては、生成した水が、主に、白金黒層を気相側へ拡散する。

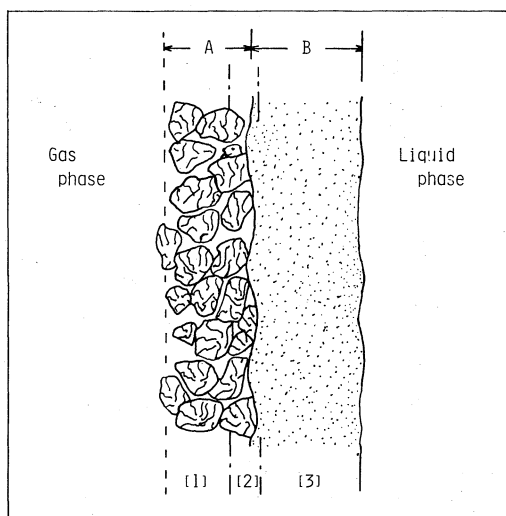
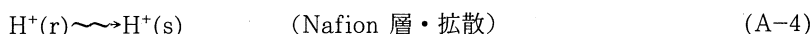
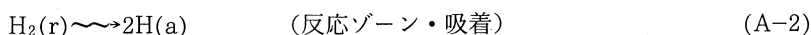
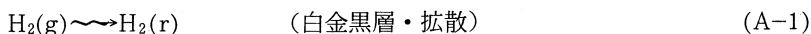


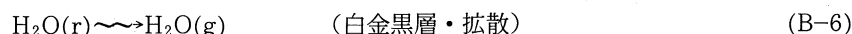
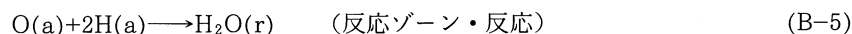
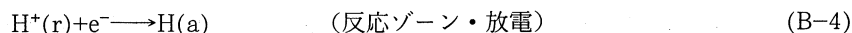
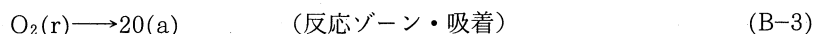
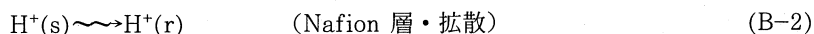
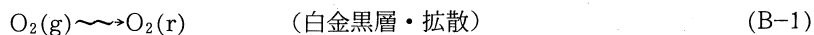
Fig. 20 Schematic representation of the working membrane electrode; A: layer of particle principles, B: layer of Nafion membrane, [1]: zone through mass transfer (1), [2]: reaction zone, [3]: zone through mass transfer (2).

以上の反応モデルは次の様に表式できる。

(1) 水素酸化; $H_2 \longrightarrow 2H^+ + 2e^-$ (A)



(2) 酸素還元; $1/2O_2 + 2H^+ + 2e^- \longrightarrow H_2O$ (B)



実験結果は白金電極を用いて得られている諸結果^{11, 12)}に比較して, 明らかに触媒表面の反応 [(A-2)(A-3) および (B-3)(B-4)(B-5)] が律速とはし難い。ただし, 酸素還元の分極曲線に現われた電流の指数関数的な増大については反応律速の可能性を残しているが, 電流値が小さい範囲にあるのでこれを対象としない。反応(A)において気体流速の影響がなかったことから外部表面の拡散は無視できる。限界電流域 (図-5) で, 水素圧に1次 (図-10) となること

は、(A-1) ステップを律速であり、一方、オーム則領域で 0 次に近いことは、(A-4) ステップを律速とすることにより説明される。反応 (B) のオーム則領域 (図-6) において酸素圧にほぼ 0.5 次 (図-11) となるのは、(B-6) ステップを律速とすることにより説明される。白金メッキの量をかなり増した膜電極上で反応 (A) の限界電流が出現しやすくなったこと、および反応 (B) においては電流値が小さくなることが確認¹³⁾されており、上記の推論を支持している。

V. ま と め

本報の主な結論は、次のようにまとめることができる。

- (1) 水素の酸化において、白金メッキ層は反応物の拡散が律速にならない程度の理想的なメッキ量があり、かつ、Nafion 層の移動速度が最大の抵抗となる。
- (2) 酸素の還元において、電池として電流を取り出す場合の最も抵抗の大きい部分となりやすいこと、従って、これを解決するための改善を要する点は、
 - i) 酸素雰囲気において、白金粒子間の接触を保持する。
 - ii) 白金層内の水蒸気の拡散抵抗を小さくする。
 - iii) 触媒活性を向上させる必要がある。

等のことがわかった。

(昭和58年5月20日 受理)

参 考 文 献

- 1) H. L. Yeager, Z. Twardowski, and L. M. Clarke, *J. Electrochem. Soc.*, **129** (2), 324 (1982); Z. Twardowski, H. L. Yeager, and B. O'Dell, *J. Electrochem. Soc.*, **129** (2), 328 (1982).
- 2) G. A. Olah, G. K. S. Prakash, and J. Sommer, *Science*, **206**, 13 (1979).
- 3) A. Katayawa-Aramata, H. Nakajiwa, K. Fujikawa, and H. Kita, *Electrochim. Acta* in press.
- 4) M. Seko, H. Miyauchi, J. Ohmura, and K. Kimoto, *Denki Kagaku*, **50** (6), 470 (1982); 境 哲男, 竹中啓恭, 川見洋二, 鳥養栄一, 第50回電化大会 (1983), A 108; 竹中啓恭, 鳥養栄一, 川見洋二, 境 哲男, 第50回電化大会 (1983), A 109; 竹中啓恭, 鳥養栄一, 川見洋二, 境 哲男, 第50回電化大会 (1983), A 110.
- 5) 小久見善八, 吉田直樹, 溝江利之, 吉沢四郎, 第49回電化大会 (1982), A 208.
- 6) 魚崎浩平, 中島弘司, 第49回電化大会 (1982), B 111.
- 7) 竹中啓恭, 鳥養栄一, 特許公報 (A), 昭 55-38934.
- 8) 富家和男, 林 勇治, 湯浅時報43号 (1976).

- 9) F. G. Will, J. Electrochem. Soc., **126**, 36 (1979).
- 10) H. L. Yeager and A. Steck, J. Electrochem. Soc., **128**, 1880 (1981).
- 11) 喜多英明, 日化誌, **92**, 99 (1971); H. Kita, "Electrochemistry": The Past Thirty and The Next Thirty Years" edited by H. Bloom and F. Gutmann, Plenum publishing Corporation, 227 West 17 Street, New York, New York 10011.
- 12) 例えば, Electrochim. Acta, **26**, 781 (1981); Encyclopedia of electrochemistry, **2**, 191 (1974).
- 13) H. Ishikawa and K. Fujikawa, to be published.

炭素の接触ガス化における種々の添加物の 触媒作用（第二報）水蒸気による反応

石田 達也・岩崎 正之・稲川 郁夫・富士川計吉
金塚 高次・加納 久雄・宮原孝四郎

Catalytic Activity of Various Compounds in the Gasification of Carbon Part 2. Reaction with Water

Tatsuya Ishida, Masayuki Iwasaki, Ikuo Inagawa
Keikichi Fujikawa, Takaji Kanazuka, Hisao Kanoh
and Koshirou Miyahara

Abstract

Gasification rates were measured with various samples which were prepared by the impregnation of highly pure carbon with a sole compound. It was found that the compounds of alkali metal linking with oxygen atoms and platinum group exhibited a comparatively high promoting effect and some other compounds of Mo, Ti and W showed a weak effect only after an oxygen treatment. It was confirmed that before a commencement of the gasification the catalysts of alkali metal group and platinum group existed on carbon as hydroxides or carbonates in the former and in metal states in the latter.

The selectivity to carbon monoxide in the early stage of gasification showed a proportional relationship with a gasification rate in alkali metal catalysts, and a sensitive influence of the history of a catalyst and a high value upto about 80 percent in platinum group catalysts. As for the route of the formation of carbon monoxide, it was qualitatively interpreted that the alkali metal catalysts promoted the oxidation of carbon to carbon dioxide and the consecutive reduction of the formed dioxide to monoxide. Catalytic gasification mechanisms were proposed for both catalysts.

I. 序 論

炭素質の接触ガス化は、古くから研究されてきたが、最近、資源およびエネルギー問題と関連して活発に研究されるようになった。著者らは、酸素をガス化剤とする炭素の接触ガス化を行い、触媒の活性および作用機構に関する知見を報告した¹⁾。その場合、生成物はほとんど全て二酸化炭素である。一方、水と炭素との反応からは一酸化炭素、水素およびメタンが生成す

ることにより、クリーンエネルギーあるいは合成天然ガスの製造技術とも関連があり興味深い。

文献および著者らの結果から、炭素のガス化を促進する触媒物質として、ガス化剤 (O_2, H_2O) の種類には依らずアルカリ金属化合物 (主に炭酸塩)^{2,4,5)} およびいくつかの遷移金属化合物^{3,6,9)} (例えば白金族化合物およびこれと他の族の金属化合物との二元系触媒) を指摘できる。ガス化の起る条件下におけるアルカリ金属化合物の状態について、炭酸塩が主に調べられているが、反応機構の中で炭酸塩の役割は、研究者によって結論が異っており^{4,5)}、他の種々のアルカリ金属化合物において、いかなる状態をとるものか、また、それらの物質がガス化の機構にいかに関わっているかを検討する必要がある。

本報告において、水蒸気をガス化剤とする炭素の接触ガス化における種々の化合物の触媒活性およびその選択的生成能力を調べ、作用状態における触媒の状態に関する実験事実を求め、これらの結果に基づいて、一酸化炭素の生成経路および全ガス化反応の反応機構を提案する。

II. 実験方法

本実験に用いた装置、炭素試料および添加化合物等は前報¹⁾と同じである。ただし、反応系の全容積は約 300 ml である。

水蒸気との反応による炭素のガス化は、前処理 (実験結果参照) の後、炭素試料の入った反応管を低温 (室温 ~ 200°C) で排気し、この中に約 1 cm Hg になるまで水蒸気を導入し、反応温度付近に予熱された電気炉を反応管部に装着することにより開始する。

生成した H_2 , CO および CO_2 の分析には、活性炭、モレキュラシーブ 5A、また、未反応の H_2O にポラパック Q を装着したガスクロマトグラフを用いた。

III. 実験結果

1. 試料の処理条件によるガス化活性

種々の添加物を含浸した炭素試料を用いて、試料の処理条件を種々変えてガス化活性を測定した結果が図-1 である。ガス化速度 G はガス化温度 (650°C) において 30 分間反応を行ったときの CO および CO_2 の平均生成速度である。ガス化 (Run) に先立って以下の条件で試料を処理した。

Run A; 排気しながら 500°C で 30 分間加熱し、更に、室温で高真空 (約 10^{-5} cm Hg) に 30 分間排気した。

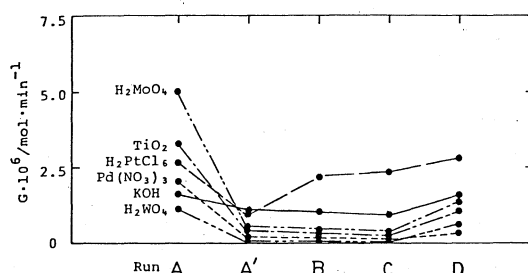


Fig. 1 Variations of G with various treatments in the reaction with water at 650°C

Run A'; Run A の後、気相を速やかに排気（約 1 分間）した。

Run B; Run A' の後、排気しながら 500°C で 30 分間熱した。更に、室温において高真空排気を 30 分間行った。

Run C; Run B の後、気相を速やかに排気して、水素を数 cm Hg 導入して 500°C で 30 分間熱した。

Run D; Run C の後に、排気して、酸素を数 cm Hg 導入し 500°C で 30 分間熱した。

図一 1 の Run A' から、水との反応をくり返し行うといずれの試料も活性を低下させる。低

Table 1. Gasification rates, G , and selectivities to CO, S, obtained from various samples at 650°C

Compounds/ 2.5 atom%	CO $\cdot 10^6 /$ mol $\cdot \text{min}^{-1}$	CO ₂ $\cdot 10^6 /$ mol $\cdot \text{min}^{-1}$	G $\cdot 10^6 /$ mol $\cdot \text{min}^{-1}$	S/%
LiNO ₃	0.92	1.16	2.08	44.3
NaNO ₃	0.28	1.29	1.57	17.9
KOH	0.18	1.05	1.23	14.4
RbNO ₃	0.27	1.45	1.72	15.6
CsNO ₃	0.17	1.48	1.65	10.2
H ₂ PtCl ₆	0.95	1.17	2.12	44.8
Pb(NO ₃) ₂ *	0.87	1.08	1.95	44.7
Ca(OH) ₂	0.09	0.73	0.82	11.0
Y(NO ₃) ₃	0.02	0.17	0.19	10.5
ZrO(NO ₃) ₂ *	0.97	0.85	1.82	53.2
V ₂ O ₅	0.05	0.45	0.50	9.8
MnCO ₃	0.17	0.24	0.41	41.3
Fe(OH) ₃	trace	0.32	0.32	-
Cr(OH) ₃	trace	trace	trace	-
TiO ₂ **	3.01	0.70	3.71	81.3
H ₂ MoO ₄ **	2.40	2.56	4.96	48.3
H ₂ WO ₄ **	2.29	1.30	3.59	63.8

* possible influence of NO₃⁻

** dissolved to nitric acid

下の程度は KOH および H_2PtCl_6 を除く、他の全ての試料で著しい。Run B の H_2PtCl_6 試料の焼出しによる回復も特徴的である。Run C および D から、ほとんど全ての試料について、水素処理による活性の変化が認められず、これに対し、酸素処理による活性の上昇が起っている。

図-1 の Run A' において急激に失活する試料 (Mo , Ti , W , Pd) は、試料の調整に硝酸塩あるいは硝酸に溶解した溶液を用いて調整された。予備実験として硝酸を含浸した炭素のガス化およびその試料のくり返しガス化を行い、Run A および A' の結果と比較したところ、その類似性から、失活の原因はガス化が窒素酸化物の酸化作用で起っているために、酸化剤が完全に使われたことによると判断された。しかし、これらの試料のいずれも、酸素処理 (Run D) によって活性向上を示すことから、特定の酸化状態にあるこれらの元素の化合物もガス化に有効である可能性が示唆される。

図-1 のいずれの Run においても活性が比較的安定しており、従って、触媒として作用していると判断される物質は、KOH および H_2PtCl_6 である。更に、アルカリ金属の種々の化合物および白金あるいはパラジウム化合物のガス化活性を集録したのが表-1 である。これら化合物の G 値から、含酸素アルカリ金属化合物および白金族化合物 (白金およびパラジウム) が触媒として有効であるといえる。

2. 前処理中における添加化合物の反応

排気しながら一定速度で昇温し、加熱による試料の重量変化を求めたのが図-2 である。図-2 の重量曲線は、重量減少を開始する直前に一度重量増加の方向へ曲る。一方、排気しないで昇温を行うとこのような移動が起らない。よって、この移動は、熱分解あるいは炭素と添加

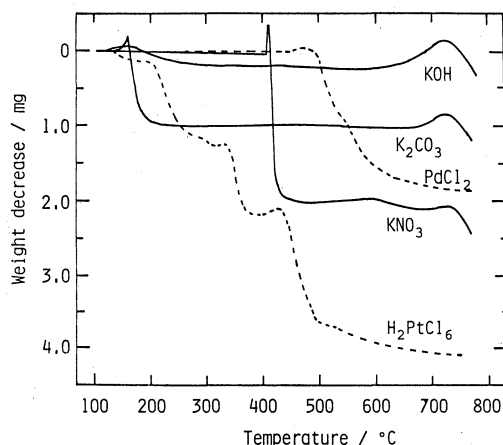


Fig. 2 Weight decrease of various samples (5 atom %) during the pretreatment (max. temp., 750°C)

物の反応により生成した気体が排気系へ流動することにより起る。図-2の実線はカリウム化合物試料 (以下, KOH/C, K_2CO_3 /C, 等と記述する) の重量曲線である。200°C 以下の温度で KOH/C および K_2CO_3 /C が減量を示す。これは $KHCO_3$ の分解温度⁸⁾ に接近していることから, 不純物として試料中に含まれる $KHCO_3$ の分解によるものである。 KNO_3 /C の 400°C よりやや高温における減量は, KNO_3 と C の反応によるものである。

KNO_3 /C および KNO_2 /C は, この温度での分解において, 主に CO_2 および N_2 を生成する。分解後の試料に含まれる化合物の状態を推測するために, 生成気体の分析値から, 試料より失われた酸素および窒素の割合, f_O および f_N , また, 試料に残留している酸素とカリウムの原子比, $r(O/K)$, をまとめたのが表-2である。添加化合物の初期量を試料調整時の添加量として計算した。よって, f_O および f_N は調整中の少量の損失のため, 真の値よりいく分小さな値となる。 KNO_3 /C および KNO_2 /C とも, f_N はほぼ1であり, 添加化合物が完全に分解していることを示す。また, f_O は f_N に比較して, かなり小さいことより, 多くの酸素が固相に残留していることになる。これらの試料において, $r(O/K)$, が1.5に近い。この結果に適合する総括量論式として次の (1) および (2) が成り立つ。よって, 両添加物は炭素のガス化より低い温度で分解し炭酸塩に変っている。



CH_3COOK/C は炭酸ガスの他にメタンを生成し, その分解過程は複雑であろうが, $r(O/K)$ が1.5となることは K_2CO_3 となっている可能性が大きい。

K_2CO_3/C は少量の CO_2 を放出する。これは図-2の結果から, 不純物の $KHCO_3$ の分解によるものであり, よって, K_2CO_3 の分解はない。また, KOH/C も全く分解していない。従って, 定常的ガス化の進行する温度 (600~700°C) に至るまでの昇温で, 水酸化物あるいは炭酸塩となって炭素上に残留するものの中に, 有効な触媒成分がある。

Table 2. Analysis of fractions of residual oxygen and nitrogen atoms and atomic ratios of oxygen to potassium in the samples

Compounds	Composition/ atom%	Fractions f_O	in gas f_N	$r(O/K)$ in solid
KNO_3	0.5	0.46	0.86	1.6
"	1.0	0.55	1.00	1.4
"	10.0	0.53	0.93	1.6
KNO_2	5.0	0.21	0.91	1.6
CH_3COOK	5.0	0.25	-	1.5
K_2CO_3	5.0	0.11	-	1.3
KOH	5.0	0.00	-	1.0

図-2 のカリウム試料において、600°C から 700°C の間で開始する重量変化は、これらのいずれの試料においても類似しており、かつ、この温度付近で定常的ガス化が進行すること、等から、定常的ガス化と密接に関連する、添加物と炭素との反応である。図-1 の KOH/C がくり返し反応において活性を示すことを考慮すると、アルカリ金属触媒の作用機構には、焼成過程で生成した含酸素化合物の炭素による還元と、還元状態のアルカリ金属（あるいは化合物）とガス化剤との反応による含酸素化合物の再生とを含むレドックス・サイクル機構が適している。

$\text{H}_2\text{PtCl}_6/\text{C}$ および PdCl_2/C は複雑な分解過程を示している（図-2，点線）。400°C と 500°C の間に起る分解は両試料で互に類似している。そこで、種々の焼成温度において 30 分間焼成した試料上で、エチレンの水素化活性を測定した（図-3）。エチレンの水素化が、白金およびパラジウムの金属上で促進されることより、これらの試料中で、白金およびパラジウムは、焼成温度 400°C に至るまでの間にほとんど金属にまで還元されている。従って、ガス化は金

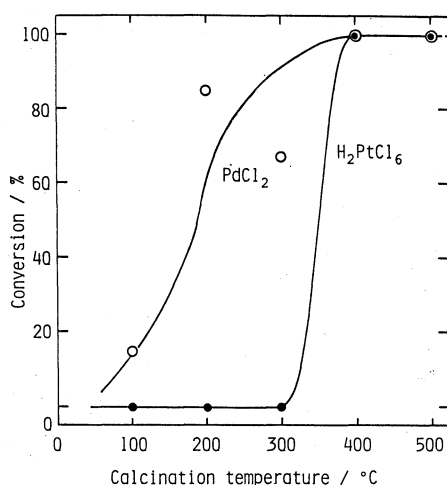


Fig. 3 Conversion of ethylene hydrogenation on the samples calcined at various temperatures

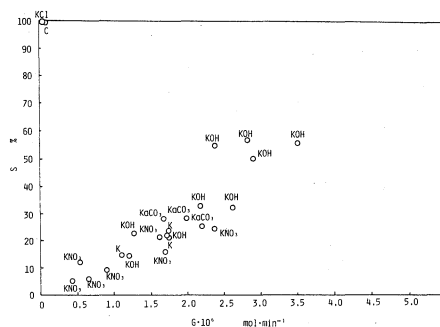


Fig. 4 A correlation between G and S measured from various potassium-carbon samples

Table 3. G and S values from platinum- and palladium-carbon samples treated under various conditions

Compounds (composition)	Calcination temp./°C	G · 10 ⁶ / mol · min ⁻¹	S/%
H ₂ PtCl ₆ (2.5atom%)	500	2.12	44.8
		2.66	16.0
	700	1.50	22.5
		2.50	5.5
PdCl ₂ (2.5atom%)	500	1.95	44.7
		1.95	56.5
	700	3.90	78.2
" (5.0atom%)			

属表面上の反応である。

3. 一酸化炭素の生成経路

実測に使用した種々のカリウム化合物試料について、G に対する S の値をプロットしたのが図一4である。これらの試料の調整条件（担持量）および前処理条件はさまざまに異っている。しかし、G と S の間に比例的な関係がある。炭素の水によるガス化は次の反応により進む。反応初期に (3), (4) および (5) の反応速度 v_1, v_2, v_3 から定性的に次の場合が予想される。



[case 1.], $v_1 \gg v_2, v_3$; ほとんど CO のみが生成する。炭素のみを水と反応させた場合がこれに相当する（図一4C）。

[case 2.], $v_1 = v_2 \gg v_3$; ほぼ50%の CO を生成する。ガス化剤に酸素¹⁾あるいは硝酸または硝酸塩（表一1）を用いると約50%の CO を生成するが、接触ガス化においてはあてはまらない。

[case 3.], $v_1 = v_3 > v_2$; (3) および (4) の反応で CO₂ まで酸化され、その一部分が (5) の反応で CO に還元される。かつ、CO₂ の生成が多いほど (5) による CO の生成も加速されることから、CO への選択率 S は近似的に G に比例することが予想される。

図一4の結果は、[case 3.] が本反応系により適合していることを示す。また、CO₂ をガス化剤とする反応もまた、本実験と同じ試料上で促進されることが確認された¹⁰⁾ことはこの推論を支持する。

白金およびパラジウム試料の焼成条件および組成の異なるものについて、G および S を求めた

のが表-3である。組成および前処理焼成温度の異なる試料のGはほとんど同程度の値であるのに対して、Sの値はかなり不規則に変化する。明らかに試料の前歴が敏感にSに影響している。よって、(4)あるいは(5)の反応に抑制効果を示す何らかの原因が予想される。すなわち、図-1のRun BおよびD、で活性の上昇を示すこと等から類推して、炭素あるいは炭素酸化物の吸着による抑制効果が示唆される。目下詳細を検討中である。

4. 触媒の作用機構

アルカリ金属および白金族化合物の触媒作用を説明する機構として、それぞれ、次の二つの機構を提案する。

〔機構 1.〕 アルカリ金属触媒,



〔機構 2.〕 白金族金属触媒,



アルカリ金属触媒の機構において、2節の結果(図-2および表-2)から、 M_2CO_3 の関与の可能性がある。しかし、水をガス化剤とするガス化では、 M_2CO_3 の還元・酸化サイクルは考え難い。また、生成する気体中の水素対酸素の原子比は試料の前処理条件に依存して、水分子の値、すなわち2対1の周りに変動する¹¹⁾のであるが、還元アルカリ金属の存在量が多いとき大きく、一方、メタンが微量生成するとき小さくなることが解っている¹²⁾。しかしながら、アルカリ金属触媒の多くの反応に共通に酸素の比の値が小さくなることはなく、よって、定常的ガス化中に M_2CO_3 が生成・分解をくり返す機構は考え難い。

上の推論は、炭酸ガスによる炭素の接触ガス化反応に関して、Yokoyama ら⁵⁾が導いた結論と密接に関連している。3節の case (3) から、〔機構 1〕の(8)は速く、(6)および(7)はおおよそ類似した速さで起り、かつ、これらのいずれかが律速的となる。また、(5)の併起することが予測されることは、Yokoyama らの($\text{M}_2\text{O}-\text{M}$)系レドックスサイクルの中の $\text{M}-\text{CO}_2$ 相

相互作用の段階に次のように (15) を付加することにより説明される。



従って、M は H_2O と CO_2 によって競争的に酸化される。

IV. ま と め

本研究の結果を次のようにまとめることができる。

- (a) 単一の化合物の添加によって炭素のガス化を促進するものは、アルカリ金属および白金族金属である。
- (b) アルカリ金属触媒の定常的ガス化進行中にとり得る一つの状態は水酸化物である。
- (c) 白金族化合物は金属状態にまで還元されて触媒作用を現わす。
- (d) 一酸化炭素の生成経路の結論は、アルカリ金属触媒においては、一担、二酸化炭素にまで炭素が酸化され、これが再還元される経路が主要であるのに対し、白金族金属触媒上においては触媒履歴を制御することにより高い選択性をもつ複雑な経路となることである。
- (e) 接触ガス化機構として、アルカリ金属触媒には、炭酸塩を中間体としない、水酸化物と還元金属のレドックス系、および白金族金属触媒上では、表面反応機構を提案する。

(昭和58年5月20日 受理)

参 考 文 献

- 1) 稲川郁夫・富士川計吉・田中裕敏・宮原孝四郎, 室工大研報(理工編), **10** (4), 65 (1982).
- 2) 例えば, D. A. Fox and A. H. White, Ind. Eng. chem., **23** (3), 259 (1931).
- 3) 例えば, K. Otto and M. Shelef, Carbon, **15**, 317 (1977).
- 4) D. W. McKee and D. Chatterji, Carbon, **13** (5), 381 (1975).
- 5) 横山伸也・宮原孝四郎・田中虔一・田代 襄・高桑 功, 日化誌, **1980** (6), 974 (1980).
- 6) Yasukatsu Tamai, Naruo Watanabe and Akira Tomita, Carbon, **15**, 103 (1977).
- 7) F. G. Long and K. W. Sykes, J. Chim. Phys., **47**, 361 (1951).
- 8) 日本化学会編, 化学便覧(基礎編 I), 101頁.
- 9) W. L. Holstein and M. Boudart, J. Cat., **75**, 337 (1982).
- 10) 富士川計吉・稲川郁夫・金塚高次・宮原孝四郎, エネルギー資源研究会第1回研究発表会講演論文集, 179頁(1982); 稲川郁夫, 室蘭工大修士論文(1983); 秋田克也・佐々木隆, 室蘭工大卒業論文(1983).
- 11) 石田達也, 室蘭工大卒業論文(1983).
- 12) Tatsuya Ishida, Keikichi Fujikawa, to be published.

衝撃力が粘性土の土質工学的性質に及ぼす影響 (第1報)

朝 日 秀 定・沢 田 義 男

The Effect of Impact Loading on Soil Engineering Properties in Cohesive Soil

Hideyasu Asahi and Yoshio Sawada

Abstract

For the purpose of appreciation of the dynamic consolidation method proposed by L. Ménard, a dynamic triaxial U-U compression test was performed on three kinds of specimens, of cohesive soil, 75mm in diameter and 320mm in height.

Axial stress and pore pressure were measured on these specimens under impact loading condition which was generated by releasing a falling-weight of 2.0kg from the height of 2 to 20m above the top of the specimens. Earth pressure and pore pressure gages were embedded both in the specimen and in its cap. The axial strain of a sample was measured by means of photographic techniques. The sample disturbed by impact loading was also used for an unconfined compression test.

The results obtained are as follows:

- 1) In the Shinoro clay sample the unconfined strength obtained enhanced by impact loading, whereas it decreased in the Kōdai cohesive soil sample. The unconfined strength of the Izumisato cohesive soil remained constant with respect to low level impact loading, whereas it decreased with an increase of the release height of the following height.
- 2) The maximum value of axial strain increased in proportion to the release height and the place where the maximum strain occurred tended to move from the impact end to the half point of length of the specimen.
- 3) High impact loading and multi-impact loading were so effective in increasing the pore pressure of the sample that higher pore pressures than the confining cell pressure were sometimes observed.
- 4) In the Shinoro and Izumisato samples, the maximum impact pressure increased in proportion to the square root of the release height of the falling weight.

1. は じ め に

通常、建設工事において基礎地盤が構築物に対して、その荷重を構築物の使用に有害な変形がない範囲で支持し得ない場合、その地盤の強さ、変形抵抗、強さの均一性などの増加を期待して地盤改良が行われるのは周知の通りである。主に地盤の置換、脱水による密度の増加、締固め、固結、止水などの方法がとられる。一方、土の材料としての強さの面での性質は、常識的には、自然堆積をしている場合には外力を与えて、乱れを与えると強さは低下するものと信じられている。そのため地山を乱すことは可能な限り最小限に済ませることが、心ある技術者の注意点である。これとは別に、まき出した土を締め固める方法として、ハンマーを数mの高さより落下せしめる工法が、ヘビータンピング法として行なわれていた。この工法を、自然堆積、人工堆積にかかわらず大規模に適用したのが動圧密工法である。すなわち、8～20tくらいの巨大ハンマーを、落下高10～30mより落下せしめ改良を行おうとするものである^{1) 2) 3) 4) 5)}。この工法は日本には1974年頃より導入され40例ほどの施工がなされている。当初は岩砕混りの盛り土や、都市廃棄物が対象地盤としたが、近年は粘性土地盤にも目を向けられ、現場規模の実験が行われているが、粘土を対象とした場合には特に従来の土質工学における経験と一致しない。この工法の提案者である L. Ménard は、施工現場での観測に基づき以下の様な改良のメカニズムを仮定した⁶⁾。

- 1) 微小気泡の存在による飽和土の圧縮性
- 2) 繰返し打撃による地盤の液状化
- 3) フィッシャーの発生による透水性の向上
- 4) シキソトロピーによる強度の回復

これ等が成り立つとすれば、粘性土での改良も充分可能であると考えられるが、1) については飽和土 ($S_r = 100\%$ に近いもの) に対して、2) については粘性土に対して成り立たないと通常考えられる。近年の考え方にも否定的な表現が見られる一方では、粘性土地盤にも施工の試みが続けられている。筆者はこの改良のメカニズムの解明を目指して、粘性土に対して基礎実験を行った。

2. 実 験

A 試 料

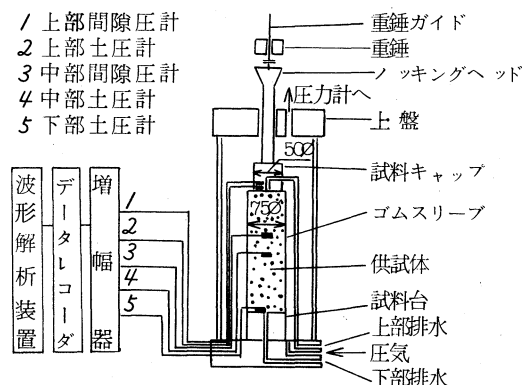
供試体に用いた試料は、札幌市篠路の拓北地区地下1.8 m～2.4 m、千歳市泉郷地区の地下

1.0～1.5 m, 室蘭市水元町の室蘭工大構内の地下0.7～1.0 mよりシンウォールチューブにて採取した。それぞれの試料には順次, 篠路粘土, 泉郷粘性土, 工大粘性土と名付けた。各試料の基本特性を表一1に示した。また後述する衝撃試験用供試体の衝撃前後の一軸圧縮強さの比較を行うために, 衝撃前の乱さない一軸圧縮強さを, 衝撃用の供試体を得たシンウォールチューブと同一チューブの刃先と本付近より得た試料に対して求めた乱さない試料の一軸圧縮強さをもって代えた。しかしこの2個の差が全体の一軸圧縮強さの標準偏差より大きな場合, または衝撃圧縮試験用供試体の含水比が同様に一軸圧縮強さを求めるのに用いた試料と異なる場合は, 含水比と一軸圧縮強さの関係で求めた表一2の式で一軸圧縮強さを求めた。

なお本実験で一軸圧縮強さはひずみ速度1.5%/分で求めた。

B 実験装置および実験

衝撃圧縮試験装置の概要を図一1に示す。L. Ménard の考案した動エドメータは, 大型のKo圧密の可能な装置であるが, 載荷面積(径)に比べ供試体長が短かく形状としては通常の圧密試験器と変らない。この装置の場合, 供試体は側方への流動も許されずせん断による破壊は生じないし, 衝撃力の衝撃方向への変化もない。これらの欠点が予想されるので, 本実験では通常型の三軸圧縮装置を衝撃圧縮に向く様に改良したものをを用いた。供試体は直径75 mm, 長さ320 mm (一部300 mm)である。この供試体に対して衝撃後の間隙圧の上昇を期待して, 拘束圧0.5 kgf/cm²作用させた状態で, 質量2.0 kgの重錘を落下高2, 4, 6, 8, 10, 20 mより落下せしめ, 供試体長軸方向へ載荷ロッドと載荷キャップを介して衝撃力を加えた。また, 連続衝撃の間隙圧上昇に及ぼす影響を観るために, 載荷ロッドの貫入が許される限度(120 mm)まで衝撃を加えた。同時に, 衝撃時およびその後の軸方向の圧力を, 供試体衝撃端部, 衝撃端より15 cm, 下端の3ヶ所で, また間隙圧を衝撃端の載荷キャップ, 衝撃端より12 cmの位置で求めた。実験は全て非圧密一非排水(U-U)状態である。軸方向のひずみは写真測定によった。なお表一1の値は JIS および土質工学会基準案に基いて求めた。



図一1

表-1 試料の基礎物性値

項目	粘性土種類	篠路			粘土		泉郷			粘性土		工大			粘性土	
		最大	最小	平均	標準偏差	最大	最小	平均	標準偏差	最大	最小	平均	標準偏差			
比重		2.694	2.591	2.631	0.033	2.659	2.462	2.558	0.053	2.735	2.594	2.654	0.028			
初期間隙比		2.707	1.965	2.386	0.182	2.048	1.432	1.703	0.147	2.211	1.335	1.841	0.179			
湿潤密度 t/m ³		1.610	1.461	1.483	0.034	1.657	1.468	1.588	0.043	1.690	1.517	1.584	0.041			
乾燥密度 t/m ³		0.962	0.720	0.780	0.045	1.023	0.842	0.968	0.052	1.088	0.830	0.931	0.050			
液性限界 %		129.41	115.63	122.83	7.38	109.50	64.60	82.88	11.48	71.04	39.26	58.94	6.41			
塑性指数 %		74.55	62.34	65.52	5.60	64.35	25.60	41.18	8.46	33.70	16.90	24.63	4.77			
粒度範囲																
砂		0	0			45.0	0			58.1	21.0					
シルト		17.8	4.7			55.3	27.6			41.0	15.8					
粘土		84.2	95.3			50.8	28.6			46.3	8.4					
自然含水比 %		105.53	75.57	90.28	8.04	79.53	59.89	68.80	6.20	83.66	55.17	70.10	5.66			
一軸圧縮強さ kgf/cm ²		1.090	0.620	0.831	0.180	0.793	0.463	0.606	0.098	1.099	0.546	0.619	0.225			

表-2 一軸圧縮強さの推定式

篠路粘土	$q_u = 1.287 - 0.00569 w_n,$	$r=0.766$
泉郷粘性土	$q_u = 0.550 + 9.129 (100/w_n - 1.26)^4,$	$r=0.784$
工大粘性土	$q_u = 0.643 + 48.72 (100/w_n - 1.24)^4,$	$r=0.800$

q_u : 一軸圧縮強さ (kgf/cm²), w_n : 自然含水比 (%)

3. 結果ならびに考察

A 衝撃最大応力

衝撃によって生ずる供試体内の圧力の最大値を落下高について図-2に示す。衝撃端部では、いずれの試料も大きな圧力を示して、落下高に応じて高くなる傾向にあるが、特に10mでは低下する傾向があり、この原因は不明である。同図中 (a) と (b) に落下高ごとの平均 (×印) と単位を cm にとった時の落下高の平方根 (□印) を示したが、篠路粘土、泉郷粘性土では良く一致している。(c) では前二者ほど明らかな変化が見られない。これらの観点より、衝撃力は統一して考察するのは困難がある。他方、中部下部での土圧は落下高が変化しても変わらないで、各試料とも 1kgf/cm² 前後の値を示している。この原因は衝撃端と中部、下部の間で、セン断破壊を生じていることによる。

B ひずみ

軸方向のひずみの変化を図-3に示す。同図は各試料の落下高ごとの平均を示した。

全体のひずみ分布の形状は、重錘落下高が低い 6m 程度までは均一または多少弓の字状に、落下高が 8m 前後までは上部のひずみの割合が大きく、上部が強調されて 7 の字状となる。更に 10m, 20m の落下高では最大ひずみの位置が中央部に移り、D の字 (逆くの字) 形となる。このことより、衝撃端へ与えられた力は、衝撃端付近で変形に消費していく。特に落下高 20m での衝撃端での変位は大きく、載荷ロード貫入限度 (120mm) 以上に変位を生じていたことよりも理解できる。すなわち供試体自体が慣性力をもって運動変形している。なお前述のピーク土圧とひずみの大小の間には明らかな対応関係は見られなかった。

C 間隙圧

測定された間隙圧はいずれの場合も 20ms くらいの急激な変化を示す⁷⁾。この時点での間隙圧の大きさには衝撃端での圧力、重錘落下高との間に明らかな対応は見られなかった。この原因は現存の間隙圧測定方法では、かならずフィルターを必要とするための圧損があるからであろう。すなわち衝撃時には飽和土ではほとんど間隙圧は全応力を受け持っているであろうが、実測には無理があると考えられる。そこで実測の間隙圧の割合と緩慢な変化を示す部分を図-4に示す。この図には落下高 4m で連続に衝撃を与えた場合と、落下高 20m の単衝撃の場合を示している。ほとんどの間隙圧は衝撃後一度圧力を低下させ、その後数分内に拘束圧に到

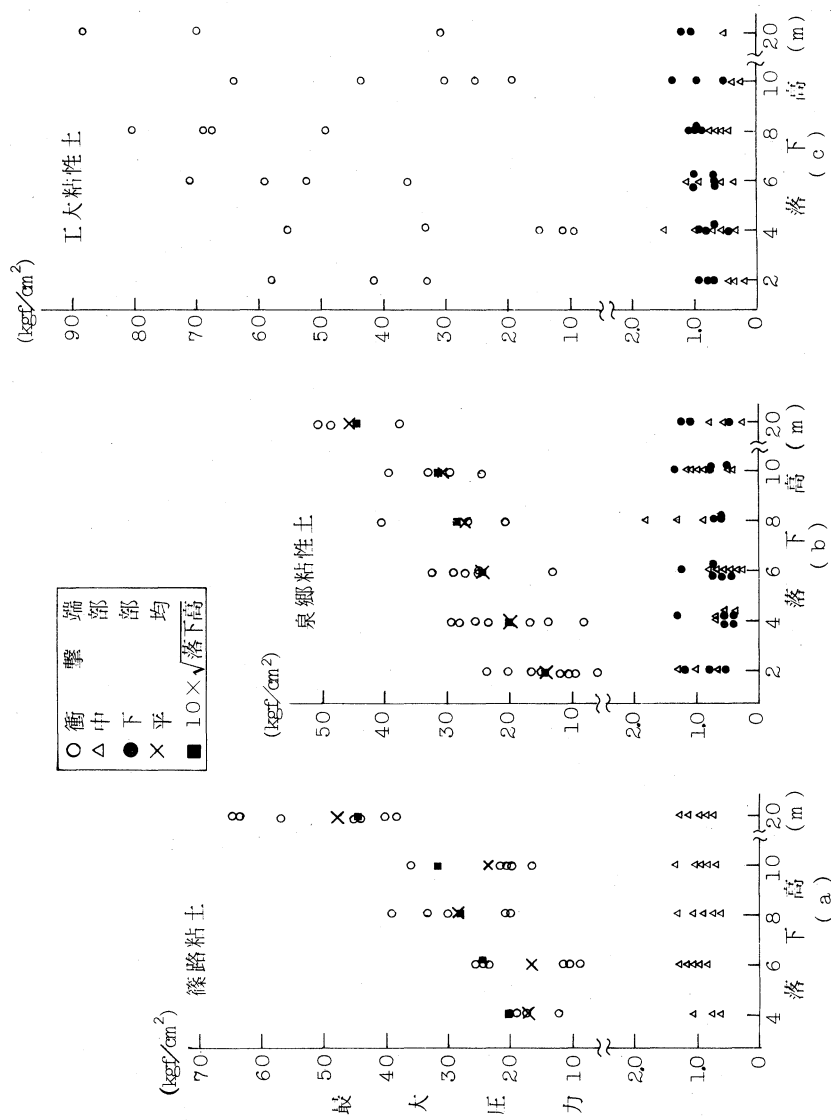
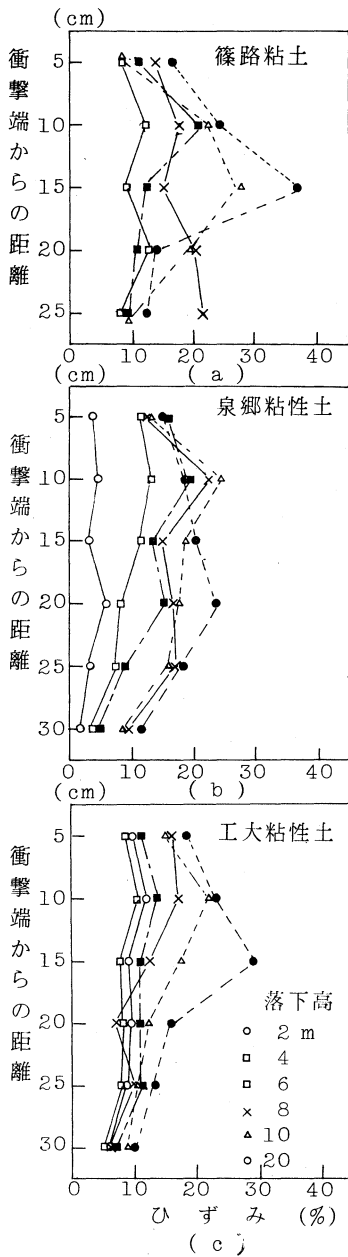


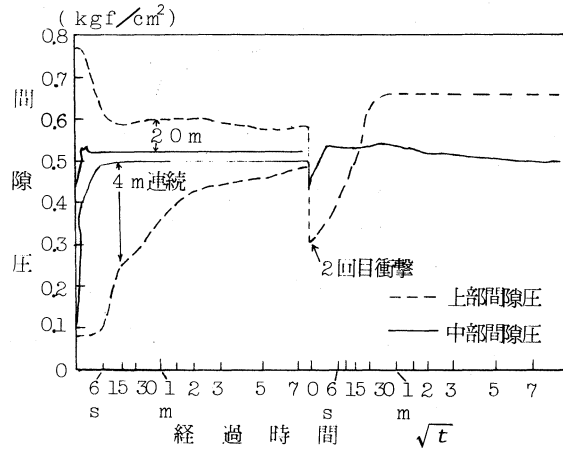
図-2



図—3

D 一軸圧縮強さの変化

2-Aで述べたように推定した衝撃前の供試体の一軸圧縮強さで、衝撃後の一軸圧縮強さを割った値を重錘落下高との関係で図—5に示す。同図中(a)図では激しい衝撃荷重を受けたに



図—4

達する。時には拘束圧を上回る間隙圧の発生も観察される。間隙圧が一度低下する原因は、供試体が周方向へ膨張変形を起こすからである。さて拘束圧を上回る間隙圧は高々数分間持続するのみであり、砂のように液状化し易い土であれば間隙圧の上昇が排水にも有効であるが、本実験の試料のように透水性の低い試料 ($10^{-5} \sim 10^{-7}$ cm/s) では多くの排水を期待することは困難である。重ねて言えば、L. Ménardの仮定の1), 2) 番目による排水は砂の場合に実現されることであり、粘性土の場合には、仮に2)の液状化が起こり3)の条件が達成されとしても本実験の範囲では間隙圧の上昇持続時間が短かいので目に見えるほどの排水は困難である。現場規模では持続時間は数日から数週間続くが透水係数が低下していれば排水が有効となる。ここで本実験で間隙圧が拘束圧を越えるものを例数で示したのが表—3である。衝撃仕事量の和が大きな方が間隙圧の上昇に役立つことがわかるが、土の種類によっては拘束圧を越える間隙圧の発生頻度は異なるが、連続衝撃が有効であることもわかる。

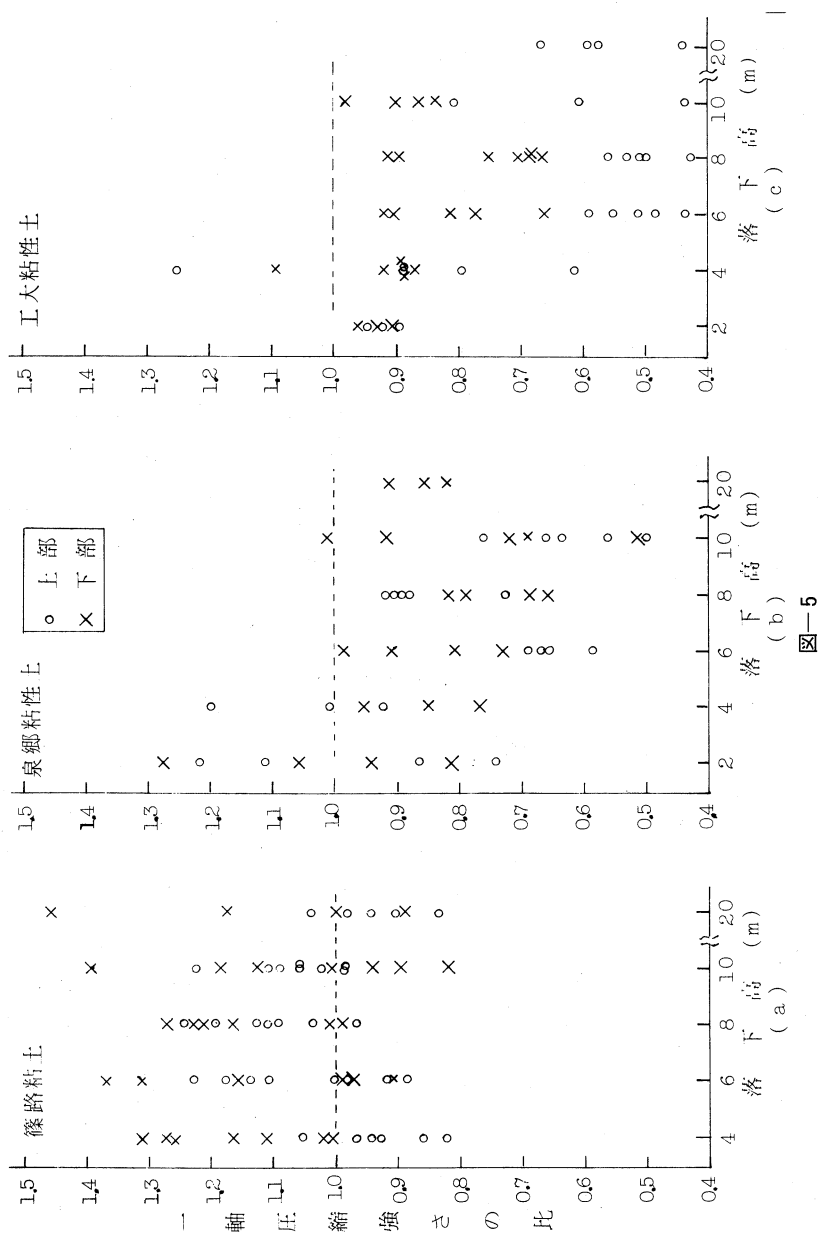


表-3 間隙圧が拘束圧を越えた件数/各実験数

落下高	篠路粘土		泉郷粘性土		工大粘性土	
	単衝撃	連続衝撃	単衝撃	連続衝撃	単衝撃	連続衝撃
2m	-	-	0/4	2/3	-	2/4
4	0/6	1/8	0/3	1/3	1/4	1/2
6	1/7	1/7	0/4	3/4	0/4	0/2
8	1/7	-	1/5	-	3/5	-
10	1/8	-	2/5	-	2/5	-
20	4/5	-	1/3	-	2/5	-

もかかわらず、むしろ一軸圧縮強さを増加させている。あたかも締固め試験における最適含水比と似た様相を示し、最適締固め落下高（エネルギー）とも言うべき落下高が観られる。この現象は土質工学的常識からは考えられないことであり、更に他の粘土にも追試験が必要とされる。(b), (c) 図では乱れによる強さの低下が見られている。また (a), (b) 図では供試体が衝撃用供試体の上半分と下半分のどちらから得られた値にも相違が見られないが、(c) 図では下半分のものは衝撃力が小さく乱れも小さかったと考えられ、上半分に比べ強さの低下はそれほど大きくない。

4. ま と め

以上未だ系統立てた検討はできず、各結果との相関は少なかったがまとめると以下のようなになる。

- 1) 土の衝撃に対する挙動、受ける影響は土の種類によって異なる。
- 2) 衝撃力も被衝撃体の性質によって異なるが、最大圧力は落下高が高くなるほど大きくなり、落下高の平方根に比例する。
- 3) 軸方向ひずみは、衝撃荷重が小さなうちは平均にひずみ、大きくなると衝撃端部より中央部へと最大ひずみ部が移動する。
- 4) 間隙圧は衝撃仕事量が多くなるほど拘束圧を上回る場合が多くなるが、その頻度は土の種類で異なる。
- 5) 衝撃荷重を与えられた前後の一軸圧縮強さの変化は土の種類によって対応の仕方が異なる。すなわち a) 強さが締め固めのように増加するもの、b) 衝撃荷重の小さなうちは変化せず、衝撃力が大きくなるに伴ない強さが低下するもの、c) 衝撃を与えると強さが低下するものが観察された。

（昭和58年5月19日 受理）

参 考 文 献

- 1) L. Ménard: Sols Soil N 24 (1974).
- 2) S. Hansbo: Sols Soil N 25 (1974).
- 3) L. Ménard: 6th Int. Haven Kongress (1974) Section 1.05.
- 4) 森 博: 土と基礎 23, (7) (1975).
- 5) H. Brand and W. Sadgorski: Proc. 8th Int. Conf. Soil Mech. and Foud. Eng. 4/3 (1977).
- 6) L. Ménard and Broise: Geotechnique Symp. in Prints (1974).
- 7) 朝日秀定・沢田義男・佐藤睦治: 土質工学会道支部技術報告集 21 99 (1981).

学 術 研 究 発 表 集 録

理 工 編

(昭和57. 4. 1～58. 3. 31)

土 木 工 学 科

松能杉	岡健一 町純雄 (北海道大) 田修一 (八戸工大)	入射せん断波を受ける無限弾性体中にある厚肉円筒の応答解析(2)	土木学会第37回年次 学術講演会概要集, 第1部	1982, 433- 434
三能松	上敬司 (専修大北海道短大) 町純雄 (北海道大) 岡健一	半無限弾性体への平底円柱の圧入衝撃力について	土木学会第37回年次 学術講演会概要集, 第1部	1982, 723- 724
松岸能	岡健一 町徳光 (北海道大)	斜め入射P波を受ける弾性体中の厚肉円筒の応力解析について	土木学会北海道支部 論文報告集	39, 41-44 (1983)
能松三	町純雄 (北海道大) 岡健一 上敬司 (専修大北海道短大)	半無限弾性体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	39, 9-12 (1983)
岸高能	徳光博 野純雄 (電力中央研究所) 町純雄 (北海道大)	衝撃荷重による円筒体の動的挙動について	土木学会第37回年次 学術講演会概要集, 第1部	1982, 403- 404
岸松高	徳光博 岡健一 町純雄 (北海道大) 野博 (電力中央研究所)	薄肉円筒体の曲げ衝撃特性について	土木学会北海道支部 論文報告集	39, 13-16 (1983)
尾志	崎政 村 詔雄	再生骨材コンクリートに関する基礎的研究	土木学会北海道支部 論文報告集	39, 311-316 (1983)
杉本	博之	H形断面の最小重量設計について	土木学会年次学術講演会概要集	37, (1), 55- 56 (1982)
近渡高	藤俣郎 部富治 木又男 (日立造船)	波力発電の新しい波一固定式共鳴型	OCEAN AGE	14-5, 30-36 (1982)
近飯奥川	藤田原 俣俊将 下秀紀	多孔壁と中詰ブロックからなる直立消波堤の波力特性について	土木学会北海道支部 論文報告集	39, 101-104 (1983)

近 藤 俣 郎
竹 田 英 章
(北海道開発局)

消波構造物

森北出版

1983

特定の方向に進む水波を防ぐだけの防波施設に替って、水波のエネルギーを摩擦や位相差によって積極的に減勢させる目的で近年目覚ましく普及している「消波構造物」の計画、理論、設計および施工に関して体系的に記述した専門書で、主な内容は次のとおりである。

I. 消波構造物の計画（目的、種類と特徴、配置計画）、II. 消波構造物と波（波の変形、波力、水理模型実験）、III. 消波構造物の設計（傾斜堤、消波ブロック被覆堤、直立透水層堀、透水壁堤、浮防波堤、固定式波力エネルギー吸収装置）

浦 島 三 朗
(苫小牧高専)
石 塚 耕 一
(苫小牧高専)
近 藤 俣 郎

スリット壁の波力特性

土木学会北海道支部
論文報告集39, 87-90
(1983)

藤 間 聡

山地河川における流量の短期予測について

土木学会北海道支部
論文報告集39, 139-142
(1983)

渡 部 富 治
近 藤 俣 郎
谷 野 賢 二
竹 田 英 章
(北海道開発局)
黒 井 昌 明
(日立造船)

防波施設に併設する波浪エネルギー吸収装置の研究(2)
—振り子式—土木学会海岸工学講
演会論文集29, 486-490
(1982)

新 田 登
笠 原 篤
(北海道工大)

転動荷重下におけるアスファルト混合物の変形特性

土木学会論文報告集

(329)
p. 117,
1983. 1

新 田 登

アスファルト混合物の力学的性質に対する空隙率の影響について(第5報)
—流動抵抗と粗骨材の関係—土木学会第37回年次
学術講演会講演概要
集第5部1982.10
p. 483

鎌 倉 隆 一
(新日鉄)
吉 川 雅 三
(新日鉄)
新 田 登

転炉スラグ砕石使用アスファルトコンクリートの耐摩耗性について(第2報)
—骨材粒度とエージング処理期間の影響—土木学会第37回年次
学術講演会講演概要
集第5部1982.10
p. 497

新 田 登

アスファルト舗装をめぐる最近の技術的諸問題

北海道土木技術会舗
装研究委員会
北海道舗装事業協会
共 催 道路講習会1983. 2. 8
(帯広)
および
1983. 2.10
(室蘭)

榊 谷 有 三
(苫小牧高専)
斉 藤 和 夫

住宅地域における生活環境評価について
—苫小牧市糸井・錦岡地区を例として—

苫小牧高専紀要

(16) 149-
154 (1982)

斉 藤 和 夫

交通安全対策の計画システムに関する一考察

文部省科学研究費総
合研究A(昭和55-
56年)研究成果報告
書45-48
(1982)

石 井 憲 一
斉 藤 和 夫

信号交差点における車の走行挙動への影響要因分析

第18回日本交通科学
協議会研究発表講演
会：交通科学研究資
料(23)26-27
(1982. 7)

石 井 憲 一
斉 藤 和 夫

信号交差点の交通流と路面状態変化による影響について

第6回交通工学研究
発表会論文集22-24
(1982.11)

- D. A.
Anderson
J. J.
Henry
(Penn State Univ.)
Kazuo
SAITO
Pre-Evaluation and Prediction Methods
for Changes in Pavement Friction
Interim Report,
Federal Highway
Administration of
U. S. Department
of Transportation
No.DTFH
61-81-C-
0090(1982)
- J. J.
Henry
(Penn State Univ.)
Kazuo
SAITO
Predictor Model for Seasonal Vari-
ations in Skid Resistance
Final Report,
Federal Highway
Administration of
U. S. Department
of Transportation
DOT-FH-
11-9474
(1982)
- Kazuo
SAITO
J. J.
Henry
(Penn State Univ.)
Pavement Surfaces Properties Related
to Variations in Skid Resistance
ASTM Committee
E-17 Meeting,
Phoenix, Alizona
1982.12
- Kazuo
SAITO
J. J.
Henry
(Penn State Univ.)
Mechanistic Model for Predicting
Seasonal Variations in Skid Resistance
62nd Transpor-
tation Research
Board Annual
Meeting, Washing-
ton, D. C.
1983. 1
- J. J.
Henry
(Penn State Univ.)
Kazuo
SAITO
Skid Resistance Measurements with
Blank and Ribbed Test Tires, and Their
Relationship to Pavement Texture
62nd Transpor-
tation Research
Board Annual
Meeting, Washing-
ton, D. C.
1983. 1
- 斉藤和夫
John J.
Henry
(ペンシルベニア
州立大)
舗装路面におけるすべり抵抗の季節変動モデ
ル
土木学会北海道支部
論文報告集
(39) 361-
366 (1983)
- 石井憲一
斉藤和夫
信号交差点の交通現象解析 (第3報)
土木学会北海道支部
論文報告集
(39) 249-
252 (1983)

建築工学科

- 荒川卓
荒井康幸
藤田恵一
江頭一
鉄筋コンクリート柱の耐力と靱性に及ぼす繰
返し載荷速度の影響
日本コンクリート工
学協会, 第4回コン
クリート工学年次講
演会講演論文集
1982. 6
- 荒川卓
荒井康幸
藤田恵一
江頭一
大久保昌平
川口剛
鉄筋コンクリート短柱の繰返し挙動に及ぼす
載荷速度の影響 (その1: 破壊状況と耐力。
その2: 変形性状)
日本建築学会, 大会
学術講演梗概集 (東
北)
1982.10
- 荒井康幸
溝口光男
柴田拓二
開断面耐震壁を含む建物の立体解析について
(I: 静加力時)
日本建築学会, 大会
学術講演梗概集 (東
北)
1982.10
- Takashi
ARAKAWA
Yasuyuki
ARAI
Yutaka
FUJITA
Effects of the Rate of Cyclic Loading
on the Load-Carrying Capacity and
Inelastic Behavior of Reinforced
Concrete Columns
Transactions of
the Japan Concrete
Institute Vol. 4
1982.12

- | | | | |
|--|--|---|---|
| 土 屋 勉
井 上 嘉 信
(清水建設)
都世子 一 成
(久米建設事務所) | 場所打ち杭に作用するネガティブフリクションの実測例 (その1. 歪測定値におよぼす影響要因) | 日本建築学会大会学術講演梗概集 | 1982.10 |
| 土 屋 勉
井 上 嘉 信
(清水建設)
都世子 一 成
(久米建築事務所) | 場所打ち杭に作用するネガティブフリクションの実測例 (その2. ネガティブフリクションの検討) | 日本建築学会大会学術講演梗概集 | 1982.10 |
| Hideki
KUBOTA | Studies on Subjective Sensations on Air Movement for Creating Comfort Indoor Climate | The 8th Congress of The International Ergonomics Association | 1982. 8
23-27
Tokyo,
Japan |
| Hideki
KUBOTA
Nina
MILEY | Thermal Analysis of a Passive Solar Earth Sheltered Home | Earth Shelter Performance and Evaluation Second National Technical Conference | 1982.10
16-17
Tulsa,
Oklahoma
USA |
| 阿 部 道 彦
後 藤 知 弘
長 島 | 電算機による生コンクリートの品質管理のための配合計算法 | 日本コンクリート工学会コンクリート工学 | 20, (10)18-
26 (1982) |

機 械 系 (機械工学科, 産業機械工学科, 第二部機械工学科)

- | | | | |
|---|---|---|----------------------------------|
| 内 藤 正 鄰
丸谷 政 志
浜 田 恒 平
平 野 康 博
(豊平製鋼)
工 藤 司
(北海道建鉄) | 内圧を受ける円環かくの応力測定 | 日本機械学会北海道支部第24回講演会 | 1982. 9.12 |
| 丸谷 政 志
内 藤 正 鄰 | 平板縁を伝播する表面派について | 日本機械学会北海道支部第24回講演会 | 1982. 9.12 |
| Masashi
DAIMARUYA
Masachika
NAITOH | Dispersion and Energy Dissipation of Thermoelastic Waves in a Circular Cylinder | Acustica | 51, (2)124-
130 (1982) |
| 内 藤 正 鄰
丸谷 政 志
岸 本 巨
(東芝エンジニアリング) | ひずみ速度依存性を示す材料における塑性波伝ばの解析 (ひずみプラトーの存在について) | 材 料 | 31, (350)
1068-1072
(1982) |
| 内 藤 正 鄰
丸谷 政 志
浜 田 恒 平
阿 部 愛 和
(清水建設) | 丸棒を伝播する弾塑性波の研究 | 日本機械学会北海道支部第24期総会講演会 | 1983. 3.12 |
| 丸谷 政 志
内 藤 正 鄰 | 平板縁および円管縁を伝播する表面波について | 日本機械学会北海道支部第24期総会講演会 | 1983. 3.12 |
| 奥 田 教 海 | 風力発電に関する研究 | 昭和57年度文部省科学研究費補助金エネルギー特別研究, 自然エネルギーの研究
研究成果報告書 | 1983, 121 |

杉 山 弘	断面収縮形衝撃波管の空力特性に関する研究 (性能に及ぼす隔膜位置, 断面積比および収縮角の影響)	日本機械学会論文集 (B編)	48 (434), 1853-1860 (1982)
針 生 暢 祐 杉 山 敏 弘 高 橋 敏 則	直管路内の擬似衝撃波の振動現象に関する研究	日本機械学会北海道 支部第24期総会講演 会講演論文集	No. 832-1 (1983)
Hiromu SUGIYAMA	Numerical Analysis of Dusty Super- sonic Flow past Blunt Axisymmetric Bodies	LITIAS Report	No. 267 (1983)
石 田 博 一 媚 水 野 忠 治	火炎の熱伝達構造の解明に関する研究 (第2 報 空気-プロパン同軸噴流拡散火炎の熱発 生率分布に関する研究)	日本機械学会北海道 支部第24回講演会論 文集	822-3, 63- 65 (1982)
媚 水 野 忠 治 石 田 博 一	火炎の熱発生率分布の測定	室蘭工業大学研究報 告 (理工編)	10, (4) 527-543 (1982)
鈴 木 均 伊 藤 敏 明 媚 水 野 忠 治	加圧燃焼器内での定常火炎に関する研究 —乱流拡散火炎の相似則に及ぼす雰囲気圧力 の影響—	日本機械学会北海道 学生会第12回学生員 卒業研究発表講演会 前刷集	(1983) 89-90
新 周 治 媚 水 野 忠 治	放射性流体による熱遮蔽効果に関する研究 —噴流を伴う三次元放物形流れの解析と実験 的検討—	日本機械学会北海道 学生会第12回学生員 卒業研究発表講演会 前刷集	(1983) 87-88
林 重 信 澤 則 弘	小型火花点火機関の過渡特性に関する研究 (EFI 機関の特性)	日本機械学会北海道 支部第24回講演会	No. 822-3, p49, (1982)
西 田 公 至	直方体構造の板面振動による放射音場及び音 場の可視化	室蘭工業大学研究報 告 (理工編)	10, (4) 545-554 (1982)
西 田 公 至 四ツ谷 恒 治	振動板面近傍の音圧レベル分布の可視化によ る板面の振動モードの測定	日本音響学会春季研 究発表会講演論文集	1983. 3. 25
吉 井 俊 明 西 田 公 至	落錘による鋼ビレットの衝撃弾塑性変形に伴 う放射音の特性について	日本音響学会春季研 究発表会講演論文集	1983. 3. 24
西 田 公 至 四ツ谷 恒 治	定常音場の音圧レベル分布の自動可視化方法 とその応用について	日本音響学会春季研 究発表会講演論文集	1983. 3. 25
四ツ谷 恒 治 西 田 公 至	内部に音源を有する箱形エンクロージャ側面 のスリットからの漏洩音場について	精機学会春季大会学 術講演論文集	1983. 3. 29
齊 当 建 一 大 川 明 宏 (新日鉄)	プラスチックねじの強度に関する研究 —組合せ荷重試験機の試作—	昭和57年度精機学会 春季大会学術講演会 論文集	1982. 3. 22
齊 当 建 一 丸 山 一 男 (東工大)	プラスチックねじの強度に関する基礎的研究	精密機械	49, (3) 346 (1983)
齊 当 建 一 大 川 明 宏 (新日鉄)	プラスチックねじの応力緩和に関する研究	昭和57年度精機学会 北海道支部学術講演 会前刷集	1982. 9. 26
齊 当 建 一	プラスチックねじの強度に関する研究 —組合せ荷重における耐力の評価方法につ いての検討—	昭和57年度精機学会 秋季大会学術講演会 論文集	1982. 10. 20

- | | | | |
|---|--|---|---------------------------------|
| 齊 当 建 一 | プラスチックねじの強度に関する研究
—はめあいねじ部の強度— | 昭和58年度精機学会
春季大会学術講演会
論文集 | 1983. 3.28 |
| 齊 当 建 一
大 川 明 宏
(新日鉄) | プラスチックねじの応力緩和の予測について
の一考察 | 昭和58年度精機学会
春季大会学術講演会
論文集 | 1983. 3.28 |
| Ken-ichi
SAITO
Akihiro
OKAWA | Investigation on the Strength of the
Plastic Screw
—A Testing Machine to Evaluate the
Strength of the Plastic Screw— | Bull. of the Japan
Society of Pre-
cision Engineering | 17, (1)
53, (1983) |
| Ikuo
TOKURA
Hakaru
SAITO
Koki
Kishinami
Kazuo
MURAMOTO | An Experimental Study of Free
Convection Heat Transfer From a
Horizontal Cylinder in a Vertical
Array Set in Free Space Between
Parallel Walls | Trans. ASME,
Journal of Heat
Transfer | 105, 102-
107 (1983) |
| Hakaru
SAITO
Nobuhiro
SEKI | Simultaneous Transfer of Heat and
Mass Occurring in Casting Process | Wärme and
Stoffübertragung,
Springer Verlag | 17, 107-
113 (1983) |
| 戸 倉 郁 夫
齊 藤 明 機
岸 浪 紘 | 霜層の成長挙動に関する一考察 | 第19回日本伝熱シン
ポジウム | 1982. 5.26 |
| 山 岸 英 明
石 黒 亮 二
(北海道大)
熊 田 俊 明
花 岡 裕
(北海道大) | 開放形熱サイフンの低レーレー数域におけ
る伝熱特性 (第1報) | 第19回日本伝熱シン
ポジウム講演論文集 | 1982. 5.27 |
| 貞 広 勝
花 岡 裕
(東北大) | 自由表面をもつ定常排水うずの速度分布に関
する考察 (その4) | 日本機械学会流体工
学・流体機械講演論
文集 | No. 820-10
(1982) |
| 小 杉 伸一郎
前 野 一 夫
花 岡 裕 | 急減圧時のプール沸騰に関する研究 (第1報) | 日本機械学会熱工学
講演論文集 | No.820-17,
61-63
(1982) |
| 花 岡 裕
前 野 一 夫
小 杉 伸一郎 | 急減圧時のプール沸騰に関する研究 | 日本伝熱研究会北海
道研究グループ講演
会 | 1982.10.23 |
| 前 野 一 夫 | CO ₂ ガスダイナミックレーザーの特性と問
題点 | 第35回筑波流体力学
セミナー | 1982. 6.12 |
| 前 野 一 夫 | CO ₂ 混合型ガスダイナミック・レーザーの特
性に関する研究 | 日本機械学会第917
回講演会 (流体工
学・流体機械) 講演
論文集 | No.820-10,
228-230
(1982) |
| 前 野 一 夫
山 口 直 人 | CO ₂ ガスダイナミック・レーザーの出力解析 | 第14回流体力学講演
会講演集 | 1982, 96-99 |
| 前 野 一 夫
糟 谷 紘 一
(東工大)
伊与田 光 宏
(慶応大) | 第4回ガス流と化学レーザー国際会議報告 | レーザー研究 | 10 (6)
627-634
(1982) |

前 野 一 夫	CO ₂ ガスダイナミック・レーザーと今後の開発	宇宙エネルギーシンポジウム (宇宙科学研究所)	1982.12.14
前 野 一 夫	低温衝撃波実験用無隔膜ショック・チューブについて	衝撃波の干渉と伝播シンポジウム	1983. 2. 7 17-18
Kazuo MAENO	A Note of Vibrational Rate Equations for CO ₂ -N ₂ System Applied to CO ₂ Gasdynamic Laser	Memoirs of the Muroran Institute of Technology, Science and Engineering.	10(4), 29-50 (1982)
Kazuo MAENO	An Investigation of the characteristics of CO ₂ Mixing Gasdynamic Laser	Technical Digest of Symposium on Gas-Flow Lasers and Chemical Lasers (Keio University)	Nov. 1982, 18-22
Kazuo MAENO	CO ₂ Gasdynamic Laser and Its Improvement in Space Technology	Proceedings of the Second ISAS Space Energy Symposium (ISAS)	Dec. 1982, 218-224
Kazuo MAENO	On Simple Estimation of Characteristics for CO ₂ /N ₂ Mixing Gasdynamic Laser	Proceedings of the 4th International Symposium on Gas Flow and Chemical Lasers (Plenum Publ. Corporation)	1982. 9. 13-17 (Symp.) To be published in 1983 (proc.)
青 山 英 樹 (苫小牧高専) 菊 地 千 之	穴加工の切削温度について	精機学会, 昭和57年度北海道支部学術講演会	1982. 9.26
黒 河 久 男 西 田 秀 朗 中 島 文 昇 嘉 数 侑 昇 冲 野 教 郎 菊 地 千 之	プロセスプランニングの基礎研究 (第1報) —軸物加工ソフトウェアシステム設計—	精機学会, 昭和58年度春季大会全国学術講演会	1983. 3.29
黒 河 久 男 西 田 秀 朗 中 島 文 昇 嘉 数 侑 昇 冲 野 教 郎 菊 地 千 之	プロセスプランニングの基礎研究 (第2報) —軸物の加工パターン抽出—	精機学会, 昭和58年度春季大会全国学術講演会	1983. 3.29
黒 河 久 男 西 田 秀 朗 中 島 文 昇 嘉 数 侑 昇 冲 野 教 郎 菊 地 千 之	プロセスプランニングの基礎研究 (第3報) —軸物部品の加工手順—	精機学会, 昭和58年度春季大会全国学術講演会	1983. 3.29

黒河久男 嘉数侑昇 冲野教郎 菊地千之	旋削オペレーションプランニングの研究	精機学会誌, 精密機械	49. (2) 1983. 2
菊地千之 北川武揚 前川克広 (北見工業大)	難削材の穴あけ加工における被削性の研究	昭和57年度科学研究費補助金(総合研究費(A)) 研究報告書, 難削材の被削性評価と切削性向上に関する研究	1983 研究課題番号56350010
清水雅康 菊地千之	ドリル加工における球状黒鉛鋳鉄の被削性	日本鋳物協会 第101回全国講演大会	1982. 5
青山英樹 (苫小牧高専) 菊地千之	ドリル加工時の切削温度に関する基礎実験	苫小牧工業高等専門学校紀要	1983. 3 第18号
北川武揚 前川克広 久保明彦 (北見工業大) 菊地千之	高マンガン鋼の切削性改善に関する1, 2の検討	精機学会, 昭和58年度春季大会全国学術講演会	1983. 3
村本和夫 菊地千之	球状黒鉛鋳鉄のアーク溶接に関する実験的研究	日本鋳物協会, 北海道支部30周年記念研究発表講演会	1982. 7. 3
近江博文 山村寿彦 菊地千之	球状黒鉛鋳鉄のアーク溶接に関する実験的研究 —突合せ溶接の場合—	日本機械学会, 第12回卒業研究発表講演会	1983. 3. 8
疋田弘光	伝達関数法によるシステムの無干渉化	計測自動制御学会第21回学術講演会	1982. 7.30
疋田弘光	入出力数の異なる線形システムの非干渉化	計測自動制御学会第5回 Dynamical System Theory シンポジウム	1982.12.11
佐々木尊英 疋田弘光	ブロック非干渉化問題の一解法	計測自動制御学会第15回北海道支部学術講演会	1983. 1.31
疋田弘光	非干渉系のシステム構造について	計測自動制御学会第15回北海道支部学術講演会	1983. 1.31
余湖静也 (北海道大) 山下光久 小屋敷太一 (北海道大) 田川遼三郎 (北海道大)	小規模計算機を用いた制御系 CAD システムの試作・開発	第15回計測自動制御学会北海道支部学術講演会	1983. 1.31
田川遼三郎 (北海道大) 余湖静也 (北海道大) 山下光久	制御に関する計算機援用同定・設計・教育用システムの開発	システムと制御	27. (1) 37-39 (1983)

田 頭 孝 介

Bevis

Hutchinson

(英国, Birmingham

Aston 大)

Ian

Dillamore

(英国, INCO 欧州研

究開発センター)

極低炭素鋼板の再結晶集合組織に及ぼす Mn
と N の影響

日本金属学会誌

46, (No. 7)
679-686
(1982)

田 頭 孝 介

極低炭素鋼板の深絞り性に及ぼす冷延組織の
影響日本鉄鋼協会北海道
支部鋼材分科会

1982. 12. 3

応 用 物 性 学 科

Naoki

SASAKI

Kunio

HIKICHI

Time-Humidity
Collagen

Supeposition in

Reports on Pro-
gress in Polymer
Physics in Japan25, 731-732
(1982)

佐々木 直 樹

コラーゲンの誘電的性質における吸着水の効
果

第31回高分子討論会

1982. 10. 21

佐々木 直 樹

須合 嘉 樹

西田 尚 登

山 口 成 厚

(北海道大)

一定伸長下に於ける架橋天然ゴムの動的粘弾
性; 歪・時間重ね合わせの試み高分子学会北海道支
部研究発表会

1983. 2. 5

Riki

Kawashima

Kiichiro

Katsuki

Kazuo

Suzuki

Behaviour of the Fundamental
Absorption Edge of Sodium Nitrate
near the Lambda Transition

Physics Letters

90A, (6)
1982

川 島 利 器

勝 木 喜 一郎

鈴 木 和 郎

NaNO₃ 結晶の相転移点近傍での紫外線透過
光強度スペクトルの測定日本物理学会第37回
年回学術講演会

1982. 10. 3

川 島 利 器

川 田 浩 史

田 中 幸 修

菊 地 一 卓

田 中 木 郎

勝 鈴 喜 和 郎

アルカリ硝酸塩及びアルカリ亜硝酸塩の相転
移点近くでの光吸収スペクトルの温度変化応用物理学会北海道
支部第18回学術講演
会

1983. 2. 4

川 島 利 器

勝 木 喜 一郎

鈴 木 和 幸 司

田 中 幸 司

安 達 洋 清

藤 井 (東北大)

大 島 忠 平

大 谷 茂 樹

石 沢 芳 夫

柴 田 幸 男

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

(無機材研)

KNO₃ の相転移点近傍での光吸収スペクトル
の温度変化日本物理学会第38回
年会学術講演会

1983. 3. 29

単結晶 TiC 冷陰極の最適フラッシュ条件と放
射電流の安定化第43回応用物理学会
学術講演会

1982. 9. 28

- 安達 洋
藤井 清
(東北大)
財満 鎮明
(豊橋技科大)
大谷 茂樹
(無機材研)
大島 忠平
(無機材研)
石沢 芳夫
(無機材研)
柴田 幸男
(東北大)
- 単結晶 TiC, ZnC 電界放射基本特性
- 真 空
- 26, (3)
251-258
(1983)
- Shoichi
NAGATA
H. C.
Yang
(米国アイオワ州立大)
D. K.
Finnemore
(米国アイオワ州立大)
- Oscillations in the temperature dependence of Josephson supercurrents in SNS junctions
- Physical Review B
- 25, 6012-6014(1982)
- Shoichi
NAGATA
H. C.
Yang
(米国アイオワ州立大)
D. K.
Finnemore
(米国アイオワ州立大)
- Self-field effects in superconductor-normal metal-superconductor junctions
- J. Applied Physics
- 53, 5798-5801(1982)
- Shoichi
NAGATA
H. C.
Yang
(米国アイオワ州立大)
D. K.
Finnemore
(米国アイオワ州立大)
- ジョセフソン臨界電流の温度による振動現象
- 第38回日本物理学会
年会講演会
1983. 3.29
- Susumu
CHIKAZAWA
Hideo
MATSUYAMA
(Hokkaido Univ.)
C. J.
SANDBERG
(Purdue Univ.)
Yoshihito
MIYAKO
(Hokkaido Univ.)
- Comment on the Field Dependence of Susceptibility in Spin Glass : $(\text{Ti}_{0.9}\text{V}_{0.1})_2\text{O}_3$
- Journal of the Physical Society of Japan
- 51, (4)
1037(1982)
- Susumu
CHIKAZAWA
Satoshi
TANIGUCHI
Hideo
MATSUYAMA
(Hokkaido Univ.)
Yoshihito
MIYAKO
(Hokkaido Univ.)
- THE PROPERTIES OF NONLINEAR SUSCEPTIBILITY IN AuFe
- Journal of Magnetism and Magnetic Materials
- 31-34,
1355(1983)
- Hirofumi
Fujiwara
Tatsuhiko
Ikeda
- Measurement of the Transfer Function of a Spectroscopic System
- Optica Acta
- 29, 973-978
(1982)

- | | | | |
|--|---------------------------|----------------------|------------|
| 中 川 一 夫
永 松 則 行
朝 倉 利 光
森 下 耕 次
(立石電機) | スベックルの自己相関関数におよぼす散乱体の数の影響 | 第29回応用物理学関係連合講演会 | 1982. 4. 3 |
| 中 川 一 夫
永 松 則 行
朝 倉 利 光
(北海道大) | スベックルコントラストの測定における受光開口の影響 | 第43回応用物理学学会
学術講演会 | 1982. 9.30 |

エネルギー工学専攻

- | | | | |
|---|---|--|-------------------|
| 西 畑 寿 幸
田 辺 博 義
福 島 清太郎 | 酸化ビスマス系固体電解質における酸素電極反応 | 電気化学協会第49回大会 | 1982. 5.24 |
| Hiroyoshi
TANABE
Toshiyuki
NISHIHATA
Seitaro
FUKUSHIMA | Reactions of the oxygen electrode/ Bi_2O_3 solid electrolyte interface | The 5th Japan-USSR seminar on electrochemistry | 1982. 9 |
| Seitaro
FUKUSHIMA
Hiroyoshi
TANABE | Surface properties of TiFe and TiFe-Nb6.8at.% electrodes in aqueous solution | International Journal of Hydrogen Energy | 8, 33
(1983) |
| 田 辺 博 義
西 畑 寿 幸
福 島 清太郎 | 酸化ビスマス系厚膜固体電解質における酸素電極反応 | 電気化学協会第50回大会 | 1983. 3.29 |
| Tadao
KENJO | The Polarization Characteristics and the Thickness of the Catalyst Layers in Fuel Cell Electrodes | Bulletin of the Chemical Society of Japan | 56, 1-5
(1983) |

数 物 系 (数学, 物理学)

- | | | | |
|---|--------------------------------|------------------|------------|
| 保 志 賢 介
岡 本 和 広
(北海道大)
渡 辺 和 広
(北海道大)
巨 海 玄 道
(北海道大)
毛 利 信 男
(北海道大) | Fe-Ni-Mn インバー合金の磁性と伝導性の圧力効果 | 日本物理学会第37回
年会 | 1982.10. 3 |
| 岡 本 和 広
(北海道大)
保 志 賢 介
毛 利 信 男
(北海道大) | Fe-Ni-Mn インバー合金の磁性と伝導性の圧力効果 II | 日本物理学会第38回
年会 | 1983. 3.27 |

Kensuke HOSHI Gendo OOMI (北海道大) Nobuo MOHRI (北海道大)	Effect of Pressure on the Electrical Resistivity of Fe ₆₅ (Ni _{0.84} Mn _{0.16}) ₃₅ Alloy	Journal of the Physical Society of Japan	51, (12) 3749-3750 (1982)
---	---	--	---------------------------------

地 学

小 島 伸 夫	1981年8月の豪雨による北海道日高門別町の典型的な表層崩壊と侵食谷について	室蘭工業大学研究報告理工編	10, (4)577-589 (1982)
---------	--	---------------	-----------------------

金 属 工 学 科

桑 野 寿 梅 本 敦 師 岡 保 弘	2相分離した Fe-36% Cr 合金のメスbauerスペクトルとそのコンピュータ解析	日本金属学会春期大会	1982. 4. 1
桑 野 寿 師 岡 保 弘	過共析鋼の中性子照射効果 (II)	東北大学金属材料研究所附属材料試験炉利用施設共同利用研究経過報告書	1982. 7
桑 野 寿 濱 口 由 和	Fe-Cr 合金のスピノーダル分解の初期過程	日本金属学会秋期大会	1982. 9. 29
桑 野 寿 田 中 大 師 岡 保 弘	Fe-56 Cr 合金のスピノーダル分解—メスbauerスペクトルとそのコンピュータ解析	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	1982. 5. 28
Hisashi KUWANO Kazuo OHNO	Mossbauer Effect Study on the Magnetic Behavior of Fe atoms in CrFe Alloys	Technical report of ISSP	1983, March (No.1313)
桃 野 正 井 川 克 (東北大)	アルミニウム合金鋳物におけるポロシティの形状と分布に及ぼすデンドライト組織の影響	軽金属学会第62回春期大会	1982. 5. 12
藤 原 幹 男 桃 野 正 井 川 克 (東北大)	アルミニウム合金鋳物の凝固組織形態とポロシティ生成との関連	日本鋳物協会北海道支部大会	1982. 7. 3
桃 野 正 井 川 克 (東北大)	アルミニウム合金の凝固組織形態と収縮ポロシティとの関連	日本金属学会第IV総合分科宿題テーマ研究会	1982. 7. 26
桃 野 正 井 川 克 (東北大)	凝固組織形態と収縮ポロシティとの関連	日本金属学会第91回秋期大会シンポジウム講演	1982. 9. 28
三 沢 平 菅 俊 夫 池 英 雄 北 須 己 雄 村 正 一	CaNi ₅ 合金の水素吸収割れ新生表面からのエキソ電子放射に及ぼす雰囲気ガスの影響	日本金属学会誌	46, (4) 380-386 (1982)
三 沢 平 菅 俊 夫 及 英 雄 安 本 恭 章	7075 Al 合金の繰返し応力下のアノード電流およびカソード電流挙動	日本金属学会春期(第90回)大会	1982. 4. 1

三 沢 俊 平 池 石 須 己雄夫 菅 原 英 夫	水素貯蔵合金 CaNi_5 の水素吸収割れ新生表面からのエキソ電子放射挙動	日本金属学会秋期(第90回)大会	1982. 4. 3
Toshihei MISAWA Hideo SUGAWARA	Acoustic Emission and Exoelectron Emission Characteristics during Disintegration Processes with Hydrogen Absorption in LaNi_4Fe and CaNi_5	International Symposium on the Properties and Applications of Metal Hydrides	1982. 5.31
三 沢 俊 平	鉄さびの生成機構	82年腐食防食セミナー(主題)腐食防食とコロイド化学	1982. 8. 6
三 沢 俊 平 菅 原 英 夫 安 本 恭 章	SUS 304 鋼の荷重変化に伴うアノードおよびカソード電流挙動	日本金属学会秋期(第91回)大会	1982. 9.27
Toshihei MISAWA Hideo SUGAWARA	Acoustic Emission and Exoelectron Emission Characteristics during Disintegration Processes with Hydrogen Absorption in LaNi_4Fe and CaNi_5	Journal of the Less-Common Metals	89, (1) 19-25 (1983)
三 沢 俊 平 徳 安 基 恭 菅 本 英 夫 向 井 健 夫	アノード分極曲線および孔食発生からとらえたステンレス鋼板の合金偏析帯	第18回腐食防食研究会	1983. 1.19
佐 藤 忠 夫 太 刀 川 哲 平	$\text{AlCl}_3\text{-NaCl}$ 混合熔融塩中における Cu_2S の溶解度	電気化学協会第49回大会	1982. 5.24
佐 藤 忠 夫 太 刀 川 英 幸 太 刀 川 哲 平	$\text{AlCl}_3\text{-NaCl}$ 混合熔融塩中における WO_3 , MoO_3 および CrO_3 の溶解度	日本化学会誌	(6), 1023-1028(1982)
佐 藤 忠 夫 太 刀 川 哲 平	$\text{AlCl}_3\text{-NaCl}$ 混合熔融塩中における濃淡電池反応を利用した Al の精製	第16回熔融塩化学討論会	1982.11. 9
佐 藤 忠 夫 太 刀 川 哲 平	酸化還元樹脂(ロイコメチレンブルー・メチレンブルー)による Cr(VI) イオンから Cr(III) イオンへの還元	電気化学協会第50回大会	1983. 3.31

電 気 系 (電気工学科, 電子工学科, 第二部電気工学科)

近 藤 修 伊 藤 雄三 藤 原 一 福 田 昭治 (北海道大)	整流回路の一解析法	昭和57年電気学会全国大会講演論文集	No. 453 1982. 4. 2
近 藤 修 金 森 幸宏 伊 藤 雄三 藤 原 一 福 田 昭治 (北海道大)	ダイオード整流回路の一解析(三相半波整流回路)	昭和57年電気四学会北海道支部連合大会講演論文集	1982.10.15

- 近藤 藤 修
阿部 芳 樹
大藤 窪原 協一
(北海道大)
- 拡張エネルギー関数と多機電力系統の安定性
解析
- 昭和57年電気四学会
北海道支部連合大会
講演論文集
- 1982.10.16
- 近藤 藤 修
奥 寺 祐 直
(日立製作所) 協一
大藤 窪原 協一
(北海道大)
- 過渡エネルギー関数の拡張と電力系統の安定
性解析
- 電気学会論文誌
- 103-B (2)
109-116
(1983)
- Masaji
MOCHIZUKI
(山形大)
- Hiroshi
TAZAWA
Kuichi
INNIZEKI
(山形大)
- Relationship between venoarterial CO₂
content difference and veno-alveolar
Pco₂ difference in acute hypercapnia in
dogs
- Japanese Journal
of Physiology
- 31, 345-
355 (1981)
- Masakazu
TAMURA
(山形大)
- Hiroshi
TAZAWA
Masakazu
TAMURA
(山形大)
- Blood carbon dioxide dissociation
curves of developing chick embryos
and chickens
- The 32nd Annual
Fall Meeting of the
American Physi-
ological Society.
Cincinnati, Ohio
(U. S. A.)
The Physiologist
- 1981.10.14
- Masaji
MOCHIZUKI
(山形大)
- Satellite Meeting
of the American
Physiological So-
ciety, "Compar-
ative Physiology of
Respiration", Co-
lumbus, Ohio (U.
S. A.)
The Physiologist
- 24, 58
(1981)
- Hiroshi
TAZAWA
- Compensating processes for metabolic
and respiratory acid-base disturbances
in the chick embryo
- 1981.10.12
- Hiroshi
TAZAWA
- Comparative study of blood CO₂
dissociation curves.
- Symposium of
Comparative Phy-
siology of Blood-
Gas Transport
in Vertebrates.
Buffalo, New
York (U. S. A.)
- 1981.10.17
- Hiroshi
TAZAWA
- Compensation of diffusive respiratory
disturbances of the acid-base balance
in the chick embryo.
- Comparative Bio-
chemistry and
Physiology
- 69A, 333-
336 (1981)
- Hiroshi
TAZAWA
Johannes
PIIPER
(Max-Planck-
Institute)
- Changes in acid-base balance of chick
embryos exposed to a He or SF₆
atmosphere.
- Journal of Applied
Physiology
- 50, 819-
823 (1981)
- Amos
AR
(Tel-Aviv Univ.)
Hermann
RAHN
(State Univ.
of New York)

- | | | | |
|--|---|--|----------------------|
| Hiroshi
TAZAWA | Effect of O ₂ and CO ₂ in N ₂ , He and SF ₆ on chick embryo blood pressure and heart rate | Journal of Applied Physiology | 51, 1017-1022(1981) |
| Hiroshi
TAZAWA | Measurement of blood pressure of the chick embryo with an implanted needle catheter | Journal of Applied Physiology | 51, 1023-1026(1981) |
| Hiroshi
TAZAWA | Functional blood flow separation in animals with incompletely separated double circulation | International Symposium on Gas Exchange, Gas Transport and Acid-Base Regulation in Lower Vertebrates, Göttingen (FRD). | 1982. 8.30 |
| Hiroshi
TAZAWA | Regulatory process of metabolic and respiratory acid-base disturbances in embryos | Journal of Applied Physiology | 53, 1449-1454(1982) |
| Masaji
MOCHIZUKI
(山形大) | Mathematical formulation of the CO ₂ dissociation curve and buffer line of human blood at rest | Japanese Journal of Physiology | 32, 231-244 (1982) |
| Hiroshi
TAZAWA
Masakazu
TAMURA
(山形大) | | | |
| 杉岡一郎
菅野昌博
北村正一 | CAI 教材開発用会話型支援ソフトウェア・システムについて | CAI 学会誌 | 2, (2)
(1982) |
| 杉岡一郎
北村正一 | 会話型回路解析学習プログラム | CAI 学会誌 | 3, (1,2)
(1983) |
| 南山淳二
山本秀和
(北海道大)
長谷川英樹
(北海道大) | 陽極酸化法による MIS 形 Si 太陽電池の試作 | 北海道大学工学部研究報告 | (105) p.65
(1981) |
| 橋本幸男
(道日大高)
野村滋一
原進一 | 三次元コルビノディスク試料の電流磁気効果 | 電気四学会北海道支部連合大会講演論文集 | 111 (1981) |
| 南山淳二
山本秀和
(北海道大)
長谷川英樹
(北海道大) | 陽極酸化法による Si-MIS 形太陽電池の試作 | 電気四学会北海道支部連合大会講演論文集 | 114 (1981) |
| 伊藤雅三
南藤淳一
野村進一 | S. P 法による CdS 薄膜の作製と評価 | 電気四学会北海道支部連合大会講演論文集 | 118 (1981) |
| 山田進
(ベネディクト高)
南藤淳二
野村進一 | Cu/Cu ₂ O ショットキー障壁の光起電力 | 電気四学会北海道支部連合大会講演論文集 | 120 (1981) |

千川原 南野村 原	淳 進	正二 滋一	Cr ドーピングした単結晶 n 型 TiO_2 電極の光 電気化学特性	電気四学会北海道支 部連合大会講演論文 集	121 (1981)
南々 佐野村 原	淳 進	二薫 滋一	MOS C-V 法による陽極酸化 Si-SiO ₂ 界面 準位	電気化学協会北海道 支部第8回研究発表 会講演要旨集	10 (1982)
南々 矢野村 原	淳 進	二見薫 滋一	陽極酸化膜を用いた Si-MIS 型太陽電池	電気化学協会北海道 支部第8回研究発表 会講演要旨集	12 (1982)
千川原 石橋池 小南條村 野原	幸淳 進	正啓生二 滋一	不純物をドーピングした n 型 TiO_2 単結晶電 極の光電気化学特性	電気化学協会北海道 支部第8回研究発表 会講演要旨集	15 (1982)
南々 岡野村 原	淳昌 進	二浩薫 滋一	EOS 法による陽極酸化 Si-SiO ₂ 界面準位の 評価	応用物理学会北海道 支部第17回学術講演 予稿集	B2 (1982)
伊藤 今南野 原	藤喜 由淳 進	雅雄二 滋一	S. P 法による CdS 薄膜の作製と評価	応用物理学会北海道 支部第17回学術講演 予稿集	B7 (1982)
千川原 石池橋 小南條村 野原	幸淳 進	正生啓一 滋一	n- TiO_2 電極に於ける光電気化学効果	応用物理学会北海道 支部第17回学術講演 予稿集	B18 (1982)
野村		滋	電子ビーム誘導電流 (EBIC) 法によるトレー スの三次元的分析	昭和55年度文部省科 学研究費特定研究(1) 「トレース・キャラク タリゼーション」研 究報告書	293 (1981)
南山 沢 長谷川	條本 (北海道大) 田孝幸 (北海道大) 英機 (北海道大)	淳秀二 和幸 滋一	陽極酸化法による良質なシリコン酸化膜の形 成	第43回応用物理学会 学術講演会予稿集 (秋期)	30a-S-2 (1982)
木南山 沢 長谷川	村條本 (北海道大) 田孝幸 (北海道大) 英機 (北海道大)	洋淳二 秀和 幸滋一	陽極酸化法による良質なシリコン酸化膜の形 成	電気四学会北海道支 部連合大会講演予稿 集	70 (1982)
佐々木 南野村 原	淳 進	薫二 滋一	EOS 法による陽極酸化 Si/SiO ₂ 界面の界面 準位密度の測定	電気四学会北海道支 部連合大会講演予稿 集	71 (1982)

千川原 南野村 原	淳 進	正二 滋一	n-TiO ₂ /n-Si 電極に於ける光電気化学効果	電気四学会北海道支 部連合大会講演予稿 集	75 (1982)
山田 (ベネ 南野 原)	ディクト ネ條村 進	進高 二滋一	Cu/Cu ₂ O ショットキー障壁太陽電池	電気四学会北海道支 部連合大会講演予稿 集	76 (1982)
板野 原	木村 進	誠滋 一	SEM-EBIC 法による半導体デバイスの構造 解析	電気四学会北海道支 部連合大会講演予稿 集	79 (1982)
橋野 原	本村 進	男滋 一	三次元コルビノディスク内の電位分布	電気四学会北海道支 部連合大会講演予稿 集	80 (1982)
馬場 浜野 原	場村 進	一章 隆生 滋一	不純物添加酸化膜溶液を用いた "Spunon" 拡散によるデバイス作製	電気四学会北海道支 部連合大会講演予稿 集	81 (1982)
木南 山 長谷 川 (北海道大)	村條 本(北 海 道大)	洋淳 秀機 一和二 和	良質なシリコン陽極酸化膜の作製	電気化学協会北海道 支部第9回研究発表 会講演予稿集	15 (1983)
松南 沢 長谷 川 (北海道大)	本條 田(北 海 道大)	好淳 孝機 朗二幸 二幸	陽極酸化膜を用いた MIS 型太陽電池	電気化学協会北海道 支部第9回研究発表 会講演予稿集	16 (1983)
小南 野 原	林條 村 進	研二 滋一	陽極酸化膜を用いた MOS FET の試作	電気化学協会北海道 支部第9回研究発表 会講演予稿集	17 (1983)
尾崎 佐々 南野 原	崎木 條村 進	正淳 義薫 二滋一	EOS 法によるシリコン陽極酸化膜界面の評価	電気化学協会北海道 支部第9回研究発表 会講演予稿集	18 (1983)
千川原 石大江 大南 野 原	原田 江條 村 進	義弘 祐淳 正二 三滋一	不純物をドーピングした TiO ₂ 電極の光電気反応	電気化学協会北海道 支部第9回研究発表 会講演予稿集	19 (1983)
千川原 大石 南野 原	原江 田條 村 進	正二 弘三 滋一	TiO ₂ /Si 電極を用いた水素発生	電気化学協会北海道 支部第9回研究発表 会講演予稿集	20 (1983)

- Hidekazu
YAMAMOTO
(北海道大)
Satoru
ARIMOTO
(北海道大)
Hideki
HASEGAWA
(北海道大)
Junji
NANJO
- ANODIC OXIDATION OF a-Si : H
FILMS
- ELECTRONICS
LETTERS
- 6th January 19, (1)
6-7 (1983)
- 南 條 淳 二
木 村 洋 幸
沢 田 孝 機
長谷川 英 機
(北海道大)
- 低温プロセスによる良質な SiO₂ 膜の形成
- 応用物理学会北海道
支部第18回学術講演
会予稿集
- B10 (1983)
- 南 條 淳 二
松 本 好 朗 和
山 本 秀 機
(北海道大)
長谷川 英 機
(北海道大)
- 陽極酸化 Si-MIS 型太陽電池
- 応用物理学会北海道
支部第18回学術講演
会予稿集
- B11 (1983)
- 千川原 正
大 江 祐 弘
石 田 義 滋
南 條 淳 二
野 村 進 一
原 進 一
- TiO₂/Si 電極の光電気化学特性
- 応用物理学会北海道
支部第18回学術講演
会予稿集
- B12 (1983)
- 栃橋 木 誠
南 本 幸 男
野 條 淳 二
原 村 進 一
- 表面に水平な接合を有する半導体試料の EBIC
解析
- 応用物理学会北海道
支部第18回学術講演
会予稿集
- B13 (1983)
- 高橋 倉 敏 明
南 本 幸 男
野 條 淳 二
原 村 進 一
- 三次元コルビノディスク内の電位分布
- 応用物理学会北海道
支部第18回学術講演
会予稿集
- B14 (1983)
- 南山 條 淳 二
山 本 秀 和
沢 田 孝 幸
(北海道大)
長谷川 英 機
(北海道大)
- 低温プロセスによる良質なシリコン酸化物の
形成
- 電気化学および工業
物理科学
- 51, (5)
(1983)
- 野 村 滋
- EBIC 法による半導体デバイスの測定
- 昭和56年度文部省科
学研究費特定研究(1)
「トレース・キャラク
タリゼーション」研
究報告書
- 185 (1982)
- 斉 藤 伸 二
立 井 康 仁
土 手 彦
- マイクロプロセッサを用いたスライディング
モードによる直流サーボモータの速度制御
- 計測自動制御学会北
海道支部学術講演論
文集
- 13-14
(1981)
- Yasuhiko
DOTE
Richard
G. HOFT
- On Stabilization of Classes of Nonlinear
Systems with State Observer
- Proceedings of
the 1981 IFAC
Congress
- I, 67-71
(1981)

Yasuhiko DOTE	Application of Modern Control Theory	Proceedings of the US-Japan Seminar on Analysis and Design in Power Electronics	35-44 (1981)
Masayuki NASHIKI (Okuma Tekko) Yasuhiko DOTE	High Performance Current-Controlled PWN Transistor Inverter-Fed Brushless Servomotor	Proceedings of the International Semiconductor Power Converter Conference	349-356 (1982)
Yasuhiko DOTE Masashi TAKEBE Takatoshi ITO	Variable Structure Control with Sliding Mode for DC Drive Speed Regulation	Proceedings of the Power Electronics Specialist Conference (PESC)	123-127 (1982)
Yasuhiko DOTE	Modern Control Techniques in AC Motor Drives	Rap Session A of the PESC	1982. 6.15
土手 康彦	制御理論とマイクロプロセッサによる電動機制御	システムと制御	26, (11) 708-715 (1982)
原 島 文雄 (東京大) 土手 康彦	制御用モータの技術動向	機械設計	27, (3) 26- 28 (1983)
土手 康彦	制御用モータの種類とその特徴	機械設計	27, (3) 29- 34 (1983)
Yasuhiko DOTE	Microprocessor-Based Water Gate Control	Seminar at the Central Water & Power Research Station in India	1983. 1.20
Yasuhiko DOTE	Control Theory Applied to Hydraulic Models	Progress Report to the United Nations	1983
Yasuhiko DOTE Koichi SAIJO Seiichi NISHIZUKA	Adaptive Digital Filter with Variable Structure Applied to Processing Signals from Tachometer and Torque Meter	Proceedings of International Power Electronics Conference	1698-1704 (1983)
泉 達司 (北海道大) 西 辻 昭 (北海道大) 比留間 光一 (北海道大) 和田 誠 (極地研) 前 晋爾 (極地研) 楠 宏 (極地研) 坂 口 威	Ice Radar Echo の数値解析	電子通信学会通信・光・電波部内全国大会講演論文集	1982. 8.20

星 山 満 雄 (北海道大)	ETS-II 電波減衰特性の解析 (V)	電子通信学会通信・ 光・電波部内全国大 会講演論文集	1982. 8.20
西 辻 昭 (北海道大)			
坂 口 威 純 阿波加 (電波研)			
古 浜 洋 治 (電波研)			
坂 口 威 樹 瀬 戸 俊 (北海道大)	ネオングロー放電陽光柱の径方向特性	電気学会放電研究会 資料 (ED-82-42)	1982.10.14
西 辻 昭 (北海道大)			
瀬 戸 俊 樹 (北海道大)	グロー放電陽光柱の非軸上での電子エネルギー分布の測定	電気学会放電研究会 資料 (ED-82-43)	1982.10.14
西 辻 昭 (北海道大)			
坂 口 威 純			
坂 口 威 樹 瀬 戸 俊 (北海道大)	He グロー放電陽光柱の経方向特性	昭和57年電気四学会 北海道支部連合大会 講演論文集	1982.10.15
西 辻 昭 (北海道大)			
瀬 戸 俊 樹 (北海道大)	He グロー放電陽光柱の非軸上での電子エネルギー分布の測定	昭和57年電気四学会 北海道支部連合大会 講演論文集	1982.10.15
西 辻 昭 (北海道大)			
坂 口 威 純			
瀬 戸 俊 樹 (北海道大)	グロー放電陽光柱における電子エネルギー分布について	電気学会論文誌 A	103-A, (1) 1-8 (1983)
西 辻 昭 (北海道大)			
坂 口 威 純			
上 田 勇 治 高 橋 実 (東北大)	溶湯急冷した Fe-Ni インバー合金の構造と磁性	日本物理学会37回年 会	1982. 9.30
上 田 勇 治 高 橋 実 (東北大)	溶湯急冷 Fe-Ni 合金の電気抵抗	日本物理学会38回年 会	1983. 3.27
Yuji UEDA			
Shunji ISHIO	Thermal Expansion Property in A- morphous Alloys	International Con- ference on Rapidly Quenched Metals	1982. 8
Minoru TAKAHASHI (東北大)			

化 学 系 (化学, 工業化学科, 化学工学科)

稲 川 郁 夫 富士川 計 吉 宮 原 孝四郎 (北海道大)	炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒活性 (2) 水蒸気による反応	日本化学会第45春季 年会	1982. 4. 3
---	--------------------------------------	------------------	------------

金富今稲加宮	塚川野川納原 (北海道大)	高計敏郁久孝四郎	次吉之夫雄一郎	炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒活性(3) 炭酸ガスによる反応	日本化学会第45春季年会	1982. 4. 3
富稲金宮	土川塚原 (北海道大)	計郁高孝四郎	吉夫次郎	炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒作用	エネルギー・資源研究会第1回研究会講演論文集	1982. 4. 14
富岩嶋喜	土川崎津 (北海道大)	計正克英多 (北海道大)	吉之明	白金黒付 Nafion 膜電極の触媒活性(2) 水素, 酸素およびオレフィンの反応	電気化学協会第49回大会	1982. 5. 24
富林嶋喜	土川津多 (北海道大)	計公克英多 (北海道大)	吉隆明	孤立オレフィン結合の電解還元に見られる二径路交換反応機構の検討	電気化学協会第49回大会	1982. 5. 24
稲富石宮	川田原 (北海道大)	郁計達孝四郎	夫吉也一郎	炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒活性(4) 水および酸素によるガス化	日本化学会北海道支部1982年夏季研究発表会	1982. 7. 23
金富加秋佐宮	塚川納田木原 (北海道大)	高計久克孝四郎	次吉雄也隆一郎	炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒活性(5) 炭酸ガスによるガス化	日本化学会北海道支部1982年夏季研究発表会	1982. 7. 23
富川喜	土川口多 (北海道大)	計英英	吉一明	孤立オレフィン結合の電解還元に見られる二径路交換反応機構の検討(5)	日本化学会北海道支部1982年夏季研究発表会	1982. 7. 23
富岩石喜	土川崎川多 (北海道大)	計正英英	吉之彦明	白金黒付 Nafion 膜電極の触媒活性(3) 水素および酸素の反応	日本化学会北海道支部1982年夏季研究発表会	1982. 7. 23
稲富宮石	土川原田	郁計孝達也	夫吉郎也	炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒活性(6) 水によるガス化	触媒学会, 第50回触媒討論会	1982. 10. 5
富金加宮秋佐	土川塚納田木 (北海道大)	計高久孝四郎	吉次雄一郎也隆	炭素の接触ガス化における種々の添加物の触媒活性(7) 炭酸ガスによるガス化	触媒学会, 第50回触媒討論会	1982. 10. 5

- | | | | | | |
|---|----------------|-----------------------|--|--------------------------------|--------------------------|
| 清野和夫
(北海道大) | 中田利夫
(北海道大) | 手島昭吉
富士川計 | ガラス被覆・鉄芯入りプロペラ式循環ポンプ
の製作 | 技術報告 | (2), 10
(1982) |
| 富士川計吉
川口英一
喜多英明
(北海道大) | | | 金属電極上のエチレン電解還元 | 電気化学協会北海道
支部第9回研究発表
会 | 1983. 1. 18 |
| 富士川計吉
稲川郁夫
石原孝四郎
(北海道大) | | | 炭素の接触ガス化における種々の化合物の触
媒作用—水をガス化剤とする | 日本化学会北海道支
部1983年冬季研究発
表会 | 1983. 2. 3 |
| 富士川計吉
金塚高次
佐々木克隆
秋田久雄
加宮孝四郎
(北海道大) | | | 炭素の接触ガス化における種々の化合物の触
媒作用—炭酸ガスをガス化剤とする | 日本化学会北海道支
部1983年冬季研究発
表会 | 1983. 2. 3 |
| 榎伸康
(北海道大) | | 石田良毅
本(北海道大) | アミジグサの新9員環ジテルペンの構造 | 日本化学会第45春季
年会 | 1982. 4. 2 |
| 石榎田良毅
伸康
(北海道大) | | 石松本毅
本(北海道大) | アカバのステロイド—テルペン様物質 | 日本化学会北海道支
部1982年夏季研究発
表会 | 1982. 7. 23 |
| 榎伸康
(北海道大) | | 石田良毅
田本毅
(北海道大) | アミジグサの新ジテルペン | 日本化学会第46秋季
年会 | 1982. 10. 3 |
| Nobuyasu
ENOKI
(北海道大) | | | Structure and Conformations of New
Nine-Membered Ring Diterpenoids
from the Marine Alga <i>Dichotoma</i> | Chemistry Letters | (11) 1749—
1752(1982) |
| Ryochi
ISHIDA | | | | | |
| Takeshi
MATSUMOTO
(北海道大) | | | | | |

Nobuyasu
ENOKI
(北海道大)

Ryoichi
ISHIDA

Shiro
URANO
(都老人研)

Masamitsu
OCHI
(高知大)

Takeshi
TOKOROYAMA
(大阪市大)

Takeshi
Matsumoto
(北海道大)

New Hydroazulenoid Diterpens from
the Marine Alga *Dictyota Dichotoma*

Chemistry Letters

(11) 1837-
1840(1982)

星 野 行 男
武 田 新 一
浜 田 雅 樹
竹 (苦小牧臨床) 昇

γ -ピロン, クロモン, フラボン類の塩基性度

日本化学会誌

1982,
1492-1498

星 野 行 男
武 田 新 一
浜 田 雅 樹
竹 (苦小牧臨床) 昇

置換フラボン誘導体の塩基性度におよぼす置換基効果

日本化学会誌

1982,
1564-1567

上 道 芳 夫
月 館 正 弥
吉 村 憲 之
加 浦 明 己

ゼオライト触媒によるポリエチレンの接触分解

日本化学会第45春季
年会

1982. 4. 1

工 道 芳 夫
月 館 正 弥
加 浦 明 己

ポリスチレンの分解反応

日本化学会北海道支
部1982年夏季研究発
表会

1982. 7. 23

三 品 聡
竹 田 之
加 納 雄
金 塚 有 次
昌 塚 久 高 己
菖 蒲 明

Ag/Al₂O₃ 触媒によるエチレン酸化反応の初期における選択性

日本化学会北海道支
部1982年夏季研究発
表会

1982. 7. 23

金 塚 高 次
和 田 久 功
加 納 雄

管理図法による化学工程管理(第6報) $\bar{x}$ -R
管理図用検出力計算図表

日本化学会北海道支
部1982年夏季研究発
表会

1982. 7. 23

金 塚 高 次
和 田 久 功
加 納 雄

管理図法による化学工程管理(第7報) 測定
誤差を考慮したM管理図の特性

日本化学会北海道支
部1983年冬季研究発
表会

1983. 2. 4

Akemi
AYAME
Noboru
TAKENO
Hisao
KANOH

Epoxidation of Ethylene over Silver
Catalysts Modified by Sodium Chloride

Journal of
Chemical Society
Chemical Com-
munications

1982.
617-618

Akemi AYAME Tetsuo KIMURA Masatsugu YAMAGUCHI Hiroyuki MIURA Hisao KANOH Isamu TOYOSHIMA (北海道大)	Catalytic Activity and Some Characteristics of Ag-NaCl Catalysts for Epoxidation of Ethylene	Journal of Catalysis	79, 233-236 (1983)
三浦 幸己 加宮 雄 宮 豊 裕明 久孝 嶋 勇 (北海道大)	銀上での O_2 , C_2H_4 および CO 吸着の XPS, UPS による研究	真 空	25, 302-306 (1982)
菅 明己 加山 雄 山 嗣 蒲納 口 雅	酸化エチレン合成用触媒	触 媒	24, 392 (1982)
阿部 将起 田近 亨 菅蒲 明己 竹野 昇	高温焼成酸性酸化物の酸, 塩基性とプロピレンオキシド異性化反応の研究	触 媒	25, 151-153 (1983)
菅 明己	北海道火山灰を用いる石炭直接液化用触媒の調製法の基礎的研究	昭和57年度北海道科学研究費報告	1983. 3.
田近 亨 菅蒲 明己 竹野 昇	チタニア高温焼成物上のプロピレンオキシド異性化反応	日本化学会第45春季年会	1982. 4. 2
三浦 幸己 加宮 雄 宮 豊 裕明 久孝 嶋 勇 (北海道大)	還元 Ag-NaCl 触媒表面の X 線光電子スペクトル	日本化学会第45春季年会	1982. 4. 1
山口 雅嗣 菅蒲 明己 竹加 久雄	Ag-NaCl 触媒上の吸着酸素種とその反応性	日本化学会第45春季年会	1982. 4. 2
田近 亨 菅蒲 明己 竹野 昇	チタニア上のプロピレンオキシド異性化反応と焼成雰囲気効果	日本化学会北海道支部1982年夏期研究発表会	1982. 7.23
吉田 卓 三浦 幸 横崎 司 菅 明己	4 本並列反応—還元サイクル流通式反応器による Ag-NaCl 触媒上の C_2H_4 酸化反応	日本化学会北海道支部1982年夏期研究発表会	1982. 7.23
山口 雅嗣 菅蒲 明己 竹加 久雄	Ag および Ag-NaCl 触媒上の不可逆吸着酸素の反応性とその比較	日本化学会北海道支部1982年夏期研究発表会	1982. 7.23

田 近 亨 菖 浦 己 竹 野 昇 加 納 雄	明 久	高温焼成 TiO_2 上でのピリジンとプロピレン オキシド吸着	日本化学会第46秋季 年会触媒討論会(A)	1982.10. 4
山 口 嗣 菖 野 己 竹 納 昇 加 久 雄	雅 明	Ag-Na-Cl 系触媒調製時の固相反応—XRD による研究	日本化学会第46秋季 年会触媒討論会(A)	1982.10. 4
豊 島 勇 三 北 幸 菖 海 己 宮 道 四 原 大 郎 (北海道大)	浦 裕 幸 浦 明 己 納 久 雄 島 勇 (北海道大) 原 孝 四 (北海道大)	金属銀, 粉末銀, NaCl 添加粉末銀試料上へ の酸素吸着の UPS スペクトル	日本化学会第46秋季 年会触媒討論会(A)	1982.10. 4
三 浦 幸 菖 浦 己 加 島 勇 宮 原 孝 四 (北海道大)	浦 裕 幸 浦 明 己 納 久 雄 島 勇 (北海道大) 原 孝 四 (北海道大)	Ag, Ag-NaCl 系の表面状態とガス吸着の UPS, XPS による研究	第23回真空に関する 連合講演会	1982.11
菖 浦 己 三 浦 幸 山 口 嗣 竹 野 昇 加 久 雄	明 裕 幸 浦 雅 己 口 雅 嗣 藤 芳 治 野 久 昇 納 雄	Ag-Na-Cl 系触媒の調製と C_2H_4 エポキシ 化活性	日本化学会1983年冬 期研究発表会	1983. 2. 3
菖 浦 己 池 田 秀 横 崎 和 田 近 野 竹 野 昇	明 秀 己 崎 和 樹 近 野 司 野 昇	化学処理火山灰によるフェネトールの分解異 性化反応	日本化学会1983年冬 期研究発表会	1983. 2. 3
小 松 藤 男		資源及びエネルギーの利用技術の現状と展望 —産業都市における廃棄物の再利用—	室蘭工業大学同窓会 帯広支部, 学術講演 会要旨集	1982, 1-19
小 松 藤 男 辻 敏 之		無水マレイン酸変性の LLDPE (直鑑状低密 度ポリエチレン) とスラッグ主成分 (SiO_2 , CaO) との複合材料の粘弾性	高分子学会北海道支 部	1983. 2. 5
小 松 藤 男 東 海 幸 義		耐食性締結ねじの実用化に関する実験的研 究—複合材料の試作と力学的特性に関する研 究	昭和57年度プロジェ クト特定研究(文部 省)	1983. 4.22
室 住 正 世 中 村 精 次 吉 田 勝 美		空中塵の鉛の自然生態系に対する影響	日本化学会誌	1982. 9 1479-1484
室 住 正 世 中 村 精 次		海水中の Cu, Ag, Cd, Tl, Pb の同位体希 釈表面電離質量分析法	海洋科学	1982. 9 302-308
室 住 正 世 中 村 精 次		高純度の試薬と水のサブボイリング蒸留法に よる精製	ファルマシア	18, (12) 1156-1159 (1982)
高 野 信 弘 竹 野 睦 昇 森 田 夫		テトラフェニルシクロペンタジェノンの電解 還元中間体	電気化学協会誌	50, 203 (1982)

高野信弘 竹野睦昇 森田夫	テトラフェニルシクロペンタジェノンの電解還元反応	エレクトロオーガニックスケミストリー討論会 (No. 3) 講演要旨集	1982. 6. 4
高野信弘 竹野睦昇 森田夫	N, N-ジメチルホルムアミド中におけるテトラフェニルシクロペンタジェノンのボルタンメトリー	電気化学協会誌	50, 964 (1982)
高橋洋志 竹内隆男	向流式移動層における気体の軸方向混合拡散	化学工学協会第16回秋季大会研究発表講演要旨集	313 (1982)
高橋洋志 川向一隆 竹内史男	外部加熱型固気向流式移動層における軸方向温度分布の特性	化学工学論文集	9, (2) 123 (1983)
Haruo WATANABE	Comments on Izbash's equation	J. Hydrology	58, 389-397 (1982)
渡辺治夫	粒子充てん層中の流体速度と圧力勾配に関する Izbash 式の検討	粉体工学会誌	19, (9) 511-516 (1982)
小幡英二 渡辺治夫	回分沈降曲線による連続シックナーと二槽並列沈澱池の運転	粉体工学会誌	19, (6) 343-350 (1982)
小幡英二 渡中田明彦	Work-Kohler の関係を利用した沈降天秤法による粒度測定	化学工学論文集	9, (1) 96-98 (1983)
小幡英二 矢吹和彦 渡辺治夫	傾斜シックナーの濃度および流れ方向分布の実験的解析	化学工学協会新潟大会	1982. 7. 29
佐々木忠志 小幡英二 渡辺治夫	湿式分級に対する金網挿入の影響	粉体工学会昭和57年度秋期研究発表会	1982. 11. 17
向井田健一	シリカアルミナ触媒の多孔質構造と細孔内反応	第20回・粉体に関する討論会	1982. 10. 5 ~ 7
金木則明 原弘	LaNi ₅ 多孔性水素極に及ぼす粒径効果	化学工学論文集	8, (4) 455-458 (1982)
金木則明 原弘	LaNi ₅ 多孔性水素極の負荷電流密度と寿命時間	化学工学論文集	9, (2) 172-175 (1983)
金木則明 原藤一夫	LaNi ₅ 多孔性水素極の限界電流に及ぼす電解液濃度の影響	化学工学論文集	9, (2) 221-222 (1983)
島田浩次 原本義光	太平洋炭チャーの水性ガス化に及ぼすチャー生成条件の影響	化学工学論文集	9, (2) 223-225 (1983)

開 発 工 学 科

後藤龍彦 佐藤十城 河内邦夫	岩石の変形過程に伴う間隙水量変化	日本鉱業会春季大会	1982. 4
----------------------	------------------	-----------	---------

佐後佐矢藤柏	藤藤藤野野川	干龍一鉄俊英	城彦彦男郎夫	ライナー坑道枠の変形計測結果	日本鉱業会春季大会	1982. 4
後佐河	藤藤内	龍干邦	彦城夫	横ひずみ制御による岩石の一軸圧縮試験	日本鉱業会北海道支部大会	1982. 6
佐後佐工	藤藤藤藤	干龍一	城彦彦忠	三次元モデル試験装置の試作について	日本鉱業会北海道支部大会	1982. 6
後佐深入	藤藤井江	龍干正	彦城哲幸	2, 3 の本邦岩石に対する間隙水圧効果	日本鉱業会誌	98, (1131) 393-398 (1982)
佐後佐矢藤柏	藤藤藤野野川	干龍一鉄俊英	城彦彦男郎夫	長壁式採炭における採掘跡ライナー坑道方式に関する研究	日本鉱業会誌	98, (1132) 489-494 (1982)
佐後佐工	藤藤藤藤	干龍一	城彦彦忠	三次元模型試験に関する基礎的実験	開発技報	(25) 1983. 3
後佐河	藤藤内	龍干邦	彦城夫	岩石のひずみ速度効果に関する基礎的研究 (第2報)	開発技報	(25) 1983. 3
後佐河	藤藤内	龍干邦	彦城夫	2, 3 の岩石の変形過程に伴う間隙水量変化	開発技報	(25) 1983. 3
後佐河	藤藤内	龍干邦	彦城夫	封圧下における岩石の体積ひずみ計測について	日本鉱業会春季大会	1983. 3
佐後佐工矢藤柏	藤藤藤藤野野川	干龍一鉄俊英	城彦彦忠男郎夫	三次元模型試験に関する基礎的実験	日本鉱業会春季大会	1983. 3
佐佐後吉	藤藤藤田	干龍一	城彦彦豊	特殊な条件下における石炭破壊の特異性	科学研究費・総合研究B 連絡研究会議資料	1983. 3
磯森佐後	部俊郎 (北海道大) (北見工業大) (北見工業大)	藤藤藤 (北見工業大) (北見工業大)	彦城彦男郎夫 (北海道大) (北見工業大) (北見工業大)	山鳴り予知の基礎的研究	日本鉱業会春季大会	1982. 4. 5

- 磯 部 俊 郎
(北海道大)
後 藤 隆 司
(北見工業大)
森 訓 保
(北見工業大)
佐 藤 一 彦
福 島 篤
(石炭技術研究所)
- 幌内炭鉱での坑道掘進に伴う微小地震活動 日本鉱業会春季大会 1982. 4. 5
- 磯 部 俊 郎
(北海道大)
佐 藤 一 彦
森 訓 保
(北見工業大)
後 藤 隆 司
(北見工業大)
福 島 篤
(石炭技術研究所)
- 幌内炭鉱での機械化採炭に伴う微小地震活動 日本鉱業会春季大会 1982. 4. 5
- Toshiro
ISOBE
(北海道大)
Ruji
KATO
(三井石炭)
Nobuya
FUJII
(三井石炭)
Kazuhiko
SATO
- Strata Control in Hydraulic Mining of Coal Seams at Great Depth Strata Mechanics, Ed.by I.W.Farmer 1982
- 後 藤 隆 司
(北見工業大)
磯 部 俊 郎
(北海道大)
森 訓 保
(北見工業大)
佐 藤 一 彦
亀 田 郁 郎
(住友石炭)
- 山鳴り震源位置の特徴について 日本鉱業会誌 98, (1133) 585-590 (1982)
- Takashi
GOTO
(北見工業大)
Kazuhiko
SATO
Noriyasu
MORI
(北見工業大)
Toshiro
ISOBE
(北海道大)
- Real Time Processing System for Analyzing of Ground Tremors Yielded from Underground Excavating Activities Joint Meeting of AIME-MMIJ 1982. 9
- 川 北 稔
(北海道大)
佐 藤 一 彦
木 下 重 教
(北海道大)
于 亜 倫
(北京鋼鉄学院)
- 三軸ホプキンソン棒法による岩石の高速圧縮試験 全国地下資源関係学協会合同秋季大会分科研究会資料 1982.10
- 佐 藤 一 彦
- 3直交双対力による微小地震の振幅方位分布について 日本鉱業会北海道支部、室蘭工業大学開発技術研究会研究発表会 1982.10.28

佐藤磯福	藤川一彦 (北海道大)	部俊郎 (北海道大)	島篤 (石炭技術研究所)	山鳴りP波初動の自動検出	日本鉱業会春季大会	1983. 3. 29
吉西	田辻	豊昭 (北海道大)		レーザによる炭じんの定量化に関する基礎的研究 (第7報)	日本鉱業会昭和57年度春季全国大会講演会	1982. 4. 5
吉西	田辻	豊昭 (北海道大)		光波伝搬損失を用いた大気中浮遊粉じん濃度の測定方法について	日本鉱業会昭和58年度春季研究業績発表講演会	1983. 3. 29
吉西木	田辻下重 (北海道大)	豊昭 (北海道大)	教重 (北海道大)	レーザによる液相中粉じんの定量について	日本鉱業会誌	98, (1133) 591-596 (1982)
吉門徳	田脇良昭 (北海道大)	豊一郎		レーザ光減衰量を用いた粒径分布の測定方法について	室蘭工業大学開発技報	(25) 27-32 (1983)
朝沢岡	日田秀義 (北海道大)	定男務		衝撃力の粘土におよぼす影響	第17回土質工学会研究発表会講演集	1982. 6. 10
朝沢折	日田笠 (北海道大)	秀義	定男章	中型圧密試験供試体の強度分布	日本鉱業会北海道支部秋期講演会要旨集	1982. 10. 28
朝沢岡	日田秀義 (北海道大)	定男務		粘性土の衝撃圧縮試験	土質工学会北海道支部技術報告集	(23) 1983. 2

CONTENTS

Science and Engineering

Vol. 10, No. 5

Nov., 1983

Whole No. 33

- An Assessment of Reduction in Capacity of Signalized Intersection by
the Change of Surface Condition in Winter
.....Ken-ichi Ishii and Kazuo Saito 5 (1) 661
- A Numerical Method for Gas-Particle Supersonic Flow past
Axisymmetric Blunt Bodies.....Hiromu Sugiyama 5 (15) 675
- Relations between Sound Fields near Rectangular Vibrating Plates and
Modes of Vibration Kohshi Nishida and Kouji Yotsuya 5 (27) 687
- An Experimental Study on Properties and Growth Rate of Water Frost
Layer.....Ikuo Tokura, Hakaru Saito and Koki Kishinami 5 (37) 697
- A Study on the Characteristics of Combustion and Heat Transfer of a
Flame (1st Report, Radiative Absorption (Extinction) Coefficient of
Stationary Diffusion Flames).....Masayoshi Kobiyama 5 (49) 709
- A Study on the Characteristic of Combustion and Heat Transfer of a
Flame (2nd Report, Experimental Investigation of the Small
Supercharged Boiler with Gas Fuel)
..... Masayoshi Kobiyama and Chuji Mizuno 5 (73) 733
- Studies on Surface Discharge at the Interface between Transformer Oil
and Air Yoshitaka Nakao and Wakio Oka 5 (89) 749
- Anodically Oxydized Silicon MIS Solar Cell
..... Junji Nanjo, Yoshiro Matsumoto, Masayoshi Ozaki,
Shigeru Nomura and Shin-ichi Hara 5 (99) 759
- Growth of Good Quality Silicon Anodic Oxide Films and its
Application to MOS FET
.....Junji Nanjo, Ken Kobayashi, Yoichi Kimura,
Shigeru Nomura and Shin-ichi Hara 5 (111) 771
- Quantitative Analysis of the Electron Beam Excited Excess Minority
Carriers in the Semiconductor Devices with the P-N Junctions
..... Makoto Tochigi, Yukio Hashimoto, Shigeru Nomura
and Shin-ichi Hara 5 (123) 783

Electrode Behaviors of Platinized-Nafion

Part 1. Hydrogen or Oxygen Electrodes

..... Hidehiko Ishikawa, Jun Mitani, Hirotochi Tanaka
and Keikichi Fujikawa 5 (131) 791

Catalytic Activity of Various Compounds in the Gasification of Carbon

Part 2. Reaction with Water

...Tatsuya Ishida, Masayuki Iwasaki, Ikuo Inagawa, Keikichi Fujikawa,
Takaji Kanazuka, Hisao Kanoh and Koshiro Miyahara 5 (147) 807

The Effect of Impact Loading on Soil Engineering Properties in Cohesive

Soil Hideyasu Asahi and Yoshio Sawada 5 (157) 817

Other Achievements in Studies for 1982 by Professors in this Institute 5 (167) 827

昭和58年11月26日 印 刷
昭和58年11月30日 発 行 (非売品)

編 集 兼 室 蘭 工 業 大 学
発 行 者

印 刷 所 中 西 印 刷 株 式 会 社

札幌市東区東苗穂町 505 番地
TEL ☎ 781—7501

