

Vol. 3

No.10

1964

June

伝 熱 研 究

News of HTSJ

第 10 号

(第一回日本伝熱シンポジウム特集号)

日 本 伝 熱 研 究 会
Heat Transfer Society of Japan

目 次

論 説

§ 1	第1回日本伝熱シンポジウム経過報告……水 科 篤 郎	1
§ 2	首 尾……山 県 清	6
§ 3	日本伝熱シンポジウム(京都)に出席して……抜 山 四 郎	9
§ 4	第1回日本伝熱シンポジウムに出席して……森 康 夫	11
§ 5	シンポジウム雑感……佐 藤 俊	12
§ 6	伝熱シンポジウムに関する二,三の私見……小笠原 光 信	13
§ 7	所 感……西 川 兼 康	14
§ 8	第1回伝熱シンポジウムに参加して……内 田 秀 雄	15
§ 9	40年度シンポジウムの計画……	16

ニ ュ ー ス

1.	地方グループ活動……	17
2.	沸騰熱伝達に関する調査研究分科会について 一 色 尚 次	18

会 告

1.	第2期総会……	19
2.	委員会関係……	22
	第一回日本伝熱シンポジウム前刷集……	24

論 説

§ 1 第 1 回日本伝熱シンポジウム経過報告

準備委員長 京都大学 水 科 篤 郎

第 1 回日本伝熱シンポジウムを京都で開催するよう準備することを依頼されてから約半年、皆様の御協力により大過なくこれを終えることをえたことは筆者の快びとするところである。ここに簡単に経過を報告する。

共催方を申込んだ諸学会のうち、機械学会、化学協会、空気調和・衛生工学会および原子力学会は分担金を負担することを承諾され航空学会建築学会は分担金なしの共催を承諾された。

各学会誌に講演募集の広告を出したところ、43件の多数の応募があった。日数は2日間と定めてあったため、やむなく多数を割愛し、29件にしぼらざるをえなかった。それらを部門別にまとめて、1グループの討論時間20分～30分とし、東工大森康夫、京大・佐藤俊、東工大青木成文、船研・一色尚次、九大・西川兼康、阪大・小笠原光信、東大 国井大蔵、東大・内田秀雄、機械試・山家謙二の諸君に座長を御願ひした。これらの仕事はまず関西の小委員会で行い、東京の委員会でアグループして戴いた。調整は今回は1研究室1件の原則に従い、それぞれの研究室の御意見に従って行った。

つぎに参加者募集の広告を各学会誌に出したところ235名の参加申込があり、前刷ができると同時にこれを参加者に発送した。

講演も興味深く、各座長の司会よろしきをえて、討論も活潑で時間が足りない感があった。またいろいろ異った分野の人々の考えもわかり、学会の境を破るというこのシンポジウムの目的にも合致し、極めて有意な会合であったと考える。その上討論もなごやかな雰囲気、比較的気楽に過すことができた。

懇親会の出席者は70名、同じ伝熱工学を学ぶもの同志が約1時間半

愉快に歓談することができたのは別の意味で極めて意義深いものがあったと信ずる。

天候にも恵まれ出席率も90%以上に達し快適に2日間を終えることができたことは幸いであった。

終りに二・三気がついた点をあげて、今後の参考に供したい。

1. 講演時間も討論時間ももう少し長くしたい、それぞれ1件につき25～30分および15分くらいが適当であろうか。

昼食の休み時間も1時間半位とり、自由に歓談する時間を長くしたい。こうすると1日当りの講演件数は8～10件となる。日数は2日以上にすることは無理と思われるし、会場を増すのも考えものであるから、講演総数は最大20件くらいにすべきである。件数をしぼる方法としては最初から1研究室1件とし、かなりまとまったものを要求するのがよいと思う。

2. 今回は研究題目だけで応募してもらったので、類別するとき困った。やはり400字程度のabstractをつけるべきと考える。

3. 今回の論文発表者は2重に学会に入っている人が多かったが、大別すると機械21, 化学工学7, 原子力1という比率になるようである。次回はもっと建築あるいは衛生工学方面からの参加も懇願したいと思う。同様の意味で、会社工場からの発表も望まれる。

4. 用語の統一の話題も出たが、これは各自が現在用いている用語を固執せず、他の分野で用いている用語を採用するくらいの度量がなければなかなかまとまるものではあるまい。むしろ、この会のような集りの回を重ねて行くことによりお互の理解を深める方がよいと考える。

最後に御連絡の任に当って戴いた東大橋教授、および内田教授、終始御協力戴いた京大佐藤教授および阪大小笠原教授ならびに会場の世話をして戴いた京大南山助教授、伊藤助教授の御尽力に深く感謝する。

記

1. シンポジウム次第

日時： 昭和39年5月26日(火)および27日(水)
午前 8.50 - 午後 5.20

場所： 京都市 京都会館

主催： 日本伝熱研究会

共催： 日本機械学会，化学工学協会
原子力学会，空気調和・衛生工学会，航空学会，建築学会

懇親会： 昭和39年5月26日 午後 6.00 ~ 7.30
於 京大楽友会館

プログラム：

第1日	午前	前刷目次	1.1 ~ 1.6
	午後	"	2.1 ~ 3.6
第2日	午前	"	4.1 ~ 5.4
	午後	"	6.1 ~ 7.3

2. 準備経過

- 昭和38年11月
諸学会に共催方依頼と同時に講演募集の広告依頼
- 昭和39年1月11日
日本伝熱研究会会員全員に講演募集のはがき発送。同日関西側準備委員会を京大水科教授室に於て開く。
- 昭和39年1月22日
共催学会に参加者募集広告依頼状発送
- 昭和39年2月15日
講演申込〆切
- 昭和39年2月21日
日本機械学会関西事務所に於て，プログラム編成
- 昭和39年3月31日

—4—

前刷原稿不切

• 昭和39年5月1日

前刷ならびにプログラム完成，直ちに発送する。

決 算 報 告

	収 入		支 出
日本伝熱研究会より	5 2,8 6 8	前刷およびプログラム 印刷代	7 0,0 0 0
日本機械学会より	1 0,0 0 0		
空気調和衛生工学会より	1 0,0 0 0	通信および連絡費	3 0,3 9 5
化学工学協会より	1 0,0 0 0	(東京旅行費および前 刷発送料含む)	
原子力学会より	5,0 0 0		
参加料 600×235	14 1,0 0 0	会場費 (備品使用料, 設営料)	
懇親会 600×70	4 2,0 0 0	会場準備, 早朝使用料 含む)	7 1,1 2 3
電話料	7 0 3	懇親会費(楽友会館送 りのバス代含む)	6 8,5 9 0
雑収入	8 0 0	謝礼(アルバイト料含 む)	2 2,0 0 0
利息	3 8 2	交通費	3,0 8 0
		電話料(京都会館支払 い含む)	7 2 3
		雑費(封筒・印・領収 書用紙 etc含む)	6,8 4 2
	2 7 2,7 5 3		2 7 2,7 5 3

§ 2 首 尾

九州大学 山 県 清

私は、こんどのシンポジウムの第1日と第2日とにそれぞれ一回づつ会場を抜け出して、ミロのビーナスを観に行った。いささかとりつかれたような格好で、友人たちからだいぶひやかされた。

二日目のことである。くらい講演会場に帰ってきて、前刷りを置きっ放しにしておいた自分の席にそっと坐った。講演は熱心に続けられていた。右隣りは坪内さん、そのつぎは甲藤さんで、身動き一つしないで、じっとスクリーンを見上げておられる。しかし自分には、前後の論理の糸がどうもうまく結びつかない。しかも、その隙間のところに、あの高貴で優雅なビーナスが、永遠なるものの重さをもって姿を現わす。こうして私は、場所柄をもわきまえずに、多少は幻想的にさえなって、ぼんやりと自分の思いの中に沈んでいった。

ここまで書いていたら、長谷川教授がぶらりと室に入ってきたので、「どうだ」と、原稿を見せた。一読して、楽しそうに笑いながら妙なことをいう。

「これまででいいではありませんか。あとは読者のご想像におまかせしますので……」

「そうはいかないよ。これだけでは分るまい。自分はどういうことを書くつもりだから」

と、ミロのビーナスのような傑作の制作と、伝熱学の研究の道程とその成果との間には、互に通ずるものがある。しかし本質的にちがう。何だろうか、なぜだろうか——このようなあの日の夢のような想念に、あとで尾ひれをつけてもっともらしくした話をして、どうにか納得してもらった。

しかし、あとになって考えてみると、伝熱研究会の会員の皆さんに、

ゆっくり夢物語の浮き沈みを聞いていただくほどの紙巾はなし、だいいち、だんだん全くの愚見のように思えてきて、意気込みを喪失した。そこで、最初は「偶感」としていた標題を、改めて胴体は無くてもよいようなもの書き直したうえで、最初から、文章の終りに書き加えようと思っていた一つの提言のみをなし、唐突として戯話的に結着をつけようと心変わりした。

その提言というのはこうである。年齢にして30才から60才までのものは、3年間に一つは研究を発表しなくてはならない。しかし一つ以上の研究を発表することはこれを許さない。——このところが大切であって、禁を冒すものは、九州の離れ島に流罪に処するくらいの罰則が要るかも知れない。連名といえども同断であり、あわせていえば、変名を連ねるが如きは以ての外で、これも島流しくらいが適当であろう。

30才未満のものは初歩の研究者という意味において、また60才以上のものは、徐々に枯渴の初歩状態に還元しつつあるものとして、万事意のままにふるまわせ、余り目くじらたてない方が美德というものであろう。

これで提言は終わったのであるが、割当ての枚数が少し残ったので、さき頃読んだ文章、小林和作「一田舎画家の気持」（美術チャンネル）の一節を転載することをお許し願いたい。この人は、私の親戚に当るのが少しまずいが、80才近い画かきで、物を見る目がオリジナルで、文章は率直で面白い。ビーナスで始まったこの短文が画論で終りを告げるのも、あるいは首尾が通っているかも知れない。

「世の中には標準も低く能力も少ない師匠と弟子が充滿していて、相持して日本の画壇を作っているように見える。下らぬ絵を尊敬し、その亜流であることに全力を尽す人も多い。これは悲惨なことであるが、その類の人が世の中には最も多いから、多数は力であり救いであるような観を呈し、それから脱出することなどはなかなか考えもせぬようである。」

（追記） 書きたいことを書き落したり、書かでものことを書いたり、だんだん不満になってきたので、真正面から感想を列挙するような書

き方に書き直そうと思って、原稿をあずけておいた西川教授にそう言ったら、すでに発送したとのこと。仕方がないので、一番気になることをひとことだけ書き添えさせてもらいたい。

最近小林秀雄氏の「考えるヒント」を通読した。その中で、「若い時には、その意味も解らず使っていた天分という言葉も、今はほぼ理解出来る。はっきりしたところ、自分の天分は、かなり低級なものだとかだわりなく言う事が出来る」と書かれているくだりを読んで、不遜と思いつつも、私は、知己に巡り合ったように感動した。この辺のことを、文字通りに受取っていただければ、私は本当にありがたいと思う。

§ 3 日本伝熱シンポジウム(京都)に出席して

東北大学 抜山四郎

会場の京都会館はすばらしい。私は宿舎からプラプラと京都風のこじんまりした宿の並んだ加茂川べりを歩いてから、橋を渡ると、急に路が広がって、モダンな会館の前に出た。館内の階段を昇って会場に入る時分には豪華な気分になった。

開会のあいさつにはこの会の趣旨として討論を重要視し、特にひざつき合せての話合いの気分で行きたいとのことであつたと思うが、会場の豪華さ特にその広さのためか討論はどうしても外交辞令的気分になりがちの様であつた。討論であるから反対意見か疑問的な意見が多いのは当然であり、甲論乙駁して最後のよい結論を引出すべきであるが、このような討論が和気あいのうちに行われるのはむづかしいことではある。しかし、本研究会のシンポジウムとしては是非このような方向に行きたいと思う。

私は第二日の11時頃迄しか聞かなかつたが、それでも、建築・化学原子力等の各方面の方々の話から物の考え方の違いがおぼろげながら感じられて興味深かつた。

私の様に既に研究から遠ざかつた者が、兎角の評を云うのはなるべく遠慮したいが、強いて感じたことだけを書けば、ことがらの観察思考をもっと充分にした方がよいと思うものがあつた。

ニュートンがリンゴの落ちるのを見、ワットが鉄びん(?)のふたの上のを見たが、これから引力や蒸気圧を引出すのは容易なことではない。普通人だったら同じ現象から100の違った結論も出し得るであらう。

アインシュタインはその著書 *Evolution of Physics* に書いている。Books on physics are full of complicated mathemati-

-10-

cal formula. But, thoughts and ideas, not the formula
are the beginings of all physical researches.

§ 4 第1回日本伝熱シンポジウムに出席して

東京工業大学 森 康 夫

1960年の7月米国の第3回National Heat Transfer Conference がナイアガラ瀑布で有名なバッファロー市で開催され出席する機会をえました。会場は同市の中心にあるスタットラホテルの大ホールで、数百人の出席者が3日間に渡り熱心な討論を行い、伝熱関係の研究が盛んなのに驚きかつうらやましく思いました。このように全国的にいろいろな学会や協会に属する人々が一堂に集まる大会は機械工学、化学工学、原子力など種々の分野の伝熱の課題が議論され、同時に他の分野の人々と接触する機会がえられるなど多大の価値があるものと思います。私も日本伝熱研究会が発足してから、是非日本でもこのような全国的な伝熱に関する講演会を開催することを会員の方々に御相談して参りましたが、今回第1回シンポジウムが開かれ心からうれしく思いました。

その会に出席して驚いたことは研究発表論文の内容、参加者の数、会場のふん囲気等すべて上述の米国のNational Conference に優ることも劣らないもので、このような盛大な会にもり上げて下さった京都大学の水科先生はじめ諸先生に心から感謝の意を表したいと思います。また来年もこの有意義なシンポジウムがますます盛んになり、これにより日本の伝熱工学と工業が更に発展するよう心から願っております。

§ 5 シンポジウム雑感

京都大学 佐藤 俊

日本伝熱研究会が昭和36年に発足した当時と云うより、その発足の準備会合の段階から、全国の伝熱研究に興味を持つ各々異った学会に属する研究者、技術者が一堂に会して意見を交換しあい、お互いの連絡を密にすると云う会の主目的の一つを達成する上に意義のあるものとして全国的なシンポジウムの開催が望まれ論議されて来ていたが、ようやく過日その第1回のシンポジウムが開催され、各座長並びに参会者各位の御尽力と熱心さによって、活潑な意見の交換が比較的なごやかな雰囲気のうちに行われ、盛会裡に会を終ることが出来、充分にシンポジウムの実を挙げ得たと考えられることは誠に意義深く、その準備の一端を手伝わせて頂いた一人として心から慶ばしく感じている。勿論第1回の事として種々の点でなお考慮しなければならない事や、改めなければならない点も多かったと思うが、先ずはこの様な会合が少なくとも毎年開催され、国際的な会合として発展して行くことが重要なことであろう。幸いに一般討論において来年も続いて第2回のシンポジウムが開催されることに決まり、既にその準備が始められていると聞いている。

第1回のシンポジウムの準備その他の段階における問題点は水科教授において纏められていて付け加えるべきものもないが、シンポジウムをより纏まり良くするために、講演申込みを受けるに際し、幾つかの大きなテーマを予め挙げて、講演を募集し、各セクションの焦点を更にしぼるように考える事、あるいは討論の結果から翌年度迄の宿題研究課題を提出するなど、シンポジウムとしての実を上げる方策も一考されてよいのではないかと思う。なお一般論において水科教授より紹介された様に、講演された研究結果が数多く *International Journal of Heat and Mass Transfer* に投稿され国際的にもシンポジウムの実が挙がることを概誌の編集を手伝っている者として心から望んでいる。

§ 6 伝熱シンポジウムに関する二、三の私見

大阪大学 小笠原 光 信

今回のシンポジウムは真に意義深い催でありました。それだけに今後とも継続し、さらに一層の発展を切望します。

たまたま筆無精、口不調法の私にも編集委員として一文を草する機会が与えられましたので今後のシンポジウムに望む若干の勝手な私見を述べさせていただきます。

要は、シンポジウムと学会講演会との本来の性格の相違をさらに明確化したいということです。そのために質の向上と十分な討論とを望みます。

1. 質の向上：充分前から開催期日を周知させ、そのかわり申し込みには全文または内容が充分わかる程度の摘要を添える。委員会は内容を見たらうえて採否をきめる。すなわち玉石混じりしたとき石を捨てられるようにする。（私のが没になる覚悟で提案）。
2. 討論時間：もっと余裕がほしい。しかし延べ日数は2日が適當。そうすると数を減らさねばならない。そこで今回は7群にわたった領域をもっとせばめ、毎年対象領域をソフトしてゆく。すなわちシンポジウムは毎年開くが、あるテーマが対象になるのは2、3年に1回というようにする。
3. 招待講演：テーマを絞れば各テーマごとに展望的な招待講演をはじめに入れることが考えられる。
4. 討論方法：今回の討論はディテールに関するものより、むしろ本質的なものが増してきた傾向にあり、喜ばしいことである。しかしその場で本質的な討論をすると限られた時間では発散するおそれがある。そこで機械学会同様に、可能な範囲で質問事項を事前に通告し、要領のよい応答を希望する。（もちろん当日の質問も歓迎）。

以上、いずれも実行委員には負担になることばかり勝手に並べましたがこの行事の発展を願う気持から出た私見であります。

§ 7 所 感

九州大学 西 川 兼 康

第一回の日本伝熱シンポジウムが京都で開催され、参加者も200名を越え、なかなかきびしい質疑応答が行われ、盛会裡に終了したことは誠に喜ばしい。このような会合が今後継続して行われ、日本の工学および工業の発展に寄与するのみならず、国際的な学問水準の維持に役立つことを希望してやまない。

シンポジウムの一層の発展を祈って、二・三の私見を述べさせて貰いたい。卒直に言って集まった論文は必ずしも現在の日本の学問水準に達したもののみではなかったように思われる。これは第一回としてはやむをえないことと思われるが、論文の質の向上が今後の問題ではなかるうか。次に連名講演の場合の講演者であるが、討論者の質問に対して十分の応答をなしえず、連名者が補足答弁するのが二三見受けられた。この場合真の補足なら問題はないが、補足答弁の方が適確な場合が多かったように思う。このような場合には連名者の中で最も適確な応答をなしうる者が当然講演を行うべきではあるまいか。そうでないと、講演者自身の答弁の時間は有効でなく、討論を混乱させるおそれがあるように思う。さらに3~4論文を一括して討論する方法がとられたが、この方法は同種類の論文が提出された場合のほかはなかなか討論がやりにくいように思う。もちろん時間の関係上やむをえなかったのであろうが、やはり一講演毎に討論した方が実をあげるのではあるまいか。

大変勝手なことを申し上げたようであるが、機械屋と化学工学屋の問題の取扱い方の差異がよく分かり、お互の長所をみぎわめることが出来たことや、シンポジウムであるがゆえに講演時間も十分あり、真剣な討論が行われたこと、あるいは専門の異なる研究者が伝熱研究という一点を逆して親しくなりえたことなど、従来の講演会にみられなかった雰囲気の中で、十分な成果がえられたことは誠に喜ばしく、このシンポジウムが年々盛になり発展することを祈ってやまない。

§ 8 第一回日本伝熱シンポジウムに参加して

東京大学工学部 内田 秀 雄

日本伝熱研究会が創立されてから僅か三周年目に、このような盛大なシンポジウムが開催されたことは誠に御同慶の至りであると共に、水科教授はじめ準備委員の各位に深い敬意を表します。シンポジウムの開催こそ伝熱研究会のなすべき大きな仕事であると思いますが、研究会幹事会でもその方針を確認し、今後毎年一回行う方針をきめました。40年度は、東京で行う予定ですが、東京大学の甲藤好郎教授を準備委員長にお願いし、その準備を進めることにしました。

シンポジウムの機構については、一人一人違った意見があるのは当然ですが、私の感想を申しのべさせていただくと次のようになります。討論の形がこういうように活潑であることは、予想外でしたが、来年はもっと盛んにしたいと思います。発表希望者が予想以上に多く、時間場所予算の関係で発表数をしぼらなければならなかったのは残念です。特に発表者を限定する為に、若い新進気鋭の人々の発表が除かれ、よく知られた人の発表が残った感じがするのは残念でした。来年は発表者数を増し、自由な気軽な発表を希望したいと思います。

学術会議に燃焼研究連絡委員会がある関係上、来年のシンポジウムは学術会議と何らかの関係をもつて開かれる予定ですが、これについても会員各位の御意見がほしいと思います。

シンポジウム論文の前刷が、この伝熱研究第10号として会員に配布されるようになったのは喜ばしいことと思いますが、何れは、全論文集が伝熱研究会の手で印刷される日が近いことを希望します。

§ 9 40年度シンポジウムの計画

- 名 称 第二回日本伝熱シンポジウム
- 目 的 伝熱工学は非常に多方面の応用対象を有する。それだけにその進歩も多方面からの寄与によってはじめて可能になるもので、一学会、一協会などに局限された範囲では不十分である。この見地より、本シンポジウムは広い専門分野、応用分野に点在する研究者に共通の議論の場を作ることとを目的として始められたものである。昭和39年京都において開催の第一回シンポジウムは予期以上の成果を収めた。今後はこれを次第に拡充し、国際的にも重要なシンポジウムに生長させる目的を有する。
- 日 時 昭和40年5月 (予定)
- 場 所 学士会館(神田一橋) (予定)
- 主 催 日本伝熱研究会
日本学術会議熱焼伝熱研究連絡委員会 伝熱分科会(予定)
- 共 賛 日本機械学会, 化学工学協会, 空気調和・衛生工学会, 日本原子力学会, 航空学会, 日本建築学会など

準備委員長 甲 藤 好 郎(東京大学工学部(予定))

ニ ュ ー ス

1 地方グループ活動

関西研究グループ

日 時 : 昭和39年5月6日(水)午後2時より
会 場 : 京都大学工学部2号館(機械系工学教室)
201講義室(2階北端)

講演題目および講演者

Measurement of Heat and Mass Transfer by Electric Methods

Prof. P. Grassmann

[スイス国立工科大学(E.T.H.)教授, チューリッヒ]

東北研究グループ

日 時 : 昭和39年6月13日(土)
会 場 : 東北大学工学部 精密工学科会議室
講演題目および講演者(敬称略)

- イ) 空気調和工学における最近の話題
高砂熱学工業株式会社 千葉孝男
- ロ) 乾燥時における粒子層内の水分移動
東北大学工学部 大谷茂盛

2 沸騰熱伝達に関する調査研究分科会について

運輸技術研究所 一色尚次

日本機械学会にては、昭和36年4月より、その熱・熱力学部門内に大学、研究所、会社等の委員約30名よりなる「沸騰熱伝達に関する調査研究分科会」を組織し、主として沸騰熱伝達の基礎的事項に関して多くの調査と討論を行なつて来ましたが、本年4月をもって一応の作業を完了し、昭和38年末ごろまでの多くの沸騰理論、実験等に関する資料と、それに対する解説、討論等を系統的に集成した報告書を作成しました。このたび、同報告書は「沸騰熱伝達」(仮題)なる表題にて同学会より単行本(約300ページ、400図、約1500円)として出版されることになり、同書は本年秋には出る予定でありますので、ここにお知らせします。同書は沸騰に関係される研究者、技術者ばかりでなく、広く熱伝達に興味ある方にとって大いに興味あり参考になる書となることを期しています。

会 告

1 日本伝熱研究会第2期総会報告

日 時 昭和39年4月4日(土) 午前10時30分から

場 所 東京大学生産技術研究所 第1会議室

議 事

1. 会長挨拶
2. 副会長挨拶
3. 報告

会員数、個人312名維持会員24社(25口)

第1回伝熱シンポジウムについて

学術会議研究連絡委員会について

研究グループ活動状況

機関誌「伝熱研究連絡委員会について

研究グループ活動状況

機関誌「伝熱研究」発行情報

会計報告

4. 会計監査報告

5. 新役員を選出の結果下記の通り選出された。

会 長 矢 木 栄(東大)

副会長 内 田 秀 雄(東大)

幹 事 佐 藤 俊(京大)岐 美 格(京大)

水 科 篤 郎(京大)小笠原 光 信(阪大)

甲 藤 好 郎(東大)平 田 賢(東大)

柴 山 信 三(早大)福 井 資 夫(東芝)

武 山 斌 郎(東北大)長谷川 修(九大)

青 木 成 文(東工大)原 朝 茂(鉄研)

一 色 尚 次(船研)国 井 大 蔵(東大)

連絡委員 齊藤 武(北大) 武山 斌郎(東北大)
佐藤 俊(京大) 西川 兼康(九大)

6. 新副会長挨拶

日本伝熱研究会会計報告

自昭和38年4月1日 至昭和39年3月31日

科目	摘要	支出	収入	備考
会費	正会員		124,340	
	賛助会員		300,000	
	正会員前受金		2,500	39.40年度会費
雑収入	銀行振替利子		1,330	
	資料代		2,700	
	シンポジウム共催金		30,000	化工協会を含む
	前期繰越		42,473	
資料費	伝熱研究	161,950		69未払, 61,900
通信費	ハガキ切手	75,320		
事業費	合シンポジウム関係費	90,460		
	次期繰越	175,613		
	計	503,343	503,343	

貸借対照表 (昭和39年3月31日現在)

摘要	借方	貸方	備考
現金	49,086		
銀行預金	86,146		
振替預金	40,381		
次期繰越		175,613	
計	175,613	175,613	

支 出 内 訳

科 目	金 額	備 考
資 料 費	161,950	№5 ¥46,250, 英文3,100, №6 ¥33,850, №7 ¥44,050 №8 ¥34,700
通 信 費	75,320	ハガキ ¥22,000, 切手 ¥14,500 資料郵送 ¥38,820
事 務 費	90,460	シンポジウム関係費 ¥70,000, 記念品 ¥4,000 資料運搬 ¥1,255, 謝礼 ¥ 11,000, 議事録印刷費 ¥1,600 封筒 ¥1,800, 振替用紙 ¥400 印刷原紙 ¥445

2 委員会関係

a 第3期第1回幹事会議事録

昭和39年5月11日 午後1時～3時

出席者： 会長 矢木 栄, 内田 秀雄, 甲藤 好郎
国井 大蔵, 平田 賢, 福井 資夫
岐 美 格

議 事：

(a) 事務所変更について報告

東大生研より東京大学工学部機械工学科内に移った。

(b) 会計報告

残金55,000であるので, 39年度会費徴収の必要がある。

(c) 編集委員会委員を次のようにきめた。

委員長 水 科 篤 郎(京 大)

委 員 佐 藤 俊(京 大)

岐 美 格(京 大)

小笠原 光 信(阪 大)

平 田 賢(東 大)

地方委員 斉 藤 武(北 大)

武 山 斌 郎(東北大)

西 川 兼 康(九州大)

計 8 名

(d) 尚学術会議の燃焼研究連絡委員会の英訳は下記の如し。

“National Committee for Combustion and Heat
Transfer”

(e) 来年のシンポジウム

東京にて行うものとし, 甲藤好郎君と委員長として実行委員会
を作って行う。

(f) 地方グループの新設

地方グループの1つとして泉亮太郎氏を中心として東海グループができた。

研究グループを作り一色尚次君とその連絡委員とする。

b 第三期第1回編集委員会

昭和39年5月27日(水)午後5時半～7時

水科委員長, 一色, 内田, 小笠原, 佐藤, 武山, 西川, 平田, 森, 岐美 各委員

(a) 今後の編集方針について

(b) 第10号の編集について

「伝熱研究」投稿規定

1. 本誌は伝熱に関する論文の予報，討論，国の内外の研究・技術の紹介，研究者の紹介，情報，資料，ニュースなどを扱います。
2. 本誌には，日本伝熱研究会の会員の誰もが自由に投稿できます。
3. 投稿原稿の採用・不採用は，編集委員会によって決定されます。
4. 採用の原稿は，場合によって，加筆もしくは短縮を依頼することがあります。
5. 投稿原稿は，採用・不採用の何れの場合でも執筆者に返送されます。
6. 採用された原稿についての原稿料は，当分の間ありません。
7. 原稿用紙は，A・4原稿用紙を使用して下さい。
8. 本誌の仕上りは，当分の間騰写によって行ないますから，図面は現寸大のものを書いて下さい。
9. 原稿の送り先は，下記宛にお願いします。

京都市左京区吉田本町 京都大学工学部原子核工学教室

岐 美 格 （日本伝熱研究会編集委員会）

第一回日本伝熱シンポジウム前刷集

昭和39年5月26～27日

京都市京都会館

講演会当日、字句の訂正、図面の変更、追加などがなされた。質疑などのある方は直接発表者に連絡され度い。

(伝熱研究編集委員)

目 次

〔1〕 対流伝熱

- 1.1 異質流体吹き出し層流境界層の熱伝達 1
小野俊郎, 西脇仁一, 平田 賢
- 1.2 超臨界圧流体の自由対流熱伝達の解析 5
長谷川 修, 吉岡啓介
- 1.3 超臨界圧水の管内乱流熱伝達に関する一考察 9
山泉 清
- 1.4 ゆるく曲がつた円管内の発達した層流熱伝達 13
前川 博
- 1.5 曲円管内強制対流熱伝達に関する研究 (第2報: 乱流域) 17
森 康夫, 中山 恒
- 1.6 軸方向に空気の流れのある同心ギャップでの回転体表面熱伝達率 21
山村龍男, 山崎正悟

〔2〕 非ニュートン流体への伝熱

- 2.1 円管内の非ニュートン流動熱伝達 25
小竹 進, 八田桂三
- 2.2 発熱するスラリの熱伝達の研究 (第5報・円管内乱流) 29
岐美 格, 松本隆一
- 2.3 スラリー、蒸気混合物の垂直上昇流について 33
山崎彌三郎, 斯波正誼, 大久保薫
藤井武紀

〔3〕 沸騰伝熱

- 3.1 ビーカ内の沸騰 37
千葉徳男, 田代久夫
- 3.2 自由対流表面膜沸騰の研究 41
西川兼康, 下村龍太郎, 長友宏人
波多野雅昭

3.3	プール沸騰の熱伝達率について	45
	鳥飼 欣一	
3.4	薄膜内沸騰熱伝達に関する研究(第2報)	49
	青木成文, 高橋忠男, 尾尻洋介	
3.5	二相流内の細線のバーンアウト実験	53
	一色尙次, 堀田秀夫, 和田利政	
3.6	不均質, 水原子炉における過渡的熱伝達	57
	林 重憲, 桜井 彰, 岩住哲朗	
〔4〕 熱伝導度および温度測定		
4.1	多孔質材料の高温熱伝導度測定	61
	石川平七, 田中 甫	
4.2	非定常熱伝導度測定法における端効果	65
	長坂克巳, 杉山幸男, 清水 賢	
4.3	音波および超音波による気体温度測定法(第一報)	69
	山家謙二, 柴田周治	
〔5〕 燃焼および輻射伝熱		
5.1	輝炎ふく射に関する研究	73
	佐藤 俊, 国友 孟	
5.2	赤外線スペクトルによる燃焼の基礎的研究(第1報)	77
	—主として不輝焰のふく射機構—	
	越後 亮三	
5.3	高温気流中における燃料液滴の燃焼	81
	小笠原光信, 佐味弘之	
5.4	熱による気柱の振動の研究	85
	斉藤 孝基	
〔6〕 熱と物質の同時移動		
6.1	減率乾燥過程における熱と物質の同時移動	89
	桐栄良三, 林 信也, 藤谷 義	

6.2	水蒸発をともなう熱移動について	93
	古川 進三	
6.3	流動層内に置かれた単一球の伝熱および物質移動	97
	白井 隆, 吉留 浩, 庄司喜彦	
	田中重之, 北条公三, 吉田俊二	
6.4	減圧時の自己蒸発時間遅れに関する実験研究	101
	小笠原 英雄, 遊佐英雄	

〔7〕 複合伝熱機構

7.1	充填層と管壁間の伝熱	105
	鈴木基之, 大淵国彦, 国井大藏	
7.2	あつみのあるフィン付伝熱面の温度分布と効率	109
	第1報 一枚のフィン付き板および環の場合	
	岡本芳三, 除 正万	
7.3	スチームジャケット液膜型熱交換器の総括伝熱係数	113
	飯島徳治, 葛岡常雄	

1 1 異質流体吹き出し層流境界層の熱伝達

東大・工 小野俊郎*
 東大・工 西脇仁一*
 東大・工 平田賢*

緒言

本報は平板上に形成される層流境界層の中に平板面から一般流と物性の著しく異なる流体を一樣に吹き出した場合の熱伝達に関する研究である。

その主眼は、平板面から流体を吹き出すことにより境界層厚さを増大せしめて表面摩擦抵抗及び熱伝達率を減少せしめる吹き出しの流体力学的な効果の上に、一般流と著しく物性の異なる流体が境界層内に拡散して境界層内部の物性値、特に熱伝導度、比熱、粘性係数、密度著しく変化するために摩擦抵抗、熱伝達率亦更に減少する拡散効果を加えることにある。

尚、吹き出し流体として水素及び炭酸ガスをえらび、これを多孔質平板上を流れる空気の層流境界層の中に吹き出した場合について理論的ならびに実験的に取扱いは一致を見た。

2 理論解析

吹き出しの影響は吹き出し平板面をばさんで一般流及び吹き出し室内に及ぶので取扱いは、板面上に形成される境界層(領域Ⅰ)、板面近傍(領域Ⅱ)、吹き出し室内(領域Ⅲ)の3領域に分け(第1図)、次の仮定に基づいて基本方程式を導びく。

仮定[1]吹き出し平板層流境界層。[2]圧力は一定。[3]水素及び炭酸ガスの空気との混合気体の粘性係数は $\mu = \sum \rho_i C_i$ で近似出来る。比熱及び密度は混合ガスが理想気体状態として $C_p = \sum C_{p_i} C_i$, $\rho = \sum \rho_i C_i$ 。[4]プラントル数は一定で、物性の温度による変化は無視出来る。[5]吹き出し物質は単一成分で一般流中に含まれていない。[6]境界層はあまり厚くない。以上の仮定から基本方程式は運動量、成分質量、エネルギーのバランスについてそれぞれ

$$\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho u^*(1-u^*) dy = \frac{(\rho v)_w}{(\rho u)_\infty} + \frac{\mu_w \left(\frac{du^*}{dy} \right)_w}{(\rho u)_\infty} \quad (1), \quad \frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho u^*(1-w_i^*) dy = \frac{(\rho v)_w}{(\rho u)_\infty} + \frac{\rho_w D \left(\frac{dw_i^*}{dy} \right)_w}{(\rho u)_\infty} \quad (2)$$

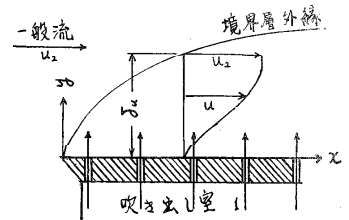
更にレイヌ数を1とすると、 $\frac{d}{dx} \int_0^{\delta} \rho u^*(1-h^*) dy = \frac{(\rho v)_w}{(\rho u)_\infty} + \frac{\mu_w \left(\frac{dh^*}{dy} \right)_w}{(\rho u)_\infty} \quad (3)$

これらの境界条件は

$$y=0; \quad u^*=0, \quad h^*=0, \quad w_i^*=0, \quad ; \quad y=\delta; \\ u^*=1, \quad h^*=1, \quad w_i^*=1, \quad \frac{du^*}{dy}=0, \quad \frac{dh^*}{dy}=0, \quad \frac{dw_i^*}{dy}=0.$$

領域Ⅱではx方向の速度はほとんどゼロであるから

$$\rho v \frac{du^*}{dy} = \frac{d}{dy} (\mu \frac{du^*}{dy}), \quad \rho v \frac{dw_i^*}{dy} = \frac{d}{dy} (\rho D \frac{dw_i^*}{dy}),$$



第1図 理論解析モデル

* 日本機械学会正員

$\rho v \frac{dh^*}{dy} = \frac{d}{dy} \left(\frac{\mu}{\rho} \frac{dh^*}{dy} \right)$. 同様にして領域IIIについては $(\rho v)_i - (\rho v)_w$ (*), $(\rho v)_i = (\rho v w)_i$
 $- \rho v D \left(\frac{dw_i}{dy} \right)_w$ (5), $(\rho v)_i h_i = (\rho v)_w h_w - \frac{\mu_w}{\rho} \left(\frac{dh^*}{dy} \right)_w$ (6)

u^*, w_i^*, h^* の境界層内の分布曲線が吹き出し効果によるS字形を示すことからこれは y^* の3次の多項式

$$\begin{pmatrix} u^* \\ w_i^* \\ h^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_u \\ A_0 \\ A_h \end{pmatrix} y^* + \begin{pmatrix} B_u \\ B_0 \\ B_h \end{pmatrix} y^{*2} + \begin{pmatrix} C_u \\ C_0 \\ C_h \end{pmatrix} y^{*3} \quad (7)$$

で近似して上に設けた境界条件を満足するように係数を決めると、 $A_{u,d,r} = \frac{6}{4 + \Lambda_{u,d,r} + \Gamma_{u,d,r}}$,

$B_{u,d,r} = \frac{3(\Lambda_{u,d,r} + \Gamma_{u,d,r})}{4 + \Lambda_{u,d,r} + \Gamma_{u,d,r}}$, $C_{u,d,r} = \frac{-2(1 + \Lambda_{u,d,r} + \Gamma_{u,d,r})}{4 + \Lambda_{u,d,r} + \Gamma_{u,d,r}}$
 \Rightarrow で Λ は吹き出しの効果を表す項で $\Lambda_u = Re_{s2} \frac{\mu}{\mu_w}$, $\Lambda_0 = Re_{s2} \cdot Sc_2 \frac{\mu}{\mu_w}$, $\Lambda_h = Re_{s2} \cdot \beta \frac{\mu}{\mu_w}$. また Γ は物質拡散による物質変化の効果を示すもので $\Gamma_u = -\frac{dh^*}{dy} \Big|_w \cdot \frac{\mu_w}{\mu}$, $\Gamma_0 = -\frac{dP}{dy} \Big|_w \cdot \frac{\mu_w}{\mu}$. これらすべて壁面での濃度及 v 濃度勾配並に吹き出し量と境界層厚を含むので先づ壁面濃度 w_w 及 v エンタルピ比 h_w^* を求める。

(i) 壁面濃度及 v エンタルピ比

領域IIIの差本式(4),(5)及 v 分布式(7)、更に仮定(3)から

$$Re_{s2} \cdot Sc_2 = \frac{2 - \sqrt{4 - 6 \frac{w_w}{1 - w_w} \left\{ \left(\frac{\rho_0 - \rho}{(\rho - \rho_0) w_w + \rho_0} \right) (1 - w_w) - 1 \right\}}}{\left(\frac{\rho_0 - \rho}{(\rho - \rho_0) w_w + \rho_0} \right) (1 - w_w) - 1}$$

す $w_w = \frac{\frac{2}{3} \varphi_0 + \frac{1}{12} (8 - 5 \frac{\rho_0}{\rho}) \varphi_0^2}{1 + \frac{2}{3} \varphi_0 + \frac{1}{12} (8 - 5 \frac{\rho_0}{\rho}) \varphi_0^2}$ (9)

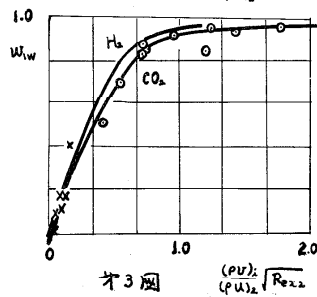
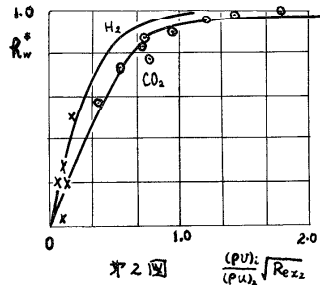
\Rightarrow で $\varphi_0 = Re_{s2} \cdot Sc_2$. また同様にして壁面エンタルピ比を(4),(6)から求めると近似として

$$h_w^* = \left\{ 1 + \frac{1 + (\frac{\mu_w}{\mu} - 1) w_w A_h}{\varphi_0} \right\}^{-1} \quad (10)$$

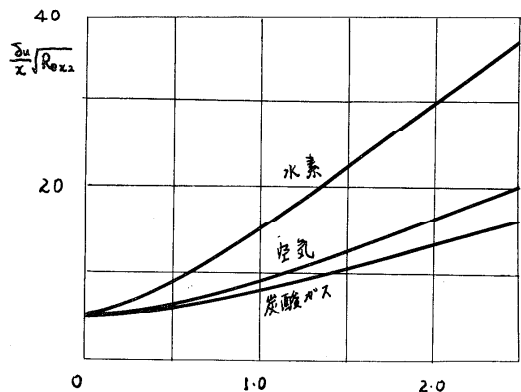
\Rightarrow に $\varphi_0 = Re_{s2} \cdot Pr$ で A_h は β/ρ_0 , μ/μ_2 及 v 濃度エンタルピ両境界層厚の比で表わされる。(9)及(10)を次に求める境界層厚比を用いて吹き出し量に対して図示すると第2,3図になる。

(ii) 境界層の厚さ

領域Iの運動量保存の式(1)の両辺に $\frac{(\rho v)_i}{\rho_0}$ を乗じ仮定(3)を用いて x について一回積分して整理すると



\Rightarrow の近似として $\beta/\rho_0 < \frac{\rho}{5}$ について



第4図 境界層厚と吹き出し量 $\frac{(\rho v)_i}{(\rho w)_i} \sqrt{Re_{s2}}$

$$\int_0^{Re_{x2}} \frac{G_1}{G_2} dRe_{x2} = \left[\frac{(\rho U)_2}{(\rho U)_1} \sqrt{Re_{x2}} \right] \quad (11) \quad \Rightarrow \text{ここで } G_1 \text{ は境界層内の密度分布に基づいた運動量変化分 } (\beta_{R_2} - 1) \cdot Re_{x2} \int_0^1 u^*(1-u^*)^2 dy_u^*$$

$Re_{x2} \int_0^1 u^*(1-u^*) dy_u^*$ の和であり、また G_2 は $1 + Au \cdot \frac{\mu_w}{\mu_2} \cdot \frac{1}{Re_{x2}}$ で表わされる。式(11)より近似解として速度境界層厚さと吹き出し量及び吹き出し流体の粘性との関係は、

$$\left(\frac{\delta_u}{x} \sqrt{Re_{x2}} \right)^2 = (4.64)^2 - \left[\frac{140}{9(\rho^*+1)} \right]^2 \left[\frac{(\rho U)_2}{(\rho U)_1} \sqrt{Re_{x2}} \right]^2 \quad (12) \quad \text{これは吹き出し量の増加に伴って境界層厚さは}$$

増大し、その関係はほぼ直線的になり吹き出し流体と一般流体の密度比が小さい程厚さの増加が緩しい。これを図示すると図4図のようになる。更にこの結果を用いて境界層厚比 δ_u/δ_u 、 δ_u/δ_u を基本方程式(2)及び(3)から求めると近似的に $\delta_u/\delta_u = Sc_2^{-1/2}$ 、 $\delta_u/\delta_u = Pr_2^{-1/2}$ を得る。

(iii) 摩擦係数と熱伝達率

摩擦係数及び熱伝達率をそれぞれ C_f 、 C_h と定義すると $C_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2}(\rho U)_2}$ 、 $C_h = \frac{q_w}{(\rho U)_2 (h_2 - h_w)}$ と

$$\frac{1}{2} C_f \sqrt{Re_{x2}} = \frac{1(\mu_w - 1) \cdot \mu_w + 1}{Re_{x2}} \cdot Au \cdot \left[\frac{(\rho U)_2}{(\rho U)_1} \sqrt{Re_{x2}} \right] \quad (13)$$

$$C_h \sqrt{Re_{x2}} = \frac{1(\mu_w - 1) \cdot \mu_w + 1}{Re_{x2} \cdot Pr} \cdot Au \cdot \left[\frac{(\rho U)_2}{(\rho U)_1} \sqrt{Re_{x2}} \right] \quad (14)$$

3. 実験

一般流の空気と物性と異なる水素及び炭酸ガスの吹き出し実験を下記の手順で取った。

(i) 実験装置及び測定

図5図に示すように吹き出し流体はその供給源ポンプから流量計を通り所定の温度に電気加熱し、予め一杯性を確かめた多孔質の砂板から風洞内の一般流中へ放出される。また一般流の流れに沿った吹き出し平板両端部には、測定部となる中央の部分とは独立な吹き出し室をもっており、吹き出し量の端部効果を避けるようになっている。また水素の場合には下方に吹き出し自然対流の影響を避けた。温度測定は0.04mmφの熱電対、濃度測定は外径0.5mmφの管で抽出しガスクロムにかけ成分分析を行なった。

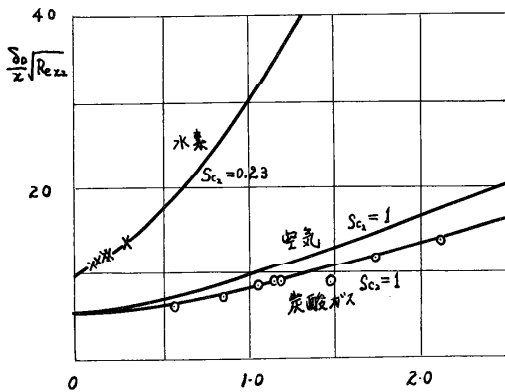


図5図 速度境界層厚比と吹き出し量 $\frac{(\rho U)_2}{(\rho U)_1} \sqrt{Re_{x2}}$

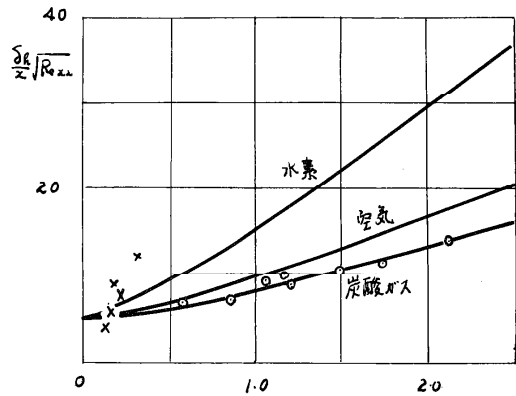


図6図 Re_{x2} の境界層厚と吹き出し量 $\frac{(\rho U)_2}{(\rho U)_1} \sqrt{Re_{x2}}$

(ii) 実験結果の検討

所定の実験条件(第1表)で得られた結果は第2, 3, 5, 6, 7図に示す。水素吹き出しの場合のエンタルピ境界層厚を除けば理論結果とよく合致している。比較のため拡散項Γを無視した場合を破線に示す。

4 結語

一般流々体と物性値の著しく異なる流体を平板面上に形成された層流境界層内に一杯に吹き出した場合について理論的並びに実験的に板表面摩擦及び表面熱伝達率が著しく変化することを明らかにした。

6 記号

A, B, C 分布曲線係数

G 定圧比熱

D 拡散係数

h エンタルピ

h_c 熱伝導率

Pr プラントル数

δ 単位時間面積当り熱流

Re_c レイノルズ数

Sc ヌムボット数

u y方向速度成分 (添字)

v x方向速度成分

w 質量分率濃度

x 平板に沿って先端からの距離

y 平板からの距離

ρ 密度

μ 粘性係数

τ 摩擦力

Re₀₂ = $\frac{(\rho U)_0 \delta}{\mu_2}$

D 拡散

h エンタルピ

i 吹き出し量

j 物質種類

* 無次元

y* = y/δ

u* = u/u₂

h* = (h - h_w) / (h₂ - h_w)

w_j* = (w_j - w_{jw}) / (w_{j2} - w_{jw})

h_w* = (h_w - h₂) / (h₁ - h₂)

u 速度

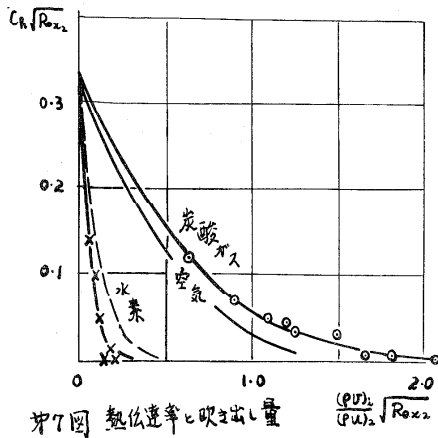
w 壁面

x 平板上先端からの距離

δ 境界層厚

1 吹き出し流体

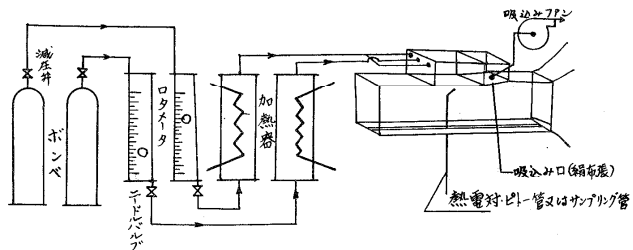
2 一般流



第7図 熱伝達率と吹き出し量

第1表 実験条件

吹き出し流体	CO ₂	H ₂
一般流々速%	6.2	3.9
" 温度℃	14.2 ~ 26.3	
吹き出し室温度℃	18.4 ~ 39.0	
吹き出し流量 kg/s	{ 0.18 0.09	{ 0.006 0.012 0.018 0.025
前縁からの距離 x mm	{ 15 20 25 30	{ 10 20 30
記号	○	×
理論値は実験破線に示すし破線は拡散項Γを無視した場合。		



第8図 実験装置略図

1-2 超臨界圧流体の自由対流熱伝達の解析

九州大学 工学部 [○]長谷川 修*
 “ “ 吉岡 啓介*

1. はしがき

超臨界圧流体の熱伝達を取り扱う場合に、その領域で物性値の温度依存性が顕著で、とくに定圧比熱については擬臨界点の両側で、その温度依存性が正から負に逆転するよう激しい変化を示していることが、その解析を困難にしている。さき超臨界域における物性値を、近似的にエンタルピーの指数関数として整理して、速度とエンタルピーを独立変数としてあつくり、物性がエンタルピーにより変らな場合の解を模倣し、擬臨界点の両側に範囲がおよぶ場合には、物性値のエンタルピー指数の異なる場合を接続する方法による、垂直平板自由対流熱伝達の解析方法を述べた^[1]。本報ではこの方法を用いて、85, 90, 95, 100 atm の炭酸ガスと 230, 235, 240, 250, 275, 300 atm の水について解析を行なった結果を報告する。

2. 解析方法 (詳細は前報[1]参照)

垂直平板自由対流において、 x : 下端からの垂直方向の距離、 y : 壁からの水平方向の距離、 u, v : それぞれ x, y 方向の速度、 g : 重力の加速度、 ρ : 比重量、 μ : 粘性係数、 ν : 動粘性係数、 λ : 熱伝導率、 C_p : 定圧比熱、 i : エンタルピー、 t : 温度で、添数は w : 壁、 b : 壁から分離した点、 p : 擬臨界点の状態をあらわすとする、その基礎式は(1)式のように書ける。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0 \\ \rho(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}) &= -g(\rho - \rho_b) + \frac{\partial}{\partial y}(\mu \frac{\partial u}{\partial y}) \\ \rho(u \frac{\partial i}{\partial x} + v \frac{\partial i}{\partial y}) &= \frac{\partial}{\partial y}(\frac{\lambda}{C_p} \frac{\partial i}{\partial y}) \end{aligned} \right\} \dots (1)$$

ここで i は適當な基準値をえらんで、いま問題にする範囲で $\rho/\rho_p = (i/i_p)^{-1} = h^{-1}$ で近似できるように決められている。そのとき $\mu/\mu_p = h^{m_1}$, $(\lambda/C_p)/(\lambda/C_p)_p = h^{n_2}$ ($j=1, 2$ で $j=1$ は $i \geq i_p$ の範囲、 $j=2$ は $i \leq i_p$ の範囲を示すものとする。) の関係が成立し、この関係を(1)式に導入すると、あとの2つの式は(2)式のようになる。[⊕]

$$\left. \begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} &= \nu_p h \frac{\partial}{\partial y} (h^{m_1} \frac{\partial u}{\partial y}) + g \frac{h - h_b}{h_b} \\ u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} &= (\frac{\lambda}{\rho C_p})_p h \frac{\partial}{\partial y} (h^{n_2} \frac{\partial h}{\partial y}) \end{aligned} \right\} \dots (2)$$

これは(3)式のように変換を行なえば、(4)式になる。

$$\left. \begin{aligned} u &= h \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad v = -h \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad C = \left[\frac{g(h_w - h_b)}{4\nu_p^2 h_b} \right]^{1/4} \\ \eta &= C x^{-1/4} y, \quad \psi(x, y) = 4\nu_p C x^{3/4} f(\eta) \\ h(x, y) &= h(\eta), \quad H = \frac{h - h_b}{h_w - h_b} \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

⊕ これは h を比容積とすると、 $dh/di = \text{const.}(C)$ の関係が近似的に成立し、 $\nu/\nu_p = h$ とし、 $\mu/\mu_p = h^{m_1}$, $(\lambda/C_p)/(\lambda/C_p)_p = h^{n_2}$ の関係が成立すれば、(2)式が導き出される。またこのことは熱膨脹係数 β を $e = C_p (\frac{1}{h} \frac{dh}{di}) = C' \frac{C_p}{h}$ で近似したことにともなっている。

* 日本機械学会正員

$$3(-h'f' - hf'')fh + 2f'^2h^2 = H + m_j h^{m_j} k'^2 f' + (m_j + 2) h^{m_j + 1} k'' f'' + h^{m_j + 1} k' f' + h^{m_j + 2} f'''' \\ h^{m_j} k'' + n_j h^{n_j - 1} h'^2 + 3Pr_p f h' = 0 \quad \dots (4)$$

ここで Pr は プラントル数で、境界条件はつきのように書ける。

$$\eta = 0 \text{ で } f = f' = 0, H = 1, (h = h_w) ; \quad \eta = \infty \text{ で } f' = 0, H = 0, (h = h_b) \\ \varepsilon_1 = \frac{h_w - h_p}{h_p} = h_w - 1, \quad \varepsilon_2 = \frac{h_b - h_p}{h_p} = 1 - h_b, \quad \text{したがって } \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = h_w - h_b = \varepsilon \quad \text{として、} f, H \text{ を} \\ \varepsilon \text{ を振動パラメータとして、そのべき級数に展開すると、} f = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^k f_{kl} \varepsilon_1^{k-l} \varepsilon_2^l, \\ H = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^k H_{kl} \varepsilon_1^{k-l} \varepsilon_2^l \quad \text{と書けるので、振動の1次の項までを問題にすれば、つき} \text{の形} \\ \text{になる。} \quad f_j = f_0 + f_{1j} \varepsilon_1 + f_{2j} \varepsilon_2, \quad H_j = H_0 + H_{1j} \varepsilon_1 + H_{2j} \varepsilon_2 \quad \dots (5)$$

ここで $j = 1$ 或 2 で、 $j = 1$ は $i \geq i_p$ の領域で、 $j = 2$ は $i \leq i_p$ の領域での
それそれの値である。(5) 式の関係を (4) 式に代入すれば、 $f_0, H_0 ; f_{1j}, H_{1j}$
(j and $g = 1$ or 2) はそれそれ (6) 式および (7 $_{g,j}$) 式を解けば求められることになる。ま
た境界条件は (8) 式のようになり、 $2p$ と次めの条件は (9) 式で与えられる。

$$f_0'''' + 3f_0 f_0'' - 2f_0'^2 + H_0 = 0, \quad H_0'' + 3Pr_p f_0 H_0' = 0 \quad \dots (6)$$

$$f_{1j}'''' + 3f_0 f_{1j}'' - 4f_0' f_{1j}' + 3f_0' f_{1j} + H_{1j} = (G_1) \{ (m_j + 2) H_0 - 2m_j f_0'^2 + 3m_j f_0 f_0' \} - H_0' \{ (m_j + 2) f_0'' - (Pr_p - 1) f_0' f_0' \} \\ H_{1j}'' + 3Pr_p f_0 H_{1j}' + 3Pr_p f_{1j} H_0' + n_j H_0' \{ H_0' - 3Pr_p f_0 (G_1)_0 \} = 0 \quad \dots (7_{g,j}) \\ (G_1)_0 \text{ は } (G_1)_0 = H_0 \text{ また } (G_2)_0 = -(1 - H_0)$$

$$\eta = 0 \text{ で } f_{1j} = f_{2j} = H_{1j} = 0 ; \quad \eta = \infty \text{ で } f_{2j} = H_{2j} = 0 ; \\ \eta = 2p \text{ で } f_{g1} = f_{g2}, f_{g1}' = f_{g2}', f_{g1}'' = f_{g2}'', H_{g1} = H_{g2}, H_{g1}' = H_{g2}' \quad \dots (8)$$

$$\eta = 2p \text{ で } \varepsilon_2 / (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) = H(2p) = H_0(2p) + H_{1j}(2p) \varepsilon_1 + H_{2j}(2p) \varepsilon_2 \quad \dots (9)$$

すなわち $2p$ を与えて、(8) の条件を満足するように (7 $_{g,j}$) 式を解けば良く、これは7
元1次の連立方程式を解くことに帰せられる。一方 (9) 式の関係より $2p$ に対して、 ε_1
と ε_2 との関係が求まることになる。

3. 計算結果

計算は炭酸ガスおよび水
について行ない、圧力およ
びその場合の擬臨界臭り物
性値、その h の指数関数で
近似した場合の指数の値、
適用範囲などを表1に示
す。この場合にもとになる
超臨界域における物性値に
ついては確立した値が不足
しているが、本報告に使用
した値は、比熱については
水では ρ のたらの測定値
により、炭酸ガスでは $Michels$
の圧力、比容積、温度のデ

		CO ₂ (P _c =75.27 ata, t _c =31.04 °C) ρ _c =467 kg/m ³				H ₂ O (P _c =225.63 ata, t _c =374.15 °C) ρ _c =313 kg/m ³				
p	ata	100	90	85	80	300	275	250	240	230
π	換算圧力	1.34	1.19	1.13	1.055	1.33	1.22	1.11	1.065	1.02
t _p	°C	44.72	39.52	36.45	33.72	400.15	391.79	382.98	379.44	375.85
i _p	kcal/kg	36.35	29.74	27.68	21.05	156.0	153.6	142.0	135.8	142.9
ρ _p	kg/m ³	465	463	466	467	323.0	329.9	319.0	311.0	307.0
λ _p	kcal/mh°C	0.0463	0.0464	0.0462	0.0463	0.193	0.193	0.192	0.194	0.191
(C _p) _p	kcal/kg°C	2.06	3.25	4.57	8.53	6.87	10.22	21.2	37.0	123.9
μ _p	kg/mh	0.1255	0.1216	0.1206	0.1195	0.1595	0.1584	0.1573	0.1510	0.1503
(Pr) _p	—	5.5	8.5	11.9	22.0	5.7	8.4	17.4	28.8	97.6
A _s	(kcal/m ³ h) ^{1/4}	214	215	216	217	654	655	654	659	656
h ₁	C _p の指数	-2.56	-2.68	-2.73	-4.37	-1.6	-2.1	-3.3	-4.12	-6.55
h ₂	C _p の指数	1.43	1.72	2.41	3.88	1.1	1.6	2.8	3.9	6.3
m ₁	μの指数	-1.0	-1.0	-1.0	-1.0	-0.55	-0.55	-0.55	-0.55	-0.55
m ₂	μの指数	-1.0	-1.0	-1.0	-1.0	-0.55	-0.55	-0.55	-0.55	-0.55
n ₁	λの指数	1.72	1.84	1.89	3.53	0.8	1.4	2.5	3.28	5.71
n ₂	C _p の指数	-2.16	-2.45	-3.14	-4.61	-1.8	-2.3	-3.5	-4.6	-7.0
E ₁	適用範囲	0.363	0.414	0.424	0.470	0.360	0.404	0.510	0.519	0.39
t _w	°C	54	46	41	37	410	400	388	384	378
E ₂	適用範囲	0.434	0.398	0.405	0.460	0.355	0.361	0.408	0.406	0.423
t _b	°C	34	34	32	31	390	380	377	375	374

一から計算して求めた。その他の物性値については多くのデータを参照して決定した。その結果は μ , λ は圧力におよぼわらず、 ρ , ν の関数としてあらわせるものとした。

表1の結果を用いて、各場合について、 $f_0, H_0; f_{ij}, H_{ij}$ を求めれば、速度およびエンタルピ分布が(10), (11)式で与えられる。また H_{ij} が求まれば、熱負荷が(12)式で計算できる。(エンタルピから換算すれば温度分布も書ける。)

$$u \left[2(gx \frac{h_w - h_b}{k_b})^{1/2} \right] = (Re)_p \left[2(Gm)_p^{1/2} \right] = h'_{ij} = f'_0 + (H_0 f'_0 + f'_{ij}) E_1 + \{ (H_0 - 1) f'_0 + f'_{2j} \} E_2 \quad \text{---(10)}$$

$$H_{ij} = H_0 + H_{ij} E_1 + H_{2j} E_2 \quad \text{---(11)}$$

$$f_0 = - \left(\frac{\lambda}{C_p} \right)_w H'_1(0) \left\{ \frac{g}{4\rho^2 x} \frac{h_w - h_b}{k_b} \right\}^{1/4} (i_w - i_b) = - \left(\frac{\lambda}{C_p} \right)_w \frac{i_w - i_b}{x} \left\{ \frac{(Gm)_p}{4} \right\}^{1/4} H'_1(0) \quad \text{---(12)}$$

ここで $Re = \frac{u x}{\nu}$ (レイノルズ数); $Gm = \frac{g x^3}{\nu^2} \frac{h_w - h_b}{k_b}$ (修正グラスホフ数) また $Nm = \frac{g}{\lambda_w - \lambda_b} \frac{x}{(\lambda C_p)}$

(修正ヌセルト数) と定義し、その添数 w, p, b はそれぞれその中に含む物性値 $\nu, \lambda, (\lambda C_p)$ に対して壁温、擬臨界温度および壁から十分離れた温度での値を用いるものとする。すなわち(12)式は(13)式のようになり、また摂動の取りあつかいを考慮して、

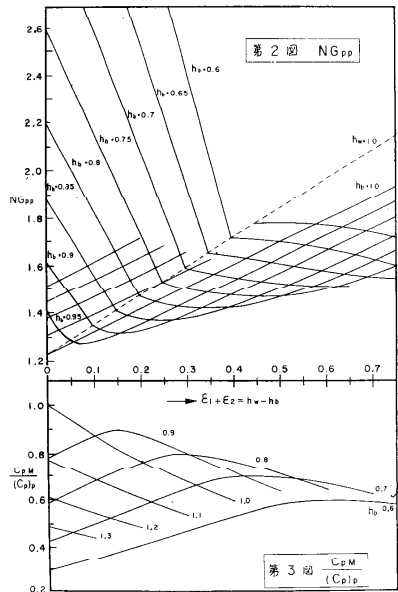
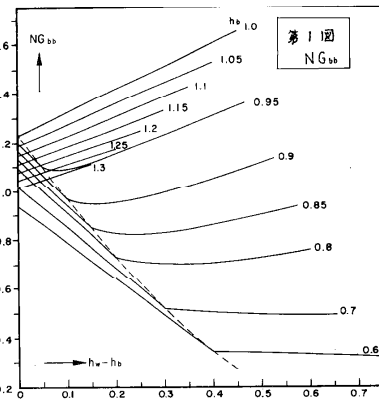
$$(Nm)_w \left\{ \frac{(Gm)_p}{4} \right\}^{1/4} = -H'_1(0) = -\{ H'_0(0) + H'_{11}(0) E_1 + H'_{21}(0) E_2 \} \equiv NG_{wp} \quad \text{---(13)}$$

$$\text{よ} \text{に} \text{書} \text{け} \text{る} . \quad (Nm)_p \left\{ \frac{(Gm)_p}{4} \right\}^{1/4} = -H'_1(0) - N_1 H'_0(0) E_1 = NG_{wp} - N_1 H'_0(0) E_1 \equiv NG_{pp} \quad \text{---(14)}$$

$$(Nm)_b \left\{ \frac{(Gm)_p}{4} \right\}^{1/4} = NG_{pp} \cdot h_b^{-N_2 + \frac{1+M_2}{2}} \equiv NG_{bb} \quad \text{---(15)}$$

この NG_{bb}, NG_{pp} の値を CO_2 の 85 atn について例示すれば、表1図、2図に示すようになる。なお図中には壁温 t_w が t_p より低い場合、または t_b が t_p よりも高い場合も合わせて記入してある。これらの場合には、たとえば $E_1 = 0$ 、すなわち t_w が t_p に等しいときの結果を、 t_b における $(Pr)_b$ に相当する物性一定の解を摂動した場合の形式の解に書き改めたため、この式で t_b で t_w が t_p 以下の場合の値を計算した。^{††} Fritsch

ら水について定圧比熱 C_p と熱膨張係数 β との近似関係式 $C_p = 0.2079\beta t + 1$ を用いて、 λ, μ の変化を無視した数例の解析を行っているがその場合の NG_{bb} ^{†††} について、 $t_b = t_p$



[†] 先の報告では、摂動のもとになる物性の異と、擬臨界異とは別個のものとして解析したが、本報では繁雑さをさけるため、両者を一致させ、 t_p の物性での、物性一定の解を摂動する場合を一般論とした。したがってこの異については前報を参照された。

^{††} Fritsch はグラスホフ数を $\frac{g x^3}{\nu^2} \rho_b (\rho_b - \rho_w)$ と定義しているため、いまの $(Gm)_b = \frac{g x^3}{\nu^2} \frac{\rho_w^2}{\rho_b} (\rho_b - \rho_w)$ と若干ちがっている。

ときが一番大きいことを示しており、これは才1図の結果と良く一致する。

熱伝達係数 $\alpha = \frac{8}{\lambda} (t_w - t_b)$ について、さらに検討するため(14)式を変更すると、

$$\beta = \left[\left(\frac{8}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{p_p}{t_p} \right)^2 \lambda_p \right] \frac{1}{(C_p)_p} \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2} \right)^4 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \cdot \text{NG}_{pp} \quad \text{----- (16)}$$

$$\alpha = \left[\left(\frac{8}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{p_p}{t_p} \right)^2 \lambda_p \right] \frac{1}{(C_p)_p} \frac{t_w - t_b}{t_w - t_b} \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2} \right)^4 \cdot \text{NG}_{pp} = A \frac{C_{PM}}{(C_p)_p} \cdot \bar{\psi} \cdot \text{NG}_{pp} \quad \text{---- (17)}$$

ここで $A = \left[\left(\frac{8}{\lambda} \right)^4 \left(\frac{p_p}{t_p} \right)^2 \lambda_p \right]$, $C_{PM} = \frac{t_w - t_b}{t_w - t_b}$, $\bar{\psi} = \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2} \right)^4$ である。このうち A について考えると、これはある圧力についてはもちろん一定数であるが、圧力を変化した場合にも、才1表に示すようにある物性についてはほぼ一定の値と考えられる。これは λ, μ が h と p の関数であるから、考えうる範囲で t_p の変化は小さく、また p_p がほぼ臨界比重量 p_c と一致するに帰因している。つきに C_{PM} は t_b から t_w までの平均比熱に相当するもので、この値は $C_p = (C_p)_p h^{k_j}$ の関係を用いるれば、一般に

$$\frac{C_{PM}}{(C_p)_p} = (h_w - h_b) \left[\frac{h_w^{1-k_j} - 1}{1 - k_j} - \frac{h_b^{1-k_j} - 1}{1 - k_j} \right] = \frac{h_w - h_b}{\psi(h_w) - \psi(h_b)}, \quad \psi(h) = \frac{h^{1-k_j} - 1}{1 - k_j} \quad \text{---- (18)}$$

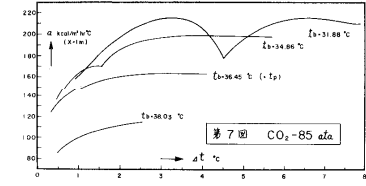
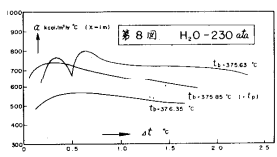
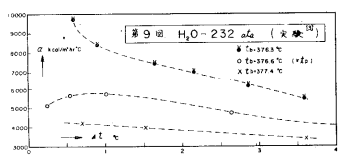
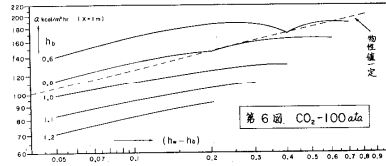
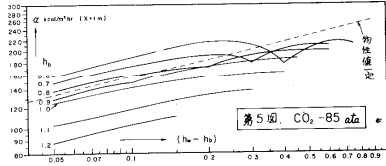
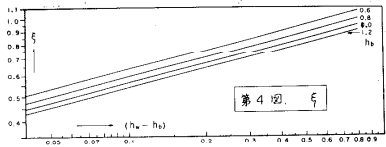
この値の変化を才3図に示す。最後は $\bar{\psi} = \left(\frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{1 - \varepsilon_2} \right)^4$ の値であるが、 t_b を定めれば $(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)^4$ に比例し、 h_b を変えた場合の変化もさほど大きくなく、才4図のようである。これらの総合としての α の変化を示せば才5図のようである。 α は高さ z の所の局所値) 図中には英線で記入したものは擬臨界点の物性値を用いて、物性一定とした場合である。結果は t_w, t_b ともに t_p 以下の場合には物性の変る影響が有利に作用している。

しかし t_w が t_p に近づく α は悪くなり、 t_w が t_p を越すと α は若干回復し、 $t_w = t_p$ での局所的な劣化を示している。この凹みはこの方法のもつ t_p 近傍での C_p の変化の過大近似の欠点のため、大きく出過ぎてはいるかも知れない。 t_b が t_p を越すと α は悪くなる。これらの結果は水平細線による実験結果とも定性的には一致する。^[1] 才6図は CO_2 で 100 ata、

また才7図、8図は CO_2 の 85 ata と H_2O の 230 ata の α の計算結果を示す。圧力など変つてもその一般的傾向は一致している。紙数の関係で詳細は講演当日に述べるが、Fritsch^[3] は水の垂直円板で実験を行つており、その結果は才9図のようである。

謝辞：本研究は原稿論文(日本機械学会論文集、第20巻、96号)におう所が多い。また本研究は九州大学での擬臨界面積体の熱伝達の研究の一環として行ない、東洋レーヨンの研究助成および文部省の総合研究(5016)におうもので、山縣、西川教授をはじめとする研究グループ各位から意見および実験データをいただいた。ここに謝意を表す次第である。

文献 [1] 長谷川、調：日本機械学会才714回講演会前刷集(1963-11)、P. 21。
 [2] Fritsch, C.A. & Grosh, R.J.; International Developments in Heat Transfer, (1961), 2100
 [3] Fritsch, C.A. & Grosh, R.J.; Journal of Heat Transfer, (1963-11), P. 259.



1-3 超臨界圧水の管内乱流熱伝達に関する一考察

九州大学 山縣 清*

1. 緒言

超臨界圧水の管内における発達せる乱流熱伝達の問題を、純解析的に始めてとりあげたのは Deissler であろう。独自の変物性乱流熱伝達の理論を適用したものであるが、計算結果を統合して法則化することに成功していないのみならず、その熱伝達係数は、壁温が擬臨界温度以上の範囲においては、実験値よりも著しく低い値を与えている。時を同じくして、Goldmann もこの理論の改善を企てているが、その結果にも同じような欠陥がある。最近の Hsu-Smith の研究も、類似の思想にたう、自由対流の影響を考慮に入れようとしたものであるが、多くを加えてはいない。このように、正統的な解析手法は一つの壁につきあつたつていのように思える。

以上の期間を通じて、Goldmann は、超臨界伝熱の機構に関連して、ボイリング類似現象の存在を執拗に主張しつづけ、そういつてもよいだらうという意味での支持を増しつつあるようではあるが、量的なものはなにひとつうまれていないといつてよい。

別の行き方として、実験結果を表現する整理式を求めることに主眼をおいた研究が並進しつつあるのは当然というべきであらう。Styrikowitch や Petukhov らのものなどがそうであるが、九大の実験結果に照して細かく検討することにより、その適用性や法則性において、それらが満足できるものでないことは、われわれを代表して昨年の秋藤井が講演した通りである。

このようにみえてくると、いまや別の角度から実験を検討し、現象に即したまとめ方の模索を試みてよいときにあるようにも思える。この小論はそのような試みの一つである。

2. 考え方の基本

管内乱流の伝熱理論としては、最も古典的な Prandtl までさかのぼる。したがつて断面の流れは、層流底層と乱流域との二つからなるとする。それらは互に物性値を異にしてをり、両者間における運動量およびエンタルピの交換には、その影響が重要である。しかし、これら両域それぞれは均等な平均物性をもつていとして、取扱いの単純化をはかる。さらに断面内の密度差が大きくなると、底層のあちこちがスポット状に離脱し、その壁面は瞬間的に露出して乱流に洗われるようになると考えるのである。

3. 式の誘導

管の内表面積を A_w とし、時間的に平均して、そのうちの $(1-X)$ 部分は層流層でおおわれているが、残りの X 部分は層流層を欠き、均一な速度 u_b をもつ乱流域に露出

* 日本機械学会正員

しているものとする。いま、乱流域から壁面に向つてその単位面積当り単位時間に衝突してくる乱れ流体の重量を G' とし、層流層または壁面に接觸した瞬間におけるエンタルピおよび運動量の交換は完全であると仮定すれば、まず、壁面における平均熱流密度は

$$q_w = G' [x(i_w - i_b) + (1-x)(i_s - i_b)] \quad (1)$$

となる。ここに i は超臨界圧水のエンタルピであつて、多くの場合のように、それを定圧比熱と温度との積として書くわけにはいかない。上式における添字の w , b および s は、それぞれ壁面、バルク、および層流底層の内表面における状態をあらわす。

(1) 式から、つぎのような熱伝達係数の式がえられる。

$$\alpha \equiv \frac{q_w}{T_w - T_b} = G' \frac{i_s - i_b + x(i_w - i_s)}{T_w - T_b} \quad \text{-----} (2)$$

つぎに軸速度を u とし、上と同じような意味に添字を用いれば、上と同じ現象によつて、同時につぎのような平均剪断応力が壁面にあらわれる(ただし $\tau_w = \tau_w$ と仮定)。

$$\tau_w = \frac{G'}{g} [x u_b + (1-x)(u_b - u_s)] \quad \text{-----} (3)$$

このような仮想的な流れにおける抵抗係数を f とし、つぎのようにおかれるものとする。

$$\tau_w \equiv \frac{f}{8} \frac{\delta_s}{g} u_b^2 \quad \text{-----} (4)$$

ここに δ_s はさきの s 面における流体の比重量であつて、ここを準據状態に採用しようとしているのである。これからさき一貫して万事この立場をとる。例えば、あとでわかるように、層流底層内の物性は T_b における値をとるとするの類である。もちろん偏り過ぎていて、それ自体としては適切を欠くけれども、總括しての精度を考へて簡略化をはかつたもので、補正は別途に考へようという態度である。

(3) および (4) 式から τ_w を消去し、その G' を (2) 式に代入して式の形を整えるとつぎのようになる。

$$\frac{\alpha D}{\lambda_s} = \frac{f}{8} \frac{Re_s Pr'_s}{1 - \varphi + x \varphi} \frac{T_s - T_b}{T_w - T_b} \xi \quad \text{-----} (5)$$

ここに

$$\varphi \equiv \frac{u_s}{u_b} \quad \text{-----} (6)$$

$$Re_s \equiv \frac{u_b D}{\nu_s} = \frac{G D}{g \mu_s} \frac{\delta_s}{\delta_b} \quad \text{-----} (7)$$

$$Pr'_s \equiv Pr_s \frac{i_s - i_b}{C_p (T_s - T_b)} \quad \text{-----} (8)$$

$$\xi \equiv 1 + x \frac{i_w - i_s}{i_s - i_b} \quad \text{-----} (9)$$

ただし D = 管の内径, μ = 粘性係数, ν = 動粘性係数, C_p = 定圧比熱, G = 重量速度, Pr = プラントル数 である。

つぎに、(3) および (4) 式から τ_w を消去した式における f と、その式で $x=0$ と

おいたときの f を f_0 と書き, この f_0 には Blasius の式を用いると,

$$\frac{f}{8} = \frac{f_0}{8} \frac{1-\varphi + \alpha\varphi}{1-\varphi} = 0.04 Re_s^{-\frac{1}{4}} \frac{1-\varphi + \alpha\varphi}{1-\varphi} \quad (10)$$

最後に T_s を与える式が必要である。それは $\alpha=0$ のところにおける値であつて, そこでは近似的に

$$q_{w0} = \lambda_s (T_w - T_s) / \delta, \quad \tau_{w0} = \mu_s u_s / \delta \quad (11)$$

が成立するから, これら両辺から層流層の厚さ δ を消去すれば

$$q_{w0} = \tau_{w0} \frac{\lambda_s (T_w - T_s)}{\mu_s u_s} \quad (12)$$

となる。一方(1)および(3)式において $\alpha=0$ とおいたうえで G' を消去すれば

$$q_{w0} = \tau_{w0} g \frac{i_s - i_b}{u_k - u_c} \quad (13)$$

となる。これら二つの式から q_{w0} / τ_{w0} を消去し, 適当に変形することにより, 結局つぎの関係がえられる。

$$\frac{T_s - T_b}{T_w - T_b} = \frac{1 - \varphi}{1 + \varphi (Pr'_s - 1)} \quad (14)$$

(10) および (14) 式を (5) 式に代入することにより, 次式がえられる。

$$\frac{\alpha D}{\lambda_s} = \frac{0.04 Re_s^{\frac{3}{4}} Pr'_s}{1 + \varphi (Pr'_s - 1)} \xi \quad (15)$$

最後に到達したこの式は, 二三の興味ある事柄を示しているように思える。まず Pr'_s なる量であるが, これは T_b から T_s までの間の C_p の変化を加味したプラントル数と考へてもよい無次元量である。この中には, Petukhov らが用いている無次元量の一つ $(i_w - i_b) / C_{pb} (T_w - T_b)$ とよく似たものが含まれている。なお Hsu は, この Petukhov らの論文の討論において, この量はボイリングにおける有力な無次元量の一つと全く同性質のものであり, この量をとりにれたことが彼等の整理法が成功した主原因であろうと述べていることを附言しておく。

つぎには ξ なる量についてである。その内容は(9)式のようなもので, α とあるあいまいな量が含まれていて, 実際計算に当つては新しい障害に当面するのであるが, それはしばらくおくとして, (15)式における ξ を形式的に観察すれば, あたかも摩擦損失の増加率のようになっており, 現象的にも理解できないことではない。

そこで問題は ξ をいかにして決定するかどうかである。筆者は手元にある実験結果に基づいてその法則性を探求することを試みた。そのためには, まだ(15)式における φ の式が決定していない。筆者は Pr の範囲を考慮して, von Kármán の式に相当するものを用いることとした。

$$\varphi = \frac{u_s}{u_b} = A Re_s^{-\frac{1}{2}}, \quad A = 1 + \frac{\ln [1 + \frac{5}{6} (Pr_s - 1)]}{Pr_s - 1} \quad (6a)$$

実験は 250 kg/cm^2 , $D = 7.5 \text{ mm}$ の水平管で q_w 一定の加熱である。計算の一例

を示せば、
 $q_{w} = 69.8 \times 10^4 \text{ kcal/m}^2\text{h}$,
 $G = 1858 \text{ kg/m}^2\text{s}$,
 $T_w = 396.9^\circ\text{C}$,
 $T_b = 375.6^\circ\text{C}$,
 $\alpha = 3.28 \times 10^4 \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C}$,
 というのがある。(8),
 (6a)式を用いて(14)
 式を満足する T_s をさ
 がして $T_s = 382.45^\circ$
 をえ、ついで $\xi = 1.11$,
 $x = 0.065$ とでた。
 同様の計算を幾つかの
 データについて行ない、
 整理法をいろいろ検討
 した結果、直接 ξ をつ
 ぎのような簡単な形に
 おくことによつて、か
 なりよい近似がえられ
 ることがわかつた。

$$\xi = \left(\frac{T_b}{T_s}\right)^{\frac{1}{3}} \text{----- (16)}$$

図1, 2はこの式で計算したも
 のである。

4. 結 語

(1) かなり明るい見通しがえら
 れた, (2) 細かくみると、擬臨界
 温度 T_m が $T_b < T_m < T_w$ のとき
 は多少まとまりが悪い, (3) (16)
 式の関数形は管の傾斜にも関係す
 るはずであり、将来変改する必要
 が起るであろう, (4) T_s の代り
 に直接 T_w が使える式にする必要
 がある, (5) 伝熱物性とくに粘性
 係数と熱伝導係数の値が早急に確
 定されることが極めて望ましい。

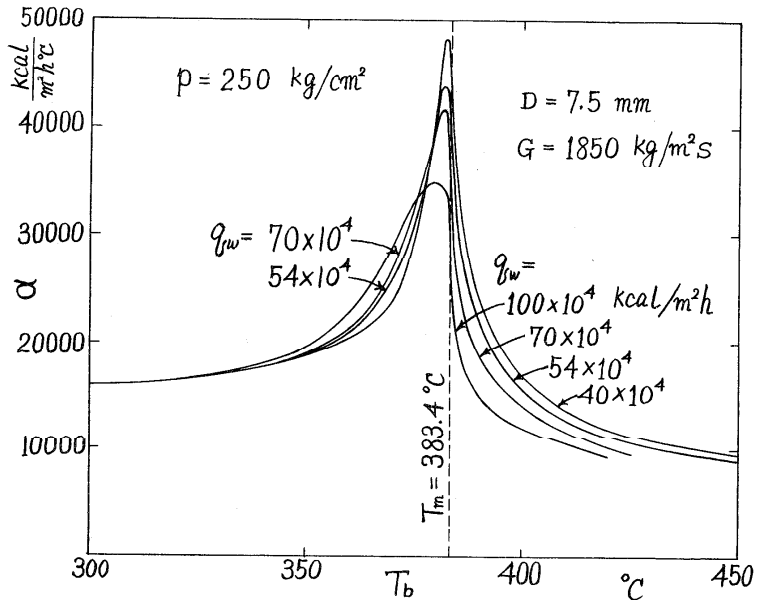


図1. 計算結果

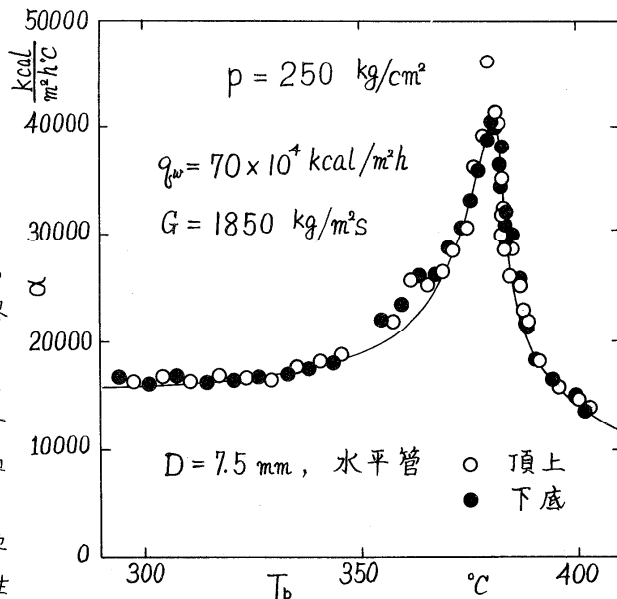


図2. 計算結果と実験結果との比較例

1-4 ゆるく曲がった円管内の発達した層流熱伝達

新潟大 エ 前川 博*

1 まえがき

曲管内の強制対流層流熱伝達を、真直管内のそれに対して、特徴づける事項として、

- 1) 流路の曲りによる幾何学的形状の影響および
- 2) 2次流による対流熱伝達の効果

があげられる。これらのうち、前者の影響は、通常の曲管内の層流の相似則がDean 数だけに依ることからも推察されるように、曲りの曲率が減少すると、もに急速に消失してゆくものと考えられる。一方後者の効果は、それが管断面を横切る旋回流によるものであるから、熱伝達には重要な意義をもっており、容易にその影響を無視できないと考えられるのが自然であろう。

ここでは幾何学的効果を無視できる程度にゆるやかに曲がった円管内の、発達した強制対流層流熱伝達に及ぼす2次流の影響をみるために

- 1) 管壁での熱流束が一様の場合および
- 2) 管壁の温度が一様の場合

について解析した結果を報告する。

2 エネルギー式

管の中心軸の曲率半径がR、内径が2rの曲がった円管において、通常の内筒座標系を拡張して、z軸が管の中心軸に沿って、わん曲した直交曲線座標系(r, φ, z)を図1のようにとる。また、次の仮定を設ける。

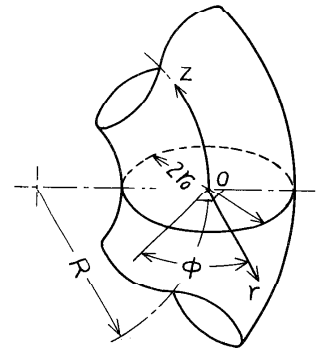


図1

1) 流体は非圧縮性で物性値は温度によって変らない。また、摩擦による発熱は無視することができる。

2) 管の中心軸の曲率半径は管の半径に比べて十分に大きい。

仮定1) から定常流のエネルギー式は、流れの速度のr, φ, z成分を夫々u, v, w、温度をT、温度伝播率をαとして

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial \phi} + \frac{Rw}{R+r \sin \phi} \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \nabla^2 T, \quad (1)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\sin \phi}{R+r \sin \phi} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\cos \phi}{r(R+r \sin \phi)} \frac{\partial}{\partial \phi} + \left(\frac{R}{R+r \sin \phi} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

とかかれる。上式はきわめて複雑で、このまゝでは数学的の取扱いが困難であるから、仮定2) を用いて次のように簡単化する。すなわち、式(1)において、Kに対してr sin φを無視し、右辺の才2項に比較して才3項と才5項を省略すれば、

$$u \frac{\partial T}{\partial r} + v \frac{\partial T}{\partial \phi} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha \nabla_1^2 T, \quad (2) \quad \nabla_1^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

* 日本機械学会正員

となる。こゝで上のような省略が、どの程度に曲管の特徴を害うかを検討する必要がある。明らかに、式(2)は円筒座標系で表わしたエネルギー式と同じ形をしており、従つて、曲りの幾何学的特徴は失われてしまつた。しかし対流項の最初の二項は、もとの形のみで残っており、従つて、2次流の効果は検出できるものと考えられる。

曲が、た円管内の発達した流れは、すでに Dean²⁾ により、上と同様な仮定のもとに解折されておるので、その結果を流用する。Dean の解の概略は、無次元半径座標 r と

$$r' = r/r_0 \quad \text{----- (3)}$$

曲管の場合と等しい圧力降下を生ずる直直管の平均流速を w_0 、動粘性係数を ν とし、

$$u = -\frac{\nu}{r_0} \frac{\partial \psi}{\partial \phi}, \quad v = \frac{\nu}{r_0} \frac{\partial \psi}{\partial r'}, \quad w = w_0 w', \quad \text{たゞ} \quad \left. \begin{aligned} \psi' &= \frac{K}{288} \psi_1(r', \phi) + \left(\frac{K}{288}\right)^2 \psi_2(r', \phi) + \dots, \quad w' = w_0'(r') + \frac{K}{288} w_1'(r', \phi) + \dots \end{aligned} \right\} \text{----- (4)}$$

とかかれる。こゝに、パラメータ K は、いわゆる Dean 数の2乗に相当するもので

$$K = 4w_0^2 r_0^3 / \nu^2 R = (2w_0 r_0 / \nu)^2 (r_0 / R) \quad \text{----- (5)}$$

である。

3 一様熱流束の場合の熱伝達

管壁での熱流束が一様な場合の発達した温度場においては、軸方向の温度勾配は、定数で比重量を ρ 、比熱を c 、平均流速を w_m とすれば、エネルギーの釣合から、

$$\partial T / \partial z = 2q / \rho c r_0 w_m \quad \text{----- (6)}$$

である。次に断面上の混合平均温度を T_0 、熱伝導率を k とし、無次元温度 θ を

$$\theta = k(T - T_0) / 2r_0 q \quad \text{----- (7)}$$

と置いて、式(3)~(4)を(2)に代入すれば、エネルギー式の無次元表示として、

$$\frac{w_m R}{w_0 r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \theta}{\partial \phi} - \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) + w' = \frac{w_m}{w_0} \nabla'^2 \theta, \quad \text{たゞ} \quad \nabla'^2 = \frac{\partial^2}{\partial r'^2} + \frac{1}{r'} \frac{\partial}{\partial r'} + \frac{1}{r'^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad \text{----- (8)}$$

を得る。こゝで境界条件

$$k(\partial T / \partial r)_{r=r_0} = q, \quad (\partial \theta / \partial r)_{r=1} = 1/2 \quad \text{----- (9)}$$

と、混合平均温度の定義

$$\left. \begin{aligned} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_0} r w (T - T_0) dr d\phi &= 0, \\ \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^1 r' w' \theta dr' d\phi &= 0 \end{aligned} \right\} \text{----- (10)}$$

を満足する θ を

$$\theta = \theta_0 + \frac{K}{288} \theta_1 + \left(\frac{K}{288}\right)^2 \theta_2 + \dots \quad \text{----- (11)}$$

とおき、式(8)に代入して才4近似まで求めた。図2は、温度分布の一例として、

$Pr = 1$ の場合のみを示す。

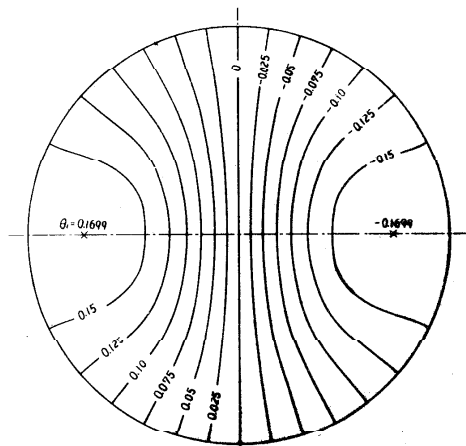


図 2

次に、管壁の温度の平均値 \bar{T}_w を用いて、ヌッセルト数を

$$Nu = \frac{2r_0 q}{k(T_w - T_b)} = \left\{ \frac{1}{2\pi} \int_0^\pi (\theta)_{r=r_1} d\phi \right\}^{-1} \quad \text{----- (12)}$$

と定義し、真直管の場合のヌッセルト数 $Nu_0 (= 1/4Pr)$ に対する比を求めれば、

$$\frac{Nu}{Nu_0} = \left\{ 1 - \left(\frac{K}{288}\right)^2 (0.006722 + 0.1126 Pr^2) + \left(\frac{K}{288}\right)^4 (0.002296 + 0.03108 Pr^2 + 0.03492 Pr^4) \right\}^{-1} \quad \text{----- (13)}$$

を得る。図3 Nu/Nu_0 と K の関係をパラメータとして表わしたものである。

4 一様壁温の場合の熱伝達

管壁の温度が一様に T_w であるとし、無次元温度を

$$\theta' = (T_w - T) / (T_w - T_b) \quad \text{----- (14)}$$

とすれば、上式から軸方向の温度勾配は、

$$\partial T / \partial z = \theta' \cdot dT_b / dz + (T_b - T_w) (\partial \theta' / \partial z) \quad \text{----- (15)}$$

とかかれる。ここで発達した温度分布は相似でなければならぬから、

$$\partial \theta' / \partial z = 0 \quad \text{----- (16)}$$

さらにヌッセルト数を

$$Nu' = 2r_0 \bar{q} / k(T_w - T_b) \quad \text{----- (17)}$$

と置き、エネルギーの釣合をとれば

$$dT_b / dz = (\alpha Nu' / r_0^2 w_m) (T_w - T_b) \quad \text{----- (18)}$$

である。式(14)~(18)を(2)代入し、軸方向の熱伝導を省略すれば

$$\frac{w_m Pr}{w_0 r} \left(\frac{\partial \psi}{\partial r} \frac{\partial \theta'}{\partial \phi} - \frac{\partial \psi}{\partial \phi} \frac{\partial \theta'}{\partial r} \right) - Nu' w' \theta' = \frac{w_m}{w_0} \nabla_r^2 \theta' \quad \text{----- (19)}$$

を得る。ここで、 θ' を前と同様にあき、固有値 Nu' を

$$Nu' = Nu_0 + (K/288) Nu_1 + (K/288)^2 Nu_2 + \dots \quad \text{----- (20)}$$

と置き、境界条件

$$(T)_{r=r_0} = T_w, \quad (\theta')_{r=r_1} = 1 \quad \text{----- (21)}$$

と、混合平均温度の定義

$$\int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_0} r w (T_w - T) dr d\phi = \pi r_0^2 w_m (T_w - T_b) \quad \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_1} r' w' \theta' dr' d\phi = \pi \frac{w_m}{w_0} \quad \text{----- (22)}$$

を考慮して解くはよい。しかし Nu' の決定には、式(19)の両辺に θ' を乗じ、管の断面上で面積分して得られる次の関係

$$\frac{w_m}{w_0} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_1} r \theta' \nabla_r^2 \theta' dr d\phi + Nu' \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{r_1} r' w' \theta'^2 dr' d\phi = 0 \quad \text{----- (23)}$$

が用いられる。この場合も、真直管内のヌッセルト数を $Nu_0 (= 3.6568)$ として結果を

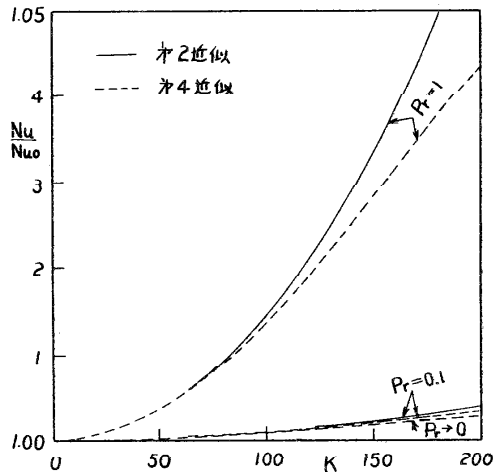


図 3

かけは

$$\frac{Nu}{Nu_0} = 1 + \left(\frac{K}{288}\right)^2 (0.01553 + 0.1075 Pr^2) - \left(\frac{K}{288}\right)^4 (0.005777 + 0.02686 Pr^2 + 0.005594 Pr^4) + \dots \quad (24)$$

となる。図4は、 $Pr=1$ の場合の θ を示す。また、図5に Nu/Nu_0 と K の関係を示す。

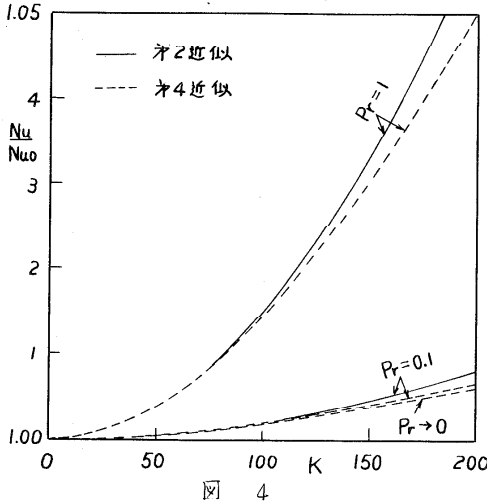


図 4

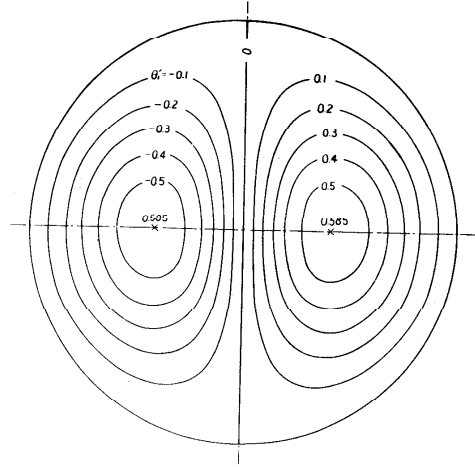


図 5

5 おまけ

図3および図5、あるいは式(13)および(24)から明らかなように、曲管内の熱伝達係数に及ぼす2次流の影響は、プラントル数 Pr が大きい程、特に著しく、反対に低プラントル数流体に対しては僅少であることがわかる。このことは、もとの微分方程式(8)あるいは(19)において、2次流において対流熱伝達を表わす項に Pr が乗じられていることからすでに推定された事である。又図において $Pr \rightarrow 0$ の曲線は1次流の変化が熱伝達係数に及ぼす影響だけを表わすものと考えられる。式(13)および(24)の適用範囲は、Deanによる流れの解折の適用範囲内に、制限されるばかりでなく、特にプラントル数の大きい流体に対しては、ごく小さい K の値の範囲に限られる。

- 註 1) 日本機械学会 昭和38年度 新潟地方講演会前刷集
 2) W.R. Dean : Pril. Mag. 5, 673

1-5 曲管内強制対流熱伝達に関する研究(第2報:乱流域)

東京工業大学 森 康夫*
東京工業大学 中山 恒*

1 緒言

曲管内に流体を流した場合の熱伝達率を求めることは、工業上広く利用されている加熱または冷却コイルの設計にとって重要な問題である。筆者はすでに第1報⁽¹⁾において十分に発達した層流域での理論解析と実験結果を報告し、曲りが強いまたは流速が大きい場合のヌツセル数⁽²⁾の近似公式をみちびいた。乱流域に関しては従来 Jeschke⁽²⁾の実験式が用いられてきたが、実験条件などの詳細が不明である。また熱伝達を伴った曲管内乱流の解析は伊藤⁽³⁾により行われているが、いくつかの難点がある。

本報告ではまず十分に発達した曲管内乱流の解析をあらためて行い、次いで壁温勾配一定の条件のもとに充分発達した温度場における熱伝達の理論的および実験的解析結果を報告する。

2. 曲管内の流れの解析

- (1) 基礎方程式の考察 \bar{R} : 曲りの半径、 \bar{a} : 管内半径、 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ はそれぞれ $\bar{r}, \bar{\psi}, \theta$ 方向の速度成分、 \bar{p} : 圧力、 $\bar{\rho}$: 密度、 ν : 動粘性係数とし、無次元量 $r = \bar{r}/\bar{a}, R = \bar{R}/\bar{a}, u = \bar{u}\bar{a}/\nu, v = \bar{v}\bar{a}/\nu, w = \bar{w}\bar{a}/\nu$ 、 $(P/\rho) = (\bar{a}^2/\nu^2)(\bar{P}/\bar{\rho})$ 、 $\frac{\partial}{\partial R} (P/\rho) = -C$ (定数) を用いる座標を図1のごとくとれば軸方向の力の平衡は

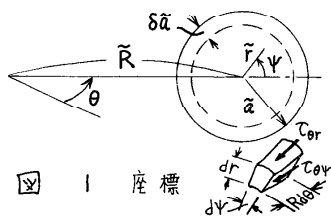


図1 座標

$$\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_{\theta r}) + \frac{\partial \tau_{\theta \psi}}{\partial \psi} = -C, \quad \tau_{\theta r} = \frac{\partial w}{\partial r} - uw - \overline{u'w'}$$

$\tau_{\theta \psi} = (\partial w / \partial \psi) - vw - \overline{v'w'}$... (1.1) 但し非圧縮、物性値一定で u, v, w は時間的
の平均値、 $\overline{u'w'}, \overline{v'w'}$ は乱流変動によるレイノルズ応力である。二次流の作用が充分強い
場合、管壁に沿った厚さ δ の薄い層(境界層)を除く管内の殆ど部分(主流)で二
次流による応力が支配的であるとす。

- (2) 主流の速度分布 u, v, w を u_1, v_1, w_1 とすれば $\tau_{\theta r} = -u_1 w_1, \tau_{\theta \psi} = -v_1 w_1$ なる応力が圧
力と釣り合う。 $u_1 = D \cos \psi, v_1 = -D \sin \psi, w_1 = A + (C/D) r \cos \psi$ (A, D は定数) ... (1.2)

- (3) 境界層内速度分布 v は壁の近くで $1/7$ 乗則に従い、主流における二次流流量と
境界層内のそれとの連続の条件、および境界層の縁において u_1 と一致するよう定める。

$$v = -v_1 \left\{ \frac{4(2-\delta)}{3\delta} \left(\frac{\xi}{\delta}\right)^{1/4} - \frac{\delta-\delta}{3\delta} \left(\frac{\xi}{\delta}\right) \right\} \dots (1.3) \quad \text{また} \quad w = w_{1\delta} \left(\frac{\xi}{\delta}\right)^{1/4} \dots (1.4)$$

但し $\xi = 1 - \delta$ 、添字 δ は境界層の縁における値であることを示す。

- (4) 管壁における摩擦応力

図2に示すような境界層の局所的な部分について考える。 W を v と w の合成速度とす

* 日本機械学会正員

る。 $v \ll w$ 故 $w \approx W$ 。従って W はほぼ ξ 乗則に従う。直管内の乱流の場合壁における摩擦応力は壁からの距離とその点における速度とによって表わされる。この関係がいま局所的になりたつとすれば管壁における無次元摩擦速度 $W^{*2} (= \tilde{\alpha}_D \cdot \sqrt{C_D/\rho})$ は $W^{*2} = 0.0225 W^{7/4} \xi^{-1/4} \dots (1.5)$ 代表速度として v_{max} の点 (壁から δ_f) の W_f (U_f, w_f) をとる。摩擦速度の成分はそれぞれ

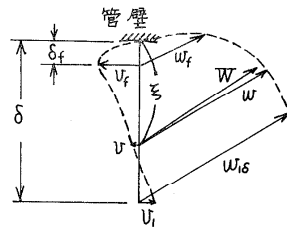


図 2

$$W^{*2} = (w_f / \sqrt{U_f^2 + w_f^2}) W^{*2} \approx W^{*2} \approx 0.0225 w_f^{7/4} \delta_f^{-1/4} \\ = 0.0225 w_{is}^{7/4} \delta^{-1/4} = 0.0225 A^{7/4} \{1 + (7/4)(C/AD) \cos \psi + \dots\} \delta^{-1/4} \dots (1.6)$$

$$U^{*2} = (U_f / \sqrt{U_f^2 + w_f^2}) W^{*2} \approx (U_f/w_f) W^{*2} = 0.0514 w_{is}^{3/4} D \delta^{-5/4} \sin \psi \\ = 0.0514 A^{3/4} \{1 + (3/4)(C/AD) \cos \psi + \dots\} D \delta^{-5/4} \sin \psi \dots (1.7)$$

また管内流体全体の力の平衡から $W_m^{*2} = C/2 \dots (1.8)$

但し添字 m は ψ に関する平均値を表わす。さらに A は (1.2), (1.4) 式を用いて平均流速を計算することにより $A = Re/2(1 - \delta_m/4 + \dots) \dots (1.9)$

(1.6), (1.8), (1.9) 式から $C = 0.01338 Re^{7/4} \delta_m^{1/4} / (1 - \delta_m/4 + \dots)^{7/4} \dots (1.10)$

但し $Re = 2\tilde{\alpha} \bar{w}_m / \nu$ (レイノルズ数, \bar{w}_m は管内平均流速)

(5) 境界層運動量積分式 未知量 δ, D を求めるため境界層運動量積分式を用いる。

軸 (θ) 方向 $w^{*2} = w_{is} \frac{\partial}{\partial \psi} \int_0^\delta v d\xi - \frac{\partial}{\partial \psi} \int_0^\delta v w d\xi + C \delta \dots (1.11)$

(1.2)~(1.4) 式を用いれば (1.11) 式の w^{*2} の平均値は (1.8) 式を満足し、(1.6), (1.11) 式を比較することにより $D^2 \delta_m^{1/2} = 3.6770 \times 10^{-3} Re^{3/2} \dots (1.12)$

ψ, r 方向はそれぞれ $\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \psi} \int_0^\delta v^2 d\xi - v_1 \frac{\partial}{\partial \psi} \int_0^\delta v d\xi + \frac{\sin \psi}{R} \int_0^\delta w^2 d\xi + \frac{\partial}{\partial \psi} \int_0^\delta \left(\frac{P}{\rho}\right)_\delta d\xi + v^{*2} = 0 \\ \left(\frac{P}{\rho}\right)_\delta = \int_0^{1-\delta} \frac{w^2}{R^2} \cos \psi dr - CR\theta \end{aligned} \right\} \dots (1.13)$

(1.2)~(1.4), (1.7) 式を用いれば

$$\frac{1024}{405} \delta^{1/4} D^2 \cos \psi - \frac{1}{32} \delta^{9/4} \frac{Re^2}{R} + 0.03056 D Re^{3/4} = 0 \dots (1.14)$$

$\delta = \delta_m + \Delta\delta$ ($\Delta\delta$ は ψ による変動分) とし、 $\delta_m \gg \Delta\delta$ として (1.12), (1.14) 式から

$$\delta_m = 0.3230 Re^{-1/5} R^{2/5} \dots (1.15) \quad D = 0.0804 Re^{4/5} R^{-1/10} \dots (1.16)$$

(6) 抵抗係数 $\lambda_c = \left(-\frac{\partial P}{\partial \theta}\right) \cdot 2\tilde{\alpha} / \frac{1}{2} \rho \bar{w}_m^2 = 16C/Re^2$

(1.10), (1.15) 式から $\lambda_c R^{1/2} = \frac{0.302}{(Re R^{-2})^{1/5}} \left\{1 + \frac{0.141}{(Re R^{-2})^{1/5}}\right\} \dots (1.17)$

(1.17) 式は伊藤氏の実験公式⁽³⁾ $\lambda_c R^{1/2} = 0.029 + 0.304 (Re R^{-2})^{-0.25}$ ($300 > Re R^{-2} > 0.034$) ときわめてよく一致する。

3 曲管内乱流熱伝達の解析

(1) 基礎方程式の考察 温度 $T = \tau \tilde{R}\theta - \tilde{q}(\tilde{r}, \psi)$ τ : 管軸に沿う温度勾配 (定数), \tilde{q} は \tilde{r}, ψ の関数。 k : 熱伝導率, C_p : 定圧比熱 とし無次元量 $q = \tilde{q} / \tau \tilde{\alpha}$, $\rho C_p / k = Pr$ (プラントル数) を用いればエネルギー方程式は $\frac{\partial}{\partial \tilde{r}} (r \tilde{q}_r) + \frac{\partial \tilde{q}_\psi}{\partial \psi} = w \dots (2.1)$

$$\bar{q}_r = -(1/Pr)(\partial \bar{q}/\partial r) + u\bar{q} + \overline{u'q'} \quad \bar{q}_\psi = -(1/Pr)(\partial \bar{q}/r\partial \psi) + v\bar{q} + \overline{v'q'} \quad \dots (2.2)$$

ここで \bar{q} は時間的平均値であり $\overline{u'q'}$ などは乱流変動による熱輸送である。主流においては二次流れによる熱輸送が支配的であり、境界層内では(2.2)式に示された3種の熱輸送のうち主流に近いところでは二次流れと乱流混合によるもの、壁のごく近くでは分子熱伝導によるものが支配的であると考えられる。

(2) 主流の温度 主流における q を q_1 とすれば $\bar{q}_r = u_1 q_1$ 、 $\bar{q}_\psi = v_1 q_1$ 。(2.1)式から解を求めれば A' を定数として $q_1 = A' + (C/2D^2)r^2 + (A/D)r \cos \psi$ $\dots (2.3)$

(3) 管壁における熱流束 管壁における熱流束と壁からの距離やその点における速度、温度との直管内乱流についてなり立つ関係が、いまの場合も境界層の局所的な部分についてなり立つものとする。熱流束一定の条件のもとに行われた Martinelli の解析結果⁽⁴⁾を用いればこの関係を求めることができる。Blasius 公式がなり立つ範囲内、かつ Pr が1より余り離れない範囲で Martinelli の解析結果を整理すれば無次元熱流束は

$$\bar{q}_w = \bar{q}_w/k\tau = 0.0227 Pr^{1/3} \delta^{-1/4} w_{10}^{3/4} q_{1\delta} \\ \approx 0.0227 Pr^{1/3} \delta_m^{-1/4} A^{3/4} [(A' + \frac{C}{2D^2} + \frac{3C}{4D^2} \cos^2 \psi) + \{\frac{3C}{4AD}(A' + \frac{C}{2D^2}) + \frac{A}{D}\} \cos \psi] \quad \dots (2.4)$$

また管壁における熱流束の円周に沿っての総和と流体により運ばれる熱量の管断面全体にわたる総和を等しくおくと \bar{q}_w の ψ に関する平均値 \bar{q}_{wm} は $\bar{q}_{wm} = Re Pr/4$ $\dots (2.5)$

(2.4)式の平均値は(2.5)式を満足しなければならぬから

$$A' = 13.95 Pr^{2/3} Re^{1/5} R^{1/10} (1 - \delta_m/4)^{3/4} - 2.40 Re^{1/5} R^{1/10} (1 - \delta_m/4)^{-7/4} \quad \dots (2.6)$$

(4) 境界層エネルギー積分式 境界層内の温度分布を $q = q_{1\delta} (\xi/\delta)^n$ とおき、未知パラメータ n をきめるため次の境界層エネルギー積分式を用いる。

$$(\bar{q}_w/Pr) = q_{1\delta} \frac{\partial}{\partial \psi} \int_0^\delta v d\xi - \frac{\partial}{\partial \psi} \int_0^\delta q v d\xi + \int_0^\delta w d\xi \quad \dots (2.7)$$

(2.7)式の \bar{q}_w の平均値は(2.5)式を満足する。(2.4)、(2.7)式を比較することにより n の決定方程式がえられ、 Pr が1より余り離れなければ $n \approx 1/7$

(5) ヌツセルト数 Nu $Nu = 2\bar{\alpha} \bar{q}_{wm}/k(T_w - T_m)$ \dots ここで T_w は壁温 T_m は混合平均温度であって両者の差は $T_w - T_m = (2\tau a/\pi Re)(\int_0^{2\pi} \int_0^\delta q_1 w_1 r dr d\psi + \int_0^{2\pi} \int_0^\delta q w d\xi d\psi)$ により表わされる。これに求めた q_1, w_1, q, w を用いて整理すれば Nu は

$$Nu = \frac{Re^{4/5} R^{1/10} Pr}{27.90 Pr^{2/3} - 2.06} \{1 + 0.123 (Re R^2)^{-1/5}\} \quad \dots (2.8)$$

これを Stanton 数 $St = Nu/Re Pr$ におせば(1.17)式と類似の関係がえられる。

$$St R^{1/2} = (Re R^2)^{-1/5} \frac{1 + 0.123 (Re R^2)^{-1/5}}{27.90 Pr^{2/3} - 2.06} \quad \dots (2.9)$$

$R/a = 40$ 、 $Pr = 0.7$ にとつた場合の Nu を既報⁽¹⁾の層流域におけるものとあわせて図4に示す。Martinelli の直管に対する公式も示してあるが、乱流の場合の曲率の影響⁽⁵⁾は層流の場合ほど顕著でない。また(2.8)式は図4に示す如く Seban が水を用いて行った実験とよく一致する。

4 実験

使用した曲管内径 35.6 mm の黄銅管を $R/a = 40$ にとって曲げたものである。周囲を電熱線で加熱し空気を送り込みヨーメータと熱電対を用いて管内速度ならびに温度分布を測定した。一例を図 3 に示す。測定せられた分布から混合平均温度を算出し（文献 6 参照）また壁温分布から勾配をきめ

(2.5) 式と共に \bar{w}_m を求め、これから Nu を図 4 に示してある。

- 文献 1. 森、中山：機械学会 714 回講演会前刷集 (17)； 2. Jeschke Z. Ver. Deut. Ing., 69 (1925), Z. Ver. Deut. Ing., Ergänzungsheft 24 (1925), 3. 伊藤：東北大学高速力学研究所報告 14 巻 137 号 (昭 34), 4. Martinelli Trans ASME 63 (1941), Trans. ASME 69 (1947), 5. Seban, McLaughlin: Int. J. Heat. Mass Transfer 6 (1963) 6. 森、二神、徳田：機械学会 714 回講演会前刷集 (15)

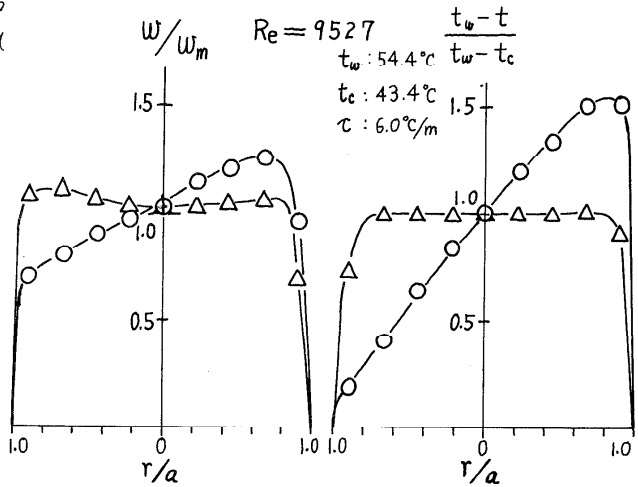
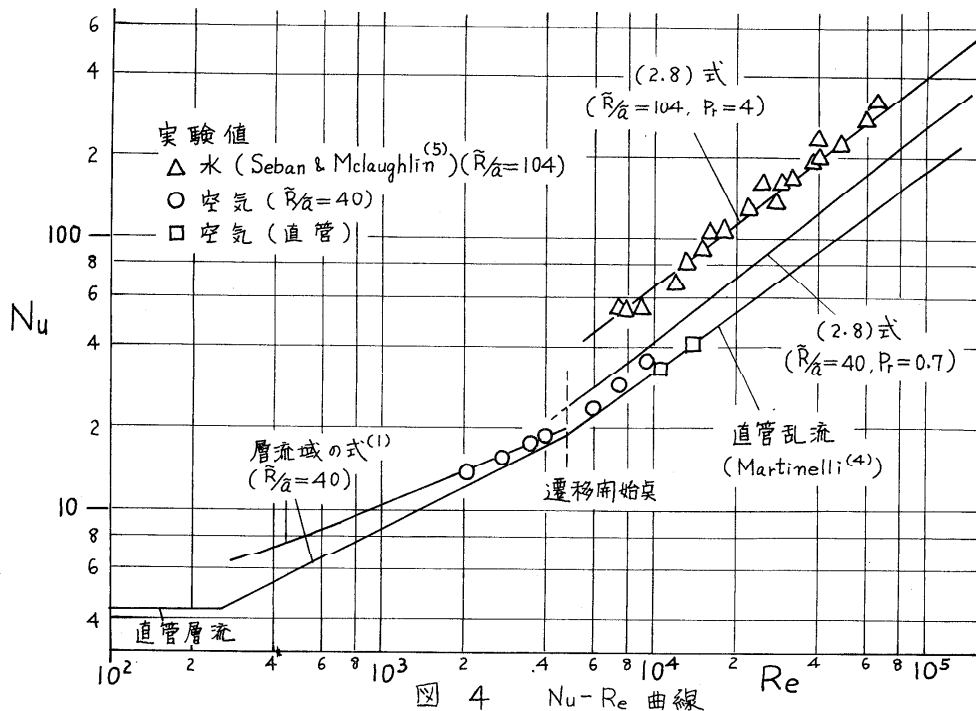


図 3 管内速度および温度分布
 水平トラバース（水平曲管）（右側が曲りの外側）
 垂直トラバース



1-6 軸方向に空気の流れるある同心ギャップでの 回転体表面熱伝達率

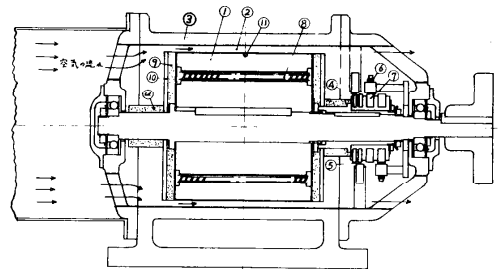
鉄道技術研究所[○] 山村 龍男* 山崎 正悟

1. 緒言 近來電動機のより合理的な設計並びに運用についての検討が要望され、温度上昇の推定が最も大きな問題点の一つとされている。特に固定子との間のギャップを距て、回転する電機子の温度上昇は、古くから電気機械の研究者によつて検討されてきており、表面の熱伝達率を $(1 + aU)/b$ (U ; 電機子周辺速度, a, b ; 定数) の形で表わし、 a, b の値について多くの人々が発表している。しかし実際の設計には用いられず、専ら既設計のデータの集積に頼っているのが現状である。

電機子と同心ギャップをもつ内側回転円筒として、その表面熱伝達について調べた例はいくつかあり、Gasley⁽¹⁾ は測定結果と軸方向風速と回転表面速度の $1/2$ の値との合成速度を用いたレイノズル数とヌセルト数との関係を示した。我国では橋氏等⁽²⁾ が同心二重管の内側円筒が回転し、軸方向の流れるない場合、1) $Ta < 41$ では層流で熱伝導とぶく射熱が支配的であり、2) $Ta > 41$ で熱通過率はギャップ中のうず流によるものが主な役割をし、回転数とともに増加する。又軸方向に流れるある場合⁽³⁾ は全伝達熱量は回転により生じる乱流によるより伝達される熱量と、軸方向の乱流熱伝達としての伝達量の和として表わされることを報告している。

筆者等は 10 数年未実物の車両用電動機について各部に熱電対を埋込み温度上昇を調べてきたが、^{(4),(5)} 実物では複雑な形状と熱伝達に關係する因子を自由に選べないため、普遍的な關係を求めることは難かしい。従つて同心ギャップでの回転する内円筒表面の總体的な熱伝達率について未だ電気機械設計者に便利な結果がないようなので、簡単な模型について実験的に熱伝達率を求め、ここに報告する。

2. 実験装置 オ 1 図はその横断面を示し、鋼製円筒回転子①は直径 180 mm、長さを 60, 120, 180 mm の三種とし、ギャップ②の寸法は 2, 4, 7, 10 mm に変えられる。又外筒③の長さは 220 mm である。回転子側面はアスベスト④とベークライト板⑤で遮熱し、軸露出部もアスベスト⑥で覆つてある。表面温度測定点は回転子長さ中央部①と代表点とし、表面より 5 mm の深さに銅・コンスタンタン熱電対を埋込み、スリップ・リング④と測定ブラシ⑤より熱起電力を導き、電位差計式記録計で測定する。熱量は主ブラシ⑥と主スリップ・リング⑦より回転子内ヒーター⑧に電力を供給する。



オ 1 図

3. 基準温度と実験範囲 回転体表面温度上昇 θ は基準温度を外気温度 T_0 として、

* 日本機械学会正員

回転子表面温度 T_r より次のように定める

$$\theta = T_r - T_0 \quad (\text{deg}) \quad (1)$$

実験範囲は軸方向風速を4から13 m/s
周辺速度を0から26 m/sで行った。

4. 誤差および漏洩熱量 温度測定誤差は
1.5°C程度であるが、測定温度を100°C程
度には選び無視できるようにした。主スリップ
リングとブラシの間に生じた電力損失は入力
熱量より差引いた。ふく射熱量は面のふく射
率 ϵ を0.9として算出分離し、又回転子側面
よりの漏洩熱量も使用したアスベストの熱伝
導率 λ_{as} を0.1 Kcal/m h degとして算出、回
転軸よりの伝導熱量をその寸法より概算した
ものととも分離した。

5. 実験結果および考察 図2は測定した熱伝達
率をレイノルズ数 Reg とヌッセルト数 Nu で示し、ギ
ヤップ長 d と周辺速度を無次元化した \square とよ水々水の
実印で表わす。図2で $\square = 0$ の場合に各 d について
得られる Nu と Reg の関係は原点を通る直線 $K_1 Reg$
に略平行であることを着目し、 $\square = 0$ の線と $K_1 Reg$
までの距離を K_d として $\square = 0$ のときのヌッセルト数
 Nu_0 を次のように表わす

$$Nu_0 = K_1 Reg + K_d \quad (2)$$

K_1 は定数である。 K_d は d に関係しているの
で回転半径 r との比 $\delta = d/r$ との関係を見ると図3のよ
うになり、次のように表わす。

$$K_d = \delta (K_2 \delta + K_3) \quad (3)$$

ここで K_2, K_3 は定数とする。

\square の Nu に対する影響は図4のように略直線的で
あるので、 \square に比例する項 $K_4 \square$ と無関係な項 Nu_0 の
和として次のように表わす

$$Nu = K_4 \square + Nu_0 \quad (4)$$

ここで K_4 は傾きを表わす定数で、 Reg により変つてお
り、この関係を図5に示した。

図5は K_5 を定数として $K_4 = K_5 Reg^x$ で表わさ
せるが、 $x = 1$ として近似すると次のようになる

$$K_4 = K_5 Reg \quad (5)$$

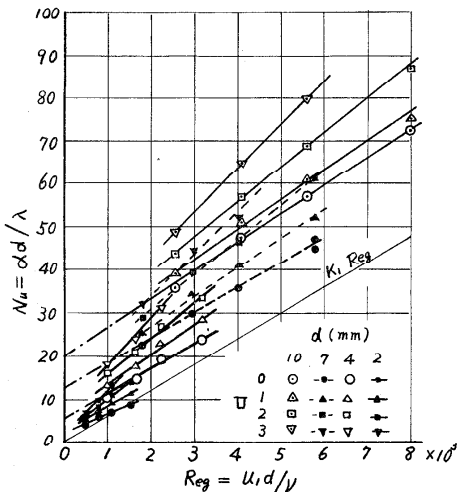


図 2

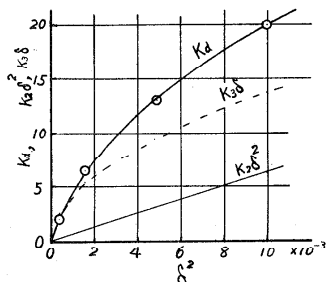


図 3

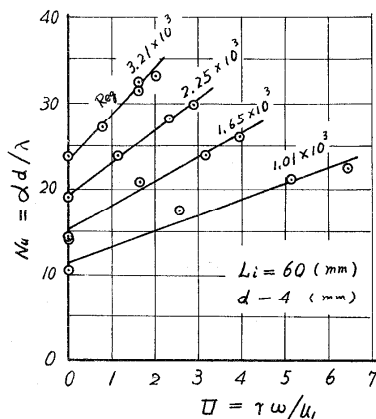


図 4

(4) 式に (2), (3), (5) 式を代入して

$$\begin{aligned} Nu &= K_5 Re_g \square + K_1 Re_g + K_d \\ &= Re_g (K_5 \square + K_1) + \delta (K_2 \delta \\ &\quad + K_3) \end{aligned} \quad (6)$$

$$\therefore Re_g^* = Re_g (K_5 \square + K_1) \quad (7)$$

と置き次のように表わす。

$$Nu = Re_g^* + \delta (K_2 \delta + K_3) \quad (8)$$

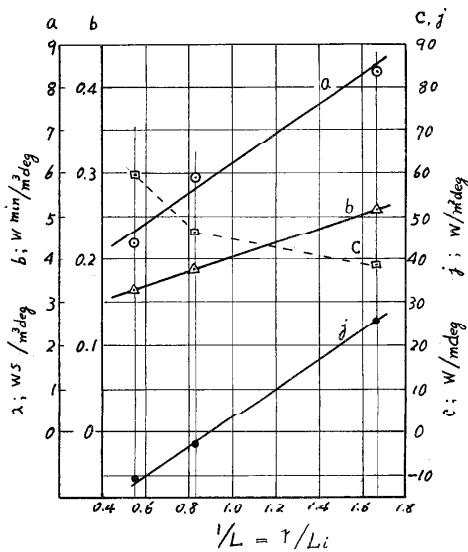
各定数の概略値を図より求めて Re_g^* と Nu との関係を整理した例をオ6図に示す。

オ6図は実験の範囲で (6) 式によりかなりよく表わし得ることが判り、元の形にもとじて

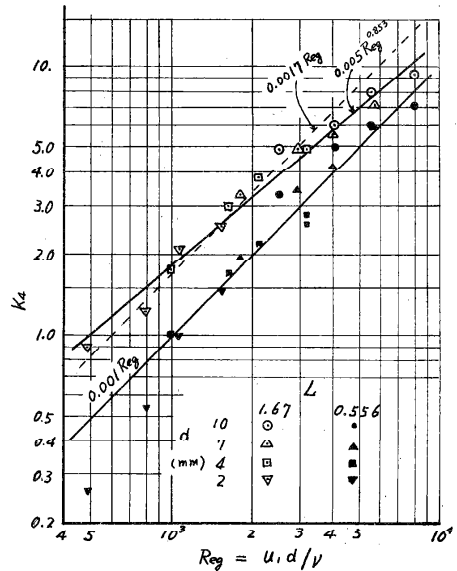
$$\begin{aligned} \alpha &= K_1 \frac{\lambda}{\nu} u_1 + K_5 \frac{\lambda}{\nu} r \omega + K_2 \lambda \frac{d}{r^2} \\ &\quad + K_3 \frac{\lambda}{r} \end{aligned} \quad (9)$$

ここで α は回転表面の熱伝達率である。 a, b, C, j を定数とし、 $\omega = 2\pi N / 60$ とし、又 r は実験では寸法を変えていないので $K_1 \lambda / \nu = a$, $K_5 \pi \lambda / 30 \nu = b$, $K_3 \lambda / r = j$ と置き次式のように表わす。

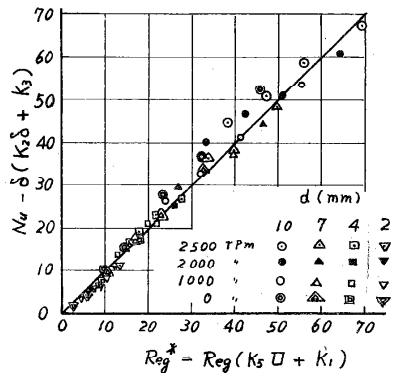
$$\alpha = a u_1 + b r N + C \frac{d}{r^2} + j \quad (10)$$



オ7図



オ5図



オ6図

(10)式について実験値より最小自乗法で a, b, C, j の値を求め、(10)式よりの計算値と実測値を比較してオ8図に ($L_i = 60$ の場合) 示した。

定数 a, b, C, j の値と回転体長さ L_i との関係と水穴水の實驗値より求めたものがオ7図で、 a, b, j は $1/L_i$ に対して直線的な関係となっている。 C については同じ関係になつていないが、全体に占める割合と、その変化が余り大きくないこと

を考えに入れ、実際の機械に適用する場合、簡単な式が望ましいので(10)式とオ7図より α を次の式のように同じ形で表わせるものとする。

$$\alpha = (A \frac{T}{L_i} + B) u_i + (C \frac{T}{L_i} + D) TN + (E \frac{T}{L_i} + F) \frac{d}{r^2} + (G \frac{T}{L_i} + H) \quad (11)$$

(11)式の定数A, B, C, D, E, F, G, Hを全測定値より最小自乗法で求めた結果は次表の通りである。

	A	B	C	D	E	F	G	H
上に求めた結果は r/L_i を入	$Ws/m^3 deg$	$W min/m^3 deg$	$W/m deg$	$W/m^2 deg$				
れるとオ7図と略同じになる。	3.450	2.664	0.0855	0.1181	-13.94	60.31	31.19	-26.87

表

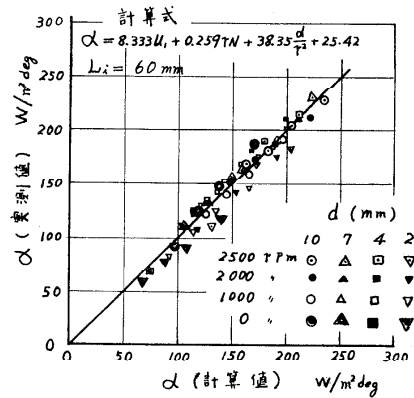
(11)式による L_i が60 mmの場合はほとんどオ8図と変わらないのでオ9図には L_i が180 mmの計算値と実測値との比較を示した。両図は(11)式によつてかなりよい一致が得られることを示す。

6. 結 言 電動機の電機子を模擬したモデルによる実験で、回転体表面の熱伝達率 α は回転体の長さ L_i と表面の同心ギャップ寸法 d が決まれば $a u_i + b TN + J$ の形で近似的に表わせることが判つた(Jは定数)。この結果を複雑な形の実物電動機に適用することはなお多くの問題があるものと考えられ、今後の検討で明らかにしたい。

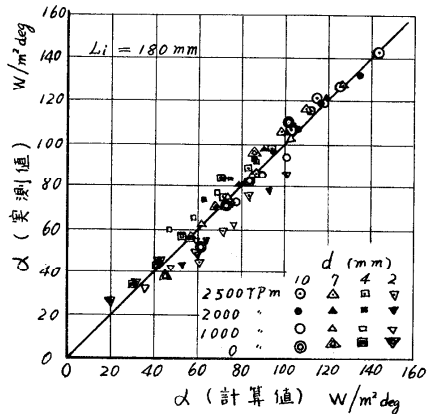
終りにこの研究の実験方法および解析について緒言に述べた指導を戴いた鉄道技術研究所物理研究室長原朝茂博士並びに種々助言を戴いた同研究室山本彬也氏に深謝いたします。

記号 u_i ; 軸方向風速 (m/s), u_2 ; $r\omega$
 $= r 2\pi n$; 回転表面速度 (m/s), r ; 回転体半径 (m), n ; 毎秒の回転数 (rps), d ; ギャップ寸法 (m), L_i ; 回転体長さ (m), α ; 回転体表面熱伝達率— $P/\theta S$ ($W/m^2 deg$), N ; 毎分の回転数 (rpm), P ; 単位時間の伝達熱量 (W), S ; 回転体表面積 $2\pi r L_i$ (m^2), $\theta = T_r - T_o$ (deg); 温度上昇, T_r ; 回転体表面温度 ($^{\circ}C$), T_o ; 外気温度 ($^{\circ}C$), ν ; 空気の動粘性係数 (m^2/s), λ ; 空気の熱伝導率 ($W/m deg$).

無次元数 — $Nu = \alpha d / \lambda$; 又、セルト数, $Reg = u_i d / \nu$; L_i / r 数, $\Pi = r\omega / u_i$, $\delta = d / r$, $L = L_i / r$. 文献. (1) C. Gasley, Trans. ASME, 80 (1958) 79. (2) 橋・福井・三村, 機械学会論文集, 25-156 (昭34-8), 788. (3) 橋・福井・三村, 機械学会論文集 29-204 (昭38-8), 1360. (4) 山村, 電気学会論文集, 3-1 (昭26) (5) 山村・山崎, 昭38電気四学会連大 1060.



オ8図



オ9図

2-1 円管内の非ニュートン流動熱伝達

東大・航研 °小竹 進*, 八田 桂三*

1. まえがき

流動体内の応力と歪速度の関係がニュートンの仮説にいたがわらない、非ニュートン流動に関する熱伝達の問題は、近年、その工業的な要求にしたがって数多くの人達によって研究されてきている。しかし、多くの場合、応力と歪速度の関係は、その実用的な便宜さから、べき乗則の仮定のもとで多くのものがほとんどである。このべき乗則は、実用的には確かに便利であり、ある種の目的のためには十分なものであるかもしれないが、残念なことには広範囲にわたって応力と歪速度の関係を表わさないし、また、その物理的な根拠ともたない。ここからは、実際の応力と歪速度の関係と広範囲にわたって表わすことができ、さらに、その物理的な意味をもつ Eyring の関係式を用いて、とくに今迄一番多く取り扱われてきた円管内の流状流れにおける熱伝達の場合について調べ、その場の相似関係やべき乗則を仮定したときとの相違や速度場と温度場の干渉の影響などについて考察することにする。

2. 基礎式と Eyring の関係式

非圧縮・定常流動とし、円筒座標 (r : 半径方向, θ : 円周方向, x : 軸方向) を用い θ 方向には物理量の変化および速度がないものとし、さらに、流れが十分に発達した円流状であり、 r 方向の速度成分が x 方向の速度成分 u に比べて十分小さいものとする、連続の式、運動方程式、エネルギーの式はそれぞれ

$$\frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1) \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\pi), \quad (2) \quad u \frac{\partial T}{\partial x} = \kappa \left\{ \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) \right\} \quad (3)$$

ここで、 ρ は密度、 p は圧力、 T は温度、 κ は温度伝導率である。 π は、 x 軸に平行に働く応力であり、歪速度 $\partial u / \partial r$ の関数である。Eyring は、液体の粘性を緩和現象的な分子運動論で説明し、この関数関係をつぎのように表わした。歪速度 π をとると、

$$\pi = \frac{1}{a_0} \left\{ \exp\left(-\frac{\varepsilon_0 - b_0 \pi}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{\varepsilon_0 + b_0 \pi}{kT}\right) \right\} = \frac{1}{a} \sinh b\pi \quad (4)$$

ここで ε_0 は 1 分子あたりの粘性の活性化エネルギー、 k はボルツマン定数であり、 $a = a_0 \exp(\varepsilon_0 / kT)$, $b = b_0 / kT$ である。 a は一回の分子運動が起こるに要する時間あるいは流動の緩和時間とみられる時間を表わすものであり、 b は流動の単位の大まかに関係する分子の平均運動エネルギーに比例する。

流動機構は必ずしも一種類とは限らなから、いま、一つ一つの流の中で流動の単位の大まかにその緩和時間の異なる種類の流動機構が存在するものとする。このとき、同一速度で動く分子内でこの各目の流動単位の受けもつ応力

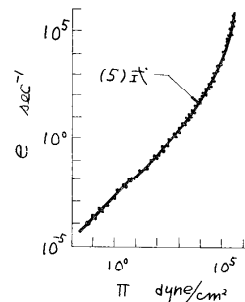


図 1

* 日本機械学会正員。

と \$\pi\$ とすると

$$\pi = \sum_{i=1}^n \pi_i = \sum_{i=1}^n \frac{1}{b_i} \sinh^{-1}(a_i E) \quad (5)$$

代表速度，代表寸法を \$u^*\$, \$r^*\$ とし，これを \$E\$ 用いて物理量を無次元化すれば，(2), (3), (5)式はそれぞれ，

$$\frac{dP}{dx} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\pi) \quad (2)' \quad u \frac{\partial \theta}{\partial x} = K \left\{ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \right\} \quad (3)'$$

$$\pi = \sum_{i=1}^n \frac{1}{E_i} \sinh^{-1} \left(-\frac{1}{R_i} \frac{du}{dr} \right) \quad (5)'$$

ただし， \$\theta = (T - T_r^*) / (T_s^* - T_r^*)\$, \$T_r^*\$, \$T_s^*\$: 代表温度

$$R_i \equiv \frac{r^* / u^*}{a_i} = \frac{\text{流れの時間単位}}{i \text{ 番目の流動機構の緩和時間}}$$

$$E_i \equiv \frac{\rho u^* r^*}{1/b_i} = \frac{\text{流れの運動エネルギー}}{i \text{ 番目の流動機構に関係する分子エネルギー}}$$

$$K \equiv \frac{\lambda r^*}{\rho c_p u^* r^*} = \frac{\text{伝導による熱移動量}}{\text{流れによる熱移動量}}$$

したがって，速度場，温度場の相似関係が成り立つためには \$R\$, \$E\$, \$K\$ の三種類の無次元量がすべて一致しなければならぬ。 \$\partial u / \partial r\$ が小さいときは，\$R\$, \$E\$ は一種類の無次元量 \$R \cdot E\$ になり，これはニュートン流体におけるレイノルズ数となる。

3. 速度分布

(2)式より， \$\pi\$ は \$r\$ に比例するから，その比例定数を \$C\$ とすれば，(5)式より，

$$C \cdot r = \sum_{i=1}^n \frac{1}{E_i} \sinh^{-1} \left(-\frac{1}{R_i} \frac{du}{dr} \right) \quad (6)$$

となる。いま

$$-\frac{du}{dr} = \sum_{k=0}^{\infty} A_k \cdot r^k \quad (7)$$

とあいて，(6)式を代入すれば，

$$A_{2n} = 0 \quad (n=0, 1, 2, \dots), \quad A_1 = \frac{C}{[a]}, \quad A_2 = \frac{1}{2.3} \frac{[a^2]}{[a]} A_1^2$$

$$A_3 = \frac{1}{2.3} \frac{[a^2]}{[a]} 3 A_1^2 A_2 - \frac{1.3}{2.45} \frac{[a^3]}{[a]} A_1^3, \dots \dots \dots \quad (8)$$

となる。ただし， \$[a^k] = \sum_{i=1}^n 1 / (E_i \cdot R_i^k)\$ 。 \$r^*\$, \$u^*\$ とし，管の半径，平均流速を用いれば，したがって，

$$u = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k}{k+1} (1 - r^{k+1}) = \frac{1}{abc} (\cosh bc - \cosh bcr) \quad (9)$$

$$1 = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{A_k}{k+3} = \frac{1}{abc} \left\{ \cosh bc - 2 \left\{ \frac{1}{bc} \sinh bc - \frac{1}{(bc)^2} (\cosh bc - 1) \right\} \right\} \quad (10)$$

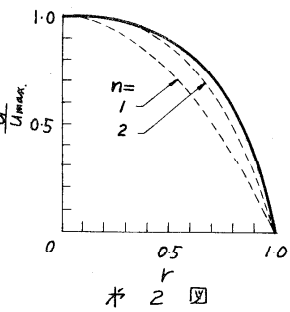


図 2

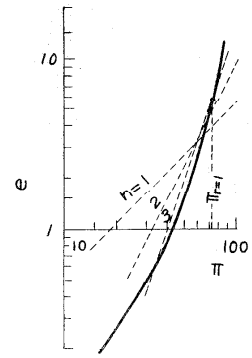


図 3

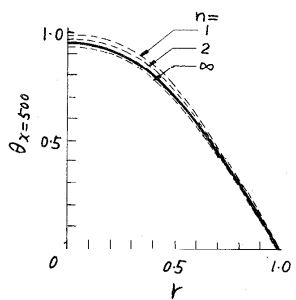


図 4

右辺は、流動機構が一種類のとき、すなわち、(5)式で $n=1$ のときの値である。

Ree et al. によると、11% イチルセルロースのシクロヘキサノール溶液は $a_1 = 0.001 \text{ sec}$, $a_2 = 0.5 \text{ sec}$, $1/b_1 = 4.0 \times 10^6 \text{ dyne/cm}^2$, $1/b_2 = 1.0 \times 10^3 \text{ dyne/cm}^2$ とおきかえよう。いま、この溶液（密度 1.1 g/cm^3 ）が半径 1.0 cm の円管の中を平均流速 10 cm/s で流れよときの速度分布の例を θ と図にしめす。実線は、 π - e の関係にべき乗則 $e = R_0^{-1} \pi^n$ としたときの速度分布である。折り図は、 π - e にべき乗則を用いたとき、壁面での応力 $\pi_{r=1}$ が(5)式の場合と等しくなるために仮定しなければならぬ π - e の関係をしめす。こゝらの図から、非ニュートン流動において、 π - e の関係にべき乗則を仮定して、流れの摩擦損失、圧力損失などをとるときは、その仮定は十分な注意をしなければならぬことがわかる。

4 温度分布および熱伝達

$x=0$ で流体の温度が一様に T_0 、壁温が T_w である円管内の戸流状態を考慮する。 T_w, T_0 は T^*, T^* とし、(3)式の右辺の θ の各項は折2項に比べて十分小さいとすれば、 $\theta = \sum_{m=0}^{\infty} C_m X_m(x) Y_m(r)$ とおいて、(3)式より、

$$X_m = \exp(-\alpha_m K X) \quad (11), \quad \frac{d^2 Y_m}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dY_m}{dr} + \alpha_m^2 Y_m = 0 \quad (12)$$

境界条件は、 $r = \pm 1$ で $Y_m = 0$ (13), $x = 0$ で $\theta = 1$ (14)

いま、
$$Y_m = \sum_{k=0}^{\infty} B_k(\alpha_m) \cdot r^k \quad (15)$$

とおいて、(12)式を代入して

$$B_{2n+1} = 0 \quad (n=0, 1, 2, \dots), \quad B_0 \equiv 1$$

$$B_2 = -\frac{\alpha_m^2}{2} A_0 B_0, \quad B_4 = -\frac{\alpha_m^2}{4} (A_0 B_2 - \frac{1}{2} A_1 B_0) \dots \dots \quad (16)$$

ただし、 $A_0 = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{A_k}{k+1}$, α_m は、境界条件(13)式 $\sum_{k=0}^{\infty} B_k = \sum_{k=0}^{\infty} D_k \alpha_m^k = 0$ より、 C_m は、境界条件(14)式 $\sum_{m=0}^{\infty} C_m Y_m = 1$ よりもとめ、 θ は、

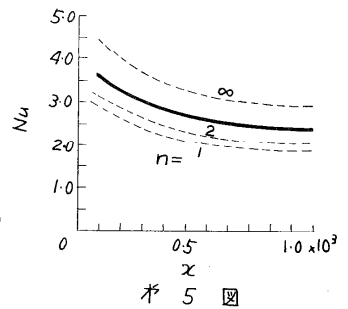
$$\theta = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{-(\frac{dY_m}{dr})_{r=1}}{\int_0^1 r (\frac{dY_m}{dr})^2 dr} \exp(-\alpha_m K X) \cdot Y_m(r) \quad (17)$$

となる。折2図は、 π - e 関係、速度分布が折1図、折2図であるかよわす 11% イチルセルロースのシクロヘキサノール溶液 ($C_p = 0.98 \text{ kcal/kg} \cdot \text{sec}$, $\lambda = 0.95 \text{ kcal/m} \cdot \text{hr} \cdot \text{sec}$) の温度分布の例である。折2図の速度分布をみると、壁近くで比較的速度が大きいため、べき乗則で $n=\infty$ の場合に近いような温度分布となる。

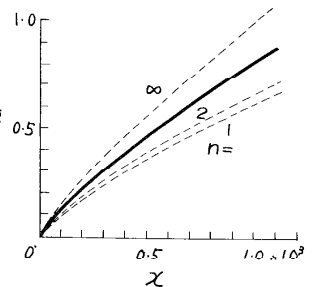
X での平均温度 $\bar{\theta}$ とし、流量平均値をとり、これをもとにして壁面での局所ヌッセルト数 Nu , $x=0$ から x までの平均ヌッセルト数 $\bar{Nu} (= \int_0^x \frac{Nu}{x} dx)$ をもとめると、それぞれ、

$$Nu = - \frac{\sum_{m=0}^{\infty} C_m \exp(-\alpha_m K X) \cdot (\frac{dY_m}{dr})_{r=1}}{\sum_{m=0}^{\infty} 2 \frac{C_m}{\alpha_m} \exp(-\alpha_m K X) \cdot (\frac{dY_m}{dr})_{r=1}}, \quad \bar{Nu} = \frac{2}{Kl} \ln \frac{\sum_{m=0}^{\infty} \frac{C_m}{\alpha_m} (\frac{dY_m}{dr})_{r=1}}{\sum_{m=0}^{\infty} \frac{C_m}{\alpha_m} \exp(-\alpha_m K X) \cdot (\frac{dY_m}{dr})_{r=1}} \quad (18)$$

折5, 6図にその例をしめす。



折5図



折6図

5. 速度場と温度場の干渉

いままでは、速度場と温度場は独立であるとして考察を進めたのでありますが、速度場と温度場の干渉は、 π -e の関係(5)式の a_i, b_i に陽に表わしてある。したがって、この式とエネルギー式(3)とを関連させてとけば、この干渉の影響をいふことができ、干渉が大きくなるにつれて、 $\partial u/\partial x$ の値が大きくなり、(1)式で仮定した層状流の近似ができなくなり、さらに、歪速度成分も $\partial u/\partial r$ ばかりでなく他のものも現れ、それらの関係を見なければならなくなる。ここでは、こうした問題に入ることを避けて、(1),(2),(3)式が十分な近似でなりたつものとして、速度場と温度場の干渉について考えることにする。

干渉を考えたときの量に添字 r をつけて表わすと、干渉を考えたときの速度 u は、

$$u = u_r + \left(\frac{du}{d\theta}\right)_{\theta_r} (\theta - \theta_r) \quad (19)$$

$$\left(\frac{du}{d\theta}\right)_{\theta_r} = \frac{T_0 - T_w}{T_r} \left\{ \left(\frac{\epsilon_0}{kT_r} + 1\right) u + \left\{ \left(r \frac{\partial u}{\partial r}\right)_{r=r_1} - \left(r \frac{\partial u}{\partial r}\right) \right\} \right\} \quad (20)$$

(20)式の()の第1項は、 a_i に関係する項であるから、温度変化により分子の位置移動の確率が変化する効果をしめし、速度に比例した影響をいふ。第2項は b_i に関係する項であり、同じ流動微構単位の単位体積中に含まれる分子の平均運動エネルギーが温度により変化する効果をしめし、歪速度に関係する。これらの項は常に異符号であり、温度の速度に対する効果を、いつでも、打ち消すように働く。第7図は第2図に示す $(du/d\theta)_{\theta_r}$ の例 ($\epsilon_0/kT_r = 3.9$) をしめす。この場合、管中心近くでは、緩和時間の温度による変化が分子の平均運動エネルギーの変化より強く現われ、壁近くでは、逆に後者の効きが強くなる。

つぎに、このような温度の干渉によって生じる、 u の x 方向の変化について考えると、

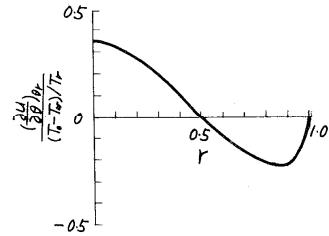
$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{T_0 - T_w}{T_r} \left\{ \left(\frac{\epsilon_0}{kT_r} + 1\right) u + \left\{ \left(r \frac{\partial u}{\partial r}\right) - u \frac{\partial u}{\partial r} \right\} \right\} \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m K_m C_m X_m Y_m \quad (21)$$

(したがって、 $\partial u/\partial x < 0$ のときは、()の第1項の効きと=) (第7図で中心付近) では、 u は x とともに減少し、第2項が効きと=) (壁近く) では、増加する。これは、速度分布をよりより π - 2 べき乗則の $n \rightarrow \infty$ の場合に近づけることになり、第8図は $\partial u/\partial x$ の例である。

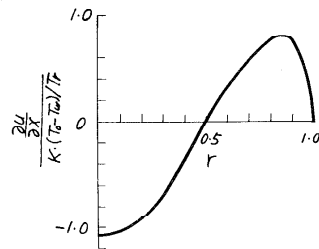
こうした速度変化に対する温度変化 $\Delta\theta$ は、

$$\Delta\theta = \int_{r_1}^{r_2} \int_{\theta}^{r_0} \frac{T_0 - T_w}{T_r} \left\{ \left(\frac{\epsilon_0}{kT_r} + 1\right) u + r \frac{\partial u}{\partial r} \right\} (\theta - \theta_r) \sum_{m=0}^{\infty} \alpha_m C_m X_m Y_m d r d r \quad (22)$$

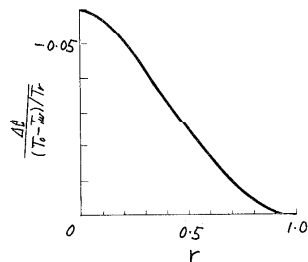
となる。その例を第9図にしめす。



第7図



第8図



第9図

2-2 発熱するスラリーの熱伝達の研究 (第5報 円管内乱流)

京都大学 岐美 格*, 神戸大学 松本 隆一*

1. 緒言

著者らは、さきにスラリーが内部発熱しながら円管内を層流で流れる場合の完全発達域や温度助走域における熱伝達を、スラリーをビンガム流体として取扱って解析したが⁽¹⁾⁽²⁾、本報告は、内部発熱を伴うビンガム流体が完全に発達した乱流状態で円管内を流れる場合の熱伝達について解析した結果を述べたものである。

2. 速度分布

流体の速度分布は対流熱伝達に大きな役割を果たすが、ビンガム流体の乱流速度分布については、ほとんど解明されておらず、また、円管内摩擦係数とレイノルズ数の関係についても、種々の整理法が考えられているが、決定的な方法は未だ提案されていない。著者らは、さきに、アルミナを水に懸濁せしめたスラリーを用いて、円管内における流動実験を行ない、摩擦係数とレイノルズ数の関係を調査し、層流域においては両者の関係はヘッドシュトローム数を助変数として整理できるが、乱流域では、ヘッドシュトローム数に関係せず、スラリーのような非ニュートン流体に対しても、ニュートン流体における関係式、たとえば、Blasiusの式、が適用できるというNedetzkaの推論を確認した。⁽³⁾⁽⁴⁾

つぎに、乱流時の円管内速度分布を求めてみよう。オ1図のように半径Rの円管を考え、中心よりの座標をr、壁面よりの座標をyとする。流体内部のせん断応力τは

$$\tau - \tau_0 = \mu_0 \frac{du}{dy} + \rho E_H \frac{du}{dy} \quad (1)$$

ここに、uは速度、 τ_0 はビンガム流体の降伏値、 μ_0 はビンガム粘度、 ρ は密度、 E_H は渦拡散係数である。

いま、流れを、せん部、乱流部および層流底層の3部分に分けて考える。一般に層流底層では乱流拡散は無視できるから、(1)式は、

$$\tau - \tau_0 = \mu_0 (du/dy) \quad (2)$$

乱流部については、(1)式の右辺オ1項はオ2項に比較して小さいから、これを無視し、

$$\tau - \tau_0 = \rho E_H (du/dy) \quad (3)$$

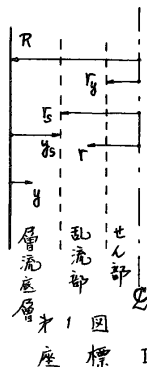
さらに、オ1図において、流体内部の応力の釣合りから、

$$(\tau - \tau_0)/(\tau_w - \tau_0) = (r - r_0)/(R - r_0) \quad (4)$$

ただし、 τ_w は壁面におけるせん断応力、 r_0 は $\tau = \tau_0$ となる半径である。

いま、乱流においても、比せん半径aの存在を考え、層流と同様に次式を定義する。

$$a = \tau_0 / \tau_w \quad (5)$$



* 日本機械学会正員

(2), (3)式を(4)式に用いると, 層流底層内の速度分布が求まる。いま, $r' = r/R$ を用い,

$$u/u_m = (C_f Re/4) \left\{ \frac{1}{2}(1-r'^2) - a(1-r') \right\} \quad (6)$$

ここに,

$$Re = u_m (2R) / \mu_0 \quad : \text{レイノルズ数} \quad (7)$$

$$C_f = \tau_w / \frac{1}{2} \rho u_m^2 \quad : \text{摩擦係数} \quad (8)$$

$$u_m = \int_0^R 2\pi r u dr / \pi R^2 \quad : \text{平均流速} \quad (9)$$

また, 乱流域における速度 u を, 壁面よりの距離 y , ビンガム粘度 μ_0 , 密度 ρ および壁面におけるせん断応力 τ_w の関数として次元解析を行なうと, ニュートン流体の片集法則に対応して⁽⁵⁾,

$$u = B (\tau_w / \rho)^{3/7} (\rho y / \mu_0)^{1/7} \quad (10)$$

ここに, B は係数でニュートン流体では 8.7 である⁽⁵⁾。この式を, $r = y_0 = aR$ において $u = u_{max}$ の条件を用いて整理すると, 乱流部における u/u_m は,

$$\frac{u}{u_m} = \frac{1}{5} \left(\frac{1-r'}{1-a} \right)^{1/7} \quad (11)$$

たゞし,

$$\xi = u_m / u_{max} \quad (12)$$

また, せん部では,

$$u/u_{max} = u_{max}/u_m = 1/\xi \quad (13)$$

(12)式で定義した ξ は, 層流底層表面において, (6)式で定まる速度と(11)式で定まる速度が等しくなければならぬという条件から決定される。すなわち,

$$\xi = \left(\frac{1-r'_s}{1-a} \right)^{1/7} \frac{4}{C_f Re} \frac{1}{\frac{1}{2}(1-r'_s)^2 - a(1-r'_s)} \quad (14)$$

たゞし,

$$r'_s = r'_s / R = (R - y_s) / R \quad (15)$$

また, r'_s は(9)式に(6), (11), (13) および(14)式を用いて求めることができる。すなわち,

$$C_f Re \left[\frac{7}{16} \frac{\left\{ \frac{1}{2}(1-r'_s)^2 - a(1-r'_s) \right\}}{(1-r'_s)^{1/7}} \left\{ \frac{7}{15} - r'_s(1-r'_s) - \frac{7}{15}(1-r'_s)^{19/7} \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{8} - \frac{a}{6} - \frac{1}{2} \left(\frac{r'_s^2}{2} - \frac{r'_s^4}{4} \right) + a \left(\frac{r'_s^2}{2} - \frac{r'_s^3}{3} \right) \right\} \right] = 1 \quad (16)$$

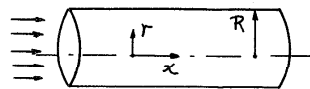
オ2図に乱流速度分布の例を示す。たゞし, C_f と Re の関係は前述の実験結果より Blasius の式を用いた。また, 前述のように乱流部では渦拡散のみが支配的であるから, 後述の熱伝達の解析のために, (4), (3)式を組合せ, さらに, (11), (12)式の関係を用いて, E_H は,

$$E_H = \frac{7(1-a)^{1/7} \xi He Pr}{2a Re} (r'-a)(1-r')^{1/7} = \frac{7(1-a)^{1/7} \xi Re C_f Pr}{4} (r'-a)(1-r')^{1/7} \quad (17)$$

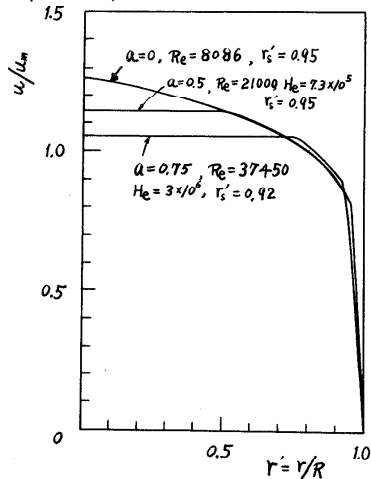
3. 温度分布

オ3図において, 微小部分のエネルギーの釣合いから,

$$u \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \left(\frac{\lambda}{\rho g c} + E_H \right) \frac{\partial T}{\partial r} \right\} + \frac{q}{\rho g c} \quad (18)$$



オ3図 座標 II



オ2図 速度分布

ここに、 T は流体温度、 c は比熱、 ρ は密度、 λ は熱伝導率、 ε_H は熱の乱れ拡散係数、 Q は流体内部の単位時間単位体積当りの発熱量である。いま、壁面における熱負荷 q (放熱のとき $q > 0$)が一一定であるとする。完全発達乱流域では、

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T_m}{\partial x} = \frac{Q - \frac{2q}{R}}{\rho g c u_m} \quad (19)$$

ただし、

$$T_m = \int_0^R 2\pi r u T dr / \pi R^2 u_m \quad (20)$$

文献と同じ助変数 F を用いる⁽¹⁾。

$$F = 1 - \left\{ \frac{2q}{QR} \right\} \quad (21)$$

(18)式は

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(\frac{\lambda}{\rho g c} + \varepsilon_H \right) \frac{dT}{dr} \right] = \frac{Q}{\rho g c} \left(F \frac{u}{u_m} - 1 \right) \quad (22)$$

上式において、 u/u_m として前記の諸式を用い、また、 ε_H は ε_H に等しいとして、(22)式を用いると、上式を解くことができる。すなわち、

層流底層 ($1 \geq r' \geq r'_s$):

$$\frac{dT/dr'}{QR^2/2\lambda} = 2 \left[\frac{4Re}{7} F \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{r'}{2} - \frac{r'^3}{4} \right) - a \left(\frac{r'}{2} - \frac{r'^2}{3} \right) - \left(\frac{1}{8} - \frac{a}{6} \right) \right\} - \frac{r'}{2} + \frac{F}{2} \right] \quad (23)$$

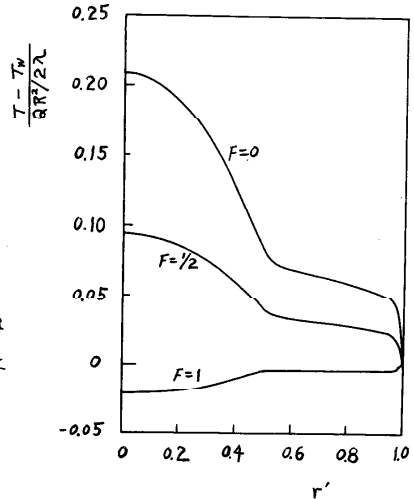
乱流部 ($r'_s \geq r' \geq a$):

$$\frac{dT/dr'}{QR^2/2\lambda} = \left[-\frac{2F}{5(1-a)^{5/2}} \left\{ \frac{7}{8} (1-r')^{5/2} - \frac{7}{25} (1-r')^{3/2} \right\} - r' + \frac{2F}{3} \left\{ \frac{49}{120} + \frac{7}{120} a + \frac{1}{30} a^2 \right\} \frac{1}{r'} \right] \left[1 + \frac{7(1-a)^{3/2} He Pr}{2a Re} (r'-a)(1-r')^{5/2} \right] \quad (24)$$

せん部 ($a \geq r' \geq 0$):

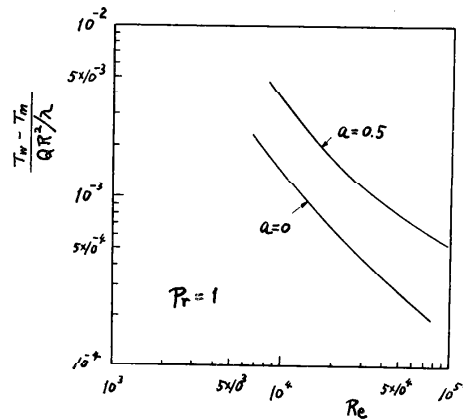
$$\frac{dT/dr'}{QR^2/2\lambda} = \left\{ \frac{F}{5} - 1 \right\} r' \quad (25)$$

これらの式で(23)、(25)式は解析的に積分できるが、(24)式は不可能であるから、本研究では Runge-Kutta 法により計算を行なった。計算結果の一例を第4図に示す。Poyrendick はニュートン流体 ($a=0$) の場合に、 $F=1$ 、すなわち、壁面で断熱した状態での混合平均温度と壁温との差を公表している⁽⁶⁾。著者らの計算結果を Poyrendick の値と比較するため、第5図に図示した。なお、 $a=0$ の場合とくらべため、 $a=0.5$ の場合も併記してある。これによると、 $a=0$ の場合は Poyrendick の結果とよく一致する⁽⁶⁾。また、(18)式の右辺が



第4図 温度分布

$a=0.5$, $Re=21000$, $He=7.3 \times 10^5$
 $r'_s=0.95$, $Pr=1$



第5図 壁面断熱時の混合平均温度

項と似た形は、内部発熱のない場合に相当し、上と同様の解法によって解ける。

4. ヌセルト数

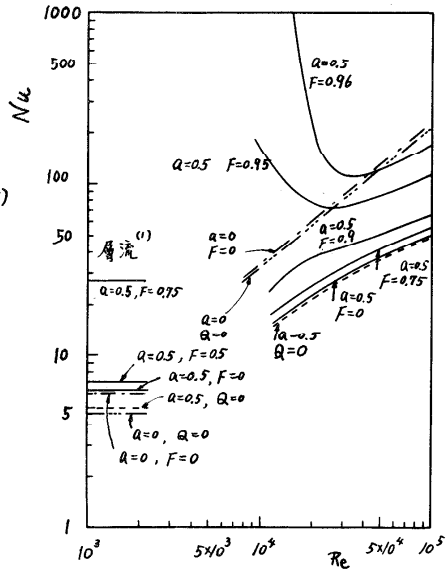
いま、つぎのような熱伝達係数、ヌセルト数、スタントン数を定義する。

$$\alpha = q / (T_m - T_w) \quad (26)$$

$$Nu = \alpha (2R) / \lambda \quad (27)$$

$$St = Nu / Re \cdot Pr \quad (28)$$

前章で求めた温度分布を用いて、 Nu を求め、 Nu と Re の関係と示したのが、オ6図である。この図で実線は内部発熱のない場合である。 $(a=0.5)$ また、比較のために $a=0$ の場合について、内部発熱のない場合を三本鎖線、内部発熱のある場合で、 $F=0$ の場合を一実鎖線として示してある。いま、内部発熱のない場合を他の研究者の結果と比較するため、 St と Re の関係に書き改めたのが、オ7図である。ただし、鎖線は a が一定の線を示してある。図中の○は Thomas による TfO_2 スラリの実験結果である⁽⁷⁾。



オ6図 Nu と Re の関係 ($Pr=1$)

5. 結言

内部発熱するビンガム流体が円管内を乱流で流れるときの速度分布、温度分布、ヌセルト数、スタントン数を導出し、二つの例を図示した。これによると、温度分布はニュートン流体の場合と比べると非常に変わった形をとり、また、ヌセルト数もニュートン流体の場合と異なる値をとるが、その値は Re や F に非常に左右されることがわかる。

[文献]

- 1) 岐美, 機械学会論文集, 22-180 (昭和36-8), P.1314.
- 2) 岐美他2名, 機械学会論文集, 28-195 (昭和37-11), P.1533, 3) 岐美他3名, 機械学会関西支部講演会前刷 (昭37-6), 23., 原子力学会昭和38年度年会予稿, P.177.
- 4) W. L. Wilkinson, Non-Newtonian Fluids, Pergamon Press, 1964, 2) 藤本武彰, 応用流体力学, T-108
- 6) H.F. Poppendieck, C.E.P. Symp. Ser. 50 (1956), No.11, P.93, 7) TID-7592, P.13.

2-3 スラリー・蒸気混合物の垂直上昇流について

原研 山崎彌三郎*、斯波正詮*、大久保薫
NAIG 藤井武紀*

I. はじめに

垂直におかれた大口径管内を上昇する蒸気・水及び工業用軽質炭酸カルシウムからなる混相流について圧力損失を測定した。本研究ではすでにくつかりの研究結果が発表されている水・蒸気乃至水・空気2相流に関する圧力損失、空隙率と総流量及び各相の流量比との関係が固体をばらばらした事でどんな影響をうけるかという点を調べた。スラリー・蒸気混合物の流動の研究は気液2相流の基本的性質をしるという面だけでなく、蒸発かんにおける濃縮等広い応用があるにも拘らず従来扱われていなかった。用いたスラリーは本研究が原研で行われた沸騰スラリー型動力炉の開発に関連していたため同炉で用いる重水・ウラニウム・トリウムスラリーに近い性質をもっているために選ばれた。

II. 実験装置及び条件

第一図に示したように本実験装置はテスト部、蒸気及びスラリー供給系の三つの部分

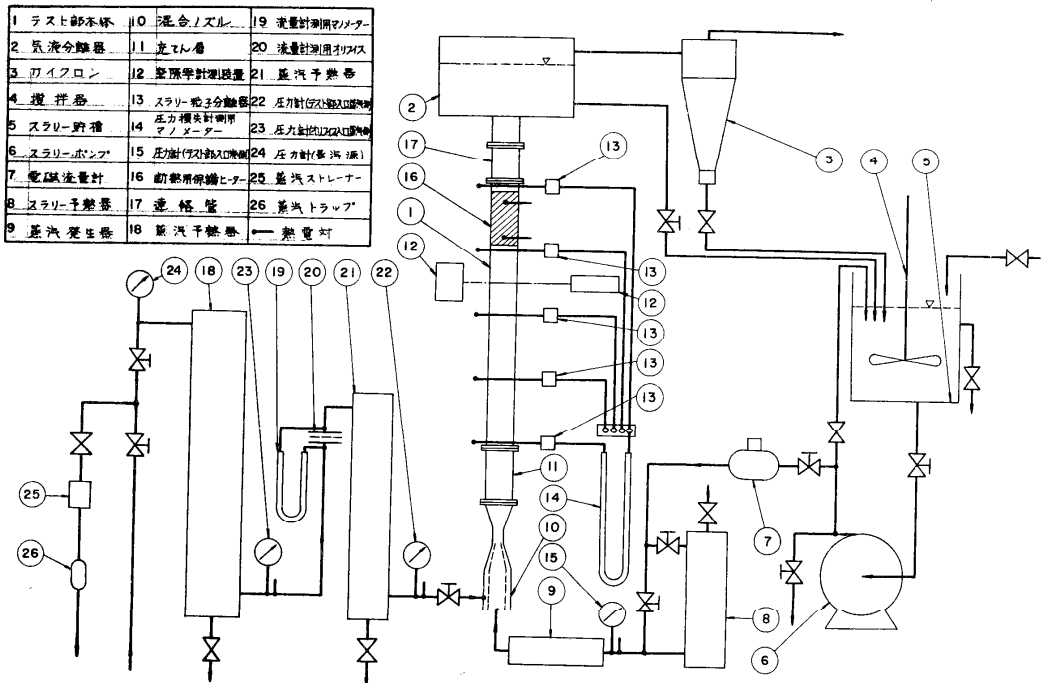


FIG.1 実験装置

* 日本機械学会正員

よりなる。テスト部は更に流入側から混合ノズル⑩、混合室⑩、テスト部測定部①、気液分離タンク②、サイクロン③からなり、一方蒸気供給系は蒸気過熱器⑬、⑭、オリフイス⑮、スラリー供給系は貯槽⑥、ポンプ⑦、電磁流量計⑰、スラリー予熱器⑧及び蒸気発生器⑨よりなる。テスト部を一旦通過した蒸気はサイクロンで分離後放出しスラリーは再循環させる。

2相流は蒸気の流量比が低い(2%以下)場合にはスラリーを電気加熱して蒸気を生じさせ、高い場合には飽和温度以下のスラリーに過熱蒸気と混入して作る。蒸気の流量比を求めるには電気加熱する場合はスラリーの流量、蒸気発生器の入口温度及び電気入力から計算する。蒸気を混合する場合には混合ノズルの流入端で蒸気及びスラリーの圧力・温度を夫々計算し、両者のエンタルピを求めて別に測定された流量とあわせて流量比を計算する。

混合ノズルは口径16mmの内孔ノズルとこれと同軸にとりつり口径14mmのノズルからなり前者から蒸気が環状部分からスラリーが夫々流出する。分離タンクは直径600mm、高さ400mmの円筒タンク、サイクロンは直径180mmである。

第二図に示したようにテスト部測定部は32mm×52mmの流路断面をもつ長さ2000mmのアルミ引抜のく形管であり軸方向を四等分した五ヶ所に静圧検出所のタップがとりつけられており四区画の圧力損失を計測できる。このうちデータとするのは第3区画のそれ

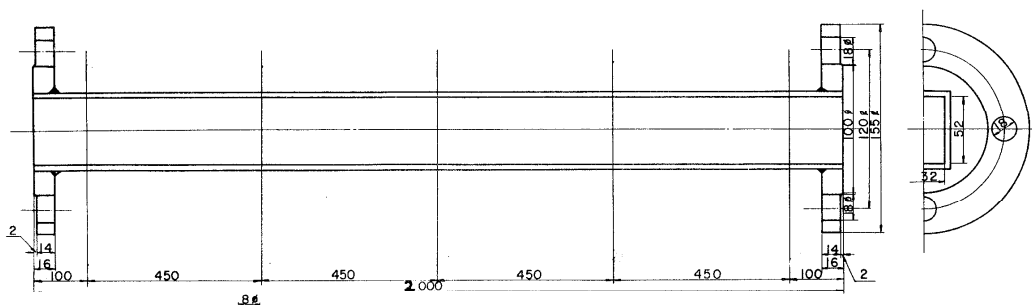


FIG. 2

のみで他は流れが第3区画に達する迄に入口の影響を消失させた事を確かめるために用いる。静圧検出用のタップは流路断面の周囲に用いる静圧の平均値が測定できるように次の構造とする。即ち流路壁に中0.5mmのスリットを切り外側を環状室でとりまいてこれによって圧力を平均してマンメーターに導く。タップに隣接してスラリー粒子分離器がおかれる。タップを通過してきたスラリー粒子は総てここに沈積し導管中へは入っていない。テスト部測定部は25%炭酸マグネシアで保温した。又下流端からの放熱を防ぐには別に保護ヒーター(Fig. 1⑭)を用いた。

実験条件は噴量速度 $(1\sim6)\times 10^6 \text{ kg/m}^2\cdot\text{h}$ 、蒸気の流量比0.01~8%、スラリー濃度は重量

比で5%である。系圧力はほぼ一定で $1.0 \sim 1.1 \text{ kg/cm}^2$ 、測定部の寸法は上記のもの唯一通りである。

III. 実験方法及び結果

スラリー及び蒸汽のテスト部本体におけるエンタルピーを調節して所要の流量比をセットしたのちテスト部の系圧力及び圧力損失と大々ノメーターにより測定する。実験装置にはあらかじめ計算された水を満たし安定した運転ができる事を確かめた後調製後一週間程度スラリーを所定の濃度がえられるまで添加する。

前項で述べた実験条件で圧力損失を測定した結果の一部を第三図に掲げる。実験結果は圧力損失 ΔP と流量比 α とを両軸に質量速度をパラメーターとして示した。 α 比較のためスラリー濃度ゼロ即ち水・蒸汽二相流とテスト部測定部に流してえられた結果と同様の要領でプロットしたのが第四図である。第四図の結果は Petric らのそれとよく一致する。この実験では流量比が低い範囲についてのみ行われているが蒸発かん等における実用例では流量比が数パーセントであるからこれらには利用しうる。第三・四図を比較してみると質量速度の影響にかなりの差を認める事ができる。即ち低い流量比においては第三図では圧力損失に対する質量速度の影響はみられないが第四図では明かな差がある。これは液体側の粘度の差による空隙率の差に基づくと推測される。

この実験に使用したスラリーは調製後一週間程たつと安定した凝集スラリーとなる。

これをキャピラリープラストメーターによって剪断力-歪速度曲線を求めてみるとビンガム流体と見なす事ができる。粘度及びビンガムの降伏値を第五図にその他の物性値を第一表に示す。

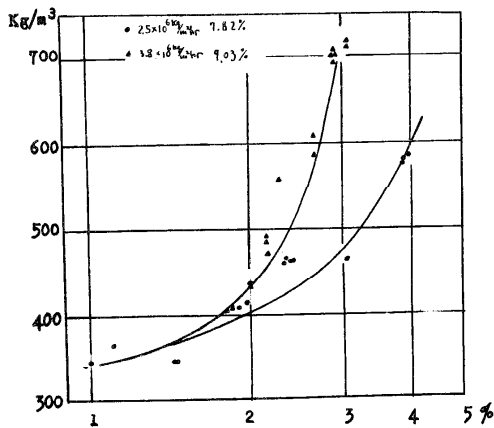


FIG. 3

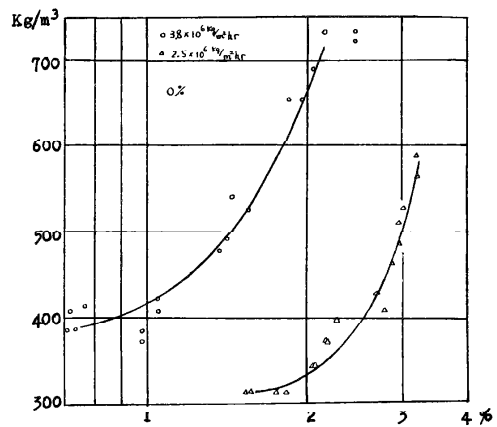


FIG. 4

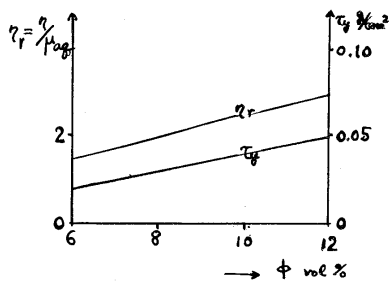


FIG. 5

Table 1

濃度 kg/kg	比重 kg/m ³	比熱 kcal/kg ^o C	熱伝導率 kcal/cm ² hr
15.3	1.26 ⁻³	0.736	0.674
13.1	1.22	0.767	0.653
10.7	1.18	0.803	0.632
8.94	1.15	0.831	0.618
6.28	1.11	0.876	0.596

IV. 謝辞

本研究をおこなうに当り御指導頂いた福東大教授、及び実験を手伝って頂いた小守松雄君にお礼申上げる。

3-1 ビーカ内の沸騰

電力中研 千葉徳男* 田代久夫*

1. はしがき

枝沸騰における気泡発生の因子は、一般に伝熱面に存在する凹み部であり、その直径、形状が関係するといわれている。

本報告は、ビーカ底面の状態および物性を変え、蒸溜水を用いて沸騰実験を行つたものである。その結果、気泡発生の因子としては、伝熱面の物性の違いが大きく影響すること。またガラス面においては、表面に鋭い凹凸があれば気泡発生の因子となるが、同じ表面を弗化水素酸で短時間溶解すると、気泡発生に対する凹凸の影響がなくなることが認められた。

なお底面が平滑なビーカを用いた沸騰実験では、気泡が水中から連続的に発生することが観察された。

2. 実験装置および方法

実験装置は図1の写真に示される。装置の主要部は、写真中の1000ccビーカである。この中に蒸溜水を約500cc入れて、ビーカの下から600ワットの電熱器で加熱する。電熱器とビーカの間にアスベスト板を挟み、ビーカの上から電熱線が見えないようにしてある。

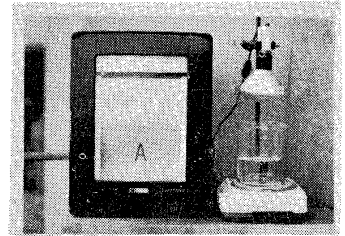


図1. 実験装置

このビーカに水を500cc入れた場合の水位は、底面から約6cmの高さになる。実験は、この水が蒸発して水位が2.5cmになれば中止する。

実験中ビーカ内の水に温度分布が存在するかどうかを知るため、ビーカ内のほぼ中央の底から1, 2および3cmの高さにおける水温を測定した。測定器は、直径0.1mmの銅-アドバンス熱電対で、これを外径0.5mmのガラス管に装入したものである。熱起電力は、写真左にある多変式電子管記録計に記録させた。この装置による水温の測定では、測定位置による相違は認められなかった。

なお加熱方法によって沸騰状況が変わるかどうかを知るため、ブンゼンバーナーでも加熱してみたが、電熱器を使用した場合と相違するものは認められなかった。

実験には、次のようにビーカ底面の状態が異なるもの5種類を用い、水温の変化を記録し、沸騰状況を肉眼で観察するとともに写真撮影を行った。

- (1) クレソール、濃硝酸、苛性ソーダ、アルコールの順で洗滌した清潔で平滑な底面
- (2) #60エメリ布で削ったのち、(1)と同様に洗滌した凹凸のある底面。この場合、苛性ソーダによるガラスの溶解を考慮して、代わりに中性洗剤を用いた。
- (3) (2)と同様の底面を、さらに弗化水素酸で溶解して、鋭い角を取った凹凸の底面

(4) 銀鏡メッキをしたのち、苛性ソーダ、アルコールの順で洗滌した底面

(5) アラルライトを焼付けたのち、(4)と同様に洗滌した底面

なお底面が平滑なビーカの沸騰水温度は、約 104°C になるので、この中に上記ビーカ底面と同様に異なる表面をもつ、直径 4mm のガラス棒を挿入して観察を行った。

3. 実験結果

3.1 ビーカ底面の状態を変えた場合の沸騰状況

(1) 底面が平滑なビーカの場合は、水温が 100°C に達しても気泡の発生はなく、 106°C に達して、初めて水中から多数の気泡を発生する。図2のAとBの写真は、水中から発生する気泡の状況を明らかにするため、 $1/2000$ と $1/15$ 秒で撮影したものである。この水中から発生する気泡は、主に水面下 $1\sim 2\text{mm}$ のところから生ずる。

気泡の発生とともに、水温は約 104°C に下る。この水温変化の一例を図3に示す。この図から初気泡発生時の水温変化が、極大値を示すことがわかる。その後水位の低下



A ($1/2000$ 秒)



B ($1/15$ 秒)

図2 水中から発生する気泡の状況

するにしたがって、水温は徐々に上昇して、最終 106°C に達する。

また実験中に伝熱面からときどき突沸を生ずる。この突沸は、図4に示されるように、非常に大きく離脱時に大きな音を発生する。こ

の突沸発生時には、水中からも多数の気泡を発生する。

なお実験中、水中から発生する気泡は連続的であり、伝熱面から発生する突沸は間欠的である。

図5に示される写真は、実験に用いたビーカ底面の状態である。図中の割れは、表面が平らで透明なため、写真の焦点を合わせるができなかつたので、ガラス切りでキズをつけたもの

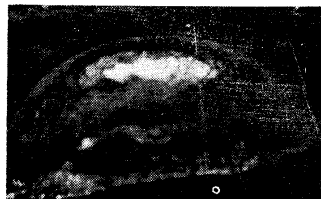


図4 伝熱面よりの発生気泡

図5 平滑な底面の状態

である。このようにビーカ底面は、平滑な面である。

(2) 底面を#60エメリ布で削ったビーカの沸騰状況は、水温が約 93°C で底面の削った部分から発泡する。この状況は、図6の写真に示される。気泡は前述の突沸と比べ

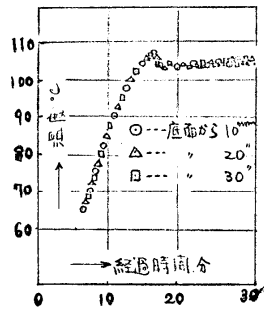


図3 水温変化の状況

て、非常に小さく局部的に連続して発生する。

その後水温は上昇して101℃に達しては安定するが水位の低下にしたがってわずかに上昇し、102℃に達する。なお平滑なビーカの場合に生じた極大気はなかった。

ビーカ底面の状態は、図7のAとBの写真に示されるように、表面に多くの鋭い凹凸が見られる。

(3) 上記と同じ底面を、さらに弗化水素酸で1分および5秒溶解したビーカの場合は、いずれも(1)に述べた底面が平滑なビーカの沸騰および温度変化の状況と同じであった。

両ビーカの底面状態は、図8のAとBおよび図9のAとBの写真に示される。図8は弗化水素酸で1分、また図9は5秒溶解したものであるが、いずれも多くの凹凸がある。なお5秒溶解の面と(2)のビーカの面とを100倍にしてみても、その相違はわがらなかつた。

(4) 底面を銀鏡メッキした場合の沸騰状況は、水温が90℃に達すると、気泡は底面全般から発生する。その状況を図10に示す。

その後水温は、99.8℃まで上昇し一定になる。

ビーカ底面の状態は、図11のAとBに示される。Aの写真から表面に細い粒状のものが見られるが、これはBの断面写真から判らぬ程度である。

(5) 底面にアラルダイトを焼付けた場合は、水温93℃で焼付け部分から発泡する。その後水温は上昇して99℃に達して一定となる。その気泡発生を図12に示す。このビーカは底の右半分をアラルダイトを焼付けたものである。

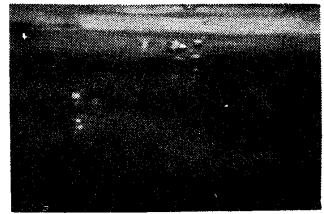
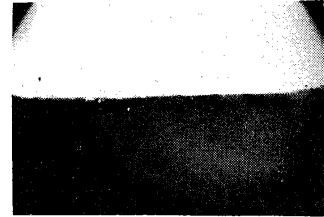


図6 底面削り部での発泡状況

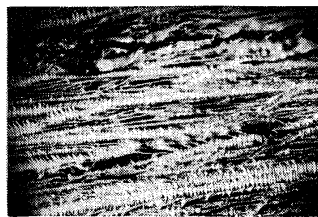


A (平面)

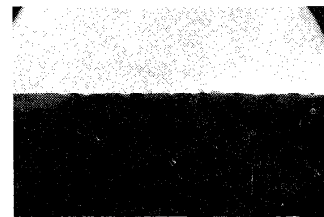


B (断面)

図7 #60エメリ布で削った凹凸のある底面の状態

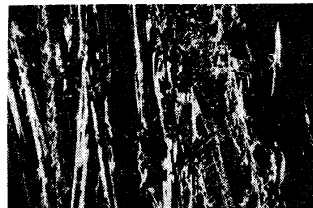


A (平面)

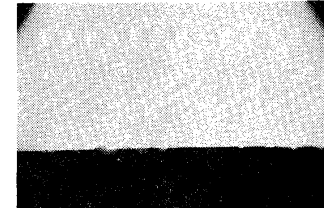


B (断面)

図8 #60エメリ布で削り弗化水素酸で1分溶解した底面状態



A (平面)



B (断面)

図9 #60エメリ布で削り弗化水素酸で5秒溶解した底面状態

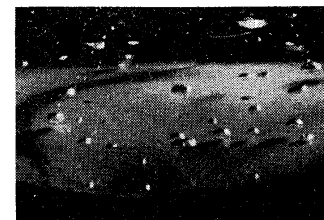


図10 銀鏡メッキした底面での発泡状況

・気泡はこの部分から発生し、隣りのガラス面からは発生しない。

ビーカ底面の状態は、図13のAとBの写真に示される。

A写真中のキズは、表面が平滑で写真の焦点が合せにくかったため、カミソリで付けたものである。この両写真から表面が平滑であることがわかる。

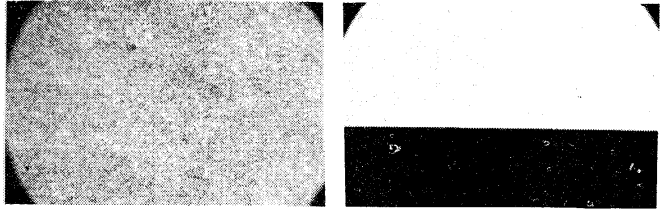
3. 1 底面が平滑なビーカの沸騰水中に、上記ビーカ底面と同様に異なる表面のガラス棒を挿入した場合の観察。

図14の写真は、平滑な表面のガラス棒を挿入したものであるが、棒の挿入による影響は見られない。

図15の写真は、ガラス棒表面を#60エメリ布で削り、凹凸をつけたものであるが、平滑なものと同様である。

図16の写真は、ガラス棒表面を銀鏡メッキして挿入したものであるが、棒の表面から細かい気泡が発生している。

図17の写真は、表面にアラライトを焼付けて挿入したものであるが、棒の表面から大粒の気泡が発生している。



A (平面) B (断面)
図11 銀鏡メッキした底面の状態

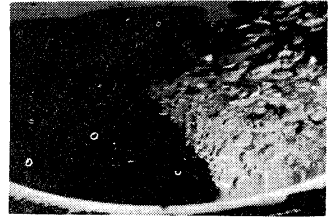
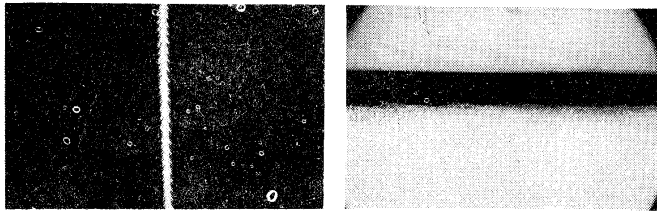


図12. アラライト部がらの発泡状態



A (平面) B (断面)
図13. アラライトを焼付けた底面の状態

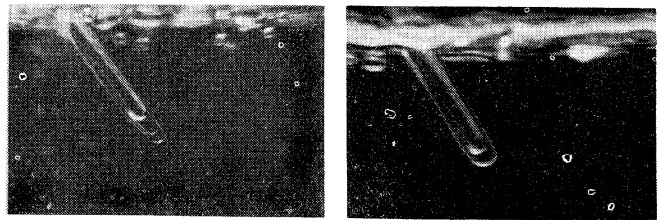


図14. 平滑な表面のガラス棒を挿入した状況

図15 #60エメリ布で表面を削ったガラス棒の挿入状況

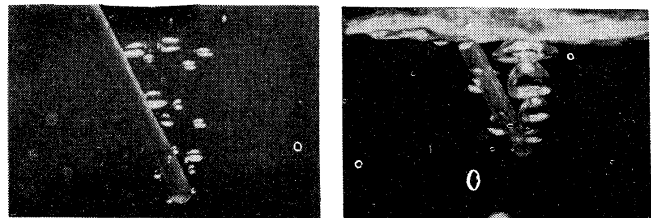


図16 銀鏡メッキしたガラス棒を挿入した状況

図17 アラライトを焼付けたガラス棒を挿入した状況

3-2 自由対流表面膜沸騰の研究

九大工^{*} 西川兼彦^{*}, 九大工 下村龍太郎^{*},
九大工 長友宏人^{**}, 九大工 波多野雅昭^{**}

1. はしがき

膜沸騰熱伝達の理論的研究は Bromley 以来多くの研究者によつて行なわれているが、その場合「気液界面は滑らかである」という假定がなされてきた。これは理論の簡単化のためと思われるが、また一方では蒸気膜面より発生する気泡の挙動に関して正確な資料が存在しなかつたためである。最近蒸気膜面における気泡の挙動を考慮に入れた理論が二三発表されているが、その妥当性を検討するには実験的資料が不足しているように思われる。

本研究は液体の過冷度によつて蒸気膜面よりの気泡発生の様相がいかに変化するかを明らかにし、これによる気泡攪乱効果の変化が膜沸騰熱伝達に及ぼす影響を把握せんとするものである。

2. 実験の方法

第1図は実験装置と計器類の配置および回路の概要を示したもので、実験の条件および範囲は次のとおりである。

伝熱面：長さ 90 mm の白金線。直径は 0.5, 0.7 および 1.0 mm の 3 種

試験液体：蒸留水および四塩化炭素。過冷度は 0, 2, 5, 7, 10 および 15°C の 6 種。

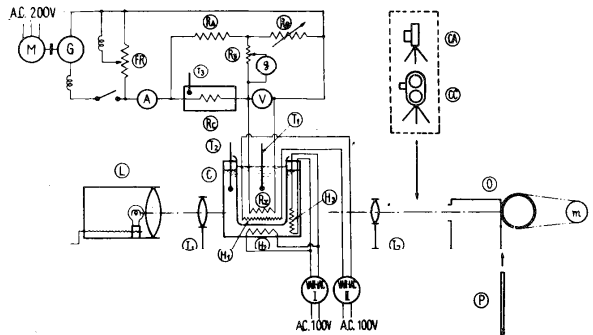
伝熱面熱負荷：蒸留水, $(10 \sim 80) \times 10^4 \text{ kcal/m}^2\text{h}$; 四塩化炭素, $(3 \sim 50) \times 10^4 \text{ kcal/m}^2\text{h}$ 。

3. 気泡の発生と蒸気膜形成の様相

第2図(a)および(b)はそれぞれ蒸留水および四塩化炭素の膜沸騰時の外観写真の一例を示したもので、蒸留水にくらべて四塩化炭素の場合には気泡の発生が規則的で、同一熱負荷および同一過冷度では気泡の攪乱効果が大きいことが認められる。

4. 発生気泡径と気泡発生の頻度

第3図は特殊な光学的方法により蒸気膜面離脱時の気泡を撮影した蒸留水の場合の写真の数列であつて、この写真は伝熱面よりわずかに上にフリンジをおき、回転ドラムに携きつたオシロペーパーに撮影された気泡の写真であるから、写真の右の方の気泡は

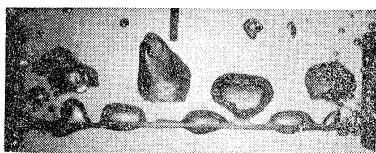


M: モーター, G: 発電機, H₁: 白金線ヒーター, H₂: 底部ヒーター, H₃: 挿入ヒーター, R_x: 加熱線, R_B: 可変抵抗器, R_C: マンロ線抵抗, R_A: 固定抵抗, G: 検流計, A: 電流計, V: 電圧計, O: 電磁式カメラ光學箱, m: 回転ドラム用モーター, L: 投影器, I₁およびI₂: レンズ, T₁, T₂およびT₃: 温度計, P: ピストン, CC: 16mm E-16カメラ, CA: 35mmカメラ。

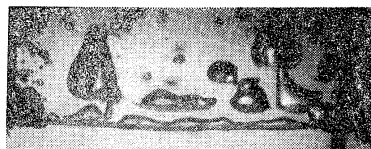
第1図 実験装置

* 日本機械学会正員, ** 日本機械学会学生会員

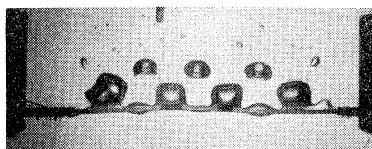
と時間的に先に発生した気泡を不している。第3図の字真より、加熱線に生じる気泡発生臭の間隔(P), 加熱線単位長さあたりの気泡発生頻度(F)および蒸気膜面離脱時の気泡最大直径(dm)を測定し、それらの各実験条件に対する統計的平均値と熱負荷(q)との関係を求めた。第4図(a)は加熱線直径(D)をパラ



$$\Delta\theta_c = 0 \quad q = 4.71 \times 10^5$$



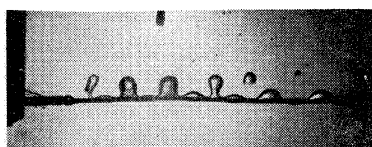
$$\Delta\theta_c = 0 \quad q = 4.65 \times 10^5$$



$$\Delta\theta_c = 5 \quad q = 4.82 \times 10^5$$



$$\Delta\theta_c = 5 \quad q = 4.61 \times 10^5$$



$$\Delta\theta_c = 15 \quad q = 4.80 \times 10^5$$



$$\Delta\theta_c = 15 \quad q = 4.70 \times 10^5$$

(a) 蒸留水

(b) 四塩化炭素

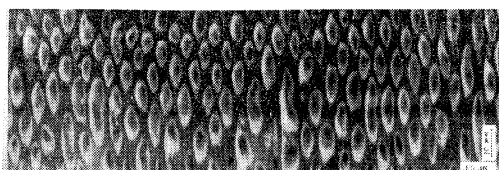
第2図 気泡発生状況 ($D=1.0\text{ mm}$, $\Delta\theta_c: ^\circ\text{C}$, $q: \text{kcal/m}^2\text{h}$)

メータとして飽和沸騰の場合に対し、また第4図(b)は過冷度($\Delta\theta_c$)をパラメータとして直径1mmの加熱線の場合に対し測定結果をプロットしたものである。これらの図から次のようなことがわかる。

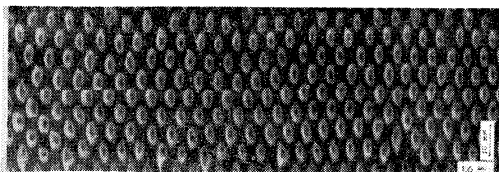
(イ) 直径の影響 第4図(a)より、 dmF の値はある q までは q とともに増大するが、その q 以上では各 D に固有な一定値をとる。この dmF が q に無関係になる一定値(dmF)_sは D が小さいほど大きい。このことは直径の小さい加熱線ほど気泡の攪乱効果が大きいことを示しているように思われる。

(ロ) 過冷度の影響 第4図(b)より、 dmF は各過冷度の場合ともある q までは q とともに増大し、その q 以上では各 $\Delta\theta_c$ に無関係な一定値をとる。 $\Delta\theta_c \leq 10^\circ\text{C}$ に対しては本実験では(dmF)_sに達していない。

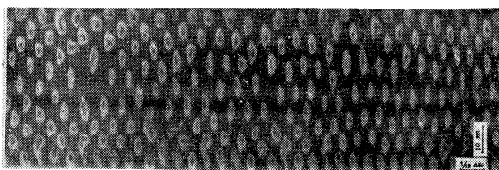
(ハ) 臨界波長 第4図中に記入された



$$\Delta\theta_c = 0 \quad q = 5.09 \times 10^5$$



$$\Delta\theta_c = 7 \quad q = 5.20 \times 10^5$$



$$\Delta\theta_c = 10 \quad q = 5.11 \times 10^5$$

第3図 蒸気膜面離脱時の気泡写真(蒸留水)

($\Delta\theta_c: ^\circ\text{C}$, $q: \text{kcal/m}^2\text{h}$)

λ_{cr} および λ_{max} は水平の気液界面において蒸気膜面の振幅が成長する最小波長および最大波長を示したもので、 P の値が加熱線の直径および過冷度のいかによるかわからず、熱負荷がいかに増大しても λ_{cr} または λ_{max} をこえないことは注目される。

5. 熱伝達係数

5.1. 過冷度の影響

第5図は Bromley の手法に従って輻射熱負荷を計算し、対流熱負荷に対する熱伝達係数 (α_{co}) を求め、これと伝熱面温度と飽和温度との差 ($\Delta\theta_s$) との関係と直径 1mm の加熱線についてプロットしたものである。また図中の実線は Banchemo の整理式より計算した結果を示したものである。すなわち、

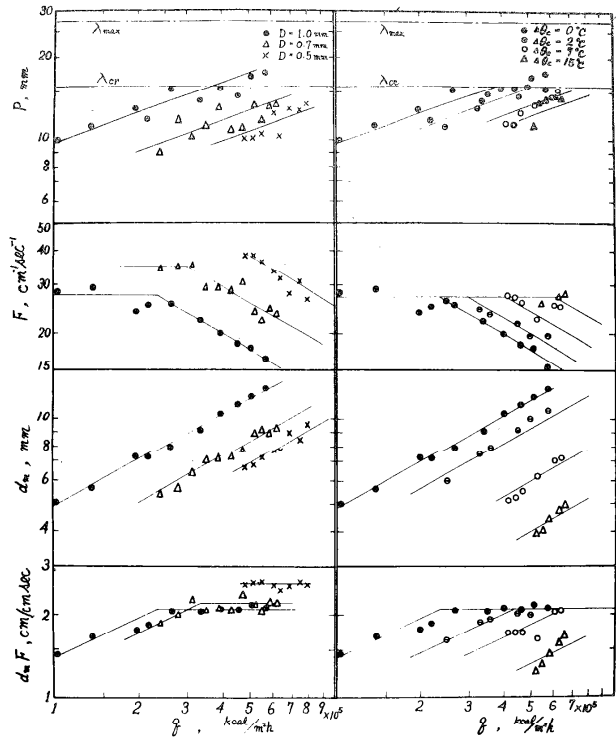
$$\alpha_{co} = a(b + \frac{1}{D})F$$

$$F \equiv \left[\lambda'' r'' (r' - r'') r / \Delta\theta_s \mu'' \right]^{1/4}$$

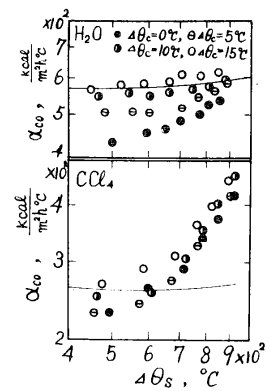
ここに、 λ'' : 蒸気の熱伝導率、 r' および r'' : 液体および蒸気の比重量、 r : 蒸発熱、 μ'' : 蒸気の粘性係数、 a および b : 液体によつてきまる定数、である。

第5図の蒸留水の実験値からみられるごとく、 $\Delta\theta_c < 10^\circ\text{C}$ の実験値はある温度差 $\Delta\theta_s$ 以上、しつがつである熱負荷以上では Banchemo の式より勾配が大きくなつていのみならず、絶対値が小さくなつていながら、 $\Delta\theta_c > 10^\circ\text{C}$ の実験値は Banchemo の式とかなりよく一致している。このような傾向は直径の異なる実験値についてと同様である。以上の実験結果と Banchemo の式との差異は第4図の結果を用いて次のように説明できるであろう。

まず $\Delta\theta_c < 10^\circ\text{C}$ では第2図(a)の字真からみられるごとく、蒸気膜面における気泡の成長は相当なものであり、また第4図より $d_m F$ は飽和値に達しており、気泡の攪乱効果はかなり大きいと考えられる。しつがつ $\alpha_{co} \sim \Delta\theta_s$ の勾配は理論式よりも大きくなり、この範囲では蒸気膜面よりの気泡の離脱が熱伝達に影響を及ぼす。



第4図 気泡径と気泡発生頻度(蒸留水)



第5図 対流熱伝達係数

し、気液界面は滑らかであるという仮定は成り立たないように思われる。またこの範囲では気泡の成長は相当なものであるから、蒸気膜面における気泡発生部は熱抵抗が増大するように思われる。すなわち、平均蒸気膜厚さが増大した結果になり、実験点の絶対値が理論式を下廻るのであろう。つぎに $\Delta\theta_c > 10^\circ\text{C}$ においては第2図にみられるごとく、蒸気膜面で気泡の成長は十分でなく、しかも気泡の離脱はほとんど起らないから、気泡攪乱効果はきわめて弱く、気泡部による熱抵抗の増大を無視しうる程度であるように思われる。すなわち、この範囲では気液界面が滑らかであるという仮定がかなりの正確さをもつて成立し、実験点と理論式との一致が良好なのであろう。

第5図の四塩化炭素の実験点が Bancharo の式と全く異なった傾向を示しているのも第2図にみられる気泡攪乱の不規則さから上述の考えを適用すれば十分首肯できる。

5.2. 伝熱面直径の影響

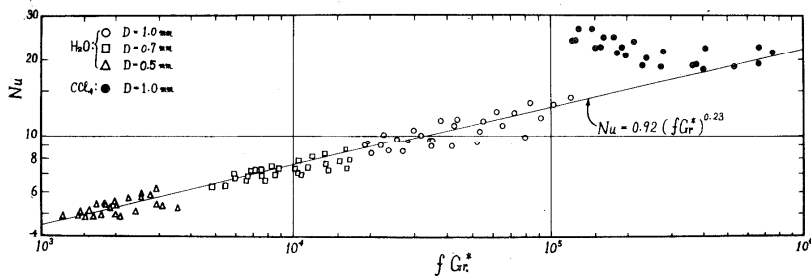
Westwater は膜沸騰熱伝達に及ぼす熱水平管の直径の影響と謂へ、Taylor の安定の臨界波長 λ_{cr} なる因子を考慮することにより、0.00022 ~ 1.895 inch の直径の実験点が一本の曲線で整理できると結論している。この手法にならつて著者らの実験点を $\alpha_{co} \lambda_{cr}^{1/4} / F \sim \lambda_{cr} / D$ でプロットしてみると、過冷度による実験点の分離が多少認められるが、このような座標により蒸留水の実験点がかなりよく整理される。しかし四塩化炭素の実験点は特に高熱負荷の実験点が散乱してくる。一方、Frederking は積分近似法を用いる理論を展開し、実験点を $Nu \sim f Gr^*$ で整理することを提案している。

$$Nu = \alpha_{co} D / \lambda, \quad Gr^* = D^3 g (\rho' - \rho) / \rho' \nu^2, \quad f = \{ Pr^{*2} / (Pr^* + 1.143) \} / \{ Pr^2 / (Pr + 1.143) \},$$

$$Pr = c_p \mu^* / \lambda, \quad Pr^* = Pr \{ 1 + (2.5r / c_p \Delta\theta_s) \}$$

ここに、 g : 重力の加速度、 c_p : 蒸気の比熱、である。第6図はこの方法により著者らの実験点をプロットした結果であり、高熱負荷部の四塩化炭素の実験点を除き、実験点のまとまりは良好である。したがって Bromley の理論式において Pr の代りに Pr^* を用いれば Bancharo や Westwater のように直径影響因子を附加して修正する必要はないように思われる。しかし四塩化炭素の実験点の偏差からわかるごとく、飽和に近い状態では膜沸騰において泡の攪乱効果を無視することはできず、これを考慮した理論を展開する必要がある。

最後に本研究を行なうにあたり御指導御鞭撻を頂きまし九州大工学部清教授に厚く御礼申し上げるとともに、本研究費の一部は文部省総合研究「5016」(昭38)によることを附記して謝意を表したい。



第6図 膜沸騰熱伝達の整理

3-3 ポール沸騰の熱伝達率について

原研 鳥飼欣一*

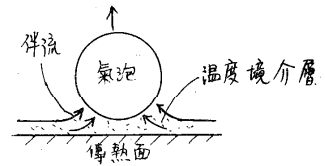
1 序

プール沸騰における熱伝達率を求める研究は数多くあるが、沸騰の機構は充分には考慮されていないようである。それというも沸騰伝熱の機構が複雑であるからであるが特に気泡の発生、成長および離脱の過程を通じて、充分な伝熱の定量的説明が与えられていないからと考えられる。

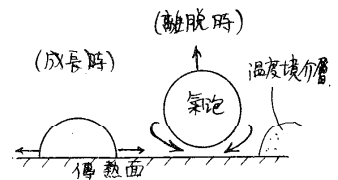
今までに求められた熱伝達率の実験式は各種あるが、大体2つの系統に大別されるようである。このことは甲藤の資料によっても分るところであるが、筆者もこれと同様な考えに従うと、Rohsenow 等の実験式の系統は、発生気泡が伝熱から離脱上昇することにより自然対流のみられるような対流伝熱が行われるとして、実験を整理して求めたものである。一方 Forster 等の実験式の系統は、気泡の成長速度の大小により、伝熱面附近の液の攪乱が支配され、それにより沸騰熱伝達率の大小が決まるとして実験式を算出している。これ等両系統が考えている伝熱面近傍の液の流れ方はそれぞれ異なるように思われるが、何れの立場に立っても、一定実験式としてまとめをみせ、両者の式から得られる計算値にはそれほど大差はない。

このことから気泡の伝熱面離脱上昇による対流伝熱と気泡成長速度に支配される攪乱効果とは両立し得るように見える。特に、気泡の伝熱面離脱による対流伝熱は一色⁽⁴⁾により示された気泡離脱時のシュリーレン写真により理解されることである。一方気泡成長速度の大小により決まる伝熱面近傍の攪乱効果については、その及ぶ範囲は一色⁽⁵⁾の実験より、凡そ離脱気泡の2倍程度とみられるが、伝熱に対する効果については定性的考慮に基づくものであつて、実験的にはっきりと観察確認されたものではない。

室内⁽⁵⁾の実験によると、沸騰気泡の発生英を人為的に一定にしておき伝熱面の温度を上昇させて行くと伝熱面の ΔT_{sat} (伝熱面温度-飽和温度 (°C)) が低い場合には殆んど熱伝達率は温度上昇により増加しないが、ある温度以上になると急激に熱伝達率が温度上昇と共に増加する。室内はこの原因と筆者の伝熱は気泡上昇による自然対流伝熱であるとし、後者は気泡の攪乱効果としているが、攪乱効果と考へるべきかどうかは実験的に観察されたわけではなく、かつ、ある伝熱面温度までは



(a) 自然対流



(b) 気泡による温度境界層攪乱

図14 気泡による液の攪乱

その効果が増強しないと考えるのは極めて無理があると考えられる。しかし何等かの影響があることはいうまでもない。

ところで筆者の導電ガラスを用いた実験的研究と解析的研究によると、気泡付着面には薄い液膜が気泡と伝熱面間に介在しており、これにより大きな伝熱が行われると一にが、このことは今までの実験式には全く考慮されていない。そこで筆者は以上の事項を今までの研究とてきた実験結果等に盛り込んで考察してみた。

2. 気泡の成長、離脱および上昇の伝熱への影響

気泡が成長、離脱および上昇するのせにより伝熱に影響を及ぼす程度について考察してみよう。この影響が大きいと筆者の伝熱機構の考え方も変わってくるからである。

(1) 気泡の成長による攪乱の影響

気泡が伝熱面に付着して成長している場合は、一色の⁽⁴⁾実験により分るように、大体一定厚みの温度境界層が形成されているのであるが、今仮に中2図に示すように、気泡成長速度と流速とする平均流速に等しい距離における層流伝熱(管壁からの距離が小さいと考えるので)として扱える伝熱が行われ、気泡より離れるに従って流速が減少するのを無視し、隣接し合う気泡の中間の位置に到るまで伝熱の範囲と仮定して計算してみると、

$$\frac{q_g l}{\lambda} = 0.664 \left(\frac{U_g l}{\nu} \right)^{0.5} \left(\frac{\nu}{\kappa} \right)^{1/4}$$

α_g : 仮定した状態の熱伝達率 ($\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{h}$)、 l : 気泡内隔の $1/2$ (m)、 ν : 液の動粘性係数 (m^2/s)、 κ : 温度伝播率 (m^2/h)、 U_g : 気泡成長速度 (m/s)、 λ : 液の熱伝導率 ($\text{kcal}/\text{m} \cdot \text{h} \cdot \text{C}$)

今 Forster⁽⁵⁾による U_g の値を採用すれば、実際より大きな値となるが、この計算例として大気圧下の飽和温度の水の場合について示すと次の表1表のようになる。

表 1

(°C) ΔT	1	10	20
($\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{h} \cdot \text{C}$) α_g	1.74×10^3	1.74×10^4	5.22×10^4
($\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{h}$) q_g	1.74×10^2	1.74×10^4	1.57×10^5
($\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{h}$) q	-	1×10^5	1.2×10^6

q : 実際の熱負荷の例、 $l = 10^{-3}$ (m)、 $R_{dmax} = 10^{-3}$ (m) 気泡離脱最大半径

表1表より分るように、このように無理に伝熱がよいと仮定を設けても、 α_g の値は実際の値より1桁位小さくなっている。したがって気泡成長による攪乱促進の効果は小さいとみてよい。

(2) 気泡離脱による攪乱の影響

この場合も一色の⁽⁴⁾実験結果より分るように、気泡離脱直後の面は発生直前より狭くは

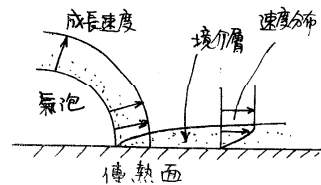


図 2 気泡の成長による伝熱機構 (仮想)

なっているが温度境界層は存在している。今仮に、泡は離脱直後非常に大きく攪乱され
 伝熱面に飽和温度の水が接触すると、 ΔT_{act} は一定に保たれているとすると、その
 時の伝熱は更降より大きいものと考えられる。この伝熱は非定常伝導として扱うと、 1
 秒の気泡離脱による熱負荷 q_d (kcal/m²h) は

$$q_d = \frac{\lambda \Delta T_{act}}{\sqrt{\kappa t_i}} \quad t_i: \text{時間}(\text{s})$$

伝熱面の任意の部分が、 m 秒の気泡発生量からの気泡離脱による影響を受けるとす
 ると

$$t_0 q_d = \sum_{i=1}^m q_d t_i = \sum_{i=1}^m \frac{\lambda \Delta T_{act}}{\sqrt{\kappa}} \sqrt{t_i} \quad t_0 = \sum_{i=1}^m t_i = m t_m: 1 \text{ 秒の気泡発生周期}(\text{s})$$

今、 $t_i = t_m + \Delta t_i$ とおくと

$$\sum_{i=1}^m \sqrt{t_i} = \sqrt{t_m} \left\{ m + \sum_{i=1}^m \frac{1}{2} \frac{\Delta t_i}{t_m} - \sum_{i=1}^m \frac{1}{8} \left(\frac{\Delta t_i}{t_m} \right)^2 + \sum_{i=1}^m \frac{1}{16} \left(\frac{\Delta t_i}{t_m} \right)^3 - \dots \right\}$$

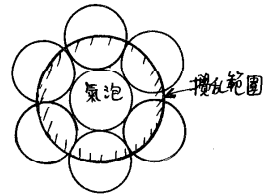
気泡の発生は、各発生点との間に関係がないとすると random に相互に気泡が発生す
 るから、発生の間隔の分布はパーソン分布と考えられ、

$$q_d = \frac{\lambda \Delta T_{act} \sqrt{t_m}}{\sqrt{\kappa}} \left(1 - \frac{1}{8} - \frac{1}{128} \sum_{i=1}^m \left(\frac{\Delta t_i}{t_m} \right)^4 - \dots \right) \approx \frac{\lambda \Delta T_{act} m^{1/2} \sqrt{t_m}}{\sqrt{\kappa}}$$

1 秒の気泡の攪乱があると考えられる範囲を気泡径の $1/2$ とすると、おおよそ示すよ
 うに、 $m=7$ が最大値とみられるから、今大気圧下の飽和温度の水の場合を例にとると、
 $t_0 = 1/50$ 秒とあるから、 $m=7$ で

$$\alpha_d = \frac{q_d}{\Delta T_{act}} \approx 0.92 \times 10^6 \text{ m}^{1/2} < 2 \times 10^6 \text{ (kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C)}$$

今最大値 $m=7$ の場合は、 $\Delta T_{act} = 30^\circ\text{C}$ であると考え
 ると、 $q_d \approx 2.8 \times 10^5 \text{ (kcal/m}^2\text{h)}$ となり、実際の熱負
 荷 10^6 程度よりは相対的に小さい。しかも q_d の値は、全
 面が完全に攪乱を受け飽和温度の水に接するとしている
 から、実際には更に小さい値となり、気泡離脱による
 攪乱の伝熱への影響は小さいものと考えられる。



図四 気泡離脱による傳熱
 面上攪乱範囲

(3) 気泡離脱上昇による影響

上述のように気泡攪乱による影響を考えず、気泡が伝熱面より離脱し上昇する際に、
 伝熱面上の温度境界層内にある泡を仲流によって連れ去るという一種の自然対流伝熱に
 よる効果として取扱つてもよいが、厚²⁾の理論があるが、それによると温度境界層から持ち
 去られる熱量と単位伝熱面積についての熱負荷 q (kcal/m²h) で表わすと

$$\Delta T_{act} = 0.12 m^{-1/2} q \quad m: \text{気泡発生量数} (1/\text{m}^2)$$

ここで厚は、離脱時の気泡はこの厚に等しいとしても、直ちに厚に等しいとするのは内
 題である。すなわち、離脱時の気泡は傳熱面に付着している間に、温度境界層の熱の一
 部を吸収するばかりでなく、気泡の伝熱面に付着した部分よりの熱吸収によるものが更
 に加わつたものになっている。すなわち伝熱面離脱までに気泡の吸収した伝熱負荷は：

q_2 (kcal/m²h) とすると, 全伝熱負荷 q_0 (kcal/m²h) は

$$q_0 = q_1 + q_2 - \Delta q = q_1 + q_3$$

ただし $\Delta q = q_2 - q_0$: 気泡成長時に温度境界層から得た熱量を単位伝熱面積で表わしたものを (kcal/m²h) $q_3 = q' \Sigma A_b$, q_3 : 気泡付着面からの伝熱を単位伝熱面積当りに換算したものを (kcal/m²h) q' : 気泡付着面単位面積当りの熱負荷 (kcal/m²h), $\Sigma A_b =$ 単位伝熱面積当りの気泡付着面積の割合.

筆者の解析によれば, q' は

$$q' = \frac{2\sqrt{2}\lambda\Delta T_{sat}}{R_c} \left[\frac{\sigma}{4u_c} (1+k\sigma) \right]^{1/2}, \quad k\sigma = \frac{2\sigma\alpha_c}{q_c R_c} \left(R_c \frac{du_c}{dt} + \frac{3}{2} u_c^2 \right)$$

σ : 表面張力 (kg/m), α_c : 粘性係数 (kg²/m²), u_c : 気泡成長速度 (m/s)

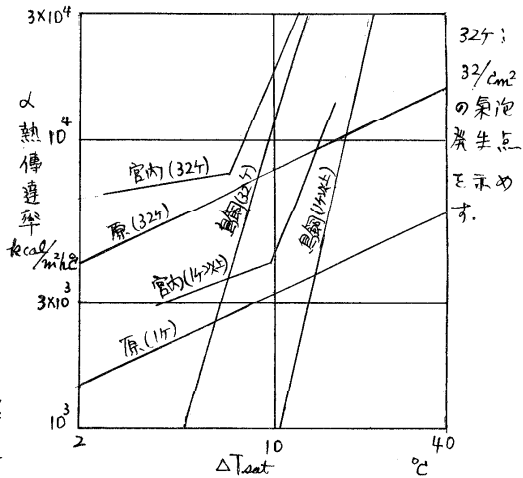
従って, 今 $q_0 = q_1$ とおくと, 厚の理論式は

$$\alpha_{T=0} = 0.12 u_c^{-1/2} q_0^{2/3} \left(\frac{1}{\alpha_c} \right)^{1/3}, \quad \alpha_1: q_1/\Delta T_{sat}, \quad \alpha_0: q_0/\Delta T_{sat}$$

となる。この式を今 $\alpha = 1$ とし管内の実験と比較すると, 表4図のように実験値よりわずかに低いが大體よく低 ΔT_{sat} 部では一致しているが, 高 ΔT_{sat} では全く異なっていることが分る。すなわち低 ΔT_{sat} 部では (1/2) は 1/3 ほど大きくて効果が減殺されていることもあるが q_0 の効果は少ないと見てよい。しかし高 ΔT_{sat} 部ではこれを考慮するにしても極めて大きい q_3 を考えねばならず, 従って伝熱そのものも q_1 よりも q_0 の方が ΔT_{sat} の上昇と共に急激に増加してくることを推察される。そして q_3 が大きいと, $q_2 \approx q_3 + q_1 = q_0$ となり得る。よって $\frac{1}{\alpha} \approx \frac{q_3}{q_0}$, 従って $\alpha_1 \approx \Delta T_{sat}^{1/2} \left(\frac{\alpha_c^{1/3}}{(0.12)^{1/3}} \right) \alpha_0^{1/3}$, 又攪乱効果も僅かなことが分る。

3. 気泡付着面の伝熱

気泡付着面の熱負荷 q_3 は理論計算により Order としその大きいことを既に示した。しかし実験とよく合致するかどうかを更に検討する必要がある。そこで前項で述べた q_3 の値を管内の実験結果より引いた値を q_3 とし, 筆者の計算と比較した。表4図にその様子の一例を示すが, 高 ΔT_{sat} では気泡付着面の傳熱が支配的なことを示す。御指導をたまわつた橘主任研究員に深謝します。文献: 1) 甲藤, 沸騰傳熱分科会資料 2) Rohsenow, et al., Heat, mass & momentum transfer 3) Forster, et al., Trans. ASME, C81(1959), 4) 色外, 機械会誌, 65, 525 (1962), 5) 管内外, 化学工学, 25, 1 (1961), 6) 鳥飼外, 機械707講演 (1963), 7) 鳥飼, 機械714講演 (1963) 8) Forster, et al., Appl. phys. 25, 4 (1954), 9) 厚, 機械論文, 29, 204 (1963)



3-4 薄膜内沸騰熱伝達に関する研究(才2報)

東京工業大学 青木成文*, 東京工業大学 高橋忠男*
中部電力 尾尻洋介**

1. 実験目的

Fog Cooled Reactorの構想では冷却材管路壁面には水の薄膜が存在しているが、燃料と冷却材間の熱伝達はこの薄膜の様相によって支配される。又、水冷却型原子炉において冷却材喪失事故の際にスプレーによる燃料棒冷却が行われるが、この場合にも燃料棒表面は水薄膜によっておおわれ、冷却されている。これらの場合には液表面からの蒸発をともなっていることはもちろんであるが、更に壁面で沸騰が行われていることも考えられる。これらの現象をおさらかにするためには、加熱面上を水が薄膜状で流動する場合の流動状態及び熱伝達の研究が必要である。又、もし何らかの原因で壁面の水薄膜が消滅すると、壁面は熱伝達の悪い蒸気にさらされ壁温は急激に上昇して、被覆材及び燃料の熔融、焼損をまねくことになる。したがって流動状態と関連して、水薄膜の安定性および消滅後の壁温変化等の研究も、安全性の点からきわめて重要である。

筆者等は、すでにこの基礎的研究として加熱平板上を水が薄膜状態で流動する場合の状態及び熱伝達についての実験研究を行った。そして膜厚と熱通過率との関係を定性的に説明することが出来た¹⁾。

ひきつづいて、本報では流動薄膜の平衡状態から急に水流量を零にした場合に時間と共に膜厚が減少してゆき、遂には壁面が乾燥するに至る過渡状態の壁温の変化及び薄膜の安定性について実験研究を行ったものである。

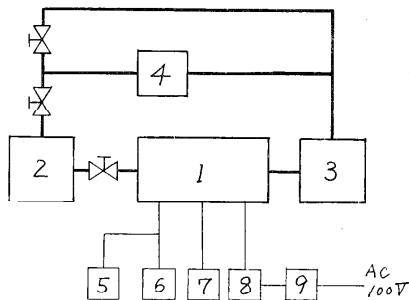


図 1 (a)

- | | |
|-------------|------------|
| 1. イストセクション | 5. mV 計 |
| 2. 予熱タンク | 6. ペン書きマシン |
| 3. 貯水槽 | 7. 厚み計 |
| 4. ガヤポンプ | 8. 電力計 |

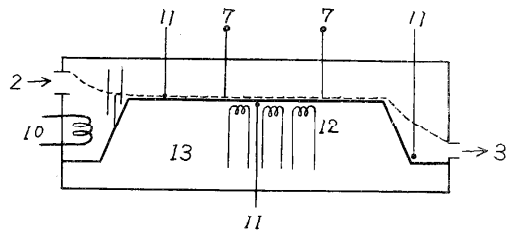


図 1 (b)

- | |
|------------------|
| 9. スライダック |
| 10. 投込ヒーター |
| 11. 鉄・コンスタンタン熱電対 |
| 12. ヒーター |
| 13. 保温材 |

* 日本機械学会正員,

** 日本機械学会准員

2. 実験装置

実験装置を図1(a)(b)に示した。(a)は装置の概要を示し、(b)はテストセクション部を示したものである。伝熱面には厚さ2mmの銅板を用い、裏面からニクロム線による交流電気加熱を行った。主伝熱面は伝熱面中央部の50mm×50mmとし、まわりに補助ヒーターを設置して熱流束の調節を行った。循環水は予熱タンクで飽和温度近くまで予熱されテストセクションに入る。ここで更に投入ヒーターで飽和温度まで加熱されて伝熱面上を薄膜となって流動する。その後貯水槽に入り、ギャ・ポンプによって再び予熱タンクに戻される。流量の調節及び停止は、バルブとバイパス回路を利用して行った。水薄膜上部は蒸気で満たした。壁温度、液温度、蒸気温度は鉄-コンスタン熱電対により、mV計又はペン書きオシログラフで測定、記録した。膜厚はマイクロメーターを用いて、接触により電気回路が閉じることを利用して測定した。伝熱面は常に700番サンドペーパーで研磨して実験を行った。

3. 実験結果

熱伝達を問題にする際に、ここでは水が薄膜状態であるので、壁面と水の熱伝達と同時に水と蒸気との熱伝達も組合せて、壁面と蒸気との熱通過を考えた方が实际的であろう。しかし、その時には熱通過率は蒸気の流動状態によって大きく影響されることはあきらみである。本報では、

まず基礎として静止蒸気の場合について実験を行った。図2(a)~(e)は定常流動状態における膜厚と熱通過率との実験結果を示したものである。図中の角度は、伝熱面をわずかに傾斜させた場合の実験結果を示している。又、水平の場合について

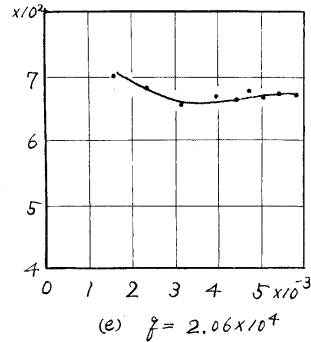
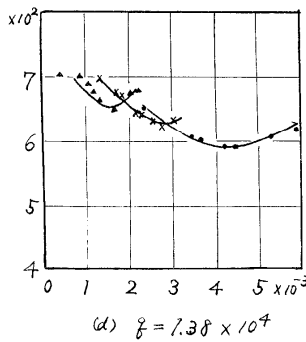
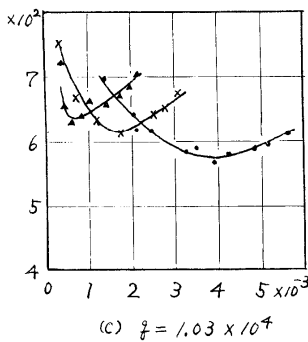
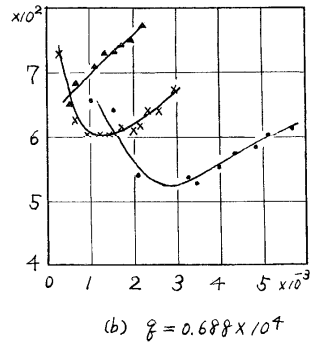
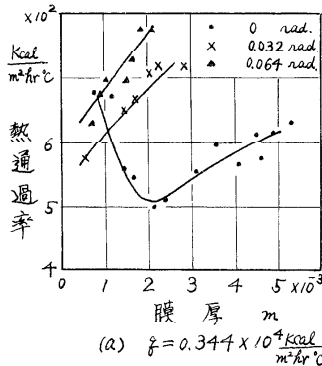


図 2

熱流束をパラメーターとして膜厚と熱通過率との関係をまとめたものを図3に示した。これから熱通過率には極小値が存在することがわかる。沸騰状態の観察から、熱通過率が極小値をとりしきの膜厚より薄い膜厚の場合には、気泡の半径が非常に大きくなり、気泡が消滅する時に伝熱面に乾燥点を残すことが認められた。これは上流から氷がおいかぶさって消えるが、この膜厚の不均一性は過渡状態に重要になってくる。図2, 3より膜厚がごく薄い場合には、熱通過率はかなり大きくなる傾向を示しているが、この膜の安定性の影響によってそれほど期待できない。

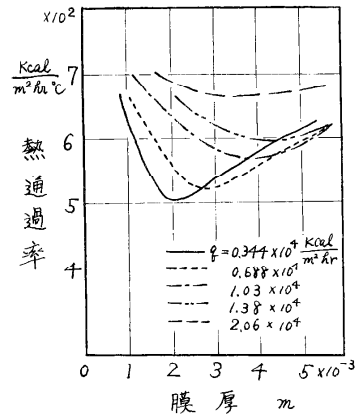


図 3

熱流束一定の場合に氷流量をある一定量とした平衡状態から、急激に零にしたときの壁温変化の記録例を図4(a)(b)(c)に示した。膜厚は、伝熱

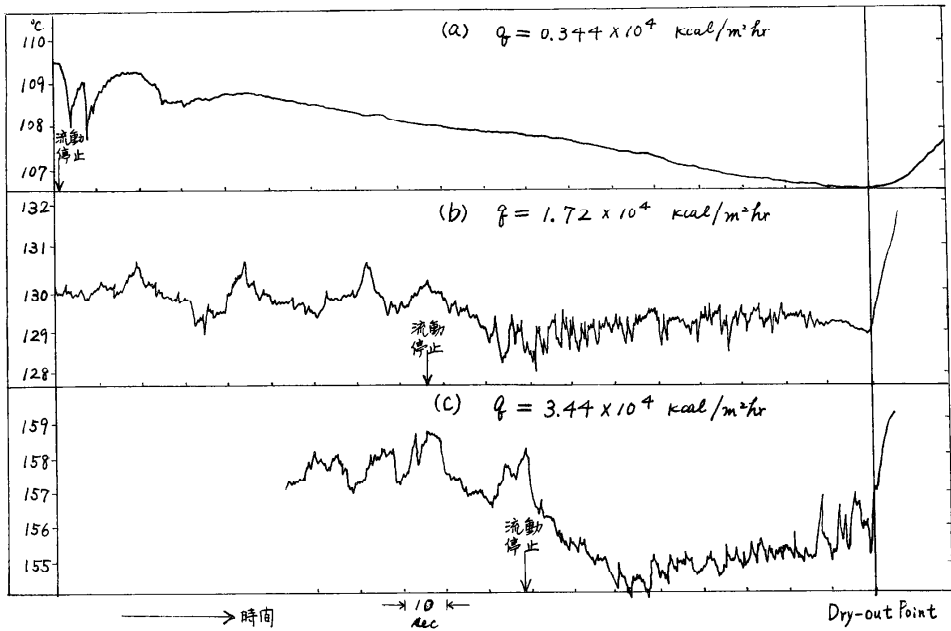


図 4

面からの自然流出と与えられた熱流束のために沸騰、蒸発によって時間と共に減少する。その関係を図5に示した。この図より求められた膜厚が零になるのに要する時間と、実験から求めた流動停止点から Dry-out Point に至るまでの時間とは図6に示すとおりかなり良く一致している。実際の厚子炉では燃料棒が垂直になっている場合が多いので、もっと急激に膜厚は減少する。図4(a)のような熱流束の低い場合には沸騰は起こらず、熱は静止薄膜中を主として伝導によって伝わる。膜が存在する間は、膜厚が減少するに

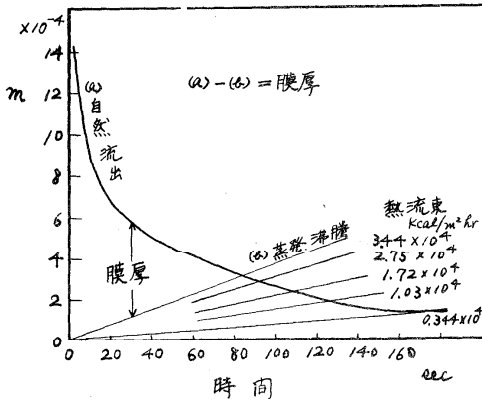


図 5

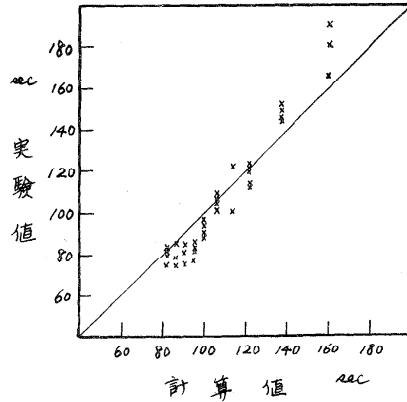


図 6

したがって壁温は低下するが、Dry-out Point に達して急激に上昇する。熱流束が高くなると沸騰を起し、壁温は気泡の発生、消滅にともなう振動する。又、膜厚の減少と共に最大気泡の半径は大きくなり直径数 cm におよぶが、膜がさらに薄くなるとかえって気泡は発生しなくなり (a) の場合のように伝導によって熱が十分伝えられ壁温の振動はおだやかになる。そして Dry-out Point に達し壁温が上昇する。図 4 (c) のように Dry-out Point に至るまで壁温が振動するのは、実験中観察されたように、沸騰がおだやかになって乾燥点に達したときに水膜が残っている点で突然はげしく気泡が発生するためである。これは乾燥によって排除された水が非乾燥点にあつまりかえって膜厚が増加し、更に熱流が集中するために沸騰を起すと考えられる。又、この影響と熱容量による時間おくれとから、実験によって測定された壁温度は図 4 (c) のように時間と共にわずかに上昇している。そして同様に Dry-out Point に達し壁温は急上昇する。

これらの結果からわかるように、安全性の立場から Dry-out Point を明確にすることは、沸騰における Burn-out Point と同様に非常に重要である。これまで壁温が急上昇をはいめる点をもって Dry-out Point としてきたが、伝熱面を観察すると、この点以前で大きな気泡が消滅する際に伝熱面上に乾燥点を残し、水膜に hole を作る。これは周囲の水によって押し消されることもあるが、近傍に発生した hole とつながって伝熱面に大きな乾燥面を残すことになる。この乾燥面がかなりの面積を占めるようになってから、いわゆる Dry-out Point に達する。本実験では伝熱面に銅板を用いているので、測定された壁温はかなり平均的なものを示している。しかし、熱伝導率の低い材料を伝熱面として用いた場合には hole の点で hot spot になることも考えられる。

このように、Dry-out Point と薄膜の安定性について詳細な研究が必要である。

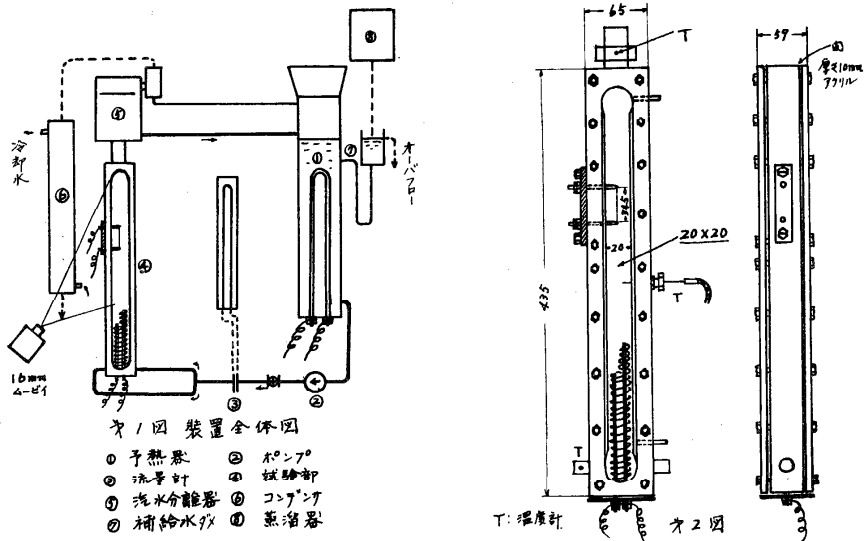
文献 (1) 青木、高橋、尾尻 「薄膜内沸騰熱伝達に関する研究 (才1報)
日本機械学会原子動力講演会前刷 1964-3-2

3-5 二相流内の細線のバーンアウト実験

船研[○] 一色尚^{*} 東京商船大 堀田秀夫^{*}
船研 和利政^{*}

1. まえがき, ボイドが多いときの強制対流二相流内のバーンアウト熱負荷 (q_{BO}) の測定データは既に多くの研究者によつて出されている。しかしミクロに見ると、どのような因子が最も支配的であるかについてはまだよくわかっていない。我々はその解析の一助とするため、二相流の中央に細線を配置して q_{BO} を測定し、かつ同時に流れの状況も観察した結果、ある程度以上ボイドが多いときは q_{BO} は気泡が細線を通過するに要する時間 t_0 によつて最も支配され、重量速度 w 、エンタルピ i 、流れのパターン等の影響は二次的となることが示されたのでここに報告したい。

又、実験装置、実験装置はオノ図に示すように予熱部と透明な試験部よりなる。蒸溜器で蒸留された補給純水は純水ゲメ⑦を通つて予熱器に導かれる。予熱器内水面は純水ゲメの上下動によつて任意面に一定に維持できる。循環水は予熱器で飽和温度まで温められた後ポンプ⑩を通つて試験部に送られ、気水分離器を経て再び予熱器に戻る。試験部通過水量はオリフイス流量計⑨で測定した。オニ図に試験部の詳細を示す。試験部は長さ39.5 cm、2 cm × 2 cmの断面を有する真鍮製で、前後に透明なアクリル樹脂、下部に加熱用電熱線を取り付け、スライダックによつて発生蒸気量を変化させた。発生蒸気は気水分離器⑤で分離した後コンデンサ⑥で凝縮させて秤量した。

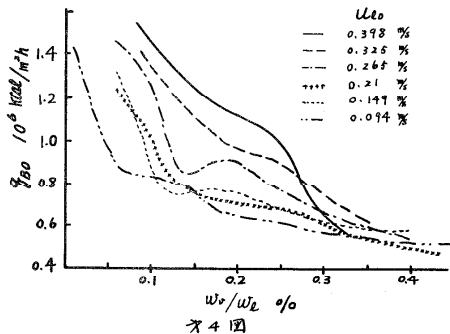
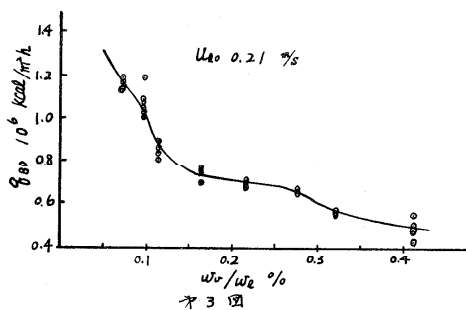


試験用細線は直径0.3 mm、長さ34.5 mmのニクロム線で試験部中央に図のように

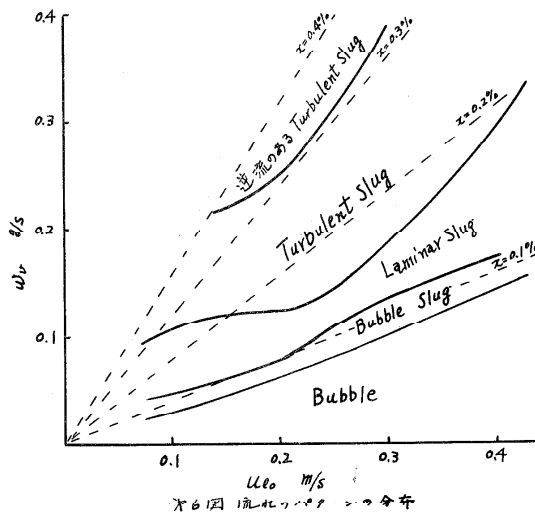
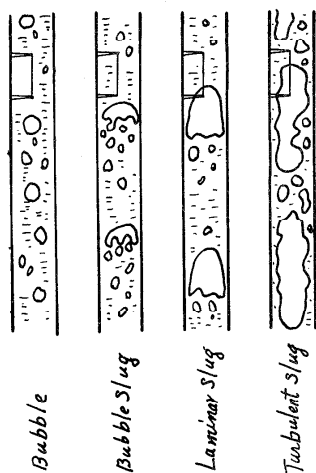
* 日本機械学会正員

取り付け、バーニアウト熱負荷を供給電力から測定した。また、試験部をムービーカメラで撮影して流れの状況、ボイドの大きさ、速度等を測定した。

3. 実験結果 流入水の細線部通過速度 U_{e0} (ただしボイド0のときの早さ) 一定のとき、発生蒸気量を変化させたときの蒸気重量流量 w_v と流入水重量流量 w_e との比 w_v/w_e に対するバーニアウト熱負荷 q_{80} の一例をオ3図に示し、また、 U_{e0} を 0.4% から 0.09% の間に変化させたときのそれぞれの q_{80} データの平均線を集めてオ4図に示す。 q_{80} のデータは図のように大きく変化する。

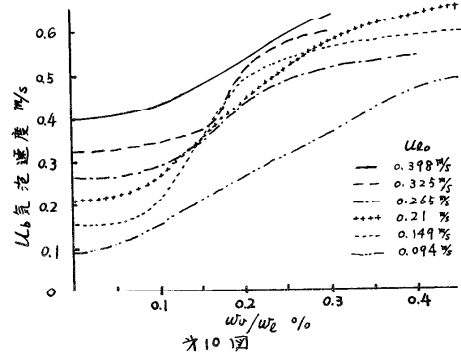
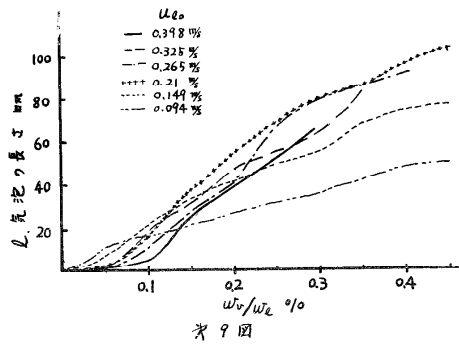
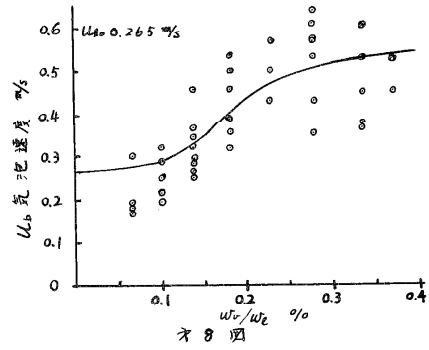
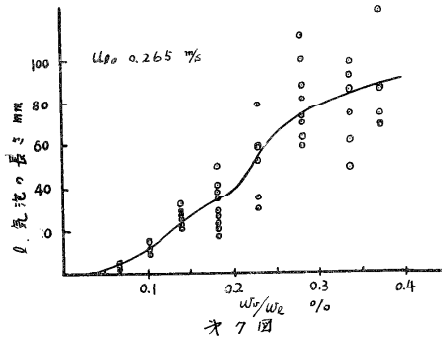


一方流れの状況をフィルムで観察し、流れのパターンを分類するとオ5図のように分けられ、実験値における U_{e0} - w_v の平面上での諸パターンの分布はオ6図のようになる。

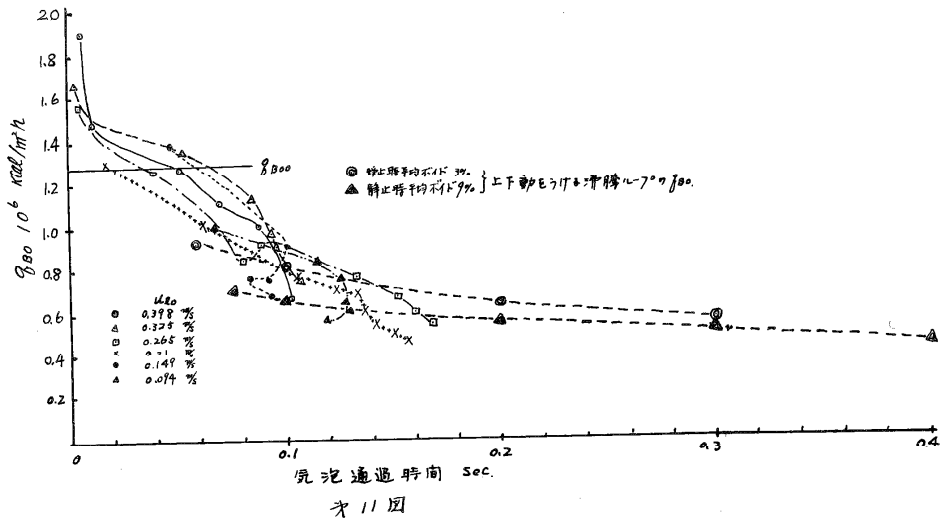


大きなボイドはいずれの場合も周期的に発生しており、細線付近での大きなボイドの長さ L とその昇昇速度 U_b をフィルムから測定するとそれぞれの一例はオ7図およびオ8図のようになる。いずれも相当バラツキているが、その平均線を引き、種々の U_{e0} に

対する平均値をとるとしおよび U_b の平均値は次 9 図, 次 10 図のようになる。



いま, しおよび U_b のデータから大きな気泡の細線部通過時間 $t_b = l/U_b$ を計算し, (但し, 細線上の一葉の通過時間), t_b の値とさきの次 4 図 f_{B0} の平均値をプロットする



と次の11回のようになる。同図上にさらに前の報告^(註)で示した上下動をうける沸騰ルー
プにおいて、やはり細線を中央に置いて測定した t_b と q_{Bo} の値をもプロットする。

次の11回より、 t_b が0.05秒以上のときは q_{Bo} はほぼ t_b によつてこままり、流量速度や乾
き度や流氷のパターンの影響は二次的であることが示される。

いま、同一細線でのフル沸騰バーンアウト熱負荷を測定し q_{Boo} とすると $t_b > 0.05$ 秒
の範囲では q_{Bo} は

$$\frac{q_{Bo}}{q_{Boo}} = \frac{C}{\sqrt{t_b}}, \quad C = \sqrt{0.05} \quad \text{但し } 0.05 < t_b < 0.4 \text{ (実験範囲)}$$

で近似的に表わされる。 $t_b < 0.05$ の範囲は流速によつて支配される。

4. 結論

気水二相流の中央に置いた細線の大気圧下のバーンアウト熱負荷 q_{Bo} を実験した結果
 $t_b > 0.05$ 秒の範囲では q_{Bo} は、流れの早さや、エンタルピーや、流氷のパターンの相当広
範囲の変化にかかわらず、大きな気泡の局所通過時間 t_b によつてほぼ定まることがわか
つた。

註：一色，和田：(1964-3)原子動力に関する講演会前刷。(日本機械学会
第720回講演会)

3-6 不均質, 水原子炉における過渡的熱伝達

京大工研 林重憲* 桜井彰* 岩佐哲朗*

1 緒言

不均質, 水原子炉が急激な超過反応度を与えられると, 炉出力は指数関数状に増大し始める。然し炉出力は限りなく上昇することなく炉内に放出された熱エネルギーにより自己制御作用が誘起され, ついに炉出力の増大が停止する。このような炉出力が広範囲に変化する場合の動特性の理論的解析は, 種々試みられているが現在なお不完全である。ここでは低出力から広範囲に炉出力が変化する場合の炉停止機構にとって最も重要な要素である炉内の種々なる熱的現象を明らかにせんとするものである。

2 原子炉々内の過渡的熱伝達

炉内冷却水が自然循環において, ごく低い炉出力から増大する時の燃料板温度の急激な上昇に対して核沸騰以前では冷却水は全く流動せず熱伝導として取扱えることは, 筆者等⁽¹⁾およびJohnson等⁽²⁾の模擬実験から確かめられている。これらの結果をもとにしてMTR型燃料要素(UO₂円筒状燃料棒について同様の考察がなされた)について種々なる炉周期で炉出力が指数関数状に増大する場合の燃料板および冷却水の過渡的⁽¹⁾な温度上昇を熱伝導により理論的に求め, 熱伝達係数(燃料板被覆表面における熱流束密度/温度上昇)と相対時間との関係を図1に示した。即ち炉出力が指数関数的に上昇するまじり, その炉周期で走まる一定の熱伝達係数で近似されることが明らかになった。一方実際の炉出力脱走において, 炉周期の長い領域では炉出力の増大とともに負の反応度の誘起にともない沸騰

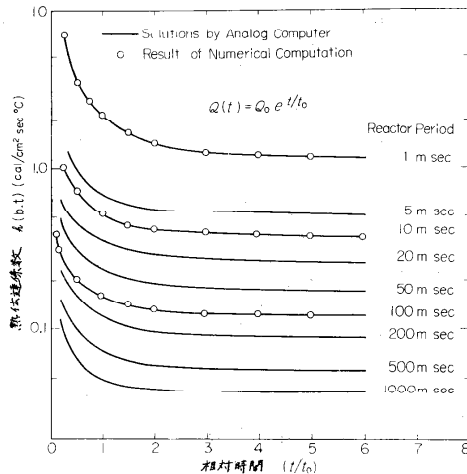


図1

開始前に指数関数状から逸脱し始め, かつ冷却水の流動開始が予想される。又炉周の短い領域において過渡的沸騰熱伝達の経過が全く明らか

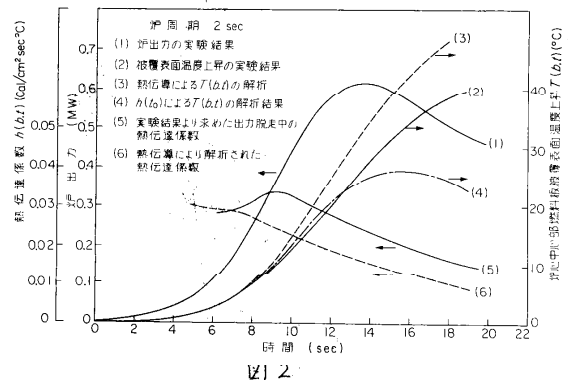


図2

* 日本原子力学会正員

になつていない。筆者等はSPERT-Iの出力脱走実験を解析することにより、上述の諸問題を明らかにすることが出来た。即ちSPERT-I(冷却水温度 $\approx 20^\circ\text{C}$)の炉出力実験結果を用い冷却水は出力脱走中に流動しないと仮定し燃料板被覆表面温度を解析し実験結果と比較することに依り、長い炉周期における冷却水の流動開始点と、短い炉周期における沸騰開始点を明らかにすることが出来た。さらに、この冷却水の流動開始および沸騰開始

にもなう熱伝達の増大を定量的に明らかにするために、炉出力と燃料板被覆表面温度上昇の実験結果から、出力脱走中の熱伝達係数又は熱流束の変化を解析的に求めることが出来る。(すべてAnalog Computerに依る) 図2は炉周期 2 sec の解析結果を示した。図中(3)、(4)は炉出力(1)を用い熱伝導による燃料板被覆表面温度上昇と熱伝達係数の解析結果で(3)と実験結果(2)とは脱走初期において分離し、冷却水の流動開始が確認された。図3は種々なる解析結果より逆炉周期と流動開始被覆表面温度上昇との関係を示した。これより相当短い炉周期においても沸騰開始前に流動が起つてることが確認された。実験結果(1)、(2)から求めた出力脱走中の熱伝達係数の変化を図2の(5)に示す。(6)と(5)の差異は冷却水の流動にもなう結果である。さらに炉周期が短い領域における気泡発生にもなう熱伝達の増大は、炉周期 23 msec 、 15.8 msec の場合も熱流束密度と ΔT_{sat} との関係に整理し図4に示した。図示するごとく熱伝導領域において、炉周期により異なつた経過をもつが沸騰熱伝達領域においては炉周期に無関係に統一されている。図中にJohnson等の模擬実験結果から同様な関係を示したが、その経過は著しい相異を示している。この複雑な経過は、加熱板温度上昇が気泡発生とも一時急激に低下しさらに上昇する結果によるものである。この両者の差異の原因としては、先づ模擬実験の加熱板は白金箔($2.54 \times 10^{-3}\text{ cm}$)を用いているため熱容量が小さく、気泡発生にもなう熱流束の急激な増大に対し、比較的厚い燃料板と相異した性質を示すことが予想される。又炉内冷却水流路はごく狭く(0.297 cm)、冷却水が拘束されているため気泡発生にもなう過渡的圧力の発生による影響も予想される。これらの原因を明らかにするために、Johnson等の実験と比較し、熱容量を充分大きくした加熱板を用い、指数関数状に加熱する模擬実験を行なつた。

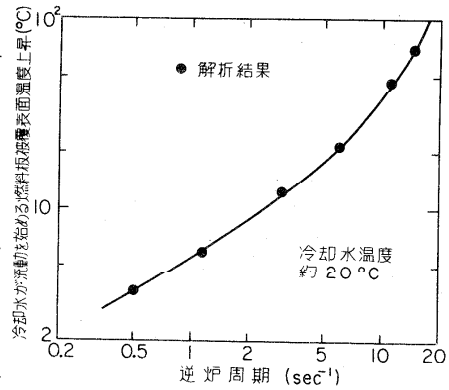


図3

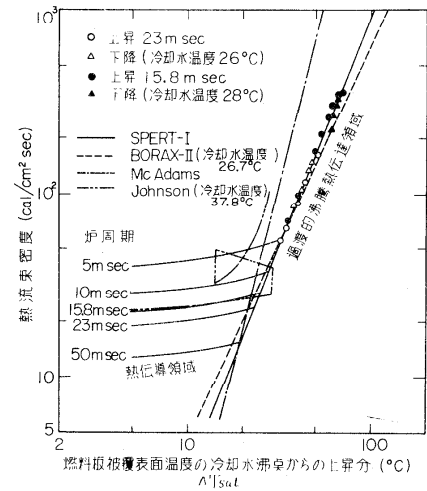


図4

この複雑な経過は、加熱板温度上昇が気泡発生とも一時急激に低下しさらに上昇する結果によるものである。この両者の差異の原因としては、先づ模擬実験の加熱板は白金箔($2.54 \times 10^{-3}\text{ cm}$)を用いているため熱容量が小さく、気泡発生にもなう熱流束の急激な増大に対し、比較的厚い燃料板と相異した性質を示すことが予想される。又炉内冷却水流路はごく狭く(0.297 cm)、冷却水が拘束されているため気泡発生にもなう過渡的圧力の発生による影響も予想される。これらの原因を明らかにするために、Johnson等の実験と比較し、熱容量を充分大きくした加熱板を用い、指数関数状に加熱する模擬実験を行なつた。

3 模擬実験による過渡的熱伝達の考察

原子炉の出力脱走時にみられるような指数関数状出力を模擬する電流発生装置を製作し、これを用いて静水中に垂直に固定した比較的厚い白金板(厚さ 0.5 mm, 巾 2 mm)を電流加熱して過渡的熱伝達に関する測定を行なった。

指数関数状出力発生装置は、蓄電池(180 Volt)および100本のサイクロンで構成されている。各々のサイクロンは、Sweep generatorで発生したランプ状電位で制御させ、順次共振し近似的に指数関数状出力を発生させるように作られている。また出力上昇の周期はランプ状電位の上昇速度を変えることにより任意に設定することが出来る。

発熱体温度変化は、その抵抗温度係数を利用して発熱体を含んで構成されたブリッジ・バランス回路よりその温度変化分を連続的に測定し、電磁オシログラフに記録した。一方高速カメラを用いて、過渡的枝沸騰時の気泡発生の様相を観測した。

実験で測定しうる温度変化は、発熱体の平均温度上昇であるが、実際に必要とするのは発熱体表面の温度上昇である。この実験に用いた白金板は、比較的厚いので白金板内部の温度分布を知る必要がある。そのために白金板内で熱伝導方程式を立て、板内を多くの層に分け階差方程式に変換し、既知入力として測定した発熱量と平均温度とを用いて発熱体表面温度を、Analog Computerを用いて算出した。その結果、上昇の周期がかなり短い場合でも平均温度と表面温度の差は、最大1℃程度であることが判明した。この程度であれば、平均温度上昇の測定誤差内にはいると考えられるので、測定した平均温度を表面温度として取扱つてよいと考えられる。

図5は水温62℃の場合の熱流束密度と発熱体表面温度上昇との関係を示す。非沸騰領域で発熱体から冷却水への熱伝達が熱伝導によるものとする、指数関数状発熱において近似的に次式が成り立つ。 $q(t) = \sqrt{K m \rho_m C_m / t_0} \Delta T_{surf}(t)$ $q(t)$: 熱流束密度

K_m, ρ_m, C_m : 冷却水の熱伝導率, 密度, 比熱 t_0 : 上昇周期 $\Delta T_{surf}(t)$: 発熱体表面温度上昇

上式が成立つものとするれば、両対数方眼紙上で勾配1の直線に非沸騰領域でなるはずである。実験結果は、図示するごとくその勾配は1より少し小さいが、これは実験の際の発生出力が、完全な指数関数でなくて、指数関数よりも、多少ともさらに急に立ち上るような傾向の出力波形であつたため、勾配が1よりやや大きくなったものである。これらの実験結果からは、冷却水の流動の影響は、すぐには判定出来ない。又周期が大きくなるほど実験結果は下に移動するが、熱伝導の理論的結果と全く一致す

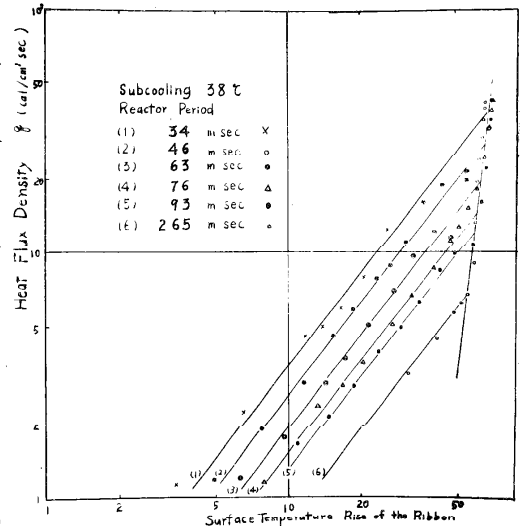


図5

る。こゝでは種々なる冷却水温度に対する非沸騰領域の実験結果は示さざつたが、当然同じ周期に対するこの影響は、認められなかつた。次に沸騰領域に対しては、冷却水予冷温度が同じならば、過渡的沸騰開始とともにも周期には影響が殆んど認められず、ほぼ同一線上にのる。非沸騰熱伝達曲線と沸騰熱伝達曲線との交点が近似的に初期気泡発生点とすると、交点は予冷温度と周期により異なつて来る。

冷却水温度80℃の実験結果から得た熱流束密度と表面温度の水の飽和温度からの上昇分 ΔT_{sat} との関係を図6に示す。熱伝達は沸騰開始と共に周期に無関係に一つの線上にのるが、予冷温度が一定ならば周期の短い場合ほど沸騰開始までの温度のover-shootが大きい事を示している。また、これを定常沸騰に対するMcAdamsの実験結果と比較すると、その勾配は、かなりゆるやかである。

図7に周期267m secで予冷温度を種々変えて ΔT_{sat} との関係がどんな影響を与えられるかを示した。非沸騰領域では見掛上、異なつた経過を示すが、沸騰開始後は、予冷温度が小さい程熱伝達は良くなる。定常沸騰時では予冷温度は沸騰熱伝達に殆んど影響を与えないが、過渡沸騰時には予冷温度は沸騰熱伝達に大きい影響を与える。これが過渡沸騰の大きな特徴である。

以上の結果は、SPERT-Iの実験結果から得られた結果と、よく近似している。

Johnson等の実験結果⁽²⁾では、発熱体の熱容量が極めて小さいので、気泡発生にともない表面温度が一度急激に低下し、さうに上昇するため、 $q - \Delta T_{sat}$ 曲線は、沸騰開始とともにもループを描くが、筆者等の実験では充分大きい熱容量をもつた発熱体を用いたので、そのような現象は現われず、原子炉の動特性の解析に應用しうる一般性のある結果が得られるものとする。

文献(1)筆者等: Jech. Repts. of Eng. Res. Inst., Kyoto Univ., vol. 13, No. 6. (2) H.A. Johnson, et al.: UCB-ENG 1473(1961)

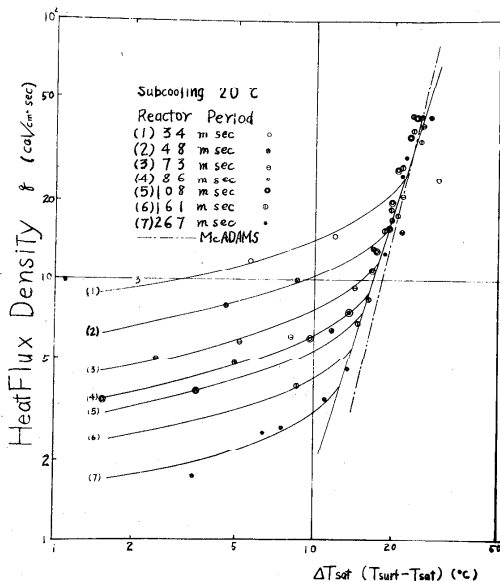


図6

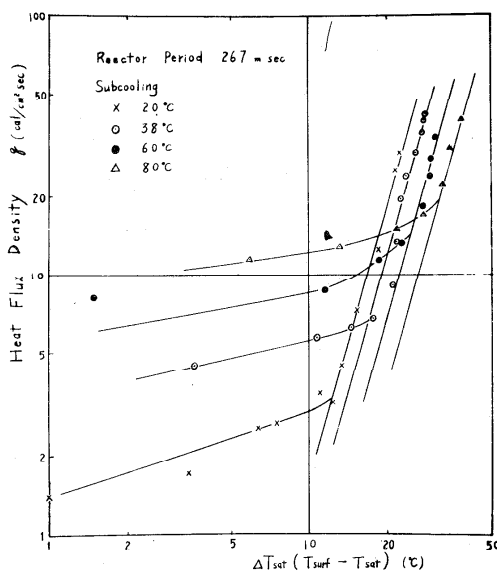


図7

4-1 多孔質材料の高温熱伝導度測定

(早大理工) 石川年七*, 田中甫*

1. 緒言

多孔性材料は保温保冷の用材として広く使用され常温附近の物性は多くの測定により明らかにされているが高温に作るに従い対象とする材料が限られてくると共に測定上の困難も加わり不明の點が仍々。此々の研究している膠質土という材料が多孔質であり、アルミナ含有耐火度SK33以上であることに着目されて耐火断熱煉瓦が製造されるに至ったのである。そこでこの材料のもつ多孔質が断熱にどの様に寄与しているか特に實際使用される高温で熱の遮断性はどの様な特徴をもつかを知ることを明らかにするため高温時の熱伝導度測定装置を試作し各種の試験を行った結果の考察をのべる。

2. 方法

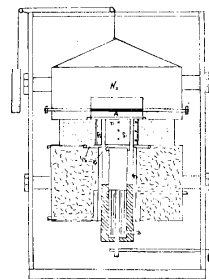
測定法も各種のものが定常状態^(定常)で絶対法、比較法による装置を試作した。取扱いが容易で測定試料も出来るだけ小型である様に工夫されたものを選んだ。次に実際に使用した測定装置について述べる。

(2-1) Kimbert Y法の改良型(比較法): 装置の組立て簡単で上下の標準試料直径/寸高さ/寸の柱状の間に測定すべき試料をはさんで熱電対が中央部の中心部に二箇所挿入されているもので外側に1つの方が対流の影響^{影響}はくdataの再現性が良好であったが400~500℃以上の測定は熱流の調節困難で不可能であった。

(2-2) Knapp法の改良型(絶対法、比較法): 装置、試験体、ガードリングの組立て加工が複雑であるが熱流が一様に流れるように工夫されている。装置の概要を図1に示す。本装置では1200℃位までの高温の測定が可能である。当初は温度及記録を手動で調節したが後に改良を加え定電圧装置と自動記録装置を設備したため精度が向上した。

3. 多孔質材料膠質土の特性

膠質土の中心本体はAllophaneでありその化学成分はカオリナイトに類似しており1200℃以上に焼成したものはカオリナイトと殆んど同じものを生成する(ムライト、クリストバライト等)にも関わらず其の気孔率は図2に示すように高温でも多孔性を保有している。この土は火山灰より生成されたものであるため天然に少量に埋蔵されているが不純物を含有するため寸方水敏精製されなければならぬが精製されたものは耐火度SK33~35、特に高度に精製したものはSK



G₂: 金属製ガードケース
M: 標準試料
S: 試験体
G: ガードリング
A: 熱源
B, P: 熱電対

図 - 1

37のものも得られる位に耐火度大である。この様は新しい耐火断熱材料を従来の耐火断熱材料の主材であるカオリナイト材料と置換してどの様な嵩比重及び耐圧強度の変化を生ずるかを示したのが表1である。()内に示した数字はカオリナイト配合の膠質土のdataである。各種の配合例により一般的に言えることは焼成収縮は膠質土を入れるためその添加量に比例して大である欠点を有するが得られたものの嵩比重は20~30%低くなり、耐圧強度は30~50%増加している。

表-1
カオリナイトの配合例と膠質土を置換した場合の比較

	A	B	C	D	E	
カオリニ	40%	30	25	40	20	
木節粘土	10	10	10	—	10	
方カ層	20	30	40	40	30	
コークス粉	10	20	20	20	20	
粘結剤	—	—	—	0.3	—	
シヤモット	1300℃	—	—	—	20	
焼成収縮	1300℃	6.7%	5.0	5.0	8.3	6.0
?	膠質土	(11.0)	(9.9)	(11.3)	(12.6)	(8.1)
嵩比重		0.96	0.96	0.64	0.52	1.25
?	膠質土	(0.69)	(0.58)	(0.54)	(0.42)	(0.88)
耐圧強度	kg/cm ²	6.0	3.0	3.0	2.0	20.5
?	膠質土	(9.5)	(4.7)	(4.7)	(6.5)	(22.1)

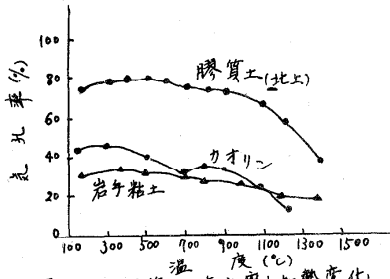


図-2 膠質土の気孔率と加熱変化

4 実験結果

(4・1) Kingery法(比較法)により350℃までの熱伝導度を測定した結果の例は図3左側のごとくで温度によりその変化は膠質土主材のものの方が傾斜がゆるいので高温における入も比較的強く断熱性優れることを推定された。これは膠質土が本来持つ微細孔隙のためと考えられた。

(4・2) Knapp法(絶対法)により高温部を750~920℃までの入の測定結果の1例は図3右側である。

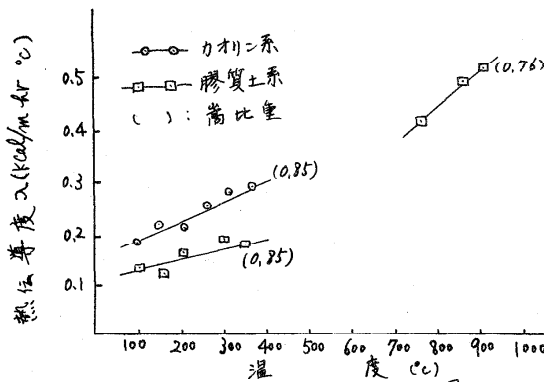


図3 入-t 関係図

5 考察

(5.1) 装置と操作法について：① Knappの絶対法は定電圧自動記録装置により著しく精度を向上したがこれによりこの装置では定常状態に完全到達には長時間を要することが明らかになった。② ①の比較法のためには導熱銀棒の長さを変更して長くするが他種の入る小さい物質に変えたい限り精度をあげることは出来ない。③ クーラーへの流水速度は最も注意を要することと熱流のコントロールに大きな影響を与えている。④ ①の小さい多孔質材料の測定の場合周囲の保温材はより小さい入る材料を選ぶべきである。

(5.2) 気孔の連続性について：従来の多くの理論式、実験式が提出されているが実験値とよく一致をみているとされているLoebの式は理想的な非連続独立気孔を仮定しているが普通に生産される多孔質耐火断熱材料では連続的気孔が存在しているので空気の透過率(cm^3/sec)を測定し入に及ぼす影響大なるを明らかにした。従って真空中で入を測ることは理論的に正しいが多孔質材料の断熱性の実用上の数値を得るには 1000°C 附近では対流の影響をも考えらるべきで透過率を考慮に入れたもので補正するべきである。また成型の際に受圧面とそれに垂直な面からの入けが何り異なりこれも気孔の連続性に関連し、透過率との関係あるを知った。これらの関係は表2のごとくであった。

表2 透過率の関係

受圧面に対し	カオリン系		矽質土系	
	平行	垂直	平行	垂直
高比率	0.72	0.72	1.02	1.02
透過率 $\frac{\text{cm}^3}{\text{sec}}$	0.76	0.80	0.22	0.72
熱伝導度 $\frac{\text{Kcal}}{100^\circ\text{C} \cdot \text{cm} \cdot \text{hr}}$	0.19	0.22	0.29	0.42

4-2 非定常熱伝導度測定法における端効果

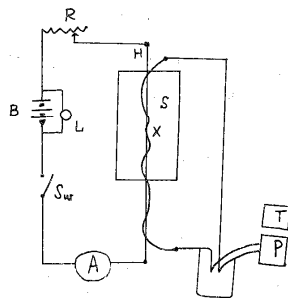
名大工 長坂克己 杉山幸男 清水賢

1 緒言

熱伝導度測定法は、測定時の温度状態によって定常測定法と非定常測定法の2法に大別され、そのおのおのについて種々の方法が行われている。本報告においては、筆者らが各種物質の熱伝導度を実際に測定して簡便かつ有効であると考えた非定常単線熱源法に因り、試料の寸法と端効果の関係について数学的解釈と同時に実験を行ない検討したものを報告する。

2 単線熱源法の概要

無限大の均質物質内に、その物質の中心を貫くまっすぐな極めて細い単線より熱が供給される場合を考える。単線より発する定常熱流は物質内に単線を中心として円筒状の温度分布を作るが、この時単線の壁における温度上昇度は、熱の供給速度と試料物質の熱的性質によって決定される。即ち単線に一定熱量を供給すれば、熱伝導度大なる物質においては、小なる物質におけるよりも温度上昇度は小さいと考えられることを測定の原理としている。本法を始めて提唱したのは Stalhane と Pyle¹⁾ であって、この意味では本法を Stalhane-Pyle 法と呼ぶべきかもしれない。その後 Van der Heel²⁾ らは本法の数学的解析を行ない、同時に本法を用いて各種物質の熱伝導度測定を行っている³⁾。また最近では W. M. Underwood⁴⁾ らはポリエチレン及びポリステレン等のプラスチック材料に対して本報を用いた例がある。その実験装置の概略を図1に示す、図でわかるように、どの



- A : Ammeter
- B : Battery
- C : Cold junction
- H : Line heat source
- L : Bleeder lamp
- P : Potentiometer
- R : Rheostat
- S : Sample
- Sw : Switch
- T : Timer
- X : Thermo-couple junction

図1 Apparatus diagram

実験室にもある極めてありふれた測定器具のみで実験を行なうことができるのが本法の特徴の一つであり、また測定に要する時間が数分という短時間であることも利点といえるだろう。然るに本法を採用するに当り、試料の寸法と端効果の関係即ち実際の測定において最小限如何なる大きさの試料を用いればよいかという問題については過去に明確

には示されていない。筆者らはこの点を検討し測定の便をほかりたいと考えた次第である。

3 端効果の数学的表現

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{K} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots(1)$$

$$t=0 \quad T=T_0$$

$$t>0 \quad z=\pm l \quad T=T_0$$

$$r=b \quad T=T_0$$

$$r=a \quad \frac{\partial T}{\partial r} + h \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{K} \frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{A}{K_1} \quad \dots\dots(2)$$

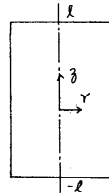


図2 円筒型試料

無次元表示で示せば

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} - \frac{\partial \theta}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots(3)$$

この解を求めるために Laplace 変換を用いると、結果として、

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(\theta) &= \mathcal{H}(r, z, p) \\ &= \frac{4Aa^2}{\pi K_1 T_0} \frac{K_1}{K} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{\cos \frac{(2n+1)\pi z}{2l}}{(2n+1)p} \cdot \frac{I_0(\alpha_n r) K_0(\alpha_n \frac{b}{a}) - I_0(\alpha_n \frac{b}{a}) K_0(\alpha_n r)}{[I_0(\alpha_n) K_0(\alpha_n \frac{b}{a}) - I_0(\alpha_n \frac{b}{a}) K_0(\alpha_n)] [b_n + \alpha_n^2] - H \alpha_n [I_0(\alpha_n) K_0(\alpha_n \frac{b}{a}) + I_0(\alpha_n \frac{b}{a}) K_0(\alpha_n)]} \quad \dots\dots(4) \end{aligned}$$

をうる。θを得るためには上式を逆変換しなければならぬ。いま $l \rightarrow \infty, b \rightarrow \infty$ の無限試料を考えると上式は、

$$\mathcal{H}(r, p) = \frac{Aa^2}{K_1 T_0 p} \frac{K_1}{K} \frac{K_0(\sqrt{p} r)}{p K_0(\sqrt{p}) + H \sqrt{p} K_1(\sqrt{p})} \quad \dots\dots(5)$$

となる。有限試料内の温度変化は

$$\begin{aligned} \theta(1,0.5) &= \frac{16Aa^2}{\pi K_1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \frac{I_0(\alpha_n) K_0(\alpha_n \frac{b}{a}) - I_0(\alpha_n \frac{b}{a}) K_0(\alpha_n)}{(2n+1)\pi^2 [I_0(\alpha_n) K_0(\alpha_n \frac{b}{a}) - I_0(\alpha_n \frac{b}{a}) K_0(\alpha_n)] - 2\pi l h [I_0(\alpha_n) K_0(\alpha_n \frac{b}{a}) + I_0(\alpha_n \frac{b}{a}) K_0(\alpha_n)]} \\ &\quad - \frac{4Aa^2}{K_1} \frac{K_1}{K} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)} \sum_{m=1}^{\infty} C_{mn}(1) \frac{U_{mn}^2 e^{-(U_{mn}^2 + \alpha_n^2)t}}{(U_{mn}^2 + \alpha_n^2)} \quad \dots\dots(6) \end{aligned}$$

ここで

$$C_{mn} = \frac{J_0(U_{mn} \frac{b}{a}) [(b_n - U_{mn}^2) J_0(U_{mn}) + H U_{mn} J_1(U_{mn})]}{J_0^2(U_{mn} \frac{b}{a}) [(b_n - U_{mn}^2)^2 - H(2-H)U_{mn}^2] - [(b_n - U_{mn}^2) J_0(U_{mn}) + H U_{mn} J_1(U_{mn})]^2} \quad \dots\dots(7)$$

$$C_{mn}(1) = J_0(U_{mn}) Y_0(U_{mn} \frac{b}{a}) - J_0(U_{mn} \frac{b}{a}) Y_0(U_{mn}) \quad \dots\dots(8)$$

U_{mn} は次式の根として求める。

$$[(b_n - U^2) J_0(U) + H U J_1(U)] Y_0(U \frac{b}{a}) - [(b_n - U^2) Y_0(U) + H U Y_1(U)] J_0(U \frac{b}{a}) = 0 \quad \dots\dots(9)$$

即ち U_{mn} は試料寸法 $\frac{b}{a}, \frac{a}{l}$, 熱源、試料の物性値 H に依存して決まるものであり、本実験で採用されたアスファルトのある寸法のものについて U_{mn} を表1に示す。これらの値を用いて、それぞれの寸法について温度変化を知ることができる。

表1 U_{mn} の値

$b/a=50, a/l=0.010, H=1.0630, (k_1-k)/k=78.730$

n	1	2	3	4	5	6	7	8
0	0.057545	0.121456	0.180694	0.222840	0.267369	0.367358	0.390834	0.455098
1	0.057670	0.122612	0.187172	0.251345	0.315053	0.378113	0.440196	0.500546
2	0.057679	0.122679	0.187393	0.251876	0.316159	0.380246	0.444122	0.507868
3	0.057681	0.122697	0.187449	0.252006	0.316412	0.380690	0.444866	0.508705
4	0.057682	0.122704	0.187473	0.252059	0.316511	0.380860	0.445142	0.508709
5	0.057684	0.122708	0.187485	0.252084	0.316559	0.380943	0.445275	0.509225
6	0.057684	0.122711	0.187491	0.252099	0.316588	0.380988	0.445328	0.510040
7	0.057684	0.122712	0.187496	0.252108	0.316605	0.381015	0.445373	0.510040
8	0.057684	0.122713	0.187498	0.252115	0.316617	0.381037	0.445390	0.510040
9	0.057684	0.122713	0.187501	0.252119	0.316624	0.381050	0.445427	0.510040
10	0.057684	0.122714	0.187502	0.252122	0.316630	0.381060	0.445427	0.510040

無限試料内の温度変化は

$$\theta(x, \xi) = \frac{4}{\pi^2} \frac{A a^2}{K_1 T_0} \frac{K_1}{K} H \int_0^{\infty} \frac{(1 - e^{-u^2 \xi})}{u^3 \Delta(u)} du \quad \dots (10)$$

(6). (10)式より試料寸法が如何に温度変化に影響するかを知る事ができ、過渡的变化で且つ端効果のない状態で熱伝導度を測定するための標準を与える事が出来る。いま端効果を考える必要がない場合(10)から画かれたグラフと実験値を比較して試料の熱伝導度の値を得ることはできるが、更に簡便に求めるために次の方法を用いる。

$\frac{K_1 \xi}{a^2} \gg 1$ と考えられる場合には、その場合に成立する近似解として(5)より、

$$\theta(\xi) = \frac{A a^2}{K_1 T_0} \frac{1}{2} \frac{K_1}{K} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{4\xi}{\beta} + \frac{1}{4\xi} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{2} \right) 2 \ln \frac{4\xi}{\beta} \right\} + O\left(\frac{1}{\xi^2}\right) \right] \quad \dots (11)$$

ただし、 γ (オイラー-定数) = $\ln \beta$

とする。この式を書き直せば

$$\Lambda = \frac{\theta(\xi)}{\frac{A a^2}{K_1 T_0}} = A + B \ln \xi + \frac{1}{\xi} (C + D \ln \xi) \quad \dots (12)$$

ただし、 $A = \frac{1}{4} \frac{K_1}{K} \ln \left(\frac{4}{c} \frac{K}{K_1} \right)$

$$B = \frac{1}{4} \frac{K_1}{K}$$

$$C = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{2} \right) 2 \ln \left(\frac{4K}{\beta K_1} \right) \right\} \frac{K_1}{K}$$

$$D = \frac{1}{2} \left(\frac{K_1}{K} - \frac{K_1}{K} \right)$$

(12)からわかるように、 ξ が段々大きくなると、 Λ は $\ln \xi$ に比例し、終りには(6)の第1項の値に等しい一定値となる。いま $\ln \xi$ に比例する段階がわかれば、その勾配から B-value がわかり K が求まる。また Λ 軸との交点から A-value が求まり、これから K が求まる。もっと正確な値を得るには、実験値を曲線(12)に一致するように A, B, C, D を求め、之

これより K , K_c を求めればよい。

一方, $\frac{K_c \pm}{a^2} \ll 1$ と考えられる場合には近似解として (5) より

$$\theta(\xi_1) = \frac{A a^2}{K_1 T_0} \left[\xi_1 - \frac{4}{3} \frac{H}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{K}{K_1}} \sqrt{\xi_1^3} + \frac{H(H-\frac{1}{2})}{2} \cdot \frac{K}{K_1} \xi_1^2 \right] \quad \dots (14)$$

書き直して,

$$\Delta = \left[\frac{\theta(\xi_1)}{(-\frac{AK^2}{K_1 T_0})} - \xi_1 \right] / \xi_1^{\frac{3}{2}} = -\frac{4}{3} \frac{H}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{K}{K_1}} + \frac{H}{2} (H - \frac{1}{2}) \frac{K}{K_1} \sqrt{\xi_1} \quad \dots (15)$$

従って, Δ vs $\xi_1^{\frac{1}{2}}$ のグラフより, その勾配から $\frac{H}{2}(H-\frac{1}{2}) \frac{K}{K_1}$ の値を, Δ 軸との交点より $-\frac{4}{3} \frac{H}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{K}{K_1}}$ の値を知ることができ, これらから K , K_c を求めることができる。

4 結言

上記解析結果と磁器及びガラスワルトの各種寸法試料の単測値とを比較考察し, 非常単線熱源法による熱伝導度測定法における端効果の問題を検討した。

記号

A : 単線熱源内の発熱量 [Kcal/m²]

a : 単線熱源半径 [m]

b : 試料半径 [m]

b_m : $= a^2 \frac{K_1 - K}{K}$ [-]

H : $= h a \frac{K_1}{K}$ [-]

h : $= 2 K/a K_1$ [1/m]

I_0, K_0, I_1, K_1 : modified Bessel function

K : 試料の熱伝導度 [Kcal/m·hr·°C]

K_1 : 単線熱源の熱伝導度 ["]

l : 試料の長さ [m]

Y_r : $= Y/a$ [-]

T : $= T(x, z, t)$ 試料内温度 [°C]

T_0 : 試料初期温度 [°C]

z_r : $= z/a$ [-]

α_n : $= \frac{(2n+1)\pi}{2} \frac{a}{l}$ [-]

ξ : $= \frac{K \pm}{a^2}$ [-]

ξ_1 : $= \frac{K_1 \pm}{a^2}$ [-]

θ : $= \frac{T - T_0}{T_0}$ [-]

K_c : 試料の熱拡散率 [m²/hr]

K_{c1} : 単線熱源の熱拡散率 ["]

文献

- 1) Stalhane & Pyk, *Teknisk Tidskrift* 61, 28, 389 (1931)
- 2) E. F. M. van der Held, *Warmte-Techniek* (1932)
- 3) E. F. M. van der Held, & F. G. van Druner, *Physica* 15, 10, 364 (1949)
- 4) W. M. Underwood & R. B. Mc Taggart, *Chem. Engrg. Prog., Symposium Series*

56, 30, 261 (1960)

4-3 音速および超音波による気体温度測定法(第1報)

村械試験所 〇山家譲^{*}
 同上 茶田周治

1. 緒言

内燃機関あるいはMHD発電機の内部の高温気体の温度の正確な測定法は、従来から解決を要望されていた問題の一つである。一般に高温気体の温度の測定には高温用熱電対、抵抗線温度計、輻射高温計、分光学的測定法等が実用されている。

しかしいずれも測定精度、耐久性などに不満足な点がある。この他気体温度の測定法として被測定気体中の音波の速度を測定することによって、その気体の温度を知る方法があり、まれに行われた¹⁾。この方法の特徴は気体の音速が特に高圧の場合を除いて、その気体の絶対温度のみの関数で示される点にある。

第1図は乾燥空気の音速が、温度と圧力によって理想気体の音速からどのように偏違するかを示している。すなわち空気中の音速 a と理想気体の音速 a_0 との比が圧力によってどのように変化するかを、絶対温度をパラメーターとして示している。

理想気体からの偏違が非常に少ないことがわかる。この方法は測定装置の構造上、気体の局所的な温度を知ろうとする場合、若干の困難は存在するが、これとても根本的な問題ではなく、測定装置の改良によりある程度解決できると予想される。

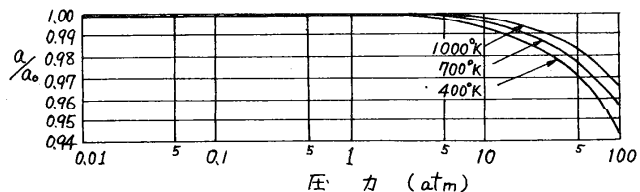
ここではまず内燃機関内のように急激に温度の変化する場合を除き、静止している高温気体の音速測定による温度計測について論ずる。

まずその原理をのべると、気体が理想気体ならば(R : ガス常数, m : 分子量, γ : 比熱比) その絶対温度 T と音速 a との関係は

$$T = \frac{ma^2}{\gamma R} \quad (1)$$

で示される。 R , m , γ が既知の気体であれば音速 a を知ることにより、(1)式から絶対温度 T が求められる。被測定気体の温度が一様でない場合は、測定された音速はこの測定距離間の平均音速となり、この意味で平均温度を知ることになる。

また被測定気体が理想気体よりはずれていれば、その量だけ(1)式を修正せねばならない。従来実際に行われた方法は、いわゆる pulse method で音源より音波のパルスを送り、ある距離をおいて設けられた受音器までの音波の到達時間をシクロスコップ等により測定し音速を求めていた。ここで試み方法は、被測定気体中に一定



第1図 乾燥空気の音速に対する圧力の影響

距離 l において音源と受音器を対向させ、適当な低周波（主として可聴周波領域）の周波数 n によって変調された一定周波数の超音波を連続的に音源より放射し、被測定気体中を通過させて受音器によって受信する。受信された低周波によって変調された超音波信号は検波されて変調信号のみ取出され、音源側の変調信号との位相差を測定される。

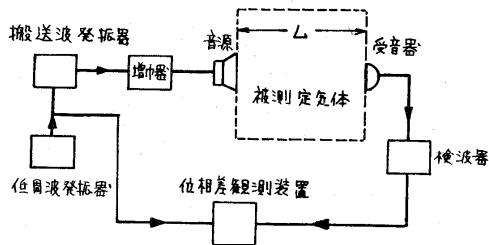
音源と受音器と距離 l は既知の量であり、上記位相差がわかれば距離 l の向に変調信号の波が幾波長存在するかがわかり、今 n 波長存在するとすれば、

$$a = \frac{l}{n} \cdot f \quad (2)$$

から音速 a が求められる。実際の測定には、変調信号の周波数を可変として、0から次第に高くしてゆき、発信側と受信側の変調信号の位相差が $2\pi n$ （ l の向に n 波長の変調信号の波が入る）になったときの変調周波数 f を求め(2)式より音速を知り、(1)式から気体の絶対温度をうる。この方法の長所としては①搬送波として超音波を用いることにより、音波の指向性をよくし周囲の環境による干渉等の影響を小さくすることができる。

②搬送波として用いる超音波の周波数は比較的高く、かつ一定であることにより、選択増幅が可能であり、受音器で拾う雑音を切り捨てることができる。③音波として気体中に放射されるのは不可聴周波の超音波であるので測定にともなう騒音を排除できる。

④一般に位相差の測定は高度の技術を必要とするがブラウン管のリサーチ図形による観測は容易であり、かつ周波数の測定は、他の電気量の測定よりも高い精度で得られる。⑤超音波発信器と超音波受音器は比較的小型のもので実用できる、等があげられる。

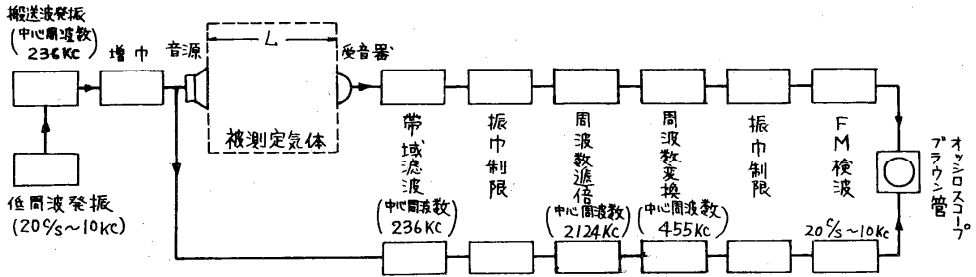


オ2図 実験装置の原理図

2 実験方法

この実験装置の原理をオ2図に示す。図において位周波発信器によって発振された変調信号は、超音波領域の周波数の搬送波発信器によって発振された搬送波を変調し、その信号は増幅器によって増幅され音源を駆動する。音源より発生した超音波は被測定気体中を通過し、受音器によって受信され、検波器において変調信号の成分のみとなり位相差観測装置によって発信側の変調信号との位相差を測定される。位相差観測装置においては受信側の変調信号の波は発信側の変調信号の波より被測定気体中の距離 l の向を音波として通過する時間だけ位相のおくれとして観測される。いま変調信号の周波数を変化させ、発信側と受信側の位相差が所定の値になったとき、その変調信号の周波数は直接被測定気体の音速に相對することになり、これより音速を求め、被測定気体の絶対温度を知ることができる。

上記の原理により製作した実験装置のブロックダイヤグラムをオ3図に示す。音源としての振動子は、異なった固有振動数を持つ数個のチタン酸バリウム振動子を製作し、最も音波の発生効率のよいものを実験的に選択した。



写真四 実験装置 ブロックダイヤグラム

受音器は同じくチタン酸バリウム素子を使用し、受音器側の影響を避けるため固有振動数の高い(約1Mc)ものを選んだ。低周波発振器は20%~10Kc程度までの発振が可能で、かつ発振周波数は連続可変である。

搬送波発振器は236Kcを中心周波数として、低周波発振器の出力信号により周波数変調が可能なるものである。

この発振された搬送波は増巾器によって増巾された後、音源となる振動子に振動をあたえる。被測定気体を通じた音波は受音器に達し、この受音器から取出される信号、およびこれと位相を比べるため音源よりとられる信号とはネリ図に示すように全く同じ電気回路を通してブラウン管オシログラフに入られる。すなわちまず帯域濾波回路により受音器に入った雑音を取除く。次に振巾制限回路により、超音波が被測定気体中を通ずる際に受けた搬送波の振巾のふらつきが、測定結果に悪い影響をあたえることを防止するため一定の振巾にされる。周波数過倍回路および周波数変換回路は、音源として使用するチタン酸バリウム振動子の共振曲線がシャープなため周波数変調の変調度を深くすることができないので、後段のFM検波回路の感度を上げるように周波数変調利得をかせぐためのものである。一方音源より分離された電気信号を受音器以後の電気回路と同一要素をもつ回路に入れたのは、電気回路内での発信側と受信側の相対的な位相の変化を防止するためである。位相差の観測にはブラウン管オシログラフを使用しサージ図形を画かせて位相差を観測している。

(3) 実験結果

上記実験装置により実験を行った結果を述べる。まず常温において音源と受音器の距離Lを変化させて、音源と受音器の間に搬送波の変調に使用した低周波の一波長が入る周波数、言換えれば(2)式において $n=1$ の場合の周波数 f の値を測定した。

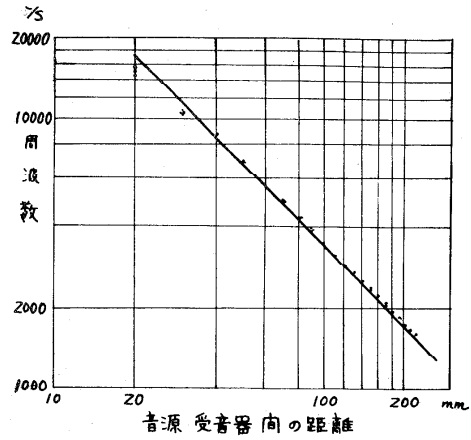
その結果を実験点としてネリ図に示す。图中直線は理論値を示すが、音源と受音器の距離が極端に短い場合を除き、だいたい満足すべき値となっている。つぎに音源と受音器との距離Lを一定とし、被測定気体(この場合は空気)の温度が変化した場合の実験を、同じく(2)式における $n=1$ として行った。その結果を実験点とし理論値を実線としてネリ図に示す。実験は簡単な小型凡網を制作し、音源と受音器の距離Lは109mmとした。現在音源および受音器に使用しているチタン酸バリウム素子には冷却装置を用いてお

らず、凡胸の温度管理も万全ではないので、高温において多少値のちらばる現象も見受けられるが、今後この点を解明したい。

(4) 結論

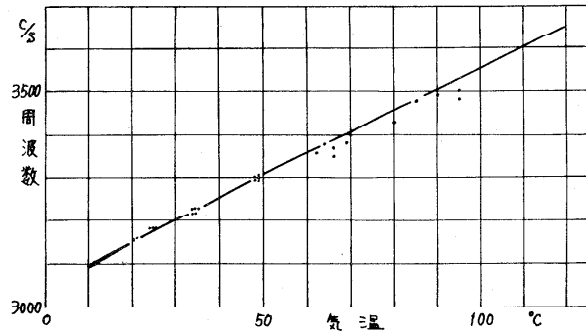
以上実験はばではあるが、超音波による気体の温度測定法として、ある程度の日算を得た。

音源および受音器の冷却方法、信頼のおける電気回路等、実用の段階までには相当の困難は予想されるが継続して研究を進める所存である。



ア4図 距離と周波数の関係

(1) Liveness, Taylor, Wu; SAE Trans. 66(1958) 883



ア5図 気体温度と周波数の関係

5-1. 輝炎ふく射に関する研究

京大工 佐藤 俊* 京大工 国友 孟*

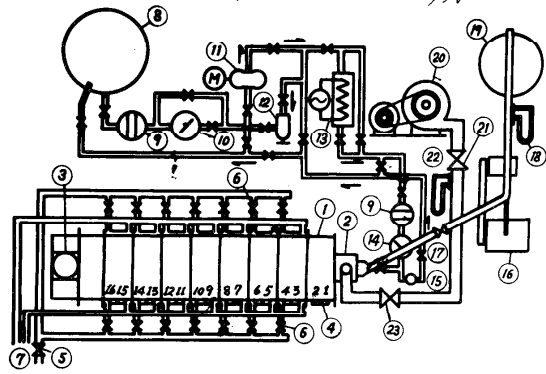
1. 緒言

最近の蒸気原動機では、熱効率増進のために高温高压蒸気が使用され、そのボイラ型式も次第に接触伝熱面が少なく、ふく射伝熱面の多いものが採用され、現今では、純ふく射ボイラが著しく多くなった。かゝる情勢であるから、火炎よりのふく射熱伝達の究明は工業上の急務である。輝炎からのふく射の大半を占める析出白熱炭素粒子からのふく射に関しては未知の点が多い。炭素粒子の生成は燃焼反応の経過によって異なり、燃焼反応は突燃装置の形式および大きさによって著しく影響をうける。本研究は重油燃焼時の輝炎の総合的研究を行なうものである。

2. 実験装置および方法

図1に実験装置の概略図を示す。実験炉本体は $0.5m \times 0.5m \times 0.27m$ のセクションを10個ボルトで連結した角型炉で全長約2.7mとなっている。オ2~8セクションは垂直側が冷却されており片側に観測窓が並んでいる。使用したバーナは、高压空気噴霧式オイルバーナで出口にバーナタイルを備えている。高压バーナの場合、1次空気は圧縮機から2次空気は送風機から供給し、低压バーナの場合は、1次、2次空気とも送風機から供給する。測定事項は、炉中心水平面上で、観測窓中心軸上の炎の温度分布、黒体温度、速度分布、ガス分布、煤濃度である。それらの測定方法は、

- 1). 温度分布。燃焼ガスの流れに直角に張った裸の熱電対 (PtRh 20/5) および吸引式熱電対温度計を用い、その指示温度から、その熱電対、炎、炉壁間の熱伝達の関係により補正を行なって真温度を求めらる。
- 2). 速度分布。ステンレス製ピトー管を使用し、上記の測定で得た温度を参考にして、速度を求めらる。
- 3). 黒体温度。ふく射高温計を用いて、測定軸上の平均黒体温度を求めらる。
- 4). 煤濃度。サクションプローブを炎中に挿入して、先に測定した流煙に大体合わせて、燃焼ガスを真空ポンプで吸引する。燃焼ガス中の煤は綿フィルタあるいはろ紙で採取し、その重量増分と吸引ガス量から濃度を求めらる。
- 5). ガス分析。ガスフロマトグラフにより N_2 , O_2 , CO_2 , CO , H_2 , CH_4 , C_2H_6



① ガス分析 ② バーナ ③ 燃炎 ④ 観測窓 ⑤ 弁 ⑥ 弁 ⑦ 冷却水出入口
 ⑧ 油ポンプ ⑨ フロー ⑩ 流量計 ⑪ 油ポンプ ⑫ 油ポンプ ⑬ 油ポンプ ⑭ 油圧調整弁
 ⑮ 温度計 ⑯ 圧縮機 ⑰ 弁 ⑱ ガスポンプ ⑲ 燃炎 ⑳ 送風機 ㉑ 弁
 ㉒ ガスポンプ ㉓ 弁

* 日本機械学会正員

H₂Oの各分圧を求める。図2がその説明図で、メインコラム1には、水蒸気の凝縮を避けるため、燃焼ガスを保温して導入し、ポリエチレングリコール1000Fにより水蒸気分離分析を行なう。メインコラム2には、乾燥剤を通して水分を除去した燃焼ガスを導入し、モレキュラシーブ5Aと活性炭によって、上記のH₂O以外のガスの分圧が求められる。

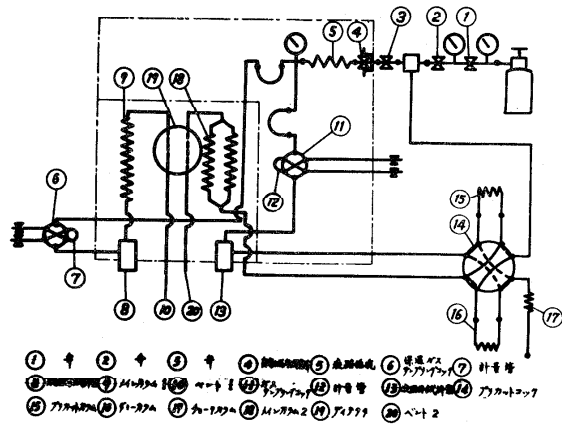


図 2

以上より得られた測定結果から次のものを計算する。

a). 輝炎ふく射率 E_t 。輝炎の黒体温度および平均温度からピルネのふく射率を計算し、炉壁による反射、炎中の透過を考慮して補正を行ない、真のふく射率を求める。

b). 不輝ガスふく射率 E_g 。CO₂, H₂O, CO, の分圧および炎の幅、平均温度から文献を参照して、 E_{CO_2} , E_{H_2O} , E_{CO} を求め $E_g = E_{CO_2} + E_{H_2O} + E_{CO} - \Delta E$ (ΔE : 補正項) により計算する。

c). 煤群ふく射率 E_s 。輝炎ふく射率 E_t と不輝ガスふく射率 E_g とから $E_s = 1 - \frac{1-E_t}{1-E_g}$ により計算する。

3. 実験結果および考察

測定は観測窓 3.5.9.13で行なった。図3に高圧噴霧バーナを使用し、燃油量 10.8 kg/h 1次空気 9 kg/h、ゲージ2気圧、2次空気 105 kg/h ゲージ 0.05気圧で燃焼させた場合の結果を示す。C, CO, CO₂ の分布の様子が非常によく対応していることがわかる。また、H₂Oの分布は図4に示すようにCO₂とよく対応している。さらに局所空燃比を求め常温になおした場合の煤濃度との関係を求めると図5に示すような結果を得た。図中●印が炎として光輝を放している部分のデータで、○印は炎の外部、侵入空気が多量に入ってきて空燃比は上がっているがもはや反応しない部分およびバーナタイル出口の部分のデータであり、炎内部の煤濃度に関しては、その局所空燃比と直線的関係を保っていることがわかる。図6に煤群ふく射率 E_s と平均煤濃度×炎幅 CL により整理した結果を示す。図中の曲線は、種々の理論式、実験式を温度により示したものである。実験結果は、低圧バーナ使用の炎後半部と前半部および高圧バーナ使用の場合とで異なっている。また、Ijmuidenの実験結果でも、やはり全く異なる結果を示している場合がある。これは、煤の粒径に大小があり、極めて小さい煤が採取されていないことによるのではないかと考えられ、また、これから検討すべき問題である。

この問題に関連して、煤の生成、形状変化を調べるため、電子顕微鏡により、測定個所ごとの煤を観察した。その写真の1例を図7, 8に示す。これによると位置による煤の

形状変化は見られず、炭の前半では、後半でも常に非常に大きな $0.1 \sim 5 \mu$ 位の粒子と非常に小さな 0.01μ 位の粒子とが共存している。この大きなグループの粒子は、中が空洞の球殻のものや密な球のものがある。これは、噴霧された燃料粒子が高温にさらされて、そのまゝ外側が炭化し、その内部は、熱分解して炭化していくか、あるいは、外側の殻の割れ目から蒸発してしまって空洞になるのではないかと考えられる。顕微鏡で見ると、大きな球殻の周りに、微小な粒子がふいているが、これは、燃料粒子からあるいは炭素の殻の内部から蒸発していく際に脱水素されて炭化してできたものか、あるいは、一般のガス体燃料の炭素の析出と同様の経過でできた炭素粒子のハナレかであると考えられる。

上記の実験では、炭素が析出してから炭の終端まで形状などが殆んど変わらなかったのは、酸素が欠乏しているためであり、充分な酸素があれば、粒径なども顕著な変化を示すかも知れない。

上の電子顕微鏡による観察でわかった

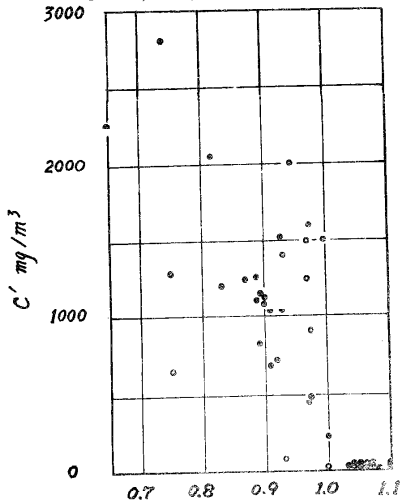


図 5 局所空燃比 ϕ

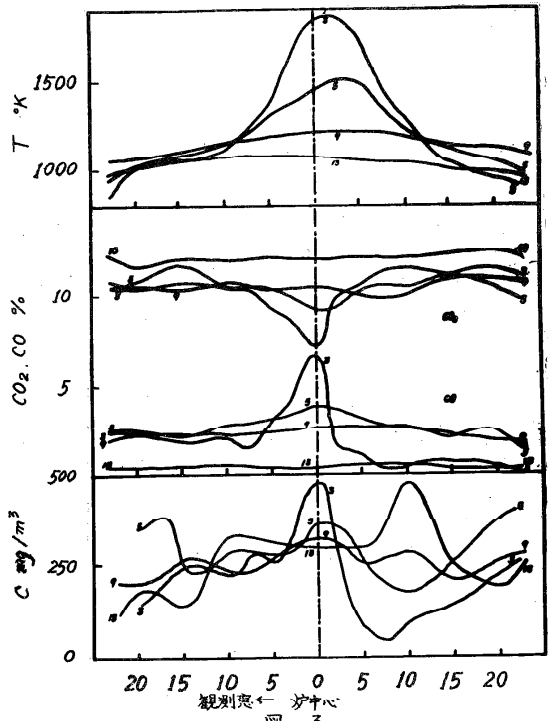


図 3

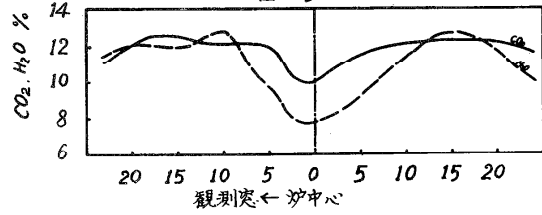


図 4

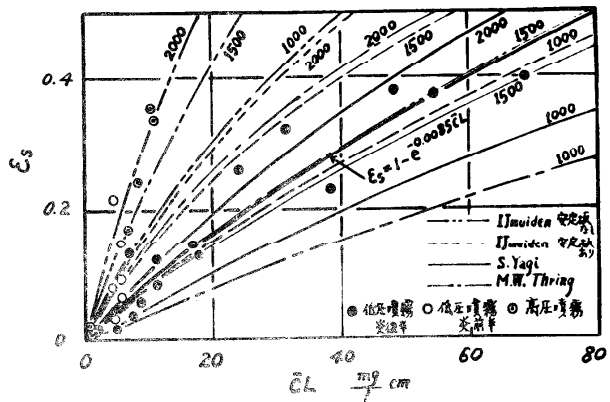
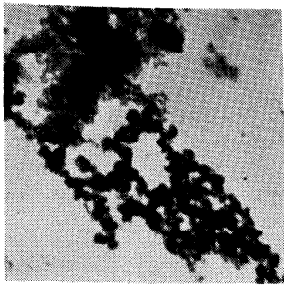
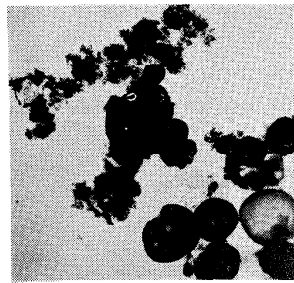


図 6



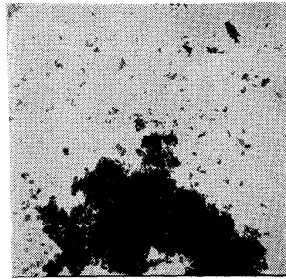
1 μm



1 μm

図 7

観測窓 3



1 μm



1 μm

図 8

観測窓 13

ように、非常に微小な粒子が存在するので、もし、この微小な粒径の煤が多い場合は、採取が不確実になり、実際の煤濃度より低い濃度を与えらることになって煤群ふく射率 E_s と煤濃度 \times 炎幅 \bar{L} の関係のばらつきの原因となる可能性がある。

4. 結論

1) 煤群ふく射率 E_s と平均煤濃度 \times 炎幅 \bar{L} の関係を求めたが、大きなばらつきがあり、その原因については今後研究しなくてはならぬ。

2) 光輝を發している炎内部の煤濃度は、その箇所、局所空燃比と直線的関係を

持っている。

3) 煤は、燃料粒子からそのまま炭化して球殻あるいは球をなしている比較的大きな粒径のものと、ガス体燃料から析出したものか、あるいは、燃料粒子表面から、または、球殻内部から蒸発していく途中で炭化したものか、いずれかの非常に小さい径のもの2種類があることがみられた。

そして、本実験のごとき酸素欠乏状態では、炎終端まで煤の形状は変化していない。

4) 水蒸気分圧を、ポリエチレングリコール 1000 F を使用したガスクロマトグラフより求めたが、それは、炭酸ガス分圧から予測されるものと比較的良好一致をみた。

5. 参考文献

- 1) J.M. Beer *J. Inst. Fuel* 35-1 (1962) 3
- 2) S. Yagi & H. Iino 8th Symp. (Int.) on Comb. 288
- 3) M. Thring *Int. Dev. Heat Transfer Part. IV. Sec. B. (1961) 796*
- 4) R. O. Grisdale *J. Appl. Phys.* 24-9 (1953) 1082

5-2 赤外線スペクトルによる燃焼の基礎的研究 (第1報)

— 主として不輝焰のふく射機構 —

東京大学工学部 越後 亮三*

1. 緒言

現在燃焼の研究は多岐にわたっている。その内分光学的手法による研究は赤外線技術の進歩と合まって盛に行われるようになり理論的にも実験的にも燃焼工学に非常に貢献をしている。焰とか燃焼ガスが熱平衡状態にあるとすると種々のエネルギー準位に存在する分子の数の分布はMaxwell-Boltzmannの分布則によって決まる。これらの分子は分子固有の振動数の光を放射したり吸収したりするが大概の気体分子、特に燃焼に関連の深い炭酸ガス、水蒸気、一酸化炭素…等は赤外領域で強いスペクトルとして観測される。従って燃焼ガスからの赤外スペクトルは燃焼現象の"分子論的挙動"を示すものであるから燃焼の本質を見極める有効な手段であると考えられる。

本報告は研究の初段階として最も一般的な燃焼器と燃料について実験を行い得られたスペクトルグラフのスペクトル帯の帰属を決定しふく射機構の観点から検討した。その結果ふく射機構については輝焰と不輝焰の分子スペクトルには本質的な差異がないこと、分子の内部運動(振動・回転)には近くの分子の影響は殆ど認められず、スペクトル帯が見掛上されるのはスペクトル線の相対強度の変化によること、燃焼ガス(大気圧)程度の高温度気体ではDoppler効果の影響はそれ程重要でないこと等がわかった。

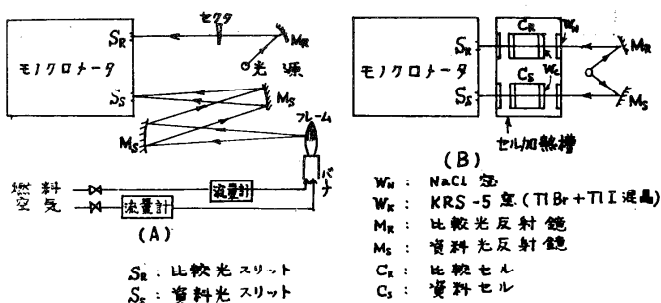
2. 実験装置

実験装置の概要は第1図に示す。本実験に用いた赤外線分光光度計は日本分光工業K.K. IR-S型でNaClプリズムのdouble monochromator, double beam型である。

(A) 火焰から放射された光は反射鏡 M_6 を経てモノクロメータの資料光スリット S_2 上に結像する。比較光の方はセクタで光量を

調節して比較光スリット S_R に入る。この両光束はモノクロメータに入り分光される。この実験で比較光を用いるのは通常の吸収スペクトルの実験とは異なり分光器の分解能を高めるための補助的なもので純粋の放射実験とも異なる。バーナは流体力学的な乱れが小さいものを設計試作した他、ブンゼンバーナ、細工用バーナを用いた。燃料、空気は流量計で測定してバーナに送り予混合焰、拡散焰のいずれをも得られる。バーナ先は水冷して温度を制御

* 日本機械学会正員



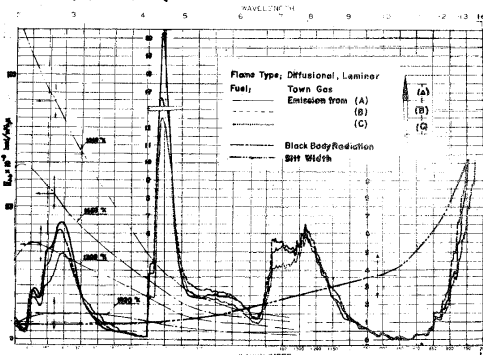
第1図 実験装置概略図

した、燃料は都市ガス、市販プロパンガス、高純度のプロパンガスの三種を用いた。

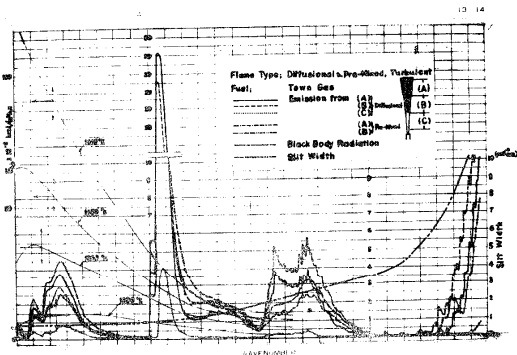
(B) 普通の吸収スペクトルを得る実験である。ここでは資料セル、 C_L は燃焼の主生成物である炭酸ガス、水蒸気を別々に封入し比較セル C_R は真空にして吸収スペクトルを得る。これを基に燃焼ガスからスペクトル帯の帰属を決定する。

実験は各種燃料について拡散焰と予混合焰、また層流焰と乱流焰について行い火焰長を変えたり予混合焰については混合比を変化して各々の場合のスペクトルを得た。燃焼ガスからのスペクトルを得るに際して火焰からスリット S_S までの距離と比較光の光源 S からスリット S_R までの距離は等しくないため大気中の炭酸ガスと水蒸気による吸収が異なるが比較光が補助的な意味しか持たない本実験では問題はない。本分光器はNaClプリズムで波長範囲は $2\mu\sim 15\mu$ であるが走査速度は三段切換になっており本実験では分解能を高めるため走査速度を遅くした。温度は赤外線光高温計で測定した。

3. 実験結果

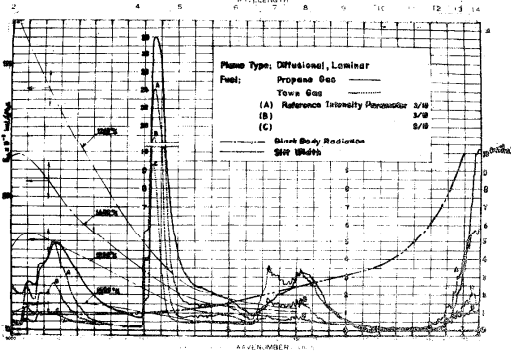


2 - 1

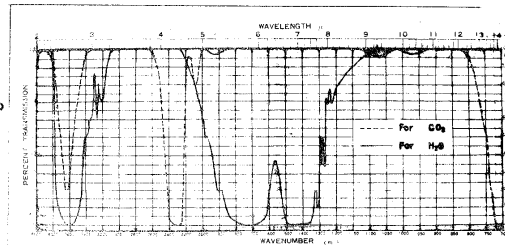


2 - 2

第2図 燃焼ガスの赤外線スペクトル



2 - 3



CO₂: 温度 173 °C PL = 360 cm-atmos.
H₂O: 温度 200 °C PL = 360 cm-atmos.

第3図 吸収スペクトル・グラフ

第2図は燃焼ガスの赤外線スペクトルのデータの一部である。これらの結果から総合的に言えることは次の点である。燃焼ガスの分子スペクトルは燃料の種類、燃焼条件 (diffusional or premixed, laminar or turbulent) によりそれ程の変化はない。また輝焰と不輝焰のスペクトルの間にも大した差異はない。これは大いに注目すべき点であって、よく射伝熱

の観点から見れば非常に興味がある。また図中には比較のため黒体に対する連続スペクトル、スリット幅、その他実験条件が併記してある。

4. 検討

第2図のスペクトルグラフを基にスペクトル帯の帰属を決定しふく射機構を検討する。

4-1 スペクトル帯の帰属 各スペクトル帯の帰属決定は第3図のCO₂とH₂O以外のものは経験的に行う。第3図の吸収スペクトルの温度はそれ程高くなく燃焼ガスとは相当様子が異なる。CO₂の帰属はD.K. Edwards⁽¹⁾の測定結果をも参照した。CO₂は直線型3原子分子で三つの基準振動をもっている。全対称振動(ν_1)、逆対称振動(ν_2)、縮重振動(ν_3)で $\nu_1 = 1340 \text{ cm}^{-1}$, $\nu_2 = 2349 \text{ cm}^{-1}$, $\nu_3 = 667 \text{ cm}^{-1}$ である。2 μ のバンドは2 ν_2 , 2.7 μ バンドは $\nu_2 + \nu_1$ と $\nu_2 + 2\nu_3$ が関与している。4.3 μ バンドは ν_2 で非常に強度が大きい。また10 μ に小さなバンドが必ず見受けられるのは興味深い。これは $\nu_2 - \nu_1$ であると考えられる。15 μ は ν_3 であり ν_1 は赤外不活性である。H₂Oは非直線型3原子分子でやはり三つの基準振動がある。対称振動二つ($\nu_1 = 3655 \text{ cm}^{-1}$, $\nu_2 = 1595 \text{ cm}^{-1}$)と逆対称振動($\nu_3 = 3756 \text{ cm}^{-1}$)ですべて赤外活性である。スペクトルグラフの中4000~3400 cm^{-1} バンドはH₂Oの ν_1 と ν_2 の上にCO₂の $\nu_2 + \nu_1$, $\nu_2 + 2\nu_3$ が重なりあったものである。2000~1150 cm^{-1} のスペクトルもH₂O- ν_2 によるものであることがわかった。

4-2 ふく射機構 第2図に示したように輝焰からの赤外線スペクトルと不輝焰からのそれとは大差ない。これは輝焰のふく射機構、さらに炭素粒子生成の問題と関連して誠に興味深い。炭素粒子の放射率は非常に大きく黒体に近いが本実験の場合これによる連続スペクトルは殆ど観測されていない。燃焼ガスのふく射と関連して炭酸ガス、水蒸気等の正確な分光学的吸収率の定量的測定が必要になってきた。H.C. Hottel等の放射率に関する図表は応用上極めて重要であるが測定はすべて大気圧のものであり、また分光学的な知識については何も与えない。これに対しS.S. Penner⁽²⁾とかG.N. Plass⁽³⁾は分子模型を考へ分子の吸収率を計算している。現在炭酸ガスについて幾つかの研究^{(1),(4)~(7)}があるが水蒸気あるいは両者の混合物については殆んどないようである。燃焼ガスのような高温気体ではスペクトル帯がずれるがその原因が個々のスペクトル線の移動によるのか、相対的強度の変化によるのか、あるいは各スペクトル線の形状の変化によるのか定性的に検討する。スペクトル線が移動するとすれば分子の内部運動(振動および回転)に及ぼす他の分子の作用が考えられる。分光学的吸収率を α_ν , 吸収係数を k_ν , 圧力P, 距離Lとすれば

$$\alpha_\nu = 1 - \exp\{-k_\nu pL\} = 1 - \exp\{-k_{a,\nu}(P/P_a)L\} \quad (1)$$

である。ここに P_a はある標準圧力(大気圧)である。

$$P = \bar{N}kT/V [1 + \bar{N}B(T)/V + \bar{N}^2C(T)/V^2 + \dots] \quad (2)$$

k はボルツマン定数, T は絶対温度, V/\bar{N} は比体積, \bar{N} はアボガド数, $B(T)$, $C(T)$ は第2, 第3 ヴィリアル係数である。 $B(T)$ を求めるには(r :分子間距離, $\varphi(r)$:ポテンシャル関数)

$$B(T) = -2\pi\bar{N} \int_0^\infty [\exp\{-\varphi(r)/kT\} - 1] r^2 dr = -2\pi\bar{N}/3kT \int_0^\infty r^3 \frac{d\varphi(r)}{dr} \exp\{-\varphi(r)/kT\} dr \quad (3)$$

Lennard-Jonesによると分子間ポテンシャルは $\varphi(r) = -a/r^m + b/r^n$ として

$$B(T) = \frac{2}{3}\pi\bar{N}^2 \left(\frac{m}{n}\right)^{3/(n-m)} \cdot F(\varphi) = \frac{2}{3}\pi\bar{N}^2 D^3 F(\varphi) \quad (4)$$

ここで

$$y^n = \left(\frac{a}{kT}\right)^n \left(\frac{kT}{b}\right)^m = \frac{(n-m)!}{(n-m)!} \left(\frac{n-m}{m}\right)^m \left(-\frac{\varphi(r)^*}{kT}\right)$$

$$F(y) = y^{3/(n-m)} \left\{ \Gamma\left(\frac{n-3}{n}\right) - \frac{3}{n} \sum_{r=1}^{\infty} \left(\frac{r-m-3}{n}\right) y^r / r! \right\}$$

$m=6, n=12$ とし CO_2 について計算すると (8)(9) が 4 図のようになる。従って燃焼ガス程度の状態では $V \approx 10^3 \sim 10^4 \text{ cc/mol}$ $1 \gg NB(T)/V$ となって分子の内部運動には殆ど影響しない。また H_2O の計算はポテンシャル関数として Stockmayer のポテンシャル関数を用いる。スペクトル線の形状は Lorentz 形状、Doppler 形状の半値巾を b_L, b_D とすれば

$$b_L \propto P/\sqrt{T} \quad b_D \propto \sqrt{T}$$

であるが、大気圧での燃焼ガスの b_D の値は

$$b_D = 0.71 \times 10^{-6} \sqrt{\frac{T}{M}} v_0 = 9.14 \times 10^{-3} (\text{cm}^{-1}), \quad (\text{CO}_2 \text{ の } 2349 \text{ cm}^{-1})$$

程度であるからこれに大した影響はないように思われる。従って各スペクトル線の相対強度が変化しただけであると考えられる。つまり熱平衡にある気体のエネルギー分布は温度が決まれば

$$N_n = C G_n \exp\{-E_n/kT\}$$

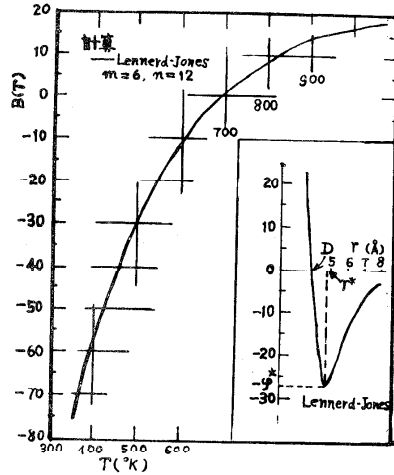
によって決まる。故に各エネルギー準位にある分子の数が変化するから遷移の状態が変わりスペクトル線の相対強度が変化すると考えれば説明できる。

5. 結言

以上燃焼ガスの分子スペクトルをとり各スペクトル帯の帰属を決定し、しく射機構について現象論的な説明を加えた。要約すると本実験の範囲内では輝焰と不輝焰のスペクトルの間には殆ど差異がなく、炭素粒による連続スペクトルは認められない。また大気圧程度の燃焼ガスでは分子の内部運動は他の分子の影響を殆ど受けず、スペクトル帯がずれるのは高温のためエネルギー分布が変化して遷移の状態が変わるためと考えられる。前述の炭素粒による連続スペクトルの問題、 $\text{CO}_2, \text{H}_2\text{O}$ および両者混合物の定量的な分光学的吸収率(放射率)の測定等今後の系統的な研究が望まれる。

References

- (1) Edwards, D.K. J. Heat Transfer, Trans. ASME, C, vol. 84 No. 1, 1
- (2) Penner, S.S. "Quant. Molecular Spectroscopy and Gas Emissivities", Addison-Wesley, Reading, Mass. (1959)
- (3) Plass, G.N. J. Opt. Soc. Amer. vol. 48 No. 10 690 & vol. 50 No. 9 868
- (4) Plass, G.N. J. Opt. Soc. Amer. vol. 49 No. 6 821
- (5) Edwards, D.K. J. Opt. Soc. Amer. vol. 50 No. 6 617
- (6) Tourin, R.H. J. Opt. Soc. Amer. vol. 51 No. 2 175
- (7) Oppenheim, U.P. 9th Symposium on Combustion 96
- (8) Fowler, S.R. & Gugenheim, E.A. "Statistical Thermodynamics" Cambridge (1949)
- (9) Hirschfelder, J.O. Curtiss, C.F. & Bird, R.B. "Molecular Theory of Gases and Liquids" John-Wiley (1954)



第 4 図 CO_2 の第 2 Virial 係数

5-3 高温気流中における燃料液滴の燃焼について

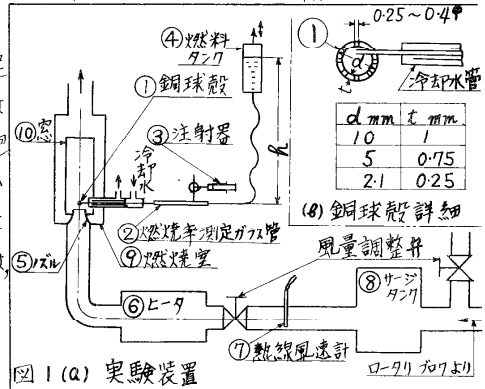
大阪大学工学部 小笠原光信*
同上 佐味 弘之*

1. まえがき

単一液滴の燃焼については多くの研究があるが、いずれも常温空気中におけるもので、高温気流中での研究はほとんどない。また、火炎が粒子全面から後半部へ急に後退する現象(そのときの風速を火炎遷移風速とよぶ)は重要な問題であるにもかかわらず、Spalding⁽¹⁾とZeldovich⁽²⁾らの研究があるだけで、その現象は充分解明されていない。そこで筆者らは多数の孔をあけた銅球殻から液体燃料を滲出燃焼させて液滴燃焼に似させ、燃焼率; 遷移風速; 火炎形状を測ってその法則性を調べた。また火炎遷移に及ぼす因子を解析的に検討して実験と比べた。なお常温気流中での実験はすでに報告してある。⁽³⁾

2. 実験装置, 方法および実験条件

図1(a)の球①へ燃料を送り、その表面で定期的に滲出燃焼させる。燃料供給量の調節にはヘッド弁を変える。燃焼率は②へ入れた気泡の移動速度から測る。高温空気はノズル⑤から⑥へ流し、球は⑤の直後の平行気流中に置く。火炎形状は窓⑩から撮影する。実験は大気圧; 室温~500°Cのもとで、 η -ブタノールとメタノールについて行なった。



3. 実験結果 (η -ブタノールの結果だけ掲げる)

一定温度のもとで風速を増してゆくと、遷移風速において火炎は envelope flame から wake flame に移る。そのときの火炎のようすは図2のようである。図3は風速に対する燃焼率を示すが、これが急に落ちるところが遷移点である。図4は Re に対する火炎形状を示す。ただしこの整理に必要な物性値には、 $\frac{1}{2}(\frac{T_0+T_1}{2} + \frac{T_1+T_2}{2})$ なる温度における空気の値を用い、 T_0 は 2100°K とした。図3から判るように、 m は風速、粒径とともに増すが、気流温度の影響はあまり受けない。図4からは、火炎の形はほぼ Re の関数として表わすことができ、 Re が減るほど球形に近付くことが判る。

4. 火炎遷移現象ならびに燃焼率の整理方法に対する理論的考察

遷移は球の前面から火炎が急に後退する現象であるから、以下は球の前半部のみを考へる。また、熱および物質移動などについての基礎式を作るために図5の断面中に注目すると、その半径方向の濃度、温度分布は図6(a)のようになり、 $m_0 \equiv 0$ (A領域), $m_f \equiv 0$ (B領域); 反応域 (F領域) の3領域に分けられる。これに対し、円周方向の変化は小さいから、以下は半径方向だけについて考へる。

* 日本機械学会正員, ** 記号は末尾に記す

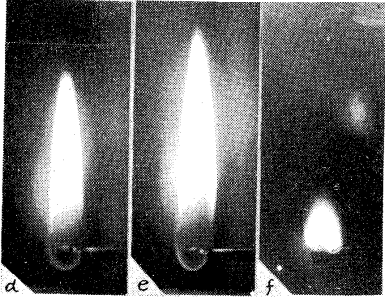
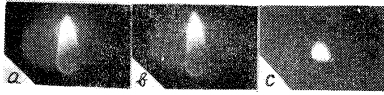


図2

	a	b	c	d	e	f
火炎写真	a	b	c	d	e	f
燃料	2-1	2-1	2-1	5-0	5-0	5-0
t_i °C	150	150	150	150	150	150
v_0 cm/s	55	92	134	56	156	176
Re	7	11	17	17	46	52

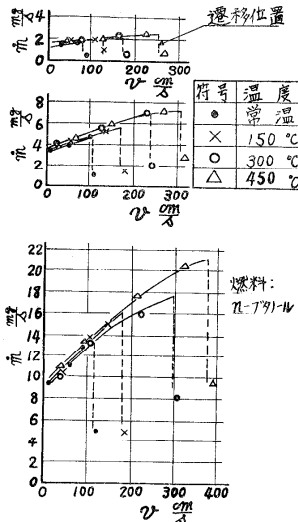


図3 燃焼率測定値

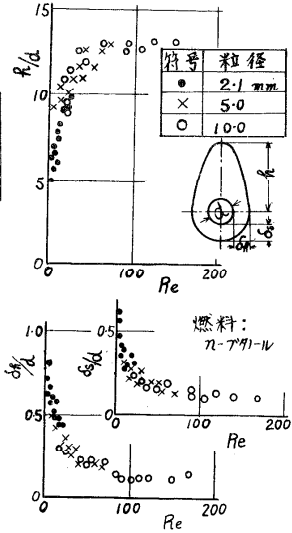


図4 火炎形状測定値

いま、それぞれ燃料および酸素流量の保存の式；エネルギー式；反応の式をたてて無次元化すると次式をうる。ただし、 $Le=1$ とし、 D_0 および C_p は平均値をとって一定とする。

① 燃料流量保存: $\frac{dm_f}{dy} = -(1-m_f) \frac{M}{y^2}$ ----- (1)

エネルギー保存: $\frac{d\theta}{dy} = \left\{ (a-1) + \frac{b}{y} \right\} \frac{M}{y^2}$ ----- (2)

② 燃料と酸素の流量関係式: $\frac{d}{dy} \left(\frac{\alpha m_{f0}}{y} - m_{f0} \frac{M}{y^2} \right) = 0$, $(m_{f0} = m_f - m_o)$ --- (3)

エネルギー保存*: $\eta y^2 m_f m_o \theta^{3/2} e^{-\epsilon_0 \eta \frac{\alpha}{\alpha y} (a-1) + \frac{b}{y}} + \frac{d}{dy} \left(\eta^2 \frac{d\theta}{dy} \right) = 0$ (4)

ただし、 $\eta = K H O^2 \rho^2 \nu^2 / \lambda M^{1/2} T_e^{1/2}$

エネルギー保存*: $-\frac{d}{dy} \left(\eta m_f y^2 \frac{d\theta}{dy} \right) - \frac{b \eta^2 \alpha}{y} \left\{ (a-1) + \frac{b}{y} \right\} + \frac{d}{dy} \left(\eta^2 \frac{d\theta}{dy} \right) = 0$ --- (5)

③ 酸素流量保存: $\frac{dm_o}{dy} = (m_o + i) \frac{M}{y^2}$ ----- (6)

エネルギー保存: $\frac{d\theta}{dy} = \left\{ (a-1) - \frac{i-1}{y} \right\} \frac{M}{y^2}$ ----- (7)

境界条件

$$\begin{cases} y=1 \text{ にて } \theta=1 \\ y=y_1 \text{ にて } \theta_A = \theta_f, \left(\frac{d\theta}{dy} \right)_A = \left(\frac{d\theta}{dy} \right)_f, m_o = 0, \left(\frac{dm_o}{dy} \right)_A = 0, \\ m_{fA} = m_{fF} (= m_{f1}), \left(\frac{dm_f}{dy} \right)_A = \left(\frac{dm_f}{dy} \right)_f \\ y=y_2 \text{ にて } \theta_B = \theta_f, \left(\frac{d\theta}{dy} \right)_B = \left(\frac{d\theta}{dy} \right)_f, m_f = 0, \left(\frac{dm_f}{dy} \right)_B = 0, m_{oB} = m_{oF} (= m_{o2}), \left(\frac{dm_o}{dy} \right)_B = \left(\frac{dm_o}{dy} \right)_f \\ y=y_i \text{ にて } \theta = \theta_i, m_o = m_{oi} \end{cases} \quad (8)$$

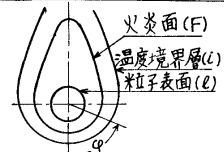


図5 粒子の燃焼モデル

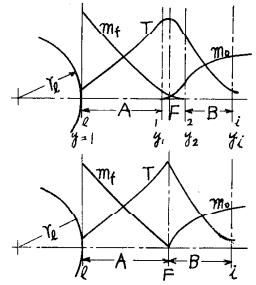


図6 T, m_f , m_o 分布の説明図

かくて、 η が与えられると温度と濃度の分布； M ； η_1 ； η_2 ； m_{f1} ； m_{o2} などが求められる。

4.1. 燃焼率と Re との関係

上式で η は (Pr_e) の関数ゆえ、 M もその関数になる。すなわち (Pr_e) が増すと (4) の第1項 (反応速度) も増し、F 域の厚さを 0 とした場合 (図6 (b)) に近づく。このとき、境界条件は $y=1$ にて $\theta=1$ 、 $y=y_f$ にて $\theta_A = \theta_B (= \theta_f)$ 、 $m_o = m_f = 0$ ； $y=y_2$ にて $\theta = \theta_i$ 、

* (4) は反応速度を、(5) は燃料流量の変化を考えた式である。

$m_0 = m_i$ となる。この場合の \dot{M} は (8) として解かれている。⁽⁴⁾

ただし \dot{M} は位置 y に対して $\dot{M} = \frac{m_f m_0}{D y}$ としているから、全表面に平均した \dot{M}_m は $\dot{M}_m = \frac{1}{D y} \frac{m_f}{4\pi r_e}$ である。一方、(8) を調べると \dot{M} は主として y_F に支配されること判り、 y_F すなわち火炎形状は図4から R_0 と y の関数になることが判っているから、 \dot{M}_m はほぼ Re だけの関数で表わされるであろう。そこで \dot{M}_m を (9) で表わすことにする。ここで、粒径を減らして $Re \rightarrow 0$ とすると火炎は球状に近付き、 $\dot{M}_m \div \dot{M}$ で、しかも $1/y_F \ll 1$ となるから (8) から α' として (10) をうる。図7は図3の結果を基にして、この考えで整理した結果であって、 $Sc = 0.7$ 、 $\eta = 0.6$ とすると、 $\eta = 7$ タールの場合には $\alpha' = 1.50$ 、 $\alpha'' = 0.134$ ；メタールでは $\alpha' = 1.21$ 、 $\alpha'' = 0.148$ となる。図7には前者の場合だけを示す。

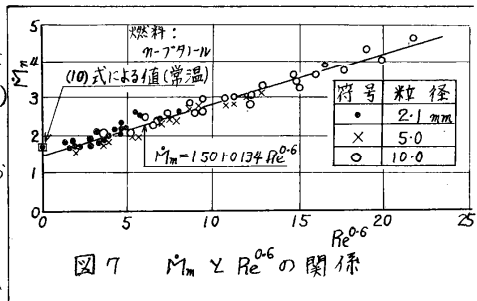
4.2. 火炎遷移風速 U について

U を支配する主要因子を知るために近似的な解析を行なう。そのため、粒の前縁に対して (4) を使う。この左辺を y から y_2 まで積分したものを \dot{Q} と書くと、これは前縁の微小反応領域における単位時間あたりのエネルギー増加量に比例した量である。これが (1) である。

次に \dot{Q} の簡単化を計る。まず F 領域は薄いから $y_1 \div y_2 = y_F$ として y_F を積分記号の外に出す。また、(2) とおけるような θ_F を定義する。また、(11) の第2項において、 $[y^2 \frac{d\theta}{dy}]_{y=y_1}^{y=y_2}$ は無視してよく、従つて (13) となるから、 \dot{Q} は近似的に (14) と書くことができる。

定常状態 ($\dot{Q} = 0$) に微小外乱が加わったときの安定条件は θ_F を媒介として (5) で与えられる。従つて消滅するための条件は (16) となる。この2式を作り全体を \dot{M} で割ると (17)、(18) をうる。これから θ_F を消去すると、形式的には (19) のようになる。

$\int_{y_1}^{y_2} m_f m_0 dy$ を考へる。(3) を $(m_{f0})_{y_1} = (m_f - m_0)_{y_1} = i m_{f1}$ ； $(m_{f0})_{y_2} = (m_f - m_0)_{y_2} = -m_{02}$ なる条件下で積分し、 $r_F \ll y_F$ を考へると m_{f0} 、 $\frac{dm_{f0}}{dy}$ は近似的に (20)、(21) となる。そこで F 領域内の m_0 分布を条件 (22) を満足する2次式で近似させると、 m_0 は (23) となる。また、 $y = y_2$ では $m_0 = m_{02}$ なるゆゑ、 $i m_{f1} \div m_{02}$



$$\dot{Q} = k \int_{y_1}^{y_2} y^2 m_f m_0 \theta^2 e^{-\epsilon_0 y} dy + [\dot{M} \{ (\theta - 1) + \frac{1}{\theta} \} + y^2 \frac{d\theta}{dy}]_{y=y_1}^{y=y_2} \dots (11)$$

$$\int_{y_1}^{y_2} m_f m_0 \theta^2 e^{-\epsilon_0 y} dy = \theta_F^{-3/2} e^{-\epsilon_0 y_F} \int_{y_1}^{y_2} m_f m_0 dy \dots (12)$$

$$(11) \text{ 第2項} = [y^2 \frac{d\theta}{dy}]_{y=y_1}^{y=y_2} - [y^2 \frac{d\theta}{dy}]_{y=y_1} = -y_F^2 \frac{d\theta}{d\theta_F} - y_F^2 \frac{\theta_F - 1}{\theta_F} \dots (13)$$

$$\dot{Q} = k y_F^2 \theta_F^{-3/2} e^{-\epsilon_0 y_F} \int_{y_1}^{y_2} m_f m_0 dy - y_F^2 \left(\frac{1}{\theta_A} + \frac{1}{\theta_B} \right) \theta_F + y_F^2 \left(\frac{1}{\theta_A} + \frac{\theta_A}{\theta_B} \right) \dots (14)$$

$$\Delta \dot{Q} = \frac{d\dot{Q}}{d\theta_F} \Delta \theta_F \text{ から } \frac{d\dot{Q}}{d\theta_F} > 0 \text{ (不安定)}; \frac{d\dot{Q}}{d\theta_F} < 0 \text{ (安定)} \dots (15)$$

$$\text{消滅: } \dot{Q} = 0, \frac{d\dot{Q}}{d\theta_F} = 0 \text{ から } \theta_F \text{ を消去した式} \dots (16)$$

$$k y_F^2 \int_{y_1}^{y_2} m_f m_0 dy \frac{1}{\dot{M}} \theta_F^{-3/2} e^{-\epsilon_0 y_F} - \frac{y_F^2}{\dot{M}} \left(\frac{1}{\theta_A} + \frac{1}{\theta_B} \right) \theta_F + \frac{y_F^2}{\dot{M}} \left(\frac{1}{\theta_A} + \frac{\theta_A}{\theta_B} \right) = 0 \dots (17)$$

$$k y_F^2 \int_{y_1}^{y_2} m_f m_0 dy \frac{1}{\dot{M}} \theta_F^{-1/2} e^{-\epsilon_0 y_F} \left(\epsilon - \frac{3}{2} \theta_F \right) - \frac{y_F^2}{\dot{M}} \left(\frac{1}{\theta_A} + \frac{1}{\theta_B} \right) = 0 \dots (18)$$

$$k y_F^2 \int_{y_1}^{y_2} m_f m_0 dy \frac{1}{\dot{M}} = f \left\{ \epsilon; \frac{y_F^2}{\dot{M}} \left(\frac{1}{\theta_A} + \frac{1}{\theta_B} \right), \frac{y_F^2}{\dot{M}} \frac{\theta_C - 1}{\theta_B} \right\} \dots (19)$$

$$\frac{m_{f0} + m_{02}}{i m_{f1} + m_{02}} = \frac{y_2 - y_1}{\theta_F} \dots (20) \quad \frac{dm_{f0}}{dy} = - \frac{i m_{f1} + m_{02}}{\theta_F} \dots (21)$$

$$y = y_1 \text{ で } m_0 = 0 \quad \frac{dm_0}{dy} = 0$$

$$y = y_2 \text{ で } \frac{dm_0}{dy} = - \left(\frac{dm_{f0}}{dy} \right)_{y_2} = - \frac{i m_{f1} + m_{02}}{\theta_F} \dots (22)$$

$$m_0 = \frac{1}{2\theta_F^2} (i m_{f1} + m_{02}) (y - y_1)^2 \dots (23)$$

となり、従って(23)は(24)になる。同様に m_f は(25)で、両式から(26)をうる。次に、(1)と(25)から δ_f は(27)となる。これら(26)、(27)を(19)に使うと(19)は(28)となる。ここで(18)からえられる $M \propto \frac{y_f}{y_f-1}$ と、別に求められる $\frac{y_f^2}{\delta_B} \propto \frac{y_f}{y_f-1}$ 、 $y_f^2(\frac{1}{\delta_A} + \frac{1}{\delta_B}) \propto \frac{y_f}{y_f-1}$ を入れると(28)は(29)と書ける。ゆえに、 m_{f1} がほぼ一定と仮定できるならば、 $h \propto (Pd)^2$ であるから(29)は(30)の形になる。従って、さらに(31)の関係が成立つならば遷移の Re_c は(32)の形で表わされると考えられる。

いま図4の δ_A から $y_f(y_f-1)$ を Re_c に対して描くと図8になる。ここで図中の式の分母第1項は小さいから(31)はほぼ満たされている。また図3から $Re_c/\alpha^{0.4}$ と T_i の関係を描いたのが図9で、以上の整理手法が妥當で、 $n=3/2$ とすればよいことが判る。メタールの場合もほとんど同じ式、 $Re_c/\alpha^{0.4} = 0.014 T_i$ をえ、沸騰や蒸発潜熱の著しい相違は現われてこない。

なお、常温で圧力を変えた前報⁵⁾の場合の指数もこの値とほぼ一致している。

5. 結論： 本実験範囲では、燃焼率、火炎形状は Re_c の関数で、燃焼率は(9)の形で整理できる。また火炎遷移風速は(32)の形で表わしうることを理論的に導き、実験によって確かめた。

$$m_o = \frac{1}{\delta_f^2} i m_{f1} (y - y_i)^2 \quad \text{-----(24)}$$

$$m_f = \frac{1}{\delta_f^2} m_{f1} (y - y_i)^2 \quad \text{-----(25)}$$

$$\int_{y_i}^{y_f} m_f m_o dy = \frac{1}{30} i m_{f1}^2 \delta_f \quad \text{-----(26)}$$

$$\delta_f = 2 m_{f1} y_f^2 M \quad \text{-----(27)}$$

$$\frac{h y_f^4 i m_{f1}^3}{15 M^2} = f \left\{ \frac{y_f^2}{M} \left(\frac{1}{\delta_A} + \frac{1}{\delta_B} \right) \frac{y_f^2 \alpha - 1}{\delta_B} \right\} \quad \text{-----(28)}$$

$$h y_f^2 (y_f - 1)^2 i m_{f1}^3 = C \cdot f(\epsilon, \theta_i) \quad \text{-----(29)}$$

$$h^2 (Pd)^2 y_f^2 (y_f - 1)^2 = f(\epsilon, \theta_i) \quad \text{-----(30)}$$

$$y_f (y_f - 1) \propto \sqrt[3]{Re_c^{n'}} \quad \text{-----(31)}$$

$$Re_c \doteq h^2 \cdot f(\epsilon, \theta_i) \cdot (Pd)^{2/n'} \quad \text{-----(32)}$$

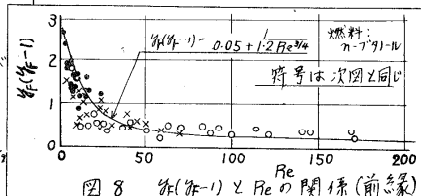


図8 $y_f(y_f-1)$ と Re_c の関係(前記)

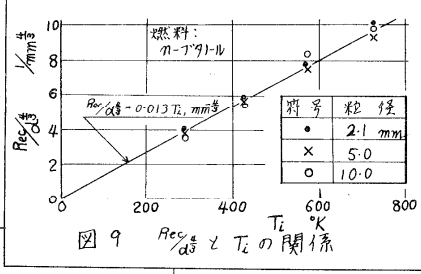


図9 $Re_c/\alpha^{0.4}$ と T_i の関係

[記号] $b = \frac{C_p T_i}{k}$	$K =$ 係数 $kg^{1/2} m^{-1/2} kcal^{0.5} s$	$P =$ 圧力; $P_o = 1 \text{ ata}$; $P = \frac{P}{P_o}$	$\gamma =$ 気体の比重, kg/m^3
$B = b(\theta_i - 1) + m_{o2} \frac{f}{\alpha}$	$L =$ 燃料の蒸発潜熱, $kcal/kg$	$Pr =$ Prandtl 数	$\bar{t}_2 =$ 表面温度(ほぼ沸騰), 1 ata
$C_p =$ 定圧比熱, $\frac{kcal}{kg \cdot K}$	$Le =$ Lewis 数	$r =$ 粒子中心からの距離, m	における気体の比重, kg/m^3
$d =$ 粒径, mm 又は m	$m =$ 燃焼率, mg/s 又は kg/s	$R =$ 一般ガス定数, $kcal/kmol \cdot K$	$\delta_f = y_2 - y_1$; $\delta_B = y_2 - y_f$
$D =$ 拡散係数, $\frac{m^2}{s}$	$m'' =$ 単位断面積当り気体流量, $kg/m^2 s$	$Re =$ Reynolds 数	$\epsilon = E/R T_i$ [$\delta_A \doteq y_f - 1$]
$E =$ 活性化エネルギー, $\frac{kcal}{kmol}$	$m_f m_o =$ 燃料, 酸素の重量割合	$Sc =$ Schmidt 数	$\sigma =$ 平均分子直径, m
$h =$ 火炎の高さ, m	$m_{f0} = i m_f - m_o$; $m = 1 + \frac{m_{o2}}{\alpha}$	$T =$ 絶対温度, $^{\circ}K$	$\theta = T/T_i$
$H =$ 発熱量, $kcal/kg$	$M = 1 \text{ kmol}$ の重量, $kg/kmol$	$v =$ 風速, mg 又は cm/s	$\mu =$ 気体の粘性係数, $kg/m \cdot s$
$i =$ 酸素と燃料の理論混合比	$\bar{m} = m'' r_e / D \gamma$	$y = T/r_e$	$\lambda =$ 気体の熱伝導率, $kcal/m \cdot s \cdot K$
$i = H/L$	$n, n' =$ 指数		

[添字] 1: 反応領域(F領域)の内端, 2: F領域の外端, l: 粒子表面, i: 温度境界層の外端, f: 燃料, O: 酸素, A, B, Fはそれぞれ図6の各領域, C: 遷移風速における値, m: 平均値。

[参考文献] (1) D. B. Spalding: Fuel 33, 255, (1954); Combustion and Flame, Dec., 265, (1962)
 (2) Y. B. Zeldovich: trans as NACA Tech. Memo 1296 (1951)
 (3) 小笠原, 佐味: 日本機械学会関西支部第38期定期総会講演会前刷, 91, (1963)
 (4) たとえば, Jack Lovell, Henry Wise and Russel E. Carr: J. Chem. Physics 25, 325, (1956)

5-4 熱による気柱の振動の研究

東京大学工学部 斎藤孝基*

1 序論

Higgins¹⁾は1770年代に炎を中空管にさしこむと、又 Rijke²⁾は1850年代に管内途中にある金網を熱すると、音が発生することを発見した。これらの現象は Singing Flame, Gauze Tone等と呼ばれるが、ボイラの罐鳴り、ロケットの振動燃焼等に関連をもつ現象である。

2 現象の特徴

- 1) 発生する音は純音、即ち波形は正弦波に近く、振動数は気柱の固有振動数に等しい。
- 2) 共振のためには熱源を通過する定常流がなければならぬ。
- 3) 熱源はその位置によって励振源にも制振源にもなる。たとえば高温熱源はそれが両端開の一様管路(長さ l)の上流側($0 < x < \frac{l}{2}$)にあればその気柱の基本振動に關して励振効果をもつが、下流側($\frac{l}{2} < x < l$)にあれば制振効果をもつ。その効果は夫々の範囲の中央(夫々 $x = \frac{l}{4}$, $x = \frac{3l}{4}$)にある時に著しい。

3 従来の説明

Rayleigh³⁾は気体の密度が大きい時に熱が入り、小さい時奪われるならばその気柱には振動が成長するとした。これは熱サイクルを考えれば妥当であるが、それをガス供給管路長が振動の一波長の $\frac{1}{4}$ 以下であることに求めたのは、振動がガス供給管路長にあまり関係ないこと、電熱ヒーターによる振動を説明できないことなどから正しいとはいえない。Crocco & Cheng⁴⁾や Jones⁵⁾は振動発生の原因を燃料が噴出してから燃焼する迄の時間遅れに求めている。Putnam & Dennis⁶⁾や Merkle⁷⁾は熱伝達が流速変動より遅れるからだとし、その遅れを夫々粘性や燃焼時間に求めている。Neuringer & Hudson⁸⁾は乱れによる熱伝達の変化が流速変動に關係するからだとしている。その他、Bragg⁹⁾, Schrotter⁵⁾, Foch⁵⁾, Lehman¹⁰⁾, Blackshear¹¹⁾, 西村¹²⁾などの研究が発表されている。以上の諸理論は何れも仮定的な項を導入しているとか、熱源位置の効果、熱源の種差(電熱ヒーターや炎など)など現象の性質の一部しか説明し得ないなどの欠点をもっている。

4 理論

熱源前後の圧力、流速が実係数の線形関係にあれば、効果は管路の中央位置に關して対称で、振動モードの節又は腹に著しい筈であり、特徴3)は現出しない。ここに遅れなどをあらわす補素量が線形関係の係数に導入される必要があるのだが、その量は物理的に規定されねばならない。

* 日本機械学会正員

流れている気体の単位体積に単位時間当り q の熱が加えられる時、流速が音速に比べて十分小さければ定常的に、 $q = \rho u c_p \frac{\partial T}{\partial x}$ が成り立つ。

$q = \text{一定}$ として、変動分について求めると、 $\Delta(\rho u) = \rho_0 \Delta u_1$ なる故、次式を得る。

$$\Delta T = -\frac{1}{\alpha_0} (T_0 - T_{i0}) \Delta u_1 \quad (1)$$

気体の温度が変化する(高温熱源では上昇、低温熱源では下降する)位置は熱源に接して上流側に著しいが、その位置は流速の関数である。それを $X = X(u)$ と書く。温度変化域が ΔX 移動すると $\Delta X = \left(\frac{\partial X}{\partial u}\right)_0 \Delta u_1$ であるから、 $x = X$ における温度変動は

$$\Delta T = -\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_0 \left(\frac{\partial X}{\partial u}\right)_0 \Delta u_1 \quad (2)$$

従って流速変動に伴う温度変動は式1式と式2式により与えられ、式3式を得る。

$$\Delta T = -\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_0 \left(\frac{\partial X}{\partial u}\right)_0 \Delta u_1 - \frac{1}{\alpha_0} (T_0 - T_{i0}) \Delta u_1 \quad (3)$$

連続の式を変動分について書けば

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Delta \rho) + \frac{\partial}{\partial x}[\Delta(\rho u)] = 0 \quad (4)$$

密度変動 $\Delta \rho$ は熱源近くでは

$$\Delta \rho = -\frac{\rho_0}{T_0} \Delta T \quad (5)$$

温度変化域を含む区域(添字1~2)にわたって、式4式を式3, 5式の関係で積分すると、熱の出入が一断面に集中している場合、次式を得る。

$$\Delta u_2 = \Delta u_1 - a \frac{\partial}{\partial t}(\Delta u_1) \quad (6)$$

$$a = \frac{T_0 - T_{i0}}{T_0} \left(\frac{\partial X}{\partial u}\right)_0 \quad (7)$$

運動量保存の関係式よりは次式を得る。

$$\Delta p_2 = \Delta p_1 \quad (8)$$

$x = l_n$ に位置する温度変化域以外では断熱的变化を行う。管路(一樣)の上流端下流端は開口端である、即ち「 $x=0$, l で $\Delta p = 0$ 」を満足し、熱源位置 $x = l_n$ にて式6式, 式8式を満足する様に波動方程式を解き、固有値 S を求める。 $S = \omega_0 \{ \varepsilon + i(1 + \delta) \}$, $\omega_0 = \frac{\pi c_p}{\gamma l}$, $b = \frac{c_p}{\gamma} - 1$ とおくと、 $\delta = b \left(\frac{1}{\gamma \pi}\right) \left\{ 2\pi \frac{l - l_n}{l} + \sin(2\pi \frac{l - l_n}{l}) \right\}$ と次式を得る。

$$\varepsilon = \frac{a}{2} \left(\frac{c_p}{l}\right) \sin(2\pi \frac{l_n}{l}) \quad (9)$$

基本モード ($n=1$) の振動に対して高温熱源 ($a > 0$) ではそれが管路の前半 ($0 < l_n < l/2$) にあれば振動が成長し ($\varepsilon > 0$)、後半 ($l/2 < l_n < l$) にあれば振動が減衰する。その効果は夫々の範囲の中央、即ち夫々、 $l_n = l/4, 3l/4$ にある時最大である。

仕事の面から見れば $\oint(\Delta P_2 \Delta U_2 - \Delta P_1 \Delta U_1) dt$ の正負が振動の成長、減衰に対応する。積分値は圧力変動振巾をAとすると、 $\frac{\pi}{2} \rho A^2 Y \sin(2n\pi \cdot \frac{t}{T})$ で与えられるがオ9式と同じ意味である。

P-V線図の熱サイクルでは閉曲線の右まわり、左まわりが振動の成長、減衰に対応する。(オ1図)

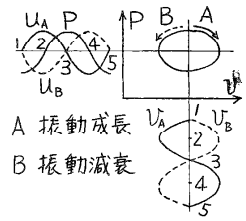


図1 振動の熱サイクル

5. 実験

1) 共振例としてオ2図に両端開いた管路の基本振動、オ2次振動の圧力波形を示す。(圧力計はダイヤフラム形)

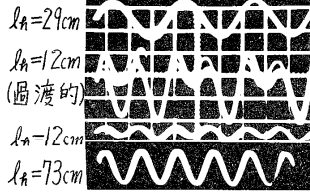


図2 共振例(管長117cm) 2 m/s/目盛

2) 成長過程では圧力変動の対数成長率は一定である。(オ3図) 故に線形的成長と推定される。

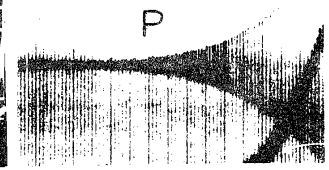


図3 圧力変動の成長過程

3) 温度上昇域の温度と流速の位相関係では逆相関係が支配的である。(オ4図) 抵抗線温度計、熱線風速計共に素線は $40\mu^{\phi}$ の白金線である。

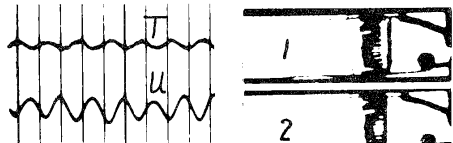


図4 温度と流速 (10 m/s/目盛)

4) 熱源近傍の密度場をシュリーレン写真で調べた。密度勾配を示す黒い条の位置は電熱ヒーターについても(オ5, 6図)、ガスバーナーの炎についても(オ8, 9図)、静的にも動的にも流速が増すと下流側に移動する。

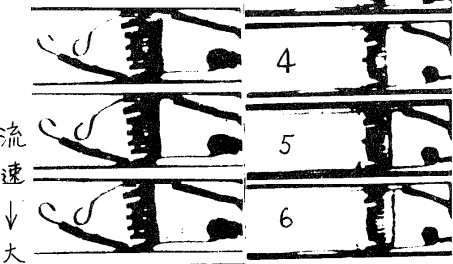


図5 密度場静特性 (流れ←)

5) 熱源前後の圧力変動には位相差はない。(オ7図)

6) 熱源素子の熱容量は支配的でない。例えば線径 $40\mu^{\phi}$ の白金線ヒーターの50サイクル交流加熱により100サイクルの共鳴振動や40サイクルの自励振動が発生しうるのである。

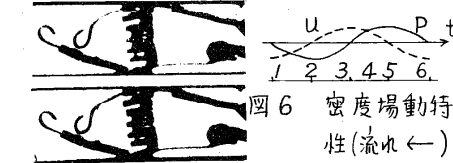


図6 密度場動特性 (流れ←)

6. 結論

系に入る熱量は \dot{Q}_T で表わされるが、流速変動が圧力変動より $\frac{1}{2}$ 先行する位相関係位置にある高温熱源は圧力変動に同相に熱を供給するので気柱に振動エネルギーを供給するが、逆に $\frac{1}{2}$ 遅れる位置にあると振動エネルギーを奪うのである。高温熱源では熱源を通過すると流れに位相遅れが(注、低温熱源では位相が進む)生じるからだともいえる。従って或る振動モードの励振源である一熱源は他の或

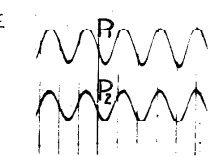


図7 熱源前後の圧力(10 m/s/目盛)

るモードの制振源になりうるため、振動波形は方形波ではなくて正弦波に近いのである。尚、熱源の制振効果は振動防止法として利用できる。一方低温熱源については熱源位置とその効果との関係は高温熱源と逆になる。

7 謝辞

東大藤井澄二教授には本現象を紹介していただき、且つ終始御指導をいただいた。東大内田秀雄教授にも親しく御指導をいただいた。東大西脇教授、甲藤教授、熊谷教授、北大斎藤教授には折にふれ御指導をいただいた。又、喜山助午、小泉助手を始め藤井研究室の諸氏の御協力を得て実験を行った。内田研、西脇研、東大生研水研、いすゞ自動車研究部、国鉄大宮機庫区の方々の御協力もいただいた。御指導、御協力等をいただいた各位に対し、ここに深く感謝する次第である。

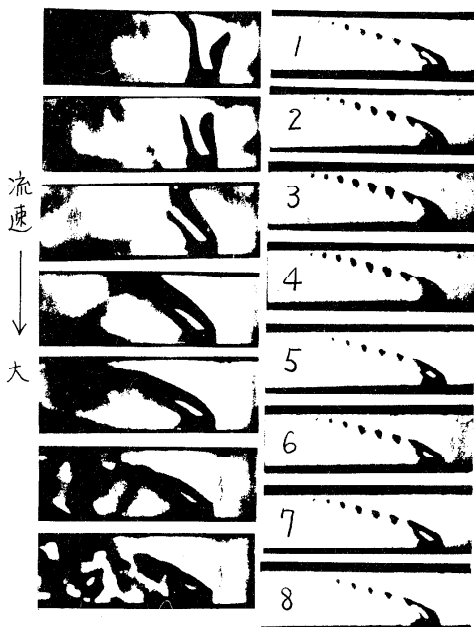


図8 密度場静特性 (流れ←)

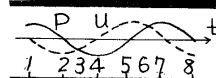


図9 密度場動特性(流れ←)

8 記号表

C	音速	U	比体積
C_p	定圧比熱	x	管路内位置の座標 (原点は上流端)
l	管路長(管路は一樣)	X	温度変化位置
l_n	熱源位置	Y	波動アドミッタンス
q	気体の単位体積に単位 時間当り入る熱量	ρ	比重量
t	時間	Δ	定常値からの微小変動 を意味する。
T	絶対温度		
u	流速		

添字 0	定常値
1	温度変化直前位置
2	温度変化直後位置
U	熱源の上流側
L	熱源の下流側
*	等価値

9 文献

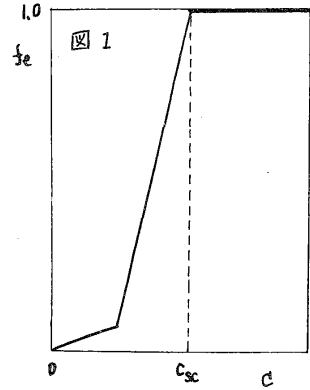
- 1) Putnam & Dennis, J. Acoust. Soc. Amer., 28-2, (1956), 246.
- 2) Rijke, Pogg. Ann., 107, (1859), 339.
- 3) Rayleigh, The Theory of Sound.
- 4) Crocco & Cheng, Theory of Comb. Inst. in Liquid Prop. Roc. Motors
- 5) Jones, J. Acoust. Soc. Amer., 16-4, (1945), 254.
- 6) Putnam & Dennis, J. Acoust. Soc. Amer., 26-5, (1954), 716.
- 7) Merkle, 6th Symposium on Combustion, (1956), 500.
- 8) Newinger & Hudson, J. Acoust. Soc. Amer., 24, (1952), 667.
- 9) Bragg, The World of Sound (『音の世界』)
- 10) Lehmann, Ann. Physik., 29, (1937), 527.
- 11) Blackshear, 4th Symposium on Combustion, (1952), 553.
- 12) 西村 機械学会論文集, 29-207, (昭38), 1844.

6-1 減率乾燥過程における熱と物質の同時移動

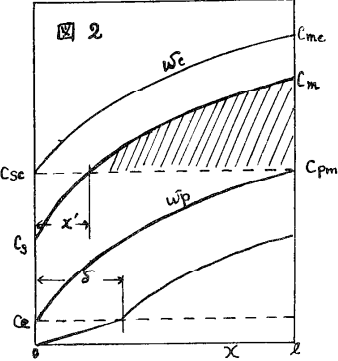
京大工 桐柴良三^{***} 林 信也^{*} 藤谷 義^{*}

1 序論

粒状及び粉状材料層の減率乾燥における水分移動には液体水分移動と蒸気移動が共存している。我々は食塩水湿潤材料層の乾燥における食塩分布及び水分分布の測定より液体水分移動率 f_l を算出した⁽¹⁾。 f_l の典型的な挙動は図1に示されている。 C_{se} は限界含水率 w_c における表面水分 C_{sc} に大体ひとしい。図2に



において減率乾燥第1段での任意の水分分布において $x \sim l$ 間の液体水分移動に関しては恒率乾燥の場合から考えてその抵抗は全く考慮しなくてよく、 $0 \sim x$ 間の蒸気移動が共存している区間の抵抗を考慮すればよい。更に乾燥が進んで減率乾燥第2段に入ると表面に δ なる厚みの乾燥層が出現し、この層における蒸気移動の抵抗も考慮する必要がある。減率乾燥過程の移動は上記の液体水分移動と蒸気移動それに熱移動の三つの連立偏微分方程式をとくことに問題は帰せられるが、これは一般的に非線型であり、更に上述の説明より x 及び δ が時間的に変化する境界移動の問題となり、解析は著しく困難になる。我々は次に示す仮定をおくことにより、この移動現象の解析を行った。すなわち

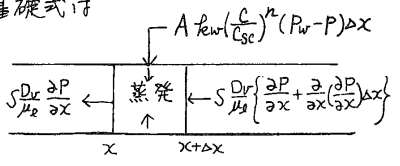


(i) f_l の挙動は図1に示す如くであり、 $C_{sc} = C_{se}$ である。
 (ii) 共存する液体水分移動と蒸気移動を考えると蒸気移動が早く進行するので、ある液体水分分布に対して蒸気の移動は定常状態にあると考える。熱移動についても同様に定常状態を考える。これらのことは同時に、境界移動の問題に対してもある時間の境界の位置に対して蒸気移動及び熱移動共に定常状態を仮定していることになる。(pseudosteady state approximation) (iii) 乾燥材料層内の水分分布は放物線の型のまゝ平行移動して減少するという実験的事実を用いることにする。

2 乾燥過程の解析 (i) 減率乾燥第1段における基礎式は

$x, x + \Delta x$ 区間の物質収支を考えると

$$S \frac{\partial P}{\partial \theta} = S \frac{D_v}{\mu_0} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + A R_w \left(\frac{C}{C_{sc}} \right)^n (P_w - P) \quad (1)$$



$$\therefore \Delta \rho = S = \rho' = \rho - \rho' - \varepsilon - c \frac{\rho}{\rho_w}$$

$$A = \frac{\sum n_i \pi r_i}{\sum n_i \pi r_i^2} = \frac{2}{\gamma} (1 - \varepsilon)$$

* 化学工学協会 ** 日本機械学会正員

$$k_{ew} = \sigma \sqrt{\frac{\rho_c}{2\pi R T}} \quad c = c_m - (c_{mc} - c_{sc}) \left(1 - \frac{x}{L}\right)^2$$

今 定常状態と考之て いる ので ある から $\frac{\partial P}{\partial \theta} = 0$

故に 物質移動に 関する 基礎方程式は

$$\varepsilon' \frac{D_v}{k_e} \frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + z \left(\frac{c}{c_{sc}}\right)^n \cdot \frac{(1-\varepsilon)}{F} k_{ew} (P_0 - P) = 0 \quad (2)$$

一方 熱移動に 関しては 同様 熱収支と 考之る に より

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial \theta} = k_e \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - r_p A k_w \left(\frac{c}{c_{sc}}\right)^n (P_0 - P) \quad (3)$$

定常状態では $k_e \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - z r_p k_w \left(\frac{c}{c_{sc}}\right)^n \frac{(1-\varepsilon)}{F} (P_0 - P) \quad (4)$

式(2), (4)に 関する 境界条件は ($x=0$ は 図2に ありて $c_{sc} = c_{mp}$ の 場合の 標準形と 考之る) 物質移動に 関し

$$\frac{D_v}{k_e} \left[\varepsilon' \frac{\partial P}{\partial x} \right]_{x=0} = k_g (P_{x=0} - P_a) \quad \text{at } x=0 \quad (5)$$

$$P = P_w \quad \text{at } x=L' \quad (6)$$

熱移動に 関し

$$-k_e \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} = h (T_a - T_{x=0}) - r_g \cdot k_g \left(\frac{c_{x=0}}{c_{sc}}\right) (P_w - P_a) \quad \text{at } x=0 \quad (7)$$

$$P = P_w \quad \text{at } x=L' \quad (8)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{at } x=L \quad (9)$$

次に 水の 飽和蒸気圧 P_w は 温度 T と

$$P_w = P_{w0} \exp \left\{ \frac{r_p}{R} \left(\frac{1}{T_{w0}} - \frac{1}{T} \right) \right\} \quad (10)$$

なる 関係にある。今 物質移動のみを 考之、式(2)と 式(5) (6) の B, C, D と $x < x' \left(\frac{n=1 \text{ 且 } z}{k_e=1} \right)$

$$P = P_w + \textcircled{A} e^{\sqrt{K}x} + \textcircled{B} e^{-\sqrt{K}x} \quad (11)$$

$$x > x' \quad \textcircled{A} = \frac{-k_g (P_0 - P_a) e^{-\sqrt{K}x'} - (M + k_g) e^{-\sqrt{K}x'}}{(-M + k_g) e^{-\sqrt{K}x'} - (M + k_g) e^{\sqrt{K}x'}}$$

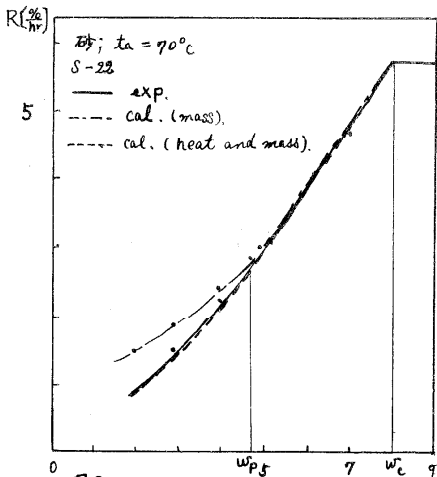


図3

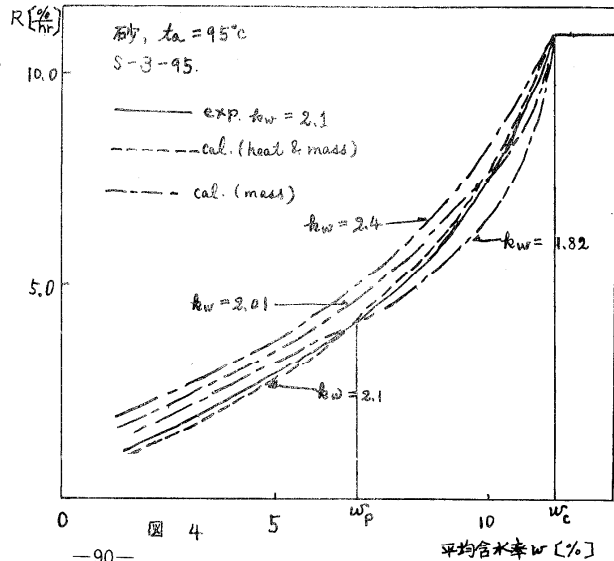


図4

$$\textcircled{B} = \frac{k_g (P_w - P_a) e^{\sqrt{K} \phi(x')}}{(-M + k_g) e^{-\sqrt{K} f(x')} - (M + k_g) e^{\sqrt{K} f(x')}}$$

$$\phi(x) = \int_0^x \sqrt{\frac{A - D x^2}{a + b x^2}} dx, \quad f(x) = \phi(1) - \phi(x) \quad M = \frac{\varepsilon' D_v}{l} \sqrt{K} \sqrt{\frac{A - D}{a + b}}$$

$$x = 1 - \frac{x}{l} \quad A = r_m, \quad B = c_{cc}, \quad D = c_{mc} - c_{cc}, \quad K = \frac{2(1-\varepsilon)}{r B} \quad a = \frac{D_v(\varepsilon - \alpha A)}{l^2}$$

$$b = \frac{D_v \alpha D'}{l^2}, \quad x' = 1 - \frac{x'}{l} = \sqrt{1 - \frac{2(\mu - w)}{w p}} \quad (\text{幾何学的計算より})$$

$$\begin{aligned} \text{こゝより 減率乾燥才1段の乾燥速度 } \textcircled{B} &= -fl \frac{dw}{dx} = \frac{k_g}{RT_{av}} \{ P_{x=0} - P_a \} \\ &= \frac{k_g}{RT_{av}} (P_w - P_a) \left\{ 1 - \frac{k_g (e^{-\sqrt{K} f(x')} - e^{\sqrt{K} f(x')})}{(-M + k_g) e^{-\sqrt{K} f(x')} - (M + k_g) e^{\sqrt{K} f(x')}} \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

式(12)による計算曲線と実験曲線とを圖3, 圖4に示してある。

減率乾燥才2段における基礎方程式は、減率乾燥才1段とは“同形”であるが、水分分布の形が $0 \sim \delta \quad c - c_c \quad \delta \sim l$ である。 $c - c_c = \frac{2w_0}{l} (x - \delta) + c_c$ であるとする。境界条件は物質移動に対し

$$\frac{1}{k_g + \frac{\mu}{D_v} \delta} (P_{x=\delta} - P_a) = \varepsilon' D_v \left. \frac{\partial P}{\partial x} \right|_{x=\delta} \quad \text{at } x = \delta \quad (13)$$

$$\frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad \text{at } x = l \quad (14)$$

熱移動に対し

$$\frac{1}{\frac{h_p}{k_p} + \frac{\delta}{k_{ct}}} (T_a - T_{x=\delta}) = -k_{cz} \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta} \quad \text{at } x = \delta \quad (15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \text{at } x = l \quad (16)$$

減率乾燥才2段に対し、物質移動のみを考へて式(2)を式(13), (14)のB.C.でとくと

$$P = P_w - \textcircled{A} e^{\sqrt{K} \phi(x)} + \textcircled{B} e^{-\sqrt{K} \phi(x)} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \phi(x) &= \int \sqrt{\frac{A + D x}{a - b x}} dx \\ \textcircled{A} &= \frac{(P_w - P_a) e^{-\sqrt{K} \phi(l)}}{(1+N) e^{\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)} - (1-N) e^{\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)}} \end{aligned}$$

$$\textcircled{B} = \frac{(P_w - P_a) e^{-\sqrt{K} \phi(l)}}{(1+N) e^{\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)} - (1-N) e^{-\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)}} \quad N = \frac{D_v}{l} \cdot \frac{1}{k_g + \frac{\mu}{D_v} \delta} \sqrt{K} \phi(\delta)$$

$$\text{乾燥速度 } \textcircled{B} = -fl \frac{dw}{dx} = \frac{1}{k_g + \frac{\mu}{D_v} \delta} \cdot \frac{1}{RT_{av}} (P_w - P_a) \times \left\{ 1 - \frac{e^{\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)} - e^{-\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)}}{(1+N) e^{\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)} - (1-N) e^{-\sqrt{K} \phi(l) - \phi(\delta)}} \right\} \quad \dots (18)$$

式(18)による計算曲線と実験曲線との比較も圖3, 圖4に示してある。

圖をみると両者の一致は減率乾燥才1段に比し、低温の乾燥(5-22)に比してはなほなりより高温乾燥(20-25)にたると一致しなくはる。こゝは材料温度が高温にたるとともに伴う蒸気圧の増加が無視し得なくはるからである。この事情は減率乾燥才2段に入ると5-22の場合も材料温度がかなり上昇してはる。蒸気圧に対する温度の影響が無視できなくはる実験値とのおちが大きくなるべきである。従つて熱移動をも考慮した熱と物質の同時移動の考へにたつて、解析を次にのべる。

3 乾燥過程の解析(ii)

減率乾燥才一段に対し2は式(2) (4)の連立微分方程式 E. B. C, 式(5)~(9)に於てとく。更に P_0 と T との間には式(10)の関係がある。その解は

$$P = P_{w0}(1+\alpha) - \left\{ A e^{\sqrt{K}x} + B e^{-\sqrt{K}x} \right\} \quad (19)$$

$$A = \frac{-k_g \{ P_{w0}(1+\alpha) - P_a \} e^{-\sqrt{K}x'}}{(-M+k_g) e^{-\sqrt{K}x'} - (M+k_g) e^{\sqrt{K}x'}}$$

$$B = \frac{k_g \{ P_{w0}(1+\alpha) - P_a \} e^{\sqrt{K}x'}}{(-M+k_g) e^{-\sqrt{K}x'} - (M+k_g) e^{\sqrt{K}x'}}$$

$\alpha = \frac{Q}{T_{w0}}(T - T_{w0}) < 0.4$ とおき T_{w0} 及 w T を定める。($Q = \frac{Y_p}{R}$)。従って乾燥速度は

$$R = -S \frac{dw}{dt} = \frac{k_g}{RT_{w0}} (P_{w0}(1+\alpha) - P_a) \left\{ 1 - \frac{k_g (e^{-\sqrt{K}x'} - e^{\sqrt{K}x'})}{(-M+k_g) e^{-\sqrt{K}x'} - (M+k_g) e^{\sqrt{K}x'}} \right\} \quad (20)$$

式(20)による計算値を図3及図4に図示した。計算曲線と実験曲線はよく一致している。一方熱移動方程式とくことにより、温度分布は次式で与えられる。

$$T = \frac{E' D_v Y_p}{h_c} P + A' x + B' \quad (21)$$

$$\alpha = \frac{Q - h_c l (B' + H P(x'))}{h_c l - h_c l (1-x')}, \quad B' = \frac{h_c l (B' + H P(x')) - l (1-x') Q}{h_c l - h_c l (1-x')}$$

B' は $x=x'$ にあつる T

$$H = \frac{E' D_v Y_p}{h_c}$$

次に減率乾燥才二段に対し2は圧力 p_m の分布及乾燥速度式に於ては式(17)(18)と同じ形の式が与えられる。たゞこの場合 P_0 は P_{wp} (at T_p) にあきかえらる。温度分布に対し2は

$$T = H P + B' \quad (22)$$

$$B' = \frac{h_c H}{\bar{\gamma}} \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x=0} - \bar{\gamma} H P_{2=0} + \bar{\gamma} T_a$$

$$\bar{\gamma} = \frac{1}{\frac{1}{h_p} + \frac{1}{h_c}}$$

式(21)(22)による温度の計算曲線と実験曲線の比較を図5に示した。

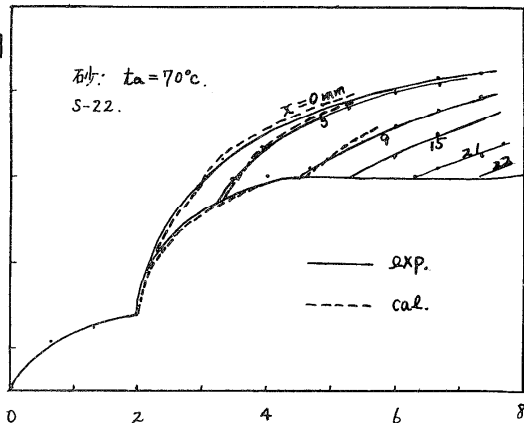


図5

[記号] ϵ : 空隙率, M_c : 抵抗係数(=1), c : 厚内含水率, r : 粒径, T_p : 蒸発温度, P : 蒸気圧, P_a : 空気中の水蒸気分圧, D_v : 空気中の蒸気の拡散係数, k_g : 境界物質移動係数, k_{sw} : 界面蒸発係数($= \propto \sqrt{\frac{h_c}{2\pi R T}}$), h_c : 有効熱伝達度, ρ' : みかけ密度, ρ_w : 水の密度, R : 水の気体恒数, l : 材料厚み, T : 温度, w : 平均含水率, x , 距離, Q : 時間, $Suffix$. ϵ_1 : 才1限界含水率, ϵ_2 : 才2限界含水率, l : 乾き厚, 2 : 湿り厚

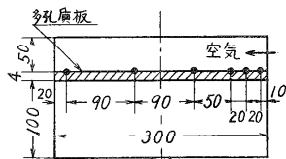
(1) 桐葉林, 沢田, 藤谷: 化学工学協会才28年会講演要旨集(1963)

6-2 水蒸気をとまなう熱移動について

同志社大学 吉川進三*

1. 緒言 最近、もっとも有効な冷却方法の一つとして、多孔質物体を通して冷却剤をしみ出させる方法が注目されている。本研究においては冷却剤として主に水を用いて実験を行なった。また、同一実験装置を用いて、空気をしみ出させた場合についても実験を行なって両者を比較した。次に、多孔質板を取除いて、自由表面から水が蒸発する場合についても実験を行なった。

2. しみ出し冷却 実験装置の概略を図1に示す。空気は①から弁②、流量計③を経て電気炉⑤で所定温度となつてダクト⑪に入る。④は補助加熱用都市ガスである。貯水槽⑩に貯えられた蒸溜水は流量計⑨、針弁⑦を経て、水平に置かれた多孔質板⑥に達する。⑧は冷却剤の温度測定点である。実験装置の主要部を図2に示す。



●A-C熱電対
図2 実験装置主要部

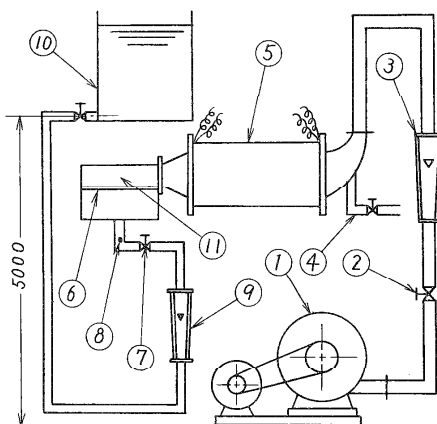


図1 実験装置概略(しみ出し冷却)

多孔質焼結合金で、その絶対空隙率は39.3%、有効空隙率は33.2%である。多孔質板の表面温度を測定するために、図2の●印で示す位置にC-A熱電対を多孔質板の中心線の両側に約5mm離して実接した。

空気温度は多孔質板中央上方約30mmの位置におかれたPR熱電対によって測定した。多孔質板表面温度としては各点の平均温度をとった。空気速度 $U_1 = 10 \text{ m/s}$ に保ったまま、空気温度を $\theta_1 = 100, 200, 300, 400, 500$ および 600°C に変化させ、そのおのおの場合について冷却剤流量を $30 \sim 670 \text{ kg/h}$ に変化させて実験を行なった。その結果を横軸にしみ出し比 $\frac{\rho_c U_c}{\rho_1 U_1}$

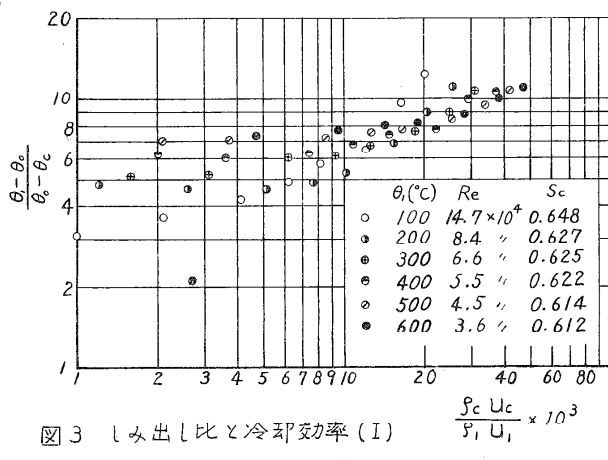


図3 しみ出し比と冷却効率(I)

* 日本機械学会正員

縦軸に冷却効率 $(\theta_1 - \theta_0) / (\theta_1 - \theta_c)$ をとって図3に示す。ただし、 ρ は密度、 U は速度、 θ は温度、添え字 c は冷却剤、 1 は主流部、 0 は多孔質板上面に關する値を意味する。しみ出し比の少ない範囲では温度の高い気流の方が冷却効率が高いが、しみ出し比の大きい範囲では逆の傾向があるように思われる。主流空気温度 600°C の場合に1つだけ冷却効率が非常に低い値があるが、これは冷却水が過熱蒸気となってしみ出しのために表面温度が急激に上昇した結果である。次に、空気温度 $\theta_1 = 300^\circ\text{C}$ に保ち、空気速度を $U_1 = 5, 10, 15, 20, 25, 30$ および 35 m/s に変化させて同様な実験を行った。その結果を図4に示す。図中 \circ や \square で示したのは冷却剤として空気を使用した場合、 \square で示したのは冷却剤は水であるが多孔質板が鉛直におかれ、空気は上方から下方へ流れる場合、実線で示したのは S.W. Yuan⁽¹⁾ の理論結果で空気

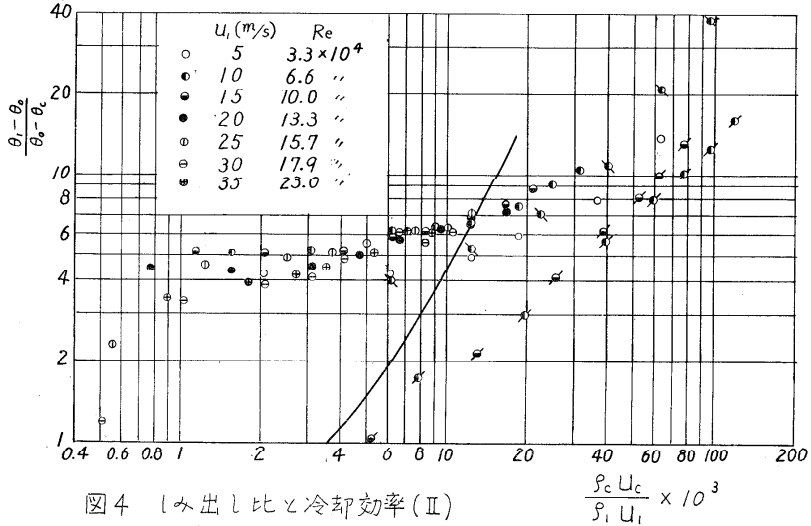


図4 しみ出し比と冷却効率(II)

をしみ出させ、 $Re = 3 \times 10^4$ である。この図から、水は空気に比較して冷却性能がすぐれ、特にしみ出し比の低い範囲でその差が著しいことがわかる。以上の実験結果を横軸に Re 数、縦軸に Nu 数をとって、助変数としてしみ出し比を選んで図5に示す。多孔質板表面を対流によって伝わる熱流束 Q_c は次式によって計算した。

$$Q_c = \bar{G}(i_0' - i_c) + \Delta G \cdot r - Q_r \quad (1)$$

ここに i_0' は表面温度における飽和水エンタルピー、 \bar{G} は冷却剤流量、 i_c は冷却剤エンタルピー、 ΔG は蒸発量、 r は蒸発の潜熱、 Q_r はダクト内壁から固体放射によって伝わった熱量である。図5において実線で示したのはしみ出しがない場合、 Δ は G.N. Kruzhilin 等の実験結果、 \square や \circ は空気を冷却剤とした場合である。この図から、本研究の範囲内ではしみ出し比の増加とともに Nu 数は増加すること、しみ出しのある場合の Nu 数はしみ出しのない場合の Nu 数より大きいこと等がわかる。この結果は E.R.G. Eckert 等の結果と相反する。

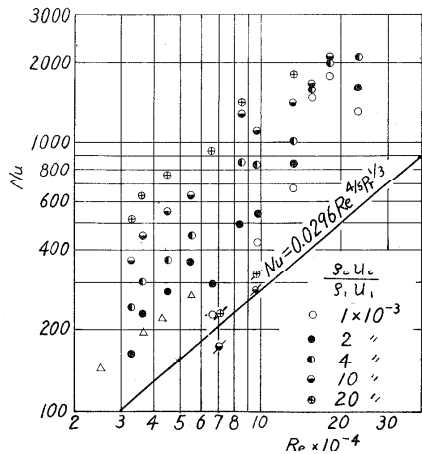


図5 しみ出し冷却時の Nu 数

結果、 \square や \circ は空気を冷却剤とした場合である。この図から、本研究の範囲内ではしみ出し比の増加とともに Nu 数は増加すること、しみ出しのある場合の Nu 数はしみ出しのない場合の Nu 数より大きいこと等がわかる。この結果は E.R.G. Eckert 等の結果と相反する。

3. 自由表面からの蒸発 図5に示したように、しみ出しがある場合の Nu 数はしみ出しがない場合に比較して相当大きい値を示す。これはしみ出し蒸気が境界内流れを乱すためと思われる。この考えが正しいとあるならば自由表面から水が蒸発する場合においても同様であると思われる。これまでになされた研究結果は上の推察を支持しているが、それらは空気温度 100°C 前後の実験条件のものが多い。こゝでは図1の装置を図6のように一部改造して実験を行なった。図1の多孔質板を除去し、貯水槽をその水面が②の水面と同じ高さにまで降ろした。①と②の間に真直な水平ガラス管③を入れ、この中に一定量の空気泡を注入し、その進行速度から蒸発率を測定した。

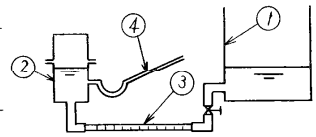


図6 蒸発実験装置

②内の自由表面積に比較して①の面積は相当大きいので、一回の実験中における蒸発による水面の低下は無視できる。水面は④の水面計で測定し、実験開始時は常に同一水準にあるように注意した。実験は空気速度 $U_1 = 5$ および 10 m/s に対して行ない、空気温度 θ をそのおのおの場合に対して $100 \sim 700^{\circ}\text{C}$ の間において 50°C 間隔に変化させて行なった。このようにして求めた Re 数と蒸発率の関係を図7に示す。この図から U_1 が一定ならば、蒸発率はほぼ一本のなめらかな曲線上にあるが、流速が異なると全く別の曲線になることがわかる。このことは蒸発率に蒸気の比体積を乗じて得られる蒸発速度に対しても同様であった。次に、図7に示した結果を(2)および(3)式でそれぞれ定義される質量移動に関するヌセルト数 Nu' と Gu 数を用いて整理した結果を図8に示す。

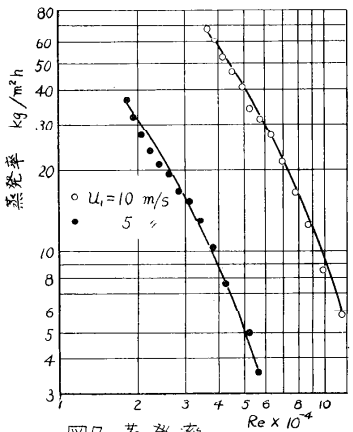


図7 蒸発率

$$Nu' = G u_0 L / D \quad (2)$$

$$Gu = (\theta_1 - \theta_w) / \theta \quad (3)$$

ただし、 G は蒸発率、 u は蒸気の比体積、 L は代表長さ、 D は拡散係数、 θ は絶対温度、添え字 w は湿球温度を意味する。図8から、各実験値はほぼ一本の直線上にあることがわかる。図の上方に示した短かい破線はB.M. Smolensky等の実験式⁽⁴⁾を示したもので、その実験範囲は $2.5 \times 10^4 < Re < 1.6 \times 10^5$ 、 $5 \text{ m/s} < U_1 < 14 \text{ m/s}$ 、 $45^{\circ}\text{C} < \theta_1 < 126^{\circ}\text{C}$ である。また、その実験式は図中にも示したように、

$$Nu' = 0.094 Re^{4/5} Sc^{1/3} Gu^{1/5}$$

で与えられる。本実験結果を結ぶ直線について実験式を求めると次式のようになる。

$$Nu' = 0.00326 Re Sc^{1/3} Gu^{1/5} \quad (4)$$

次に、水の自由表面を通過する熱に対する Nu 数と Re 数の関係を求めて図9に示した。図6においてゲージ②内の水表面下約 5 mm の位置にCA熱電対を置いて水中温度を測

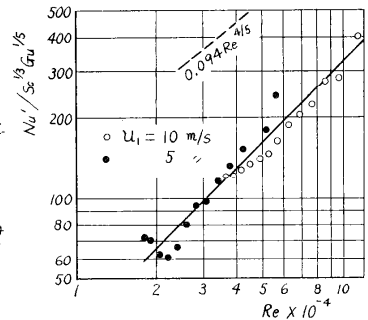


図8 質量移動ヌセルト数

定した。水表面温度は一般に蒸発のために水中温度よりも低い。水中温度と水表面温度との温度差は蒸発率の関数である。本実験においては、温度差と蒸発率に
(5) 関する A. Heidrich の研究結果と水中温度の実測値とから、水表面温度を推定する方法をソつた。図9において各実験値はほぼ一本の直線上にのつてゐるが、その勾配は図8よりも相当小さいことがわかる。図9で、鎖線で示してゐるのは乾燥板に対する結果であり、破線で示してゐるのは前記 B.M. Smol'sky 等の実験結果を連ねる直線で相対湿度 16% に対するものである。本実験結果を結ぶ直線について実験式を求めると次式のようになる。

$$Nu = 4.44 Re^{2/5} Pr^{1/3} \quad (5)$$

すなわち、乾燥板に対する値と比較すると、本実験範囲においては乾燥板に比較して蒸発時のヌセルト数は大きいがその差は Re 数の増加とともに減少することがわかる。この傾向は図5に示してゐる結果と一致するものと思われる。一方、B.M. Smol'sky 等の結果の直線は乾燥板のそれとほぼ平行であるから、図5の結果と一致しない。図10は B.M. Smol'sky 等の結果と比較するため、図9の結果を整理しなおしてのものである。すなわち、図10で破線で示してゐる直線は B.M. Smol'sky 等の結果を

$Nu = 0.086 Re^{4/5} Pr^{1/3} Gr^{1/5}$ によつて与えられ、湿度には無関係である。図10中に実線で示してゐる本実験の値を結ぶ実験式は次式によつて与えられる。

$$Nu = 1.86 Re^{1/2} Pr^{1/3} Gr^{1/5} \quad (6)$$

4. 結 語 最初に多孔質板から主として水を冷却剤として、また、一部空気を冷却剤としてのみ出させ、次に、自由表面から水を蒸発させて実験を行つて次のことを知り得た。(1) しみ出し比の増加とともに冷却効率は増加する。(2) 空気に比較して水は冷却効率がよく、特にしみ出し比の小さい範囲においてその差は著るしい。(3) しみ出し冷却時の Nu 数はしみ出しがない場合のそれより一般に大きく、その差は本実験範囲内ではしみ出し比の増加とともに増加する。(4) 自由表面から水が蒸発する場合の質量移動に關するヌセルト数は $Nu' = 0.00326 Re Sc^{1/3} Gr^{1/5}$ で与えられる。(5) 自由表面から水蒸発時の Nu 数は $Nu = 4.44 Re^{2/5} Pr^{1/3}$ 或は $Nu = 1.86 Re^{1/2} Pr^{1/3} Gr^{1/5}$ で与えられる乾燥板の Nu 数より大きく、その差は Re 数の増加とともに減少する。

5. 文 献

- (1) 伝熱工学資料, 日本機械学会, (1962), 42.
- (2) G.N. Kruzhylin & V.A. Schwab: Zh. Tekn. Fiz. Vol. 5, No. 3 (1935), 483.
- (3) E.R.G. Eckert & J.P. Hartnett: Trans. ASME. Vol. 79, (1957), 247.
- (4) B.M. Smol'sky & I. Sergejev: Int. J. Heat & Mass Transfer Vol. 5, (1962), 1011.
- (5) A. Heidrich: Dissertation Techn. Hochschule Aachen. (1931).

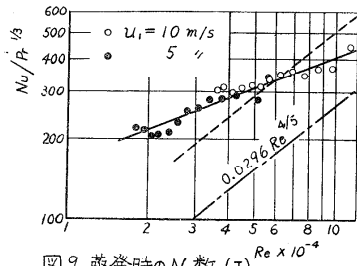


図9 蒸発時のNu数(I)

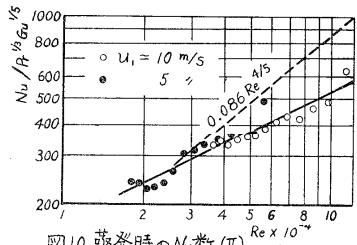


図10 蒸発時のNu数(II)

6-3 流動層内に置かれた単一球の伝熱および物質移動

東京工大 白井隆* 吉留浩* 庄司喜彦*
 山陽バルブ 田中重之* 日本炭留 北条公三*
 千葉大工学部 吉田俊二*

1. 概要

砂粒、アルミナなどの粉末を直立円筒の装置に装入し、底部の多孔板を通して空気を送り込んで、これらの粒子を流動化 (fluidize) させている層の中に、銅、真鍮、煉瓦などの球を浸して固定し、この球表面における伝熱あるいは物質移動 (水分の蒸発) 速度を測定し、空気流のみの場合と比較、検討した。

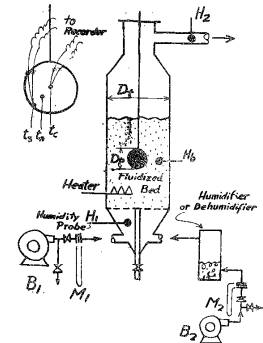


図1. 実験装置概略

2. 実験装置

図1. にその概略を示す。流動層本体の直径 D_c は、80, 150, あるいは 280 mm ϕ である。

3. 実験方法

(A) 伝熱

(1) 定常状態

$$\text{伝熱量 } Q = (0.86)(\dot{c} \text{ パーセント})(V \text{ ボール}) \\ = h A_p (t_s - t_B) \quad [\text{kcal/hr}]$$

(2) 非定常状態

一定温度の流動層に浸してからの球温度の時間的变化。

(加熱あるいは冷却曲線を図2のように半対数紙上に表し、この傾斜から図3の Gurney-Lurie 線図¹⁾を利用して h を決定する。)

(B) 物質移動

水を含ませた煉瓦球の恒率乾燥時の重量変化より蒸発速度を測定。

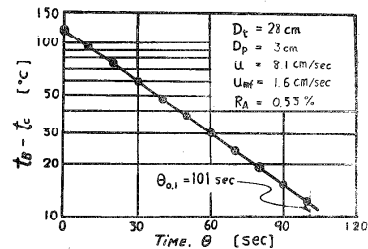


図-2. 流動層内における固体球の温度上昇曲線

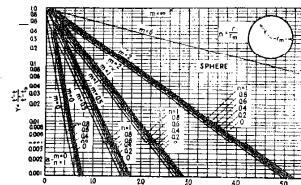


Fig. 12.—Gurney-Lurie chart¹⁾ for sphere.

図-3. 球の Gurney-Lurie 線図

* 化学工学協会会員

4. 実験範囲

		伝熱	物質移動
塔径	D_t cm ϕ	8.0, 15.0, 28.0	28.0
球径	D_p cm	0.45 ~ 5.0 (5種類)	2.93 ~ 5.28 (3種類)
空気流速 (空塔基準)	U cm/s	1.0 ~ 46.0	14.2 ~ 39.2
流動化開始流速 (砂, アルミ, シリカゲル, 活性炭)	U_{mf} cm/s	0.8 ~ 10.7	5.5 ~ 10.7 (砂のみ)
多孔板の開孔面積比	R_A %	0.12 ~ 3.8	0.53
空気温度 (流動層)	t_B $^{\circ}C$	13 ~ 150	29.5 ~ 48.6

温度測定: 70孔パドル または 銅-コニスタン熱電対. 濃度測定: 乾濕球 および エ-ス 鋭感濃度計.
 記録計: YEW 電子式自動平衡型 ER-12-902, 耐火断熱煉瓦 (商品名 ヒマル B-1) 開孔率 73%,
 乾燥重量基準の最高含水率 93%

5. 空塔における熱移動および熱物質同時移動

実験値は Ranz-Marshall²⁾ の提出した次式と $\pm 10\%$ 以内で一致した。

$$Nu = 2.0 + 0.6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (\text{伝熱}) \quad [\text{定常および非定常}]$$

$$Sh = 2.0 + 0.6 Re_p^{1/2} Sc^{1/3} \quad (\text{物質移動})$$

実験範囲における $(h/h_H) = 0.26 \sim 0.273$

6. 流動層内における単一球表面の伝熱係数, h [$Kcal/m^2 \cdot hr \cdot ^{\circ}C$] は上記の範囲では、

流動層高, H

単一球を吊るす高さ, L (図-4 参照)

多孔板の開孔面積比, R_A

にはほとんど無関係で、

(U/U_{mf}) の 0.36 乗 (図-5 参照)

単一球径 D_p の -0.06 乗 (図-6 参照)

塔径 D_t の 0.27 乗 (図-7 参照)

に比例していて、図-8 の中に示すような実験式で表わされる。

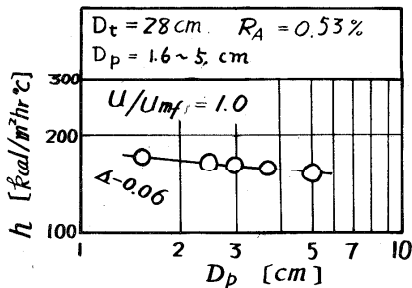


図-6. 球径の影響

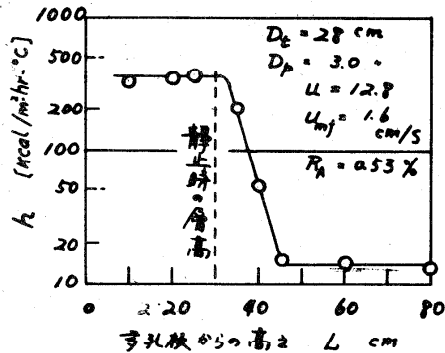


図-4 伝熱係数 h の垂直分布の一例

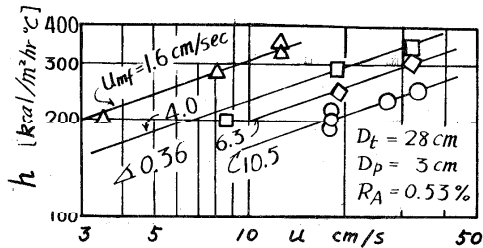


図-5. 流速の影響

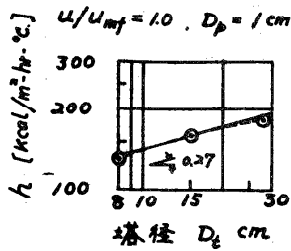


図-7 塔径の影響

塔径を上述の範囲外に外挿するには、さらに検討が必要である。

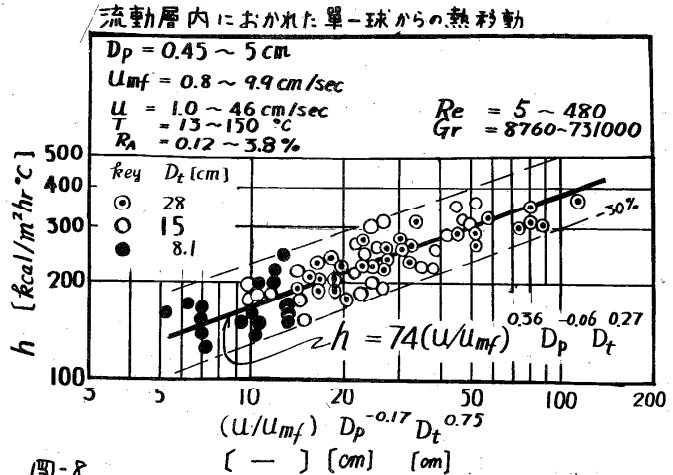


図-8 流動層内におかれた単-球表面の伝熱係数 h の実験式 (ただし、 D_p, D_t は cm)

7. 流動層内における煉瓦球の乾燥

実験データの一例を下の図-9に示す。このようなデータから、恒率乾燥の範囲内で

$$Q = L_w R_c A_p = h' A_p (t_B - t_S) \quad [\text{kcal/hr}]$$

として計算した伝熱係数 h' は、前節の伝熱の場合の h と $\pm 10\%$ 程度で一致している。(図-10. 参照)

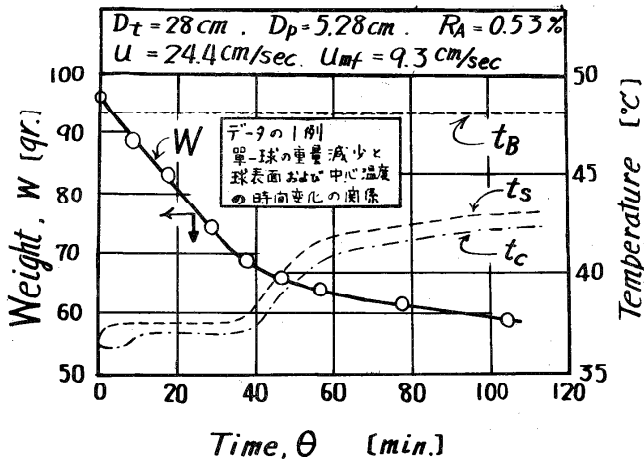


図-9 流動層内における煉瓦球乾燥データの一例

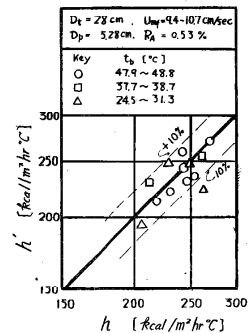


図-10 熱移動の h と熱物復同跡移動から求めた h' との比較

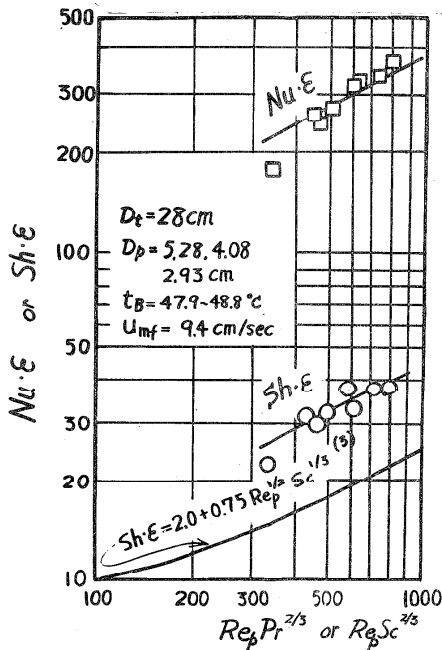


図-11. 流動層内における熱移動と物質移動との比較

記号

A_p : surface area of single sphere (m^2)
 h : heat transfer coefficient ($kcal/m^2 \cdot hr \cdot ^\circ C$)
 h' : " at constant-rate drying ("
 h_f : " through air film only ("
 h_2 : " due to fluidizing particles ("
 H_B : humidity of air in fluidized bed (kgH_2O/kg dry air)
 H_1 : humidity of inlet air ("
 H_2 : humidity of outlet air ("
 H_s : humidity of air saturated at surface temperature of sphere ("
 k_H : mass transfer coefficient ($kg/m^2 \cdot hr (kg/kg)$)
 L_w : latent heat of vaporization ($kcal/kg$)
 R_c : rate of constant drying ($kg/m^2 \cdot hr$)

文献

- 1) Gurney & Lurie: Ind. Eng. Chem., **15**, 1170 (1923)
- 2) Ranz, W. E. & W. R. Marshall, Jr.: Chem. Eng. Progr., **48**, (3) 141, (4) 173 (1952)
- 3) 白井 隆: "流動層" p. 206, 科学技術社 (1952)

単一球の表面温度 t_s に対応する飽和湿度 H_s と流動層内の湿度 H_B (実測) との差を推進力として計算すると、本実験範囲では $h_1/h_2 = 1.13 \sim 2.12$ で、空塔における値 0.26 より遙かに大きい。また流動層における伝熱を流体 (この場合は空気) によるもの (h_1) と粒子によるもの (h_2) とに便宜上分離できると考えると、粒子の肉与する割合 h_2 の方が大部分を占め、 h_1 の寄与は圖-12 に示すように約 12% 程度に過ぎない。(ただし、 $h_1/h_2 = h'$)

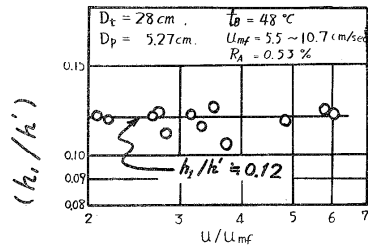


図-12. 粒子と流体との流動層伝熱に肉与する割合

t_B : temperature of fluidized bed ($^\circ C$)
 t_c : temperature of sphere at center ($^\circ C$)
 t_s : surface temperature of sphere ($^\circ C$)
 t_w : wet bulb temperature of air ($^\circ C$)
 u : superficial velocity of air (cm/sec)
 u_{mf} : minimum fluidization velocity of solid particles (cm/sec)
 W : weight of single sphere (g)
 ϵ : voidage of solid bed (—)
 \odot : time (hr , or sec)
 Nu : Nusselt Number based on D_p (—)
 Pr : Prandtl Number (—)
 Re_p : Reynolds Number based on D_p (—)
 Sc : Schmidt Number (—)
 Sh : Sherwood Number based on D_p (—)

6-4 減圧時の自己蒸発時間遅れに関する実験研究

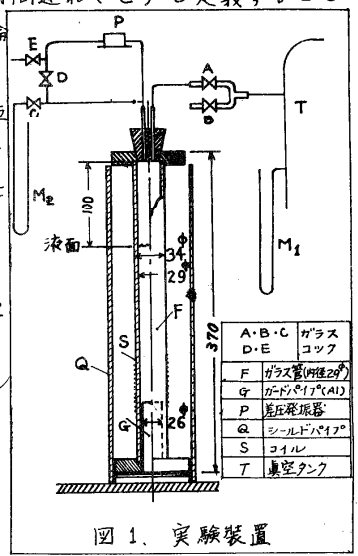
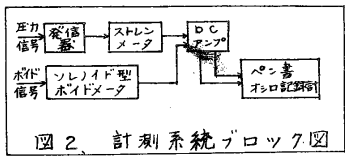
日立製作所 日立研究所 小笠原英雄*, 遊佐英夫**

1. まえがき

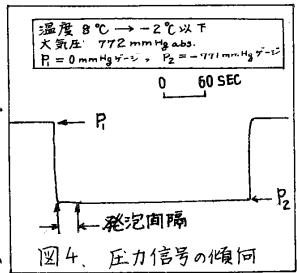
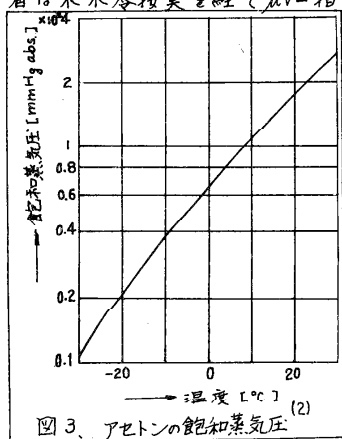
加熱沸騰に過熱のオーバーシュートがみられる様に、減圧沸騰にも過飽和圧力のアンダーシュートが存在するであろう。従って飽和圧力より更にこの過飽和圧力だけ減圧しないと沸騰しないが、その条件が満足されても実際に沸騰が始まるまでに幾らかの停滞時間が実在するかも知れない。この停滞時間を減圧沸騰の時間遅れ(τ)と定義することにする。現在のところでの実在は確認されておらず、勿論理論的予測も実験データも存在しないが、もしτが実在するものなら、相変化に関係する諸現象にとって不可欠の重要因子である。我々は当研究室で開発された高感度のソレノイド型ボイドメータ(1)を利用して市販の高級アセトンを実験し、その存在と傾向の一部を確認した。

2. 実験装置と実験方法

実験装置の概略を図1に、圧力とボイド計測系統を図2に示す。テスト部は内径29φ、長さ250mmのガラス管からなり上下を密閉してある。上のゴム栓には内径7φと6φのステンレスチューブが差し込んであり前者はガラスコックAを経て真空タンクに、後者は圧力計測系統に連なる。



この他液温測定用のアルメルクロメル熱電対とソレノイド型ボイドメータがあり、前者は氷水零接点を経てmV-指示計に、後者は検出コイル、局所電磁場を与えるためのガードパイプ、外部電磁場を遮蔽するためのシールドパイプで構成される検出部から計測系統に連なる。ガードパイプを用いることによりボイド感応長は底から70~150mmの範囲になった。このボイド計では、液体の誘電率がボイドのそれより相対的に大きいことを要する。常温で実験を行う必要から、飽和蒸気圧の比較的大きなアセトンが特に選定された訳である。ボイドの校正は液面を実験状態と同一にしてベークライト模擬ボイドを用いて行った。ボイド計の出



* 日本機械学会正員, ** 日本原子力学会会員

力はボイド量に比例した。

実験はマンローメータ M_1, M_2 を監視しながらコック A B C D E を用いて一次圧力 P_1 (テスト部) 二次圧力 P_2 (タンク) を設定したのちコック C D を閉じ、次いでコック A を急激に開放することによって行った。温度はシールドパイプ外側に温風を送って調節した。圧力信号とボイド信号をペン書オシロで同時記録し、圧力が発泡開始圧力 (P_0) を通過した瞬間からボイドが発生するまでの遅れ時間を計量してこれを τ とした。

3. ボイド応答と τ の誤差

実験開始後の圧力信号の傾向は図4の様で始めの30秒程度は発泡により気体分子が補われて圧力が P_2 まで落ちきらないが次第に P_2 に接近する。これは温度が下って発泡が止むからである。

図5、図6の圧力信号は図4の初期を拡大したものとみてよい。圧力信号に凹部が存在するのは τ が実在する証拠と考えてよからう。図5、図6の P_0 は真の発泡開始圧力であり、これを通過した瞬間から発泡までの Δ が真の τ である。しかし圧力信号上に P_0 を求めることは計測技術上困難であるため、発泡中の最大圧力を以って見かけの発泡開始圧力 P_0' としこれを通過した瞬間から発泡までの Δ' を見かけの τ として Δ' を計量せざるを得なかった。図5の様で τ が小さいと $(\Delta - \Delta')/\Delta$ は相対誤差が大きくなり、本実験の目的を達成できない。本実験では0.2秒の τ に対して3割程度の誤差が存在する様である。

4. 実験結果

実験は市販の高級アセトンを用い、液温 7.3°C (大気圧 760.2 mmHg)、 11.3°C (≈ 760.2)、 17.5°C (≈ 758.8)、 24.7°C (≈ 768.6 または 765.8) について P_1, P_2 を変えて行った。結果を図7、8、9に掲げる。図7、8は二次圧力と τ の関係を見たもので、前者は $P_1 = 0\text{ mmHg}$ ゲージについて温度をパラメータに、後者は温度 24.7°C について一次

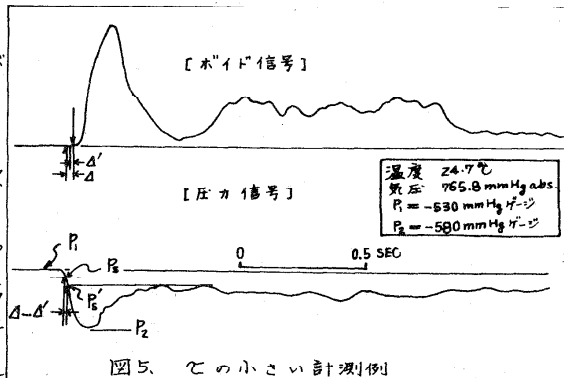


図5. τ の小さい計測例

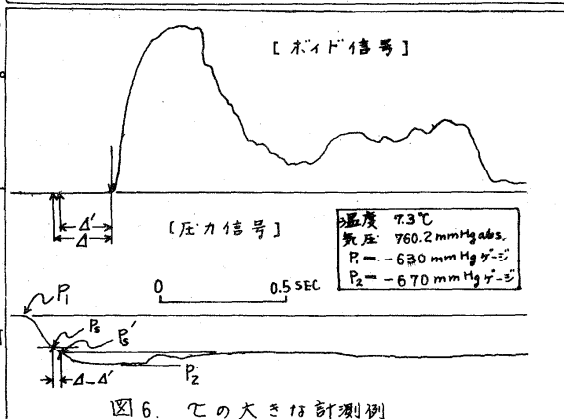


図6. τ の大きい計測例

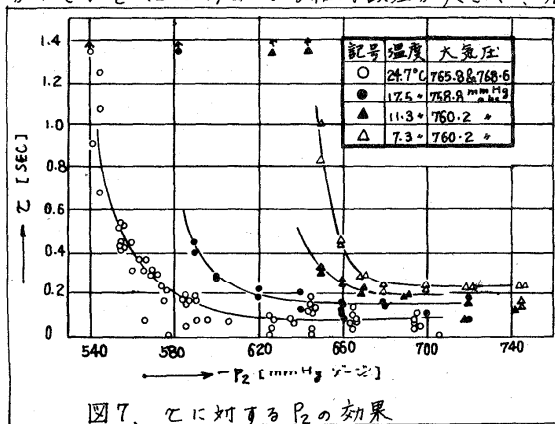


図7. τ に対する P_2 の効果

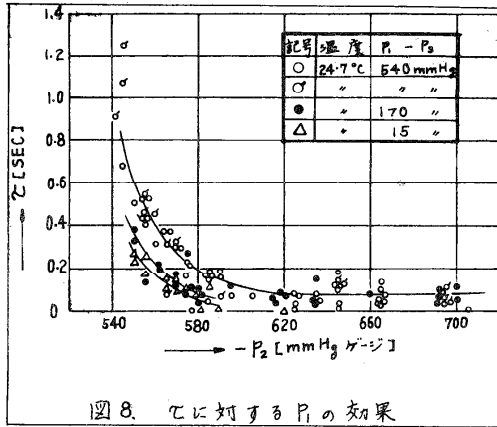


図8. τ に対する P_1 の効果

と逆次冷却されにくいから、限られた部分の計量値であるから縦軸は物理的に意味のある値ではない。しかし発泡の多少はわかる。

なお図7から温度7.3, 11.3, 17.5, 24.7°Cについて P_2 はそれぞれ-645, -630, -582, -540 mmHgゲージ即ち115, 130, 177, 226 mmHg abs. と観測されるので、図3と比較すれば失われ約19, 12, 17.6 mmHgの飽和圧力のアンダーシュートが存在する様に思われる。

4. 実験データの解釈

本実験では P_2 を通過した瞬間からの圧力信号の経過が問題になりそうである。このとき気体流を考慮するためタンクへの開口部が音速に達するか否か、即ち臨界流になるか否かを考慮しておくはばならない。テスト部からタンクまでは出口近傍の $\gamma \times 200$ を除いて16 ϕ のガラスコックとゴム管で構成され、これらの全長が1mに満たないため仮定によって圧力信号の入りを便宜的に見積らざるを得なかった。

- 仮定(1)吸引管内の流動は断熱変化とする。
- (2)テストセクション内の状態変化は便宜上理想気体の等温変化とする。
- (3)吸引配管入口の流速は出口に較べて無視する。
- (4)流動中のエネルギー損失は無い。
- (5)空気流

このとき一次圧力 P_1 abs. (即ちタンク入口の臨界圧力は $P_c = C P_1$ [$C = (\frac{2}{\gamma+1})^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$])であり、 P_2 が P_c より小ならば P_1 、即ち $P_1 > P_2/C$ での臨界状態と見なして吸引流量が限られる。

- (1) エネルギー式 $\frac{dV}{2g} + dP/\rho = 0$ (状態式) $P_1/P_2 = P_c/P_2$ (状態式)
 - (2) $v_2^2 = \gamma P_2/\rho$ (音速の式) (3) の関係式から
 - $P_2/P_1 = (\frac{2}{\gamma+1})^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$ [C] を得る (4)
- 添字 '1' は一次, '2' は臨界を示す。

圧力 P_1 をパラメータにとつてある。図9は1秒間(発泡後)の平均ボイド量と P_2 の関係を示したものである。これらから次のことが結論できる。

- i) P_2 が P_2 に近い程(P_2 は τ が発散する限界の P_2 に相当)では大きく、 $P_2 = P_3$ で $\tau \rightarrow \infty$ 。
 - ii) P_1 abs. が大きい程 τ は大きい。
 - iii) 図7から温度が低いと τ が大きい傾向にある。(この小さいものは誤差が大きい)
- 初発泡量は図9の傾向を持つが、発泡過程

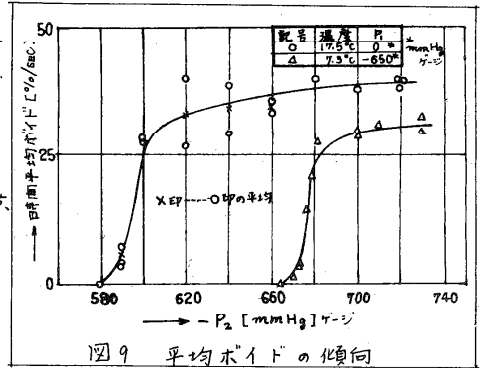


図9 平均ボイドの傾向

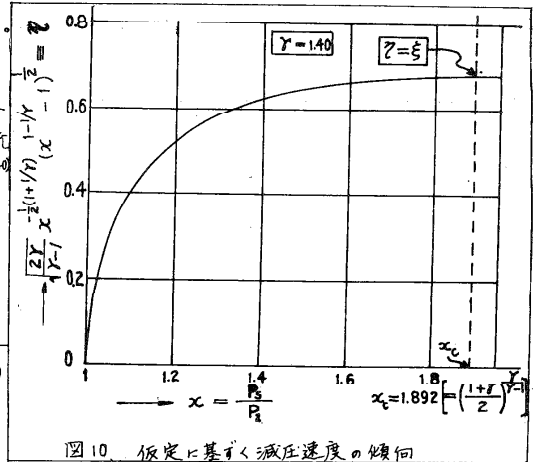


図10 仮定に基づく減圧速度の傾向

従って \$P_3\$ のところを考えると、\$P_2 = CP_3\$ なる \$P_2\$ まで \$P_3\$ は臨界状態を既にはずれた状態にあり、\$P_2 < CP_3\$ では常に臨界状態にある。既出の仮定に基づく臨界状態では次の (5)

(6) 式と脚註の (3), (4) 式が成立するので (7), (8) 式の結果が

$$-dm/dt = A \cdot \rho_3 \cdot P_3 \quad (\text{定常流動の式}) \quad A \sim 2.01 \text{ cm}^2 \quad (5)$$

$$V_1 P_1 = m \bar{R} T \quad (\text{状態方程式}) \quad V_1 \sim 225 \text{ cm}^3 \quad (6)$$

$$P_1 = P_0 \exp[-\xi t / \zeta] \quad (7)$$

$$(dP/dt)_s = -\xi P_3 / \zeta \quad (8)$$

得られ、臨界以後では脚註の (1), (2) 式と (6) 式から (9), (10)

$$\int_x^c \frac{dx}{x^2 \eta(x)} = \frac{1}{\zeta} (t - t_c) \quad (9)$$

$$(dP/dt)_s = -\xi(\eta) P_3 / \zeta \quad (10)$$

を得る。\$P_3 > P_2 = CP_3\$ では (10)、\$P_2 \leq CP_3\$ では (8) 式を用いると (5) と (9) \$(dP/dt)_s\$ は図 10 の様になり、図 7, 8 の傾向と何か相

関関係がありそうである。図 11 は \$(\zeta/P_3)(dP/dt)_s\$ がほぼ一定になることを示しているの

で、同様に図 7 のプロットとの比較を図 12 の形で行ってみた。これらは右端で垂下しているが、\$\tau\$ の値の小さいところであるためこの傾向は誤差を多分に含んでいる。

上の検討では一次側の効果は減圧勾配に無関係である。

\$P_1\$ の大きい場合は発泡核周辺の温度等が相当の分布をとり以前に \$P_3\$ が現出されると考えると、図 8 の \$P_1\$ の効果は理解できそうである。

表面張力等の効果については検討できなかった。

5. 結言

減圧沸騰の時間遅れ (\$\tau\$) の存在をアセトンについて確認し、以下の結論を得た。i) \$\tau\$ は \$(dP/dt)_s\$ に逆比例の傾向を持ち、実験範囲で \$\tau \frac{\zeta}{P_3} \left(\frac{dP}{dt} \right)_s \div 0.160\$ の辺りに集まる。(但し \$P_1 = 0 \text{ mmHg}\$ について)。ii) 熱移動の遅れが関係する故か \$P_1\$ が大きいと \$\tau\$ が大きい。iii) 温度が低いと \$\tau\$ が大きい。(これは表面張力等の効果か未知れない。) iv) 発生ボイド量については図 9 の傾向が認められた。

\$\tau\$ の大きい条件を送んで実験を遂行すれば \$\tau\$ の実体を確実に把握できるとであろう。

最後に本実験に当り有益な御指導を賜った当研究部西塚博博士、藤江秀夫研究員、ならびに実験に御協力戴いた当研究室小田明、菅野久雄両氏に深謝の意を表す。

6. 名称

- \$P\$: 圧力 [kg/cm² or mmHg] , \$S\$: 比重量 [kg/cm³]
- \$V\$: 流速 [cm/s] , \$g\$: 重力の加速度 [cm/s²]
- \$A\$: 出口流路断面積 [cm²] , \$m\$: テスト部気体重量 [kg]
- \$V_1\$: テスト部有効体積 [cm³] , \$t\$: 時間 [s]
- \$\bar{R}\$: 気体定数 [cm³/mole^oK] , \$T\$: 絶対温度 [°K]
- \$\gamma = C_p\$ [定圧比熱] / \$C_v\$ [定積比熱] *** 指示は abs.

\$t_c\$: 臨界に達する瞬間の時間
 添字 1: テストセクション
 2: テンバーク
 3: 発泡核

7. 参考文献

- (1) 遊佐, 桜間: 原子力研究昭和 39 年年会要旨集 (E15)
- (2) 化学便覧 (日本化学会編) (丸善)

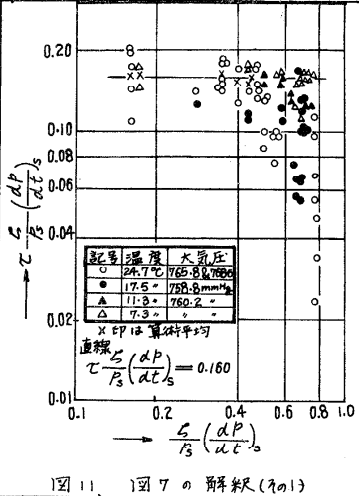


図 11. 図 7 の解釈(その1)

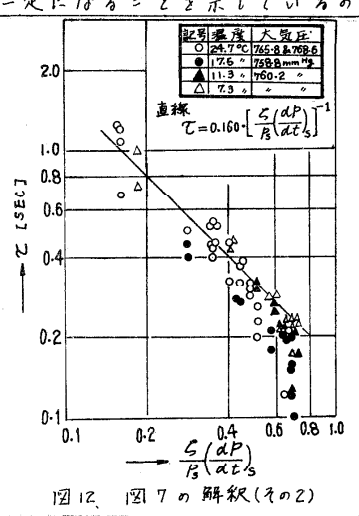


図 12. 図 7 の解釈(その2)

7-1 充填層と管壁間の伝熱

(東大工) 鈴木基之*, 大淵国孝*, 国井大蔵*

多1 緒言

充填層反応装置において、層内温度分布を予測し、調節する事は、反応を制御する意味で重要な問題である。この為、層内有効熱伝導度に関する研究は多く見られるところであるが、外部熱交換式充填層において、外壁と充填物との間の伝熱は重要な問題であるに拘らず、その研究は比較的少ない。

本報は、充填層反応装置設計の上の基礎資料として、壁と充填層間の伝熱過程を把握する為に行つた実験の報告である。

多2 管壁における見かけの伝熱係数

壁近傍において層内と伝熱抵抗が変化しているという事は、正しくは八田・前田⁽⁷⁾の、その重要性を指摘したに始まる。いくつかの実験⁽⁸⁾⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾⁽¹²⁾⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾が行われているが、その実験の困難な為、特に低流量域で十分な精度を得るに至っていない。

壁近傍における伝熱抵抗変化の原因として考えられるものに、壁に存在する為の、充填状態の変化による、壁付近の空塔率増大⁽²⁾⁽⁸⁾、それに伴う流量分布⁽¹¹⁾、壁近傍の混合状態の変化、粒子接触状態の変化等があるが、これらによる熱伝導度の変化を一括して、見かけ上の壁境膜伝熱係数 h_w として表現する事が、実用上最も便利であろう。即ち、図1におけるごとく真の壁温と t_w 、層内部温度分布より外挿された壁温と t_R とすると、単位面積当りの熱負荷を $q = h_w (t_w - t_R)$ として表す方法がある。

h_w に関する模型論的解析には、Hamratty⁽⁶⁾の界面更新モデルの適用による。

$$\frac{h_w D_p}{k_g} = 1.7 N_{Pr}^{\frac{1}{2}} N_{Re}^{\frac{1}{2}} \quad (N_{Re} = 80 \sim 1000) \quad \text{①}$$

があるが、実験値の説明は十分とはいえない。

又、Yagi & Wakao⁽⁴⁾は、管壁における物質移動とのアノロジーから、乱流域で、

$$\frac{h_w D_p}{k_g} = 0.20 N_{Pr}^{\frac{1}{2}} N_{Re}^{0.8} \quad \text{②}$$

を得ている。

これらはいずれも低レイノルズ域では用いる事が出来ない。この点を考慮し、Yagi & Kunii は、低レイノルズ域で、 N_{Re} の場合の類似に、

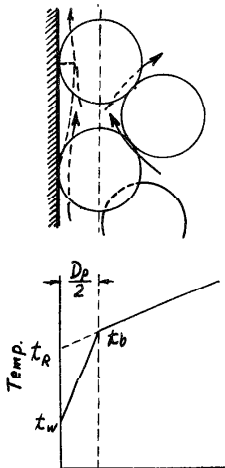


図1. 壁近傍伝熱

* 化学工学協会会員

$$\frac{h_w D_p}{k_g} = \frac{h_w^* D_p}{k_g} + \alpha_w N_{Pr} N_{Rep} \quad (\alpha_w = 0.054) \quad \textcircled{9}$$

と提案し、さらに壁における真の境界層における伝熱抵抗を考慮し、

$$\frac{h_w D_p}{k_g} = \frac{h_w^* D_p}{k_g} + \frac{1}{\frac{1}{\frac{h_w^* D_p}{k_g}} + \alpha_w N_{Pr} N_{Rep}} \quad \textcircled{10}$$

なる半理論式をもつて実測値を説明している。

ここで h_w^* は流れのない場合の見かけの伝熱係数を示し、 h_w^* は管壁に生ずる層流境界層における真の伝熱係数を表し、Pohlhausen⁽¹⁰⁾により、次式で与えられる

$$\frac{h_w^* D_p}{k_g} = C \cdot N_{Pr}^{\frac{1}{2}} \cdot N_{Rep}^{\frac{1}{2}} \quad (C = 2.6 \text{ for liq.} = 4.0 \text{ for gas}) \quad \textcircled{11}$$

又 h_w^* については後報⁽¹²⁾により理論的に導かれているが、それによると、壁より $\frac{1}{2} D_p$ の厚さの層に有効熱伝導率 k_{ew} を考慮し

$$\frac{1}{\frac{h_w D_p}{k_g}} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{k_{ew}} - \frac{1}{k_g} \right\} \quad \textcircled{12}$$

$$\frac{k_{ew}}{k_g} = \varepsilon_w \left(1 + \frac{h_{sr} R}{k_g} \right) + \frac{1 - \varepsilon_w}{\frac{1}{\phi_w} + \frac{h_{sr} R}{k_g} + \frac{2}{3} \frac{k_g}{k_s}} \quad \textcircled{13}$$

ここで、 ε_w は壁近傍の空隙率を示し、 ϕ_w は又剛⁽¹³⁾に k_s/k_g の函数として線図で与えられている ϕ_w の2倍の値を採用する。 k_{ew} については Kunii & Smith⁽¹⁴⁾ による理論式により算出される。

一方 Baddour⁽¹⁵⁾ は流れのある場合にも k_{ew} を用いて

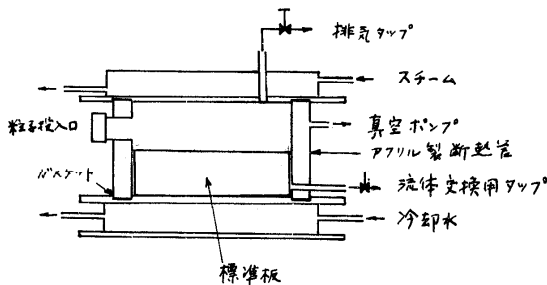
$$\frac{k_{ew}}{k_g} = \frac{k_{ew}^*}{k_g} + 0.01 N_{Pr} N_{Rep} \quad \textcircled{14}$$

なる実験式を提出している。

3.3 実験装置及び方法

こゝでは平板充填層(静止流律)及び環状充填層を用いて単熱型伝熱と行われ壁における温度差測定を行つて、見かけの伝熱係数を求めた。

① 平板充填層(図2)： 内径20 cm 高さ10 cm のアクリル樹脂製真空断熱管内に標準板



2. 平板充填層概略図

(大理石)及び充填物をつつ、上部よりスチームにより加熱、下部を冷却し、自然対流による攪乱を防止した状態に、温度分布を求め、比較法により壁における見かけの伝熱係数を求めた。温度測定は中心部及び中心から5 cm離れた位置で行い、横方向に分布が出来るに事と確かめ、粒子の充填に際しては、その方法に注意を要した。

②環状充填層(図3)

銅製外径 76 mm の内管と内径 140 mm の外管より成る環状部に粒子が充填され、その一部分 (60 cm) を測定区間とし、内管内は加熱用スチーム、外管はジャケットを成し、冷却水を通している。空気の一部は予熱され残りと共に層上部より送り込まれ、約 20 cm の即走区間で、温度分布は測定区間内と同一に整えられるため、測定区間では、伝熱が純粋に放射方向に起ると考えられ、区間内の内管におけるスチーム凝縮量は、その量を測定され、凝縮潜熱がそのまま層内の熱負荷になったと考えられる。測定された温度分布の一例を図4に示す。

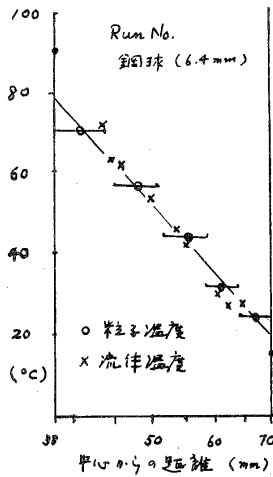


図4 層内温度分布例

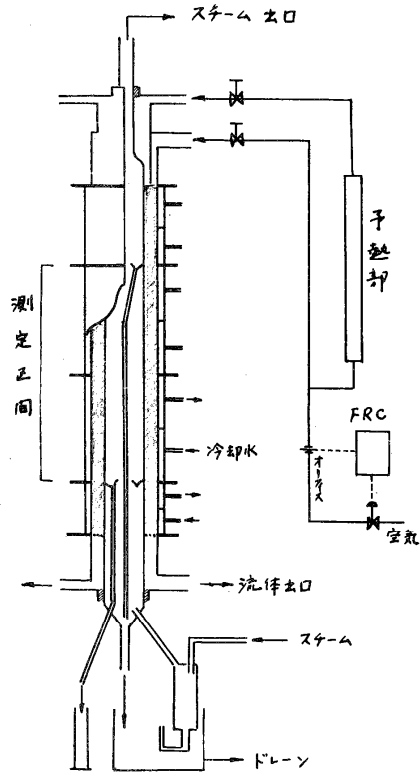


図3 環状充填層概観

使用粒子は①流床、

②粒子、

ガラス球 ($D_p = 1.20 \sim 12.1 \text{ mm}$), 鋼球 (6.4 mm)

流体

空気, 水, (平板充填層ではこの外 He, CO₂)

④実験結果

平板充填層による測定結果の一部を Re_w/K_g vs Rs/K_g の形で図5に示す。図中実線を用いて示されているのは②式による計算値(放射無視)で、ここに示した実験値は壁近傍においてほぼ最密充填となつてゐるため、計算

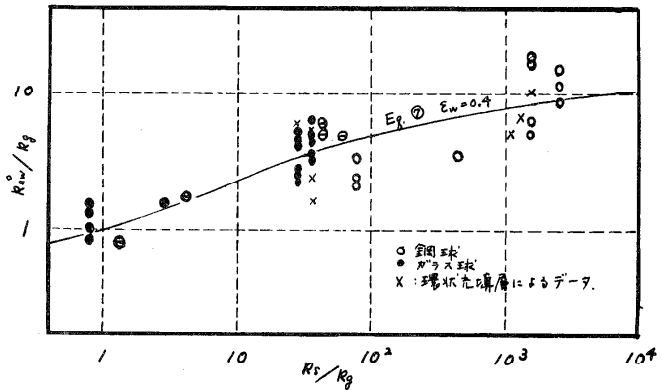


図5. Re_w/K_g 対 Rs/K_g

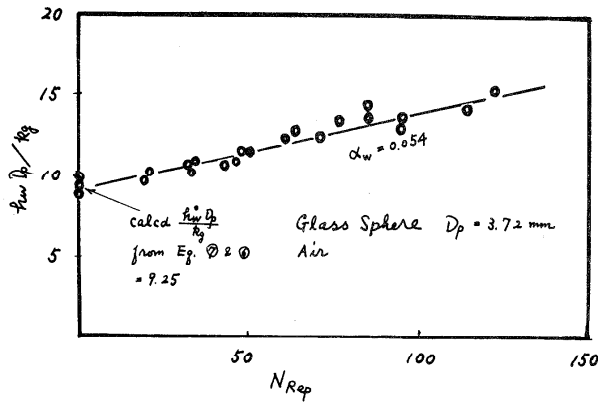


図 6. $h_w D_p / k_g$ 対 $N_{Re p}$ の一例.

には $\epsilon_w = 0.4$ を用いた.

環状充填層における実験
 h_w と $N_{Re p}$ の関係は図 6 に示す
 様に②式の関係を良く満たして
 いると言える。

Nomenclature

D_p : 粒径 (m)	R_{aw} : 壁近傍有効熱伝導率 (kcal/mhr deg)
G : 質量速度 (kg/sq.m hr)	R_{er} : 放射方向有効熱伝導度 (")
$N_{Re p}$: 粒径基準レイノルズ数 = $D_p G / \mu$ (-)	k_g : 流体熱伝導度 (")
N_{Pr} : プラントル数 = $C_p \mu / k_g$ (-)	k_s : 粒子熱伝導度 (")
h_{rs} ; h_{r0} : ϵ 放射熱係数 (kcal/sq.m hr deg)	R : 粒子半径 = $D_p / 2$ (m)
h_w : 見かけの壁熱係数 (")	α_w : ②式参照 (-)
h_w^* : 真の壁熱係数 (")	ϕ_w : 粒子接触点近傍の流体薄膜厚比 (-)

Literature

- (1) Baddour, R.F. and Yoon, C.Y.; C. E. P. Symposium 57 No 32, 35 (1961).
- (2) Benenati, R.E. and Brosilow, C.B.; A. I. Ch. E. Journal 5 359 (1962).
- (3) Calderbank, P.H. and Pogorski, L.A.; Trans. Inst. Chem. Engrs. (London) 35 195 (1957).
- (4) Campbell, T.M. and Huntington, R.L.; Petro. Refiner, 31 123 (1952).
- (5) Coberly, C.A. and Marshall, W.R. Jr.; Chem. Eng. Pro. 47 141 (1951).
- (6) Hanratty, T.J.; Chem. Eng. Sci. 3 209 (1954).
- (7) 八田・前田; 化学工学 12 56 (1948).
- (8) 木村, 熊野, 金田; 化学工学 19 397 (1955).
- (9) Plautz, D.A. and Johnstone, H.F.; A. I. Ch. E. Journal 1 193 (1955).
- (10) Pohlhausen, E.; Zeit. Angew. Math. u. Mech. Vol 1, 115 (1921).
- (11) Schumann, C.F. and Smith, J.M.; Ind. Eng. Chem. 45 1009 (1953).
- (12) Yagi, S. and Kunii, D.; A. I. Ch. E. Journal 5 97 (1960).
- (13) Yagi, S. and Kunii, D.; Int. Heat Transfer Deve. IV 750 (1961).
- (14) Yagi, S. and Wakao, N.; A. I. Ch. E. Journal 5 79 (1959).
- (15) Yagi, S., Kunii, D. and Wakao, N.; Int. Heat Trans. Deve. IV 742 (1961).

7-2 あつみのあるフィン付き伝熱面の温度分布と効率

第一報. 一枚のフィン付き板および環の場合

日本原子力研究所 岡本芳三*, 徐正万

§1. 緒言. 小さいフィン群が内部発熱を伴い、表面よりふく射および対流で放熱が行われ、各面間のふく射相互干渉を考慮に入れした場合の解析にかんしてはすでに述べた。^{1), 2), 3), 4)} しかしながら、高温ガス冷却形原子炉燃料要素、高温用熱交換器などには、あつみと高さが同程度のあつみフィン付き伝熱面が使用される場合がある。

一般に、あつみのある二次元対流フィン板および環の解析については、Avrami,⁵⁾ Keller⁶⁾ などの研究がある。しかしながら、根本面にあつみフィンが取り付けられた場合の解析はまた行われていない。本報告は、一定のあつみをもつ基準根本面に、一枚のあつみフィン付き伝熱面が取り付けられている場合、フィン自体が内部発熱を行い、フィン表面より(自然)対流およびふく射で放熱が行われる場合の温度分布、フィン効率および伝熱比などの諸量をもとめたものである。また、これらの結果を基として、二次元フィンと一次元フィンとの比較、フィン根本部の温度分布、熱流束の均一性について検討をおこなった。

§2. 基本式

2-1. フィン板伝熱面

図1はあつみのあるフィン付き伝熱面の断面図を示す。すなわち、あつみと根本面に、中2層、高さ h の一枚のあつみフィン板が取り付けられている場合を考える。

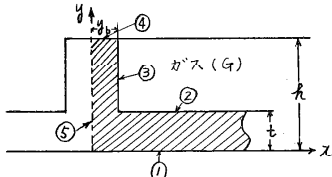


図1. フィン板伝熱面

第1図はあつみフィン付き伝熱面の断面図を示す。すなわち、あつみと根本面に、中2層、高さ h の一枚のあつみフィン板が取り付けられている場合を考える。

フィン中を z 分する線を y 軸、根本面底面を示す線を x 軸とする。フィンの温度分布は y 軸に対して対称であるから、ハッチングに示すように、 $x > 0, y > 0$ の右半部の温度分布の解析を行えばよい。

フィン根本底面①より流入した熱が、フィン断面を伝導で伝わり、表面②③④よりガスにむき放熱を行う。斜線で示すフィン断面内の温度分布 $T(x, y)$ は、単位時間、単位体積当り q_0 の熱発生がある場合の定常熱伝導の方程式を満足しなければならない。

$$\begin{aligned} \nabla^2 T(x, y) + \frac{q_0}{\lambda_m} &= 0 \\ \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial y^2} + \frac{q_0}{\lambda_m} &= 0 \end{aligned} \quad \left. \vphantom{\frac{\partial^2 T(x, y)}{\partial x^2}} \right\} \text{-----}(1)$$

ここで λ_m : フィンの熱伝導率 kcal/hr m°C

一方、①②③④⑤の各面においては、次に示すような境界条件を満足する必要がある。また面①においては次に示す2つの条件が与えられる。

(a). 根本面の温度一定 $T(x, 0) = T_r$ -----(2)

(b). 熱流束一定 $\frac{\partial T(x, 0)}{\partial y} = -\frac{q_0}{\lambda_m} = \text{const}$ -----(3)

ここで q_0 は根本面底面よりフィンに流入する熱流束を示す。

放熱境界面②③④においては、面に直角な方向について、次に示す境界条件を満足する必要がある。

$$-\lambda_m \frac{\partial T(x, y)}{\partial n} = \beta (T(x, y) - T_g^s) + \alpha (T(x, y) - T_g) \quad \text{----- (4)}$$

ここで、 α は熱伝達率 $\text{Kcal/hr m}^2 \text{ } ^\circ\text{K}$ 、 T_g はガス温度 $^\circ\text{K}$ を示す。

(a). 表面よりふく射および対流で放熱の行われる場合、 $\beta = \frac{\sigma \epsilon}{10^8}$ 、 $\delta = 4$

$$-\lambda_m \frac{\partial T(x, y)}{\partial n} = \frac{\sigma \epsilon}{10^8} (T(x, y) - T_g^s)^4 + \alpha (T(x, y) - T_g) \quad \text{----- (5)}$$

(b). 自然対流放熱の場合。

$$-\lambda_m \frac{\partial (T(x, y) - T_g)}{\partial n} = \alpha_0 (T(x, y) - T_g)^\delta \quad \text{----- (6)}$$

境界面②の場合

$$-\lambda_m \frac{\partial T(x, t)}{\partial y} = \beta (T(x, t) - T_g^s) + \alpha (T(x, t) - T_g) \quad \text{at } x > y_b, y = t \quad \text{---- (7)}$$

境界面③の場合

$$-\lambda_m \frac{\partial T(y_b, y)}{\partial x} = \beta (T(y_b, y) - T_g^s) + \alpha (T(y_b, y) - T_g) \quad \text{at } x = y_b, l > y > t \quad \text{(8)}$$

境界面④の場合

$$-\lambda_m \frac{\partial T(x, l)}{\partial y} = \beta (T(x, l) - T_g^s) + \alpha (T(x, l) - T_g) \quad \text{at } y_b > x > 0, y = l \quad \text{---- (9)}$$

境界面⑤で

$$\frac{\partial T(0, Y)}{\partial X} = 0, \quad \text{at } l > Y > 0 \quad \text{---- (10)}$$

式(1)(2)(3)(4)(7)(8)(9)を次に示すように無次元化する。まずフィン断面内では、

$$\frac{\partial^2 \theta(x, Y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta(x, Y)}{\partial Y^2} + n = 0 \quad \text{---- (11)}$$

フィン底面①では

$$(a). \text{温度一定} \quad T(x, 0) = T \quad \text{---- (12)}$$

$$(b). \text{熱流束一定} \quad \frac{\partial T(x, 0)}{\partial Y} = -d \quad \text{---- (13)}$$

また表面②では、

$$-\frac{\partial \theta(x, b)}{\partial Y} = l(\theta(x, b) - \theta_g^s) + m(\theta(x, b) - \theta_g) \quad \text{at } X > c, Y = b \quad \text{---- (14)}$$

表面③では、

$$-\frac{\partial \theta(c, Y)}{\partial X} = l(\theta(c, Y) - \theta_g^s) + m(\theta(c, Y) - \theta_g) \quad \text{at } X = c, l > Y > b \quad \text{---- (15)}$$

表面④では、

$$-\frac{\partial \theta(X, 1)}{\partial Y} = l(\theta(X, 1) - \theta_g^s) + m(\theta(X, 1) - \theta_g) \quad \text{at } b > X > 0, Y = 1 \quad \text{---- (16)}$$

境界面⑤では、

$$\frac{d\theta(0, Y)}{dX} = 0 \quad \text{at } X = 0, l > Y > 0 \quad \text{---- (17)}$$

ここで、

無次元長さ $X = \frac{x}{l}, Y = \frac{y}{l}$

無次元フィン中 $c = y_b/l$

無次元根本面中 $D = t/l$

ふく射および自然対流無次元量

対流無次元量

内部発熱無次元量

無次元温度 $\theta(x, Y) = \frac{T(x, Y) - T_r}{T_g - T_r}$

無次元ガス温度 $\theta_g = T_g/T_r$

熱流束無次元量 $d = \frac{80 \cdot l}{\lambda_m \cdot T_r}$

$l = \frac{\beta T_r^{\delta-1} l}{\lambda_m}$

$m = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda_m}$

$n = \frac{80 \cdot l^2}{\lambda_m \cdot T_r}$

---- (18)

したがって、種々の $l, m, n, (d), b, c, \theta_g$ に対して、式(10)を境界条件(2)……(10)でとき、温度分布 $\theta(X, Y)$ を求めることになる。また求めた温度分布より、フィン効率 η は次のように定義される。

ふく射(および自然対流)フィン効率

$$\eta_r = \frac{l \int_b^c (\theta^s(c, Y) - \theta_g^s) dY + \int_0^c (\theta^s(x, 1) - \theta_g^s) dX}{(1-b+c) \{l(\theta^s(\omega, b) - \theta_g^s) + m(\theta(\omega, b) - \theta_g)\}} \quad \text{-----(19)}$$

対流フィン効率

$$\eta_c = \frac{m \int_b^c (\theta(c, Y) - \theta_g) dY + \int_0^c (\theta(x, 1) - \theta_g) dX}{(1-b+c) \{l(\theta^s(\omega, b) - \theta_g^s) + m(\theta(\omega, b) - \theta_g)\}} \quad \text{-----(20)}$$

フィン効率 $\eta = \eta_r + \eta_c$

ふく射(および自然対流伝熱比)伝熱比 $E_r = \eta_c / \eta$ -----(21)

対流伝熱比 $E_c = \eta_r / \eta$ -----(22)

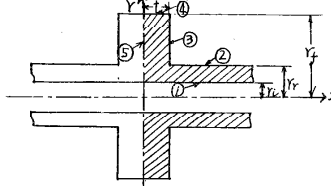
次に、 θ_r, E を次に示すように定義する。

$$\left. \begin{aligned} \theta_r &= \frac{1}{c} \int_0^c \theta(x, b) dX \\ E &= \frac{(1-b+c) \{l(\theta^s(\omega, b) - \theta_g^s) + m(\theta(\omega, b) - \theta_g)\}}{(1-b) \{l(\theta_r^s - \theta_g^s) + m(\theta_r - \theta_g)\}} \end{aligned} \right\} \quad \text{-----(23)}$$

θ_r, E よりフィン根本温度一定と考えると一次元フィンのフィン効率 η', η_r', η_c' は次のように表わされる。

$$\eta' = \eta_r' + \eta_c', \quad \eta_r' = E \cdot \eta_r, \quad \eta_c' = E \eta_c \quad \text{-----(24)}$$

2-2. フィン環伝熱面



第2図には、外径 r_r 、内径 r_c の内管に厚み d の一定半径厚の内環が取り付けられている場合を考える。

フィン板の場合と同様に、根本管内面①、フィン表面②③④および境界面⑤で次のように無次元式で表わされる。

まずフィン断面内で

$$\frac{\partial^2 \theta(X, R)}{\partial X^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \theta(X, R)}{\partial R} + \frac{\partial^2 \theta(X, R)}{\partial X^2} + n = 0 \quad \text{-----(25)}$$

第2図. フィン環断面図

根本管内面①で、境界条件(1) $\theta(X, e) = 1$ -----(26)

境界条件(2) $\frac{d\theta(X, e)}{dY} = -d$ -----(27)

②面では $-\frac{\partial \theta(X, b)}{\partial R} = l(\theta^s(x, b) - \theta_g^s) + m(\theta(x, b) - \theta_g)$ at $X > c, Y = b$ -----(28)

③面では $-\frac{\partial \theta(c, R)}{\partial X} = l(\theta^s(c, R) - \theta_g^s) + m(\theta(c, R) - \theta_g)$ at $X = c, 1 > R > b$ -----(29)

④面では $-\frac{\partial \theta(X, 1)}{\partial R} = l(\theta^s(X, 1) - \theta_g^s) + m(\theta(X, 1) - \theta_g)$ at $b > X > 0, R = 1$ -----(30)

⑤面では $\frac{d\theta(0, R)}{dX} = 0$ at $X = 0, 1 > R > e$ -----(31)

ここで、 $e < R < \frac{r_r}{r_c} < 1, e = \frac{r_c}{r_r}, b = \frac{r_r}{r_c}, c = \frac{r_c}{r_r}, l = \frac{\beta \pi d^{3/2} r_r}{\lambda m}, m = \frac{\alpha r_r}{\lambda m}, n = \frac{\beta c r_r}{\lambda m}$
 $d = \frac{\beta c r_r}{\lambda m}$ を示す。したがって、種々の $l, m, n, (d), b, c, e, \theta_g$ に対して、式(24)を境界条件(26)~(31)で温度分布 $\theta(X, R)$ を求めることになる。

フィン効率 $\eta_r, \eta_c, \eta, E_r, E_c$ は次のように表わされる。

$$\eta_r = \frac{2l \int_b^c (\theta^s(c, R) - \theta_g^s) R dR + \int_0^c (\theta^s(x, 1) - \theta_g^s) X dX}{(1-b^2+c^2) \{l(\theta^s(\omega, b) - \theta_g^s) + m(\theta(\omega, b) - \theta_g)\}} \quad \text{-----(32)}$$

$$\bar{\varepsilon}_c = \frac{2m \left[\int_0^1 (\theta_{(c,y)} - \theta_g) R dy + \int_0^c (\theta_{(x,1)} - \theta_g) X dx \right]}{(1-b^2+2c) \left[l(\theta_{(a,b)}^s - \theta_g^s) + m(\theta_{(a,b)} - \theta_g) \right]} \quad \text{-----(33)}$$

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_r + \bar{\varepsilon}_c, \quad \varepsilon_r = \bar{\varepsilon}_r / \bar{\varepsilon}, \quad \varepsilon_c = \bar{\varepsilon}_c / \bar{\varepsilon} \quad \text{-----(34)}$$

§3. 放熱の形態

次にあべる放熱の形態について解析が行われた。

(a) 放熱の条件

- (a-1) 単純対流
- (a-2) 単純ふく射
- (a-3) ふく射と対流
- (a-4) 自然対流
- (a-5) 内部発熱を伴う対流
- (a-6) 内部発熱を伴うふく射

(b) 境界条件

- (b-1) 温度一定
- (b-2) 熱流束一定

(c) 形状

- (c-1) フィン板
- (c-2) フィン環

(a), (b), (c) の組合は世により 放熱の條件が決定され, $l, m, n, (d), b, c, e, \theta_g$ に種々の値を代入するとにより, 温度分布, フィン効率, 伝熱比などの諸量が求められる。

(b) 計算結果

第3図には (a-2), (b-1), (c-1) の条件, すなわち 単純ふく射フィン板の温度分布をデジタル計算機を使用して, 求めた結果を示したものである。第4図は $\theta_g = 0.5$ の場合の単純ふく射フィン板の根を面を基準にしたフィン効率と第一級¹⁾で求めたふく射無次元量 $\frac{\varepsilon T^3 (x-t)^2}{\lambda \pi \theta_b}$ との関係とあみ比をパラメーターとして求めたものである。

あみ比 C が零の場合, 一次元フィン板のフィン効率の曲線であり, C の値が大なる程フィン効率の値は低下する。 $\frac{l(c-b)^2}{c} = 8$ であり, フィンのあみ比と高さの等しい $C=0.4$

586-584-581-576-560

611-609-608-596-570

651-648-639-620-591

682-679-666-640-606

711-705-692-666-622

742-736-721-680-639

779-782-761-714-669

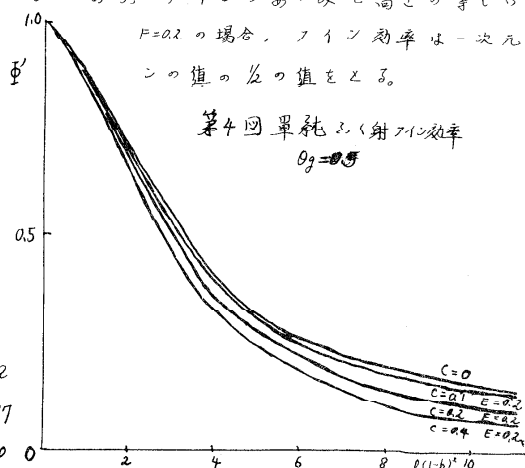
823-824-808-759-700

874-879-866-827-760-758-756-753-752-752

830-438-730-712-883-874-878-877-877-877

1000-1000-1000-1000-1000-1000-1000-1000-1000-1000

第3図
ふく射フィンの
温度分布
 $l=50$
 $b=0.2$
 $C=0.4$
 $\theta_g=0.5$
 $\bar{\varepsilon}=0.620$
 $\bar{\varepsilon}'=0.110$



最後に、本研究にあり各種の御指導と御協力をお願いして、研究室の各位に対して、深く感謝の意を表します。

文献

- (1) 岡本; 熱及び熱力学講演会 Nov. 1962
- (2) 岡本; 春期総合 第2報 Sept. 1960
- (3) 岡本; 第13回応力連合会 April. 1963
- (4) 岡本; 熱及び熱力学講演会 Nov. 1963
- (5) Keller, Sommer; J. Heat. Trans. Trans. ASME, May. 1959, p.151~156
- (6) Avrami, Mervin; J. Appl. phys, Vol.13, 1942, p.255

7-3 スチームジャケット液膜型熱交換器の総括伝熱係数

日立製作所 日立研究所 ○飯島徳治・葛岡常雄

I. まえがき

熱不安定物質、高粘度物質等も処理する化学、医薬および食品工業において、プロセス中に蒸発、蒸留、濃縮、脱水および反応等を受持つ装置の能力が不十分のため、プロセスの隘路または弱点となっている場合がある。これらの隘路を打開し、製品の質の向上、運転費および運転時間の減少、バッチから連続方式への転換等をもたらす装置の出現を望む要求は化学、医薬および食品工業の近代化に伴いますます高まってきた。

この種の熱交換器に関する研究は比較的新しく、アメリカの海水の淡水化プロセスで同タイプの液膜型蒸発器が検討されており、Sinek⁽¹⁾らは1インチおよび2インチの伝熱管を用いて実験した結果、総括伝熱係数は1000~3500 kcal/m²h℃であり、沸点上昇を考慮して伝熱有効温度差を補正すれば、±15%以内で理論値と一致するといっている。その他 Dukler⁽²⁾が詳細に解析した計算結果もある。本報告は、最近ますます検討されてきている Falling Film Type Evaporator についての実験検討結果を報告する。

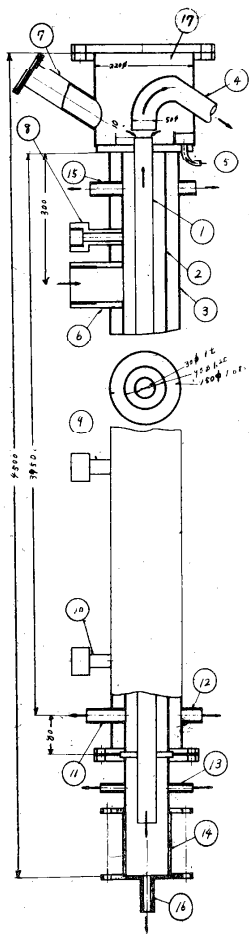
2. 実験装置および実験方法

実験装置(図1)は比較的大型であり、使用した伝熱管は長さ4m、外径30mmφ、肉厚1mmの銅管であり、スチームジャケットにて加熱できるようになっている。実験は垂直伝熱管の管外側に飽和水蒸気を凝縮させ、その潜熱により伝熱管内を膜状で流下する液を蒸発させて熱交換性能を種々検討した。

3. 理論解析

この液膜型熱交換器の熱交換性能を検討するに当り、解析的に分割して考えてみると、垂直平面への凝縮熱伝達係数と、垂直平面からの蒸発熱伝達係数を解析することにほかならない。

ここで、前者の伝熱管の外側に蒸気が凝縮するときの凝縮熱伝達係数はNusselt, Kirkbride, Colburn 5により種々検討されて



1	伝熱管
2	二重管
3	三重管
4	蒸気導管
5	液入口
6	二重管蒸気入口
7	視窓
8	温度計座
9	"
10	"
11	凝縮液出口
12	"
13	圧力計座
14	凝縮液出口
15	蒸気出口
16	液下出口
17	上部蓋

図1 実験装置の詳細図

あり⁽²⁾、実測値と割合によく一致(実測値の方が計算値より約30%大きい)しているものの、後者の蒸発熱伝達係数についての検討はまだ確立されていない。

しかるに、蒸発熱伝達係数を解析する場合、Nusseltの凝縮理論を蒸発側にも適用して計算した。すなわち、流下液膜厚みにすべての熱移動抵抗があると仮定して求めた。

現象は昇温部(未蒸発部)と蒸発部に区別され、それぞれ図2のような温度分布を仮定して解析した。この場合、液膜の厚さは伝熱管の直径に比較して十分小さいので、二次元問題として扱い、最も簡単な場合を考え次のことを仮定して解析した。

- (1) 外力は重力のみ
- (2) 流下液膜の流下は層流である
- (3) 蒸気は飽和水蒸気である
- (4) 水の物性値は温度に関係なく一定である

まず昇温部について解析してみる。凝縮側の液膜厚みを δ_c 、蒸発側の液膜厚みを δ_e とする。蒸発側は供給液温度 t_{in} が沸騰以下であるので、供給液は蒸発せず、下方で蒸発した蒸気が凝縮して加わるため、 δ_e は流入時の液膜厚み δ_0 よりも増加する。ここで、液膜厚みを求めるのにNusseltの式を用い、またFourierの熱伝導方程式を用いて解析すると次のようになる。

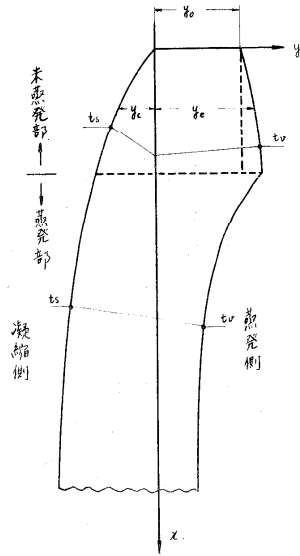


図2 解析モデル

$$\left. \begin{aligned} R_c^4 &= 0.99(R_e^4 - R_0^4) + 5.34(t_s - t_v)X \\ \frac{dR_c}{dX} &= 1.35 \frac{t_v - t}{R_c^3} \\ \frac{dt}{dX} &= \frac{2.19 \times 10^5}{R_0 R_c^2} \left(\frac{t_s - t}{R_c} + \frac{t_v - t}{R_e} \right) \end{aligned} \right\} (1) \quad \left. \begin{aligned} &\text{これを計算機で計算し、} \\ &\text{熱伝達係数 } h = \frac{1}{R} \text{ を求めた。} \end{aligned} \right\}$$

次に、蒸発部について解析する。昇温部の場合と同様に、熱伝導の方程式を用いて解析する。この場合、凝縮潜熱が蒸発に働くとして計算すると次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} R_c^3 &= R_{c0}^3 + 0.99(R_{e0}^3 - R_c^3) \\ X &= X_0 + \frac{0.25}{t_s - t_v} \left(\frac{R_c^4 - R_{c0}^4}{1.34} + \frac{R_{e0}^4 - R_c^4}{1.35} \right) \end{aligned} \right\} (2)$$

4 実験結果および計算結果

まず、加熱水蒸気が 105°C で供給流量が 10 g/s 、供給液温が 90°C の場合の計算結果を図3に示す。これからわかるように、伝熱管内に供給された液が沸騰に達するまでの昇温距離は非常に短く、総括伝熱係数を求めるのに必要な温度差としては、加熱蒸気と流下水の沸騰との差でほとんど差がなくなる。また伝熱管の長さ方向に必

た凝縮熱伝達係数は二次曲線的に大きく変化しているが、蒸発熱伝達係数の変化は直線的である。これはそれぞれ水の液膜厚みから容易に推察することができる。したがって、総括伝熱係数は液入口部すなわち伝熱管の上端で大きく、下端になるほど小さくなっている。

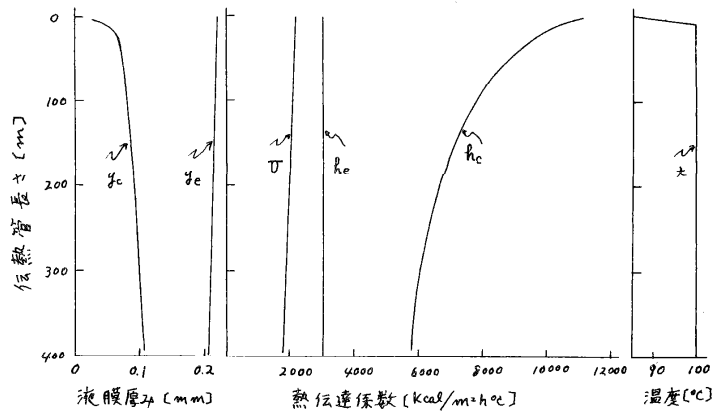


図3 総括伝熱係数の計算値

次に、総括伝熱係数が各供給液量によりどのように左右されるかを計算した値を図4に示す。また同図中に実測値も示す。

5. おさび

図4からわかるように、供給液量が10 g/s以下では実測値と計算値は比較的良好一致しており、それ以上の供給液量では30%前後実測値の方が大きくなっている。これは、本実験の場合14 g/s以上の液

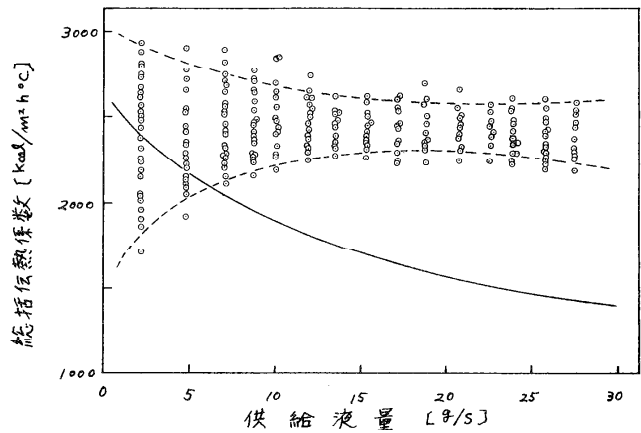


図4 総括伝熱係数の実測値と計算値

流量では流下液膜の流小の状態が乱流となるので、理論解析の仮定から外れためと考えられる。たとえば、Nusselt⁽³⁾の伝熱管への凝縮熱伝達係数をみてわかるように、レイノルズ数が大きくなり乱流になると明らかに凝縮熱伝達係数は大きくなっている。これらのことから、14 g/s以上の供給液量での熱変性能を求めるには層流だけの仮定では無理であり、乱流条件を加味した補正を加える必要があると考える。また、供給液量が5 g/s以下の小流量で実測値のばらつきが大きいのは、流下液膜が不安定な流小方をあつためと考えられる。

(参考文献)

- (1) J. R. Simek : Chem. Eng. Prog., 58, 12, 74 (1962)
- (2) A. E. Dukler : Chem. Eng. Prog. Symo. Series., 56, 30, 1 (1960)
- (3) Mc Adams : Heat Transmission

伝熱研究

Vol. 3, No. 10 1964年6月30日発行

発行所 日本伝熱研究会
東京都文京区本富士町
東京大学工学部機械工学科内
電話 (812)-2111, 内 3328
振替 東京 14749

(非売品) (謄写をもつて印刷にかえます)