

液 化 ガ ス の 拡 散

—I. 液化ガスの水面上への流出—

渡 辺 健 次*

Diffusion of Liquid Gas

—I. Liquid Gas Flow on the Water Surface—

by

Kenji Watanabe

Abstract

In this report, phenomena caused by the liquid gas flow on the water surface are investigated, by using the liquid N as representative matter.

- (1) The unsteady flow of the liquid gas by the gravitational instability is similar to the case of the oil, but the speed of “diffusion” is greater, as the liquid gas has small viscosity.
- (2) A theoretical calculation of heat transfer between the liquid gas and the water is made, and the ice volume calculated as the result of heat transfer agrees fairly with several experimental data. Inversely, heat transfer coefficient can be determined from several observations of the ice volume.
- (3) It is shown that low temperature gas generated on the water surface diffuse as the result of gravitational instability.

1. は し が き

海上における事故や公害への対策をたてるためには、船舶などから流出する有害かつ危険な流体の拡散についてしらべることが必要である。流出の機構、流出する物質の種類によって、ことなつた物理的条件が支配的であることが多く、ことなつたとりあつかいが要求されてくる。

統一的にすべての現象を把握するためには、拡散物質の種類すべてについて検討することなく、これらが水面上に流出するときの挙動により分類し、代表的なものについて研究すればよい。そこで、つぎの諸点がひとつのめやすとして採用できるであろう。

- (1) 比重、水よりも重いか軽いか。空気より重いか軽いか
- (2) 水と混ざるか否か
- (3) 拡散物質の相変化の有無
- (4) 水および空気と拡散物質間の化学変化の有無

たとえば、ここ数年の間なされてきた研究のひとつとして、水面上に流出する油の拡散⁴⁾には油と水の比重差が大きい役割をはたしていることがわかつた。そこで、これを重力拡散といった名称の下に分類することができる。

液化メタンなどのような爆発性液化ガスの拡散については、その極低温あるいは液体から気体への相変化などの性質から、当然特別なとりあつかいがなされなければならない。ここに水面上における低温の液化ガスの拡散にかんして、一般的な現象を調べてゆく必要が生じてきた。

低温液化ガスの拡散は、一般につぎの諸段階を順次経過する。

- (1) 液体としての流出拡散
- (2) 液体から気体への相変化
- (3) 大気中でのガスの拡散

もちろん、これら個々の段階を切りはなせば、それらはすでに研究されていることがらであつて、問題に固有なごく少数の条件をいれて、ごくわずかな修正をほどこすだけでよいと思われる。とくに、完全に気体

* 共通工学部

原稿受付 昭和45年5月29日

となって大気乱流の中で拡散してゆく第三の段階では、拡散源の様子さえ明らかにできれば、なんら新しいもののつけ加わる余地がないであろう。したがって、問題固有の新しい様相はむしろ第一と第二の段階に生ずるであろう。すなわち、大気拡散の拡散源としての液化ガスの挙動にかんしてくわしくしらべる必要がある。

そこで、液化ガスの液体としての流出にともなう諸現象について定性的にしらべ、これをもってつぎの段階の大気拡散の研究の基礎とする。これが本報告の目的である。

実験は液体窒素を水面上へ流出させることによりおこなった。液体窒素および液体メタンの諸性質を以下に比較する。

	N ₂	CH ₄
沸 点 (°C)	-195.8	-161.5
気化熱 (cal/g)	48	121.9
比 重	0.81	0.415
比 熱 (cal/g°C)	0.49	0.816

このように、液体窒素による液化メタンの模擬は、数値的なちがいはあるけれども、はじめに述べた分類基準にてらしても相当に可能である。本質的なちがいは、液化メタンが温度上昇によって空気よりも軽くなるということで、空気と比重がひとしくなるのは -110°C である。したがって大気拡散の場合には、液体窒素による模擬は困難となる。しかし、ここでは液体としてのガスの流出についてとりあつかうから、このちがいについては無視する。

液体としての流出にさいし、まず、水との比重差によって生ずる重力不安定による拡散がおこなわれる。この問題についてはすでにくわしくとりあつかわれた⁴⁾。本質的な差異はまったくない。液体は浮力のポテンシアルから運動エネルギーを受けとって拡がり、粘性その他による運動エネルギーの消散によって減速し、最終的な拡がりに達する。これに要する時間はかなりみじかい。液体は低沸点であるから、常温の水面上ではただちに沸騰して気化する。このとき全液面は気泡におおわれ、はじめほぼ一様であった液体の厚みも、はげしい攪拌作用によって一様でなくなる。この段階でのガスの発生状態、すなわち拡散の源についての知識を得るため、この水と液化ガスの間の熱伝達の問題をとりあつかう。

最後に発生したガスとまわりの空気の混合についての問題がある。もし風がないか、またはあっても弱いとき、発生したガスとまわりの空気間の熱伝導は小さいとみられるので、低温のガスは大きい対空気比重を

もったまま、まわりの空気にもかって重力不安定による拡散をおこなう。

ここに新しい様相が出現したことになる。低温の比重の大きいガスは、空気とまじりあいながらも全体として水面を這うようにひろがり、その間垂直方向へはほとんどひろがらない。液の蒸発が終ったあとも、このガス塊はしばらく水面にとどまり、この状態から通常の大気拡散がおこなわれる。すなわち、液のひろがる範囲よりも大きい範囲にわたるようなガス拡散の“拡散源”が存在するとみなし得る。

ただし、相当風が強いとき、および液化メタンのように空気よりも軽いガスの拡散の場合、様子はちがってくる。前者の場合には、空気との強制的な混合によって、ガスはかなりはやく上方に拡散する。後者の場合の予想として、低温ガスの重力拡散中に、すでにガス塊の境界面近くが十分昇温して上昇を開始することが考えられる。この場合も、拡散源としては液のひろがっている範囲よりもやや大きい範囲にわたるものを考えることになろう。

2. 液化ガスの重力拡散

この問題については、すでに研究されたことと本質的な差異はない。実験は円筒形の容器から、液体窒素を 0.5~6 リットル、円形に流出させておこなった。流出時のはげしい霧煙によって液自体の拡散の観測は不可能であるが、拡がりの最終半径が水面に生じた氷によって推定できる。初期ひろがり と 厚みの関係によって流出の状態にふたつのモード（ドーナツ状と厚みほぼ一定）があるということも氷の厚み分布によって確認された。

前報⁴⁾ によって

$$\text{液前縁の初速 } (dR/dt)_0 = \beta \sqrt{(1-\rho)gZ_0}$$

$$\text{最終半径 } R_\infty = V^{1/2} \left(\frac{5g^{1/2}}{\nu C} \frac{\beta}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{(1-\rho)}}{R_0} \right)^{1/5}$$

ただし、

R_0 ~ 初期半径 R_∞ ~ 最終半径

ρ ~ 比重

Z_0 ~ 初期厚み

ν ~ 粘性係数

g ~ 重力加速度

V ~ 流出液の量

β, C ~ 定数

$\beta \approx 0.7$ とすると、実験よりおよそ

$$\frac{\nu}{\sqrt{g}} C \approx 0.002 \text{ cm}^{3/2}$$

と推定される。この数値にはまだ検討すべき点が残るが、定性的には、A重油の場合の

$$\frac{\nu}{\sqrt{g}}C \approx 0.015$$

とくらべると、粘性が小さいことをしめしている。

3. 水と液化ガス間の熱伝達

流出した液化ガスは、主として水との間の熱伝達によって気化熱を得て蒸発する。もちろん、気化ははげしい沸騰をとおしておこなわれる。液自体の温度は沸点よりそんなに低くないと考えられ、液の比熱は気化熱にくらべてはるかに小さいから、気化熱のみを考慮し、ひろがった液の単位面積が水から受けとる熱流束を知ることによって、単位時間あたりの蒸発量、すなわち拡散源の強さを知ることができる。

まず、流出時の状況を観察する。写真-1のように流出後沸騰する液面は無数の気泡（直径 1 cm 以内）におおわれる。最終拡がりに達したときの液の厚みはちいさく（平均 1 mm 程度）また水面上自由に動き得るから、いわゆる膜沸騰の状態がはっきりあらわれないが、一部分では液滴（直径 1 cm のオーダー）が

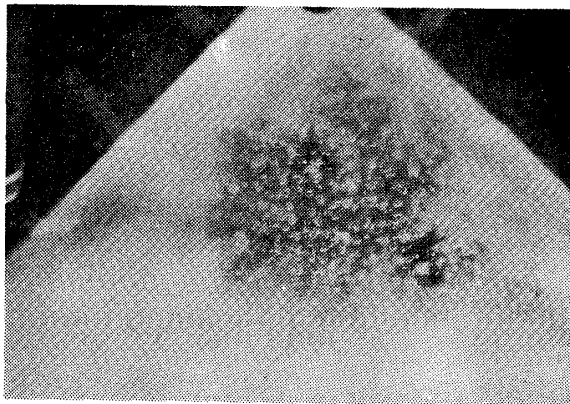


写真-1 液体窒素の沸騰

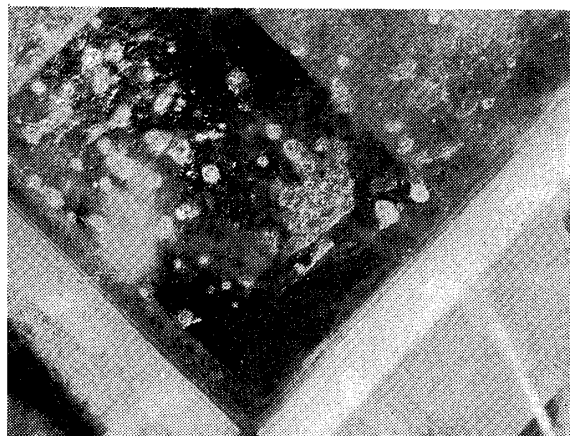


写真-2 氷の形成

かなり永い間水面を動きまわっているのが認められるので、部分的な膜沸騰の存在が考えられる。沸騰の終期には、写真-2のように氷が生じた上に液が残る沸騰をつづけている。それはちょうど石けんの泡だちのようにみえる。沸騰のときの攪拌作用で液の厚みは一樣でなくなり、できる氷の厚みも一樣でない。

沸騰の機構のくわしい解明は他の研究⁵⁾などにまつこととして、発生する氷の量から間接的に、液化ガスのうけとる熱流束を計算することを試みる。すなわち液内における沸騰の様子や温度分布を直接にしらべるのではなく、逆に水の方の温度分布やその変化から熱流束を計算するのである。

3.1 氷の成長の理論

氷の成長について Neumann の理論²⁾にしたがって計算する。鉛直方向にのみ変化があるとして下向きに z 軸をとる。氷生成のときの体積変化を無視して、氷の表面を原点にとる。熱伝導の方程式は

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = \chi_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial z^2} \quad i=1(\text{氷}), i=2(\text{水})$$

境界条件

$$z=0; T_1=T_L \quad z \rightarrow \infty; T_2=T_0$$

$$z=Z_1(\text{氷と水の境界});$$

$$T_i=T_p \quad \kappa_1 \frac{\partial T_1}{\partial z} - \kappa_2 \frac{\partial T_2}{\partial z} = Q\sigma \frac{dZ_1}{dt}$$

初期条件

$$T_2=T_0 \quad Z_1=0$$

この条件を満足する解は k をパラメータとして

$$\frac{\theta_1}{\theta_L} \equiv \frac{T_p - T_1}{T_p - T_L} = 1 - \frac{\Phi(z/\sqrt{4\chi_1 t})}{\Phi(k/\sqrt{4\chi_1})} \quad (1)$$

$$\frac{\theta_2}{\theta_0} \equiv \frac{T_2 - T_p}{T_0 - T_p} = 1 - \frac{1 - \Phi(z/\sqrt{4\chi_2 t})}{1 - \Phi(k/\sqrt{4\chi_2})} \quad (2)$$

$$\frac{\theta_L \kappa_1 e^{-k^2/4\chi_1}}{\sqrt{\pi\chi_1} \Phi(k/\sqrt{4\chi_1})} - \frac{\theta_0 \kappa_2 e^{-k^2/4\chi_2}}{\sqrt{\pi\chi_2} [1 - \Phi(k/\sqrt{4\chi_2})]} = \frac{Q\sigma k}{2} \quad (3)$$

$$Z_1 = k \sqrt{t} \quad (4)$$

となる。

ただし、

$$T_L; \text{液温度} \quad -195.8^\circ\text{C}$$

$$T_p; \text{水の氷点} \quad 0^\circ\text{C}$$

$$T_0; \text{初期水温}$$

$$\left. \begin{array}{l} \kappa_1; \\ \kappa_2; \end{array} \right\} \text{熱伝導率} \quad \begin{array}{l} 5.3 \times 10^{-3} \text{ cal/cm sec } ^\circ\text{C} \\ 1.4 \times 10^{-3} \quad \quad \quad \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{l} \chi_1; \\ \chi_2; \end{array} \right\} \text{温度伝導率} \quad \begin{array}{l} 1.2 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{sec} \\ 1.4 \times 10^{-3} \quad \quad \quad \end{array}$$

Q ; 氷の融解熱 79.7 cal/g

σ ; 水の密度 1 g/cm³

$$\Phi(Z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-\beta^2} d\beta$$

これより, $z = 0$ における熱流束は

$$\frac{2\kappa_1 \theta_L}{\sqrt{4\pi\chi_1 t} \Phi(k/\sqrt{4\chi_1})} \quad (5)$$

時間 t で積分すると, 単位面積あたり伝熱量は

$$\frac{2\kappa_1 \theta_L \sqrt{t}}{\sqrt{\pi\chi_1} \Phi(k/\sqrt{4\chi_1})} = \frac{10.8 \sqrt{t}}{\Phi(5k)} \quad \text{cal/cm}^2 \quad (6)$$

$$\text{単位面積あたりの氷量} \quad k \sqrt{t} \quad \text{g/cm}^2 \quad (7)$$

ゆえに,

$$\frac{\text{氷量}}{\text{伝熱量}} = 0.1k \Phi(5k) \quad (8)$$

これまで液の厚みが一樣ということを暗に仮定してきたが, 一樣でなくとも熱伝導が垂直方向にのみおこなわれるとすれば, 以上のとりあつかいを適用できる。(3)式と(8)式により, 初期水温と氷点の差 θ_0 と, 氷量/伝熱量の関係が, k を介してパラメトリックにあらわされた。Fig. 1 の実線がその関係をあらわし, これに対して, 3 リットルの液体窒素の気化に対応する氷量を縦軸にとると, 実験結果が Fig. 1 のプロットのようになる。

この図にみられるような, 氷の成長の理論と実験結

果の不一致は次の2点にあるとおもわれる。

(1) 水中での対流の存在のために, 水の表面はなかなか氷点にたっしない。また, 氷の成長もおくれる。図をみればわかるように, 対流がおきなくなる 4°C のところで, 計算された氷量は, なんら調節因数のたすけをかりずによく実験と一致する。対流を考慮すれば理論曲線はもっと右下りになるであろう。

(2) 熱伝導のみをとりあげても, 水の表面が氷点にたつするまでの過度熱伝達を無視することはできない。もちろんこの場合にも対流の効果がかさなってくる。

3.2 過渡的熱伝達

ガス拡散源の知識を得るため考察した, 液の蒸発における機構は, 以上のようにかなり複雑であることがわかった。流出した液はほぼ円形にひろがるが, 実際に氷が形成されるのはその一部分で, できた氷の厚みはその面積にくらべてうすい。一方, 氷のできていない領域では, ちいさな液滴がかなり長い間水面を動きまわりながら蒸発しているのがみられる。熱伝達の現象をくわしく分析すると, 種々異なった物理的機構の集成であることがわかるであろうが, 実用的にはなにか一般的実効的な少数の係数の導入によって説明する方がよりよいとおもわれる。

水中の対流の効果は, 実効的には熱伝導率の増加と

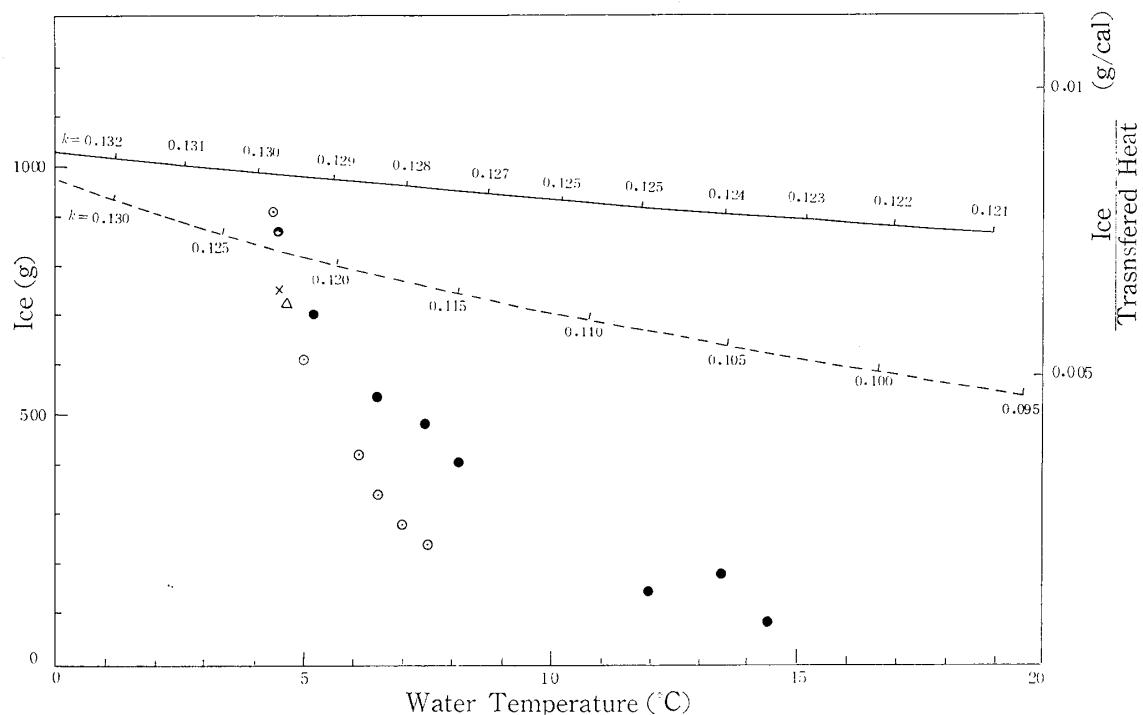


Fig. 1 Relation between Water Temperature and Ice Volume.—Cal. ($\kappa_2=1.4 \times 10^{-3}$),
.....Cal. ($\kappa_2=1.4 \times 10^{-1}$) ● Exp. (no wind) ○ Exp. (with wind)

してとりあつかい得る。水の熱伝導率を 100 倍にして氷の形成について計算すると、Fig.1 の点線のようになる。これよりみると、対流の効果は実験結果を説明するには不十分であることがわかる。氷の熱伝導率がおなじであるから、水の熱伝導率だけ変えても、あまり効果的でない。また、液化ガスがすべて蒸発する割合みじかい時間に、はたして対流がどのくらいの効果をおよぼすか疑問である。

そこで、過渡的熱伝達によるもの、つまり氷を形成するまえに水に伝達されてうしなわれる熱量について計算してみる。

水と液のあいだの熱伝達率を定数 h とする。水面に原点、下向きに z 軸をとり、水中の熱伝導のみ考えると、熱伝導方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$$

$$\text{境界条件} \quad z=0; \quad \kappa \frac{\partial T}{\partial z} = h(T-T_L)$$

$$\text{初期条件} \quad t=0; \quad T=T_0$$

$$T-T_L=\theta \quad \text{とおくと}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2}$$

$$z=0; \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{h}{\kappa} \theta$$

$$t=0; \quad \theta=\theta_0=T_0-T_L$$

この条件を満足する解は

$$\begin{aligned} \theta = \theta_0 & \left[\Phi\left(\frac{z}{\sqrt{4\chi t}}\right) \right. \\ & \left. + \left\{ 1 - \Phi\left(\frac{z + \frac{2h\chi t}{\kappa}}{\sqrt{4\chi t}}\right) \right\} e^{\frac{h}{\kappa}z + \frac{h^2}{\kappa^2}\chi t} \right] \end{aligned} \quad (9)$$

$z=0$ において単位面積あたり単位時間に流れる熱量は

$$h\theta_0 \left[1 - \Phi\left(\frac{h}{\kappa} \sqrt{\chi t}\right) \right] e^{\frac{h^2}{\kappa^2}\chi t} \quad (10)$$

$$T_p - T_L = \theta_p \quad \frac{h^2}{\kappa^2}\chi t = \tau \quad \text{とおくと}$$

水面が氷点にたつまでの時間は

$$\theta_p = \theta_0 [1 - \Phi(\sqrt{\tau})] e^{\tau} \quad (11)$$

を満足する τ によって求められ、それまでの伝熱量は単位面積あたり

$$A = \frac{\kappa^2}{h\chi} \theta_0 \int_0^{\tau} [1 - \Phi(\sqrt{\tau})] e^{\tau} d\tau \quad (12)$$

式(11)と(12)により、はじめの水温 T_0 と水面が氷点に

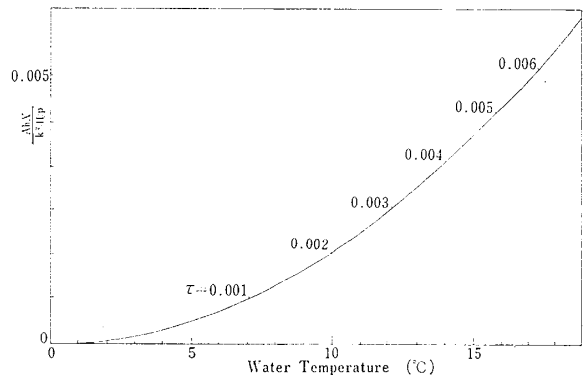


Fig. 2 Transferred Heat by Transient Transfer.

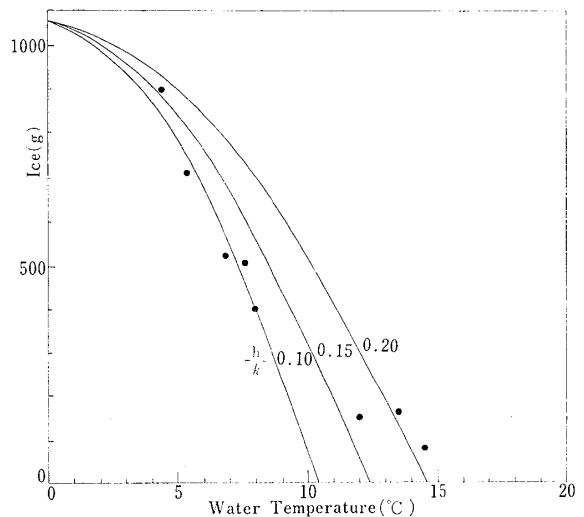


Fig. 3 Theoretical Curve of Ice Volume under the Consideration of Transient Heat Transfer. — Cal. ● Exp.

たつするまでの伝熱量の関係がパラメータ τ を介してあらわされる。Fig. 2 は T_0 と $Ah\chi/\kappa^2\theta_p$ の関係である。 κ , h は実効的な大きさとられる。

この結果をもちいて氷量を計算するには、液のひろがる範囲を考慮しなければならない。液のひろがる面積が大きければ当然氷量は減少する。たとえば、Fig. 1 の白丸は相当強い風の下で流出させたときの結果である。液が風によって散らばるため、氷量が減少している。

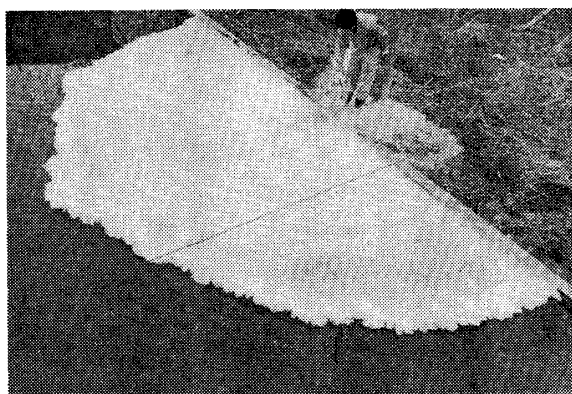
いま、3 リットルの液体窒素が、半径 1 m かつ一様な厚みでひろがったとして計算すると、Fig. 3 のような結果がえられる。計算によって得られた曲線は上に凸であるが、実験結果はどちらかという上に凹の傾向をもつ。 $T_L = -195.8^\circ\text{C}$ であるから $T_0 - T_L$ はこの実験範囲ではほとんど変化せず h , κ などほぼ一

定とみなし得る。しかし、液の厚みが一様でないから、厚みの大きい部分は、水温が相当高くても最後まで残って氷の形成に寄与する。このようにして実験プロットの右側に裾をひく傾向が説明できる。

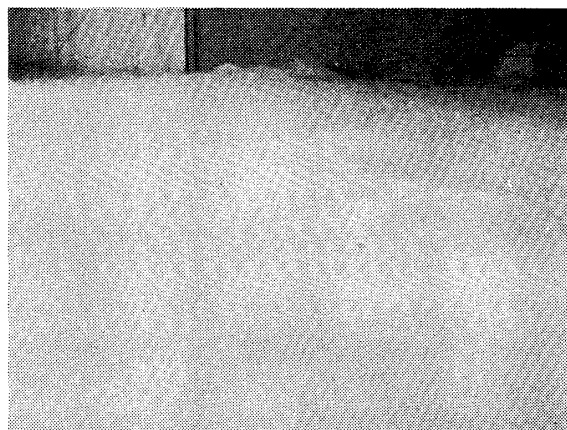
以上のようにして流出のさい形成された氷の量から間接的に、液の気化するときの機構を知ることができた。得られた数値は液体窒素についてのものであるが他の液化ガスについても同様の方法をとることができよう。

4. 低温ガスの重力拡散

はじめに述べたように、液化ガスが気化したとき、相当の低温であるために大気よりも重く、周囲の空気との間に重力不安定を生じ拡散する。写真一三はその様子をしめしている。写真一四のように、中央には流出液が沸騰してガスを発生している部分があり、そこから低温のガスが周囲にほとんど等速度で進行している。ガスのフロントは写真一五のように、周囲の空気と乱流混合して減速する。そのありさまはちょうど寒冷前線の通過に似ている。



写真一三 低温ガスの重力拡散



写真一四 低温ガス発生域



写真一五 ガスフロント

この低温ガスの重力拡散をとりあつかうためには、すでに研究されている液体の重力拡散の結果をそのままもちいることができよう。しかし、いわゆる初期ひろがり・流出全体積などを、あらかじめ知ることができない。また大気との比重差は、低温ガスの温度によってことなる。さらに液の蒸発にはかなり時間がかかり、低温ガスの発生とその重力拡散がつりあって同時に進行している。

まず、ガスが一方方向に拡散する一次元の場合のフロントの初速について考える。フロントの運動を定める方程式として、既報⁴⁾のように、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + (1-\rho)g \frac{\partial Z}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial Z}{\partial t} + u \frac{\partial Z}{\partial x} + Z \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

をとる。 Z は低温ガスの厚み、 u は速度である。ガスの発生と、その発生域の境界における外向きの流れがつりあっているという条件を満足させるためには、

Fig. 4 のように、既報の結果(a)の全体に右向き

$$\sqrt{(1-\rho)gZ_0}$$

なる速度を重ねあわせて、(b)のようにすればよい。もちろん、このときもフロントは衝撃波の形ですすむ。

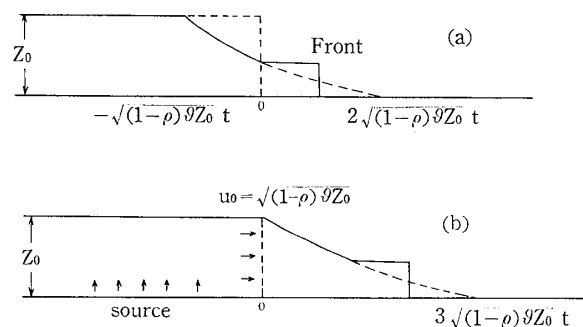


Fig. 4 Initial Velocity of Gas Front.

フロントの乱流混合による減速を考える。はじめフロントの速度 v 、厚さ Z とする。単位時間に一定量の空気との混合がおこなわれるとすれば、時間 t の後に厚さは $Z + \alpha t$ となる。 α は定数である。フロントにおける単位幅あたりの運動量流束が一定であるべきなので、時間 t の後の速度 v' とすれば

$$(Z + \alpha t)v'^2 = Zv^2$$

$$v' = v \sqrt{\frac{Z}{Z + \alpha t}}$$

となる。二次元拡散の場合は、これに二次元効果がつけかわる。

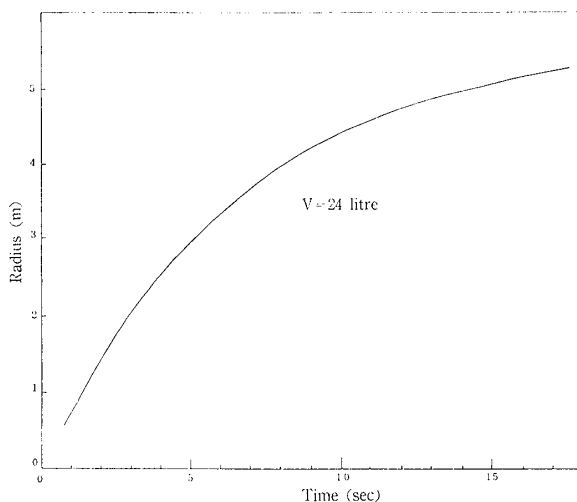


Fig. 5 Motion of Gas Front (Exp).

Fig. 5 は 24 リットルに相当する液の二次元流出のときの、ガスフロントの運動の一例である。くりかえすようであるが、重力拡散のとりあつかいに必要な初期ひろがり、あるいは厚みをあらかじめ知ることができない。定まったパラメータとしては、流出液の体積 V しかない。初期厚み Z_0 初速 v_0 とすれば、

$$v_0 \propto \sqrt{Z_0}$$

である。ゆえに、わき出し部分から外へ流れだす単位幅あたりのガス流量は、

$$Z_0 \cdot \sqrt{Z_0} = Z_0^{3/2}$$

に比例する。単位時間、単位幅あたりのわき出し量は、この流出とつりあっているが、液の流出範囲がおなじ程度の大きさであれば、わき出し量は液の流出量 V に比例するであろう。ゆえに、

$$V \propto Z_0^{3/2}$$

$$\text{けっきょく } v_0 \propto V^{1/3}$$

となる。Fig. 6 に実験の一例をあげる。このとりあつかいでもっとも大きな仮定は液の流出範囲一定ということである。流出量 V が大となれば、この仮定は成

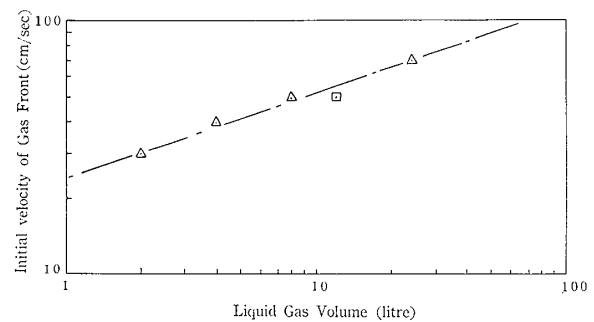


Fig. 6 Relation between Initial Velocity and Liquid Volume.

立しそうもない。また流出のさせ方によってもことなるから (Fig. 6 の△印と□印) 上の $1/3$ 乗則は大ざっぱなものである。

低温ガスの重力拡散については、まだその構造を明らかにするほどのデータが得られていない。したがって、くわしい解明については後にゆづることにして、現在までに得られたデータを整理して述べ、風のあるときの影響をつけ加えておく。

5. 重力拡散段階における低温ガス濃度分布

気化したガスははじめその沸点を温度として有し、熱伝導率がちいさいため、主としてまわりの空気との混合によって温度上昇する。したがって低温ガスが発生しているとき、その温度を測定してガス濃度を推定することができる。とくにこの方法は重力拡散段階のように濃度が大きいときに有効である。しかし微量ガスの検出には、精度のわるい温度計測にたよることはできず、他のガス分析装置をもちいる。

以上の考えにしたがって、液体窒素流出のときに、周囲各点に熱電対 (クロメル-アルメル) を配置し、温度変動をしらべた。使用計器によって同時測定点の数は限られたが、ほぼ重力拡散についての前節の考察をうらづけるデータが得られた。

Fig. 7 は流出液中心から 75 cm はなれた点における垂直方向各点の温度変化である。計測の誤差は温度変化の 10% 程度である。ゆえに低温ほど誤差が大きい。結果をみると、いずれもはじめの液化ガス気化による濃度の上昇と、頂点にたったのちの拡散による濃度減少がしめされている。流出液の量が多いほど温度変化率が大きく、高いところまで大きな濃度になっている。すなわち、低温ガスの重力拡散におけるわき出し量や初期厚みについての仮定がうらづけられる。風のあるときは、拡散がはやいこともわかる。Fig. 8

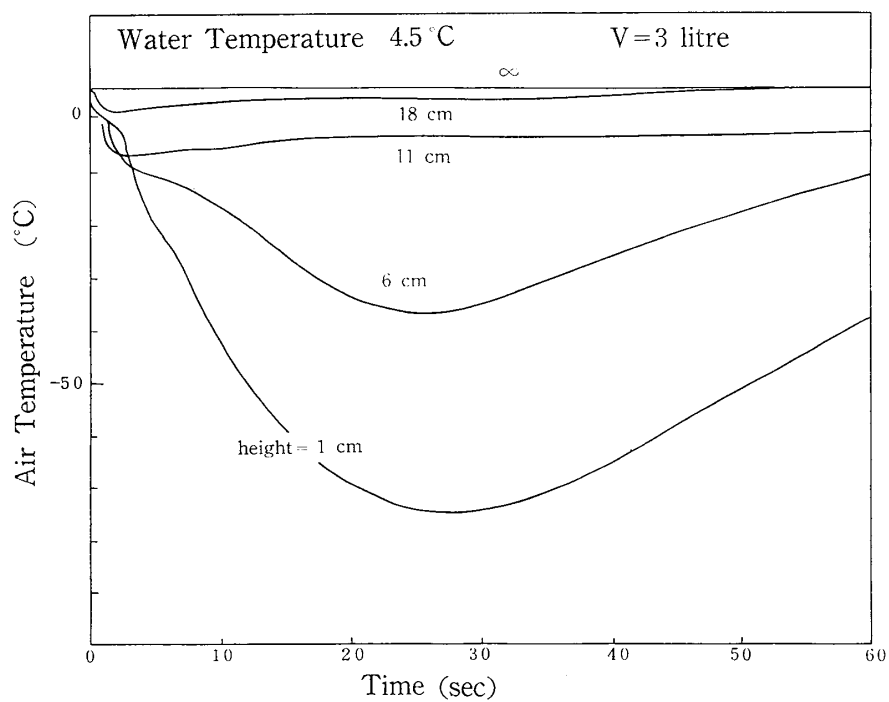


Fig. 7—(a) Temperature Variation.

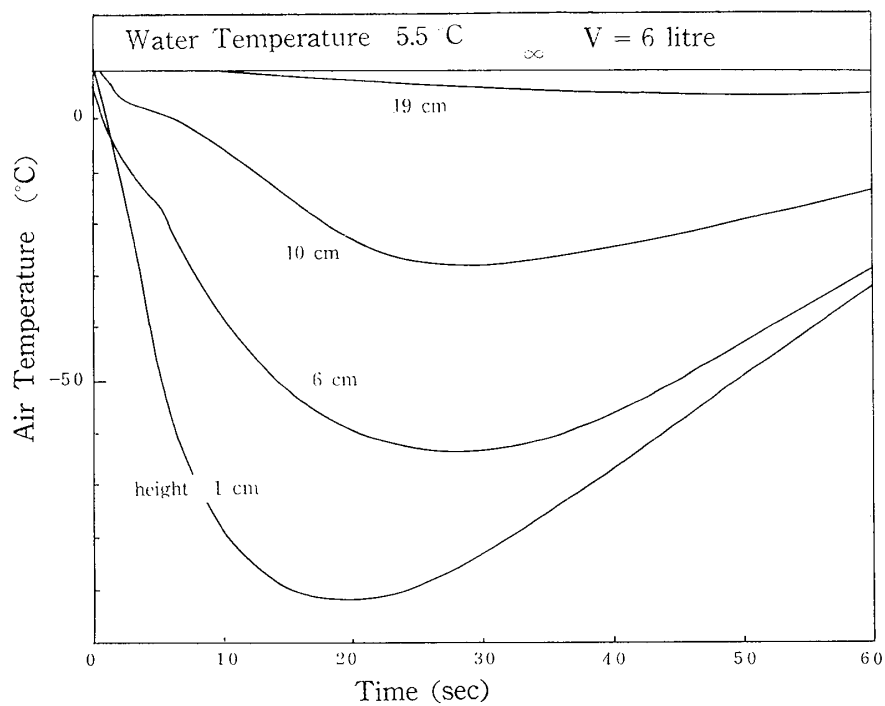


Fig. 7—(b)

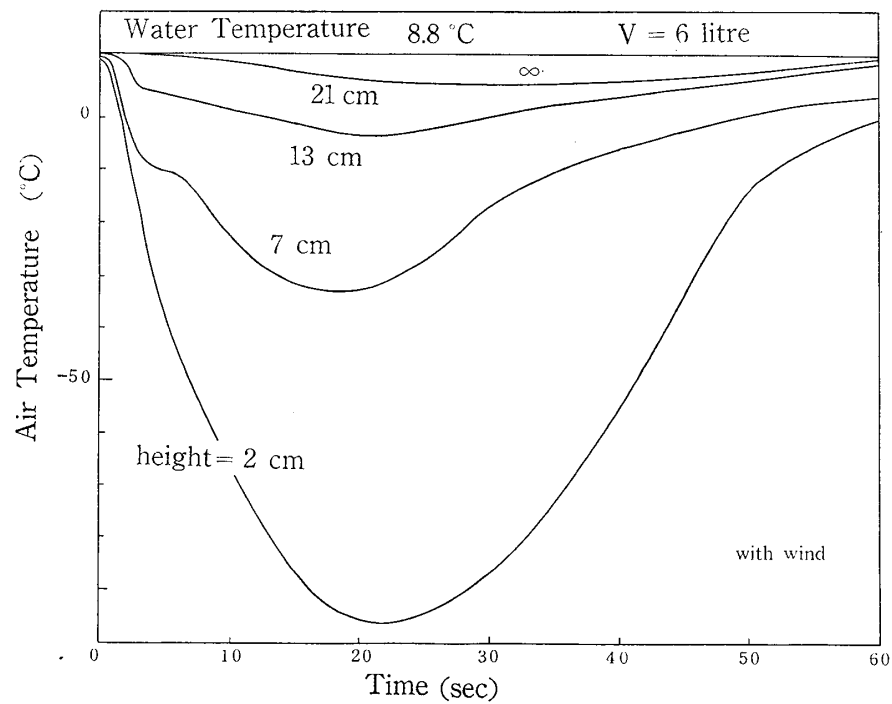


Fig. 7-(c)

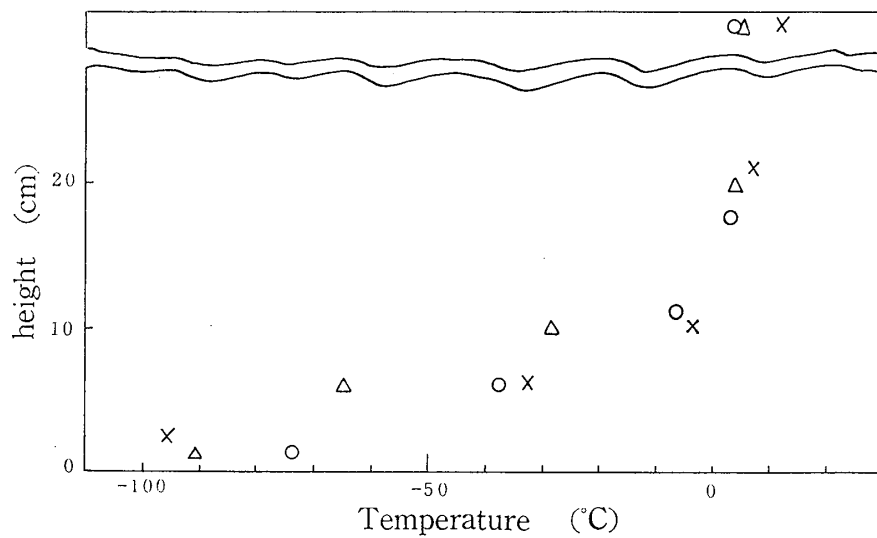


Fig. 8 Vertical Distribution of Minimum Temperature.

○ 3 litre, no wind. △ 6 litre, no wind. × 6 litre, with wind.

は最低温度の垂直方向分布である。Fig. 7, 8より、気化したガスは、ある高さ以上に上昇せず、拡散は水平方向に重力拡散としておこなわれていることがわかる。

Fig. 9は、水平方向各点における温度変化である。

測定点は流出中心から風下方向、水面より1~2 cmの高さにとった。Fig. 10は最低温度分布である。6リットル流出はドーナツ型モードをもつため、流出中心より遠いところで逆に濃度が高いところができている。風およびその強弱による影響はあきらかである。

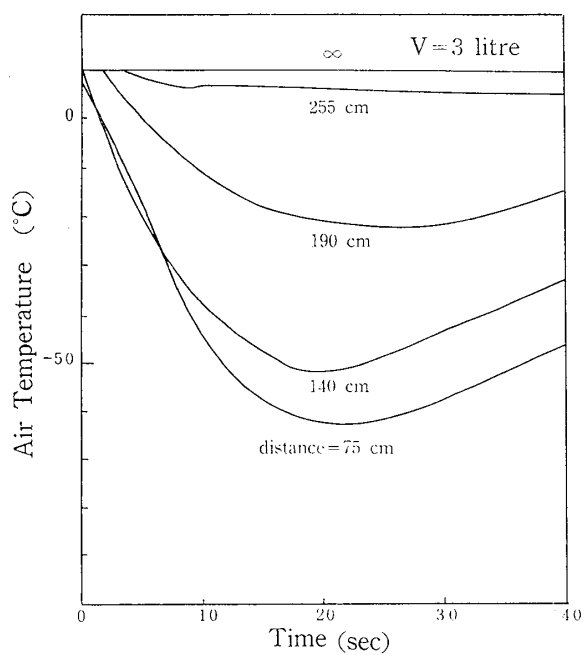


Fig. 9—(a) Temperature Variation.

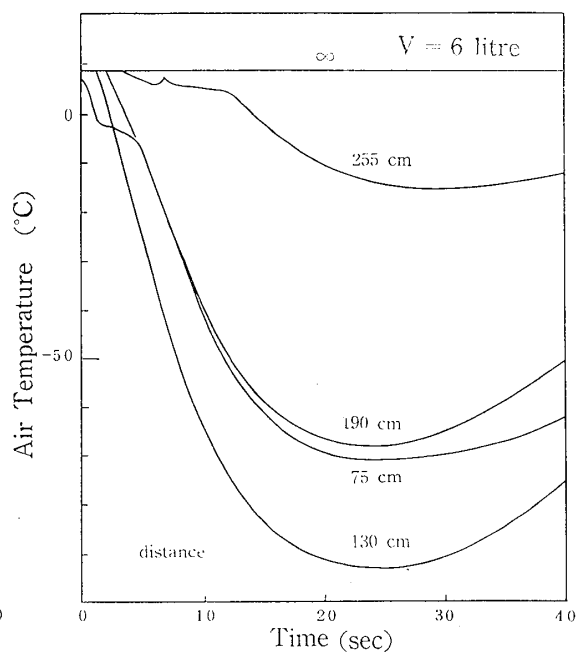


Fig. 9—(b)

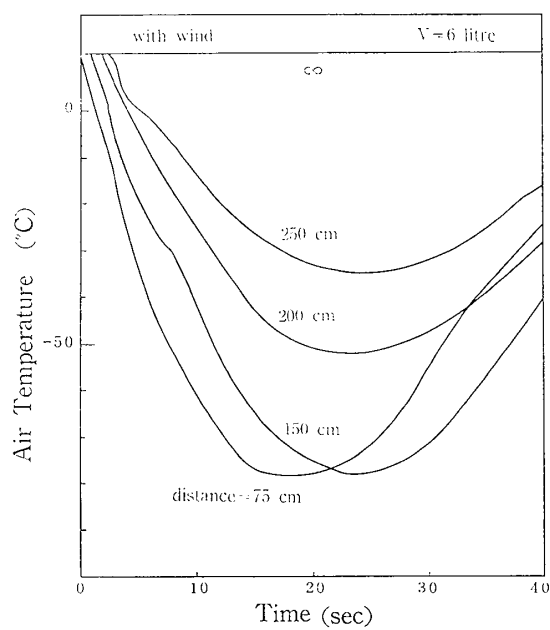


Fig. 9—(c)

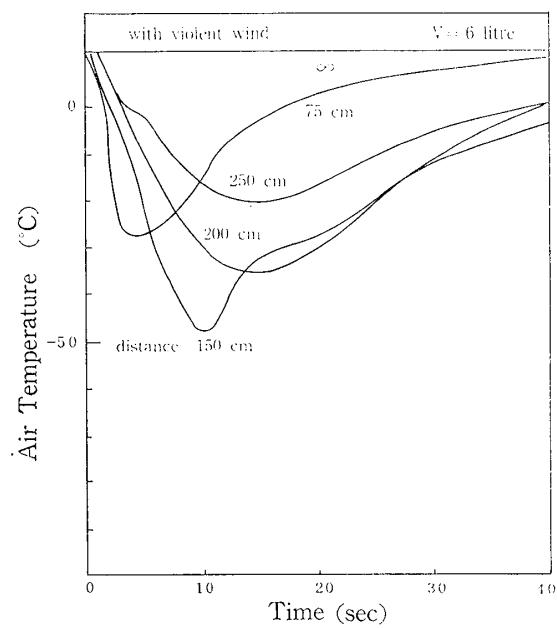


Fig. 9—(d)

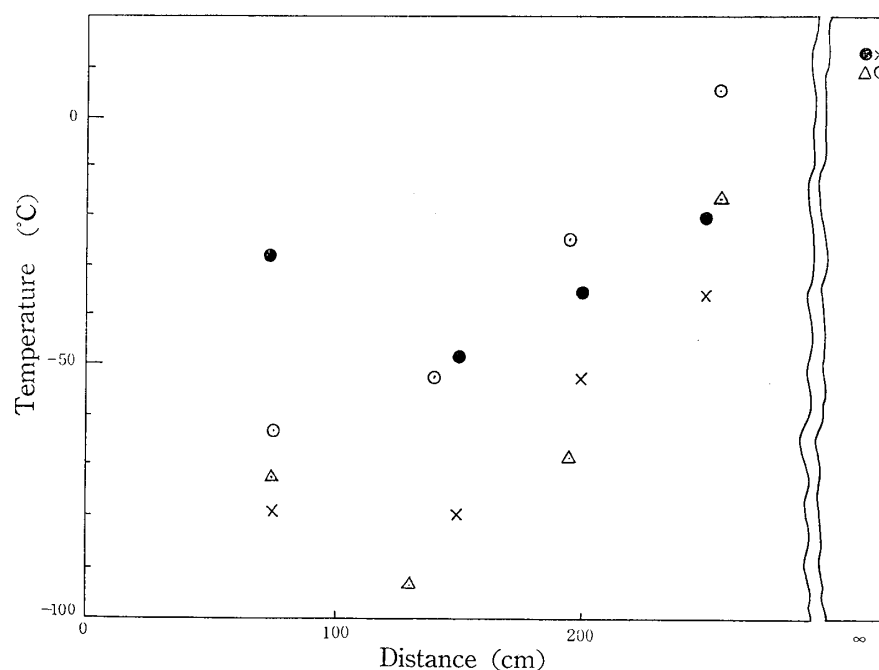


Fig. 10 Horizontal Distribution of Minimum Temperature.

○ 3 litre, no wind. △ 6 litre, no wind. × 6 litre, with wind. ● 6 litre, violent wind.

6. 重力拡散を考慮にいたれた拡散方程式

低温ガスの大気中での拡散は、重力拡散の現象が存在するためにやや複雑となる。ここでは大気拡散の問題にはいる準備として、拡散方程式の形を定めよう。

一般的に書くと

$$\frac{\partial C}{\partial t} + (\vec{v} \text{ grad})C = \text{div}(D \text{ grad } C)$$

の形となる。左辺第二項は対流項である。したがって重力拡散をこの項にふくませれば、 $\vec{v}$ が拡散速度をあらわすことになる。

もし風がなければ、円形流出液からの拡散の方程式は、

$$\frac{\partial C}{\partial t} + v(r, t) \frac{\partial C}{\partial r} = \frac{\partial}{\partial r} \left[D_r r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{C}{r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(D_z \frac{\partial C}{\partial z} \right)$$

ただし、 C は濃度の円周積分で、 D_r , D_z は拡散係数 $v(r, t)$ は一般に場所と時間の関数となるであろう。

7. む す び

液化ガス流出にともなう現象について研究し、次のような結果を得た。

(1) 液の重力不安定による水面上への流出拡散には

すでに得られた結果が適用できる。

(2) 液化ガスが水面上で気化するときの機構を理論的に解明した。生成される氷の量から間接的に液と水との間の熱伝達ひいてはガスの発生速度がもとめられることがわかった。

(3) 気化した大量の低温ガスは、風がないかまたは弱いときには、一種の重力不安定による拡散をおこない、水面にひろがって次の大気拡散にたいする拡散源を形成することがわかった。

今後研究すべき問題としては、大気拡散の問題はもちろんであるが、重力拡散の構造、気相が空気よりも軽い場合などが残っている。

〔参 考 文 献〕

- 1) E. Eckert ; R. Drake. Heat and Mass Transfer Mc Grawhill 1959.
- 2) 川下研介 ; 熱伝導論 (応数講座), 河出書房.
- 3) 橘, 秋山, 岡本, 森下 ; 伝熱論, コロナ社.
- 4) 渡辺健次 ; 重力不安定による液体の拡散 I, II, 船研報告 Vol. 5, No. 6 ; Vol. 6, No. 6. 43, 44年.
- 5) 玉木, 涌坂, 長内, 内田 ; 液体窒素の沸騰実験, 船研研究発表会講演概要 45年 5月.