ISSN 0426—2700

REPORT OF FIRE RESEARCH INSTITUTE OF JAPAN

Serial No. 59 March 1985

消防研究所報告

通 巻 59 号 1985年3月

目 次

研 究

ヘプタン炎への流入空気量及び炎からの放射熱……湯本太郎，古積 博……(1)

繰返し曲げを受けるアニュラープレートの弾塑性ひずみ挙動

……亀井浅道，山田 實……(13)

二，三の地域における救急活動の統計的解析……寒河江幸平……(25)

水溶性液体用高分子ゲル生成型泡消火剤の発泡性能について

……林 幸司，星野 誠……(33)

三次元数値計算による区画室内の火災気流の研究……佐藤晃由……(45)

水張り試験時の石油タンクへのＡＥ法の適用(1)——修復タンク——

……佐々木弘明，稲垣 実……(57)

耐火室内火災における発生ガスの毒性評価 ……守川時生，箭内英治……(67)

消 防 研 究 所

東 京 都 三 鷹 市

REPORT OF FIRE RESEARCH INSTITUTE OF JAPAN

Serial No. 59 March 1985

— Contents —

MEMOIR

Air Entrainment into Heptane Fires and Heat Radiation from the Fires
..... Taro Yumoto and Hiroshi Koseki ..... (1)

Strain Analysis of Annular Plate in Oil Storage Tanks
..... Asamichi Kamei and Minoru Yamada ..... (13)

Statistical Analyses of Ambulance Service in Some Regions
..... Kohei Sagae ..... (25)

Foam Properties of Polar-solvent Type Aqueous Film Forming Foam (AFFF) Agent
..... Koji Hayashi and Makoto Hoshino ..... (33)

Three-dimensional Numerical Study of Fire-induced Ventilations in Enclosures
..... Kohyu Satoh ..... (45)

Application of AE Method to Oil Strage Tanks in Hydrostatic Test (1) — Repaired Tanks —
..... Hiroaki Sasaki and Minoru Inagaki ..... (57)

Evaluation of Toxicity of Effluent Gas in A Burning Room
..... Tokio Morikawa and Eiji Yanai ..... (67)

Published by
Fire Research Institute of Japan.
14-1, Nakahara 3-chome, Mitaka, Tokyo, Japan

ヘプタン炎への流入空気量及び炎からの放射熱

湯本　太郎・古積　博

（昭和59年11月30日受理）

1. まえがき

石油タンク火災における危険性を評価する上で重要な燃焼特性には燃焼速度(液面降下速度)，炎から周囲への放射熱，火炎温度，炎の高さなどがある。

このため，多くの研究者が各種可燃性液体を異った直径のオープンタンク内で燃焼させ，上記の燃焼特性を調べてきた。このうち最もデータの多いのは燃焼速度[1]で，次いで炎から周囲への放射熱[2~15]，大炎内温度[8,12~14,16~20]の順である。

一方，石油タンク火災に代表される液面燃焼では，ごく一部の可燃性液体を除いてその燃焼に際し黒煙を発生すること，また黒煙の量はタンク直径の増加とともに増すことは衆知の事実である。この黒煙による輝炎部のしゃへいの結果，炎の平均の放射発散度が減少する。黒煙の発生は明らかに火炎への流入空気量に関係する。しかし，流入空気量及び火炎内ガス組成に関するデータは非常に少ない。流入空気に関しては，Thomasら[21]のメタノール炎，Raj[19]のJP-4炎及び湯本ら[20]のヘプタン炎から得たデータ位である。また火炎内ガス組成に関してはThomasら[21]，Algerら[12]のメタール炎及びJP-5炎，Johnsonら[22]のJP-4炎及び湯本ら[20]のデータがある。

しかし，流入空気量に結びつく火炎内気流速度の測定点はRajの場合，中心軸上ただ1点である。また，ヘプタン炎では中心軸上数箇所の気流速度を測定し，火炎への流入空気量を求めたが，流入空気量の算定に際し，1)火炎の任意の断面上における熱気流の質量は半径方向に対しトップハット分布である。2)炎の形はタンクの直長と同じ直径の円筒であると仮定した。

トップハット分布という仮定は，これまで乱流拡散炎の高さの推定のための数学的モデルには使われている[23]が，実際にそれでよいのかどうか確かめる必要がある。

一方，これまでの炎から周囲への放射熱測定のほとんどすべてが炎全体からの放射熱に関してであり，炎の高さ方向の一部分からの放射熱に関するデータは非常に少ない[13,15]。炎の各部分からの放射熱を知ることは防災上有意義である。

そこで，本研究ではn-ヘプタンを直径の異なるオープンタンク内で燃焼させ，垂直方向の熱気流速度の半径方向の分布を実験的に調べ，火炎への流入空気量とタンク直径との関係を求めた。また，炎全体からの放射熱を測定し，黒煙による輝炎部のしゃへい効果がどの直径のタンクからあらわれるかを調べた。さらに，ナロー・アングルの放射計を使って，炎を高さ方向に区切った場合の各部分からの放射熱を測定した。

2. 実　験

無風に近い状態で，n-ヘプタンを直径30cm，60cm，1m，2m及び6mの鋼製オープンタンク内で燃焼させ，火炎内気流速度，火炎内温度，火炎内ガス組成，ヘプタンの燃焼速度（液面降下速度）及び炎から周囲への放射熱を，それぞれ下記の方法により測定した。

2.1 燃焼速度

あらかじめ水を張ったタンクにヘプタンを厚さが約3cmとなるように注ぎ，液面からタンク上縁までの距離を3cmとした後，タンク配管の一端に差動トランス型浮子式液面計（測定範囲最大50mm）を接続し，燃焼時の液面降下速度を測定した。液面計からの出力はペン書きレコーダーに記録した。

2.2 熱気流速度

タンク中心軸上及び半径方向の計9箇所の垂直方向の熱気流速度を，ステンレス製のピトー管[20]（Bidirectional Pressure Probe）によって測定した。これらピトー管は，それぞれ差圧トランスジューサー（測定範囲最大水柱70mm）及び差圧増幅器と組合わせ，その出力はデーターレコーダー及びペン書きレコーダーに記録した。

2.3 火炎内温度

2m及び6mタンクの場合，温度はそれぞれ64組及び59組のシース型熱電対[20]によって測定した。その他のタンクは80組のシース型熱電対を使った。熱電対はすべて線径0.32mmのクロメル・アルメルでシース部は外径1.6mmのステンレス製及びガラス繊維製の2種類のものを使用した。2m及び6mタンクの場合は，取り替えずに何回も使えるステンレス製シースの熱電対のみを使った。これら熱電対からの出力は80点をコンピューティング・データ・ロガーにより4秒ごとに記録した。

2.4　火炎内ガス組成

1回の実験に，タンク中心軸上3～6箇所の火炎内ガスを3～5分間かけてそれぞれ同時に採集し，ガスクロマトグラフによって分析した。酸素，二酸化炭素，一酸化炭素については，ガスクロマトグラフによる分析のほかに，ガルバニ電池方式の酸素濃度計，非分散型赤外線方式の二酸化炭素及び一酸化炭素濃度計により連続分析も行った。

ガスサンプリングプローブは先端がすすで詰まるのを避けるため，内径10mmのステンレス管そのものを使った。また配管の途中にはすす除去用のグラスウールを詰めたガラス円筒及び高沸点成分を除去するため，氷で冷やしたトラップを設けた。ガスサンプリングに際しての操作方法及びサンプリング後のガス分析の条件等は，これまで[20]とまったく同じなので省略する。

2.5　火炎からの放射熱

炎から周囲への放射熱は，炎全体が見えるように無次元距離 $L/D=3\sim6$ の位置に配置した5台の一般の放射計（以後，ワイド・アングル放射計と呼ぶ）によって測定した。ここに，Lはタンク中心からワイド・アングル放射計までの距離，Dはタンクの直径である。

また，別の5台のワイド・アングル放射計に開口部が長方形で，視野がそれぞれ異なるフードを取りつけこの5台をまとめて $L/D=6$ の位置に配置し，炎を高さ方向に区切った場合の部分的な放射熱を測定した。地面からワイド及びナロー・アングル放射計迄の高さはすべて，タンクと同じ高さとした。

なお，上記熱電対，ピトー管及びガスサンプリングプローブは，タンクをはさんで立てた2本の鋼製支柱間に，水平に張った10本のステンレス製ワイヤーに取りつけた。2m及び6mタンク実験は屋外で行った。

3.　実験結果

3.1　燃焼速度

燃焼速度とタンク直径との関係を **Fig. 1** に示す。燃焼速度は直径の増加とともに増し，直径6mでは6.9mm/minである。**Fig. 1** は無風時のデータであるが，同じ6mタンクでも風速2～5m/sの時，燃焼速度は10.0mm/min[24]，また風速3.5～4.7m/s，直径10mタンクの燃焼速度は8.6mm/min[9]であることから，風は比較的直径の大きなタンクでの燃焼にも，影響を与えることがわかる。しかし，直径の小さい時程，風による影響は大きくない。

3.2　熱気流速度

ピトー管からの圧力差及び熱電対による温度をもとに得た中心軸各点の垂直方向の平均熱気流速度を **Fig. 2** に示す。熱気流速度の算出に際しては，流体をすべて空気と仮定した。平均の気流速度はタンク直径とともに増している。しかき，燃焼速度はタンク直径が大きくなるとほぼ一定の値となること，また直径15mのJP-4炎[19]の中心軸上の無次元高さ $H/R=0.75$ における平均気流速度が11m/sであることを考りょに入れると，タンク直径がさらに大きくなっても平均気流速度は6mタンクのそれを大きく上回ることは無いと思われる。ここに，Hはタンク上縁からの高さ，Rはタンクの半径である。

一方，平均気流速度のピークを示す無次元高さは，後述の中心軸上の温度のピークを示す無次元高さよりも高い所にある。

3.3　火炎内温度

中心軸上各点の平均温度と無次元高さとの関係を **Fig. 3** に示す。中心軸上の最高温度はタンク直径が増

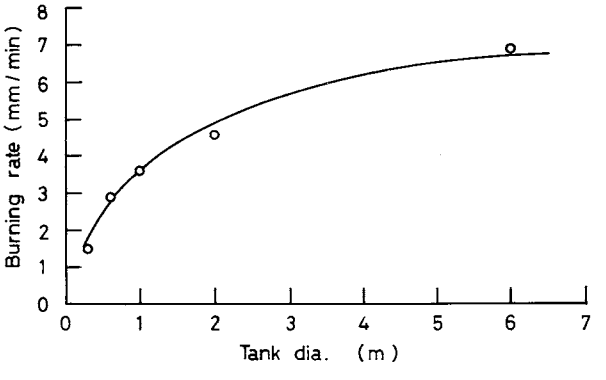


Fig. 1　Effect of tank diameter on burning rate of Heptane.

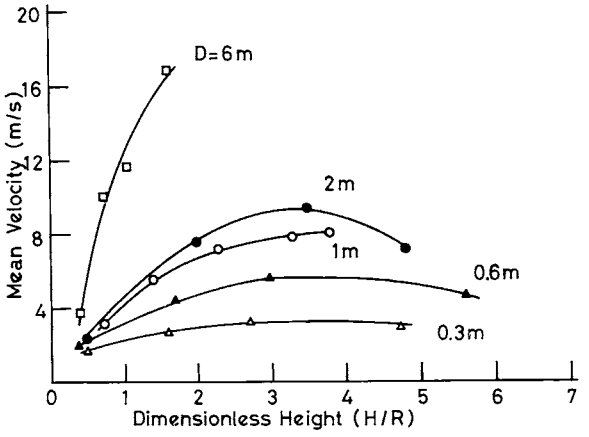


Fig. 2 Mean vertical velocity profiles along the flame axis (H : Height above top of tank. R : Tank radius).

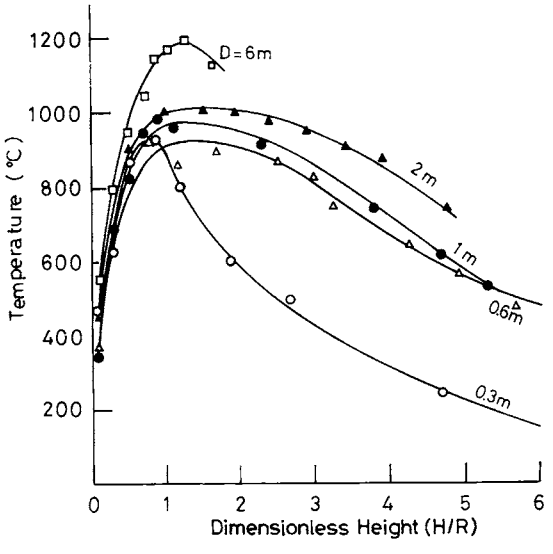


Fig. 3 Temperature profiles along the flame axis.

すにつれて高くなる傾向がある。しかし，直径15cmのJP-4 炎[19]や直径30及び50mの灯油炎[13]のデータから推察すると，タンク直径がさらに大きくなっても中心軸上の最高温度は1,200～1,300℃と思われる。

Fig. 4 は火炎内各点における平均的な温度をもとに得た温度分布の１例である。等温線が炎の基部において最も密であることから，周囲の空気は炎のどの場所よりも，炎の基部において最も多量に流入していることがわかる。**Fig. 4** は６mタンクの場合であるが，他

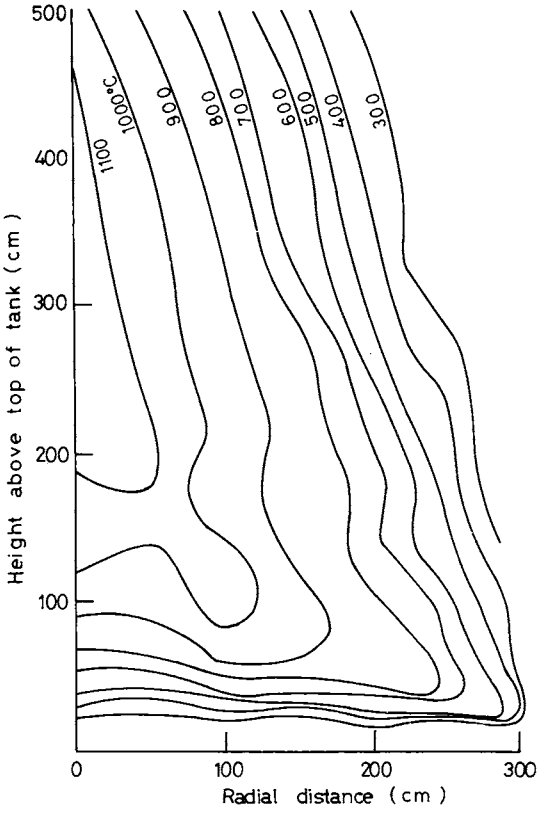


Fig. 4 Isotherms in Heptane fire from 6m tank.

のどのタンクの場合も同様なパターンを描いている。

3.4 火炎内ガス組成

分析した化学種はヘプタン，酸素，窒素，二酸化炭素，一酸化炭素，メタン，エタン，プロパン，アセチレン，エチレン，プロピレン，ブテン，ベンゼン等であるが，ここでは酸素及び二酸化炭素のみを示す。

中心軸上の酸素濃度は **Fig. 5** に示されるように，無次元高さの増加とともに高くなっていく。また同じ無次元高さではタンク直径が大きい程，その濃度は減少しており，このことからタンク直径が大きい程，酸素は中心軸に達しにくくなっていることが分る。なお，**Fig. 5** 及び **Fig. 6** には直径15mの JP-4 炎のデータ[22]を参考までに入れた。

Fig. 6 から中心軸上の二酸化炭素濃度は $H/R \fallingdotseq 1$ で最大値をもつ。この最大値を示す高さは，温度の最高値を示す高さとほぼ一致している。したがって，この位置が中心軸上で最も反応が盛んな所と考えられる。タンク径と濃度の最大値との関係については後で述べ

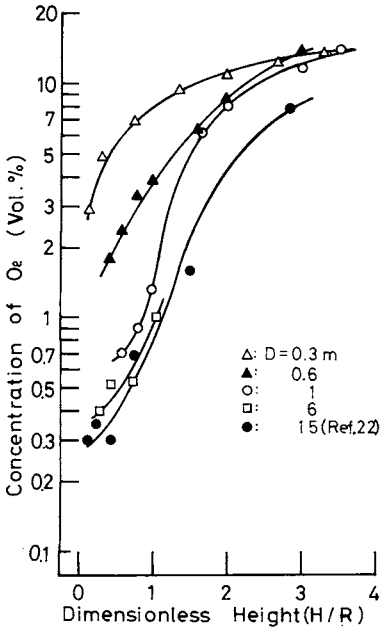


Fig. 5 Oxygen concentration profiles along the flame axis (Solid circle : JP-4 fire, Ref. 22).

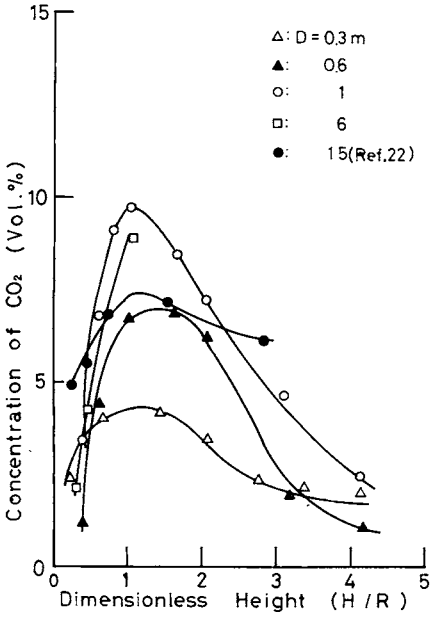


Fig. 6 Carbon dioxide concentration profiles along the flame axis (Solid circles : JP-4 fire, Ref. 22)

る。

3.5 周囲への放射熱

ワイド・アングル放射計によって放射照度と無次元距離との関係を **Fig. 7** に示す。どのタンクの場合も放射照度は無次元距離の 2 乗に逆比例している。図中，実線の勾配は－2 である。一方，同じ無次元距離における放射照度は 2 m タンクまでは，タンク直径の増加とともに増している。これは燃焼速度が直径の増加とともに大きくなるためである。

しかし，直径 6 m の燃焼速度は 2 m タンクのそれよりも大きいにもかかわらず，放射照度は 2 m のそれとほぼ同じである。これは 6 m タンクでは **Fig. 8(a)～(c)** の炎のスケッチから分るように，黒煙による輝炎部のしゃへい効果がでているためである。なお，これらスケッチは，各タンクにおける定常燃焼中の炎の高さの最も高い時と，低い時の写真をトレースしたものである。

炎を高さ方向に適当に分割した場合の炎の各部分の放射発散度は，測定範囲内ではどの高さにおいてもタンク径の大きいもの程大である。これは燃焼速度がタンク直径の増加とともに増していること及び，炎の放射率がタンク直径の増加とともに増すためである。放射発散度が最大となる高さはタンク直径が増すにつれて低くなる傾向があるが，測定範囲では $H/R=2$ の附近である。

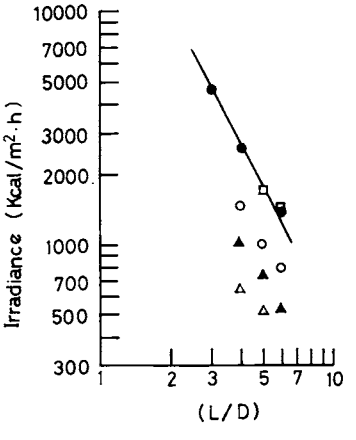
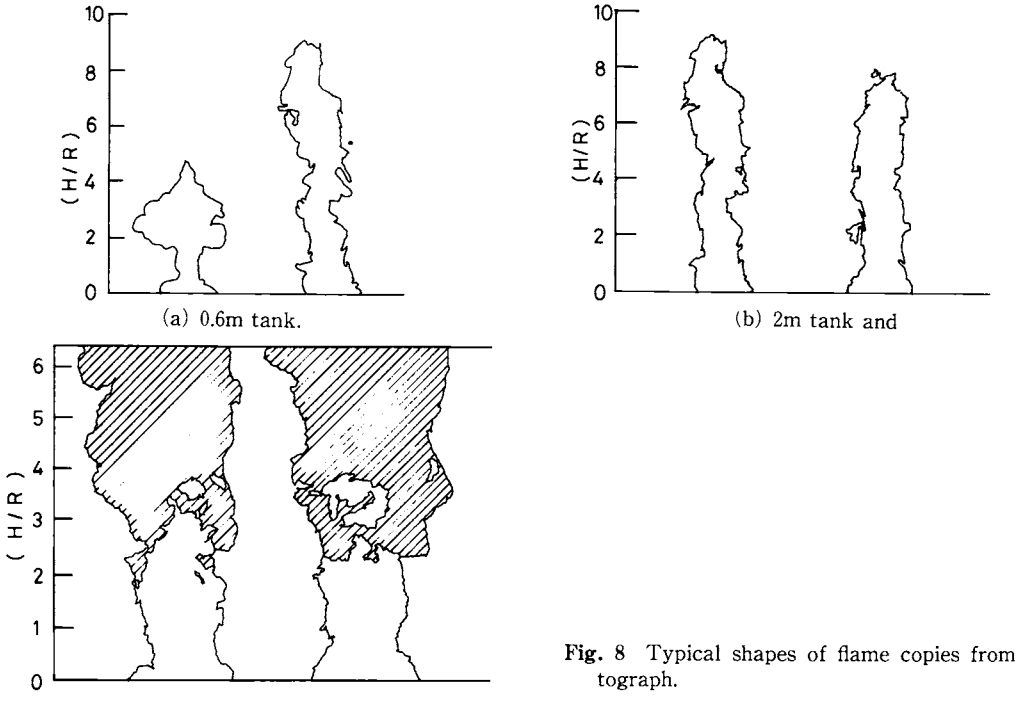


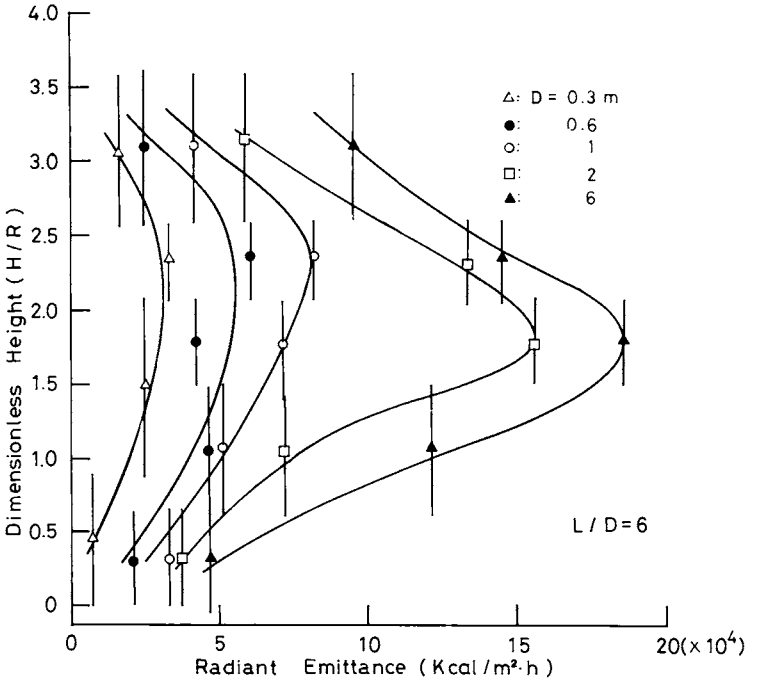
Fig. 7 Heat radiation from Heptane fires (Solid circle : 6m tank, Open square : 2m, Open circle : 1m, Solid triangle : 0.6m, and Open triangle : 0.3m). L is the distance from center of tank to radiometer, and D is the tank diameter.



(a) 0.6m tank.　(b) 2m tank and

(c) 6m tank.　Shaded areas show black smoke.

Fig. 8 Typical shapes of flame copies from photograph.



Fie. 9 Radiant emittance measured by narrow-angle radiometers.

炎全体から得た放射熱は2mと6mタンクがほぼ同じ値（**Fig. 7**）であるが，炎の部分的な放射発散度は，どの高さにおいても6mタンクの方が大きい。これは**Fig. 8(c)**からもわかるように，測定範囲内では黒煙による影響をほとんど受けていないためである。特に，$H/R \fallingdotseq 2.2$迄はまったく黒煙は見あたらない。

4. 考　察

4.1 炎への流入空気量

連続の式から，炎のある高さにおける断面を通過する熱気流の質量は，液面を離れたヘプタンの質量と液面からその高さ迄に炎へ流入した空気の質量の和に等しい。そこで，Steward[23]が炎の高さの推定で行ったように，炎の任意の断面上では，熱気流の質量流束は，その断面上のどこを採っても一定である，つまり質量流束はトップハット分布であると仮定し，さらに，炎は円筒状であって，その半径はタンクの半径に等しいと仮定すれば，火炎への流入空気量は中心軸上の気流速度及び温度を使って容易に求めることができる。

一方，ヘプタンの燃焼速度は直径とともに変わっているので，炎への流入空気量 M_0 の大小だけで燃え方のよしあしを論じるのは適当でない。炎への流入空気量を，燃焼速度をもとにして得たヘプタンの完全燃焼に必要な理論空気量 M_s で割ったもの，つまり無次元の流入空気量 M_0/M_s として論じた方が合理的である。

Fig. 10に中心軸上の各点の平均の気流速度及び温度のみを使い，炎の任意の断面上の質量流束 $\overline{\rho v}$ はトップハット分布であると仮定して求めた無次元の流入空気量と無次元高さの関係を示す。**Fig. 10**には参考までに15mのJP-4炎[19]のデータも入れた。0.3mタンクを除けば，データはほぼ一直線上に集まっている。図中の実線は $H/R>0.5$ では，0.6～15mタンクに対し，$M_0/M_s=2.13(H/R)^{0.53}$で表わされる。また，0.3mタンクに対しては $M_0/M_s=3.26(H/R)^{0.56}$で表わされる。なお，ヘプタンの完全燃焼に必要な理論空気量はヘプタンの理論空燃比15.3(g/g)とヘプタンの燃焼速度，液体のヘプタンの密度及びタンク直径をもとに得た。

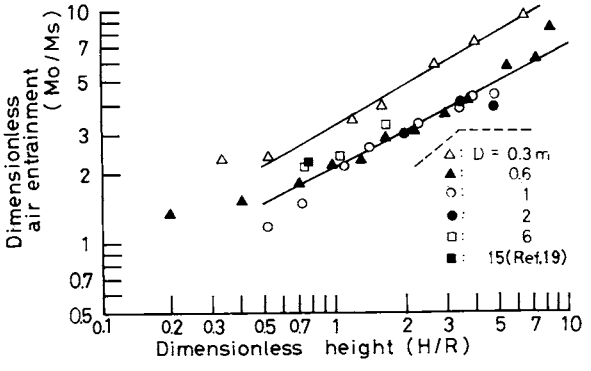


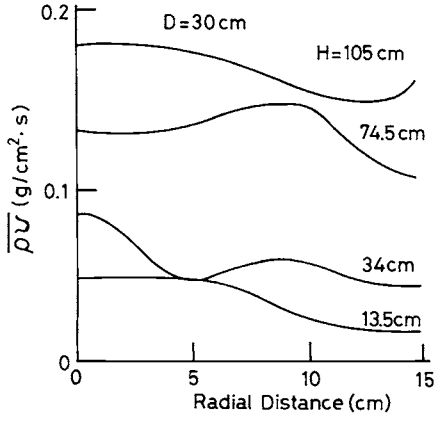
Fig. 10　Dimensionless mass air entrainment based on Top hat profile assumption (M_0: Mass air entrainment, M_s: Mass air required for stoichiometric combustion of Heptane).

Fig. 11(a)～(c)に，種々の高さにおける垂直方向の気流速度の半径方向の分布及び，温度の半径方向の分布をもとにして得た熱気流の質量流束 $\overline{\rho v}$ の半径方向の分布を示す。これら分布曲線はあまり単純ではない。その理由は今の所よくわからないが，一つには渦が関与しているものと思われる。

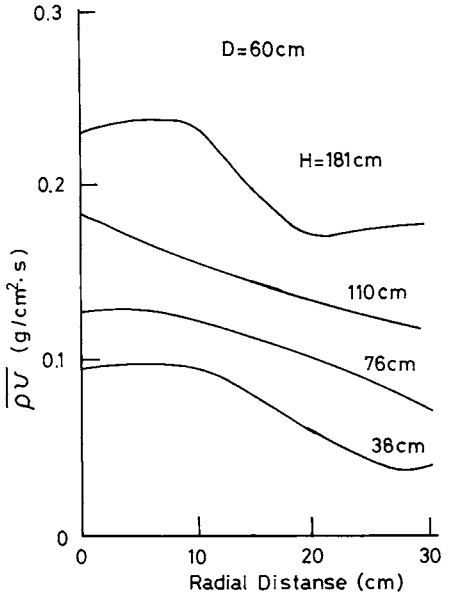
Fig. 12に**Fig. 11**に示したような $\overline{\rho v}$ の半径方向の分布から求めた無次元の流入空気量 M_0/M_s を示す。この場合も，炎は円筒状，その半径はタンクの半径に等しいと仮定した。

Fig. 13に，$\overline{\rho v}$ の半径方向の分布を考慮に入れた流入空気量 M_{0R} と中心軸上の $\overline{\rho v}$ だけから得た流入空気量 M_{0c} との比を示す。**Fig. 13**から $\overline{\rho v}$ の半径方向の分布を考慮に入れた無次元空気量は，中心軸上の $\overline{\rho v}$ だけから得たものよりも，どの直径のタンクの場合も減少していることがわかる。その比は無次元高さによって異なり，たとえば $H/R=1$ の時，0.3～2mタンクでは0.6～0.7である。それに対し，6mタンクは0.95と中心軸上だけから求めたものとあまり変わらない。2m以下のタンクでその差が大きく，6mタンクでは差があまりないが，その理由の一つとして炎をタンクの半径に等しい円筒と仮定したことがあげられる。つまり，**Fig. 8(a)～(c)**から，0.6mタンクの場合＼火炎はかなりくびれているため，仮定に少し無理があるものと思われる。それに対し，6mタンクでは，火炎はかなり円筒状であるため，仮定がかなり満足されているものと思われる。このことは，直径の大きなタンクの場合，中心軸上の気流速度及び温度測定だけで，かなり妥当な流入空気量が得られることを示唆している。

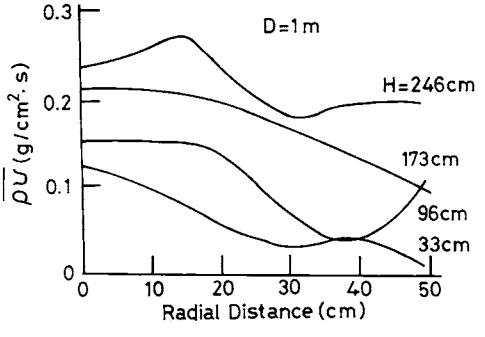
Steward[23]は炎の高さの推定において，理論量の5倍の空気が炎へ流入すると仮定した時の炎の高さが，実測の炎の高さと合うことを示した。**Fig. 8(a)～(c)**と**Fig. 12**から，0.3～2mタンクに関しては彼の理論がほぼ正しいと言える。また，6mタンクに関しても，



(a) 0.3m tank.



(b) 0.6m tank.



(c) 1m tank.

Fig. 11 Vertical mass flow profiles in the flame.

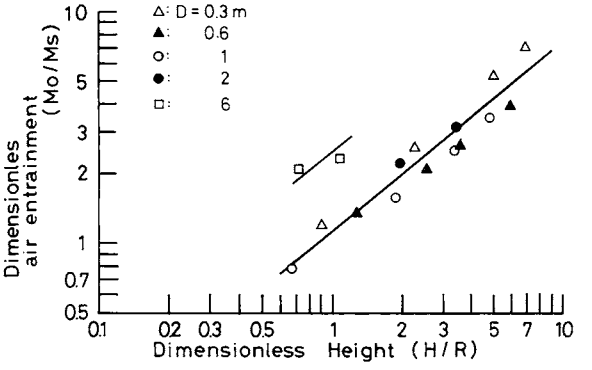


Fig. 12 Dimensionless mass air entrainment based on radial profiles of vertical mass flow.

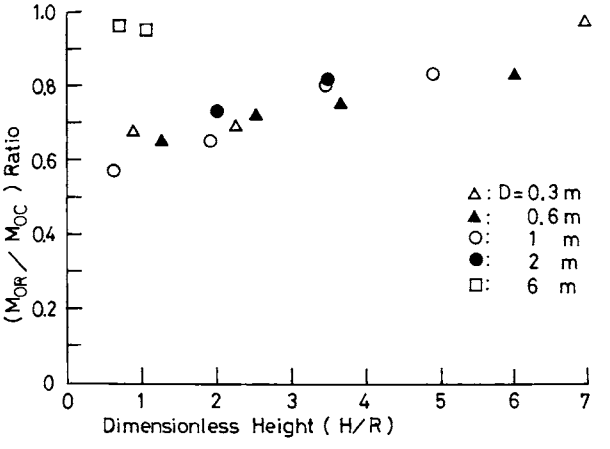


Fig. 13 M_{OR}/M_{OC} Ratio (M_{OR} : Mass air entrainment based on radial profiles of vertical mass flow, M_{OC} : Mass air entrainment based on Top hat profile assumption).

もし **Fig. 12** 中の実線がそのまま $H/R \fallingdotseq 3$ 迄延長できるならば，これも彼の理論に一致する。なお，**Fig. 12** の実線は，0.3～2 mタンクに対し，$M_0/M_s=1.10(H/R)^{0.80}$で表わされる。また，6 mタンクに対しては，$M_0/M_s=2.40(H/R)^{0.80}$で表わされる。

Fig. 12 は，6 mタンクの流入空気量が0.3～2 mタンクのそれよりも多いことを示している。しかし，**Fig. 5** が示すように，中心軸上の酸素濃度は0.3～1 mタンクのそれよりも低い。このことは，タンク径が大きくなると，炎への流入空気量が多くても，空気は中心部まで到達しにくくなることを示している。同じことは定性的ではあるが，**Fig. 6** の二酸化炭素濃度のピークからも言える。つまり，0.3～1 mタンク迄はタンク径

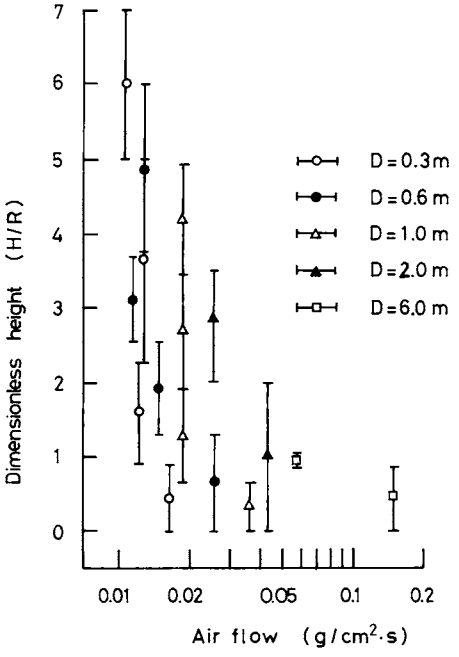


Fig. 14 Air flow through cylindrical surfaces of different diameters.

が小さい程，火炎中心部へ到達する空気量が多いため二酸化炭素ピーク濃度はタンク径が小さい程，低くなっている。6mタンクの場合，そのピーク濃度は1mタンクのそれよりも低くなっているが，それは6mタンクの流入空気量が1mタンクのそれよりも多い(**Fig. 12**) ためである。しかし，両者の流入空気量からみて6mタンクの二酸化炭素のピーク濃度は高すぎる。しかし，これも中心部へ空気がますます到達しにくくなっていると考えれば，ピーク濃度が比較的高いことも納得がいく。燃料の違いはあっても，15mのJP-4炎についても以上の考えは適用できる筈である。

Fig. 14 は火炎側面からの流入空気量と無次元高さとの関係を示したもので，側面からの流入空気量の算定に当たっては，**Fig. 12** をもとに例えば高さ a から b までに炎へ流入した空気量を高さ $b-a$ の円筒の側面の面積で割り，これを火炎側面からの流入空気量とした。どの直径のタンクの場合も，火炎への流入空気量は炎の基部で最大であることがわかる。このことは，3.3において火炎内等温線図をもとに指摘した。

4.2 中心軸上の無次元温度及び無次元速度

Fig. 15 及び**Fig. 16** に火炎中心軸上の無次元温度Ⓗ及び火炎中心軸上の無次元速度 $\overline{W}$ を示す。なお，Ⓗ及び $\overline{W}$ は以下の式[25]から求めた。

$$Ⓗ=\Delta\theta R^{\frac{5}{3}}/(Q^2\theta_0/C_p{}^2\rho^2 g)^{\frac{1}{3}} \tag{1}$$

$$\overline{W}=\bar{v}R^{\frac{1}{3}}/(Qg/C_p\rho\theta_0)^{\frac{1}{3}} \tag{2}$$

$$Q=\pi R^2 C_p\rho\bar{v}\Delta\theta$$

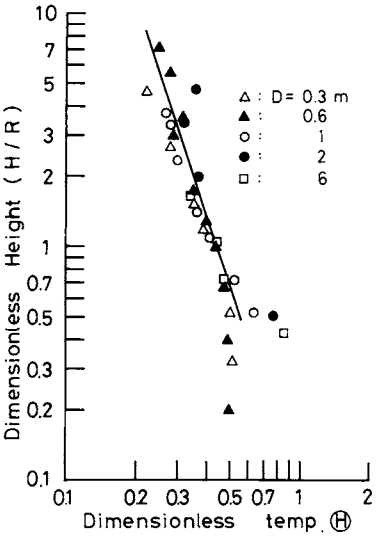


Fig. 15 Dimensionless temperature along the flame axis.

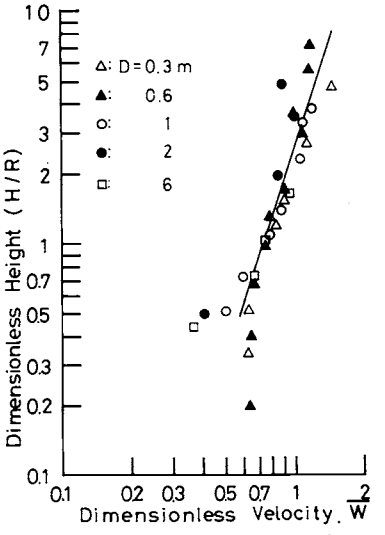


Fig. 16 Dimensionless vertical velocity along the flame axis.

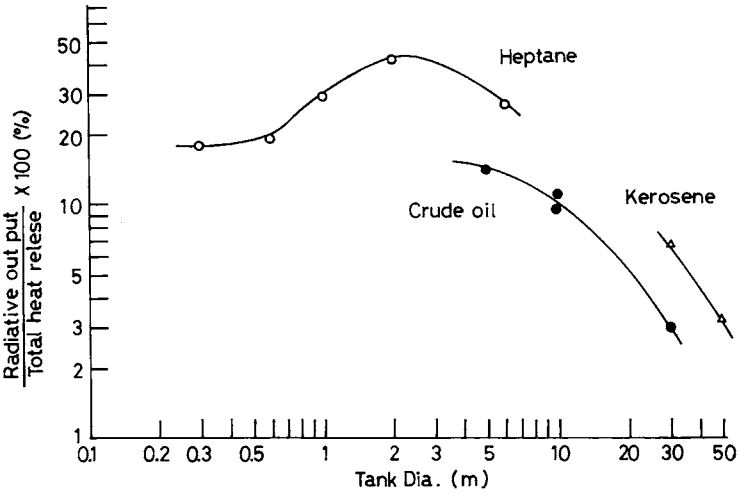


Fig. 17 Effect of tank diameter on the ratio of radiative output to total heat release (Kerosene fire ; Ref. 13, Crude oil : Ref. 13, Excepting lower data of 10m tank, The lower data : Ref. 9)

ここに，$\Delta\theta$ は温度差，θ_0 は周囲空気温度，$\bar{v}$ は垂直方向の平均気流速度，ρ 及び C_p は熱気流の密度及び比熱，g は重力の加速度である。

無次元温度は $H/R>0.5$ では相似則が成立つことが分る。**Fig. 15** 中の実線は$\textcircled{H}=0.44(H/R)^{-\frac{1}{3}}$で表わされる。無次元速度も $H/R>0.5$ では相似則が成立つ。**Fig. 16** 中の実線は $\overline{W}=0.27(H/R)^{\frac{1}{3}}$で表わされる。

4.3 放射熱と燃焼による全発生熱量からみた燃焼効率

燃料の燃焼による全発生熱量に対する炎全体から発生する全放射熱の割合は，一種の燃焼効率とみることができる。そこで，放射熱はタンクの中心から点対称に広がり，また蒸発した燃料は完全燃焼するものと仮定すると，燃焼による全発生熱量に対する周囲への全放射熱量の割合は $4\pi L^2E/\pi R^2 V\rho H_C$ によって求まる。ここに，V は燃焼速度，ρ は燃料の密度，H_C は燃料の燃焼熱，E は L における放射照度である。

Fig. 17 は全発生熱量に対する全放射熱の割合とタンク直径の関係を示す。図には参考までに，原油[9,11]及び灯油炎[13]の放射熱及び燃焼速度から求めた燃焼効率も示した。図からヘプタン炎の場合，燃焼効率は直径約3mタンクが最も良いことがわかる。また，6mタンクでは黒煙による輝炎部のしゃへい効果が表われていることが分る。2mタンクの場合も黒煙はいく分でるが，直径約3mタンクまでは，炎中の灼熱炭素粒子は炎の放射率 ε を増す役目を果たしているものと思われる。いまヘプタン炎の不透明係数 κ をヘキサン炎のそれ[2]と同じと仮定すると，放射率は $\varepsilon=1-e^{-0.019D}$ により求まる。ちなみに0.3mタンクの炎の場合 ε は0.43，1mタンクでは0.85，2mタンクでは0.98，3m以上は1である。

5. まとめ

以上述べてきたことをまとめると，

1）輝いている炎の頂部迄に，炎へ流入する空気量は燃焼に必要な理論空気量の約5倍である。
2）直径の大きなタンクの場合，中心軸上の熱気流速度及び温度だけで，かなり妥当な流入空気量が求められる。
3）炎への流入空気量はタンク直径によらず，火炎の基部で最大である。
4）ヘプタン炎の場合，直径約3mのタンクの炎から黒煙による輝炎部のしゃへい効果が表われる。
5）ナロー・アングル放射計から得た放射発散度は，この実験の範囲では $H/R=2$ の附近で最大である。

おわりに，この研究は「タンク火災の燃焼性状とタンク規模に関する研究」の一部であることを附記する。

参考文献

1）たとえば，Babrauskas, V.: *Fire Technology*, **19** No. 4, p. 251 (1983)
2）Burgess, D. S., Strasser. A., & Grumer, J.: *Fire Research Abstract and Reviews*, **3**, No. 3, p. 177 (1961)
3）Welker, J. R. & Sliepcevich, C. M.: *Fire Technology*, **2**, No. 3, p. 211 (1966)
4）Graves, K. W.: Technical Report AGFSRS 71-2, Wright-Patterson Air Force Base (1970)
5）湯本太郎：消防研究所報告，No. 33, p. 23 (1971)
6）Fu, T. T.: Technical Report AGFSRS 72-2, Wright-Patterson Air Force Base (1972)
7）Alger, R. S., & Capener, E. L.: Technical Report AGFSRS 72-1, Wright-Patterson Air Force Base (1972)
8）上原陽一，湯本太郎，中川登：消防研究所報告，No. 37, p. 1 (1973)
9）消防研究所編：消防研究所技術資料，No. 8 (1976)
10）Hagglund, B., & Persson, L. E.: FOA Rapport C 20126-D6 (A3) (1976)
11）安全工学協会編：タンク火災実験報告書 (1979)
12）Alger, R. S., Corlett, R. C., Gordon, A. S., & Williams, F. A.: *Fire Technology*, **15**, No. 2, p. 142 (1979)
13）安全工学協会編：石油燃焼実験報告書 (1981)
14）湯本太郎，佐藤公雄，古積博：消研輯報，No. 35, p. 30 (1981)
15）Mizner, G. A., & Eyre, J. A.: I. C. E. Symp. Series No. 71, p. 147 (1982)
16）Rasbash, D. J., Rogowski, Z. W., & Stark, G. W. V.: *Fuel*, **35**, p. 94 (1956)
17）Blinov, V. I., & Khudyakov, G. N.: Diffusion Burning of Liquids, Izv. Akad. Nauk SSSR (1961)
18）Magnus, C.: Inter. Symp. on The Use of Models in Fire Research, Berl, W. G. (Ed.), p. 76 (1961)
19）Raj. P. K.: *ASME*, 81-HT-17, p. 1 (1981)
20）湯本太郎，古積博：消防研究所報告，No. 55, p. 71 (1983)
21）Thomas, P. H., Baldwin, R., & Heselden, A. J. M.: Tenth Symp. (Inter.) on Combustion, p. 983, The Combustion Institute (1965)
22）Johnson, H. T., Linley, L. J., & Mansfield, J. A.: NASA Technical Memorandum 58230 (1982)
23）Steward, F. R.: *Combustion Science & Technology*, **2**, p. 203 (1970)
24）湯本太郎：未発表データ
25）Yokoi, S.: Ref. 18 の p. 186

Air Entrainment into Heptane Fires and Heat Radiation from the Fires

(Abstract)
Taro Yumoto and Hiroshi Koseki

(Received November 30,1984)

An experimental study was made to explore the air entrainment into heptane fires and the smoke blocking effect of luminous zone.

Heptane was burned in five different size tanks of 0.3m, 0.6m, 1m, 2m, and 6m in diameter, respectively, and the measurements were made on the burning rate of heptane, flame temperature, vertical hot gas velocity, gas composition and heat radiation from the fires.

The total quantity of entrainment air below the mean flame height is about five times of the stoichiometric air requirement. (**Figs.** 8 & **12** in the text)

In the largest tank fire, the total quantity of entrainment based on "top hat profile" assumption agrees with that based on radial profile of vertical velocity, but not smaller other tanks. (**Fig. 13** in the text)

The rate of air entrainment is maximum at the flame base independently of tank diameter. (**Fig. 14** in the text)

The smoke blocking effect of luminous zone of heptane fire arises from about 3m tank fire. (**Fig. 17** in the text)

Radiant emittance of heptane fire obtained by narrow angle radiometers is the maximum in the neighbourhood of two in dimensionless height in the experimental range. (**Fig. 9** in the text)

繰返し曲げを受けるアニュラープレートの弾塑性ひずみ挙動

亀井　浅道・山田　　實

（昭和59年11月30日受理）

1. 緒　言

石油タンクにおける側板とアニュラープレートとの隅角部には応力が集中する。破損事例を調べてみるとこの部位から破壊が生じたものが少なくない。このため，この部位の強度と破壊に関しては多くの実験的，理論的研究がなされてきた。その結果，塑性疲労強度が問題点の一つとしてクローズアップされてきた。金属材料の塑性疲労挙動には塑性ひずみ振幅が大きく関与する。このため著者の一人は先に隅角部の弾塑性変形挙動の実験的検討を行った[1]。理論的解析はこれまで弾性応力解析が行われてきているが[2~5]，このような塑性変形を含む挙動を理論的に扱った研究は見当らない。

本報はアニュラープレートが繰返し曲げ変形を受ける際の塑性変形挙動を理論的に調べたものである。アニュラープレートを片持ち梁に置き換え，曲げ荷重を負荷し，除荷し，さらに反対方向に曲げ荷重を負荷するという過程における変形状態の推移を材料力学的に解析した。

2. 試験片および試験装置

供試材は焼入れ・焼もどしされた圧力容器鋼板（JIS G 3115 SPV50Q）である。板厚は20㎜と9㎜で，次節に述べるように前者を側板部として，後者をアニュラープレートとして使用した。化学成分を **Table 1** に，機械的性質を **Table 2** に，試験片形状を **Fig. 1** に示す。継手は被覆アーク溶接で，脚長は側板側が9㎜，アニュラープレート側が10.8㎜である。

用いた試験機はインストロンタイプの万能試験機（容量25ton）である。側板部を固定し，溶接止端部から l だけ離れたアニュラープレート部に，一端が試験機のクロスヘッドに取り付けられたコネクティングロッド（900㎜）の他端をピン結合させた。曲げ荷重はこの点に作用させた。荷重作用点の変位量 δ はコネクティングロッドの長さに較べて十分小さいため，δ の値はクロスヘッド移動量で近似した。

アニュラープレート表面のひずみ量は2㎜のひずみゲージを所定の位置に貼付して計測した。

Table 1　Chemical Composition

Wt. %

C	Si	Mn	P	S	Cu	Ni	Cr	Mo	V
0.14	0.31	1.26	0.021	0.006	0.02	0.10	0 .03	0.067	0.041

Table 2　Mechanical Properties

	thickness (mm)	σ_Y (kgf/mm^2)	σ_B (kgf/mm^2)	E.L. (%)
Annular Plate	9	64	70	29
Shell Plate	20	58	67	25

3. 実験結果および考察

3.1 静的曲げに於ける変形挙動

3.3.1 降伏開始条件

Fig. 1 において溶接止端部から距離 l の位置に増加する荷重 F を作用させたとき，その点における変位量を δ とする。実験的に **Fig. 2** のような曲線が得られた。

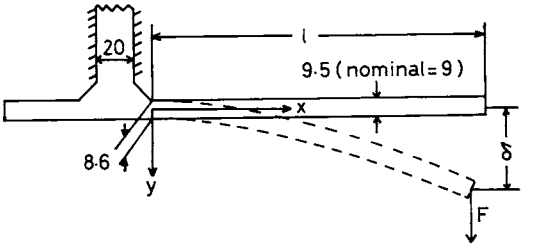


Fig. 1 Schematic illustrain of annular plate.

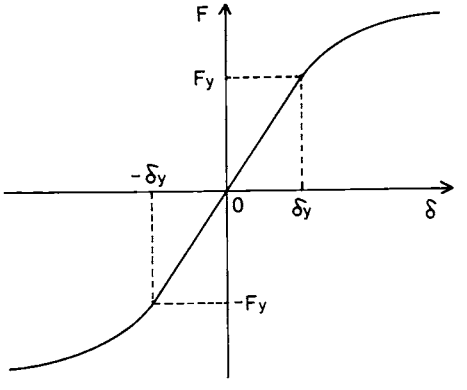


Fig. 2 Load-Displacement curve drawn on a chart paper of testing machine.

δ は **Fig. 1** において下向きを正とする。曲線は原点0に関して点対称形を呈しており，曲線は原点0の近傍ではその接線にほぼ一致する。この接線を求めると，

$$F(\mathrm{kgf}) = 14.4 \cdot \delta(\mathrm{mm}) \quad \cdots\cdots (1)$$

と表わされた。曲線がこの接線から離れる点の力 F_y と δ_y はそれぞれ

$$F_y = \pm 180\mathrm{kgf} \quad \cdots\cdots (2\text{—}1)$$

$$\delta_y = \pm 12.5\mathrm{mm} \quad \cdots\cdots (2\text{—}2)$$

である。この点は溶接止端部が降伏を開始したために発生したものである。溶接止端部近傍では応力集中が発生するため厳密には，はりの曲げ理論を通用することはできないが，第一次近似的に理論による考察を行うと次のようになる。

一般に溶接止端部から距離 x に生じる曲げモーメント M は

$$M = F(l - x) \quad \cdots\cdots (3)$$

と表わせる。一方，厚さ h，幅 B のはりの表面が降伏を開始する際のモーメント M_i は

$$M_i = \frac{1}{6}\sigma_y B h^2 \quad \cdots\cdots (4)$$

である。ここに σ_y は降伏応力である。このときの荷重作用点の変位 δ は

$$\delta = \frac{4F_i l^3}{EBh^3} \quad \cdots\cdots (5)$$

で与えられる。ここに F_i は降伏開始荷重，E はヤング率（鋼の場合：21,000kgf/mm²）である。

さて，(4)に形状寸法 B，h と材料定数 σ_y を代入して M_i を求めてみる。ただし，***Fig. 1*** に示されるようにこの試験片は溶接止端部の板厚が他の部分より薄く，8.6 mmとなっているため $h=8.6$ とする。$B=47$mm，$\sigma_y=64$ kgf/mm²であるから，

$$M_i = 37{,}000\mathrm{kgf \cdot mm} \quad \cdots\cdots (6)$$

(3)式において $l=225$mm，$x=0$ mmとし，降伏開始時のモーメント M_i と荷重 F_i の関係

$$M_i = 225F_i \quad \cdots\cdots (7)$$

に(6)式を代入すると

$$F_i = 164\mathrm{kgf} \quad \cdots\cdots (8)$$

が得られる。これは実測値より10%小さい。この相違は，試験片の降伏開始場所において溶接の熱影響による硬化を生じ，実際の降伏応力が計算に用いた σ_y より高くなっていることによると考えられる。δ を求める(5)式は一様板厚に対するもので，本試験片のように板厚の異なる場合は最小板厚とした場合と最大板厚とした場合の中間の値となる。ここでは $h=9$ mmとしてみる。(2—1)式の F を(5)式の F_i に代入し，δ を求めると次の値を得る。

$$\delta = 11.4\mathrm{mm} \quad \cdots\cdots (9)$$

3.1.2 塑性域の大きさと塑性ひずみ

さらに変形を進ませると溶接止端部近傍には **Fig. 3** に示すような塑性変形領域が形成される。塑性領域内では弾性域にくらべて変形が大きくなり，部材の変形に強く関与するばかりでなく塑性疲労や延性破壊などの損傷発生場所となる。次にこの塑性変形領域の大きさと表面のひずみについて検討してみる。

Fig. 3-(1) の塑性領域にＡＡ断面をとり，そこにおける応力分布を **Fig. 3-(2)** のようにモデル化する。**Fig.**

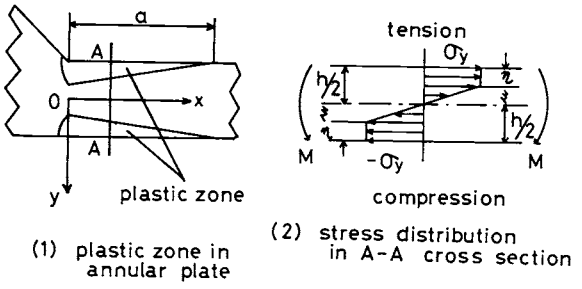


Fig. 3 Plastic zone size and stress distribution.

3-(2) に示されるような応力状態を発生させるのには次のようなモーメントが必要となる。

$$M=+B\sigma_y\left(\frac{1}{4}h^2-\frac{1}{3}\xi^2\right) \quad \cdots\cdots(10)$$

今AA断面の曲率半径を ρ とする。ひずみは $y=-\xi$ で ε_y であるから $\varepsilon_y=\xi/\rho$, また板表面 $y=-h/2$ では(これを ε_b とする) $\varepsilon_b=h/2\rho$ となる。したがって $\xi=\frac{h}{2}\cdot\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_b}$ と表わせるから, (10)式により次の関係式が求まる。

$$M=\frac{1}{12}\sigma_y Bh^2\left\{3-\left(\frac{\varepsilon_y}{\varepsilon_b}\right)^2\right\} \quad \cdots\cdots(11)$$

塑性域の板厚方向への深さを η とすると, $\eta=\frac{h}{2}-\xi$ であるから(10)式を用いると

$$\eta=\frac{h}{2}\left(1-\sqrt{3-\frac{12M}{\sigma_y Bh^2}}\right) \quad \cdots\cdots(12)$$

となる。(12), (3)式から

$$\eta=\frac{h}{2}\left\{1-\sqrt{3-\frac{12F(l-x)}{\sigma_y Bh^2}}\right\} \quad \cdots\cdots(13)$$

板表面における塑性域長さを a とすると, $x=a$ で, $\eta=0$ になると考えられるから, a は(13)式から次式のように求まる。

$$a=l-\frac{\sigma_y Bh^2}{6F} \quad \cdots\cdots(14)$$

また, 溶接止端部から $x(0\leqq x\leqq a)$ における表面のひずみ ε_b は(11)式から次のように得られる。

$$\varepsilon_b=\frac{\varepsilon_y}{\sqrt{3-\frac{12F(l-x)}{\sigma_y Bh^2}}} \quad \cdots\cdots(15)$$

溶接止端部における η と ε_b をそれぞれ η_0, ε_{b0} としこれらと荷重 F の関係を **Fig. 4** および **Fig. 5** に示す。a と F の関係を **Fig. 6** に示す。また, 各荷重における塑性領域の板厚方向の深さ分布は(13)式から計算できる。この結果を **Fig. 7** に示す。

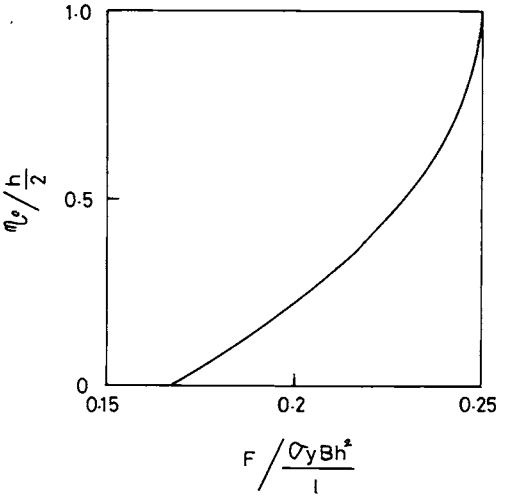


Fig. 4 Depth of plastic zone at the toe of welding joint.

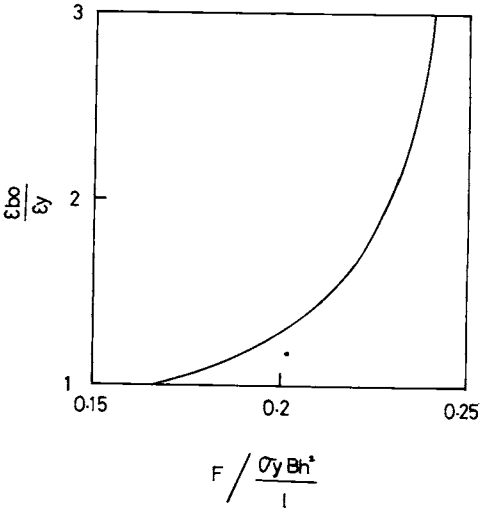


Fig. 5 Plastic strain on the surface at the toe of welding joint.

タンク内表面の $x=5$, 15, 25, 35, 50, 75mmの6カ所にひずみゲージ（2mmゲージ）を貼付し, **Fig. 1** に示される試験片についてアニュラープレートの曲げ試験を行い, 荷重作用点の変位と各点におけるひずみ量の関係を記録した。曲げ変形は側板と底板間の角度が増す方向の開き変形と減少する方向の閉じ変形の2つのケースについて行った。開き変形については弾性領

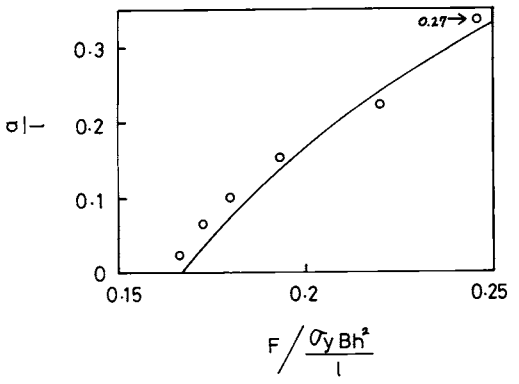


Fig. 6 Plastic zone length.

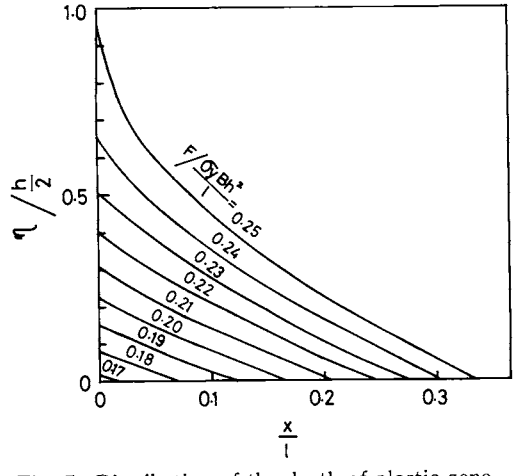


Fig. 7 Distribution of the depth of plastic zone.

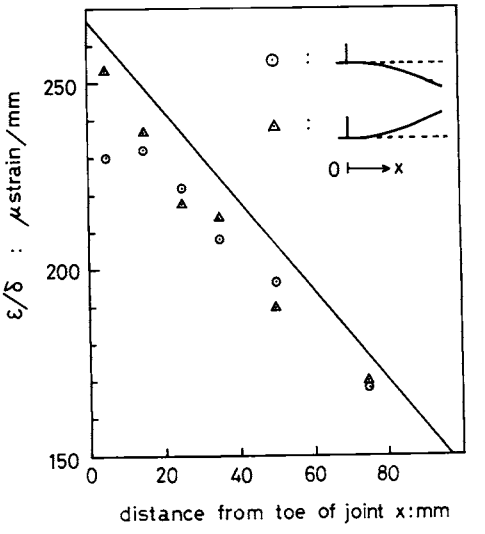


Fig. 8 Comparison between the strain distribution on the surface by an experiment and that by calculation.

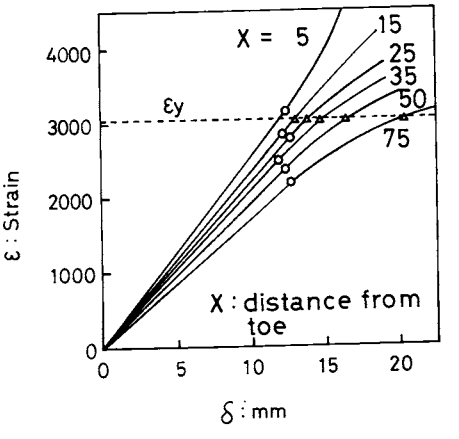


Fig. 9 Relation between ε and δ measured at each position.

域の変形を，閉じ変形については弾性変形とそれにつづく塑性変形も記録した。状態の記録としては，横軸に荷重作用点の変位を，縦軸にそれぞれの点のひずみ量をとった。その結果，弾性域ではいずれも明瞭な直線関係が得られた。直線の傾斜を測定し，これと溶接止端部からの距離の関係で示すと **Fig. 8** のようになる。図中の直線は理論直線である。実験値は開き変形と閉じ変形でほぼ同様の傾向を示している。理論値は実測値より5％ほど高いが両者はほぼ一致していると評価して良いであろう。

閉じ変形過程における各点のひずみ量と荷重作用点の変位量の記録を **Fig. 9** において丸印は直線から曲線に移行する点を示している。これらの点の δ 値は約12.5㎜となっており，(2—2)式で示した溶接止端部の降伏開始点の δ 値と一致する。$x=5$ ㎜の位置のゲージは $\delta=12.5$ ㎜の時点ですでに降伏ひずみをオーバーしているが，この点は溶接止端部の直近である（溶接止端部からの距離が板厚値より小さい）ため，ほぼ最初に降伏が起る領域内と考えてよく，また降伏ひずみ以上の値をとっているのは現象のばらつきによるものと理解される。$x \geqq 15$㎜のゲージ位置におけるひずみが $\delta=12.5$ ㎜を境に曲線となるのは，これらの点で降伏が起きたからではなく溶接止端部に塑性変形域が発生したため，モーメントが δ に比例しなくなったからである（各点のひずみはモーメントに比例する）。各点の降伏は表面

ひずみが ε (=3,050μ strain)に達したとき開始される訳であり，このひずみに対応する点を **Fig. 9** に三角印で示した。すなわち，三角印に対応する δ 値になると，そのゲージ位置まで塑性域が拡大してきたことになる。荷重 F を求め，**Fig. 6** に F と a の座標値としてプロットした。理論値は計測値とほぼ一致している。

3.1.3 たわみ状態

Fig. 1 において，底板の中立軸の y 方向のたわみ量を $w(x)$ とし，曲率半径を $\rho(x)$ とする。幾何学的関係から次式が成立する。

$$\frac{d^2w}{dx^2}=\frac{1}{\rho} \quad \cdots\cdots(16)$$

はじめに **Fig. 3-(1)** に示される塑性変形が発生している領域 $(0\leqq x\leqq a)$ について考える。**Fig. 3-(2)** における弾塑性境界 $(y=\pm\xi)$ におけるひずみ $(=\xi/\rho)$ は降伏ひずみ ε_y に等しい。したがって(16)式は

$$\frac{d^2w}{dx^2}=\frac{\varepsilon_y}{\xi} \quad \cdots\cdots 17$$

一方，弾塑性境界が $y=\pm\xi$ となるためには(10)式で与えられるモーメントが必要となる。今，溶接止端部から x の位置のモーメントは(3)式の値となっている。この関係から

$$\xi=h\sqrt{3\phi}\ \sqrt{\frac{x}{l}+\frac{\phi}{4}-1} \quad \cdots\cdots(18)$$

ここに

$$\phi=\frac{\sigma_y h^2 B}{Fl} \quad \cdots\cdots(19)$$

(18)式を(17)式に代入し，$x=0$ で $dw/dx=0$, $w=0$ なる境界条件を考慮して積分を行うと

$$\frac{dw}{dx}=\varepsilon_y\frac{l}{h}\sqrt{\frac{\phi}{3}}\left\{2\sqrt{\frac{x}{l}+\frac{\phi}{4}-1}-2\sqrt{\frac{\phi}{4}-1}\right\} \quad (20)$$

$$w=\varepsilon_y\frac{l^2}{h}\sqrt{\frac{\phi}{3}}\left\{\frac{4}{3}\left(\frac{x}{l}+\frac{\phi}{4}-1\right)^{3/2}-\frac{4}{3}\left(\frac{\phi}{4}-1\right)^{3/2}-\frac{2x}{l}\sqrt{\frac{\phi}{4}-1}\right\} \quad \cdots\cdots(21)$$

を得る。

次に弾性部分 $(a<x\leqq l)$ について考える。表面におけるひずみを ε_b と書くと，$\varepsilon_b=h/2\rho$ であるから(16)式により

$$\frac{d^2w}{dx^2}=\frac{2\varepsilon_b}{h} \quad \cdots\cdots(22)$$

一方，表面の曲げ応力を σ_b とすると

$$\varepsilon_b=\frac{\sigma_b}{E}=\frac{1}{E}\cdot\frac{6M}{Bh^2}=\frac{1}{E}\cdot\frac{6}{Bh^2}F(l-x) \quad \cdots\cdots(23)$$

(23)式を(22)式に代入し，(19)式と $\sigma_y=E\varepsilon_y$ の関係を用いると，

$$\frac{d^2w}{dx^2}=12\cdot\frac{\varepsilon_y}{lh\phi}(l-x) \quad \cdots\cdots(24)$$

(24)式を積分して

$$\frac{dw}{dx}=\varepsilon_y\cdot\frac{l}{h}\cdot\frac{6}{\phi}\left(2\frac{x}{l}-\frac{x^2}{l^2}\right)+c_1 \quad \cdots\cdots(25)$$

$$w=\varepsilon_y\frac{l^2}{h}\cdot\frac{2}{\phi}\left(3\frac{x^2}{l^2}-\frac{x^3}{l^3}\right)+c_1x+c_2 \quad \cdots\cdots(26)$$

塑性変形部分と弾性変形部分はそれらの境界 $(x=a)$ で滑らかに接続しているから，(14)式を(20)，(21)，(25)，(26)式に代入し，(20)式=(25)式，(21)式=(26)式という条件式を解くことにより c_1，c_2 が求められる。得られた c_1，c_2 を(25)，(26)式に代入すると

$$\frac{dw}{dx}=\varepsilon_y\frac{l}{h}\cdot\frac{1}{\phi}\left\{12\frac{x}{l}-6\frac{x^2}{l^2}-6+\frac{\phi^2}{2}-2\phi\sqrt{\frac{\phi^2}{12}-\frac{\phi}{3}}\right\} \quad \cdots\cdots(27)$$

$$w=\varepsilon_y\frac{l^2}{h}\cdot\frac{1}{\phi}\left\{6\frac{x^2}{l^2}-2\frac{x^3}{l^3}+\left(\frac{\phi^2}{2}-b-2\phi\sqrt{\frac{\phi^2}{12}-\frac{\phi}{3}}\right)\frac{x}{l}+\left(\frac{4}{3}\phi-\frac{1}{3}\phi^2\right)\sqrt{\frac{\phi^2}{12}-\frac{\phi}{3}}+2-\frac{1}{2}\phi^2+\frac{5}{54}\phi^3\right\} \quad \cdots\cdots(28)$$

いま，**Fig. 1** に示されるように $x=l$ における変位を δ と書くと(28)式から δ は次式のように得られる。

$$\delta=\frac{2}{3}\varepsilon_y\frac{l^2}{h}\cdot\frac{6}{\phi}\left[5\left(\frac{\phi}{6}\right)^3-\left\{3\left(\frac{\phi}{6}\right)^2+\frac{\phi}{6}\right\}\times\sqrt{3\left(\frac{\phi}{6}\right)^2-2\left(\frac{\phi}{6}\right)}\right] \quad \cdots\cdots(29)$$

(29)式により計算して δ と F の関係を **Fig. 10** に示す。**Fig. 10** において縦軸の変量のうち $2\varepsilon_y l/3h$ は(3)，(4)，(5)式から得られるように降伏開始時の変位を表わしている。図には弾塑性境界 $(x=a)$ における変位 δ_a も併記した。

3.2 疲労挙動

繰返し変形を与えると溶接止端部からき裂が発生し，これが拡大・伝播して最終的破断に到る。

3.2.1 荷重と繰返し数の関係

荷重作用点における繰返し変位の範囲を定めて実験を行った。荷重の大きさは塑性変形が発生する大きさとしているため繰返し回数に依存して変化する。変化の原因は①き裂の発生，拡大，②塑性領域内のひずみ

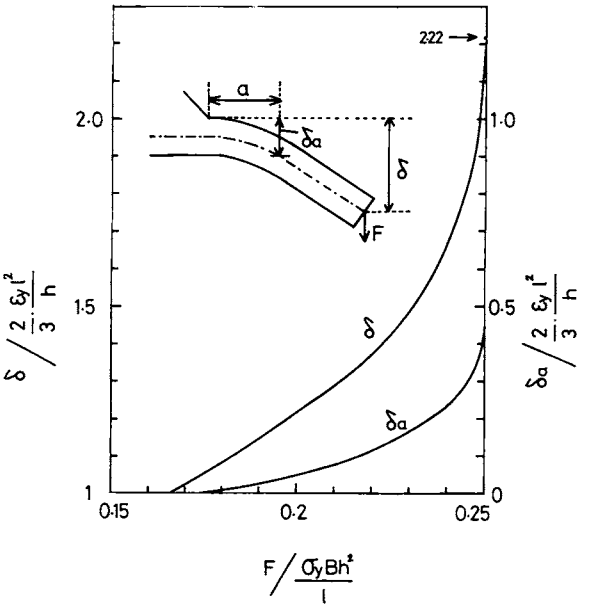


Fig. 10 Relation between deformation of annular plate and the applied force.

硬化，軟化および③荷重作用点の平均変位の設定 3 点が考えられる。②と③の因子が関与しない場合の荷重と繰返し数の線図は **Fig. 11** のようになる。②の効果は焼鈍された試験片に見られ，**Fig. 12-(a)** に示すように繰返しの初期に荷重振幅の増加（もしくは減少）として現われ，その後一定振幅になる。また③の場合は **Fig. 12-(b)** のように振幅が上下対称となる方向に移行する。

3.2.2 残留ひずみ

いま，**Fig. 3** に示されるような溶接止端部から x だけ離れた断面の変形状態を考えてみる。ここではモーメント M を受けて，$0 \leqq |y| \leqq \xi$ が弾性状態，$\xi < |y|$ が塑性状態となっている。引張り側の表面ひずみを ε_{t0} とすると表面の塑性ひずみ（$=\varepsilon_{p0}$）は $\varepsilon_{t0}-\varepsilon_y$ で与えられる。ここで $M=0$ とした場合のひずみ状態（**Fig. 13-(2)**）を調べてみる。除荷に伴って新たな塑性変形が起らないなら（実際，本報で扱う範囲においては後で証明するように塑性変形は生じない。），除荷直前の塑性変形が保持される。この塑性変形の存在に起因して全ひずみは **Fig. 13-(2)(a)** のようになり，さらに弾性ひずみすなわち残留応力が発生する。**Fig. 13-(2)(b)** の弾性ひずみの分布はこの断面内でモーメントが零となっている必要がある。すなわち

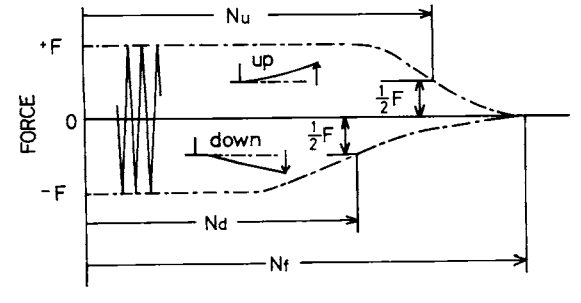


Fig. 11 Relation between amplitude of force and number of loading cycles under constant range of displacement of loading point.

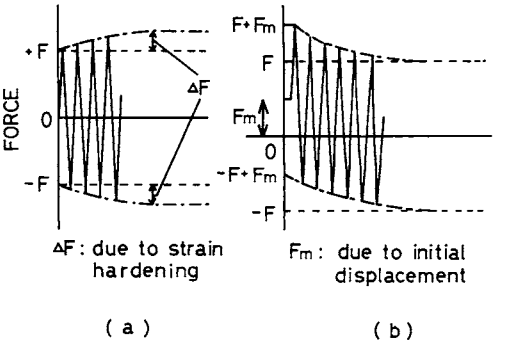


Fig. 12 Increase and shift phenomena of amplitude of force.

$$M=\int_0^{\frac{h}{2}} (\sigma B \mathrm{d}y)\mathrm{d}y=0 \cdots\cdots (30)$$

$$\sigma=\begin{cases} E\cdot\dfrac{2y}{h}\varepsilon^* & \text{for } 0\leqq y\leqq \xi \cdots\cdots (31) \\ E\cdot\left(\dfrac{2y}{h}\varepsilon^*-\dfrac{2(y-\xi)}{h-2\xi}\varepsilon_{p0}\right) & \text{for } \xi<y\leqq \cdots (32) \end{cases}$$

(31)，(32)式を(30)式に代入して積分したのち，ε^* について解くと，

$$\varepsilon^*=\varepsilon_{p0}\left(1-\frac{2\xi}{h}\right)\left(1+\frac{\xi}{h}\right) \cdots\cdots (33)$$

ここで

$$\varepsilon_{p0}=\left(\frac{h}{2\xi}-1\right)\varepsilon_y \cdots\cdots (34)$$

表面における残留ひずみを **Fig. 13-(2)(b)** に示すように ε^{**} とすると

$$\begin{aligned}\varepsilon^{**}&=\varepsilon^*-\varepsilon_{p0}\\ &=\frac{-\xi}{h}\left\{1+2\left(\frac{\xi}{h}\right)\right\}\varepsilon_{p0}\\ &=-\frac{1}{2}\varepsilon_y\left\{1-\left(\frac{2\xi}{h}\right)^2\right\} \cdots\cdots (35)\end{aligned}$$

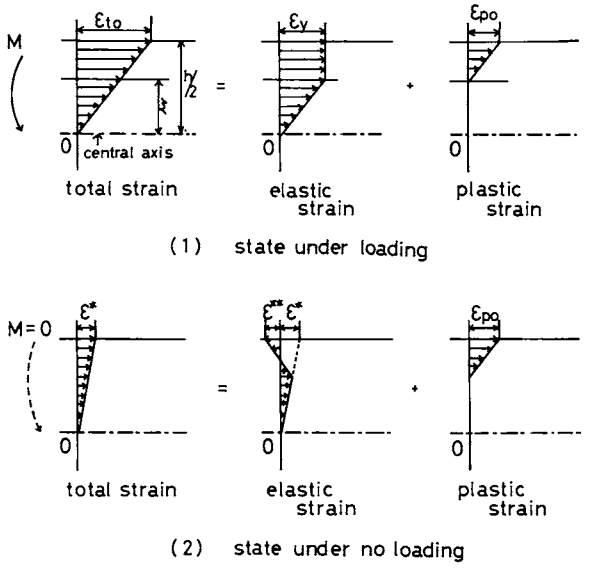


Fig. 13 Strain distributions under positive loading state and unloading state.

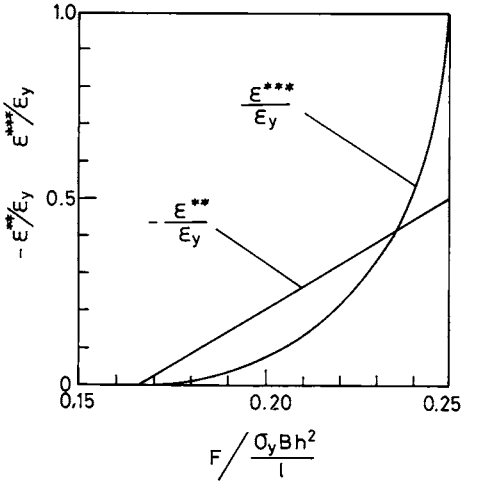


Fig. 14 Relation between residual strain and maximum force.

(35)式から $-\frac{1}{2}\varepsilon_y \leqq \varepsilon^{**} \leqq 0$ である。また，弾塑性境界面 $y=\xi$ におけるひずみを ε^{***} とすると

$$\varepsilon^{***}=\varepsilon^{*}\cdot\frac{2\xi}{h}=\varepsilon_y\left(1-\frac{2\xi}{h}\right)^2\left(1+\frac{\xi}{h}\right)>0 \quad \cdots\cdots(36)$$

であり，

$$\varepsilon_y-\varepsilon^{***}=-\varepsilon_y\frac{\xi}{h}\left\{3-\left(\frac{2\xi}{h}\right)^2\right\}<0 \quad \cdots\cdots\cdots\cdots(37)$$

となるから除荷によって新たに塑性変形が開始されることはない。溶接止端部における表面および弾塑性境界の残留ひずみを除荷前の荷重 F の関数として示すと **Fig. 14** のようになる。表面においては高々 $F/2$ である。残留ひずみ分布は次のように表わされる。

$$\varepsilon=\begin{cases}-\varepsilon_y\left\{3-\left(\frac{2\xi}{h}\right)^2\right\}\frac{y}{h}+\varepsilon_y \ \text{for} \ \xi\leqq y<\frac{h}{2} & (38)\\ \varepsilon_y\left(1-\frac{2\xi}{h}\right)^2\left(1+\frac{\xi}{h}\right)\frac{y}{\xi} \ \text{for} \ 0\leqq y<\xi & \cdots(39)\end{cases}$$

3.2.3 再負荷後のひずみ

除荷前と同じ方向に負荷した場合，除荷前の最大荷重に達するまでは弾性変形が進行し，最大荷重到達後は3.1節に述べた静的変形が継続されることになる。

ここでは，反対方向に再負荷する場合を考える。モーメント M を作用させた結果，表面における全ひずみが **Fig. 15 (1) (a)** に示されるように ε_{to} になったとする。**(b)** に示すように表面のひずみ ε_e が $-\varepsilon_y$ に達しないう

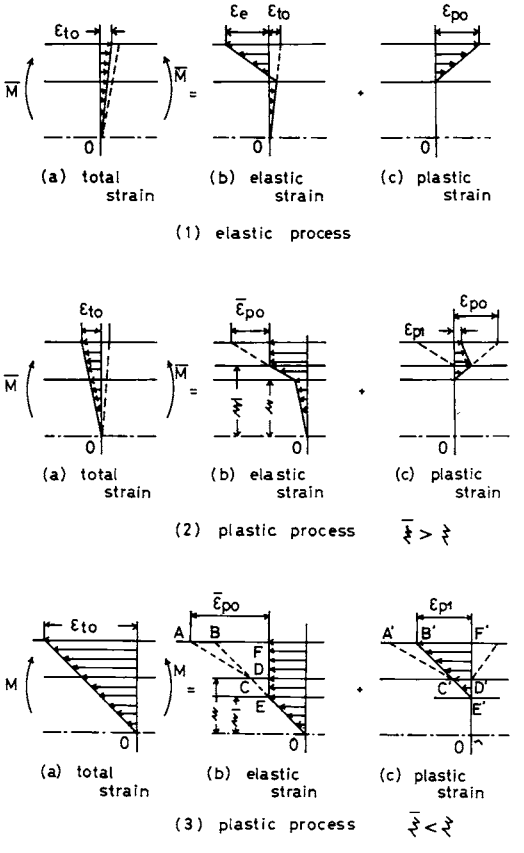


Fig. 15 Strain distributions under negative loadings.

ちは ε_e は次式にて与えられる。

$$\varepsilon_e=\varepsilon^{**}-(\varepsilon^*-\varepsilon_{t0}) \quad \cdots\cdots(40)$$

このとき，表面ひずみの変化量とモーメント $\overline{M}$ の関係は

$$\varepsilon^*-\varepsilon_{t0}=\frac{6\overline{M}}{EBh^2} \quad \cdots\cdots(41)$$

降伏開始モーメント $\overline{M}_i$ は(40), (41)式から得られる次式を解いて得られる。

$$\varepsilon_e=-\varepsilon_y=\varepsilon^{**}-\frac{6\overline{M}_i}{EBh^2} \quad \cdots\cdots(42)$$

溶接止端部が再び降伏を開始する荷重を $\overline{F}_i$ とすると

$$\overline{M}_i=\overline{F}_i\cdot l \quad \cdots\cdots(43)$$

(35), (43)式を(42)式に代入し $\overline{F}_i$ について解くと

$$\overline{F}_i\Big/\frac{\sigma_y Bh^2}{l}=\frac{1}{12}\left\{1+\left(\frac{2\xi}{h}\right)^2\right\} \quad \cdots\cdots(44)$$

ξ（又は η）と F_i の関係を **Fig. 16** に示す。この図から

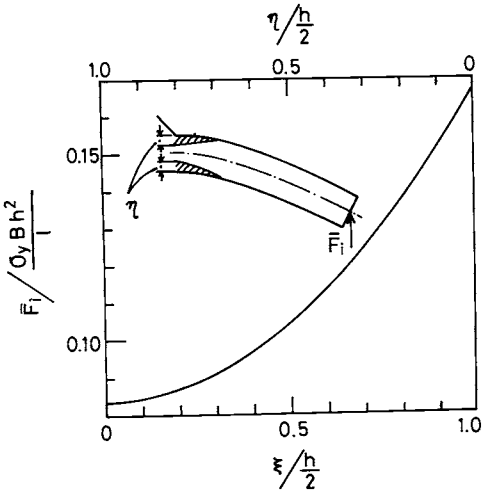


Fig. 16　Relation between F_i and η or ξ.

ら直前に負荷されて生じた塑性変形層の存在により降伏荷重は減少することがわかる。モーメントを $\overline{M}_i$ 以上に増大させると塑性変形が促進され，**Fig. 15-(2)** のような変形状態が形成され，さらにモーメントを増すと **Fig. 15-(3)** のような状態になる。**Fig. 15-(2)** の $\xi\leqq y\leqq\overline{\xi}$ 間の弾性ひずみ分布は残留ひずみ（(38)式）にモーメント $\overline{M}$ を作用させたときに変化する次式で示されるひずみ量を加えることによって(47)式のように得られる。

$$\varepsilon=-(\varepsilon^*-\varepsilon_{t0})\frac{2y}{h} \quad \cdots\cdots(45)$$

(38)式と(45)式から

$$\varepsilon=-\varepsilon_y\left\{3-\left(\frac{2\xi}{h}\right)^2\right\}\frac{y}{h}+\varepsilon_y-(\varepsilon^*-\varepsilon_{t0})\frac{2y}{2}$$

$$\text{for } \xi<y\leqq\overline{\xi}$$

$y=\overline{\xi}$ で $\varepsilon=-\varepsilon_y$ であるという条件から ε_{t0} は次のように求まる。

$$\varepsilon_{t0}=\varepsilon_y\left(\frac{h}{2\xi}-\frac{h}{\overline{\xi}}\right) \quad \cdots\cdots(46)$$

(46)式を上式に代入して

$$\varepsilon=-\varepsilon_y\frac{2y}{\overline{\xi}}+\varepsilon_y \quad \text{for } \xi<y\leqq\overline{\xi} \quad \cdots\cdots(47)$$

また，$0\leqq y\leqq\xi$，$\overline{\xi}<y\leqq\frac{h}{2}$ の範囲ではそれぞれ

$$\varepsilon=-\varepsilon_y \quad \text{for } \overline{\xi}<y\leqq\frac{h}{2} \quad \cdots\cdots(48)$$

$$\varepsilon=\varepsilon_{t0}\frac{2y}{h} \quad \text{for } 0\leqq y\leqq\xi \quad \cdots\cdots(49)$$

である。底板と側板間の閉じ変形過程において生じた塑性ひずみは **Fig. 15-(2)(b)** の $\overline{\varepsilon}_{p0}$ で表わされ，これは，(47)式から，

$$\overline{\varepsilon}_{p0}=-\varepsilon_y\frac{h}{\overline{\xi}}+2\varepsilon_y \quad \cdots\cdots(50)$$

となる。静的な開き変形過程における塑性ひずみを考慮すると，この時点における塑性ひずみ ε_p は

$$\varepsilon_p=\begin{cases}\varepsilon_y\left(\frac{y}{\xi}-1\right)+2\varepsilon_y\left(-\frac{y}{\overline{\xi}}+1\right) & \text{for } \overline{\xi}<y\leqq\frac{h}{2}\\ \varepsilon_y\left(\frac{y}{\xi}-1\right) & \text{for } \xi\leqq y\leqq\overline{\xi}\end{cases} \quad (51)$$

(51)式から塑性ひずみ分布は **Fig. 17** のように作図的に求

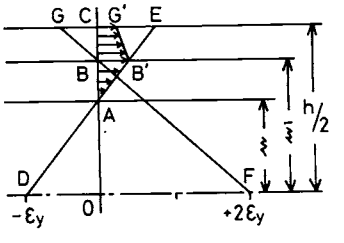


Fig. 17　Estimation of plastic zone size in the negative loading process.

めることができる。ここでは，はじめに引張りを受け次に圧縮を受ける側について扱うものとする。引張り過程により中立軸から ξ まで，圧縮過程により中立軸から $\overline{\xi}$（$\geqq\xi$）まで塑性変形したとする。中立軸に直交するOCを引き，Oから ξ，$\overline{\xi}$ 上の点をそれぞれA，Bとする。また，中立軸上に $-\varepsilon_y$，$+2\varepsilon_y$ をとりそれぞれD，F点とする。C点を通る表面と直線DA，FG

の交点をそれぞれE，Gとする。このとき，CEAが引張り過程の，CGBが圧縮過程の塑性ひずみを表わす。したがって全塑性ひずみはCG′B′Aとなる。ただし，B′は$\overline{AE}$が$\overline{\xi}$を横切る点，G′は$\overline{G'E}=\overline{GC}$となる点である。表面における塑性ひずみ$\varepsilon_{p1}$は

$$\varepsilon_{p1}=\varepsilon_y\left(\frac{h}{2\xi}-\frac{h}{\xi}+1\right)\quad \text{for}\quad \xi\leqq\overline{\xi}\leqq\frac{h}{2}\quad\cdots\cdots(52)$$

さらに変形が進行して **Fig. 15-(3)** のように$\overline{\xi}=\xi$になった場合を考える。このとき，ε_{p1}は(52)式により

$$\varepsilon_{p1}=\varepsilon_y\left(-\frac{h}{2\xi}+1\right)\quad\cdots\cdots(53)$$

また，このときのε_{t0}は $\varepsilon_{t0}=-\varepsilon_y\dfrac{h}{2\xi}$

$\overline{\xi}<\xi$になると **Fig. 15-(3) (b)** における$\overline{\varepsilon}_{p0}$は

$$\overline{\varepsilon_{p0}}=-\varepsilon_y\left(\frac{\xi}{\overline{\xi}}-1\right)\frac{h}{2\xi}-\varepsilon_y\frac{h}{\xi}+2\varepsilon_y$$

$$=\varepsilon_y\left(-\frac{h}{2\overline{\xi}}-\frac{h}{2\xi}+2\right)\quad\cdots\cdots(54)$$

となる。**Fig. 15-(3)** の **(b)** 図において$\overline{CD}$の長さは$\varepsilon_y\xi/\overline{\xi}$で与えられる。$\overline{\xi}\leqq y\leqq\dfrac{h}{2}$における閉じ過程に生じる塑性ひずみ分布$\varepsilon$は次のようになる。

$$\varepsilon=\frac{y-\xi}{\frac{h}{2}-\xi}\left\{\varepsilon_y\left(-\frac{h}{2\overline{\xi}}-\frac{h}{2\xi}+2\right)-\left(-\varepsilon_y\left(\frac{\xi}{\overline{\xi}}-1\right)\right)\right\}$$

$$-\varepsilon_y\left(\frac{\xi}{\overline{\xi}}-1\right)\quad\text{for}\quad \xi<y\leqq\frac{h}{2}\quad\cdots\cdots(55)$$

$$\varepsilon=\frac{y-\overline{\xi}}{\xi-\overline{\xi}}\left(-\varepsilon_y\left(\frac{\xi}{\overline{\xi}}-1\right)\right)\quad\text{for}\quad \overline{\xi}\leqq y\leqq\xi\cdots(56)$$

全塑性ひずみは$\overline{\xi}\leqq y\leqq\xi$では(56)式にて，$\xi<y\leqq\dfrac{h}{2}$では開き過程で生じた **Fig. 13-(1)** の **C** 図に示す量と(55)式の和となる。(55)，(56)式の右辺を計算すると次のように同じ函数形となる。すなわち

$$\varepsilon_p=-\varepsilon_y\left(\frac{y}{\overline{\xi}}-1\right)\quad\text{for}\quad \overline{\xi}\leqq y\leqq\frac{h}{2}\cdots\cdots(57)$$

$y=\dfrac{h}{2}$とすると表面における塑性ひずみε_{p1}は

$$\varepsilon_{p1}=-\varepsilon_y\left(\frac{2h}{2\overline{\xi}}-1\right)\quad\cdots\cdots(58)$$

一方，この場合の表面における全ひずみε_{t0}は **Fig. 15-(3) (a)** により

$$\varepsilon_{t0}=\frac{-\varepsilon_y}{\overline{\xi}}\cdot\frac{h}{2}\quad\cdots\cdots(59)$$

となる。これは弾性ひずみ$-\varepsilon_y$と塑性ひずみε_{p1}の和のはずである。(58)式を用いると

$$\varepsilon_y+\varepsilon_{p1}=(-\varepsilon_y)+\left\{-\varepsilon_y\left(\frac{h}{2\overline{\xi}}-1\right)\right\}=-\frac{\varepsilon_y h}{2\overline{\xi}}$$

となり，(59)に一致する。このことは **Fig. 15-(3)** の塑性変形過程において次の事が結論される。

"ある方向に曲げ変形を与えて深さηまで塑性変形が発生した梁を，反対方向に曲げて新たに深さη以上に塑性変形を生じさせると，ひずみ分布ははじめの曲げ変形を与えなかった場合と同じ状態になる。"

塑性変形深さに対する表面における塑性ひずみの変化を **Fig. 18** に示す。

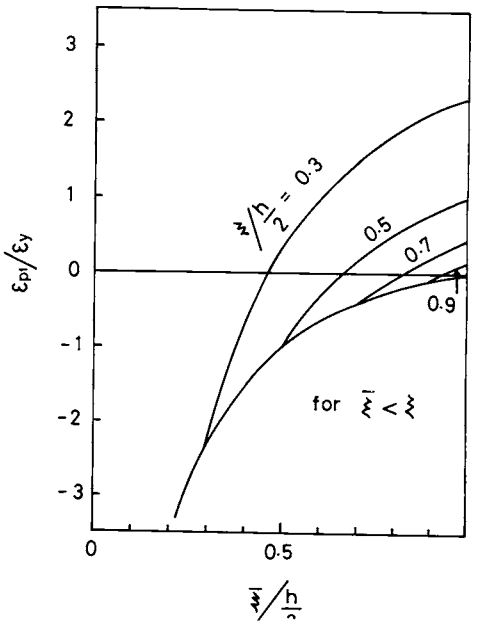


Fig. 18 Relation between plastic strain on the surface and the position of elastic-plastic boundary.

4. 結　言

片持ち梁モデルを用いてアニュラープレートの弾塑性変形挙動を解析的に調べた。ここでの解析は側板とアニュラープレート間の開き角度が増加する方向の変形を与えたのち除荷し，次いで開き角が減少する方向の変形までを扱ったものである。ただし，解析に際して材料は弾完全塑性体を仮定した。その結果，次の結論を得た。

(1) 片持ち梁モデルにより解析された弾性変形状態はアニュラープレート試験片による実験結果と一致する。

(2) 開き角の増加過程における塑性変形領域の寸法を荷重（またはモーメント）の函数として解析的な形で得られた。溶接止端部からの表面における塑性変形長さに関しては実験結果と一致することが確かめられた。

(3) 除荷重における残留応力分布が解析的形で得られた。

(4) 開き角が減少する方向に負荷した場合の塑性変形開始条件が導かれた。さらに負荷を増した場合の塑性変形挙動が明らかにされた。

参考文献

1）亀井浅道，木暮一彦：圧力技術19-1 10（1981）
2）Denhan J. B. et al : *Hydrocarbon Processing*, **47** 137（1968）
3）井上威恭：機械設計：20 43（1970）
4）亀井浅道：消防研究所報告，**46** 7（1978）
5）亀井浅道：同上，**47** 1（1979）

Strain Analysis of Annular Plate in Oil Strage Tanks

(Abstract)
Asamichi Kamei and Minoru Yamada

(received November 30, 1984)

Some leakage accidents have revealed that the weakest portion of oil storage tank may exist along the toe of fillet welded joint between shell plate and annular plate. To estimate the strength of annular plate, many studies have been carried out from theoretical and experimental point of view.

In this study, strain behavior of annular plate near the toe of joint is discussed by means of a simplified cantilever beam model. Material of the beam is supposed to be elastic-perfectly plastic one. For each state of deformation, that is, positive bending process, unloading process and negative bending process, strain distributions, such as elastic ones, plastic ones and residual ones, are described in analytical forms. Some of the remarkable results are shown in figures, which may be helpfull to consider the behavior of oil tanks.

二，三の地域における救急活動の統計的解析

寒河江幸平

（昭和59年11月22日受理）

1. はじめに

消防活動の一つに救急活動がある。その救急活動のうち，一日当たりの出場件数の分布および覚知から帰署まで要した時間の分布について，川崎市のデータをもとに調べたことがある[1),2)]。また，それらの分布について現場消防で集計分析されている例もある[3)]。しかし，救急活動の構成要素ごとに要した時間の分布および統計的特性に関してはほとんど論じられていない。救急活動の統計的特性および活動に要した時間の分布を知ることは，救急活動の実態の把握および活動の改善に役立つであろう。ここでは，川崎市，埼玉県小川地区，東京消防庁第八方面隊の資料をもとに，数多い確率分布のなかからアーラン分布を選び，救急活動の時間分布に近似し，検定してみた。確率分布で，救急活動の時間分布を近似することは，活動のシミュレーションを通じ，救急隊の配置問題等に利用できる。すなわち，アーラン分布で近似できるとした場合，その分布特有の性質である位相を増加させ，かつ，平均所要時間を減少させることができれば，救急隊の配置問題も含めて，救急活動が改善されたといってよいであろう。配置問題に関して，所要時間の分布ではなく，走行距離を主なパラメタとするシミュレーションによる署所の最適配置について，既に行なわれた例がある[4)]。

2. 統計データについて

統計分析に用いたデータは，昭和52年4月の東京消防第八方面隊のもの，昭和55年8月から同年10月までの川崎市消防局のものと昭和57年7月から同年12月までの埼玉県小川地区消防本部のものである。各地区の代表救急隊は，東京消防庁については武蔵野救急隊，川崎市については高津救急隊，小川地区については小川消防署本署である。この報告では，覚知から出場までの所要時間，出場から現場到着までの所要時間，現場で費やした時間および現場出発から病院到着までの所要時間の各時間分布を調べることにした。

参考にしたデータには，覚知時刻，出場時刻，現場到着時刻，現場出発時刻，病院到着時刻等の時刻のみが記入されている。それらの間の時刻差が直ちに所要時間を表わすのではない。よって，所要時間を1分刻みに分け，所要時間別の件数を時刻差の件数から以下のように求めた。

$$n_{0\sim1}=n_0+\frac{n_1}{2} \quad \cdots\cdots(1)$$

$$n_{t\sim t+1}=\frac{n_t+n_{t+1}}{2} \quad (t\geqq1) \quad \cdots\cdots(2)$$

ここに，$n_{0\sim1}$ は活動が1分以内に行なわれたものの件数，n_0，n_1 はそれぞれ活動の時刻差が0分および1分のものの件数，$n_{t\sim t+1}$ は活動が t 分から $t+1$ 分の間に行なわれたものの件数，n_t は活動の時刻差が t 分のものの件数を表わす。図において観測値とあるのは，上の補正を施したのちの値である。参考に武蔵野救急隊の覚知から出場まで要した時間の補正結果について **Table 1** に示した。また，それぞれの参考資料から上の補正を施した値を **Fig. 1～9** に棒グラフで示してある。

3. 統計分析

この報告では，統計分析に当って，2で記した4つの事象の所要時間の分布を既知の確率分布にあてはめることとした。あてはめに用いたいくつかの確率分布では，アーラン分布[5)]がもっとも適合していた。アーラン分布は指数分布の確率的な和であって，数学的に取り扱いやすいほか，分布の形状を表わす位相と呼ばれる整数がパラメタとして理論式に入っている。他の分布，例えば対数正規分布，ワイブル分布，ガンマ分布等で近似してみたが，適合度をはかる有意水準を小さくしなければならない上，パラメタの定め方が難しい。また，分布の形状の把握がパラメタから難しい。言い

Table 1 Observed frequency and revised frequency of the time required from the call to the dispatch of Musashino.

Time difference (min)	Frequncy	Time required (min)	Revised frequency
0	14	0 ～ 1	39.0
1	50	1 ～ 2	39.0
2	28	2 ～ 3	21.5
3	15	3 ～ 4	8.5
4	2	4 ～ 5	2.0
5	2	5 ～ 6	1.0
6	0	6 ～ 7	0.0
7	0	7 ～	0.0

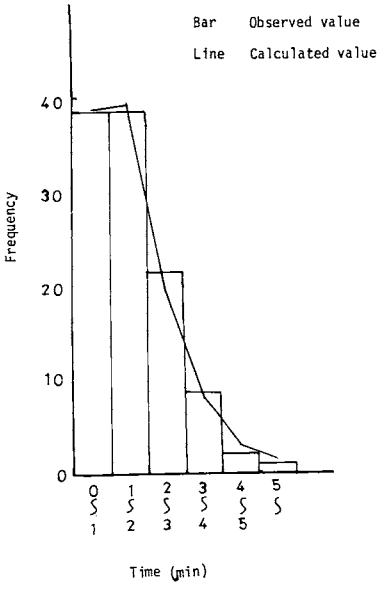


Fig. 1 Distribution of the time required from the call to the dispatch (Musashino).

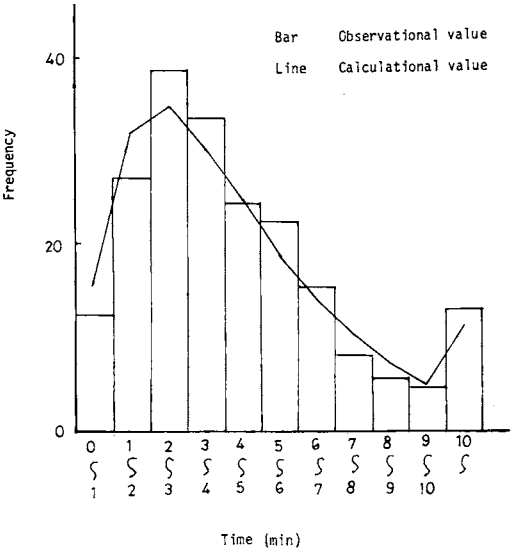


Fig. 2 Distribution of the time required from the dispatch to the arrival at the scene (Musashino).

換えれば，それらの分布はパラメタの相違から救急活動の比較をすることが非常に難しいということである。

アーラン分布の理論式は次の(3)式で表わされる。

$$f(x)=\frac{(\lambda k)^k}{(k-1)\,!}x^{k-1}e^{-\lambda kx}\quad(x\geqq 0)\cdots\cdots\cdots\cdots(3)$$

λ は平均値の逆数を表わすパラメタであり，k は位相と呼ばれる整数である。平均値 μ および分散 σ^2 は次の(4)式で表わされる。

$$\mu=\frac{1}{\lambda},\quad \sigma^2=\frac{1}{k\lambda^2}\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(4)$$

(4)式より k の値が大きくなるにつれて，分散が小さくなる。すなわち，k が大きくなるにつれて，平均値のまわりの山が高く急になり，事象の発生する確率が平均値のまわりに集中し，事象の発生問題が規則正し

Table 2 Statistical values of the time required from the call to the dispatch

	Musashino
Number of samples	111
Minimal time difference(min)	0
Maximal time difference(min)	5
Mean value (min)	1.61
χ^2value	0.777
Degree of freedom	5
Phase[1)]	2
Significant level[2)](%)	97.5

Notes.
(1) Phase of Erlang distribution.
(2) Significant level corresponding to χ^2 value.

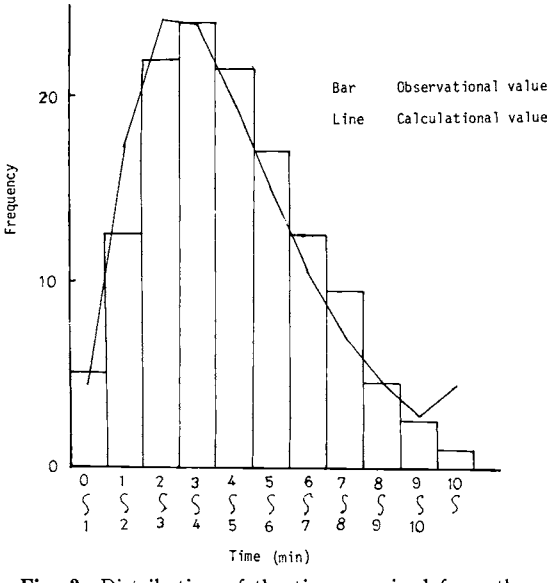


Fig. 3 Distribution of the time required from the dispatch to the arrival at the scene (Ogawa).

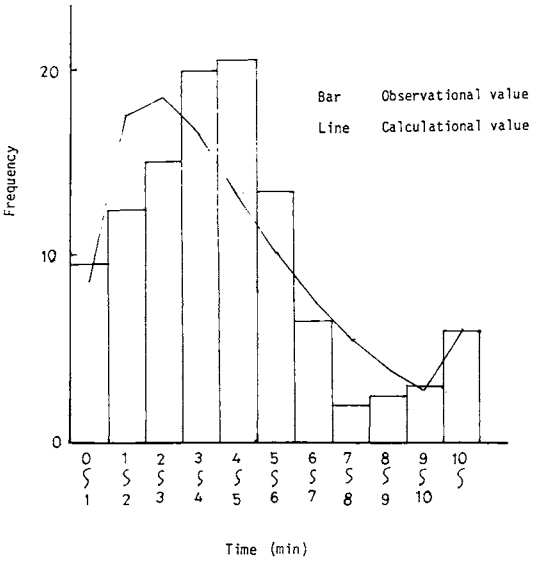


Fig. 4 Distribution of the time required from the dispatch to the arrival at the scene (Takatsu).

くなることを意味する。

覚知から出場までの時間が求められるのは，東京消防庁と小川地区である。小川地区の時間差はすべて1分としてあるので，統計をとることができた武蔵野救急隊の結果を **Fig. 1** に示した。所要時間別の資料のデータに，2節で述べた補正を施した件数をアーラン分布と見なして計算した結果を折れ線グラフで示した。所要時間は1分ごとに区切ってある。**Table 2** に **Fig. 1** に関連した統計値を表わした。出場から現場到着までの所要時間については，三地区すべてで算出することができる。**Fig. 2～4** にそれぞれ，武蔵野救急隊，小川消防署および高津救急隊の出場から現場到着までの所要時間別の件数を示した。**Tabel 3** にそれらに関連した

Table 3 Statistical values of the time required from the dispatch to the arrival at the scene.

	Musashino	ogawa	Takatsu
Number of samples	111	296	132
Minimal time difference(min)	0	0	0
Maximal time difference(min)	16	14	10
Mean value(min)	4.32	4.35	4.36
χ^2value	10.840	4.552	3.773
Degree of freedon	10	10	10
Phase	2	2	3
Significant level (%)	37	90	95

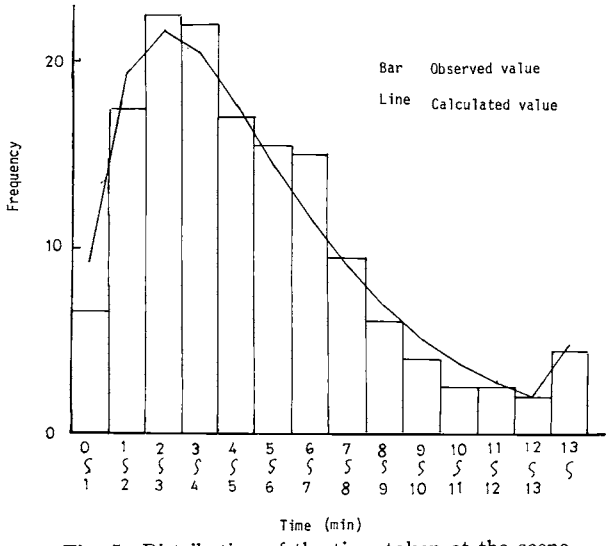


Fig. 5 Distribution of the time taken at the scene (Musashino).

統計値を表わした。現場で費やしている時間を算出することができるのは，東京消防庁と小川地区のものである。**Fig. 5** および **Fig. 6** に武蔵野救急隊と小川消防署の現場で費やした時間別の発生件数の値を示した。**Tabel 4** はそれらに関連した統計値である。

現場出発から病院到着までの時間についてであるが，川崎布のデータからは，それが算出できず，現場到着から病院到着までの時間で置きかえた。すなわち，現場で費やした時間を含んだものである。小川地区のデータについても，病院到着の時刻の記載はなく病院収容となっている。東京消防庁のものは現場出発から病院到着までの時間が算出できるようになっている。よって現場出発から病院到着までの三地区の所要時間は同一条件での比較はできない。**Fig. 7～9** に武蔵野救急隊，小川消防署および高津救急隊の現場から病院まで

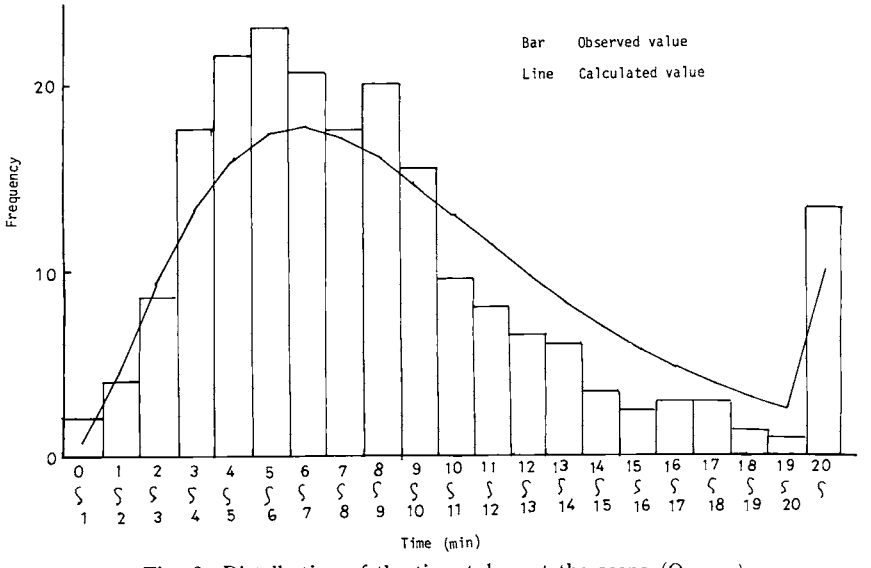


Fig. 6 Distribution of the time taken at the scene (Ogawa).

Table 4 Statistical values of the time taken at the scene.

	Musashino	ogawa
Number of samples	109	197
Minimal time difference(min)	0	1
Maximal time difference(min)	22	67
Mean value (min)	4.33	4.33
x^2value	1.761	1.761
Degree of f eedon	10	10
Phase	2	3
Significant level (%)	99.5	50

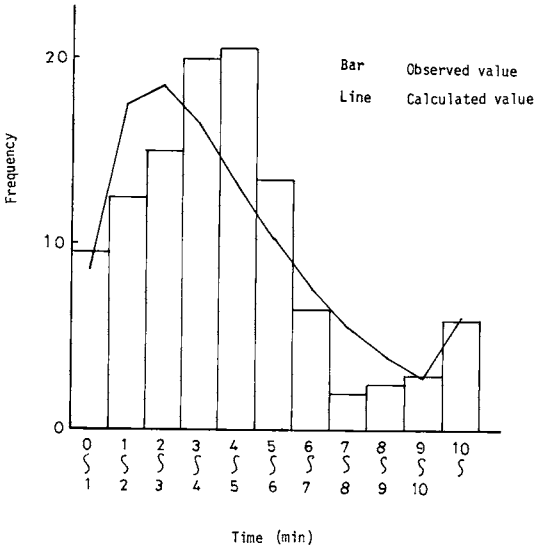


Fig. 7 Distribution of the time required from the scene to hospital (Musashino).

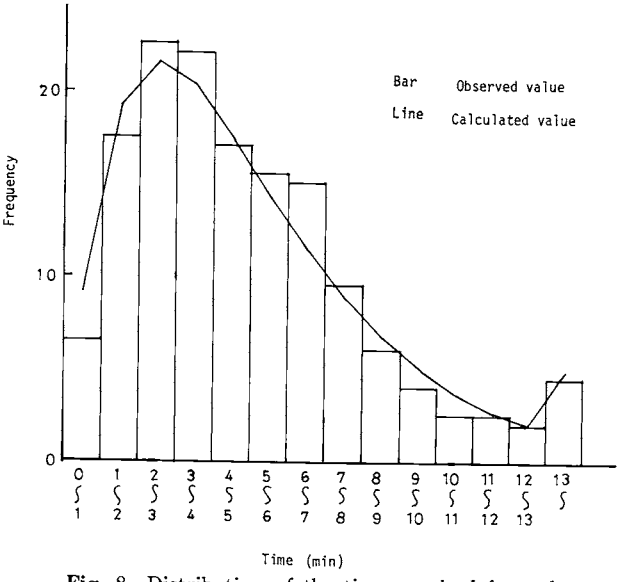


Fig. 8 Distribution of the time required from the scene to hospital (Ogawa).

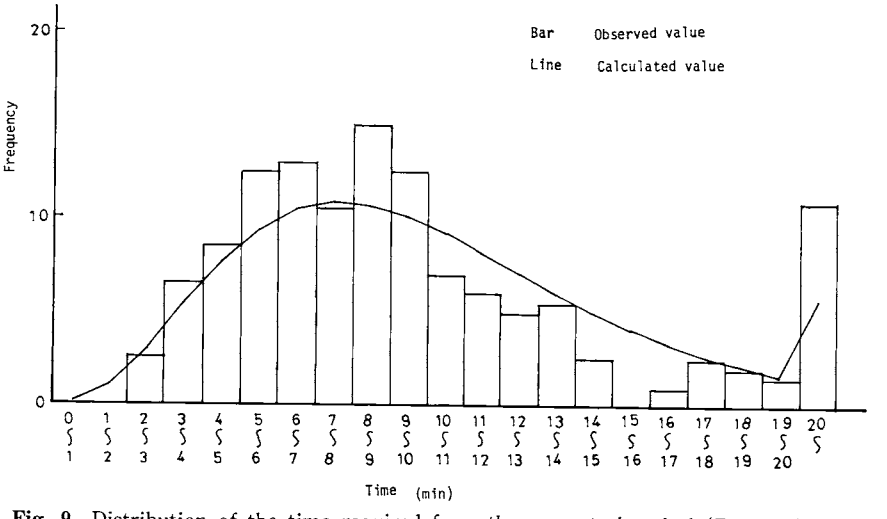


Fig. 9 Distribution of the time required from the scene to hospital (Takatsu).

Table 5 Statistical values of the time required from the scene to hospital.

	Musashino	ogawa	Takatsu
Number of samples	94	147	117
Minimal time difference(min)	0	1	3
Maximal time difference(min)	32	22	25
Mean value	6.01	4.98	10.17
$\bar{x}^2$value	5.271	3.109	19.057
Degree of freedom	10	13	20
Phase	2	2	4
Significant level (%)	87.2	99.5	50

の所要時間別の件数を示した。**Tabel 5** はそれらに関連した統計値を表わす。ここで，検定に用いた手法は K. Pearson の χ^2 検定法[4]で，有意水準は χ^2 値に対応する水準である。

4. 考　察

まず，覚知から出場までの時間分布の統計がとれた武蔵野救急隊の結果では，その時間分布は，平均1.61分，有意水準97.5%で位相2のアーラン分布と見なせた。χ^2 検定の結果から判断して，観測値と計算値がよく一致している。

出場から現場到着までの所要時間は，三つの救急隊で平均値がともにほぼ4.3分でよく類似している。アーラン分布としての位相は，武蔵野救急隊と小川消防署がともに2，高津救急隊が3で，高津救急隊の方が他の二隊より規則性のある活動であるといえる。有意水準は，武蔵野救急隊が37%，小川消防署が90%，高津救急隊が95%で，小川消防署と高津救急隊は，観測値と計算値がよく一致している。武蔵野救急隊の有意水準37%は，観測値と計算値が適合していると見なしてもよい数値である。しかし，適合度が低いのは，観測値の山が所要時間3分から6分の間に集中して，計算値の山と一致しないためと考えられる。

現場で費やしている時間については，統計のとれた武蔵野救急隊が平均4.33分，有意水準99.5%で位相2のアーラン分布と見なせ，小川消防署が平均9.47分で有意水準50%で，位相3のアーラン分布と見なせた。有意水準は，小川消防署の方が近いが，位相が高く，規則性のある活動をしているといえるが，平均所要時間が武蔵野救急隊の2倍以上となっている。

現場から病院までの所要時間については，武蔵野救急隊が平均6.01分，有意水準87.2%で位相2のアーラン分布と見なせる。小川消防署のは，平均4.98分，有意水準99.5%で位相2，また高津救急隊のは，平均10.17分，有意水準50%で位相4のアーラン分布に従う。所要時間の平均値は高津救急隊のが大きいが，これは先に述べたように現場で費やしている時間を含んでいるからである。また，小川消防署の平均値が小さい。これは，搬送病院を小川地区消防本部管内に限定したからで，全体の件数の約4分の1を占める管外搬送を含めると，平均所要時間は8.88分になる。

以上のように，救急活動に要した時間の分布は，よくアーラン分布にあてはまることがわかった。数多い確率分布の中からアーラン分布を選んだことは，検定結果の有意水準からも，また，救急業務が規則正しく行なわれているという性格を反映しえる理論分布であるということからも妥当であったといえる。逆に，救急活動の時間分布がアーラン分布にあてはめることができ，その分布の位相2から4であったということは救急活動がルーチンワーク的な規則性を有していることをも示している。

5. まとめ

東京消防庁，小川地区，川崎市からそれぞれ選んだ三つの救急隊，武蔵野救急隊，小川消防署，高津救急隊について，救急活動に要した時間の分布は，理論確率分布であるアーラン分布であてはめることができた。χ^2 検定の有意水準等からアーラン分布を理論分布として選んだことは妥当であった。また，それらの救急隊での活動のアーラン分布としての位相が2から4であったことは，活動がルーチンワーク的な規則性を有しているといえる。さらに，異なる地域での統計結果から，救急活動に要する時間の分布はアーラン分布に従うと普遍化してもよいともいえる。

また，アーラン分布は数学的に取り扱い易いので，救急活動の時間分布をアーラン分布におきかえてシミュレーションすることにより，救急活動の改善に利用できるであろう。その一つとして，救急隊の配置問題が考えられる。アーラン分布としての位相が高くなりかつ平均所要時間が小さくなるような配置が，現在の配置より適正であり，新設位置としても最適であるといえる。

最後に，貴重な資料を提供して下さった川崎市消防局，小川地区消防本部，東京消防庁第八方面隊の方々に謝意を表する。

参考文献

1）橘，寒河江「川崎市の震災予防に関する調査報告書」川崎市防災会議地震専門部会（1982）p. 85
2）寒河江幸平「川崎市の救急活動の統計的考察」消研輯報第36号（1982）p. 31
3）加賀市消防本部「火災救急統計」
4）㈶消防科学情報研究センター「消防力の最適配置に関する研究開発報告書」（1982）
5）本間鶴千代「待ち行列の理論」理工学社（1966）
6）河田，国沢「近代統計学・上」廣川書店」（1956）

Statistical Analyses of Ambulance Service in Some Regions

(Abstract)
Kohei Sagae

(Received November 22, 1984)

Statistical characteristics of the ambulance service were studied in this paper, especially the following 4 distributions were studied through statistical analyses using the data of ambulance services in three regions, i. e. Musashino in Tokyo, Ogawa in Saitama and Takatsu in Kawasaki, Kanagawa.

(i) Distribution of the time required from the call to the dispatch,
(ii) Distribution of the time required from the dispatch to the arrival at the scene,
(iii) Distribution of the time taken at the scene,
and
(iv) Distribution of the time required from the scene to hospital.

All the distributions could be represented by Erlang distributions with some phases. Being composed of the summation of exponential distributions, Erlang distribution is easy to deal with mathematically. Therefore the result is able to be used for the allocation problem of ambulance stations by decreasing the average time and increasing the phase of Erlang distribution through the simulation of ambulance service.

水溶性液体用高分子ゲル生成型泡消火剤の発泡性能について

林　幸司・星野　誠

（昭和59年11月30日受理）

1. 緒　言

昭和50年12月に制定された「泡消火剤の技術上の規格を定める省令」（自治省令第26号）から適用除外されているアルコール，ケトン，有機酸，アミン，アルデヒド，エステル，エーテル類などのいわゆる水溶性液体火災に対しては，主に水溶性液体用泡消火剤が使用されている。これらの泡消火剤のうち，最近フッ化たんぱく泡消火剤とともに注目されている高分子ゲル生成型泡消火剤（水溶性高分子にフッ素系界面活性剤を添加したもの）がある。このタイプの泡消火剤は消火性能及び物性において，従来の水溶性液体用泡消火剤に見られない特徴を示し[1),2),3),4)]，特にその物性は水に難溶性で，また水溶性高分子のゾル溶液であるため粘度が常温で数千cSt以上と極めて高く，しかもチクソトロピー性を有している。

今回の実験では，この様な物性を示す高分子ゲル生成型泡消火剤に対し，各種泡水溶液調製方法により発生した泡の諸性能を調べることにした。

2. 実験方法

通常泡消火剤は泡原液として貯蔵され，消火の際に3または6 vol%の割合で水と混合し，発泡器（泡ノズル）を通して泡とする。

2.1 混合装置

混合装置は圧縮空気により水及び泡原液をそれぞれ圧送し，混合させる方式（プレッシャー・プロポーショナー）である。

2.2 泡ノズル

実験に用いた泡ノズルは，米国連邦規格泡ノズル（Fed. Spec. O-F-555C）である。この泡ノズルは放水圧力7.0 kgf/cm²の時，泡水溶液供給量が22.7 ℓ/minとなるように設計されている。しかし今回の実験では，泡水溶液供給量が22.5 ℓ/minとなるようにノズルの口径をかえて使用した。この泡ノズルの発泡方式は，泡水溶液の噴流をコーンと呼ばれる円錐形をしたものにあてる方式で，我が国のたんぱく泡消火剤用国家検定泡ノズルと同タイプである。

2.3 泡放出口

泡ノズルの先端には，**Fig. 1** に示す逆U字形（グーズネック）の泡放出口を取り付けた。

2.4 泡消火剤

今回の実験に用いた泡消火剤は，アメリカのナショナル・フォーム・システム社製 **AERO-WATER PSL** 改良品で，水分を含まないものである。

なお，前記の混合装置，泡ノズル，泡放出口，泡消火剤は，前報[1),2),3),4)]ですでに使用したものである。

2.5 発泡性能実験

泡水溶液の調製方法は次の方式によった。(1)泡原液をあらかじめ所定の濃度（6 vol%）にうすめるプレミックス方式（泡水溶液が均一），(2)混合装置のみの方式，(3)混合装置と泡ノズルの間に **Fig. 2** に示す羽根を入れたパイプを取り付けた方式（以下羽根方式という），及び(4)混合装置と泡ノズルの間に **Fig. 3** に示すガラス玉をつめたパイプ*を取り付けた方式（以下ガラス玉方式という）の4種を採用した。なお前記(3)，(4)の方式は，泡水溶液が均一な(1)の方式と同様に，泡水溶液ができるだけ均一になるように考案したものである。なお，前記の各方式を用いて発生させた泡の諸性能を比較することによって，泡の特性を調べた。

実験装置の系統図を **Fig. 1** に示す。破線で囲んだ部分が混合装置である。なお，プレミックス方式の場合には，混合装置の泡原液開閉バルブを閉じた状態で行った。また，泡ノズル直前に透明のパイプを設け泡水溶液の状態を調べた。今回の実験での使用水はすべて淡水（水道水）であった。実験は冬季で泡消火剤の粘

*平均直径15.5mmのガラス玉を136個つめたもの。

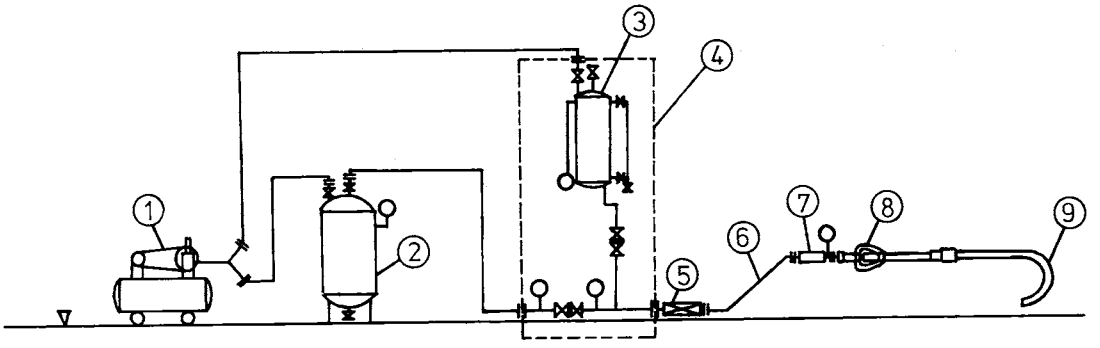
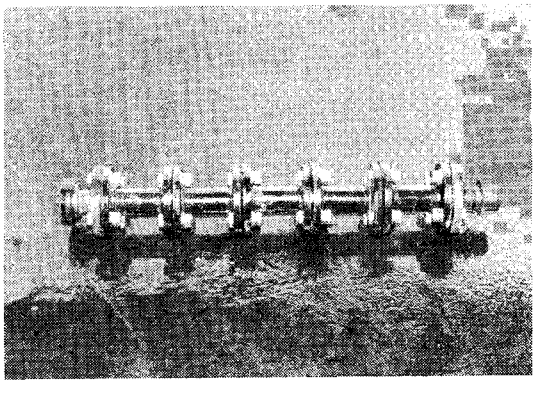


Fig. 1 Schematic diagram of foam making device.

① Air compressor.
② Water tank.
③ Foam agent tank.
④ Pressure proportioning installation.
⑤ Mixing unit (a tube with fins or glass beads inside).
⑥ 1½ in. hose (length=5m).
⑦ Tube for visual observation.
⑧ U. S. Standard foam nozzle (Fed. Spec. O-F-555C).
⑨ Foam applicator.



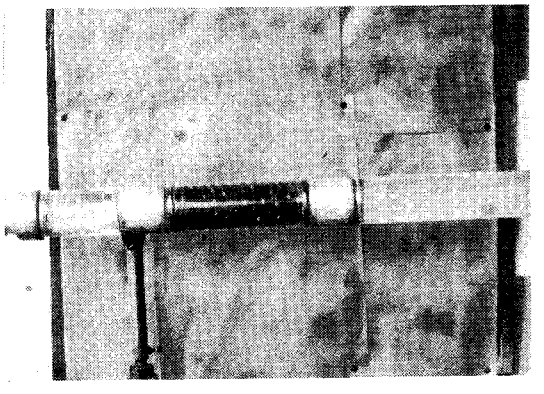


Fig. 3 Mixing unit (a tube with glass beads inside).

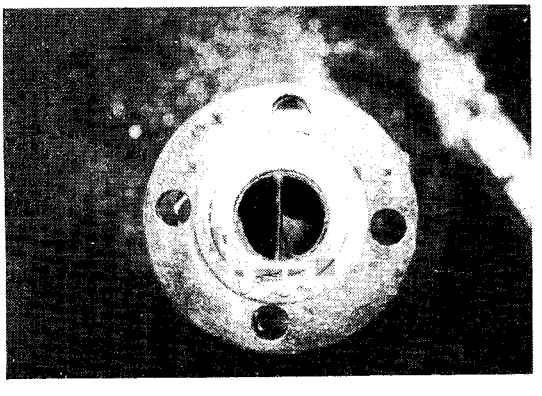


Fig. 2 Mixing unit (a tube with fins inside to make eddy flow).

度が高く，水と溶け合いにくい時期に行った。

泡水溶液濃度は，分光光度計(㈱日立製作所製124型)を用い，吸光度（波長320nm）で測定した。

なお，泡の諸性能は下記の各種測定方法によって調べた。

a）発泡倍率，泡水溶液還元時間

現行泡消火剤規格により測定した。

b）せん断応力

イギリス軍規格（U. K. Defence Standard 42-3/Issue 1 1969）により測定した。

c）耐熱性

空気泡耐熱性試験装置[5]を用いて測定した。測定方法は，大きさが縦×横×高さ各10cmの容器に，まず泡

放出口から流出する泡を500cc取る。次にこの容器をニクロム線の輻射熱を利用した空気泡耐熱性試験装置(大きさは縦150mm, 横235mm, 長手方向の中央部高さ180mm, 両端高さ135mm)内に入れ，加熱による泡容積の最大増加量，および最初500ccの泡容積が60%（300cc）に減少するまでの時間を計った。

3. 実験結果と考察

各種泡水溶液調製方法により発生した泡の諸性能等を **Tables 1～4** に示す。

3.1 泡水溶液の状態

各種泡水溶液調製方法による泡水溶液の状態を **Fig.**

Table 1 Details of the relative foaming properties by premixing method.

Concentration of foam solution (vol%)	Room temperature (℃)	Water temperature (℃)	Temperature of foam agent (℃)	Temperature of foam solution (℃)	Properties of the foam						
					Expansion ratio	Drainage time		Shear stress (N/m²)	Heat resistance		
						25% (min-sec)	50% (min-sec)		Increase of the foam volume		Decrease of the foam volume
									Maximum volume (cc)	Heated time (min-sec)	Time at which 60% of the initial foam volume (min-sec)
4.0	6.0	10.6	7.9	10.3	7.1	14′12″	26′48″	3.3	660	1′48″	4′50″
5.0	12.1	12.1	8.1	12.0	6.8	22′51″	37′40″	3.5	780	2′40″	5′57″
5.7	9.6	10.8	—	17.8	6.7	22′56″	39′30″	3.6	850	2′40″	6′30″
5.7	14.2	12.9	—	15.8	7.2	18′54″	32′38″	3.7	850	2′55″	6′53″
5.9	11.1	12.6	—	12.6	6.2	27′18″	43′12″	3.7	800	2′13″	5′50″
6.0	12.1	10.0	9.1	9.9	5.7	39′31″	62′19″	3.7	830	3′00″	7′15″
6.0	15.9	14.1	12.8	13.6	6.1	34′31″	54′36″	3.5	840	3′03″	7′12″
7.0	9.0	12.0	7.3	11.0	5.6	58′09″	89′48″	3.8	825	3′30″	7′47″

Table 2 Details of the relative foaming properties by pressure proportioning method without mixing unit.

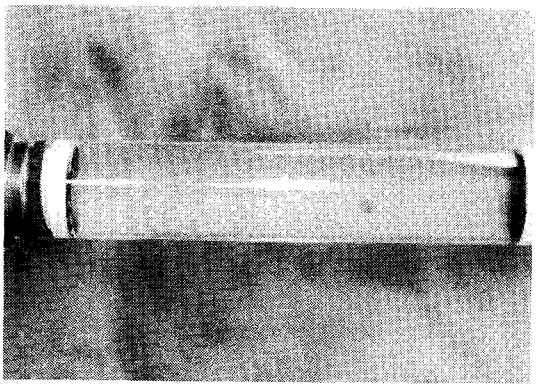
Concentration of foam solution (vol%)	Room temperature (℃)	Water temperature (℃)	Temperature of foam agent (℃)	Properties of the foam						
				Expansion ratio	Drainage time		Shear stress (N/m²)	Heat resistance		
					25% (min-sec)	50% (min-sec)		Increase of the foam volume		Decrease of the foam volume
								Maximum volume (cc)	Heated time (min-sec)	Time at which 60% of the initial foam volume (min-sec)
2.2	8.0	9.1	—	3.1	< 2′00″	4′30″	2.7	650	1′00″	4′07″
2.7	12.0	11.9	—	4.2	< 2′00″	9′04″	2.5	650	1′30″	4′30″
3.4	13.2	10.2	—	5.1	6′40″	16′27″	2.7	700	1′43″	5′04″
3.4	11.0	9.4	8.3	5.2	8′24″	21′17″	2.6	700	2′10″	5′22″
3.6	12.6	12.3	—	7.3	15′00″	27′33″	3.2	750	2′20″	5′09″
3.6	11.0	13.0	—	6.3	10′51″	21′46″	2.7	675	1′35″	4′43″
3.6	8.0	8.5	5.8	5.1	8′44″	22′53″	2.7	700	2′45″	6′01″
4.3	4.0	8.3	6.7	6.9	32′21″	54′21″	3.0	700	2′50″	6′17″
4.5	6.5	6.2	—	6.6	18′51″	33′58″	3.8	680	2′00″	4′44″
4.6	9.0	9.8	—	7.3	16′41″	29′35″	4.0	720	2′10″	5′00″
4.6	11.0	12.2	—	7.2	12′48″	24′12″	3.2	720	2′20″	5′09″
5.1	7.9	9.6	6.7	6.7	29′31″	51′36″	3.5	740	3′00″	6′17″
5.4	9.5	11.6	—	6.8	14′31″	26′56″	3.7	700	2′02″	4′56″
5.6	11.0	10.9	9.2	7.3	24′16″	41′01″	4.4	810	3′22″	6′46″
6.2	11.8	12.6	—	8.0	22′19″	38′23″	4.2	750	2′34″	5′43″
6.7	5.7	7.6	4.3	6.9	34′55″	59′53″	3.5	800	4′20″	9′21″
7.3	9.5	10.0	6.6	5.9	47′48″	75′34″	3.8	850	3′33″	8′12″
8.1	2.0	8.0	5.2	5.8	77′33″	124′04″	5.7	820	4′20″	8′38″

Table 3 Details of the relative foaming properties by pressure proportioning method with fins for mixing.

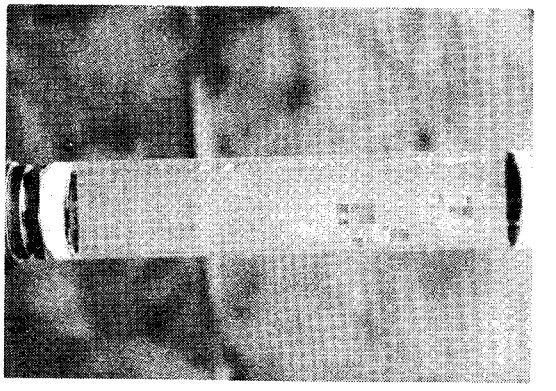
Concentration of foam solution (vol%)	Room temperature (℃)	Water temperature (℃)	Temperature of foam agent (℃)	Properties of the foam						
				Expansion ratio	Drainage time		Shear stress (N/m²)	Heat resistance		
								Increase of the foam volume		Decrease of the foam volume
					25% (min-sec)	50% (min-sec)		Maximum volume (cc)	Heated time (min-sec)	Time at which 60% of the initial foam volume (min-sec)
1.2	10.4	10.9	—	2.9	< 1'00"	—	3.0	630	1'00"	3'30"
1.7	7.9	10.3	—	3.4	< 2'00"	—	2.1	650	1'00"	3'45"
3.2	7.6	11.0	—	4.7	5'27"	14'45"	2.5	700	1'45"	4'55"
3.3	11.9	11.7	—	6.0	8'12"	17'35"	2.5	700	1'30"	4'24"
3.3	12.7	11.5	—	5.9	9'26"	18'50"	3.0	750	2'00"	5'00"
3.4	16.0	12.4	—	5.8	7'17"	15'48"	2.7	700	1'47"	4'40"
3.6	11.3	7.0	—	5.6	11'24"	22'04"	3.1	750	2'05"	5'18"
3.7	9.1	9.9	—	6.4	10'45"	21'16"	3.2	725	2'00"	4'36"
4.2	9.8	11.1	—	7.1	13'17"	24'34"	3.2	730	2'10"	4'52"
4.2	2.4	8.2	5.0	7.1	20'26"	36'55"	3.3	675	2'05"	5'18"
4.3	11.3	9.8	—	7.9	13'10"	23'58"	3.1	720	2'20"	5'02"
4.4	8.3	9.2	5.2	7.7	20'47"	37'03"	3.5	775	2'35"	5'59"
5.0	9.9	10.9	6.6	7.4	24'57"	42'48"	3.7	770	3'20"	6'37"
5.8	9.1	9.0	7.5	7.3	26'52"	44'37"	3.8	800	3'02"	6'57"
6.5	8.8	8.9	6.8	6.0	41'18"	65'06"	3.7	780	3'20"	6'51"
6.6	4.9	10.8	6.0	5.9	59'08"	93'33"	4.0	800	3'53"	8'08"
6.8	7.8	8.8	6.0	6.0	50'48"	81'10"	3.7	825	3'25"	7'36"
7.9	5.4	9.2	7.1	5.4	85'52"	136'10"	4.0	820	3'30"	8'07"

Table 4 Details of the relative foaming properties by pressure proportioning method with glass beads for mixing.

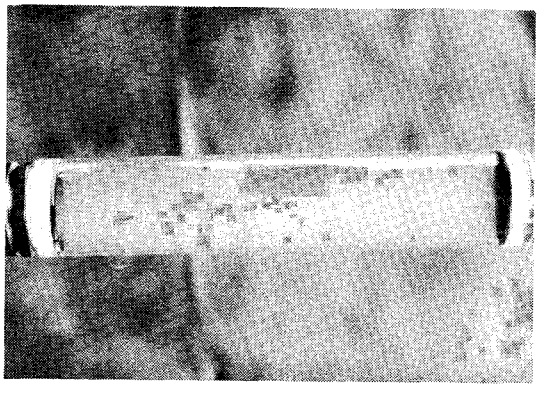
Concentration of foam solution (vol%)	Room temperature (℃)	Water temperature (℃)	Temperature of foam agent (℃)	Properties of the foam						
				Expansion ratio	Drainage time		Shear stress (N/m²)	Heat resistance		
								Increase of the foam volume		Decrease of the foam volume
					25% (min-sec)	50% (min-sec)		Maximum volume (cc)	Heated time (min-sec)	Time at which 60% of the initial foam volume (min-sec)
1.4	9.2	10.2	10.0	3.3	< 1'00"	—	3.0	640	1'00"	3'52"
2.1	10.0	9.8	9.9	3.6	< 1'00"	—	2.5	690	1'48"	4'54"
2.2	9.5	10.2	—	4.6	< 2'00"	10'13"	2.5	690	1'45"	4'48"
2.4	7.1	9.4	—	4.2	2'30"	9'57"	2.5	690	1'30"	4'50"
3.2	6.2	6.0	—	5.3	10'19"	20'57"	2.8	690	2'00"	5'00"
4.1	13.2	11.0	—	7.8	14'00"	25'25"	3.7	740	2'20"	5'08"
5.4	18.8	14.3	13.2	6.3	24'32"	38'37"	3.3	800	2'36"	6'22"
5.5	12.3	9.4	—	6.3	30'13"	47'07"	3.8	840	3'20"	7'10"
5.9	13.0	12.3	11.5	6.0	35'45"	56'55"	3.6	850	3'08"	7'18"
6.0	13.5	11.8	10.1	6.1	32'07"	50'08"	3.6	870	3'00"	7'15"
6.2	7.5	7.0	—	6.2	39'31"	61'18"	3.7	850	3'20"	8'05"
6.3	13.8	11.0	11.3	6.0	36'47"	57'35"	3.7	830	3'05"	7'08"
6.3	10.3	11.0	9.0	6.0	36'59"	59'02"	3.6	840	3'10"	7'[illegible]8"
6.4	11.5	10.7	—	6.3	34'20"	53'46"	4.1	825	3'30"	7'57"
7.0	8.9	8.1	—	5.6	63'53"	95'19"	4.2	820	3'25"	7'38"
7.2	15.5	10.0	10.7	5.5	61'49"	94'42"	3.6	850	3'49"	8'16"
7.5	10.0	9.3	9.7	5.6	68'20"	107'59"	4.3	840	3'30"	8'06"
9.5	7.1	9.3	7.6	5.2	144'32"	—	4.6	850	4'50"	9'15"



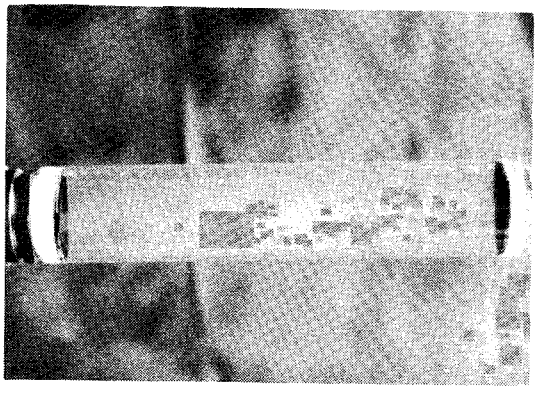
(a) Premixing method.



(c) Pressure proportioning method with fins for mixing.



(b) Pressure proportioning method with glass beads for mixing.



(d) Pressure proportioning method without mixing unit.

Fig. 4 Appearance of mixed state of foam concentrate and water.

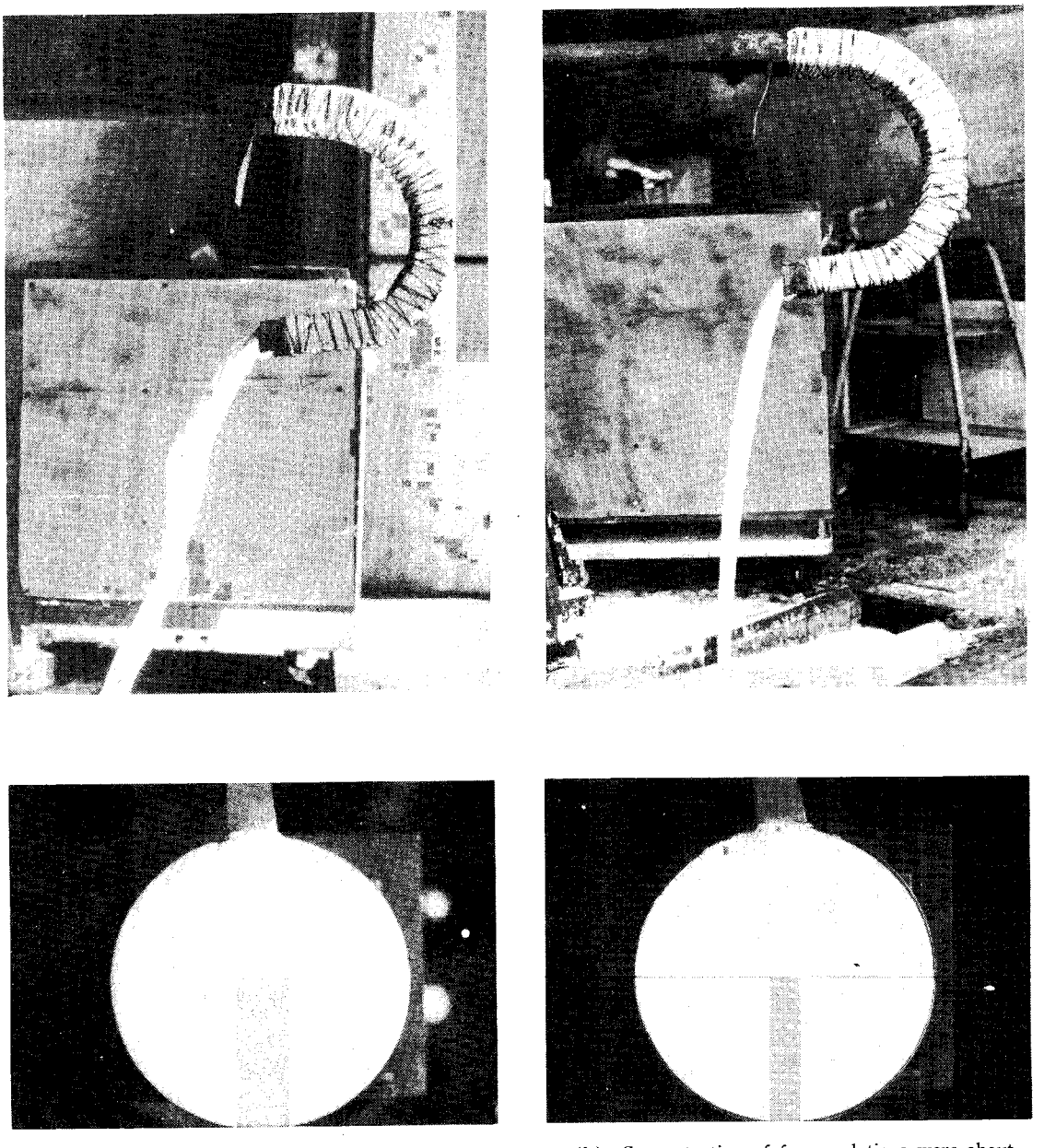
4 (**a**)～(**d**) に示す。プレミックス方式(**a**)は泡水溶液が均一の状態であるので，これを基に他の方式による泡水溶液の状態を観察した結果，ガラス玉方式(**b**)，羽根方式(**c**)，混合装置のみの方式(**d**)の順に泡原液（白い部分）のかたまりがだんだん大きくなっている。このことは，泡原液が完全に溶けていないことを示し，泡水溶液が均一になっていないことがわかる。

3.2　泡水溶液濃度と発泡倍率の関係

各種泡水溶液調製方法により発生した泡の泡水溶液濃度と発泡倍率の関係を **Fig. 5** に示す。**Fig. 5** によれば，泡水溶液濃度と発泡倍率の関係は，各方式とも同じような傾向を示している。すなわち泡水溶液濃度が 4 voℓ%までは，泡水溶液濃度が高くなると発泡倍率も高くなっている。そして泡水溶液濃度が 4 ～ 5 voℓ%に達すると，発泡倍率は 7 ～ 8 倍と最高値を示し，その後は泡水溶液濃度が高くなるにつれて発泡倍率は徐々に低下する傾向を示す。

また，泡水溶液濃度が 4 voℓ%までは，泡放出口からの泡の流下状況および発生した泡は，どの泡水溶液調製方法でも **Fig. 6**(**a**) に示すように，泡放出口からスムーズに流下せず，また泡の粒もそろっていないことがわかる。それに比べ泡水溶液濃度が 4 voℓ%をこえた場合は，どの泡水溶液調製方法でも **Fig. 6**(**b**) に示すように，泡は泡放出口からスムーズに流下し，しかも泡の粒が細かくそろっている。

以上のことから，発泡倍率には泡水溶液濃度の他に，



(a) Concentration of foam solutions were about under 4 vol%.

(b) Concentration of foam solutions were about over 4 vol%

Fig. 6 Flow pattern and appearance of the foam.

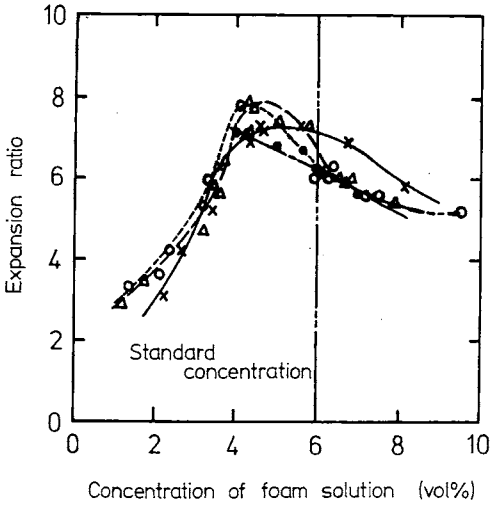


Fig. 5 The relationship between expansion ratio and concentration of foam solution.
●——●　Premixing method.
×——×　Pressure proportioning method without mixing unit.
△——△　Pressure proportioning method with fins for mixing.
○------○　Pressure proportioning method with glass beads for mixing.

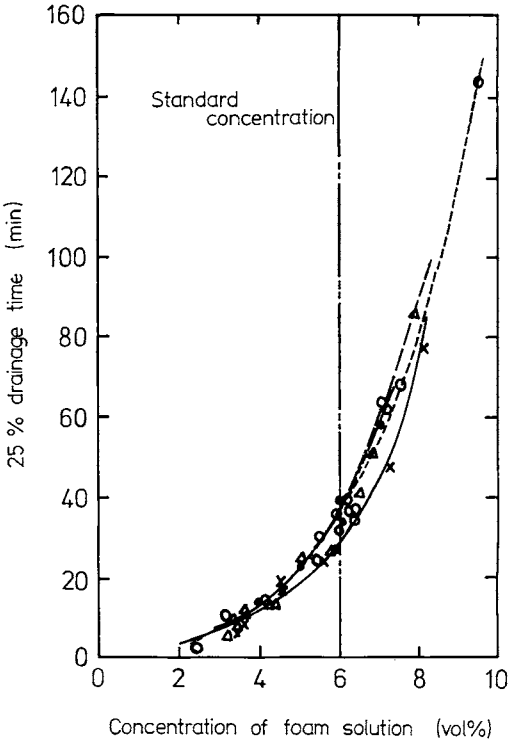


Fig. 7 The relationship between 25% drainage time and concentration of foam solution.
●——●　Premixing method.
×——×　Pressure proportioning method without mixing unit.
△——△　Pressure proportioning method with fins for mixing.
○------○　Pressure proportioning method with glass beads for mixing.

泡の粒径も関係していると考えられる。

3.3　泡水溶液の濃度と還元時間の関係

各種泡水溶液調製方法により発生した泡の泡水溶液の濃度と25%，50%還元時間の関係をそれぞれ **Fig. 7** と **Fig. 8** に示す。**Fig. 7**，**Fig. 8** によれば，泡水溶液の濃度と還元時間の関係は，各方式ともほぼ同じような傾向を示している。泡水溶液濃度が 6 voℓ時で比較すると，25%，および50%還元時間は，混合装置のみの方式，プレミックス方式，ガラス玉方式，羽根方式の順に少しづつ長くなっている。泡水溶液濃度が 6 voℓ%時における，混合装置のみの方式と羽根方式との泡水溶液還元時間の差は，25%還元時間が約10分，50%還元時間が約13分であった。この差は泡水溶液濃度が低くなると少なくなり，その反対に高くなると大きくなる傾向を示す。

3.4　還元率*と還元時間の関係

泡水溶液濃度約 6 voℓ%時における，各種泡水溶液調製方法により発生した泡の50%までの還元率と，その泡の50%還元時間を100とした時の還元時間との関係を **Fig. 9** に示す。**Fig. 9** によれば，還元率と還元時間の関係は，各方式ともほぼ同じような傾向を示した。このことから，50%還元時間がちがっていても，各還元率に対する還元時間はほぼ同じであるということがわかる。

*発生泡に用いられた泡水溶液の容積を Vℓとし，発生泡から容積 Vd だけもとの泡水溶液にもどったとき，100×Vd/Vℓ (%) を還元率とする。

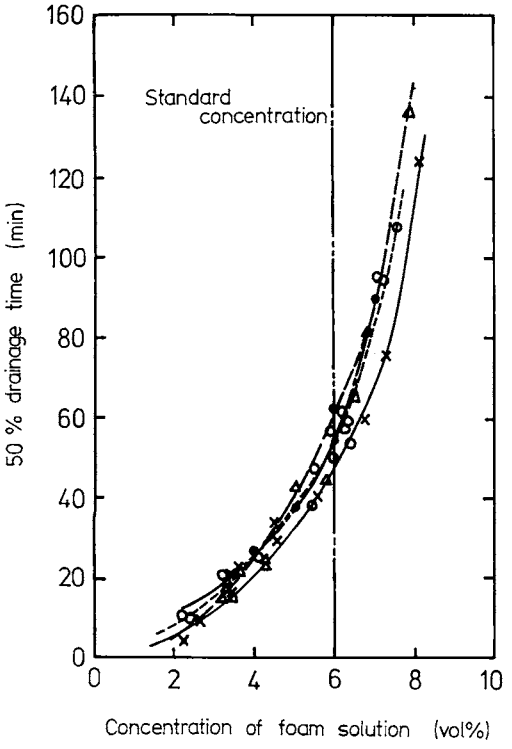


Fig. 8 The relationship between 50% drainage time and concentration of foam solution.
●——●　Premixing method.
×——×　Pressure proportioning method without mixing unit.
△——△　Pressure proportioning method with fins for mixing.
○-----○　Pressure proportioning method with glass beads for mixing.

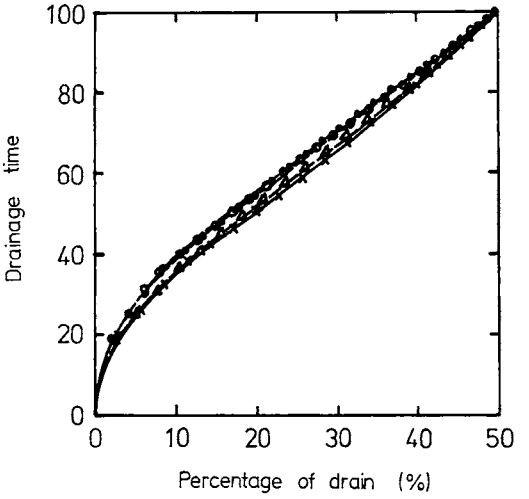


Fig. 9 The relationship between drainage time and percentage of drain, in case of concentration of foam solutions were about 6voℓ%.
Drainage time for 50% drainage was placed as 100.
●——●　Premixing method.
×——×　Pressure proportioning method without mixing unit.
△——△　Pressure proportioning method with fins for mixing.
○-----○　Pressure proportioning method with glass beads for mixing.

3.5　泡水溶液濃度とせん断応力の関係

各種泡水溶液調製方法により発生した泡の泡水溶液濃度とせん断応力の関係を **Fig. 10** に示す。**Fig. 10** によれば，泡水溶液濃度が 6 voℓ%以下では，せん断応力の値はプレミックス方式が最高で，6 voℓ%以上ではプレミックス方式が最低値を示している。このことから，プレミックス以外の方式による泡の流動性は，プレミックス方式のそれに比べ 6 voℓ%以下では良く，6 voℓ%以上では悪いということがわかる。

3.6　泡水溶液濃度と耐熱性の関係

各種泡水溶液調製方法により発生した泡の泡水溶液濃度と耐熱性の関係を **Fig. 11 (a), (b)** に示す。(a) は加熱による泡容積の最大増加量，(b) は加熱による泡容積の60%減少時間である。**Fig. 11 (a), (b)** によれば，泡容積の最大増加量および60%減少時間は，プレミックス方式以外は各方式ともほぼ同じような傾向を示している。

Fig. 12 に泡水溶液濃度約 6 voℓ%時の加熱時間とそれによる泡容積の変化の関係を示す。**Fig. 12** によれば，プレミックス方式とガラス玉方式がほぼ同じ変化を示している。また，羽根方式，混合装置のみの方式の順に早く泡容積が減少（泡が消滅）していくことがわかる。このことから，泡水溶液が均一なほど耐熱性が良くなることが考えられる。

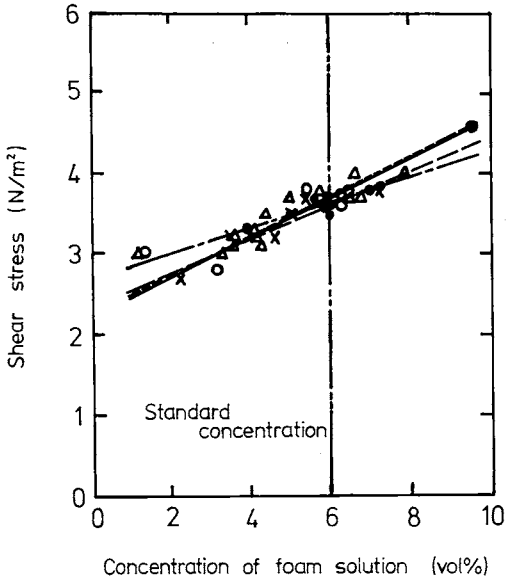


Fig. 10 The relationship between shear stress and concentration of foam solution.
●— — —● Premixing method.
×———× Pressure proportioning method without mixing unit.
△— — —△ Pressure proportioning method with fins for mixing.
○ - - - - -○ Pressure proportioning method with glass beads for mixing.

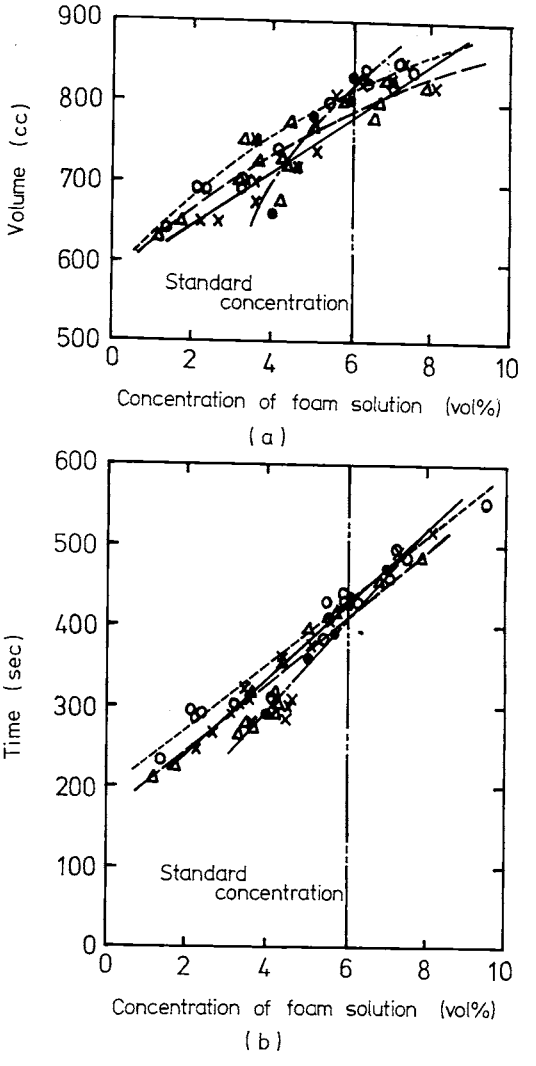


Fig. 11 The relationship between heat resistance and concentration of foam solution.
(a) Maximum increase of the initial foam volume (500cc).
(b) Time at which 60% of the initial foam volume.
●— — —● Premixing method.
×———× Pressure proportioning method without mixing unit.
△— — —△ Pressure proportioning method with fins for mixing.
○ - - - - -○ Pressure proportioning method with glass beads for mixing.

4. 結　論

水溶性液体用高分子ゲル生成型泡消火剤中，粘度が常温でも極めて高く，チクソトロピック的粘度特性をもっており，しかも水を含まないナショナル・フォーム・システム社の **AERO-WATER PSL**（商品名）について，プレミックス方式，混合装置のみの方式，羽根方式，ガラス玉方式の4種の泡水溶液調製方法によって泡放出を行った。その結果，発生した泡の諸性能を泡水溶液があらかじめ所定実用濃度（6 vol%）でしかも均一になっているプレミックス方式によるそれと比較したところ，プレミックス方式以外の3種の方式を用いて実用的泡を発生させるためには，泡原液が混合装置から連続的に放出され，しかも泡水溶液は所定実用濃度以上でできるだけ均一の方が望ましいことが明らかになった。

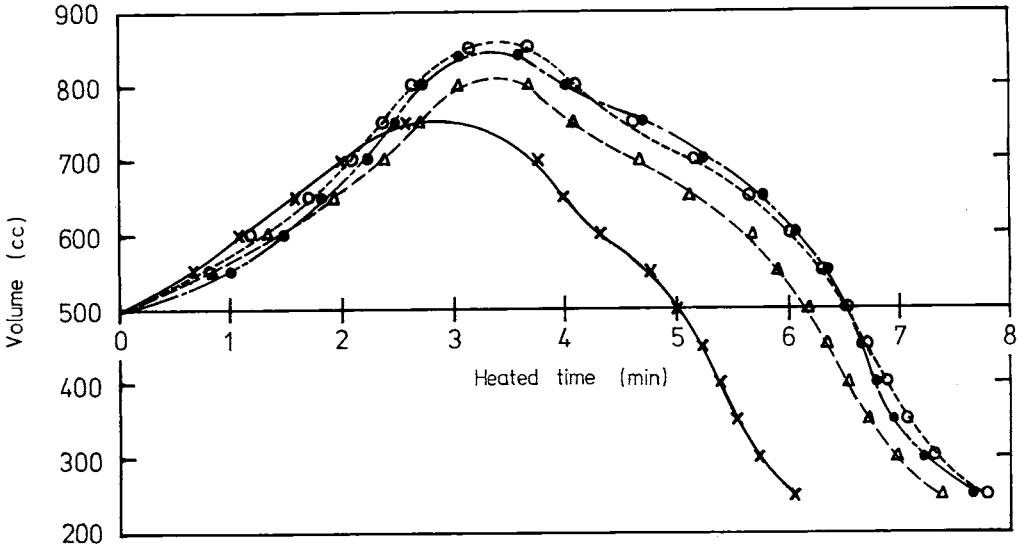


Fig. 12 The relationship between variation of foam volume and heated time, in case of concentration of foam solutions were about 6voℓ%.
●——●　Premixing method.
×——×　Pressure proportioning method without mixing unit.
△——△　Pressure proportioning method with fins for mixing.
○------○　Pressure proportioning method with glass beads for mixing.

参考文献

1）星野　誠，林　幸司：消防研究所報告，No. 48, p. 1 (1979)
2）星野　誠，林　幸司：消防研究所報告，No. 50, p. 44 (1980)
3）星野　誠，林　幸司：消防研究所報告，No. 52, p. 7 (1981)
4）星野　誠，林　幸司：消防研究所報告，No. 54, p. 7 (1982)
5）新居六郎，丹阪賢三：消防研究所報告，No. 24, p. 8 (1964)

Foam Properties of Polar-Solvent Type Aqueous Film Forming Foam(AFFF) Agent

(Abstract)
Koji Hayashi and Makoto Hoshino

(Received November 30, 1984)

The foam agent used was a gel forming type synthetic foam agent containing polymers and fluorochemicals, a modified **National Aero-Water PSL**, which has extremely high viscosity even at normal temperature and thixotropy, and nil in water content. So the foam agent is difficult to make a homogeneous foam solution except for premixing method.

The foam solution was prepared in the following way ; the mixture of the foam agent and water by pressure proportioning method was conveyed directly to the foam nozzle, or to a tube with fins or glass beads which was placed before the foam nozzle.

The foam prepared by the pressure proportioning method has almost equal foam properties such as expansion ratio, drainage time, shear stress, and heat resistance to that by the premixing method, when the foam solution is of 6 vol% or over in the content of the foam agent and the foam agent is discharged continuously, though better foam properties can be generally expected for homogeneous foam solution.

Three-dimensional Numerical Study of Fire-induced Ventilations in Enclosures

Kohyu Satoh

(Received November 30, 1984)

In relation to the experimental data by Steckler et al. on flows induced by a fire in a compartment[1,2], numerical analysis has been made using a three-dimensional differential field model. The comparison of numerical results with experimental data indicates that the numerical solutions can predict mass flow rates within 35% discrepancy. Some factors, e. g. effects of the net released heat, radiative heat, local turbulent viscosity and heat source dimensions causing the discrepancy, are discussed. Accuracy will become much better by taking these factors into account in calculations. A nondimensional equation of mass flow rate is described.

1. Introduction

The location of a heat source affects fire-induced ventilation of rooms when the fire is in development. Steckler et al.[1,2] measured flow induced by a flame of methane gas burner. The burner flame located centrally on the floor gave about 1.3 times larger mass flow rates than the back corner heat source. The author[3,4] also investigated these numerically by a differential field model, although the enclosure geometry was different from that of Steckler et al.. The two-dimensional calculations[3] showed, similarly with the above, that the central heat source induced larger mass flow of air than the heat source located close to the back wall. The two-dimensional model is inadequate to analyse the three-dimensional effect, such as the corner heat and the doorway width. Thus three-dimensional calculation based on a differential field model was attempted and compared with the experimental data by Steckler et al.. There are a few reports[13] in which the experimental results by Steckler et al. were compared with theoretical results. However, the numerical study of the effect of doorway geometry upon the mass flow rate is not yet fully completed.

2. Numerical Method

2.1 Compartment Geometry

Figure 1 shows the compartment geometry used in the experiments by Steckler et al.. The size was 2.8 × 2.8 × 2.18 m (height). The doorway height was kept at 1.83 m, while the width (W) was variable.

The present numerical scheme employs a

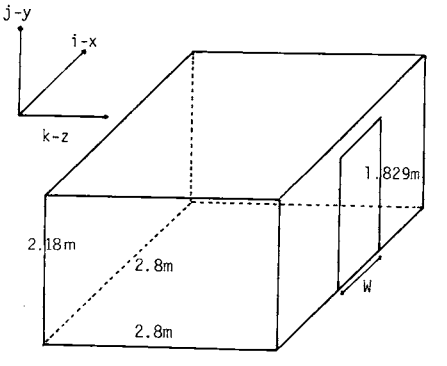


Fig. 1 Compartment geometry for the experimental study of Steckler et al.[1].

Table 1 Comparison between the numerical and the experimental scheme.

	Experimental scheme	3-D numerical scheme
Enclosure dimensions	2.8×2.8×2.18m	2.8×2.8×2.2m (14×14×11 cells)
Opening dimensions (W : doorway width) (H : doorway height)	H = 1.83m W = 0.24, 0.36, 0.49, 0.62, 0,74, 0.86, and 0.99m	H = 1.8m W = 0.4 (i = 7 to 8, S), 0.6 (i = 7 to 9, US) 0.8 (i = 6 to 9, S), 1.0 (i = 6 to 10, US) 1.2m (i = 5 to 10, S) and 1.4m (i = 4 to 10, US) [S : symmetric, US : unsymmetric]
Heat source dimensions	circular − 0.305m in diameter	0.6×0.4m (i = 6, 8, k = 7, 8) (center heat) 0.4×0.4m (i = 2, 3, k = 2, 3) (back corner heat - 0.2m distant from wall) heat source height = 0.6m (j = 1 to 3)
Heat release rate	62.9 kW	60 kW

geometry similar to the experimental setup. **Table 1** shows the comparison between experimental and numerical schemes. **Figure 2** depicts the cross sectional view of the three-dimensional flow field, that is, side view, front view and plan view. Cells in the domain are all cubic and uniform. The numerical domain consists of 16 × 13 × 21 cells. Let "i", "j" and "k" be the cell number in the direction of x, y and z, respectively (see **Figs. 1** and **2**). "i" varies from 0 to 15, "j" from 0 to 12 and "k" from 0 to 20. The inside of the enclosure is divided into 14 × 11 × 14 cells excluding wall boundaries. The outside, adjacent to the doorway is 16 × 13 × 5 cells, which are necessary. Because, without them, the hot and cool ambient air may directly mix at the doorway as reported in Reference 4. Each cell length is 0.2 m and so the enclosure dimensions are 2.8 × 2.8 × 2.2 m (height). The doorway height is constant at 1.8 m.

2.2 Doorway Width

In the experimental study, the doorway width was varied every 0.125 m from 0.24 to 0.99 m. In the present numerical study, it was varied every 0.2 m from 0.4 to 1.4 m. The width was not always taken symmetrically (left and right) at the front doorway as seen in **Table 1**. However, the sym-

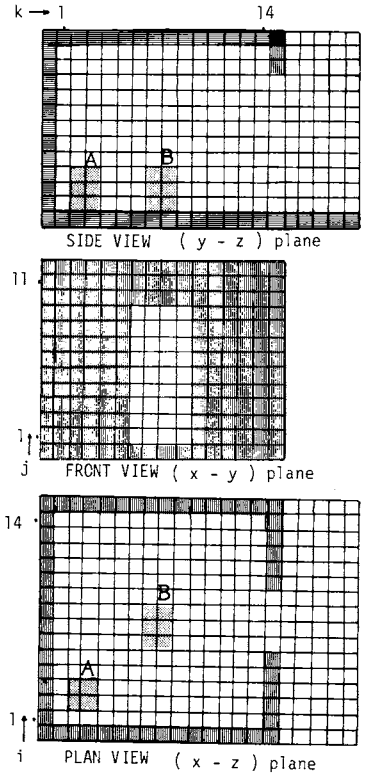


Fig. 2 Cross sectional view of the three-dimensional flow field. "A" is the corner back heat source (2 × 2 × 3 cells) and "B", the central heat source (3 × 2 × 3 cells).

metry of the doorway width relative to the vertical center line of the enclosure width is not severe upon the mass flow rates.

2.3 Heat Source

In experiments, a circular methane gas burner, 0.305 m in diameter was used as the heat source. The heat release rate is reported as 63 kW, which must have been determined by the methane gas supply rate.

In the present calculations, the heat source is like a square pillar (see **Fig. 2**), but does not form any obstacles to the fluid. The heat source dimensions are 0.4 × 0.4 × 0.6 m (height) for the back corner heat source. However, in case of the central heat source, there were a few cases of bad stability in computations, especially when configuration of both the doorway and the heat source were symmetric in relation to the vertical center line. Therefore, the heat source was intentionally arranged unsymmetrically, that is, at i = 6 th to 8 th and k = 7 th to 8 th as seen in **Fig. 2**. Here, "i" and "k" are the cell number in x- and z- directions, respectively, as mentioned above. Thus the dimensions of heat source are 0.6 × 0.4 × 0.6 m (height) for the central heat source. However, the mass flow rate due to the heat source with dimension of 0.6 × 0.4 × 0.6 m was much larger than that of 0.4 × 0.4 × 0.6 m or 0.2 × 0.2 × 0.6 m.

2.4 Governing Equations and Boundary Conditions

The governing equations for the present three-dimensional numerical calculation are as follows:

[Continuity equation]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w)}{\partial z}=0 \quad \cdots\cdots(1)$$

[Momentum equation]

(x direction)

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho uu)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho uw)}{\partial z}$$
$$=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \quad \cdots\cdots(2)$$

(y direction-gravitational direction)

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho vu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho v^2)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho vw)}{\partial z}$$
$$=-\frac{\partial p}{\partial y}-\rho g+\frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \quad \cdots\cdots(3)$$

(z direction)

$$\frac{\partial(\rho w)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho wu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho wv)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w^2)}{\partial z}$$
$$=-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x}+\frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y}+\frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} \quad \cdots\cdots(4)$$

[Energy equation]

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho hu)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho hv)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho hw)}{\partial z}$$
$$=-\frac{\partial q_x}{\partial x}-\frac{\partial q_y}{\partial y}-\frac{\partial q_z}{\partial z}+\gamma_e \quad \cdots\cdots(5)$$

[Equation of state]

$$p=\rho RT \quad \cdots\cdots(6)$$

[Enthalpy equation]

$$h=C_pT \quad \cdots\cdots(7)$$

where (x, y, z) are the coordinates (see **Fig. 1**), (u, v, w) the components of velocity, t the time, T the

air temperature, ρ the density of air, p the pressure, τ the stress tensor, h the enthalpy, q the heat flux, γ the convective heat generation, g the gravitational acceleration, C_p the specific heat and R the universal gas constant.

Additional detailed equations are found in References 7, 8 and 9. In calculations all the walls were assumed to be heat insulating and the radiation from the heat source and also in the atmosphere was not taken into account. At the free boundary the temperature and velocity gradients are normal zero. The pressure at the outside of the free boundary is the ambient one. The ambient temperature is set to 15 °C.

A fire simulation computer code UNDSAFE [5], in which the governing equations and boundary conditions mentioned aboue are incorporated, is available, but the original code is based on a two-dimensional scheme. Therefore, the code is modified and extended to three-direnisional scheme. An algebraic turbulence model [6] for the calculation of local turbulent viscosity is also extended to the third dimension, as seen in the Appendix.

2.5 Mass Flow Rate

The mass flow rates at the doorway, which is located in the k = 15 th vertical plane perpendicular to the z-direction, are given by the following equation :

$$m_{\substack{out \\ in}} = \sum_{j=1}^{9} \sum_{i=i1}^{i2} \rho(i, j, 15) \cdot u(i, j, 15) \cdot \Delta S \quad \cdots\cdots (8)$$

(m_{out} for $u(i, j, 15) > 0$)

(m_{in} for $u(i, j, 15) < 0$)

[kg/sec] [kg/m³]·[m/sec]·[m²]

where m_{out} is the mass outflow rate, m_{in} the mass inflow rate, $\rho(i, j, 15)$ and $u(i, j, 15)$ the density and velocity in the i-th, j-th and k=15-th cell and ΔS the unit cell area. "i" varies from the i_1-th left to the i_2-th right cell of the opening and "j" from 1 to 9 since the opening height is 1.8 m. "k" is fixed at 15. The mass flow rate calculated was oscillating and therefore it was averaged with time after the steady state was reached. The time-averaged inflow and outflow rates were almost equal, which is a criterion for the mass continuity. At the same time, the time-mean heat outflow rate was almost equal to the heat input, which is a criterion for the energy conservation. Thus m_{out} is expressed as m, hereafter.

3. Results and Discussion

Profiles of temperature and velocity gradients and also neutral plane height at the doorway in calculations were roughly comparable with the experimental data by Steckler et al.. For example, the neutral height at the doorway was about 0.9 m in calculations when thee doorway width was 0.6 m, as seen in **Fig. 3** which shows a velocity vector distribution in the field. Contrary to this, the experiments gave the doorway neutral height of about 1.0 m when the width was 0.62 m. Further, the overall temperature of the hot air in the enclosure was about 135 °C in calculations as seen in **Fig. 4** which represents the temperature field in the vertical cross section. On the other hand, the

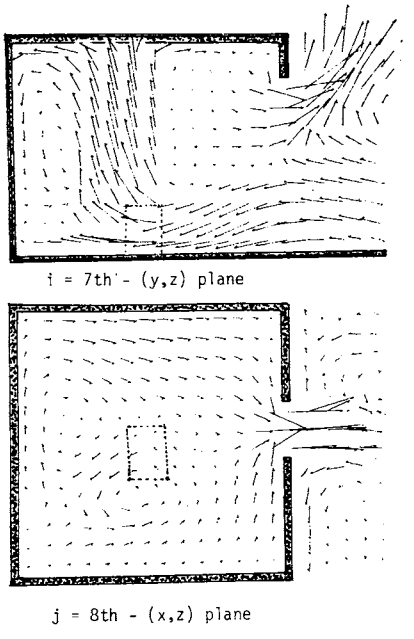


Fig. 3 Velocity vector distributions in the numerical domain. The heat source located in the center. Heat input = 60 kW. Doorway width = 0.6 m. Time = 67.2 sec.

1.40	1.41	1.41	1.44	1.46	1.47	1.50	1.45	1.44	1.43	1.43	1.43	1.42	1.43	1.14
1.36	1.38	1.40	1.43	1.47	1.49	1.42	1.40	1.41	1.41	1.42	1.42	1.42	1.43	1.21
1.34	1.36	1.37	1.41	1.47	1.50	1.42	1.38	1.39	1.40	1.40	1.41	1.42	1.43	1.42	1.36
1.31	1.33	1.35	1.39	1.47	1.51	1.43	1.37	1.38	1.38	1.39	1.40	1.41	1.41	1.39	1.33
1.27	1.31	1.32	1.38	1.41	1.47	1.53	1.47	1.38	1.38	1.39	1.39	1.38	1.38	1.34	1.26
1.21	1.24	1.27	1.29	1.36	1.48	1.55	1.46	1.37	1.36	1.36	1.36	1.34	1.33	1.26	1.16
1.20	1.21	1.23	1.26	1.35	1.50	1.60	1.46	1.32	1.30	1.28	1.26	1.24	1.23	1.15	1.03
1.19	1.18	1.18	1.22	1.34	1.52	1.68	1.50	1.25	1.23	1.21	1.18	1.12	1.07	1.02	1.01
1.12	1.12	1.11	1.20	1.34	1.54	1.85	1.62	1.17	1.15	1.13	1.10	1.06	1.03	1.02	1.01
1.06	1.08	1.11	1.21	1.33	1.47	1.62	1.38	1.09	1.08	1.07	1.05	1.03	1.02	1.01	1.01
1.07	1.09	1.15	1.22	1.30	1.39	1.46	1.26	1.05	1.04	1.04	1.03	1.02	1.01	1.01	1.00

i = 7 th - (y,z) plane

Fig. 4 Temperature distribution in the field. Conditions are the same as in Fig. 3. Time = 67.2 sec.

experimental data showed about 129 °C for the temperature of the upper hot gas layer.

Fig. 5 shows the comparison of the mass flow rate as a function of doorway width between the present calculations and experiments by Steckler et al.. The numerical solutions predict the mass flow rate to within 35 % discrepancy. As mentioned earlier, the symmetry of doorway has only little effect upon the mass flow rate.

The following factors which caused this discrepancy are considered here. The first reason is that the burning of the methane gas diffusion flame might not have always been complete. As mentioned earlier, the heat release rate of 63 kW in experiments must have been obtained by the methane gas supply rate. (Complete burning of methane gas produces the heat of 8573 kcal/Nm^3, which is the "true calorific value" of methane.) Generally, a methane gas diffusion flame, whose photograph is displayed in **Fig. 6**, produces little soot and unburnt hydrocarbon. If this is true, the net heat release rate must be much less than 63 kW. The second reason is due to the difference of the heat source itself between the both. The heat source term in energy equation (5) expresses solely the convective heat in the present calculations. Grumer et al.[10], Yumoto[11] and May et al.[12] reported that the gaseous or liquefied methane diffusion flame emitted 10-23 % as radiation out of the total heat release rate. The author also

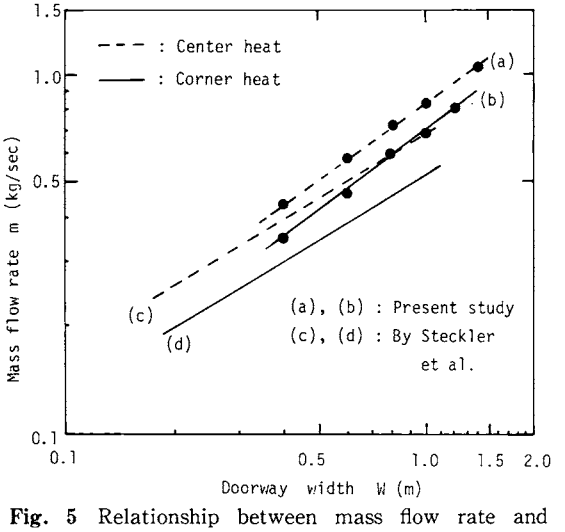


Fig. 5 Relationship between mass flow rate and doorway width.
(a) and (b) : Present numerical results. (Heat input = 60 kW).
(c) and (d) : Experimental results by Steckler et al.. (Heat input = 63 kW)[1,2].

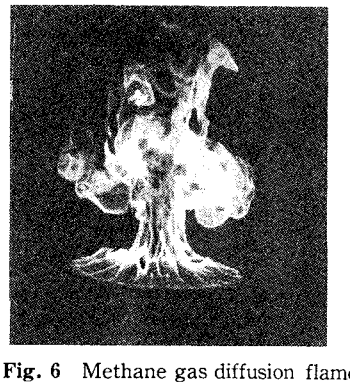


Fig. 6 Methane gas diffusion flame.

observed considerable radiation from the methane gas diffusion flame shown in **Fig. 6**. Considering the two factors mentioned above, the net heat release rate of the methane gas flame and also the convective portion of the net heat release rate must have been much less than 63 kW. Here, the relationship of the mass flow rate m with the convective heat input Q_0 is represented in **Fig. 7**. Line (A) in **Fig. 7** is by the present numerical calculations, when the doorway width was 0.8 m. Line (C) in **Fig. 7** is by the experiments, when the width was 0.74 m. In order to adjust the doorway width, an estimation line (B) is introduced, by multiplaying $(0.74/0.80)^{0.7}$ with relationship (A). Here, the power fraction 0.7 will be referred later. Thus, the mass flow rate due to the heating at 63 kW corresponds to 36 kW, as seen in relationships (B) and (C) in **Fig. 7**, although the value may be too low for the real net convective heat. The third reason is due to the heat source dimensions. As mantioned earlier, larger heat source entrains larger mass of air. In experiments, the diameter of gas burner was 0.31 m, while dimensions of heat source area were 0.6 × 0.4 m in calculations. This must affect the difference.

Other reasons to be considered are based on the numerical method. The cell size in the numerical domain and discrete time interval for calculations should affect the flows. However, Markatos et al.[13] reported that the effect of number of cells upon flows was quite small. Next, local turbulent viscosities in the present calculations might have to be much larger values. By larger values of viscosity, the mass flow rate should be restrained. Present calculations employed a maximum limit in the local turbulent viscosity, that is, 400 times the laminar viscosity, whereas Markatos et al.[13] reported very high levels of turbulent viscosity (around 2000 times the laminar one). One more factor is due to the specific heat of air. A constant value of the specific heat of air in the enthalpy equation (7) was employed in the present calculations. Particularly, the effect of steam, produced by methane gas burning, must have some effect. Next, the boundary conditions of walls have considerable effect in the room temperature. In calculations, walls were

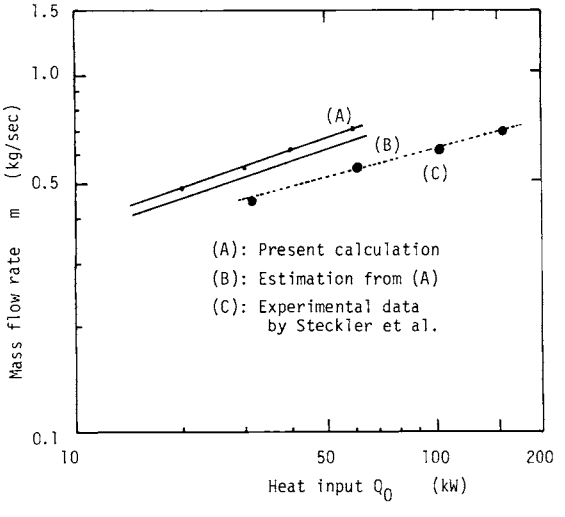


Fig. 7 Relationship of mass flow rates with heat input. Doorway dimensions are 0.74 × 1.83 m for (C) and 0.80 × 1.80 m for (A). (B) is estimated from (A) ; (B)= (A)× $(0.74/0.80)^{0.7}$.

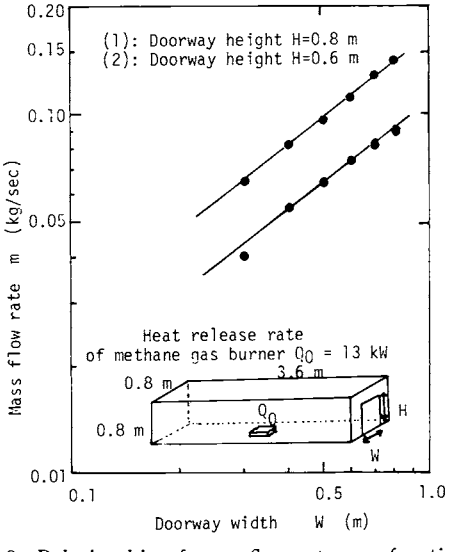


Fig. 8 Relationship of mass flow rate as a function of doorway width. Enclosure dimensions are 3.6 × 0.8 × 0.8 m. Dimensions of methane gas burner, located centrally on the floor, was 0.18 × 0.18 m. Methane gas was premixed with air and so the flame was blue and short.

assumed to be heat-insulating. Therefore, this must also have caused the discrepancy in the mass flow rates.

By taking these factors, discussed above, into account in calculations, more accurate prediction will be given. Because all the factors mentioned above have a possibility to shrink the discrepancy.

The mass flow rate m does not always depend linearly upon the doorway width W when the fire is still in development, that is, when the fire area is comparatively small. Experimental results shown in **Fig. 5** (see lines (c) and (d)) give about 0.63 as the power n of $m \propto W^n$. On the contrary, the present calculations indicate about 0.7 for n, as seen in **Fig. 5** (lines (a) and (b)). The difference between both the power fractions of 0.63 and 0.7 may also be based on the factors mentioned above. However, the author's experimental study [14] showed a relationship of approximately $m \propto W^{0.7}$ as seen in **Fig. 8**, although the geometry of the experimental setup was different from the present case. Thus, the power fraction must be around 0.63 to 0.7 when the enclosure and heat source conditions are like the present scheme. About the dependence of mass flow rates against the doorway width, it may be considered that the opening coefficient depends on the doorway geometry. However, Steckler et al.[15] reported that the doorway coefficient did not depend upon the opening geometry.

The relationship of the mass flow rate m as a function of the heat input Q_0 is found in **Fig. 7**. The experiments (line (C)) give about 0.26 as the power n' of $m \propto Q_0^{n'}$, while the present calculations (line (A)) indicate almost 0.31. According to the study by Markatos et al.[13], the power n is estimated as about 0.21, which is considered to be too small.

Taking those discrepancies into account, the above relationships are changed to be nondimensional. The following relationship is obtained for the central and back corner heat source, based on present numerical calculations and experimental data by Steckler et al. :

$$M = k \cdot (W/H_0)^a \cdot \Phi^b \quad \cdots\cdots (9)$$

$a = 0.63$ to 0.7 and $b = 0.26$ to 0.31

where M is the dimensionless mass flow rate ($M = m/(\rho_0 g^{1/2} H_0^{5/2})$), H_0 the enclosure height, Φ the dimensionless heat input ($\Phi = Q_0 / (\rho_0 C_p T_0 g^{1/2} H_0^{5/2})$), T_0 the ambient air temperature, ρ_0 the ambient air density and k the constant. The effect of doorway height upon the mass flow rate will be reported separately.

4. Conclusion

Mass flow rates as a function of doorway width by present calculations exist within the discrepancy of 35 % compared to the experiments by Steckler et al.. However, the net heat release rate might have been less than 63 kW in experiments due to the incomplete combustion of the methane gas diffusion flame. Additionally, convective heat contributing to the buoyancy in the net heat release rate should be much less than 63 kW since a diffusion gas flame emitts 10 to 23 % out of the net heat release rate as radiative heat. Further, present calculations employed a heat source with larger dimension than the gas burner in experiments. When the dimensions of the heat source are much smaller than those in the present calculations, the mass flow rates should decerease. Local turbulent viscosities, boundary condtions and specific heat of air are factors to shrink the discrepancy as well as the factors of heat release rate, mentioned above.

Based on the present calculations and experimental data, the following nondimensional relationship of mass flow rate is given when the heat source is located between the center and the back corner of the enclosure floor :

$$M = k \cdot (W/H_0)^a \cdot \Phi^b$$

$a = 0.63$ to 0.7 and $b = 0.26$ to 0.31

5. Acknowledgment

The author would like to thank Mr. G. E. Papach for his kind English editorial service and Mr. Y. Kumano, the former Director of Fire Research Institute of Japan, for his helpful advice.

References

1) Steckler, K. D., Rinkinen, W. J. and Quintiere, J. G. : "Flow Induced by a Corner Fire in a Room-Some Experimental Results", Chemical and Physical Processes in Combustion, Pittsburgh, p. 153 (October, 1981).

2) Steckler, K. D., Quintiere, J. G. and Rinkinen, W. J. : "Flow Induced by a Fire in a Compartment", NBSIR 82-2520 (1982)

3) Satoh, K., Lloyd, J. R. and Yang, K. T. : "Numerical Study of Horizontal Ventilations as a Function of Heat Source and Opening Locations", Report of Fire Research Institute of Japan, No. 58, 11 (1984).

4) Satoh, K. : "Experimental and Finite-Difference Study of Dynamic Fire Behaviors in a Cubic Enclosure with a Doorway", ibid., No. 55, 17 (1983).

5) Liu, V. K. and Yang, K. T. : "**UNDSAFE-II**. A Computer Code for Buoyant Turbulent Flow in an Enclosure with Thermal Radiation", Technical Report of the Department of Aerospace and Mechanical Engineering of University of Notre Dame, TR-79002-78-3 (1978).

6) Nee, V. W. and Liu, V. K. : "An Algebraic Turbulence Model for Buoyant Recirculation Flow", ibid., TR-79002-78-2 (1978).

7) Doria, M. L. : "A Numerical Model for the Prediction of Two Dimensional Unsteady Flows of Multicomponent Gases with Strong Buoyancy Effects and Recirculation", ibid., TR-37191-74-4 (1974).

8) Patankar, S. V. : "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", McGraw-Hill Book Company.

9) Schlichting, H. : "Boundary Layer Theory", McGraw-Hill Series in Mechanics, McGraw-Hill Book Company.

10) Grumer, J., Strasser, A., Kubala, T. A. and Burgess, D. S. : "Uncontrolled Diffusive Burning of Some New Liquid Propellants", Fire Technology Abstracts and Reviews, Vol. 3, 159 (1961).

11) Yumoto, T. : "Burning Rate and Radiation of Liquid Pool Fire", Doctor Thesis of Tokyo Science University (1977).

12) May, W. G. and McQueen, W. : "Radiation from Large Liquefied Natural Gas Fires", *Cobmustion Science and Technology*, **7** 51 (1973).

13) Markatos, N. C. and Cox, G. : "Hydrodynamics and Heat Transfer in Enclosures Containing a Fire Source", *Physicochemical Hydrodynamics*, **5** No. 1, 53 (1984).

14) Satoh, K. : "An Approach to Modeling of Aircraft Cabin Fire Phenomena", Report of Fire Research Institute of Japan, No. 53, 48 (1982).

15) Steckler, K. D., Baum, H. R. and Quintiere, J. G. : "Fire Induced Flows through Room Openings-Flow Coefficients", *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, Michigan, Paper No. 173 (1984).

Appendix. An Algebraic Model for Calculations of Local Turbulent Viscosity.

A length scale L based on the von Karman's Similarity Theory is expressed as the following equation in the original two-dimensional UNDSAFE [5,6] code :

$$L=\frac{R}{2}\left(\sqrt{u^{2+}v^2}/\sqrt{u_x^2+u_y^2+v_x^2+v_y^2}+\sqrt{u_x^2+u_y^2+v_x^2+v_y^2}/\sqrt{u_{xx}^2+u_{yy}^2+v_{xx}^2+v_{yy}^2}\right)$$

Under an assumption that the eddy viscosity can be represented by scalar quantities, this equation is extended into the third dimension as follows :

$$L=\frac{R}{2}\left(\sqrt{u^2+v^2+w^2}\Big/\sqrt{u_x^2+u_y^2+u_z^2+v_x^2+v_y^2+v_z^2+w_x^2+w_y^2+w_z^2}+\sqrt{u_x^2+u_y^2+u_z^2+v_x^2+v_y^2+v_z^2+w_x^2+w_y^2+w_z^2}\Big/\sqrt{u_{xx}^2+u_{yy}^2+u_{zz}^2+v_{xx}^2+v_{yy}^2+v_{zz}^2+w_{xx}^2+w_{yy}^2+w_{zz}^2}\right)$$

(u, v, w) : velocity components

$(u_x, u_y, u_z, v_x, v_y, v_z, w_x, w_y, w_z)$: first derivatives

$(u_{xx}, u_{yy}, u_{zz}, v_{xx}, v_{yy}, v_{zz}, w_{xx}, w_{yy}, w_{zz})$: second derivatives

R : constant

The program listing for the calculation of local turbulent viscosity is represented as follows :

```
C ***********************************************************************
      SUBROUTINE CALVIS
C ***********************************************************************
      COMMON /BLA/ BUOY,RESORM,VISL,VOL,VOLDT
      COMMON /BLB/ DX,DY,DZ,DXY,DYZ,DZX,XYOZ,YZOX,ZXOY,XYPZ,YZPX,ZXPY
      COMMON /BLC/ NI,NJ,NK,NIM1,NJM1,NKM1,MK,MKM1,MKP1,NJP1, NT
      COMMON /BLD/ VISMAX,PDX4,PDY4,PDZ4,PDXX2,PDYY2,PDZZ2
      COMMON /BLE/ PDX,PDY,PDZ
      COMMON /BLF/ LB(16,13),IL,IR,JH
      COMMON /DM1/ U(16,13,21),V(16,13,21),W(16,13,21),T(16,13,21)
      COMMON /DM2/ R(16,13,21),P(16,13,21)
      COMMON /DM3/ SP(16,13,21),VIS(16,13,21)
      COMMON /DM4/ DU(16,13,21),DV(16,13,21),DW(16,13,21),REQ(13)
C*
      DO 200 I=2,NIM1
       IP1=I+1
       IM1=I-1
      DO 200 J=2,NJM1
       JP1=J+1
       JM1=J-1
      DO 200 K=2,NKM1
         IF(LB(I,J) .EQ. 9 .AND.  K.EQ.MK) GO TO 200
       KP1=K+1
       KM1=K-1
         UIJK=U(I,J,K)
         VJKI=V(I,J,K)
         WKIJ=W(I,J,K)
      IF(I .EQ. 2    .AND. K .LE. MKM1) GO TO 210
      IF(I .EQ. NIM1 .AND. K .LE. MKM1) GO TO 211
      IF(I.EQ.IL .AND. J.GE.2 .AND. J.LE.JH .AND. K.EQ.MK) GO TO 210
      IF(I.EQ.IR .AND. J.GE.2 .AND. J.LE.JH .AND. K.EQ.MK) GO TO 211
      DUDX =( U(IP1,J  ,K)-UIJK )*PDX
      DDUDX=( U(I+2,J  ,K)-UIJK -U(IP1,J,K)+U(IM1,J,K))*PDXX2
      DVDX =( V(IP1,JP1,K)-V(IM1,JP1,K)+V(IP1,J,K)-V(IM1,J,K))*PDX4
      DDVDX=((V(IP1,JP1,K)+V(IP1,J,K))-2.*(V(I,JP1,K)+ VJKI )+
     &       (V(IM1,JP1,K)+V(IM1,J,K)))*PDXX2
      DWDX =( W(IP1,J,KP1)-W(IM1,J,KP1)+W(IP1,J,K)-W(IM1,J,K))*PDX4
      DDWDX=((W(IP1,J,KP1)+W(IP1,J,K))-2.*(W(I,J,KP1)+ WKIJ )+
     &       (W(IM1,J,KP1)+W(IM1,J,K)))*PDXX2
      GO TO 300
 210  DUDX = U(IP1,J,K)*PDX
      DDUDX=(U(I+2,J,K)-2.*U(IP1,J,K))*PDXX2
      DVDX =(V(IP1,JP1,K)+V(IP1,J,K)+V(I,JP1,K)+ VJKI )*PDX4
      DDVDX=(V(IP1,JP1,K)+V(IP1,J,K)-3.*(V(I,JP1,K)+VJKI))*PDXX2
      DWDX =(W(IP1,J,KP1)+W(IP1,J,K)+W(I,J,KP1)+ WKIJ )*PDX4
      DDWDX=(W(IP1,J,KP1)+W(IP1,J,K)-3.*(W(I,J,KP1)+WKIJ))*PDXX2
      GO TO 300
 211  DUDX=- UIJK *PDX
      DDUDX=(U(IM1,J,K)-2.*U(IP1,J,K))*PDXX2
      DVDX=-(V(I  ,JP1,K)+VJKI +V(IM1,JP1,K)+V(IM1,J,K))*PDX4
      DDVDX=(V(IM1,JP1,K)+V(IM1,J,K)-3.*(V(I  ,JP1,K)+VJKI))*PDXX2
      DWDX=-(W(I  ,J,KP1)+WKIJ +W(IM1,J,KP1)+W(IM1,J,K))*PDX4
      DDWDX=(W(IM1,J,KP1)+W(IM1,J,K)-3.*(W(I,J,KP1)+WKIJ))*PDXX2
 300  CONTINUE
      IF(J.EQ.2) GO TO 310
      IF(J.EQ.NJM1 .AND. K.LE.MKM1) GO TO 311
      IF(I.GE.IL .AND. I.LE.IR .AND. J.EQ.JH .AND. K.EQ.MK) GO TO 311
      DRDY=(  R(I,JP1,K  )-REQ(JP1)-R(I,JM1,K)+REQ(JM1))*PDY*0.5
      DVDY=(  V(I,JP1,K  )-VJKI )*PDY
      DDVDY=((V(I,J+2,K  )-V(I,JP1,K))-( VJKI -V(I,JM1,K)))*PDYY2
      DWDY=(  W(I,JP1,KP1)-W(I,JP1,KM1)+W(I,JP1,K)-W(I,JM1,K))*PDY4
      DDWDY=((W(I,JP1,KP1)+W(I,JP1,K))-2.*( WKIJ +W(I,J,KP1))+
     &       (W(I,JM1,K  )+W(I,JM1,KP1)))*PDYY2
      DUDY=(  U(IP1,JP1,K)-U(IP1,JM1,K)+U(I,JP1,K)-U(I,JM1,K))*PDY4
      DDUDY=((U(I  ,JP1,K)+U(IP1,JP1,K))-2.*( UIJK +U(IP1,J,K))+
     &       (U(I  ,JM1,K)+U(IP1,JM1,K)))*PDYY2
      GO TO 400
 310  DRDY=(R(I,JP1,K)-REQ(JP1)+R(I,J,K)-REQ(J))*PDY
      DVDY=V(I,JP1,K)*PDY
      DDVDY=((V(I,J+2,K)-VJKI )-2.*V(I,JP1,K))*PDYY2
      DWDY=(W(I,JP1,KP1)+W(I,JP1,K)+W(I,J,KP1)+ WKIJ )*PDY4
      DDWDY=((W(I,JM1,K)+W(I,JP1,KP1))-3.*(W(I,J,KP1)+WKIJ))*PDYY2
      DUDY=(U(IP1,JP1,K)+U(I,JP1,K)+U(IP1,J,K)+ UIJK )*PDY4
      DDUDY=((U(I,JP1,K)+U(IP1,JP1,K))-3.*(U(IP1,J,K)+UIJK))*PDYY2
      GO TO 400
```

```
  311 DRDY=(R(I,J,K)-REQ(J)-R(I,JM1,K)+REQ(JM1))*PDY
      DVDY=- VJKI *PDY
      DDVDY=(V(I,JM1,K)-2.* VJKI )*PDYY2
      DWDY=-( WKIJ +W(I,J,KP1)+W(I,JM1,K)+W(I,JM1,KP1))*PDY4
      DDWDY=((W(I,JM1,K)+W(I,JM1,KP1))-3.*(W(I,J,KP1)+WKIJ))*PDYY2
      DUDY=-( UIJK +U(IP1,J,K)+U(I,JM1,K)+U(IP1,JM1,K))*PDY4
      DDUDY=((U(I,JM1,K)+U(IP1,JM1,K))-3.*(U(IP1,J,K)+UIJK))*PDYY2
  400 CONTINUE
      IF(K .EQ. 2) GO TO 410
      IF(LB(I,J) .EQ. 9 .AND. K .EQ. MKP1) GO TO 410
      IF(LB(I,J) .EQ. 9 .AND. K .EQ. MKM1) GO TO 411
      DWDZ =( W(I  ,J,KP1)-WKIJ )*PDZ
      DDWDZ=((W(I  ,J,K+2)-WKIJ )-(W(I,J,KP1)-W(I,J,KM1)))*PDZZ2
      DUDZ =( U(IP1,J,KP1)-U(IP1,J,KM1)+U(I,J,KP1)-U(I,J,KM1))*PDZ4
      DDUDZ=((U(IP1,J,KP1)+U(I,J,KP1))-2.*(U(IP1,J,K)+ UIJK )+
     &        (U(IP1,J,KM1)+U(I,J,KM1)))*PDZZ2
      DVDZ =( V(I,JP1,KP1)-V(I,JP1,KM1)+V(I,J,KP1)-V(I,J,KM1))*PDZ4
      DDVDZ=((V(I,JP1,KP1)+V(I,J,KP1))-2.*(V(I,JP1,K)+ VJKI )+
     &        (V(I,JP1,KM1)+V(I,J,KM1)))*PDZZ2
      GO TO 500
  410 DWDZ = W(I,J,KP1)*PDZ
      DDWDZ=(W(I,J,K+2)-2.*W(I,J,KP1))*PDZZ2
      DUDZ =(U(IP1,J,KP1)+U(I,J,KP1)+U(IP1,J,K)+ UIJK )*PDZ4
      DDUDZ=(U(IP1,J,KP1)+U(I,J,KP1)-3.*(U(IP1,J,K)+UIJK))*PDZZ2
      DVDZ =(V(I,JP1,KP1)+V(I,J,KP1)+V(I,JP1,K)+ VJKI )*PDZ4
      DDVDZ=(V(I,JP1,KP1)+V(I,J,KP1)-3.*(V(I,JP1,K)+VJKI))*PDZZ2
      GO TO 500
  411 DWDZ=- WKIJ *PDZ
      DDWDZ=(W(I,J,KM1)-2.* WKIJ )*PDZZ2
      DUDZ=-(U(IP1,J,K  )+UIJK +U(IP1,J,KM1)+U(I,J,KM1))*PDZ4
      DDUDZ=(U(IP1,J,KM1)+U(I,J,KM1)-3.*(U(IP1,J,K  )+UIJK))*PDZZ2
      DVDZ=-(V(I,JP1,K  )+VJKI +V(I,JP1,KM1)+V(I,J,KM1))*PDZ4
      DDVDZ=(V(I,JP1,KM1)+V(I,J,KM1)-3.*(V(I,JP1,K)+VJKI))*PDZZ2
  500 CONTINUE
C
      SS1=SQRT( UIJK**2+ VJKI**2+ WKIJ**2)
         STRAIN=DUDY**2+DUDZ**2+DVDX**2+DVDZ**2+DWDX**2+DWDY**2
         SS2=SQRT( STRAIN + DUDX**2+DVDY**2+DWDZ**2)
      SS3=SQRT(DDUDX**2+DDUDY**2+DDUDZ**2+DDVDY**2+DDVDZ**2+DDVDX**2+
     &         DDWDZ**2+DDWDX**2+DDWDY**2)
      SSMM=0.08*0.5*(SS1/SS2+SS2/SS3)
      RICHAD=-BUOY*DRDY/(R(I,J,K)*STRAIN)
      ABRIL=1.*(2.+RICHAD*1.)     @* TURBULENT PRANDTL NUMBER = 1.0  *@
      IF(ABRIL .LT. 0.) GO TO 600
      IF(ABRIL .EQ. 0.) GO TO 610
      GO TO 620
  600 VIS(I,J,K)=VISL
      GO TO 200
  610 VIS(I,J,K)=VISMAX            @* VISMAX=400 TIMES VISL *@
      GO TO 200
  620 VIS(I,J,K)=VISL+R(I,J,K)*(SSMM**2)*SQRT(STRAIN)/ABRIL
      IF(VIS(I,J,K) .GT. VISMAX) VIS(I,J,K)=VISMAX
  200 CONTINUE
C
      DO 800 I=2,NIM1
      DO 800 K=MKP1,NK
        IF(V(I,NJM1,K) .GT. 0.) VIS(I,NJ,K)=VIS(I,NJM1,K)
        IF(V(I,NJM1,K) .LE. 0.) VIS(I,NJ,K)=VISL
  800 CONTINUE
      DO 801 I=2,NIM1
      DO 801 J=2,NJM1
      IF(W(I,J,NK) .GT. 0.) VIS(I,J,NK)=VIS(I,J,NKM1)
      IF(W(I,J,NK) .LT. 0.) VIS(I,J,NK)=VISL
  801 CONTINUE
      DO 802 J=2,NJM1
      DO 802 K=MK,NKM1
      IF(U( 2,J,K) .GT. 0.) VIS(1,J,K)=VISL
      IF(U( 2,J,K) .LE. 0.) VIS(1,J,K)=VIS(2,J,K)
      IF(U(NI,J,K) .GT. 0.) VIS(NI,J,K)=VIS(NIM1,J,K)
      IF(U(NI,J,K) .LE. 0.) VIS(NI,J,K)=VISL
  802 CONTINUE
      DO 80 I=2,NIM1
      DO 80 J=2,NJM1
      IF(LB(I,J) .EQ. 9) VIS(I,J,MK)=VISL
   80 CONTINUE
C
      RETURN
      END
```

三次元数値計算による区画室内の火災気流の研究

（概　　要）

佐藤　晃由

（昭和50年11月30日受理）

区画室内における火災時の気流に関するステックラー等[1,2]の実験研究に対応して，フィールド・モデル法を用いる三次元の教値計算による解析を行った。両者の結果を比較すると，本研究の計算結果では約35％の誤差内で実験と符合する結果が得られた。この誤差の原因として，放射，真の発熱量，乱流粘性率，熱源の状態等の影響を考察した。これらの要因を考慮に入れることにより，上記の誤差は縮小するものと考えられる。また，無次元換気量M，区画室の高さH_0，開口部の幅W，無次元発熱量Φの間の関係式として，

$$M=k\cdot(W/H_0)^a\cdot\Phi^b$$

$$a=0.63\sim0.7,\quad b=0.26\sim0.31$$

が得られた。

水張り試験時の石油タンクへのＡＥ法の適用(1)
――修復タンク――

佐々木弘明・稲垣　　実

（昭和59年11月30日受理）

1.　はじめに

地盤の不等沈下や地震による事故例を見るまでもなく，石油タンクの構造健全性を確保することは，事故の拡大した場合，また環境に及ぼす諸々の影響を考慮すると，防災上重要であることは論をまたない。

ＡＥ法は，固体が塑性変形または破壊する際に歪エネルギーが解放されて弾性波が生じる現象（アコースティック・エミッション，音響放出）を利用する比較的新しい非破壊検査法[1,2]である。従来の非破壊検査法と比べて，ＡＥ法の特長は，「現在」起りつつある「動的」な欠陥を「広域的」に調べることができると要約される。

ＡＥ法を著者らがとり上げた目的は，ＡＥ法により石油タンクの構造健全性診断が可能かどうかを判断することである。その為には，石油タンクのＡＥ特性を把握しなければならない。更に，そのＡＥ特性を得るには，どのような性能の装置で，どのような測定をするか，ＡＥ特性を表現するにはどんなパラメータを選択すべきかといった検討も必要である。

実験室で試験片を用いてタンク部材のＡＥ特性は測定されているが，試験片と実際のタンクとでは，力学的状態，ＡＥ伝播特性，機械的・電気的ノイズの点で異なるので，実際のタンクでのＡＥ測定は不可欠である。

ＡＥ法を実際の石油タンクに適用する場合としては，(1)新設時の耐圧試験，(2)定期検査時の耐圧試験，(3)使用中監視，(4)地震後の臨時検査，等が考えられる。(3)(4)の場合には，タンク中に石油が入っているので，安全上，計測装置を一部防爆型にする必要がある。

ここでは，開放定期検査後，アニュラ板と底板を全面取替えたタンク２基の水張り試験時に実施したＡＥ計測の結果について報告する。

2.　ＡＥ計測装置

石油タンクからのＡＥ信号の計測には10チャンネルの包絡線検波方式を用いた。石油タンクの健全性診断は上記の方式により採取したデータを解析することにより得られるＡＥ事象発生率，ＡＥ信号振幅分布，事象毎の平均エネルギー及びＡＥ発生位置標定図を用いて行った。今回用いたＡＥ信号記録解析装置の概略を**Fig. 1**に示す。装置は10個のＡＥセンサー，10個のプリアンプ，10チャンネルのメインアンプ，10チャンネルのデータレコーダー，シグナルコンディショナー，リゾリューター，データー処理用のコンピューター，20ＭＢの磁気ディスク装置及びグラフィックディスプレイにより構成されている。センサーはＰＺＴ（ジルコン酸チタン酸鉛）系の圧電素子を用い，その共振周波数を250kHzにとっている。50kHz以下の帯域はＡＥ以外の音波によるS/N比の低下が懸念され，且つ500kHz以上の帯域は音波の減衰が大きいので計測帯域となる200kHzから300kHzで良好な感度を得る為である。プリアンプはセンサーからのＡＥ信号のS/N比を低下させない為にセンサーの近傍で使用し，その増幅度は40dbである。メインアンプはプリアンプで増幅された信号を更に20db増幅し，通過帯域200～300kHzのバンドパス・フィルターをかけた後包絡線検波を行う。ＡＥ信号は数100Hzから数MHzに達する周波数を含んでいる。ＡＥ信号を発生した点の極く近傍で採取し，且つ信号に反射波が重ならない場合にはＡＥ波は単純な振動性の減衰波形を示すが，一般には縦波，横波，表面波のそれぞれ伝播速度，伝播減衰の異なる波が重なり合って伝播し，更に反射のたびにモード変換された波も重なり合う為にＡＥ波は複雑な様相を呈する。ＡＥ信号がほぼ一様な周波数分布を持つ場合，ＡＥセンサーの出力波形はセンサーの共振周波数を主成分とす

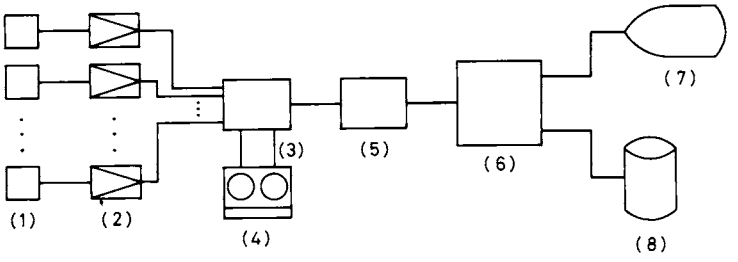


Fig. 1 AE instrumentation system.
(1) AE Sensor　(5) Resoluter
(2) Pre-Amplifier　(6) Data Processing Unit
(3) Signal Conditioner　(7) Graphic Display
(4) Data Recorder　(8) 20MB Disk

る波が急激に振幅を増しピークに達した後，徐々に減衰する形をとる。この一つのＡＥイベントに含まれる波数は一般に数十以上である。この信号波に包絡線検波を施した波形は **Fig. 2** に類した波形となり，周波数帯域の上限が20kHz程度のレコーダーでも記録出来る。

この包絡線検出された信号波のＡＥ事象数，ＡＥ最大振幅，ＡＥ発生時刻を計数する。シグナルコンディショナーは包絡線検波されたＡＥ波から T_H パルスと T_P パルスを発生させる。T_H パルスはＡＥ事象数を求める為及び T_P パルスを発生させる回路のゲートを開く為のもので T_P パルスはＡＥ波が各センサーに到着する時間の差の検出とＡＥの波高値を求める為のものである。**Fig. 3** がそのブロックダイアグラム[3]で閾値をノイズより僅かに大きな値に定め，検波されたＡＥ波がその閾値を越えている間 T_H パルスを発生させる。又 T_H パルスが発生している間，ゲートが開かれその間のＡＥ波

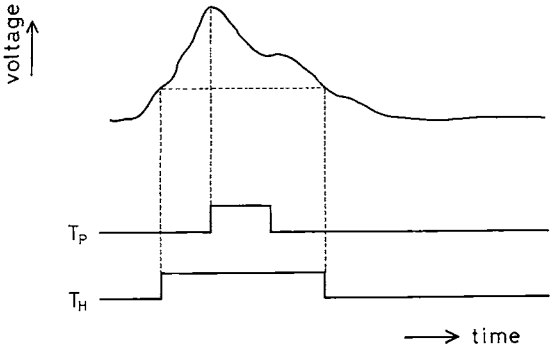


Fig. 2 AM-detection signal and pulses for digital data.

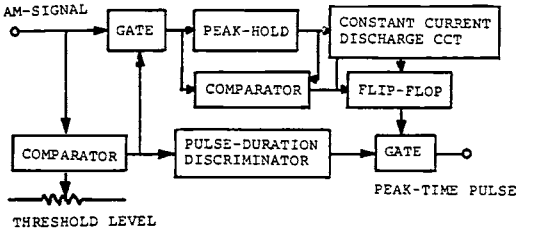


Fig. 3 Block diagram of multi-purpose data analysis system.

が最高値をとった時点でピーク値パルス幅変換回路により波高に応じたパルス幅の T_P パルスを発生させる。リゾリューターは T_H，T_P パルスを受けとりこれらのパルスの立上り，立下りの時間を計測して，パルス毎のそれらの時間とチャンネル番号を16ビットの情報としてデータプロセサーに転送する。データプロセサー・ユニットは転送されてきたデータを20MBのディスクに蓄え，同時に単位時間毎のＡＥ事象発生時，ＡＥ波の振幅分布，事象当りの平均エネルギーの算出及びＡＥの発生した位置の検定を行う。

3. タンクの仕様と計測条件

ＡＥ計測をしたタンク２基の仕様を **Table 1** に示す。いずれもドーム型軽油用タンクで，新設後20年前後経っている。容量は T-1 タンクが1,080kl, T-2 タンクが2,180klである。タンク部材はすべて SS41 を用いている。大きな応力のかかるのは，側板下段と側板とアニュラ板のＴ字溶接部であることを考慮して，１段目側板上部とＴ字溶接部に沿って，ＡＥセンサを５コずつ２列およそ直線状に，約13mにわたって配置した(**Fig.**

Table 1　Tank specification.

Specification		T—1	T—2
Type		Cone roof	Cone roof
Diameter (mm)		11640	15520
Height (mm)		10764	12291
Capacity (kl)		1080	2180
Oil		Gas oil	Gas oil
Material	Shell Plate	SS41	SS41
	Bottom Plate	SS41	SS41
Repair		New bottom	
Construction		1963	1967

4)。センサの間隔は，T-1タンクでは，縦方向170cm，横方向300cm，T-2タンクでは，縦方向130cm，横方向260cmである。

計測は昼間の水位上昇中に行ない，通常は1時間毎に9分間磁気テープにＡＥを記録した。

4.　計測結果

4.1　全体的なＡＥ発生状況

Table 2 に2基のタンクの全体的なＡＥ発生状況を示す。3水位（低水位，中水位，高水位）について，1分出りのAE事象発生数，AE1事象当りの平均エネルギーを求めた。エネルギーはAE出力の最大振幅の2乗とした。**Table 2** 右端2欄から判るように，ＡＥの発生率 n と平均エネルギー $\overline{E}$ は水位が上昇するにつれ，単調に減少している。ＡＥの発生は，全体的に，数と大きさの点で，時間的に収まりつつあると言える。

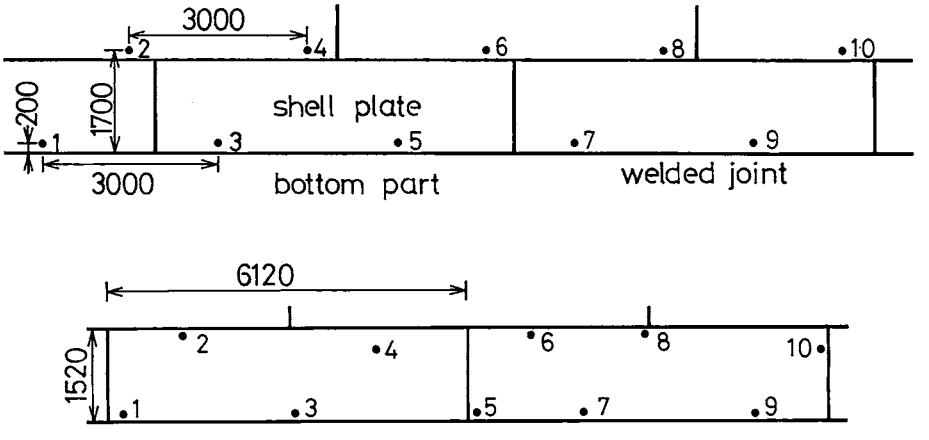


Fig. 4　Sensor maps on oil storage tank.

Table 2　Hydrostatic test conditions and overall AE　activities.

Tank	Water level (m)	Averaged rise rate of W	Number of events, N	Measuring time (min)	Event rate (counts／min)	Averaged energy per event, $\bar{E}$
T—1	0.5— 5.0	71	1541	58	26.6	642
	5.7—10.2		1100	56	19.6	574
	10.4—10.7		58	18	3.2	437
T—2	0.7— 3.2	42	1541	57	23.3	463
	6.1— 8.0		1164	63	18.5	449
	10.7—12.2		359	48	7.5	396

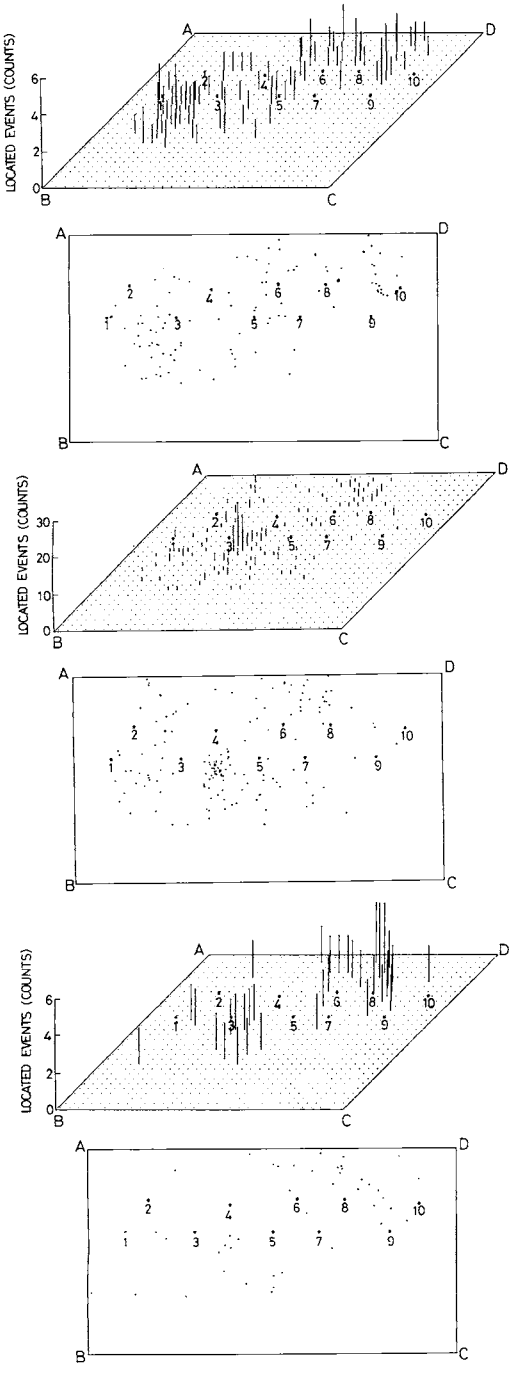


Fig. 5　Typical examples of AE source location T-2 tank.
(a) Low water level
(b) Middle water level
(c) High water level
Numbers indicate those of the sensors.

4.2　ＡＥ発生位置の標定

位置標定は，ＡＥ伝播速度を3,000m/secとして行なった。T-2 タンクについての標定結果を **Fig. 5** に示す。同図(**a**)(**b**)(**c**)は低水位，中水位，高水位に対応しており，上図は集中度，下図は発生位置が見易い。図に見られるように，標定点は散在しており，水張り試験を通して集中した箇所は認められない。中水位の(**b**)でNo. 3センサとNo. 5センサの中間で，ややＡＥが集中的に発生している箇所があるが，後述の **Fig. 6** で判るように，エネルギーの値は小さい。続く高水位の(**c**)では集中度も下がり，標定点の分布も変化している。

4.3　センサ別ＡＥ活動度

センサ毎の第１到達ＡＥ事象数を調べることは，一種のＡＥ発生源位置標定である。ＡＥが多く到達するセンサはその周囲の領域でＡＥが活発に発生していることを意味する。**Fig. 6** は前述の３水位において，各センサに最初に到達した，10分間当りの事象数と平均エネルギー[4]を示している。奇数番号のセンサ，即ち，Ｔ型溶接部近傍のセンサへ到達したＡＥが多く，このことは側板最下部付近と底板でより多くのＡＥが発生していることを示唆している。事象数は水位の上昇と共に減少の傾向にあり，平均エネルギーも大部分のセンサで同様である。平均エネルギーの値が1,000を越えることは稀であり，大きな平均エネルギーになるのは，事象数が極端に小さい場合が多い。

以上は，センサ別に，３水位に分けて，事象数と平均エネルギーの変化を調べた結果である。次に，およそ１時間毎に計測時間９分間のＡＥ発生状況をセンサ別に **Fig. 7, 8** に示す。同じ計測日の事象数と平均エネルギーを直線で結んだ。また，その値が１未満の場合は，点が図面外にあることを示すために，その前後の測定点から図面外の点に向って線分を引いた。事象数と平均エネルギーの変化は，ばらつきが大きいが，**Fig. 5** と同じく，水位の上昇と共に，ＡＥの発生が治まる傾向が読取れる。いづれのセンサにおいても，事象数，平均エネルギー共に急増することはない。

5.　考　察

ＡＥ特性を表わすパラメータのうち，一定時間当りのＡＥ事象数と平均エネルギーを用いて，計測結果を整理した。センサに入感するＡＥ事象数とその振幅は，センサ自体の感度のほか，センサとタンク器材の接触状態，即ち，タンク部材の表面状態，センサを部材に

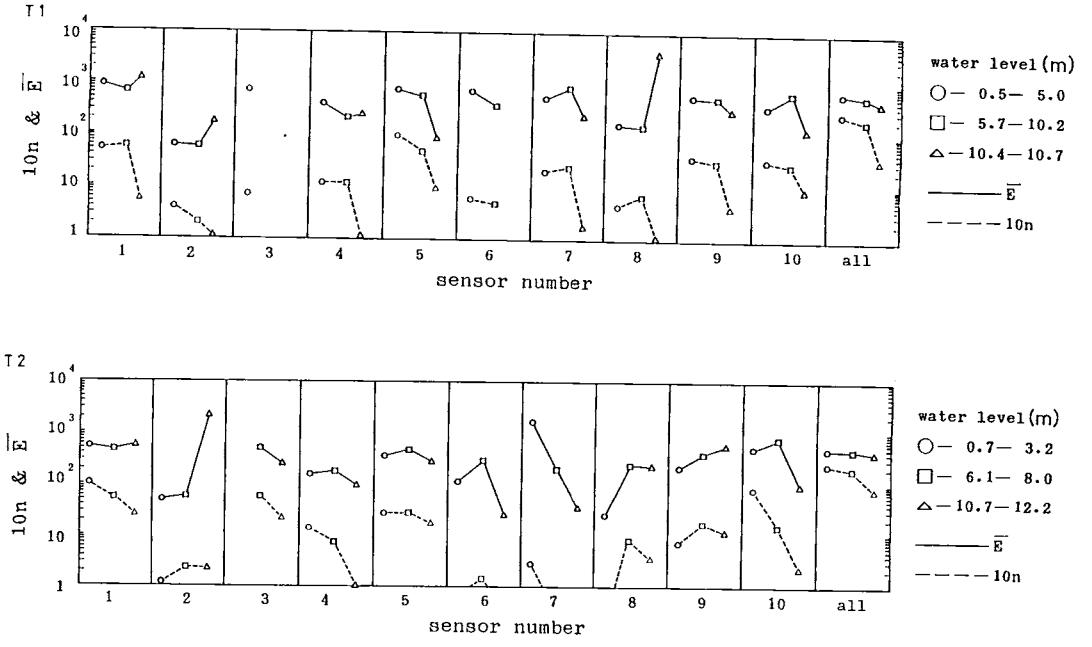


Fig. 6 Time variation of AE activities in hydrostatic tests.
$\overline{E}$: Averaged energy.
10n : event per 10 minutes.

圧着する力の大きさ，センサと部材間の接触媒質等に依存する[5]。従って，異なるセンサ間での到達ＡＥ事象数の比較は厳密なものではない。それに対し，同一センサで，センサと部材との同一接触状態でのＡＥ特性の時間変化は十分意味がある。

ＡＥ事象数は，その最大振幅のべき関数で表わされる。**Fig. 9** に示すように，事象数が比較的多い場合には，両対数表示で直線で良く近似される。振幅を x とすれば，事象数 $f(x)$ は $f(x)=cx^{-m}$ で表わすことができる。べき数 m はＡＥ発生源の種類と関係があり，c はセンサの総合感度と関連する。１事象のエネルギーは x^2 で表わしているので，平均エネルギー $\overline{E}$ は

$$\overline{E}=\Sigma x^2 f(x)/\Sigma f(x)$$
$$=\Sigma x^2\cdot cx^{-m}/\Sigma cx^{-m}$$
$$=\Sigma x^{2-m}/\Sigma x^{-m}$$

となる。センサ感度に関連する定数 c が分母子で消去される。従って，平均エネルギー $\overline{E}$ は，構造健全性評価の為の有力なパラメータとなり得る。実際の計算では，x を V/V_0 とおく。ここで，V は１ＡＥ事象の最大振幅，V_0 は基準電圧で，10mVとした。豊富な実測例に基き，平均エネルギーが1,000を越すＡＥ事象が多数発生するのは，き裂進展するとの指摘がある[4]。計測した２基のタンクで平均エネルギーが1,000を越えるＡＥ事象が発生しても，事象数は小さく，時間的に接続しない。

ＡＥ発生源の位置標定の結果，T-2タンクで，水中位で比較的ＡＥが集中して発生した部分が見られたが集中度が持続しないので，健全性に問題はないと思われる。標定位置は，同一ＡＥが３コのセンサに到達する時間差から計算されるが，実際問題として，伝播中の減衰，波動モードの変換，分散・反射・屈折による波形の歪，伝播経過が多岐に亘ることにより，伝播速度の決定が困難である。ここでは，伝播速度の値として3,000m/sを採った。従って，標定結果は必ずしも正確な位置を示すものではない。集中度が高く，持続されれば，改めて検査する必要があろう。センサ別のＡＥ活動度を調べることは，前述した従来の位置標定がＡＥ発生点標定（AE source point location）であるのに対し，ＡＥ発生領域標定（AE source area location, zone location）と言えよう。この標定法は伝播速度によらないのが特長で，実施例が最近の文献[6]に見られる。

ＡＥ事象数と平均エネルギーは共にある時間計測した後求まる。計測時間が長ければ，計測にかかるＡＥ事象数も多く，事象発生率や平均エネルギーのばらつ

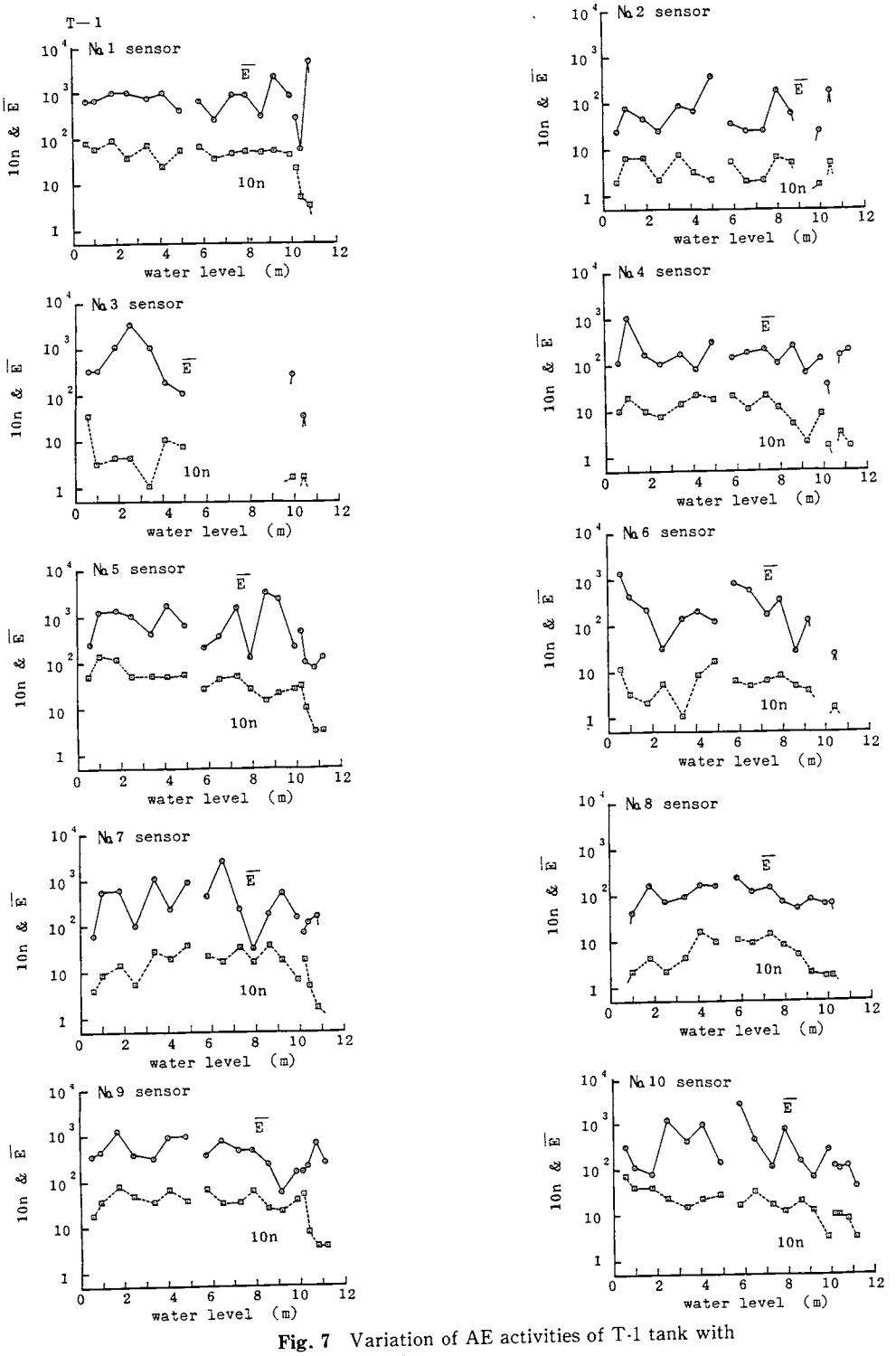


Fig. 7 Variation of AE activities of T-1 tank with water level.

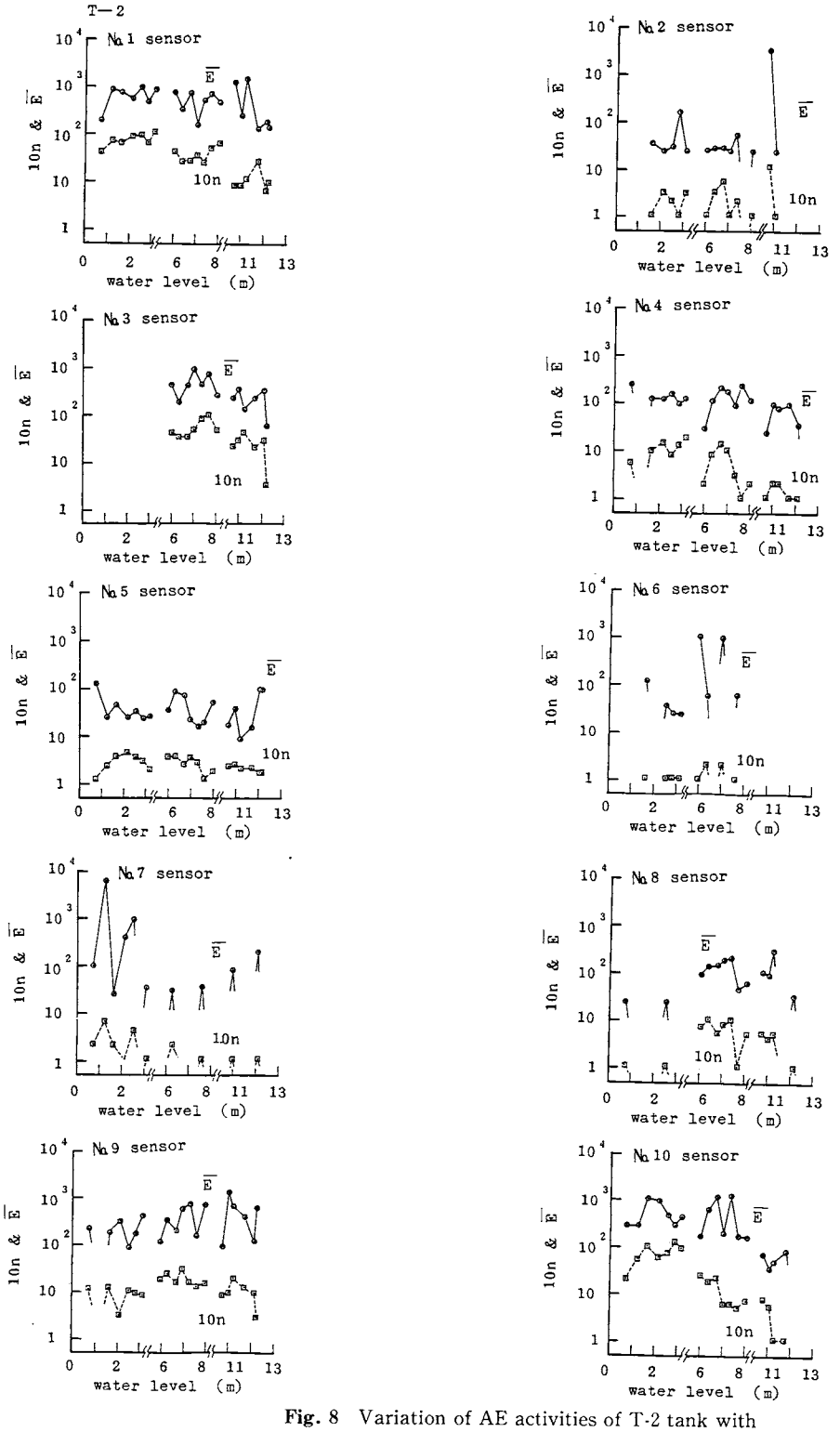


Fig. 8 Variation of AE activities of T-2 tank with water level.

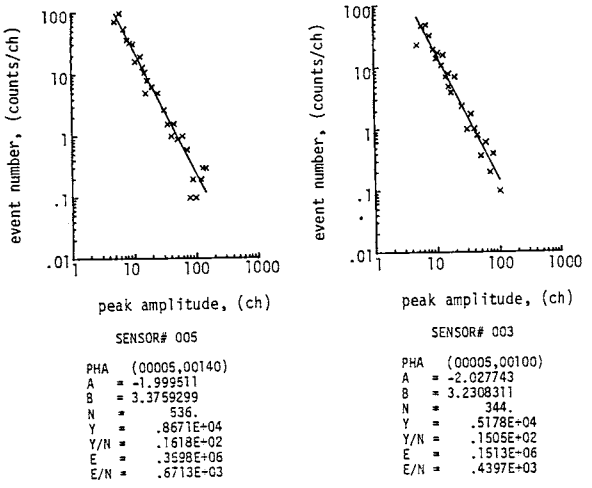


Fig. 9 Amplitude distribution of AE.
(a) T-1 tank (Low water level)
(b) T-2 (Middle water level)

きも小さい。

ＡＥ特性は，長時間にわたって平均するほど，局所的な異常を検知しにくい。計測時間が長ければ，急転している現象が発生しても追随できない。センサ別にＡＥ特性をみれば事象数が少ないので，発生率や平均エネルギーのばらつきは大きくなるが，局所的な異常に対応できる。事象数が小さい時には，ばらつきが大きいので，平均エネルギーが大きい場合が生じる。大きなエネルギーのＡＥが何処から，どのように発生したかを調べるのは今後の課題の一つである。

6. まとめ

底板部を全面取替えた２基の石油タンクの水張り試験時に，ＡＥ計測を実施し，次の結果を得た。

(1) 全体的なＡＥ活動度(事象数と平均エネルギー)は水位の上昇と共に単調に減少した。

(2) ＡＥ発生源の位置標定の結果，高い集中度を持続する箇所は認められなかった。

(3)センサ別のＡＥ活動度とその時間変化から，ＡＥの発生が，持続的に活発な領域は見られなかった。

以上の結果から，ＡＥセンサの及ぶ範囲で，計測対象である２基のタンクは健全であると考えられる。

おわりに石油タンクのＡＥ計測に際し，便宜を図っていただいた日本石油株式会社東京支店丹羽清工務課長，ＡＥ計測について有益な討論をしていただいた電力中央研究所仲佐博裕調査役，今枝敬昌主査研究員に謝意を表します。

参考文献

1）尾上守夫他：“アコーステック・エミッションの基礎と応用”，コロナ社（1976）

2）佐々木弘明：“アコースティック・エミッションによるタンクの診断”，予防時報，120, p. 47（1980）

3）Nakasa, H.：“Instrumentation and Signal Processing for Monitoring Structural Integrity by Acoustic Emission”, Proc. Int. Conf. on AE, p. 65（1976）

4）Nakasa, H.：“Some Critical Remarks on Industrial Application of Acoustic Emission”, Proc. 7th Int. AE Symp. p.,286（1984）

5）佐々木弘明：“ＡＥセンサー出力に与える圧着力・接触媒質の影響”，消防研究所報告，51, p. 1（1981）

6）Fowler, T. J.：“Acoustic Emission Testing of Chemical Process Industry Vessels”, Proc. 7th Int. AE Symp. p.,421（1984）

Application of AE Method to Oil Storage Tanks in Hydrostatic Tests (1)

——Repaired Tanks——

(Abstract)
Hiroaki Sasaki and Minoru Inagaki

(Received November 30, 1984)

The AE method was applied to the 2 oil storage tanks in practical use in order to evaluate its availability in structural integrity diagnosis.

AE characteristcs of the tanks after repair were investigated during hydrostatic testings.

The AE event rate (n) and the averaged event energy ($\overline{E}$) has the tendency to decrease with the water level.

The results of AE source location showed that there existed no point of high source concentration.

Investigation of AE activities and their time variation for each sensor led to the follwing results.

1) no highly AE-active area was found for the tanks monitored.
2) the soundness of the tanks was confirmed on the basis of AE data analysis, although the evaluation is effective only in the limited area where AE sensors covered.

耐火室内火災における発生ガスの毒性評価

守川　時生・箭内　英治

（昭和59年11月21日受理）

1. はじめに

火災時に発生するガスによる中毒は火災による死亡の大きな原因の一つであるため，発生ガスに関する研究は近年盛んになって来ている。しかし，研究に用いられている燃焼規模は実験室的規模のものが中心で，実大またはそれに近い規模の燃焼における発生ガスの系統的データは少ない。現段階では，火災時の発生ガスに関して，燃焼規模の相似則は確立されておらず，その確立のためには，実大実験など大規模実験のデータをもっと集積する必要がある。

筆者らは，既に報告したように[1]，昭和58年消防研究所構内で行われた防火木造建物火災実験に発生ガス特性を調べるため参加した。

このたび，昭和59年8月29日，成田市消防本部と消防研究所とが共同で実施した旧成田税務署庁舎，鉄筋コンクリート耐火建物内で行われた火災実験も，発生ガスについてのデータ集積のよい機会と考え，参加した。そこで，その結果について報告する。

2. 実　験

2.1 火災実験の概要

火災実験は成田税務署庁舎として昭和59年まで使用された建築後10年の三階建鉄筋コンクリートビルの一階和風宿直室（5.45m×4.55m×2.4m高さ）に一般家庭で用いられる家具，調度品，衣類，書物などを収容させて行った。火災対象となった宿直室とその収容可燃物の配置の概要を **Fig. 1** に，また，可燃物のリストを **Table 1** に示す。火災荷重は固定可燃物が24kg/m²，積載可燃物が29kg/m²で，合計53kg/m²であった。

火災の開始は押入れのふすまに近接した満杯の紙くずかごの紙に着火させて行った。なお，南側窓のガラ

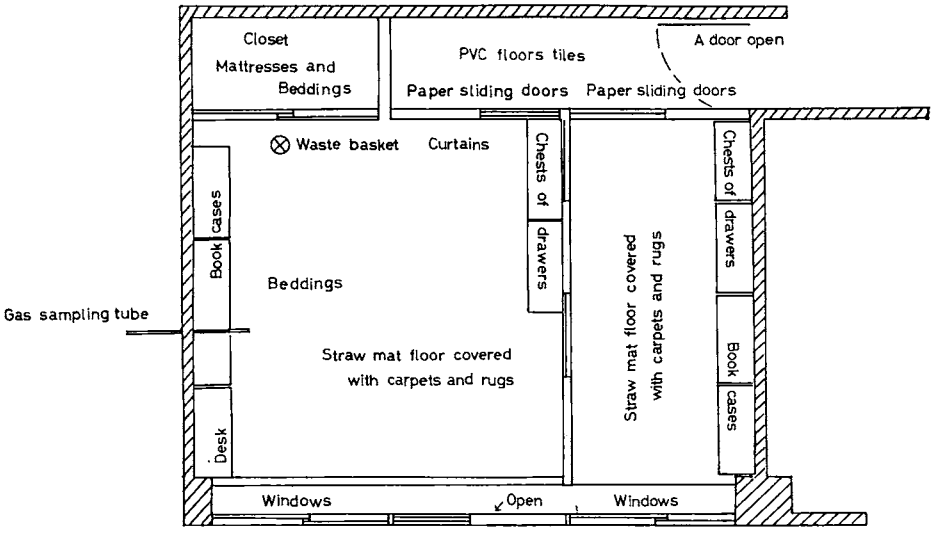


Fig. 1 Layout of the room as at fire test.

Table 1　Fire load.

Items	Weight
Paper sliding doors	32 kg
Straw mats	300
Sliding doors	50
Ceiling materials	59
Columns and beams	150
Desks	25
Book cases	107
Chests of drawers	142
Chairs	6
Carpets and rugs	39
Books	255
Beddings and mattresses	102
Clothes	53
Total	1320 kg (53kg/m^2)

ス戸1枚と北側ドアは開放状態であった。

2.2　発生ガスの分析

発生ガスは西側壁から55cm，南側窓から150cm，天井下17cmの位置から，内径8mmステンレスパイプで西側壁を貫通して7.5m離れた位置まで引き，真空にした500mlガラス製ガスサンプラー4本，200ml注射筒1本，およびふっ素樹脂製バッグ1袋に，それぞれ適当な時間間隔で，捕集し，火災実験終了後分析した。ステンレスパイプは燃焼ガス中の水蒸気などの凝縮を防止するためリボンヒーターで被覆加熱した状態でガスサンプリングを行った。

ガス発生と温度の関係を知るため，ガスサンプリング点付近の温度の測定を行った。すなわち，サンプリングパイプ先端の位置にポールを立て，C-A熱電対を垂直方向に分布させ，温度を連続測定した。

ガス分析はガスクロマトグラフ(GC)，ガスクロマトグラフ－マススペクトロメータ（GC-MS），赤外分光光度計，水素炎イオン式炭化水素分析計，紫外可視分光光度計を用いて行った。

GC，GC-MSおよび赤外分光分析は，特定成分の分析だけでなく，同時分析によるガス組成の全体的把握のためにも用いた。GC分析の分析対象ガスおよび分析条件は **Table 2** に示す。

炭化水素分析計による分析はバッグに捕集した試料ガスについて行い，総炭化水素をメタン換算で求めた。

シアン化水素（HCN），塩化水素（HCl），窒素酸化物（NO_x）およびホルムアルデヒドは分光光度計を用いた比色法により分析した。それらの分析方法は次の通りである。

HCNは試料ガスの入ったガスサンプラーに1N NaOH溶液40mlを加え，振とう吸収させ，着色物，有機物などを吸着させた後，濾過し，ピリジン-ピラゾロン法[2]により分析した。

HClは試料ガスの入ったガスサンプラーに1N NaOH溶液40mlを加えて振とう吸収させ，希硫酸を加えて酸性にして煮沸しHCNを駆逐した後，濾過し，チオシアン酸水銀法[2]により分析した。

NO_xは試料ガスの入った200ml注射筒にN/10アンモニア水20mlを加え，さらに空気100mlを加えた後，ときどき振とうしながら2時間放置し，ナフチルエチレンジアミン法[2]により分析し，NOとNO_2の総量を求めた。

ホルムアルデヒドは試料ガスの入ったガスサンプラーに水40mlを加えて振とうし，濾紙で濾過した後，アセチルアセトン法[2]により分析した。

Table 2　Condition for gaschromatographic analysis.

Gaschromatograph	Detector	Column	Carrier gas	Oven temperature	Object gas
1	TCD	Stainless steel 3m×3mm id Molecular Sieve 5A	He 50ml/min	80℃	CO, O_2, N_2
2	TCD	Stainless steel 2m×3mm id Silicagel	〃　〃	80℃	CO_2
3	TCD	Stainless steel 3m×3mm id Porapak Q	〃　〃	110℃	Acrolein
4	TCD	Stainless steel 3m×3mm id Porapak QS	〃 30ml/min	35-240℃	Organic compounds

3. 実験結果

3.1 火災の経過

紙くずかごの紙に着火後，炎は1分過ぎに天井に拡がり，3分過ぎには，ほとんど天井が全面燃焼し，また，炎が窓から噴き出した。約11分後には窓は完全に破れ，約15分後には下火になった。実験終了後の調査では，可燃物の多くは燃え尽きていたが，西側壁際の本棚の書籍類には表面だけが燃えて内部は未燃のまま残っているものが多かった。

ガスサンプリング点付近の温度変化を **Fig. 2** に示す。

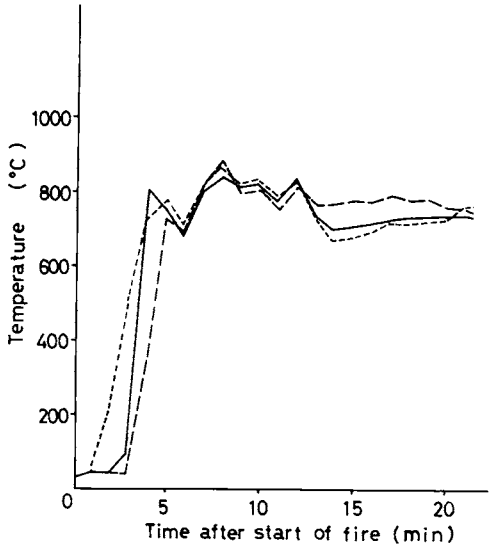


Fig. 2 Variations of temperature at gas sampling spot with time ------ just below ceiling, ——— 150cm above floor, —— just above floor.

ガスサンプリングを行った17分後までに関し，温度は約4分後に700～800℃に上昇し，ほぼそのままの温度で約14分後まで推移し，その後少し低下している。

3.2 発生ガス分析の結果

3.2.1 発生ガス成分とその濃度の時間変化

GC-MS，赤外分光法，その他の分析によって検出された発生ガスの成分を **Table 3** に示す。その中には，CO, CO_2, HCN, HCl, NO_x などの無機化合物，メタン，エタンなどの飽和炭化水素，エチレン，アセチレンなどの不飽和炭化水素，ベンゼン，トルエンなどの芳香族炭化水素，アルコール類，アルデヒド類，ニトリルなどの有機化合物が含まれる。なお，GC-MSでは不明のものをも含めて，最低21成分の存在が確認できた。

Table 3 Compounds detected in fire effluent gas.

CO	Diacetylene
CO_2	Furan
HCN	Benzene
HCl	Toluene
NO_x	Methanol
Methane	Formaldehyde
Ethane	Acetaldehyde
Propylene	Acetone
Ethylene	Methylcyanide
Acetylene	Acrylonitrile
Cyclopentadiene	

GC，比色法および赤外分光法によって分析したCO, CO_2, N_2, HCN, NO_x, HClおよび炭化水素類についての結果を **Fig. 3**～**Fig. 7** に濃度一時間変化で表わす。

Fig. 2 における温度の時間変化は，前述したように，点火後いち早く燃焼は最盛期になり，14分後には早くも減衰期に入り，分析した多くのガス成分に濃度の減少が現れた。アクロレインの発生は火災の極く初期に限られ，HCN, CO, 炭化水素類の発生も初期において大きい。なお，炭化水素類についての結果は赤外分光

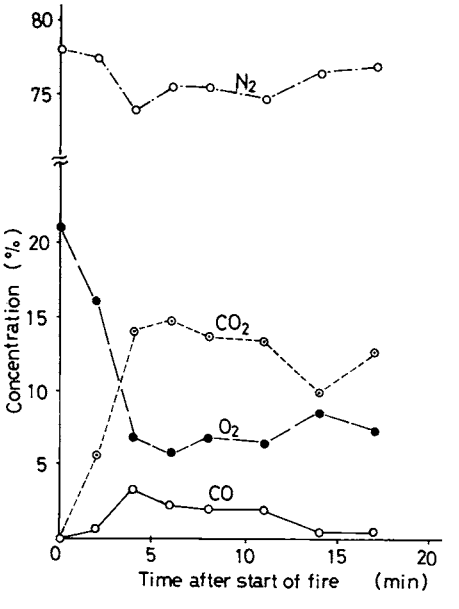


Fig. 3 Variations of CO, CO_2, O_2 and N_2 with time.

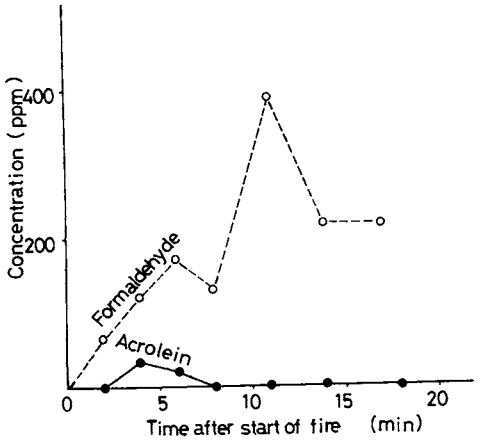


Fig. 4 Variations of formaldehyde and acrolein with time.

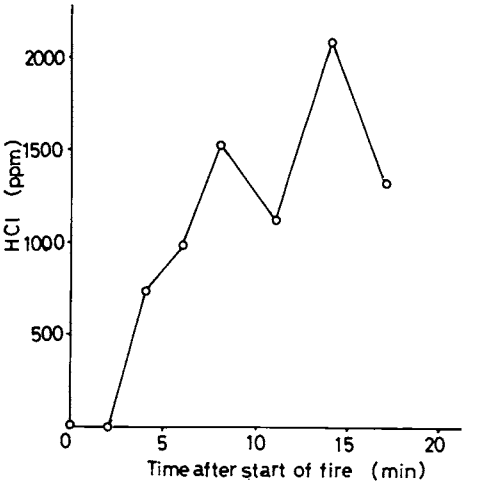


Fig. 5 Variations of HCN and NO_x with time.

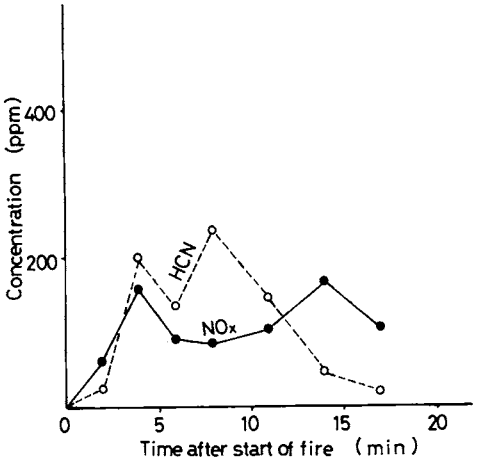


Fig. 6 Variation of HCl with time.

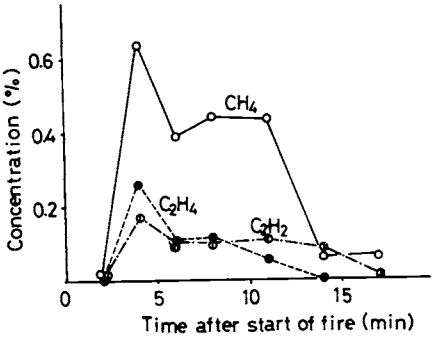


Fig. 7 Variation of hydrocarbons with time.

法によるもので，炭化水素分析計による結果はメタン換算で最大が約４％であった。アクロレインは木材やセルロース系物質の炭化の進む前の熱分解の段階で多く発生したものと思われ，HCN は発生源であるアクリル繊維やウレタンフォームが豊富に存在し，しかも，不完全燃焼の度合いの大きい火災最盛期初期に当然発生は大きく，CO の発生もその状態で大きかったのは当然である。NO_x は点火後４分に発生が大きくなっているが，火災最盛期初期と減衰期の始めは火勢が強く，生成量が大きかったものと思われる。HCl は最盛期がかなり進んだ段階で濃度が高くなっているが，これは塩ビなど含塩素有機物は燃え難いため，それらの熱分解や燃焼が他の可燃物に比較して遅れたためと思われる。ホルムアルデヒドはアクロレインの場合と異なり，火災最盛期がかなり進んだ点火後11分に濃度が最大になって，その後も濃度が高いが，その理由ははっきりしない。この分析はアセチルアセトン法で行ったため，ある程度，妨害物質の影響を受けた恐れがあり，濃度の値は多少検討の余地がある。

主要ガスの最大濃度は，それぞれ，おおよそ CO 2.5％，CO_2 15％，HCN 240ppm，NO_x 170ppm，HCl 2,100ppm，アクロレイン35ppm，ホルムアルデヒド390ppmであった。

Fig. 5 の結果を木造建物火災実験[1]および実規模火災実験[3]の結果と比較すると，O_2 濃度は減少が小さく，CO_2 および CO は濃度の上昇が小さい。また，N_2 濃度の減少も小さい。これは空気過剰率が高いことを示すものである。

3.2.2　各種ガス成分の発生特性および潜在的致死効果

完全燃焼に近づくと，CO_2 の生成は増加し，CO の生成は減少する。一方，不完全燃焼が強まると，この関係は逆になる。したがって，CO_2/CO 比が燃焼度合いの尺度として用いられることがある。すなわち，CO_2/CO 比はくん焼および無炎燃焼では 1 前後，有炎状態の火災初期には200～1,000，成長期100～200，有炎火災の最盛期には低換気状態で10以下，高換気状態で100以下といわれる[4]。

CO_2/CO 比の時間変化を **Fig. 8** に示す。この結果からガス分析を行った点火後 2 分～17分においては，火災は最盛期にして，比較的低換気状態での燃焼にあったことがわかる。しかし，前述の他の実大火災実験[1,3]における CO_2/CO 比に比べるとその値はやや高い。

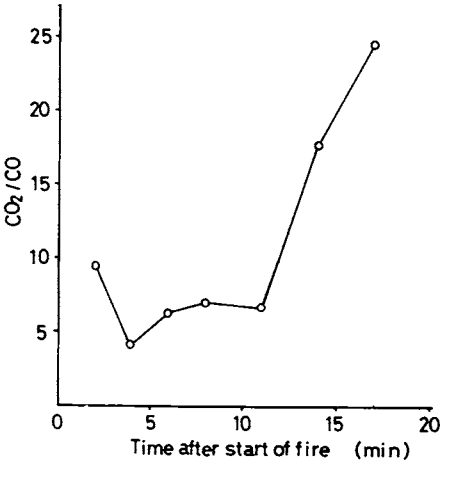


Fig. 8　Variation of CO_2/CO ratio with time.

毒性が大きく，酸素不足の状態で発生し易いアクロレイン，ホルムアルデヒドおよび HCN の濃度について前述の実大火災実験におけるデータ[1,3]をも加えて，CO_2/CO 比の関係でプロットすると，**Fig. 9** および **Fig. 10** の結果が得られた。アクロレイン，HCN 共，CO_2/CO 比が10以下のとき，濃度が高いものが多い。

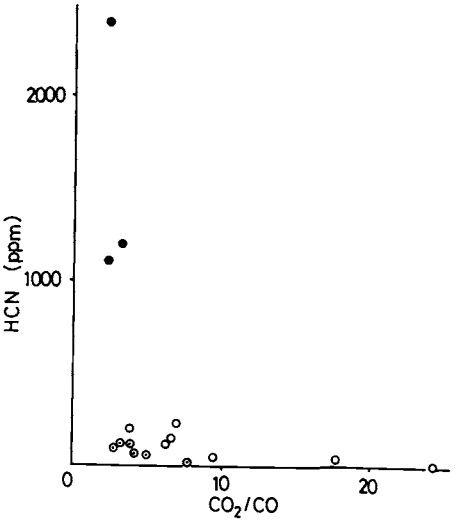


Fig. 9　HCN vs. CO_2/CO ratio for fire tests including shose by others.
○ Fire test in the present study,
● Fire test by E. Yanai and T. Morikawa[1],
⦿ Fire test by U. Saito and Ey Yanai[3].

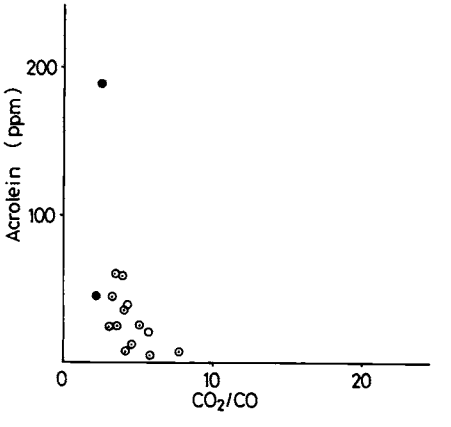


Fig. 10　Acrolein vs. CO_2/CO ratio for fire tests including those by others.
○ Fire test in the present study,
● Fire test by E. Yanai and T. Morikawa,
⦿ Fire test by U. Saito and E. Yanai.

NO_x は CO_2/CO 比とよりは，むしろ，CO_2 濃度との間の方に多少相関があるように思われる。NO_x 濃度と CO_2 濃度の関係を **Fig. 11** に示す。CO_2 濃度が高いときは，系全体が高温燃焼にあることを意味する。したがって，NO_x はそのときに多く発生したものと思われる。

致死に関与するガス成分はCO, HCN, アクロレインおよびホルムアルデヒドのみであると仮定して計算した採取ガスの毒性指数[5](各毒性成分についての濃度 C_e と致死濃度 C_f の比の和, すなたち $\Sigma\, C_e/C_f$)の時間変化を **Fig. 12** に示す。

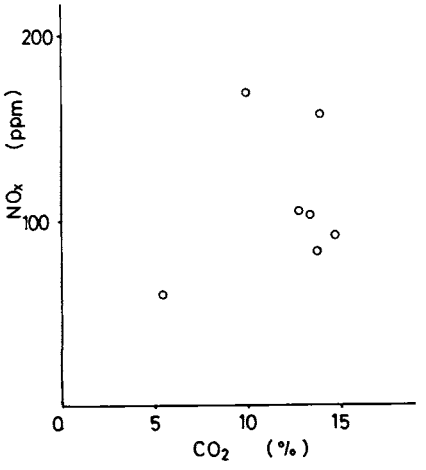


Fig. 11 Relationship between NO_x and CO_2.

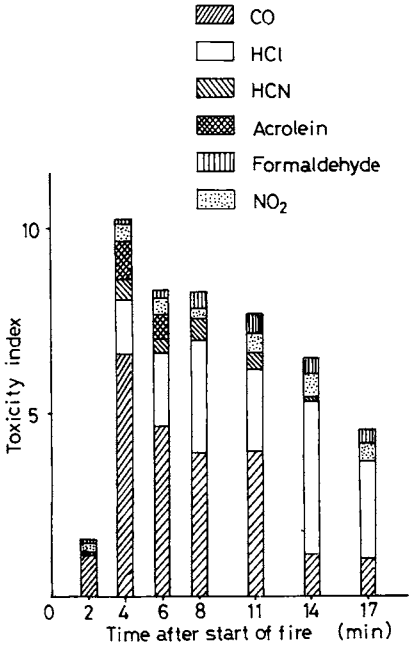


Fig. 12 Toxicity index of fire effluent gas vs. time. Toxicity index $T=\Sigma\, C_e/C_f$, where C_e is the concentration of a product in fire effluent gas, C_f is the fatal concentration of the same product for a short time exposure.

ここに, 短時間ばく露の致死濃度を文献値[6]から, CO 5,000ppm, HCN 350ppm, HCl 500ppm, アクロレイン30ppm, NO_x 200ppm, ホルムアルデヒド600ppmとした。なお, ホルムアルデヒドについては致死濃度の分献がないので, ACGIH 値を100倍にした値を致死濃度とした。

この図からわかるように, 今回の火災実験では, CO と HCl の毒性指数への寄与が大きく, HCN, アクロレイン, ホルムアルデヒドなどの寄与は小さい。

HCN, アクロレイン, ホルムアルデヒドは CO と同様, 不完全燃焼によって多く発生する性質をもっているので, 濃度について CO との関係を調べてみた。その結果は **Fig. 13** に示すように, 概して, CO 濃度が高い

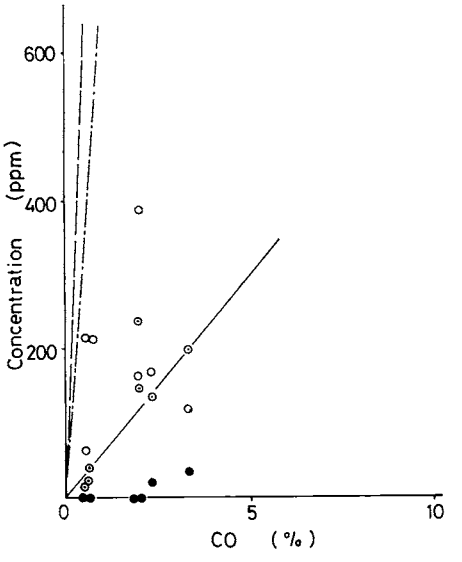


Fig. 13 HCN, acrolein and formaldehyde *vs.* CO.
○ Formaldehyde,
● Acrolein,
⊙ Hydrogen cyanide.
Lethal equivalence lines: ——— Formaldehyde to CO, ——— Acrolein to CO, ——— Hydrogen cyanide to CO.
Lethal concentrations for short time exposure were assumed to be 0.5 % for CO, 350 ppm for HCN, 30 ppm for acrolein and 600 ppm for formaldehyde.

ときに, それらのガス濃度も高い場合が多いように思われる。しかし, それらの濃度は, CO との毒性等価直線(CO の濃度/致死濃度比と他の特定成分の濃度/致死濃度比が等しい直線) より遙かに小さい。

収容物の構成が標準的居住室における構成から大き

くかけ離れていないとすると，HCl の毒性は重要であると言わねばならない。CO, HCN 共，濃度が既報[1]の実験の値に比較して低いのは，酸素不足の度合いが小さかったことが理由の一つと考えられる。HCN の毒性指数への寄与が CO の場合に比較して著しく低いのは，N含有収容物の配置も関係しているかも知れないが，やはり収容物中のN量が小さいことが，主な原因であろう。

アクロレインおよびホルムアルデヒドに関しては，木材などセルロース系物質からの発生は主に熱分解によるものであるから，二次分解や酸化などが起こらない条件が与えられれば，それら成分の濃度は大きく増加する可能性がある。

建物火災において火災室からの燃焼ガスが上階および周囲の室，廊下，階段などに流れて死亡事故が起こる場合，死亡の主な原因はガス中毒，酸素欠乏，熱傷およびその組合せが原因と考えられる。各種有毒ガスの短時間ばく露の致死濃度は前述したが，致死濃度は200℃，致死上限酸素濃度は 6 %といわれる[6]。**Fig. 13** における毒性指数と **Fig. 5** における酸素濃度の結果から，有毒ガスと酸素欠乏の潜在的致死効果を比較すると，火災のいずれの段階においても，前者の方が大きいことは明白である。熱と有毒ガスの潜在的致死効果の比較は，火災室外の建物内で新鮮な空気と混合冷却された火災ガスの温度が200℃に下った場合の毒性指数を調べる方法[7]によって行った。このとき，火災ガスと新鮮空気との反応はなく，また，熱の外部への損失もないものと仮定した。

20℃の温度の新鮮空気との混合によって温度が200℃に下った火災ガスの毒性指数を **Table 4** に示す。毒性指数はいずれの場合も 1 より大きいため，ガス毒性の方が熱よりも潜在的致死効果が大きいことがわかる。また，酸素濃度の低下による影響をも毒性効果に含めると，毒性指数は **Fig. 13** の値をさらに上回ることになる。

4. まとめ

今回の耐火建物火災実験において，天井部付近で火災ガスのサンプリングを行い，ガス組成の分析をした結果，次のことがわかった。

1）CO および HCl の発生に比較して，HCN，アクロレイン，ホルムアルデヒド，NO_x などの発生は毒性的に小さかった。

2）HCN，アクロレインの濃度は CO_2/CO 比が10以下で大きく，NO_x 濃度は CO_2 濃度が高い程大きかった。

3）有毒ガス，酸素濃度，熱の潜在的致死効果を文献の致死値を用いて比較すると，有毒ガスの効果が最も大きい。

実験に用いた収容物の組成や量が居住空間に対して標準的であると仮定しても，火災性状は換気や収容物の配置，さらには，出火点などによって影響されるため，今回の火災が典型的であるとはいえない。規模効果の把握や実際の火災におけるガス発生特性の推定などのためには，さらに，実際の建物をも含む大型の火災実験を行う必要がある。

おわりに，この実験にあたって，計画，準備および

Table 4　Toxicity index of fire effluent gas-air mixture of 200 °C.

Time after start of fire (min)	Temperature of fire effluent gas (°C)	Toxicity index of fire effluent gas	Toxicity index of fire effluent gas-air mixture of 200℃
2	25	1.55	
4	30	10.22	
6	720	8.20	2.18
8	830	8.25	1.83
11	840	7.65	1.68
14	770	6.45	1.55
14	800	4.50	1.04

実施の段階で，成田市消防本部および消防研究所の多数の方々に多大の協力を頂いた。特に燃焼ガスの採取に当たっては，成田市消防本部の山田克巳氏に協力を仰いだ。ここに記して謝意を表する。

引用文献

1）箭内英治，守川時生：消防研究所報告，No. 56, p. 19 (1983)
2）日本薬学会：衛生試験法注解 (1973)
3）斉藤　直，箭内英治：消防研究所報告，No.49 (1980)
4）Wooley W. D.: ISO/TC92/SC3/WG4/N19
5）Smi K, Tsuchiya Y: *Journal of Combustion Toxicology*, 2, 8 (1975)
6）Terril J. B. et. al.: *Science*, 200, 1343 (1978)
7）守川時生：消防研究所報告，No. 51, p. 25 (1981)

Evaluation of Toxicity of Effluent Gas in A Burning Room

(Abstract)
Tokio Morikawa and Eiji Yanai

(Received November 21, 1984)

A Fire test was performed in which burned was a compartment in a reinforced concrete building equipped with average daily gadgets.

The analysis of the effluent gases sampled in the course of the fire showed that peaks of CO, HCN and acrolein concentrations were in the early stage of the fire, while that of HCl concentration in the later stage, that concentrations of HCN and acrolein were high when CO_2/CO ratio was below 10, and that CO and HCl occupied major part of toxicity indexes.

It was also found that the estimated lethal effect of toxicants all together was higher than that of either heat or oxygen deficiency during the major part the fire.

消 防 研 究 所 報 告

通 巻 59 号

昭和60年 3 月31日発行

編 集
発 行　　自治省　消防庁　消防研究所

東京都三鷹市中原 3 丁目14番 1 号
電　話　(0422) 44-8331　(代表)