

Fig. 1 Simulation model.

度  $T_0$ 、圧力  $P_0$  の時の燃焼での火炎温度  $T_{f0}$  よりも高い。その火炎温度  $T_{fi}$  は、温度  $T_{f0}$  の燃焼ガスを圧力  $P_0$  から  $P_i$  まで断熱圧縮した時の温度に等しいとする。

$$\frac{T_{fi}}{P_i^{\gamma-1}} = \frac{T_{f0}}{P_0^{\gamma-1}} \quad (5)$$

未燃ガスが燃焼によって  $T_{fi}$  の温度まで上昇すれば圧力も上昇する。その圧力  $P_{fi}$  は、体積変化をしていないから、

$$\frac{P_{fi}}{T_{fi}} = \frac{P_i}{T_{ULi}} \quad (6-L)$$

状態 V の燃焼によって周囲よりも圧力が上昇した部分は、その次の瞬間、容器内の圧力を均一にするように断熱膨張を行い、既燃ガス及び未燃ガスを圧縮する。そうして、圧力が平衡に達した状態が V である。仮定より、N から V への各領域のガスの体積変化に対して断熱膨張、あるいは断熱圧縮の式が成立する。

・ 燃焼ガス

$$P_{fi} \cdot \Delta V_L^i = P_{i+1} \cdot V_{eL}^i \quad (7-L)$$

$$\frac{T_{fi}^i}{P_{fi}^{\gamma-1}} = \frac{T_{ULi+}^i}{P_{i+1}^{\gamma-1}} \quad (8-L)$$

・ 未燃ガス

$$P_i \cdot (V_{ULi} - \Delta V_L)^i = P_{i+1} \cdot (V_{ULi} - \beta V_{eL})^i \quad (9-L)$$

$$\frac{T_{ULi}^i}{P_i^{\gamma-1}} = \frac{T_{ULi+}^i}{P_{i+1}^{\gamma-1}} \quad (10-L)$$

・ 既燃ガス

$$P_i \cdot V_{bI}^i = P_{i+1} \cdot (V_{bI} - (1-\alpha) V_{eR} - (1-\beta) V_{eL})^i \quad (11)$$

$$\frac{T_{bI}^i}{P_i^{\gamma-1}} = \frac{T_{bI+}^i}{P_{i+1}^{\gamma-1}} \quad (12)$$

ただし、 $\alpha$  と  $\beta$  は左右の燃焼ガスの膨張による未燃ガスと既燃ガスの圧縮のうちの未燃ガスについての割合である。すなわち、1 の時は未燃ガスのみを、0 の時は既燃ガスのみを燃焼ガスが圧縮することを意味する。

以上の基礎式を解くことによって次の時刻の状態 VI

が定まる。

$$\begin{aligned} V_{ULi+1} &= V_{ULi} - \beta V_{eL} \\ V_{URi+1} &= V_{URi} - \alpha V_{eR} \\ V_{bi+1} &= V_{bi} + \alpha V_{eR} + \beta V_{eL} \end{aligned} \quad (13)$$

(1)から(13)式を解いて未知数を求める。まず、左側の未燃ガスの温度  $T_{ULi+1}$  は(10-L)式から

$$T_{ULi+1} = \left(\frac{P_{i+1}}{P_i}\right)^{\gamma-1} T_{ULi} \quad (14)$$

となり、 $T_{ULi+1}$  は  $T_{ULi}$  で表せる。ところで、1つ前の時刻においても(14)式は成り立つから、 $T_{ULi}$  を  $T_{ULi-1}$  で表せる。これを繰り返して行けば、結局

$$T_{ULi+1} = \left(\frac{P_{i+1}}{P_0}\right)^{\gamma-1} T_{UL0} \quad (15)$$

となる。つまり未燃ガス温度はその時点の圧力と初期温度のみで定まる。(1)式より左右の未燃ガスの初期温度は等しく、圧力は管内で均一と仮定しているから、左右の未燃ガス温度が常に等しいことになる。

$$T_{ULi+1} = T_{URi+1} = \left(\frac{P_{i+1}}{P_0}\right)^{\gamma-1} T_0 \equiv T_{U_{i+1}} \quad (16)$$

次に、既燃ガスについても、同様な繰り返し計算を実行すると(12)式から

$$T_{bi+1} = \left(\frac{P_{i+1}}{P_i}\right)^{\gamma-1} T_{bi} \quad (17)$$

が導かれる。 $T_{bi}$  は圧力  $P_i$  の時の火炎温度  $T'_{fi}$  のこと、この値は左右で等しく、(8)式が成り立つ。

$$T_{bi} = T'_{fi} = \left(\frac{P_i}{P_0}\right)^{\gamma-1} T_{f0} \quad (18)$$

この(18)式と(6)式を用いて整理すれば、(17)式は

$$T_{bi+1} = \left(\frac{P_{i+1} \cdot T_0}{P_0}\right)^{\gamma-1} T_{f0} \quad (19)$$

となる。既燃ガスの温度もその時点での圧力、初期状態、初期の火炎温度から定まる。

次に微小部分の状態変化を考える。左右の未燃ガス温度が等しいので断熱膨張をする直前の圧力  $P_{fi}$  は左右で等しい。 $P_{fi}$  と  $P_{fi-1}$  に対して(6)式を立て、その階差を取り、(9)式と同様の計算操作を繰り返せば次の式が得られる。

$$P_{fi} = \left(\frac{P_i}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{T_{fi}}{T_{f0}} P_{f0} \quad (20)$$

$$= \left(\frac{P_i}{P_0}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{T_{fi}}{T_0} P_0 \quad (21)$$

次に断熱膨張後の温度  $T'_{fi+1}$  でも同様に階差を取って計算を進め、(21)式と組み合わせれば

$$T'_{fi+1} = \left\{ \left(\frac{P_0}{P_i}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(\frac{P_{i+1}}{P_i}\right)^{\gamma-1} \left(\frac{T_{fi}}{T_{f0}}\right) \right\}^{\frac{1}{\gamma}} T'_{fi} \quad (22)$$

が得られる。さらに(5)(6)(8)式を代入し、(22)式を整理すると、次のようになる。

$$T'_{fi+1} = \left(\frac{P_{i+1} T_0}{P_0}\right)^{\gamma-1} T_{f0} \quad (23)$$

(23)式の右辺と(19)式の右辺とを比較すると、両者は等しいから、膨張後の燃焼ガス温度  $T'_{fi+1}$  と圧縮後の既燃ガス温度  $T_{bi+1}$  が同一であることになる。したがって、次の時刻での既燃ガスに温度勾配を考慮する必要がなくなる。

そのほかの未知数は以下の式から求められる。

$$\frac{V_{eL}}{\Delta V_L} = \frac{V_{eR}}{\Delta V_R} = \frac{V_0}{\{V_0 - (\Delta V_L + \Delta V_R)\} \left(\frac{T_{Uf}}{T_{fi}}\right)^{\frac{1}{\gamma}} + \Delta V_L + \Delta V_R} \quad (24)$$

$$P_{i+1} = \left(\frac{\Delta V_L}{V_{eL}}\right)^{\gamma} \frac{T_{fi}}{T_{Uf}} P_i = \left(\frac{\Delta V_R}{V_{eR}}\right)^{\gamma} \frac{T_{fi}}{T_{Uf}} P_i \quad (25)$$

$$\alpha = \frac{V_{UR}(\Delta V_L + \Delta V_R)}{\Delta V_R V_0} \left\{ 1 - \left(\frac{T_{Uf}}{T_{fi}}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \right\} + \left(\frac{T_{Uf}}{T_{fi}}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (26)$$

$$\beta = \frac{V_{UL}(\Delta V_L + \Delta V_R)}{\Delta V_L V_0} \left\{ 1 - \left(\frac{T_{Uf}}{T_{fi}}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \right\} + \left(\frac{T_{Uf}}{T_{fi}}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \quad (27)$$

### 2.3 燃焼速度の評価

ガス爆発時の火炎の伝播はバーナー火炎のような定常火炎とは異なり、非定常現象として扱わねばならない。着火直後の火炎は層流燃焼速度で進むが、その後、火炎前方の気体の流れから、火炎面が乱れ始める。この乱れは実質的な燃焼速度を増大させる。この増大は乱れをさらに助長して燃焼速度を速める。この繰り返しによって火炎は加速していく。

乱流燃焼速度式として従来提唱されている式は乱れの程度が一定の状態における値であるから、それらの式をそのまま適用することができない。そこでここでは、火炎の加速が、定常状態に到達した場合の値と現時点で実現されている値との差に比例する加速度でなされると仮定する。すると、乱流燃焼速度  $S_T$  の加速度  $dS_T/dt$  は、目標とする定常時の乱流燃焼速度  $S_T$  と比例定数  $n$  から次のように書ける。

$$\frac{dS_T}{dt} = n(S_T - S_T) \quad (28)$$

(28)式を積分し、 $t=0$  において  $S_T = S_{T2}$  の初期条件を用いれば

$$S_T = S_T + (S_T - S_{T2})(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (29)$$

ただし  $S_{T2}$  は層流燃焼速度、 $\tau$  は時定数 ( $= 1/n$ ) である。実際の計算においては  $S_T$  が時刻と共に変動し、一

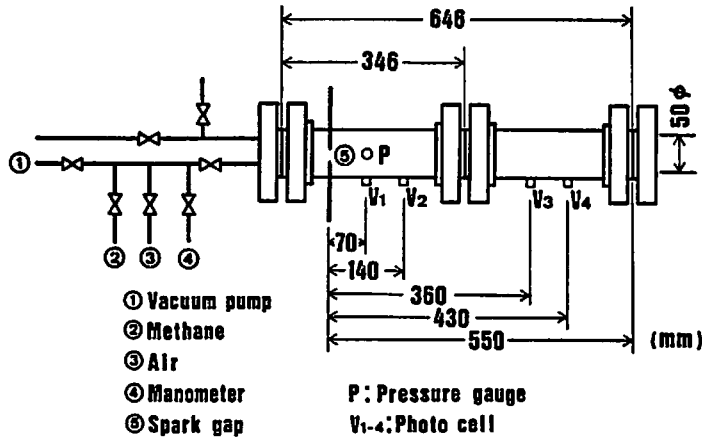


Fig. 2 Apparatus of closed tubular vessel.

定ではないので2式を直接積分する必要がある。

2式中の乱流燃焼速度 $S_L$ については実験的あるいは理論的に様々な式<sup>1)2)3)</sup>が提唱されているが、決め手となる式は確立されていない。今回の計算ではKarlovitzの式<sup>1)</sup>を使用することとした。式中にある乱れの強さは火炎面前方の気流速度に比例するとした。

$$S_T = S_L + \sqrt{2S_L U' \left\{ 1 - \frac{S_L}{U'} \left( 1 - \exp \left( - \frac{U'}{S_L} \right) \right) \right\}} \quad (30)$$

$U'$ : 乱れの強さ ( $=k \cdot V_f$ )

比例定数 $k$ と時定数 $\tau$ は火炎の加速に関するパラメーターで、燃焼するガスの種類や初期温度、初期圧力に応じて変動するほか、容器壁の粗さや材質、管の長径比によっても変化する。したがって、対象とする爆発の状況に応じた値を設定する必要がある。

以上の予測方法の妥当性を検討するために管状密閉容器を用いて、次のような実験と計算を行った。

### 3. 実験

#### 3.1 実験装置及び方法

実験に使用した管状密閉容器を Fig. 2 に示す。この容器は内径が50mm、肉厚5mm、長さが300mmと346mmのステンレス管2本をフランジで接続したものである。

可燃性ガスにはメタンを用い、分圧法によって空気と混合した。そして、あらかじめ行ったガス分析で求めた時間だけ静置し、容器内のガスを均一にしてから、着火・爆発させた。着火には容器端から96mmの地点に設置した間隔5mmの電極間の電気火花を使用した。

火炎の伝播は、火炎の発光を電圧に変換して捉えた。光電変換素子はV1からV4の4箇所を設置し、設置間距離を発光の立ち上がり時間差で除することで2点間の平均火炎伝播速度を求めた。容器内の爆発圧力の測定には歪ゲージ式の圧力計を使用した。

### 3.2 実験結果

実験結果を Fig. 3から Fig. 7 に示す。

Fig. 3の圧力上昇曲線は球状容器内での爆発で見られるような時間の3乗に比例する曲線ではなく、1次関数的な上昇を示す。これは管壁によって火炎の伝播方向が制限され、火炎面積がほぼ管の断面積で一定となるためである。火炎伝播速度はいずれの実験でも燃焼速度の最大値を与えるメタン濃度が10vol.%付近で最大値を取る。値を比較すると管2本では着火源から遠いV3-V4間の方がV1-V2間よりも遅くなっている。また、同じV1-V2間でみると管1本の方が管2本よりも遅くなっている。

### 4. モデル計算

#### 4.1 計算方法

実験での火炎伝播の様子は、着火を点で行うために、初期においては球状火炎が形成され、その後、管壁に衝突した火炎が消失して、平面状火炎へと移行する。左右に分離した火炎は管端に到達することで燃焼反応を終えるが、着火位置が左右の管端から等距離にないため、反応終了は同時ではない。

以上の状況から計算は次の3段階に分けて行った。

① 火炎が管壁に到達するまでの球状火炎。② 左右に分離したメガネ皿状火炎。③ 片方が消滅し、一方のみに伝播する平面火炎、である。なお、先の理論は管状容器内での平面火炎の伝播を想定して述べているが、①や②の平面でない火炎に対しても、そのほかの仮定が満足されるのならば、若干の修正を行うことにより、適用が可能である。

#### 4.2 計算データ

計算を行うにあたっては可燃性ガスの火炎温度と燃焼速度及び火炎の加速パラメーターの値を要する。今回の計算では火炎温度に熱化学データ<sup>4)</sup>に基づいて求めた

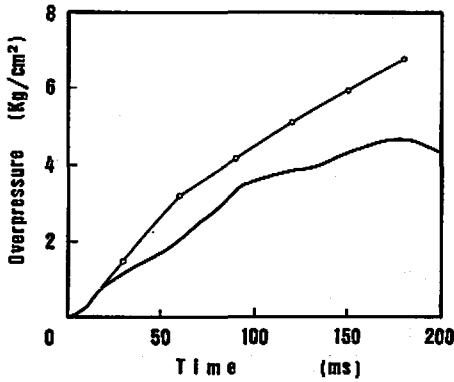


Fig. 3 Overpressure-time curve (methane 10 vol.%) — : observed —○— : calculated

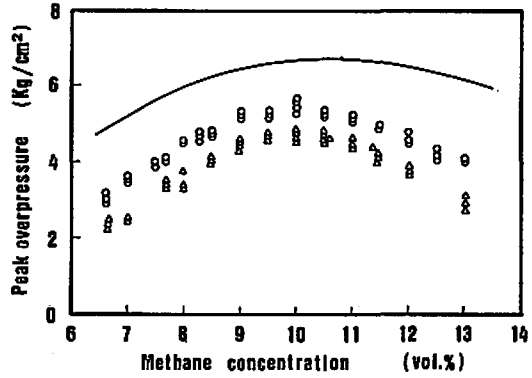


Fig. 6 Peak overpressure as a function of methane concentration.  
 △ : observed (vessel length 646mm)  
 ○ : observed (vessel length 346mm)  
 — : calculated

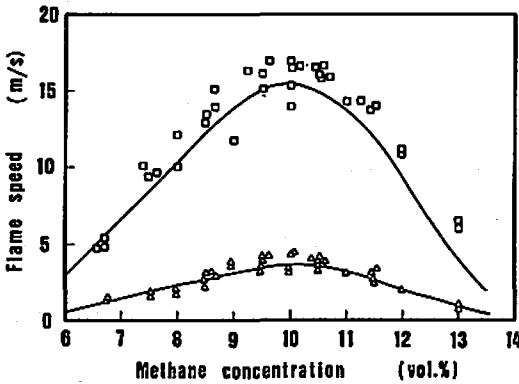


Fig. 4 Flame speed as a function of methane concentration (vessel length 646mm).  
 □ : observed (between V1 and V2)  
 △ : observed (between V3 and V4)  
 — : calculated

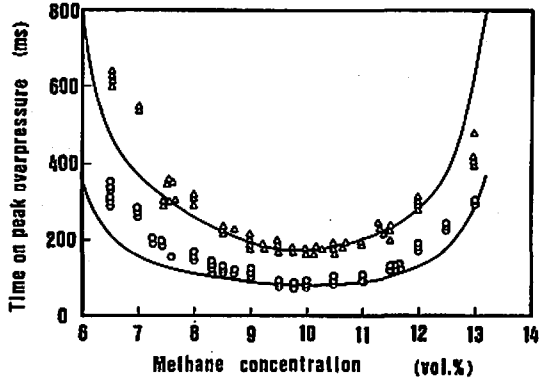


Fig. 7 Time on peak overpressure as a function of methane concentration.  
 △ : observed (vessel length 646mm)  
 ○ : observed (vessel length 346mm)  
 — : calculated

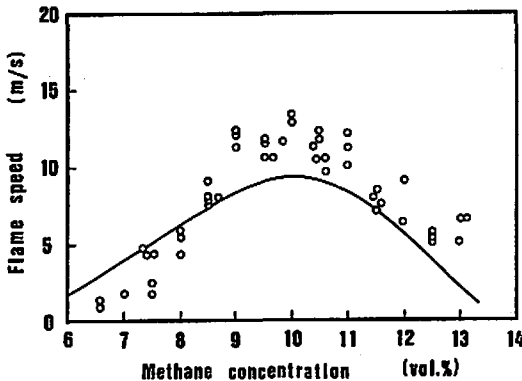


Fig. 5 Flame speed as a function of methane concentration (vessel length 346mm).  
 ○ : observed (between V1 and V2)  
 — : calculated

断熱火炎温度、層流燃焼速度には Gunther<sup>5)</sup>と Bradley<sup>6)</sup>のデータ、乱流燃焼速度式には Karlovitz の式<sup>1)</sup>を用いた。火炎の加速パラメーターは、装置それぞれの固有の値であるため、管 2 本メタン濃度 10 vol.% における火炎伝播速度の 2 つの実験値と一致するように、時定数  $\tau$  を 1ms、比例定数  $k$  を 0.60 と定めた。

計算結果は実験結果の図中に合わせて示した。

## 5. 実験値と計算値の比較及び考察

### 5.1 火炎伝播速度

実験でみられた火炎伝播速度が容器端に近い方が遅くなる現象が計算においても生じた。理論モデルでのこの現象を観察すると、燃焼ガスの圧縮作用のうち未燃ガスの圧縮割合を示す  $\alpha$  と  $\beta$  の値が、着火直後では、100% ( $\beta = 1$ ) であった。しかし、火炎が伝播するに

つれこの数値が減少し、燃焼終了の時点ではメタン濃度10vol. %の場合21% ( $\beta=0.21$ )となった。

つまり、火炎が容器端に近付くにつれ、火炎面が火炎前方の気体を押し進める流れが容器端でせき止められる。容器内圧力を平衡に保つために、燃焼によって生じた圧力上昇は火炎前方の未燃ガスの圧縮よりも後方の既燃ガスの圧縮に費やされる。すると、火炎の加速の原因となる火炎面前方の乱れが小さくなり、実質的な燃焼速度は遅くなり、火炎伝播速度が低下するのである。

Fig. 5の管1本でのV1-V2間の値に若干の差がみられる。これは容器端が着火源と近いために早期に容器端による気流の制限が起って火炎面が歪み、球面状から平面状への移行が早いためと推察される。また、光电変換素子の設置位置付近の計算での火炎伝播速度変化が急となっているためわずかの誤差からでも大きな差になるのも要因の1つである。

### 5.2 爆発圧力

圧力時間曲線に注目すると、実験値と計算値の両方に傾きが変化する点が見られる。計算値に見られるこの変化点は火炎の伝播が、左右へのめがね皿状火炎から右方向への平面火炎に切り替わる点である。このことから、実験値の100ms付近に現れている変化点は左方向の火炎の消滅であることが予想される。時間的な差は計算では左右の火炎を同等に扱っているが、左側への火炎はごく低速で伝播していて、乱流が十分に発達せず、燃焼速度の評価式に誤差が発生したためである。

Fig. 6の最大圧力値は計算値が実測値よりも約2kg/cm<sup>2</sup>だけ大きい。これは計算上の断熱火炎温度が熱損失がまったくなく、なおかつ、燃焼ガスが反応した瞬間、化学的、熱的平衡に達するとしたためである。また、燃焼によるモル数変化が計算では1:0.986ほどあり、これを無視しているのも差が生ずる原因である。

そこで、あらかじめ、熱損失を見込み、到達火炎温度を最大圧力値が一致するように控え目に設定し、最大圧力到達時間も合わせるようにして、圧力時間曲線を再計算した。Fig. 8の△印線がそれである。

### 5.3 本理論の適用範囲

メタンの化学量論比付近の濃度においては火炎伝播速度と爆発圧力はともに良く一致したが、この濃度から離れるとやや差がみられる。これは圧力と温度変化についての燃焼速度データが不十分であること、燃焼反応が完全な平衡状態に達しておらず火炎温度が計算上の値よりも低くなること、燃焼終了までに要する時間が長くなり容器外への熱の流出が無視できなくなること、等が原因と思われる。これらの点を考慮すれば、

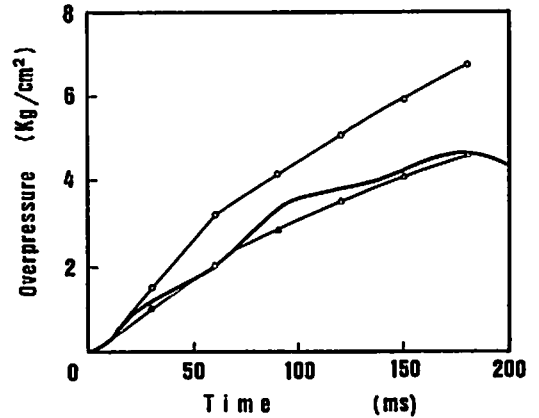


Fig. 8 Overpressure-time curve (methane 10 vol. %).  
 — : observed  
 —○— : calculated ( $T_g=2255$  °K,  $k=0.60$ )  
 —△— : calculated ( $T_g=1616$  °K,  $k=0.80$ )

理論は濃度変化に対応して良く一致しており、管状容器内の火炎伝播のモデルとして適切であると判断される。

計算においては、燃焼速度を温度と圧力に応じて、変化させているから、信頼できるデータを手でできれば、高温高压状態での爆発現象に対しても適用が可能であると予想される。

今回の実験では管全長が短かったために火炎の加速現象が十分に観測されなかった。しかし、一般の管状空間、特に一方向のみが開放されている空間での爆発の際には、火炎の加速が繰り返され、ついには爆轟にまで至ることがある。そのような状況においても管内の圧力が常に平衡に達しているという仮定が成立する範囲であれば、本予測方法は適用可能である。

## 6. 結 言

管状密閉容器を用いてメタン空気混合ガスの爆発現象の測定を行った。火炎伝播に関しては、長い管で生ずる加速現象が起らず、逆に容器端による気体の流れの制限があるために、火炎の減速がみられた。爆発圧力は時間にほぼ比例して上昇した。

管状密閉容器でのガス爆発に対し、火炎が自らの燃焼速度と管内圧力を平衡に保とうとする作用で伝播するとして理論モデルを作成した。計算シミュレーションと実験結果を比較したところ、両者は良く一致し、本実験での爆発現象を適切に表すことができた。理論モデルからは、実験での火炎の減速現象は、火炎面前方の気体の流れが容器端によって制限され、燃焼によって生じた圧力上昇は火炎前方の未燃ガスよりも後方の既燃ガスの圧縮に費やされるためと説明された。最後に、本研究の一部は財団法人火薬技術奨励会の助

成を受けた。また、実験に際しては、山田哲久君、田中隆君に協力していただいた。ここに謝意を表する。

#### 文 献

- 1) B. Karlovitz, D. W. Denniston Jr., F. E. Wells, the Journal of Chemical Physics. 19. 541. (1951)
- 2) G. E. Andrews, D. Bradley, S. B. Lwakabamba, Combustion and Flame. 24. 285. (1975)
- 3) 大竹一友, 藤原俊隆, 「燃焼工学」, (1985), コロナ社
- 4) JANAF 熱化学データ表, (1966), 堀越研究所
- 5) R. Gunther, G. Janisch, Combustion and Flame, 19, 49, (1972)
- 6) D. Bradley, A. Mitcheson, Combustion and Flame, 26, 201, (1976)

---

## Gas Explosion of Methane-Air Mixtures in a Closed Vessel.

by Haruhiko ITAGAKI\*, Terushige OGAWA\*

Flame speed and pressure rise in gas explosion of methane-air mixtures were measured in a closed tubular vessel (50 mm $\phi$  x 346, 646 mm). It was observed that the flame speed got slower as the flame was propagated and the pressure in the vessel increased nearly in proportion to time.

A calculation of gas explosion was performed in order to understand the behavior of this experiment. Here, it was assumed that the flame was propagated by turbulent burning and the action to equalize the pressure in the vessel.

The calculation with this model gave good agreement with the experiment, therefore, the deceleration of the flame may be explained as follows: As the flame came near the end of the vessel, it compressed burnt gas more than unburnt gas, then the flow of unburnt gas ahead of the flame got slow.

(\*Department of Safety Engineering, Division of Materials Science and Chemical Engineering, Faculty of Engineering, Yokohama National University, 156 Tokiwadai, Hodogaya-ku, Yokohama-city, Kanagawa, 240)