気体デトネーションを開始源とする平面的爆風の研究 (第1報)*1

開始エネルギーの推定

A Study on Planar Blast Waves Initiated by Gaseous Detonations (Part 1)

Estimation of Initiation Energy

大八木重治*2・吉橋照夫*2

Shigeharu OHYAGI, Teruo YOSHIHASHI

針谷安男*2

and Yasuo HARIGAYA

Key Words : Detonation, Blast Wave, Initiation Energy

Abstract

An experimental study has been made of the initiation of planar blast waves by gaseous detonations. The gaseous detonation initiated by DDT process is submitted into a long tube filled with air at various initial pressures. The measurement of decaying process of a produced shock wave indicates that it can be treated as a "plane source" blast wave, although there exists a secondary shock wave, which may be a retonation wave reflected on an end wall of a driver tube, behind the blast wave front. As a result, the decays of a propagation Mach number and a peak overpressure of the wave front as a function of a distance from the initiation source and the initial pressure of the medium are found to be described by the quasi-similar theory of the idealized plane source blast wave. Comparing the experimental results with the theory leads to the estimation of an initiation energy of the blast wave. The initiation energies of oxyhydrogen detonations for three different mixture strengthes, three different initial pressures and two different size of the driver tube are estimated to show that about 30-40% of the chemical energy contained initially in the driver tube is used to initiate the blast wave.

1. 緒 言

種々の可燃性気体のデトネーション限界を決定する問題は、燃焼研究の重要な課題のひとつであり、古くから、多くの研究者により研究されてきた。Lewis と von Elbe の教科書¹⁾に要約されている Wendlandt²⁾

や、Gordon et al.³⁾らによる古典的研究においては、駆動管と被駆動管から成るいわゆるデトネーション管と呼ばれる装置により限界の測定が行われている。このような実験では、駆動管に酸素・水素混合気などの駆動気体を充填し、管端に設置された点火栓により点火し、デフラグレーションからの転移により駆動管中でデトネーションが形成される。このデトネーション波が、駆動管と被駆動管を分ける隔膜を破り、供試気体の充たされた被駆動管に、強い衝撃波を生ぜしめる。Wendlandt²⁾や Gordon et al.³⁾らは、被駆動管中に生じた波動の伝ば速度の変化を測定し、供試気体中で衝撃波からデトネーションへの転移が行われたかどうかを判定している。このようなデトネーション開始の方法を、「直接開始」といい、デフラグレーションからの転移と区別している。直接開始における開始源としては、上記のような駆動気体デトネーションだけでなく、固体爆薬、電気スパークなど、強い衝撃波を形成するものが使われ、直接開始におけるデトネーション限界は、開始源の強さに依存する。この強さを「開始エネルギー」という概念で整理したのが Zel'dovich et al.⁴⁾であり、ある混合気について、デトネーションを開始させる臨界エネルギーを求め、そのデトネーション波誘導帯厚みとの関係を実証した。また、彼らは、開始源の違いにより、開始源が、本来もつエネルギーの総量と衝撃波を形成するために用いられたエネルギーの比(彼らは、「効率」と呼んでいる)が、大きく異なっていることを見いだした。たとえば、電気スパークは、回路に蓄えられた電気エネルギーの1%、固体爆薬(アジ化鉛)は、その物質のもつ化学的エネルギーの60%しか、有効に、衝撃波形成のためには使用されない。Bach et al.⁵⁾は、臨界エネルギーの開始源による違いか

*1 昭和59年10月8日原稿受理

*2 埼玉大学工学部機械工学科

ら、エネルギー出力密度(エネルギー/時間/体積)による比較を提案し、真の臨界エネルギーとして、このエネルギー出力密度無限大、つまり、理想的な点爆発とした場合のエネルギー値を、供試気体の性質のみによって決定する開始源の種類に依存しない普遍的な特性値として用いるべきものとしている。Zel'dovich et al.⁴⁾の定義した衝撃波形成のために使われるエネルギーは、このエネルギーと近似的に対応する。なぜならば、点爆発では、開始エネルギーはすべて、衝撃波形成のために用いられると考えられるからである。Matsui et al.⁶⁾は、細長い管を大きい容器に接続し、管中に生じさせた平面デトネーション波を、容器中に入射させ、半球対称的デトネーションを開始させる方法で、種々の可燃性気体の臨界エネルギーを求めている。この方法では、平面デトネーション背後の気体が、広い空間に膨張する間になす仕事を開始エネルギーと定義しており、衝撃波形成のエネルギーと等価なものと考えられる。

開始エネルギーに関する研究は、これまで、球対称デトネーションの場合⁴⁻⁶⁾のものが多く、円柱対称、または、平面デトネーションでも、幾何学的違いを除けば、本質的に同じものと考えられる。したがって、古典的なデトネーション管を用いた研究^{2,3,7)}も、開始エネルギーの適切な定義から出発して考察する必要があると思われる。以上の観点から、本研究では、平面的気体デトネーション開始に関する研究⁸⁾の一環として、駆動気体デトネーションによって生じる衝撃波を平面的爆風ととらえ、その開始エネルギーを点爆発の理論を基礎として求める方法を提案し、実際に、デトネーション管を用いて、デトネーション限界を求める際の基礎的データを与え、現象の本質的理解に供することを目的としている。その第一段階として、デトネーション管を用い、駆動管に適当な初期圧の酸素水素気

体、被駆動管に、空気を充填し、駆動気体デトネーションによって、空気中に形成される平面的爆風の伝ば速度および最大過圧力値の距離に対する減衰を、圧力変換器により測定し、平面的爆風のパラメータにより整理する。この結果と「面爆発」とした平面的爆風の理論解とを比較することにより、爆風としての開始エネルギーを見積もる。駆動気体の性質として、初期圧、当量比、駆動管長さを変化させ、得られた開始エネルギーとの関係を考察し、開始エネルギーの「効率」を求める。

2. 実験

第1図に、実験装置の概略を示す。実験に使用した管は、内径 30 mm、全長 3443 mm のステンレス製円管で、マイラー膜(厚み 25 μm)により、595 mm の駆動管と 2848 mm の被駆動管に分割する。駆動管の長さの効果を調べるため、駆動管を延長して 1,193 mm とすることも可能である。被駆動管には、約 300 mm 間隔で測定孔が設置され、圧力変換器(PCB113A24、共振周波数 400 kHz)と二針型イオン・プローブが装着可能である。測定孔は、管軸方向の同一位置に対向して2個設けられており、圧力とイオン電流の同時測定が可能である。駆動管の一端に点火栓が取り付けられており、管内の気体に点火する。駆動管中には、壁面に密着して針金を螺旋状にして挿入したいわゆるシェルキンの螺旋があり、壁面の乱れを増加させることによりデトネーションへの転移を促進している。駆動管中でデトネーションが形成されたかどうかは、マイラー膜より上流側 50 mm にある測定孔(MP0)で圧力波形を見て確かめる。また、この測定孔にデトネーション波面が到達した時間を基準時間とし、被駆動部での測定結果を整理する。プローブからの圧力信号やイ

第1図 実験装置の概略図

オン電流信号は、波形記憶装置（サンプル時間1 μsec 、記憶容量2,048 words）に記録される。イオンプローブは、気体が電離しない程度の弱い衝撃波に対しては作動しないが、駆動気体のデトネーション生成物が、十分、高温で電離したまま被駆動部に侵入した場合、その電離領域を検知するものである。

駆動気体は、酸素・水素混合気体を用いたが、これは、分圧を水銀マンオメータで測定しながら、適当な混合比で混合タンクに導入し、約10時間以上放置した後、駆動部に導入して用いた。本実験で用いた駆動気体の当量比(ϕ)、初期圧(p_0)、駆動管管長と管径の比(l/d)を、第1表に示す。初期温度20°Cに対して、化学平衡計算により求めたChapman-Jouguet状態のマッハ数 M_{CJ} 、発熱量 Q_{CJ} 、圧力比 p_{CJ}/p_0 も同時に記してある。被駆動部には、不活性気体として空気を導入する。爆風の伝ばは、その開始エネルギーと媒質の初期圧によって決まるある特性距離によって支配されるので、被駆動気体の初期圧 p_0 を6.67 kPaから99.99 kPaまで適当に変化させて実験をおこなった。

第2図に圧力変換器からの信号の代表例を示す。これは、駆動気体No.3($\phi=1, p_0=53.33\text{kPa}, l/d=19.8$)で、測定位置 $x=1.5\text{ m}$ と $x=1.8\text{ m}$ (x は、MP0を原点として測った管軸方向の距離)のものである。 $x=1.5\text{ m}$ から 1.8 m まで伝ばするのに先頭衝撃波は402 μs の時間を要し、波面圧力も若干減衰している。先頭衝撃波背後で、圧力値は減衰し、爆風の特徴を見せる。さらに後方に第二衝撃波の立上りが見

第1表 使用した駆動気体とそのCJ特性値

No.	ϕ	$p_0(\text{kPa})$	M_{CJ}	$Q_{CJ}(\text{MJ/kg})$	p_{CJ}/p_0	l/d
1	1	101.3	5.331	6.619	19.13	19.8
2	1	79.9	5.307	6.507	18.99	19.8
3	1	53.3	5.265	6.318	18.76	19.8
4	1	101.3	5.331	6.619	19.13	39.8
5	1	53.3	5.265	6.318	18.76	39.8
6	0.25	101.3	4.396	1.790	12.71	19.8
7	2	101.3	5.222	8.872	18.29	19.8

第2図 圧力波形の例(Driver No. 3, $x=1.5, 1.8\text{ m}$)

えるが、これは、駆動気体がデトネーションへ転移する際に生じるレトネーション波（デトネーションとは逆方向に伝ばする強い衝撃波）が、点火端に反射して、被駆動部に入射したものか、あるいは、デトネーション波が、マイラー膜を破る際に一部反射波を生じ、それが点火端に反射して、被駆動部に入射したものかと思われるが、確定するためには、駆動管中の現象を詳細に調べる必要がある。

横軸に x をとり、縦軸に原点MP0に駆動気体デトネーションが到達した時刻からの経過時間をとった波動線図を第3図に示す。図中に“Flame”とあるのは、先に述べたイオン・プローブにより検知した波であるが、駆動管中で生じた高温の既燃ガスの軌跡、つまり接触面の軌跡と考えられる。この接触面は、媒質の圧力が低いほど、被駆動管の奥まで侵入し、強い先頭衝撃波を生み出している。その結果、供試気体の初期圧が低いほど、先頭衝撃波の速度は速くなっている。第二衝撃波は、先頭衝撃波を追いかけるようにして伝ばしているが、 $x=0$ において、供試気体の初期圧によらず、ほぼ、同時刻に、形成されているように見える。このことは、この第二衝撃波が開始源の特性で発生し、被駆動部の初期圧には無関係な、開始気体中のレトネーション波か、マイラー膜の反射波の点火端で

第3図 波動線図 (Driver No. 3)

の反射波により形成されたものと考えられる。第3図から求めた先頭衝撃波の伝ばマッハ数の変化を第4図に示す。横軸の R_s は、衝撃波の位置を示す。 $R_s=0$ におけるマッハ数 M_s は、被駆動部の初期圧により変化し、第1表で与えた駆動気体のマッハ数 M_{C1} とは異なる。これは、被駆動部の初期圧により、デトネーション生成気体の侵入の程度が異なるからである。第5図には、圧力変換器で測定した衝撃波面の過圧力の変化を示した。マッハ数の減衰とよく対応している。

第4図 先頭衝撃波伝ばマッハ数の変化 (Driver No. 3)

第5図 先頭衝撃波面圧の変化 (Driver No. 3)

3. 理論的モデルと解析

駆動管内では、デフラグレーションからデトネーションへの転移が起きている。この現象は複雑で、乱流火炎から自発火による強い衝撃波の形成に至る過程は、理論的にはもちろん、数値的にもシミュレートするのが困難である。このような過程を経て形成されたデトネーション波が、不活性気体中を作る非定常衝撃波も、この転移過程も含めデトネーション波の性質によって支配される。しかし、衝撃波が減衰しつつ伝ばし、ある程度、開始源から離れれば、その開始源の性質によらない理想的な爆風と見ても良いと思われる。そこで、第6図のように、ある面で、瞬間的に、エネルギー E_0 (J/m²) が、放出されて、平面的な爆風が生じたと考える。爆風の理論には、Taylorをはじめとする相似解を基本として、種々の解析解が提出されているが、ここでは、対象とするマッハ数領域から、Oshima⁹⁾の準相似解を用いて、解析する。平面的爆風に対する準相似解法による基礎方程式は、次のように書かれる。

$$(f - \xi) \frac{d\psi}{d\xi} - \psi \frac{df}{d\xi} = \frac{-2\lambda\eta\psi}{\gamma - 1 + 2\eta} \quad (1)$$

$$(f - \xi) \frac{df}{d\xi} + \psi \frac{dh}{d\xi} = \left(\frac{1}{2} + \frac{\eta}{1 - \eta} \right) \lambda f \quad (2)$$

$$(f - \xi) \frac{dh}{d\xi} + \eta h \frac{df}{d\xi} = \left(1 + \frac{\eta\gamma - \eta}{2\gamma + \eta - \eta\gamma} \right) \lambda h \quad (3)$$

ただし、独立変数 (ξ, η) は

$$\xi = \frac{x}{R_s}, \quad \eta = \frac{1}{M_s^2} \quad (4)$$

と定義され、従属変数 ψ, f, h は

$$\psi = \frac{\rho_0}{\rho}, \quad f = \frac{u}{R_s}, \quad h = \frac{p}{\rho_0 R_s^2} \quad (5)$$

である。ここで、 ρ, u, p は、密度、速度、圧力であり、添字 0 は、衝撃波前方の値を示す。 R_s は衝撃波速度、 γ は、比熱比であり、減衰係数 λ は、次式で定義される。

$$\lambda = \frac{d(\ln \eta)}{d(\ln R_s)} = -2 \frac{R_s \ddot{R}_s}{\dot{R}_s^2} \quad (6)$$

ここに、 $\ddot{R}_s$ は、衝撃波面の加速度である。この基礎方程式を解く上での境界条件は、衝撃波面 $\xi=1$ で、

第6図 平面爆風モデル

ランキン・ユゴニオ条件により与えられ、無次元変数で表わすと、

$$\begin{aligned} f(1) &= \frac{2(1-\eta)}{\gamma+1}, \quad \psi(1) = \frac{\gamma-1+2\eta}{\gamma+1} \\ h(1) &= \frac{2\gamma-(\gamma-1)\eta}{\gamma(\gamma+1)} \end{aligned} \quad (7)$$

となる。しかしながら、 η の関数である λ が未知のため、これだけでは、解は求まらない。このため、式(7)以外の条件として、一般的に次の二つの条件が考えられる。ひとつは、爆発中心 $\xi=0$ で、湧き出しや、吸い込みがないことから、粒子速度がゼロ、すなわち、

$$f(0)=0 \quad (8)$$

という条件であり、他は、衝撃波面と爆発中心の間に存在する気体のもつ全エネルギーが、開始エネルギーも含め保存するという条件、

$$E_0 = 2 \int_0^{R_s} \left(\frac{p-p_0}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \rho u^2 \right) dx \quad (9)$$

である。第一の条件(8)は、方程式系が $f=\xi$ で発散することを考えると、式(9)で E_0 が一定という条件と、同等と考えられる⁹⁾。したがって、ここでは式(8)を用いて、 $\lambda(\eta)$ を求め、無次元物理量 $f(\xi, \eta)$, $h(\xi, \eta)$, $\psi(\xi, \eta)$ を求め、これを、式(9)の無次元形、

$$\frac{R_s}{R_0} = \frac{\eta}{J(\eta) - \frac{\eta}{\gamma(\gamma-1)}} \quad (10)$$

に代入し、波面マッハ数 M_s と波面位置 R_s の関係を求めた。ここに、 R_0 は、爆発の規模を表す特性長で

$$R_0 = \frac{E_0}{2\gamma p_0} \quad (11)$$

と定義され、 $J(\eta)$ は、無次元エネルギー積分で

$$J(\eta) = \int_0^1 \left(\frac{h}{\gamma-1} + \frac{1}{2} \frac{f^2}{\psi} \right) d\xi \quad (12)$$

と書ける。第7図に、 $\gamma=1.4$ として計算した R_s/R_0 と M_s の関係を示す。準相似解は、 $R_s/R_0 \rightarrow 0$ では $M_s \sim (R_s/R_0)^{-1/2}$ の自己相似解に漸近し、 $0 < R_s/R_0 < 1$

の広い範囲で、他の近似解よりも実験に近い値を示すといわれており、本研究でも、実験結果との比較に用いる。

4. 結果および考察

2章で述べた実験結果と、3章で求めた理論結果を比較することにより、開始エネルギー E_0 を求める。式(10)によれば、マッハ数 $M_s (=1/\sqrt{\eta})$ は、 R_s/R_0 と γ のみの関数であり、 R_0 は、式(11)で示すとおり、 E_0, γ, p_0 で決まる。したがって、適当な E_0 を仮定して、 R_0 を求め、実験結果を $M_s \sim R_s/R_0$ の形に整理すればよい。駆動気体 No. 7 に対し、 $E_0 = 728 \text{ kJ/m}^2$ と仮定して、実験結果を整理したものを第8図に示す。実線は、理論結果 ($\gamma=1.4$ とした) であり、実験点は、 p_0 を 6.67 kPa から 99.99 kPa まで変化させたものを同一の図面上に示した。 $p_0 = 6.67 \text{ kPa}$ で、 R_s/R_0 が、ごく小さい領域で少しずれているが、全体的によく一致している。 R_s/R_0 が小さい領域では、開始源の特性が、爆風の伝ばに強い影響を及ぼしているものと考えられる。 $R_s/R_0 > 0.02$ では、ほとんど開始源の特性によらない理想的な爆風として振舞っている。圧力波形(第2図参照)から見ると、第二衝撃波の存在など爆風の準相似解では記述できない現象があり、必ずしも、3章で与えた理論モデルが妥当とはいえないが、先頭衝撃波の挙動に関しては、よい近似であるといえる。これは、衝撃波の挙動が、物理量の分布形状には鈍感で、波面近傍にエネルギーが集中しているからと思われる。

このように、実験結果と理論解が、よく一致することを利用して、開始エネルギー E_0 を求めることを考える。第8図のように、測定されたマッハ数 M_s は、 E_0 を適当に仮定すれば、 R_s/R_0 のみの関数であり、これは、現象が力学的に相似であることを示している。横軸を対数軸にして表わすと $\log R_s/R_0 = \log R_s p_0 - \log E_0/2\gamma$ であるため、 $\log R_s p_0$ を横軸にして実験点を図示し、これに、 $\log R_s/R_0$ を横軸とした理論曲線(第

第7図 準相似解による伝ばマッハ数の変化

第8図 伝ばマッハ数の無次元伝ば距離に対する変化 (実験は Driver No. 7)

第9図 伝ばマッハ数の減衰からの開始エネルギーの推定 (Driver No. 3)

第10図 波面圧力の減衰と開始エネルギー (Driver No. 3)

7図)を重ねれば、横軸の対応する点の読みから、開始エネルギーを

$$E_0 = 2\gamma \frac{[R_s \rho_0]^*}{[R_s/R_0]^*}$$

のように求めることができる。ここで $[R_s \rho_0]^*$ と $[R_s/R_0]^*$ は、同じマッハ数 M_s^* に対応する実験点の横軸と理論曲線の横軸の値である。第9図～第11図は、このような観点から、 E_0 を求めるための図であ

る。図中の波線は、実験点のほぼ上限に対応する理論曲線を、一点鎖線は、下限に対応する理論曲線を示す。ただし、この場合、理論曲線から大幅にはずれる $R_s \rho_0 < 5 \text{ kPa} \cdot \text{m}$ の実験点は除いた。この領域では、衝撃波が、開始源に近すぎて、開始源を理想的な「面」と仮定することに無理があるためであると思われる。

第9図は、駆動気体 No. 3 の結果 (第4図参照) を、図示したものであるが、ほとんど、 $E_0 = 224 \sim 392$

第11図 開始エネルギーの推定

kJ/m^2 の理論曲線の間に散らばっている。したがって、この測定による開始エネルギーは、 $E_0 = 308 \pm 84 \text{ kJ/m}^2$ と見積もられる。第10図に、第5図の波面圧力値の初期圧、波面位置による変化を、第9図と同様の $p_0 R_0$ 軸に対して図示した。第9図から求めた開始エネルギーと同じ値を用いて求めた理論曲線の間にほとんどの実験点が入っている。以後、マッハ数のデータから、 E_0 を求めた。第11図(a)~(f)は、No.3以外の実験で用いた駆動気体を開始源とする爆風のマッハ数の $R_0 p_0$ に対する変化を示す。測定のばらつきは、小さいとはいえないが、駆動管中で起きる転移過程そのものが、確率的様相をもつ現象であることが、主たる原因であろう。また、同じ初期圧で、 R_0 が大きくなるにつれ、多少、減衰が大きくなるのは、管壁の境界層の影響が無視できないからと考えられる。また、第二衝撃波が、先頭衝撃波に追いついて、衝突することにより、先頭衝撃波が強められている場合もある。これらの現象により、最大30%程度の誤差を含んでいるが、第2表に、各駆動気体について推定された開始エネルギーの値をまとめて記す。同時に、式(11)を用いて、 $\gamma = 1.4$ 、 $p_0 = 101.3 \text{ kPa}$ に対して求めた R_0 、その R_0 が同じ値をとる球対称爆風の開始エネルギー E_2 を記してある。球対称爆風の特長は、

$$R_0 = \left(\frac{E_2}{4\pi\gamma p_0} \right)^{1/3} \quad (13)$$

で定義されるので、 E_2 は E_0 と R_0 から、

$$E_2 = 2\pi E_0 R_0^2 \quad (14)$$

と計算される。この換算により、平面爆風の開始エネルギーを球対称のものと比較することができる。つまり酸水素気体デトネーションを開始源とした平面的爆風は、今回行った実験パラメータの範囲で、ほぼ、 $10^6 \sim 10^8 \text{ J}$ の固体爆薬などの球対称開始源のエネルギーに等価である。このエネルギー範囲は、Matsui et al.⁶⁾の方法に比べ、大変狭いが、 H_2 -空気、 CH_4 -空気など重要な混合気の臨界エネルギーがこの範囲に入る。第12図(a)、(b)、(c)に、今回求められた開始エネルギーの種々のパラメータによる変化を示した。同じ図中に示した「効率」 η は、第1表で示したCJ発熱量

Q_{CJ} より求めた駆動管内気体のもつ化学的エネルギーを管断面積 (7.07 cm^2) で除したものと E_0 の比であり、どれだけのエネルギーが有効に、衝撃波の伝播に使われたかを表す。(a)は、当量比による変化であり、完全燃焼する $\phi = 1$ が最も E_0 が大きい。が、 η は、それほど変化していない。(b)は、初期圧に対する変化であるが、初期圧が高いほど、化学的エネルギーが大きく、

(a) 当量比による変化

(b) 初期圧力による変化

(c) 駆動管長さによる変化

第2表 開始エネルギー、爆発特性距離、および球面波に換算した開始エネルギー

No.	$E_0 (\text{MJ/m}^2)$	$R_0 (\text{m})$	$E_2 (\text{MJ})$
1	0.812	2.862	41.81
2	0.553	1.950	13.21
3	0.308	1.085	2.278
4	1.105	3.896	105.4
5	0.483	1.702	8.800
6	0.686	2.418	25.12
7	0.728	2.567	30.13

第12図 開始エネルギーの諸パラメータによる変化

開始エネルギーも大きい。しかし、効率は、初期圧とともに下る傾向を見せる。(c)は、駆動管長さが大きいほど、化学的エネルギーも多く含まれるため、開始エネルギーが大きくなるが、効率は、若干下がり、長さに比例して、開始エネルギーが大きくなるわけではないことを示す。結局、 E_0 を増大させるためには、 p_0 を増加させ、 l を長くして、化学的エネルギーを増やせばよいが、いずれにしても、 η は、小さくなってしまふ。これは、駆動気体がデトネーションに転移する際、自発火による強い衝撃波の生ずる点が、被駆動部に近いほど、「面爆発」に近く、効率も大きいと考えられるからである。 E_0 を小さくするためには、逆に p_0 と l を小さくすればよいわけであるが、これには、駆動管中でデトネーションが生じなければならないという限界が存在する。

Zel'dovich et al.⁴⁾は、電気スパークの作る衝撃波がマノメータの液柱をたたくときに生ずる液面の振動からインパルスを計算し、スパークを作るために回路に蓄えられたエネルギーが生じるインパルスの値で割った値を効率としている。このインパルスはエネルギーに比例するから、本実験で定義した効率と本質的に同等である。彼らの求めた電気スパークの効率は、1%のオーダーであり、それと同等の固体爆薬の効率は60%であった。それに比べて、気体デトネーションの効率が、30~40%というのは、不合理な値ではない。

5. 結 論

酸水素混合気体デトネーションが、空気中に入射されたときに形成される非定常衝撃波について、以下の結論を得た。

(1) デトネーション波を不活性気体中に入射させたときに形成される衝撃波は、伝ばするにつれて減衰し、不活性気体の初期圧が低いほど、マッハ数が高い。

(2) 衝撃波の圧力波形は、波面直後に希薄波を伴う爆風型の波形である。また、後方に、開始源の特性により生じる二次衝撃波を伴う。

(3) 先頭衝撃波後方に、デトネーション生成物と不活性気体の接触面が形成されており、イオン・プローブにより検知された。これは、不活性気体の初期圧が低いほど、遠方まで伝ばする。

(4) 先頭衝撃波の減衰は、初期圧6.67 kPa から、99.99 kPa の間で、平面的爆風の準相似解でよく記述される。このことから、駆動気体のデトネーション波の爆風開始エネルギーを算定することができる。

(5) 得られた開始エネルギーは、駆動気体の初期圧、当量比、駆動管長さにより変化し、初期圧が高いほど、当量比が1に近いほど、また、駆動管が長いほど大きい。また、混合気の化学的エネルギーとの比、効率は、本実験の範囲で30~40%であった。

(6) 本実験で得られた開始エネルギーは、球対称開始に換算して、2~105 MJ であり、CH₄-空気系などの混合気の臨界エネルギー測定に使用可能である。

終りに、本研究に積極的に協力された、当時本学学生、佐竹達也、守屋 透の両君に謝意を表する。

参考文献

- 1) Lewis, B. and von Elbe, G.: Combustion, Flames and Explosions of Gases, Academic Press, New York and London, 1961, pp. 535-538.
- 2) Wendlandt, R.: Experimentelle Untersuchungen zur Detonationsgrenze gasformigen Gemische, Z. physik. Chem., **110** (1924), pp. 637-655.
- 3) Gordon, W.E., Mooradian, A.J. and Harper, S.A.: Limit and Spin Effects in Hydrogen-Oxygen Detonations, Seventh Symposium (Int.) on Combustion, Butterworths, London, 1959, pp. 752-759.
- 4) Zel'dovich, Y. B., Kogarko, S. M. and Simonov, N. N.: An Experimental Investigation of Spherical Detonation of Gases, Soviet Phys. Tech. Phys., **1**, Part 8 (1956), pp. 1689-1713.
- 5) Bach, G.G., Knystautas, R. and Lee, J. H.: Initiation Criteria for Diverging Gaseous Detonations, Thirteenth Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1971, pp. 1097-1110.
- 6) Matsui, H. and Lee, J. H.: On the Measure of the Detonation Hazards of Gaseous Fuel-Oxygen and Air Mixture, Seventeenth Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1978, pp. 1269-1280.
- 7) Wolanski, P., Kauffman, C. W., Sichel, M. and Nicholls, J. A.: Detonation of Methane-Air Mixtures, Eighteenth Symposium (Int.) on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1981, pp. 1651-1660.
- 8) Ohyagi, S., Yoshihashi, T. and Harigaya, Y.: Direct Initiation of Methane/Oxygen/Nitrogen Mixtures, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 94, AIAA, New York, 1984, pp. 3-22.
- 9) Oshima, K.: Blast Waves Produced by Exploding Wire, Aeronautical Research Institute Rept., No. 358, Univ. of Tokyo, 1960, pp. 137-194.