

ニトロメタンの限界薬径と管材質の関係

松為 宏幸*, 米田 罔昭*

対称軸上流れに関するC-J条件から導かれる相似条件を基にニトロメタンの定常爆轟に関する種々の管材質に対する限界薬径の裸薬包に対する相対値の考察を行った。過去に発表されている限界直径の相対値を本理論と比較した結果しんちゅう、ガラスについては大体満足すべき値が得られるがアルミニウムに対しては本理論は適当でないことが判明した。アルミニウムは軽量かつ音速が大きいためニトロメタンとの界面に於て反射波を含む複雑な解析を必要とするためと考えられる。一方定常爆轟波の波面の曲率半径についてしんちゅう管の場合実験値と理論値の差異は大きくないことが見出された。

1. 序 論

古くから凝縮爆薬の定常爆轟速度の管径依存性に関して多数の研究が行われて来ている。ニトロメタンは均質系液体爆薬の代表的なものでありその定常爆轟速度は非常に小さな管径依存性を有することが知られている。非均質系爆薬と異り流体力学的取扱いが容易であることと過去に多くの実験的研究が行われていること等の理由により理論的モデルの妥当性の検討に適していると考えられる。本研究はこれまで理論的な検討があまり行われていないニトロメタン爆轟の限界薬径におよぼす管材質の影響を簡単なモデルに基く理論により考察し実験結果と比較することを主たる目的とする。最少擾動理論^{1)~4)}または対称軸上流れのみに着目した近似解^{5)~6)}によれば管径効果の影響は爆轟波面の曲率によって支配されることが示される。簡単化のため一定曲率を有する球面衝撃波(半径を R_c とする)を爆轟波が有すると仮定すれば、近似的には衝撃波背後の流れが R_c について相似であることが示される。従ってこのようなパラメーターについて爆轟特性を整理してみることは興味深いと考えられる。一つの整理方法として我々は閉じ込め効率 Ψ (管壁の存在する場合と裸薬包の球面衝撃波半径の比: R_c/R')を用いることを提案している⁵⁾。この Ψ の評価方法としては、直接実測値を用いるかまたは理論計算が考えられるが一般に壁面における衝撃波の干渉と種々の反射波を伴う流れの解析は大変複雑であり最少擾動理論等の近似解法をもってしてもその形状の計算を行うことは困難であ

る。前報において我々は最も単純化されたモデル、即ち壁面において爆薬および管材質中を伝播する斜め衝撃波背後の流れにおける反射波の存在を無視し、接触面における流線角と圧力が等しいとする境界条件を基に閉じ込め効率 Ψ の評価を行う方法を提案しスラリー爆薬の管径依存性を論じた。このような仮定は常に成立つ訳ではなくその適用性については更に吟味が必要であると思われる。先に述べたようにニトロメタンは均一系でありまた実験データが豊富であるのでこのような検証を行う対象として適していると考えている。但しこれの管径依存性は大変小さいため管材質の影響を明確に比較することは困難である。このため本研究は Ψ の有効性に関する検証方法として限界薬径を比較することにした。更に実験的に形状が求められているしんちゅう管におけるニトロメタン定常爆轟の衝撃波形状に関して本理論に基く計算結果の比較を行う。これらの検討から本理論に用いた近似が実用的に適用できる範囲に関する検討を行いたい。

2. 解析方法

本研究に用いる解析方法の詳細はすでに前報において述べてあるので⁶⁾ここでは簡単に記述する。軸対称流れにおける対象軸上流れに関する保存則は次の通りである。

$$\text{質量保存則: } d(\rho u)/dz + 2f(z) = 0 \quad (1)$$

$$\text{運動量保存則: } \rho u du/dz + dp/dz = 0 \quad (2)$$

$$\text{エネルギー保存則: } de/dz - (p/\rho^2)d\rho/dz = 0 \quad (3)$$

ここで ρ : 密度, u : 衝撃波静止座標系における衝撃波背後の流速, p : 圧力, e : 内部エネルギー, z : 軸方向距離である。また質量損失項は⁵⁾,

$$f(z) = (D-u)/(R_c-Z) \quad (4)$$

で近似される。ここで、 D は爆轟伝播速度、 R_c は球面

昭和61年7月15日原稿受理

*東京大学工学部反応化学科

〒113 東京都文京区本郷 7-3-1

TEL 03-812-2111

衝撃波を仮定した時の半径である。本研究においては状態方程式としてVan der Waals式、

$$e = C_p \rho (1/\rho - b) \quad (5)$$

を用いて解析を行った。ニトロメタンの爆轟波に対してBKW式に基く計算が行われている⁷⁾のでこれに合うように(5)式中の C_p, b を定めた。(5)式に基く衝撃波関係式は次のようになる。

$$\bar{p} = \{ [C_p(1+b) + 1] + [C_p^2(1-b)^2 - 2Q(1+2C_p)^{1/2}] / (1+2bC_p+2Q) \} \quad (6)$$

$$\bar{p} = 1 - 1/\bar{p} \quad (7)$$

$$\bar{u} = 1/\bar{p} \quad (8)$$

上式において無次元量は、 $\bar{C}_p = C_p/R, \bar{p} = p/\rho_0, \bar{Q} = Q/U_n^2, \bar{b} = b\rho_0, \bar{p} = p/\rho_0 U_n^2, \bar{u} = u/U_n$ として定義される。ここで R は気体定数、 Q は反応平衡における発熱量、 U_n は斜め衝撃波に関してその垂直入射速度成分を表わす。多くの固体中では衝撃波の前後の垂直速度成分、 U_n, u_{pn} は、

$$U_n = c + s \cdot u_{pn} \quad (9)$$

で与えられることがわかっている。本解析においてはMarsh⁸⁾による実験データを用いて斜め衝撃波背後の解析を行った。ただし、(9)の線形関係が成立しないパイレックスガラスについては実験値から直接数値的に流れの解析を行った。また裸薬包の場合に限

りニトロメタン中の斜め衝撃波の傾き角が非常に大きいため反応平衡に基く計算は不適当となる。この場合非反応ニトロメタンに関する $U_n \sim u_{pn}$ の経験式(9)を採用して流れの計算を行った。ニトロメタンと管壁との境界面におけるニトロメタン側の衝撃波の傾き角を α とすると裸薬包に対しては、

$$\alpha = \sin^{-1}(c/D) \quad (10)$$

にて与えられ、管壁が存在する場合には反応平衡にあるニトロメタンの斜め衝撃波背後の流れと管材質中の流れの流線傾き角 δ と圧力 P が一致するような解を求めることができる。Fig. 1はしんちゅう管壁に対する斜め衝撃波背後の流れの解曲線を示す。実線は管壁中の斜め衝撃波に対する $P \sim \delta$ の解曲線、破線は反応平衡にあるニトロメタンに対する解曲線で両者の交点が求める解を表わす。ニトロメタンの限界薬径における伝播速度は約6.1~6.2km/sと考えるとこれを満足する2組の解が存在することがわかる。実験的にはこの場合斜め衝撃波は殆んど垂直に近いことが判明しているので α の値が大きい解を選ぶことにする。Fig. 2はパイレックスガラスの場合の解曲線でこの場合は衝撃波速度-粒子速度の非線形性が大きく、求める解は実質的には殆んど一価と見做せる。Fig. 3はアルミニウムに対する解曲線を示すがアルミニウムが軽量か

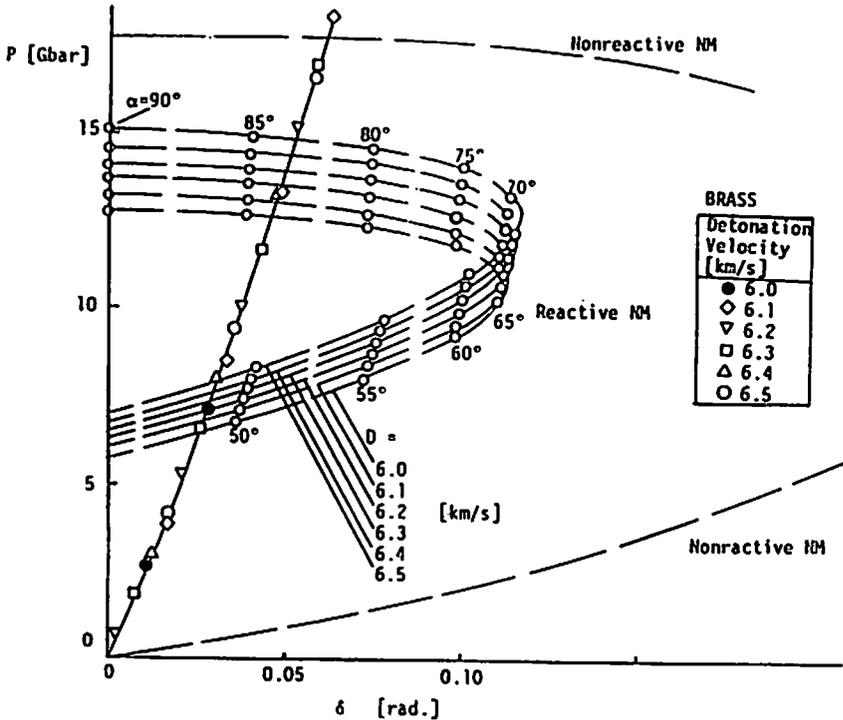


Fig. 1 The solution of the flow behind the oblique shock waves in nitromethane (dashed curve) and in a brass wall (solid curve)

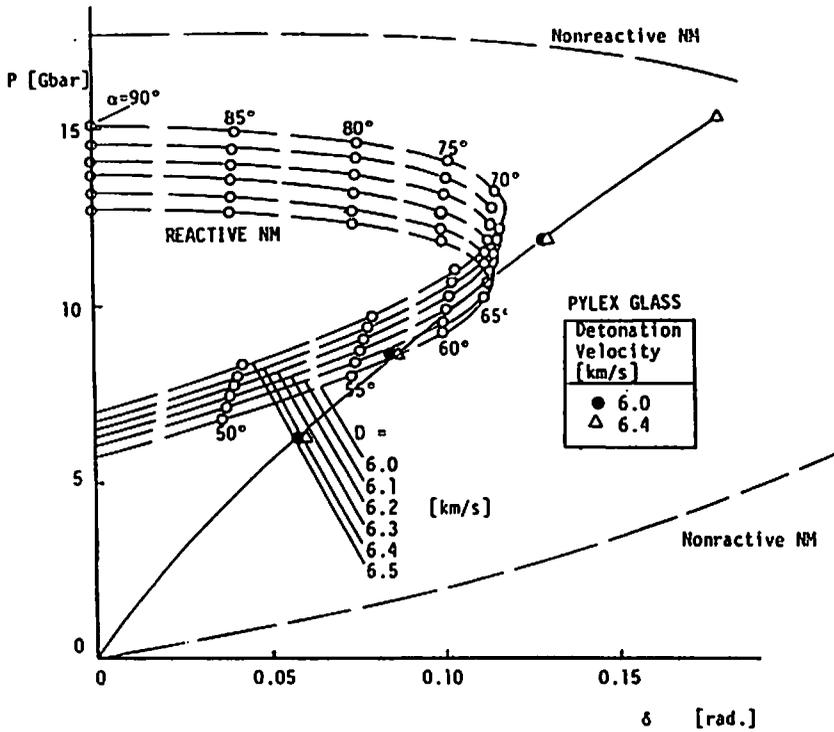


Fig. 2 The solution of the flow behind the oblique shock waves in nitromethane (dashed curve) and in a pylex glass wall (solid curve).

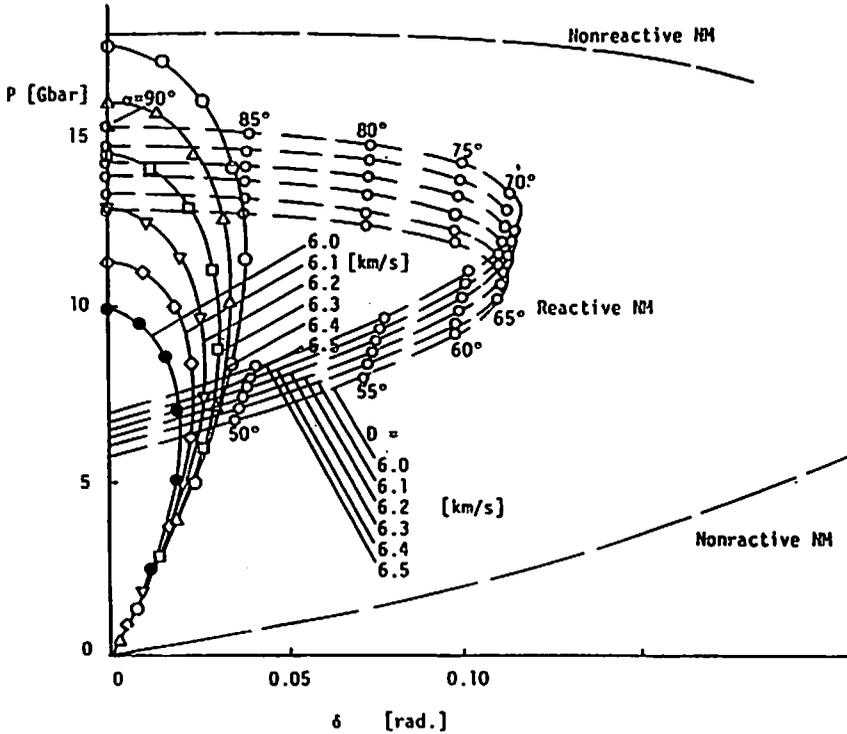


Fig. 3 The solution of the flow behind the oblique shock waves in nitromethane (dashed curve) and in an aluminum wall (solid curve).

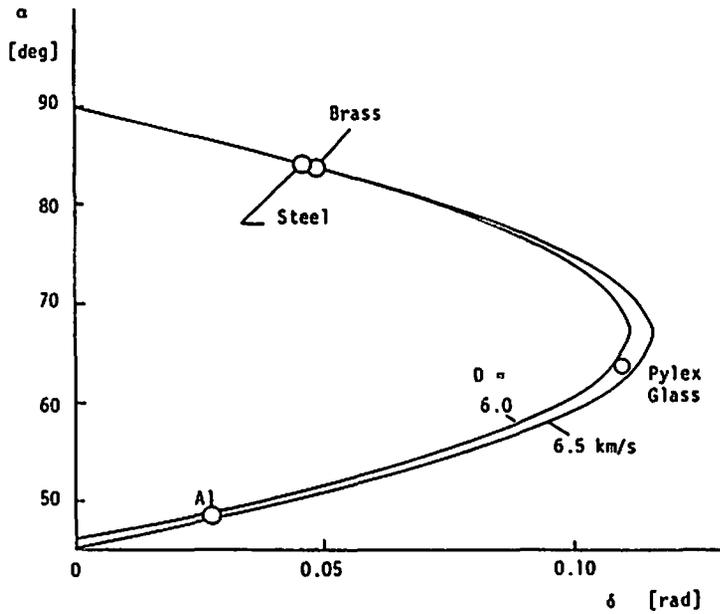


Fig. 4 Summary of the calculation on the relation between the inclination angle of the incident shock wave (α) and the deflection angle (δ) for the various wall materials.

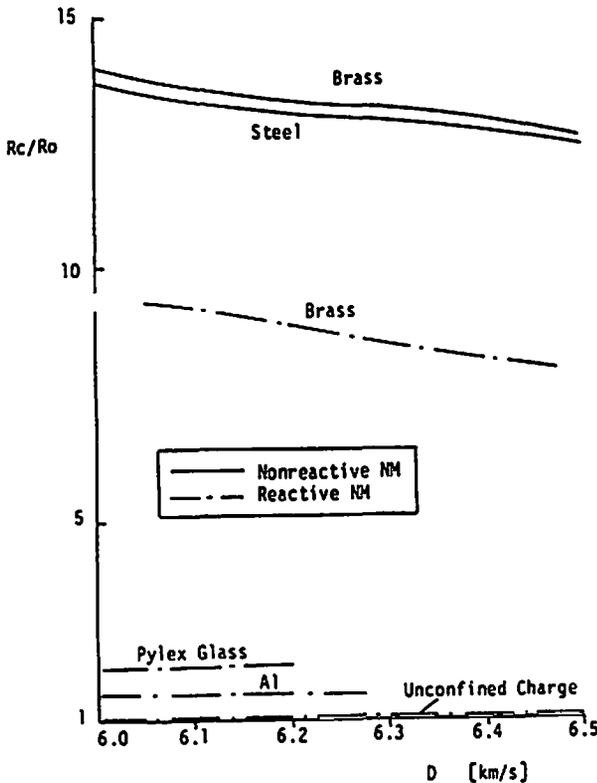


Fig. 5 The dependence of the shock front radius of the nitromethane against the detonation velocity.

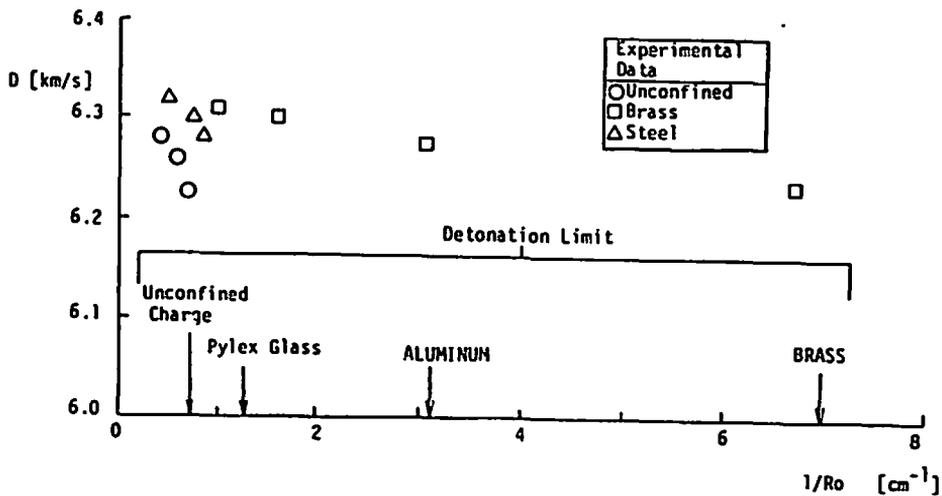
つ音速が大きいためニトロメタンの爆轟伝播速度に対しては斜め衝撃波背後の圧力増加は非常に低くなり限界爆速付近では α が大きい方の解は見出せなくなる。Fig. 4に種々の管材料に対する斜め衝撃波と流線の傾き角に関する解をまとめて示す。

3. 計算結果と実験値との比較

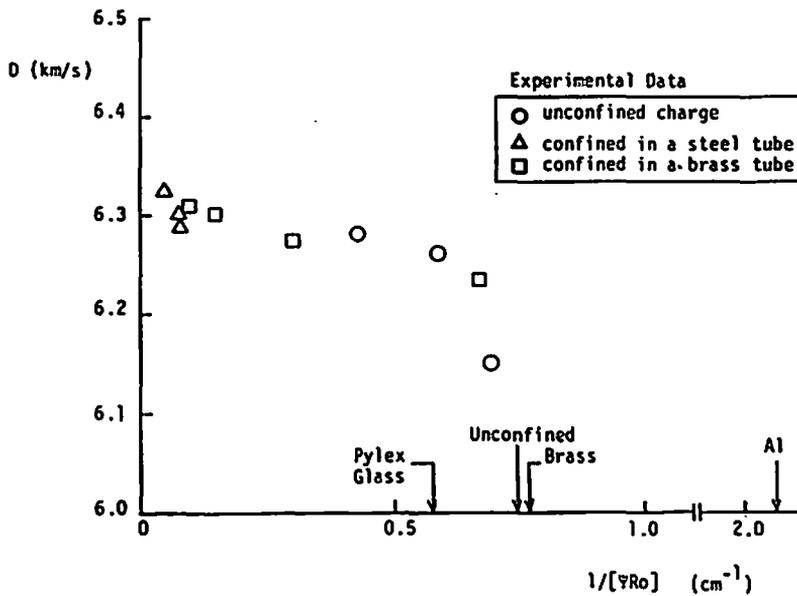
前節において述べた種々の管材料に対する α の値が求められたのでこれを、

$$R_r \cos \delta = R_0 \quad (11)$$

に用いることにより R_r/R_0 が求められる。爆轟伝播速度 $D=6\sim 6.5$ km/sの範囲における R_r/R_0 の計算結果をFig. 5に示す。Fig. 6-(a)はニトロメタンの限界薬径に関する実験値をまとめたものである。^{8), 2)} 図中矢印で示されるのが種々の管材料に対する限界薬径の位置である。先にも述べた通り爆轟伝播特性はとじ込め効率 $\Psi = R_r/R_r'$ に対して近似的に相似であり、同図の横軸 $1/R_0$ とする代りに $1/(\Psi R_0)$ として整理すると伝播速度の管径依存性のみならず限界薬径に対しても各データは重ならなくてはならない筈である。 Ψ の値として前述の理論計算により求められた値をアルミニウム、ガラス、しんちゅうの各実験データ



(a)



(b)

Fig. 6 Summary of the experimental data on the detonation velocity of nitromethane and its critical charge radius for the various wall materials; (a) experimental data plotted against $1/R_0$; (b) experimental data plotted against $1/[\psi R_0]$, where, ψ is estimated by the present theoretical analyses.

に適用すると Fig. 6—(b) のようになる。ニトロメタンはその爆轟伝爆伝播速度の初期温度に対する温度依存性が無視できないことが知られておりこれらの限界薬径に関するデータが完全に同一条件で行われたもので無い限りその厳密な比較は無意味であるが定性的な議論の対象にはなるものと思う。操薬包の限界薬径に対してしんちゅうのそれは非常に良い一致を示し、

またガラスの場合もそれ程大きくずれていないことがわかる。これらの場合本計算にて得られたとじ込め効率は非常に良い相似性を表わすパラメーターとして良いと考えられる。これに対してアルミニウムの場合には大きくずれている。このことはアルミニウムの衝撃波圧縮率が低い(境界面における衝撃波インピーダンスが低い)ために本実験で提示したような簡単なモデ

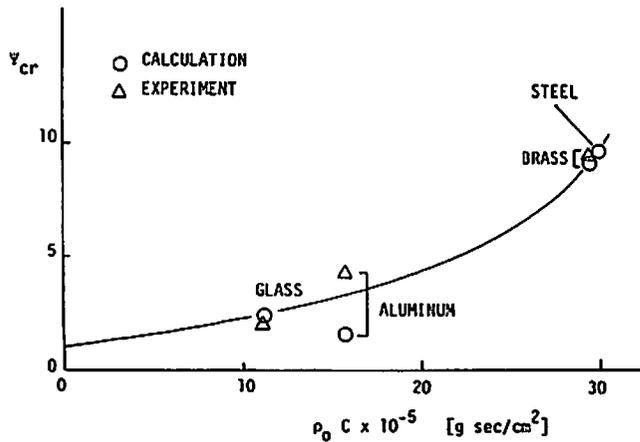


Fig. 7 Summary of the confinement factor for the critical charge radius vs. acoustic impedance of the wall materials.

ルでは衝撃波背後の圧縮率は十分高くならず現実的には強い反射波の存在を考慮した理論が必要であることを示している。

Fig. 7 はとじ込め効率の理論計算および実験結果を各材質の, acoustic impedance, $\rho_0 C$ に対して plot したものである。ここで限界薬径に関する相似性を表わすとじ込め効率を ψ_{cr} とし実験的には,

$$\psi_{cr} = (R_0/R'_0)_{cr} \quad (12)$$

とおく。ここで R_0 , R'_0 はそれぞれ管壁の有無に対する限界半径を示す。 ψ_{cr} の値は $\rho_0 C$ の増加に対して単調に増大するように思える。アルミニウムの場合を除いて実験と本理論の一致は非常に良い。

衝撃波形状に関する本理論の妥当性を検討するためにしんちゅう管内の衝撃波形状に関する実験結果²⁾と比較し Table 1 に示す。ここで Z^* は対称軸と管壁における衝撃波の Z 座標の差の絶対値で球面衝撃波に対して,

$$Z^* = R_c(1 - \sin \alpha) \quad (13)$$

にて与えられる。しんちゅうの場合 $\psi > 1$ であるため Z^*/R_0 は非常に小さく, 正確な測定は困難であると思われる。本理論と実験結果は約 2 倍程度のくい違いが

あるが上記の困難さを考えると両者の一致はむしろ良いと言えるであろう。

4. 考 察

本研究における計算結果は非常に単純化されたモデルに基いているにもかかわらず衝撃波圧縮率が非常に低いアルミニウム管壁の場合を除いてニトロメタンの限界薬径の管材料に対する依存性や衝撃波形状に関する特性を良く表わしているものと考えられる。今後更に種々の爆薬に関する実験結果が得られれば同様の比較を行うことは興味ある課題であると思われる。このような簡単な解析から定性的ではあっても管材料に関する爆轟特性が予測できるとすれば实用価値も高いであろう。

なお, ニトロメタンの爆轟限界付近において dark wave と称される波が観測される。これは複雑な流れを伴っているものと思われ本理論の適用範囲外であることは明白であるにも関わらず限界薬径に関する議論を行うことは一見矛盾しているように思われるが dark wave の観測される領域は極めて限られておりこれが関与しない伝播限界と真の伝播限界との間に殆んど差異が無いことを付記しておきたい。

最後にあたり本研究の遂行のための助成を戴いた火技奨 (第15回) に心から御礼申し上げます。

文 献

- 1) W. W. Wood and J. G. Kirkwood, J. Chem Phys., 22, 1920 (1954)
- 2) R. Engelke and J. B. Bdzil, Phys. Fluids, 26, 1210 (1983)
- 3) J. B. Bdzil, R. Engelke and D. A. Christenson, J. Chem. Phys., 74, 5694 (1981)
- 4) J. B. Bdzil et al., J. Chem. Phys., 74, 5694 (1981)

Table 1 A comparison of the experimental and the theoretical shock shape of the detonation of nitromethane confined in a thick brass tube.

R_0 (cm)	D (m/s)	z^*/R_0 (exp.)	z^*/R_0 (calc.)
2.54	6209	0.022	0.057
0.635	6190	0.032	0.055
0.143*	6097	—	0.052

* R_{cr} for brass

- 5) J. Thouvenin, Proc, 7th Symp. (Intern.)on Detonation, pp297 (1981)
- 6) H. Matsui, A. Moritani, K. Yoneda and T. Asaba, Proceedings 8th Symp. (Intern.)on Detonation, P548 (1985)
- 7) S. P. Marsh, LASL Shock Hugoniot Data, Univ, Calif, Press (1980)
- 8) G. Nahmani and Y. Manheimer, J. Chem. Phys. , 24, 1074 (1965)

**The Effective Confinement Factor via A Simple Theoretical Analyses:
A Test for the Detonation in Nitromethane.**

by Hiroyuki MATSUI* and Kuniaki YONEDA*

Based on the symmetric axis flow approximation with a spherical shock front, an effective confinement factor Ψ is analytically estimated.

The theory is tested for the critical charge radius and the shock configuration of detonation in nitromethane confined in tubes of various wall materials.

The agreement between the theory and the experimental results are fairly good except for the case of aluminum.

(*Department of Reaction Chemistry, Faculty of Engineering, University of Tokyo
7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan)