

爆風特性の数値解析によるTNT当量の考察

田中克己*, 高橋明文*, 徳橋和明*

標準的爆薬として使用されているTNT爆薬の爆風における威力評価の検討のため、改良木原-疋田式(KHT)またはJones-Wilkins-Lee(JWL)モデルを使用した場合、空気の状態式として比熱が温度に依存する理想気体の式または比熱比 $\gamma=1.4$ の理想気体式またはKHTを適用した場合について1次元及び2次元解析を行った。解析結果をSakuraiの点爆源爆風理論による自己相似解、Kingeryによる実験結果および通産省主催の野外爆発実験等と比較した。その結果、通産実験で計測されたTNTの爆風圧が解析値より低い原因は使用したTNTの爆発エネルギーが低いことによるためと考えられ、爆源の位置や形状に起因するものではないことが明らかになった。爆源近傍の爆轟ガスとの境界面では空気との接触面において衝撃圧縮特性の異なる異種の気体間での流れ速度の違いにより、リヒトマイヤー・メシュコフ不安定を生じ、渦や爆轟ガスと空気の巻き込みが起こり、爆源が地表面から離れている場合には、空気中の衝撃波における種々のマッハ反射と爆轟ガスの地表面との衝突による反射波による相互作用により流れが乱れるため、薬量が大きいと爆轟ガスの組成が熱化学平衡状態へ近づくと考えられる。

1. 緒言

火薬や可燃性ガスの爆発により発生する爆風現象は古くから研究されており、火薬類の保安の他、発破や爆薬や可燃性ガスの直接起爆過程における起爆エネルギー評価においても重要である。以前行った1980年初期の改良木原-疋田式(KHT)による球面波および地表爆発の爆風の数値解析の結果では、実験で測定された爆風圧と比較するとKingeryのトン級の実験とは合致したが、100kg級の通産実験ではある範囲の距離で高めのピーク圧力を与えた¹²⁾。この結果の妥当性は種々の爆源のTNT等量の評価に大きな影響を与えるため、Kingeryの実験結果と計算との違いについて検討する必要がある。通産実験が解析値より低いピーク過圧を与える原因として気象条件、地形の影響、使用した爆薬の状態式、空気を理想気体としたこと、爆源の形状と位置、クレータの形成等が考えられた。しかし、当時使用した計算機性能の制約による計算精度不足もあって十分な検討ができなかった。

ここでは1次元非常球面衝撃波の数値解析を行い、Sakurai¹⁾による爆風理論および実験値との比較により、解析の妥当性について検討した。さらに2次

元の解析結果も含めて改めて検討を行った。

2. 点爆源理論¹⁾

第2次大戦の前後、点爆源を仮定して、距離および時間を無次元化することによる爆風の自己相似解がSakurai¹⁾、Sedov²⁾、Taylor³⁾、Korobeinikov⁴⁾等により研究された。このような自己相似解は実際には存在しないが爆源付近における周囲の大気圧が無視できるような強い圧力領域で成立する。

Sakuraiによる爆源付近での爆風理論は点爆源を仮定し、流れ速度、圧力、密度を衝撃波面の位置と衝撃波速度で無次元化し、Blast wave transformation(ブラスト変換)を行って、波面での圧力、密度、流れ速度にRankine-Hugoniot条件を境界条件として適用する事により波面背後の衝撃波流れの変化を求めるものである。

空気を完全気体とし圧力を p 、密度を ρ とすると点爆源を仮定した気体のみの一次元の流体力学式は

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (1)$$

$$\frac{D\rho}{Dt} = -\rho \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\alpha u}{r} \right), \quad (2)$$

$$\frac{D}{Dt} p \rho^{-\gamma} = 0 \quad (3)$$

2001年11月2日受付

2001年11月12日受理

*産業技術総合研究所

〒305-8565 茨城県つくば市東1-1 中央5-2

TEL/FAX 0298-61-4697

で表される。ここで r は Euler 座標, u は流れの速度, t は時間, α は平面波の場合 0, 円筒波で 1, 球面波では 2 である。衝撃波面の中心からの位置を R , 衝撃波速度を U とすると

$$\frac{dR}{dt} = U$$

衝撃波の場合, 衝撃波面では圧力, 流れ速度等は不連続的に変化しその関係は Rankine-Hugoniot 式により与えられる。

独立変数 x, y を

$$\frac{r}{R} = x, \quad \frac{C^2}{U^2} = y \quad (4)$$

と定義し, 流れ速度 u , 圧力 p 及び密度 ρ を x と y の関数 f, g, h

$$\begin{aligned} u &= Uf(x, y), \quad p = p_0 y^{-1} g(x, y), \\ \rho &= \rho_0 h(x, y) \end{aligned} \quad (5)$$

により表わす。衝撃波面での $f(1, y), g(1, y), h(1, y)$ は Rankine-Hugoniot 条件によりあたえられる。Taylor によれば爆風で放出されるエネルギーは

$$E_t = 4\pi E_a = 4\pi \int_0^R \left(\frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{p - p_0}{\gamma - 1} \right) r^\alpha dr \quad (6)$$

で与えられる。これより,

$$y \left(\frac{R_0}{R} \right)^{\alpha+1} = J - \frac{y}{(\alpha+1)(\gamma-1)}, \quad (7)$$

$$J = \int_0^1 \left(\frac{\gamma}{2} h f^2 + \frac{g}{\gamma-1} \right) x^\alpha dx \quad (8)$$

が得られる。ここで

$$R_0 = \left(\frac{E_a}{p_0} \right)^{1/(\alpha+1)} \quad (9)$$

である。 f, g, h を y について漸近展開すると衝撃波の位置とマッハ数の関係が得られる。マッハ数を $M (= U/C)$ とすると Rankine-Hugoniot 式より

$$y = M^{-2} = \frac{2\gamma}{(\gamma+1) \frac{p_a}{p_0} + \gamma - 1} \quad (10)$$

となる。ここで p_a は衝撃波面の圧力である。

この結果より球面爆風のピーク圧力は R/R_0 と爆発により放出されたエネルギー(または爆薬量) E_a , γ と初期圧力 p_0 により決まり, $y (= M^{-2})$ が 0 に近い爆源近傍の強い圧力領域では爆風のピーク圧力は距離の

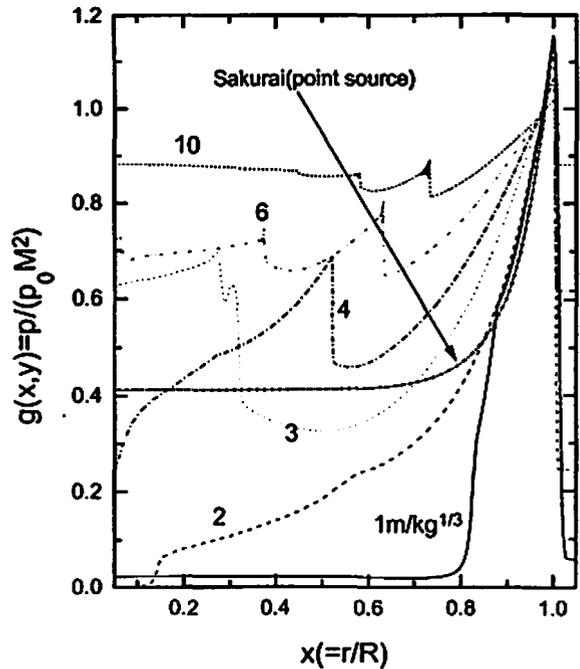


Fig. 1 Numerical results for dimensionless pressure $g(x, y) = yp/p_0$ in the TNT blast wave where shock front is located at $x=1$. Numeral in figure is position of shock corresponding to blast for 1kg of TNT.

3 乗に反比例して減衰することが結論できる。この結果は水中衝撃波に対しても適用できる。

Sakurai は (1)~(3) 式を (5) 式の f, g, h により無次元化し, 無次元距離 x についての微分方程式より爆風波形を解析的に求めた。Fig. 1 に後述の KHT による解析結果とともに圧力波形の比較を示す。衝撃波の位置が $R = 3 \text{ m/kg}^{1/3}$ 以上では点爆源理論による解は発散する。

3. 1 次元数値解析

爆風理論の解析解と数値解析による結果との比較例は少ない。実際の爆轟ガス中の圧力や流れの影響もありうる。特に点爆源理論では爆轟ガスの脈動に伴う振動は考慮されていない。ここでは 1 次元 Lagrange 式を Mader⁹⁾ による差分スキームにより解析し, 理論解と比較し, 使用した爆轟ガス及び空気の状態式について検討した。

数値解析を安定に行うため 1 次元解析では初期条件における刻み幅を

$$\Delta r_i = U(R) \Delta t, \quad (i = 1, N)$$

で与えることにより, なるべく全ての範囲で時間刻みが一定となるようにした。ここで U は Kingery¹⁰⁾ の実験により測定されたピーク過圧より求められる, 爆源

からRの位置での衝撃波伝播速度で、Nは刻み数である。刻み点数Nは爆薬部分を100、全体を最大10,000点程度に分割して約30万サイクル程度の積分を行った。本解析では以前と同様に爆薬の爆轟ガスの状態式としてKHT^{5),6)}または米国リバモア研究所によるシリンダーテストにより求めたJWL式により解析した。空気の状態式としてはGordon-McBride⁷⁾によるJANAFの熱力学表の温度多項式を用いた理想気体式の他にKHT、および $\gamma=1.4$ とした完全気体の3種類を使用した。

3.1 爆轟ガスの状態式

KHTでは爆薬の爆轟ガスの状態式 $p(v, e)$ は等エントロピー膨張関係 $p_s(v)$ より

$$p(v, e) = p_s(v) + \rho \Gamma (e - e_s(v))$$

$$\Gamma(\rho) = \left(\frac{d \ln T_s}{dv} \right) \quad (11)$$

で与えられる。 T_s は等エントロピー膨張温度、 v, e はそれぞれ単位質量あたりの体積および内部エネルギーである。 Γ はC-J点付近で2程度で大気圧付近で0.99程度に減少する。KHTではMader⁸⁾のHOM形式と同じくC-J点からの熱化学平衡等エントロピー膨張式とした。単位重量あたりの放出エネルギー e_i は

$$e_i = e_0 - e_s(p_0), E_i = We \quad (12)$$

で与えられ、初期密度に依存する。

JWLモデル⁹⁾における定数 R_1, R_2, A, B, C および ω は爆薬固有の定数である。上式の Γ と同じ意味の ω が使用されるが Γ と異なり定数として与えられる。JWL式の圧力は第1項がC-J点付近の高圧力項、第2項が中圧力項で第3項がポリトロピックな気体の膨張式を表している。

3.2 空気の状態式

(1) 空気の状態式としては理想気体の式とKHT式を用いた。理想気体の式としては γ が1.4の一定の場合、つまり完全気体とした場合、(3)式と同じであるが

$$p = \rho(\gamma - 1)e \quad (13)$$

で定義される。

(2) 理想気体の式と比熱などを温度の関数とした場合についても検討した。JANAFの熱力学表より

$$p = R\rho T$$

$$\frac{c_p}{R} = \sum_{i=1}^5 a_i T^{i-1}$$

$$\frac{H^\circ(T)}{R} = a_6 + a_1 T + \sum_{i=2}^5 a_i T^i / i \quad (14)$$

のように表した。ここで R は気体定数 c_p はモルあたりの定圧比熱、 H はエンタルピーで a_6 は298.15Kでの生成熱に合致するような定数、 T は温度(K)である。

(3) 改良木原一田式は分子間ポテンシャルの斥力項のみを仮定したもので高圧力状態では剛体球モデルに近づき、低圧では理想気体になめらかに近づくように考慮された準経験的な状態式で、爆薬の他に高圧可燃性ガスの爆轟特性計算に利用されており、以下のように表される。

$$\frac{Pv}{RT} = \frac{\sum 1 + a_i X^i}{1 - \alpha X}$$

$$X = \left(\frac{\lambda}{Pv} \right)^{3/n} \frac{1}{v}$$

$$E = E^\circ(T) + \frac{3}{n}(Pv - RT) \quad (15)$$

ここで空気の衝撃加熱による空気の化学反応やイオン化は考慮していない。 λ は斥力ポテンシャル($= \lambda/r^n; n=9$)の係数で圧力 P をMbar、体積 v を cm^3/mole とした場合9.674である。数値解析では空気の衝撃加熱による分解を無視し、与えられた体積と内部エネルギーから(15)式より圧力と温度を求めた。

4. 球面波の解析結果

ここでは以下の条件についての解析を行った。

- (1) 爆轟ガスにKHT、空気にJANAFの熱力学表による理想気体式のデータを使用した場合
- (2) 爆轟ガスにKHT、空気にKHTを用いた場合
- (3) 爆轟ガスにKHT、空気に γ を一定とした完全気体の式を用いた場合
- (4) 爆轟ガスにJWL、空気に理想気体の式を用いた場合

これらの場合のピーク圧力と距離の関係をSakuraiの点燃源理論とともにFig. 2に示した。ここでは従来の慣習に基づき無次元パラメータではなくエネルギーをTNT爆薬量、ピーク過圧の絶対値で示した。

(1)(2)および(3)に対する計算結果はほとんど同じ結果を与えるためFig. 2では区別できないので(1)の結果のみ示した。尚、空気の状態式として高圧力状態に適用できるKHTを使用した場合は温度が低くなる。(1), (2), (3)の結果は何れもKingery¹⁰⁾の実験値に

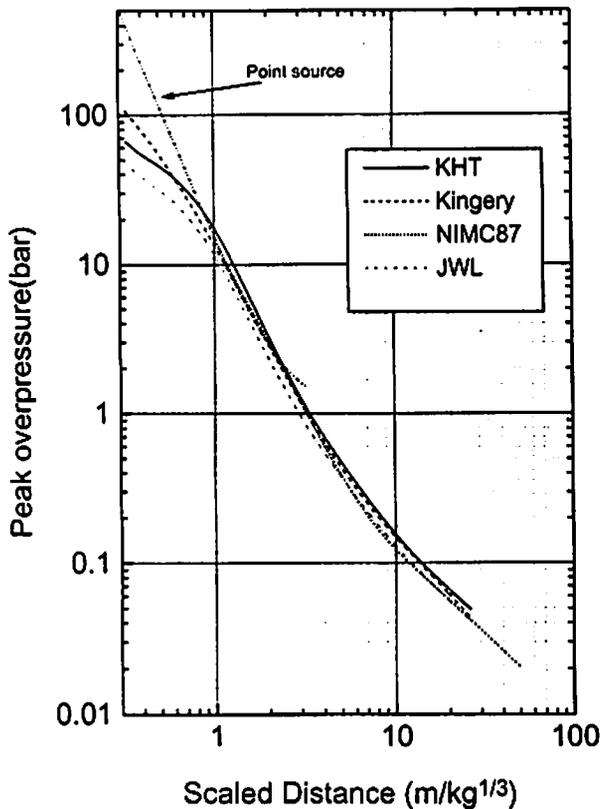


Fig. 2 Peak over pressure as a function of scaled distance for TNT

比べると数%程度の違いで、高压側では通産実験と良くあった結果になる。(4)のJWL式による結果はKingeryのピーク過圧より10%以上低く、通産実験に近い結果となった。これは通産実験で使用したTNTの爆発による放出エネルギーが熱化学平衡を仮定した値より30%以上低いことを示唆している。

Fig. 3にTNTのKHTとJWLによる(10)式における空気中の内部エネルギー、運動エネルギー項とその総和である放出エネルギーの時間変化を示した。ほとんどのエネルギーは10ms程度で空気中に放出される。若干の振動が見られるがこれは爆轟ガスの脈動現象で水中爆発でのバブルパルスに相当する。総エネルギーの95%程度は内部エネルギーとなる。TNTの放出エネルギーはKHTでは5.062MJ/kgであるのに対し、JWLでは3.145MJ/kgと40%程度低い結果になっている。これはJWLで使用された爆発熱に関係している。Ornellas等¹⁵⁾の実験によればTNTの爆発熱の測定では金で密閉した場合が3.64~4.57MJ/kgであるのに比べて非密閉条件では2.5MJ/kg程度の低い爆発熱となることが報告されている。我々は1kg程度の小葉量のTNTの爆風実験では一見完爆しているようではあるが爆発エネルギーが異常に低くなる現象を経験している。

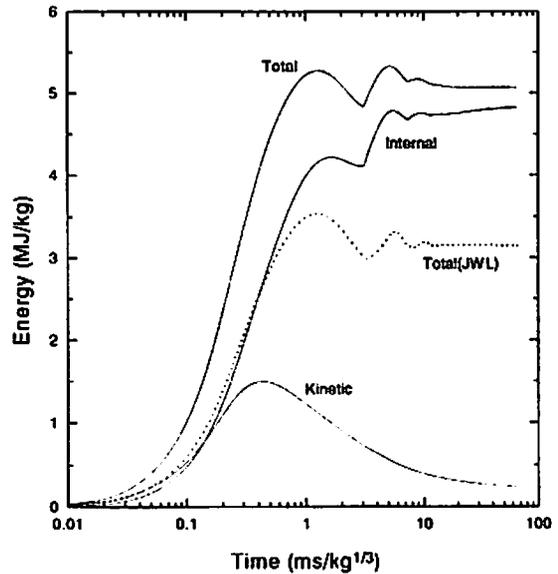


Fig. 3 Computed energy by KHT and JWL model in air for TNT blast

4. 2次元数値解析

ここでは地形や地質の効果の他に爆源の形状と爆源の高さ(Height of Burst, 以下HOBと略記)の効果について検討を行った。爆風に関する実験は実規模では理想的な点爆源による球形爆薬のものよりはむしろ通産実験のように円筒型の爆源によるものが多い。ここでは爆源の形状および爆源の地表面からの高さの効果について、2次元軸対称Eulerコード(FCEL2D)により解析を行った。別途行った解析ではクレータの形成による爆風効果への影響はほとんど見られなかった。

4.1 解析

FCEL2Dは複数の物質内の衝撃波流れをEulerとLagrangeの解析手法を組み合わせた疑似粘性による1次の中心差分法で陽的に解析する手法である。差分形はHarlowのFluid in Cell型の差分法(FLIC)を用いた。爆轟ガスと空気複数の物質を含む系の流れにEulerを適用した場合の解析ではLagrangeと異なり、接触面で格子内に複数の物質が存在することになる。この混合格子内の圧力を与えられた密度と内部エネルギーおよび質量分率より平衡圧力を求めて格子内の平均圧力とし、その圧力に対応する爆轟ガスと空気の各密度、内部エネルギーとする。空気の状態式には完全気体の式を適用した。爆轟ガスに対してはKHT⁵⁾によるTNTのC-J等エントロピー膨張特性を圧力、体積およびエネルギーの多項式展開したものを使用した。EulerはLagrangeに比べて大きい変形を伴う系の解析が容易である。しかし、Eulerでは爆源近傍における衝撃波面と接触面の間の距離が短い場合では格子間隔

を小さくしなければならないことと複数の物質の問題への適用が困難であるという短所がある。FCELではEulerにDonor-Acceptor法を用いて隣接する格子間の共通物質のみ移流するとしている。

4. 2 解析結果

最初にTNT1.2トンの円筒爆薬の爆源近傍の解析を行った。直径Dと薬長Lの比は1/1, 密度 1.5g/cm^3 , HOBは1.8mとした。解析においては等容爆発を仮定し, 爆轟伝播は格子数が少ないため考慮しなかった。爆轟過程は爆源近傍での爆風の形成過程に影響を与えるが遠方ではその効果は小さい。尚, 地表面は剛体壁と仮定した。格子数は 2000×2000 点の倍精度解析とし, 爆源近傍の解析では起爆点付近の解析は格子幅1cmで20mの遠方までの解析を行った。初期においては円筒の角を起点に 45° 方向に膨張波が伝播する。この水平方向と垂直方向の間に生ずるブリッジのような膨張波は爆風の成長とともに爆風先端の衝撃波面からの高圧部分による収縮を受け, マッハ反射のような高圧部に転ずる。最初は垂直(軸)方向の圧力が高いが, 衝撃波が伝播するに連れて地面方向が強くなる。衝撃波面での圧力の収束, 膨張を繰り返しながら遠方では球面波形状に近づく。爆源が地表面上にある場合はFig. 4に示すように地表面で衝突し水平方向に突き出

すようなマッハ軸を生ずる。Fig. 4の垂直方向と地面付近の水平方向の等密度線に示されるように爆轟ガスと空気の境界面においてリヒトマイヤー-メッシュコフのような不安定な乱れが生ずる。上方の部分ではFCELで使用された異なる物質間の流れ速度差に対して定義した疑似粘性に起因する, いくつかの連続した渦が生ずる。爆轟ガスの先端は衝撃波面にほぼ付着している。これは爆轟ガスの膨張速度が同じ圧力での空気中の衝撃波より速いため, 空気中を先行する衝撃波と境界面の間隔が格子間隔より小さくなるためである。付着衝撃波は爆轟ガスの圧力が中心からの希薄波により減衰するまで存在する。地表近くでは境界面は波面の圧力の乱れに伴い, 空気が爆轟ガス中へ取り込まれ渦状の乱れを生じ, タービンブレード状に分割され, Mach反射を生ずる。地表面付近の下部では空気中でのMach軸背後で, 爆轟ガスの地表面との衝突による反射波が生ずる。爆轟ガスの密度は空気より高いため衝突時の反射波は先行する衝撃波面より高く, 爆轟ガス内部でMach反射を起こす。その結果, 空気中と爆轟ガス中でのマッハ反射の相互作用が起こる。地表面では空気が爆轟ガス中へ巻き込まれ, 流れの乱れを生ずる。

爆風の初期過程においてはFig. 1の1次元球面衝撃波の解析にもあるように初期段階では衝撃波面背後の爆轟ガス中で衝撃波のように不連続に近い圧力減衰が生じ, 中心部の圧力と密度はほぼ0に近くなる。この爆轟ガス中での疑似“希薄衝撃波”は爆源のごく近傍で爆轟ガスと空気の境界から少し離れた爆轟ガス中で発生する。この希薄衝撃波の前後では密度および流れ速度は不連続的に変化し, 圧力変化も連続的ではあるが減衰速度は前方の衝撃波面背後より速い。Fig. 4の等圧線図では疑似希薄衝撃波面前後で局所マッハ数は不連続的に2, 3, 5と3段階ジャンプしている。

ここでは(1)L/D=1/1, 地表面爆発(2)L/D=1/1, HOB1.8m(3)L/D=1/2, 地表面爆発の3ケースについて解析した。(2)のケースでは地表面付近でMach反射によるものと, 爆薬の端面と側面からの圧力波の干渉によるMach反射が示されている。Fig. 5に最大ピーク圧力値の分布を示す。(1)~(3)の結果は微妙に異なるが 45° 方向が最も高い圧力値を与える点と同じである。水平方向のピーク過圧をKingeryおよび通産実験の結果と比較すると爆源近傍では異なるが遠方ではいずれもほぼ同じピーク過圧をとる。L/Dが1/2では遠方でピーク過圧が直円筒の場合より高めになる。通産実験の結果は換算距離が $10\text{m/kg}^{1/3}$ 付近ではKingeryの実験値より低くなり, 爆源の形状効果では説明はできなかった。

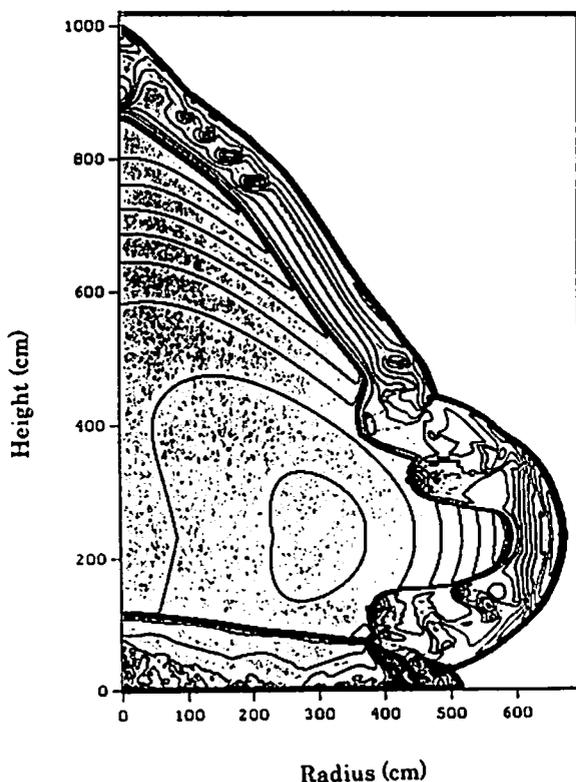


Fig. 4 Isobar after 2.2 ms. Gray zone shows detonation products.

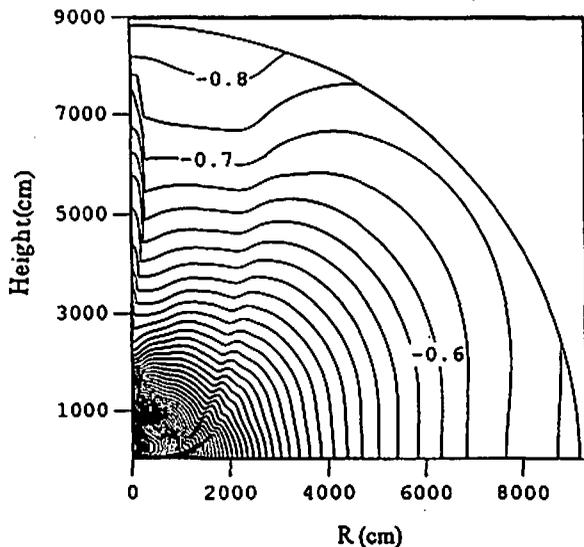


Fig 5 Peak over pressure ($\log P$) for height of burst (1.8m). $L/D=1/1$ for TNT 780 kg.

Kuhl¹¹⁾は密閉容器内でのTNT 1 kgの爆発における爆轟ガスと空気との境界面の不安定性に伴う乱流拡散混合による燃焼反応の解析を行い、その結果爆風威力への効果は無いが、爆轟ガス中で燃焼反応が進行していることを示しており、興味深い。

4. 結 論

本解析の結果から、通産実験で計測されたTNTの爆風圧が解析値より低い原因は使用したTNTの爆発エネルギーが低いことに起因し、爆源の位置や形状に起因するものではない。爆源近傍では爆轟ガスとの境界面では空気との接触面において衝撃圧縮特性の異なる異種の気体間での流れ速度の違いにより、リヒトマイヤー・メシュコフ不安定を生じ、渦や爆轟ガスと空気の巻き込みを生じ、爆源が地表面から離れている場合には、空気中の衝撃波における種々のマッハ反射と爆轟ガスの地表面との衝突による反射波による相互作用のため流れが乱れるため、薬量が大きいと爆轟ガスの組成が熱化学平衡状態へ近づくと考えられる。

文 献

- 1) A. Sakurai, "Blast Wave Theory", Basic Development in Fluid Dynamics Ed. by M. Holt, Academic Press, NY., Vol. 1 pp 309 (1965)
- 2) L.I. Sedov, "Similarity and Dimensional Methods in Mechanics" (1957) (English translation by M.D. Friedman; M. Holt ed.) Academic Press NY (1959)
- 3) G.I. Taylor Proc. Roy Soc. (London) A201, 159 (1950)
- 4) V.P. Korobeinikov, "Problems of Point-Blast Theory", American Institute of Physics, NY., (1991)
- 5) K. Tanaka, "Detonation Properties of High Explosives calculated by Revised Kihara-Hikita Equation of State", Proc. Eighth Symposium (Int.) on Detonation, pp548, NSWC MP 86-194 Naval Surface Weapons Center (1985)
- 6) 田中, 工業火薬協会誌, 43, 239(1982)
- 7) S. Gordon and B. J. McBride, "Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks and Chapman-Jouguet Detonations", NASA SP-273 (1971)
- 8) C.L. Mader, "Numerical Modeling of Detonation", Univ. California Press (1979)
- 9) E.L. Lee, H.C. Hornig, J.W. Kurry, "Adiabatic Expansion of High Explosive Detonation Products", Lawrence Radiation Lab., Livermore, UCRL-50422 (1968)
- 10) C.N. Kingery, "Air Blast Parameters versus Distance for Hemispherical TNT Surface Bursts", BRL report No. 1344, Aberdeen Proving Ground, MD., USA (1966)
- 11) 田中, 工業火薬協会編, 火薬ハンドブック, pp194, 共立出版(1987)
- 12) 田中, "火薬類の爆風に関する研究", 化学技術研究所報告, 85, No. 6, pp209(1990) : 田中他, "TNTの地表爆発における爆風の数値解析", 工業火薬協会誌, 47, 271(1986)
- 13) 中山, 飯田, 松永 他, "平成元年度火薬類の保安技術実験; 基準爆薬等の爆風圧に関する実験", 同上, p177(1990)
- 14) A.L. Kuhl and R.E. Furguson, "Mixing-Controlled Exothermic Fields in Explosions", 18th Int. Coll. Dyn. Reac. Sys, Seattle, Preprint (2001)
- 15) D. L. Ornellas, Rev. Sci. Inst., 37, 909(1966) : 田中, 工業火薬協会誌, 45, 110(1984)

Numerical study on the TNT equivalence for blast waves

Katsumi TANAKA*, Akifumi TAKAHASHI*, and Kazuaki TOKUHASHI*

Blast wave properties were studied numerically by using both revised Kihara-Hikita (KHT) and Jones-Wilkins-Lee (JWL) equation of states for detonation products of TNT to estimate the TNT equivalence for given source term. One and two dimensional numerical calculations were performed for various equations of states of air which were perfect gas with adiabatic exponent $\gamma = 1.4$, ideal gas using JANAF thermodynamic data and imperfect gas assuming KHT for TNT. Numerical results by KHT were favorably compared with self similar solution by Sakurai's point source theory and Kingery's large scale experiment. Field experiments by MITI, however, showed 30% lower release energy than that calculated by KHT. Differences between KHT and measurements suggest lower release energy in relatively smaller charges in TNT blast. Height of burst and explosive charge configuration give only a small change of overpressure. This study suggests that relatively small explosive charge gives incomplete reaction. Two dimensional computation shows turbulent mixing near the explosion source such as Richtmeyer-Meshkov instability leading to complete reaction of TNT detonation products after initiation for larger scale experiments.

(*National Institute of Advanced Industrial Science and Technology, Tsukuba Central 5-2,
Ibaraki 305-8565 JAPAN)