

中心引爆破片战斗部产生的 近区空气爆炸波的计算

庄仕明 孙承纬 赵同虎

(西南流体物理研究所)

摘要 本文提出一种计算中心起爆有限装药尺寸破片战斗部产生的近区空气爆炸波超压的近似方法。战斗部壳体碎片除受爆轰产物的推力及空气反压外,还考虑了碎片形状等因素引起的形阻修正。适当选取形阻修正系数及修正项引入时刻,计算数据与数十公斤装药战斗部近区实验结果十分接近。本文结果表明,爆破战斗部近区空气爆炸波的计算不能采用强爆炸波理论,应当考虑飞片驱动冲击波的模型。

关键词 爆轰 爆炸波 战斗部 超压

一、引言

爆炸波是一种相当普遍的非定常流体动力学现象,很早就引起人们的重视。早在四十年代,Ландау^[2]提出:由强爆炸产生的爆炸波在空气中传播时,其压力衰减规律为 $p \propto r^{-(N+1)}$ ($N=0, 1, 2$, 分别对应平、柱、球面问题)。Седов^[12]等证明,研究点爆炸比研究实际爆炸简单得多,而所得的结果却可以推广到实际爆炸的情况。核武器效应的研究大大推动了强爆炸波理论和实验的发展。五十年代前后,Л. И. Седов^{[12][13]}和G. I. Taylor^{[14][15]}等人的研究表明:在许多情况下气体动力学方程组的强爆炸波解是自相似解。这些工作在 A. Sakurai、Коробейников 等人的专著中有系统阐述^{[3][4]}。然而,在强爆炸现象中,自相似解是不严格成立的,只有当爆炸波足够强,可以不计空气反压,以及距离比爆炸源尺寸大得多的条件下才可以应用。在靠近爆炸源的区域内,自相似解也是不成立的,甚至在有些爆炸现象中,可能根本就找不到一个自相似解成立的区域。例如,爆炸体的尺寸不可忽略,不能作为点爆炸源处理的情况。

在一些实际问题中,要求了解工业事故或弹药爆炸产生的超压对附近人身安全和建筑物的影响,希望通过近区超压的测量确定爆炸的威力。实验中,除用强爆炸波理论来计算超压外,也常用一种工程计算方法,即把装药折合为相应的TNT当量,用一些经验公式来计算超压^{[5][6][7]}。但是,这些经验公式也只是在相对说来较远的区域内与实验值符合得较好,在靠近爆炸源附近的区域内误差很大。通常,把靠近爆炸源几十倍于爆炸源尺寸的区域称为爆炸近区。

本文结合实际问题的研究,提出了一种计算近区超压的方法。我们用一维散心爆轰波的近似解析解计算中心起爆的爆破战斗部外壳的初期驱动运动,运动的飞片可视为一个活塞,推动空气从而产生爆炸波。考虑到战斗部壳体完全破碎后,破片的飞行行为由于受其形状和

气动特性等因素的影响,与破碎前爆轰驱动行为很不相同,飞片运动方程中除了波阻项外,还必须引入形阻项,这两项的系数及变化规律不可能完全从理论上确定。为此,我们令阻力项的引入时间是一个调整参数,根据稍远区域中超压衰减情形选取。

实验的柱形爆破战斗部装药几十公斤,带有铝外壳,中心引爆,近区实验测量了轴向和径向两条线上1米至数米距离处空气爆炸波的超压,同本文计算结果比较接近。这种近区超压的特性是强爆炸波理论无法说明的。我们还对战斗部装药的爆轰及壳体未破裂前的运动进行了二维数值模拟,壳体中部的速度同二维解析计算及实验结果基本一致。

二、近区空气爆炸波计算的近似方法

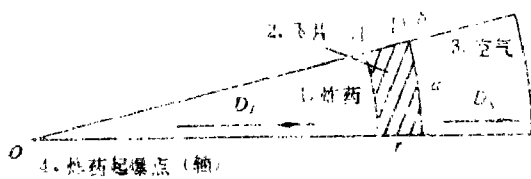


图 1

Fig. 1

1. Explosive charge; 2. Flyer; 3. Air; 4. Detonator

平面内、立体角)范围内飞片质量为 M ,记 ρ_m 、 r 、 v_m 、 δ 分别为飞片密度、炸药-飞片界面位置、飞片速度及飞片厚度;又 ρ_a 、 D_0 、 γ 分别为空气初始密度、爆炸波速及多方指数。我们假定飞片是刚性的,由于散心爆轰波是以全平面角(或立体角)考虑的,一定角度内炸药所驱动的飞片质量不变,所以计算飞片运动可采用刚性质点模型。约定飞片面积为一单位面积, $t=0$ 时从爆点起爆。

设爆轰产物作用于飞片后表面上的压力为 p_c ,空气对飞片反压(即波阻压力)为 p_a ,考虑到壳体完全破碎后破片形状等因素的影响,引入一个形阻修正项 p_f ,根据牛顿运动定律

$$M \frac{dv_m}{dt} = M \frac{d^2 r}{dt^2} = p_c - p_a - p_f \quad (1)$$

引入无量纲量

$$\tau = D_0 \cdot t/l, \quad x = r/l \quad (2)$$

(1)式化为

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} = \frac{1}{M D_0^2} (p_c - p_a - p_f) \quad (3)$$

2. 一维散心爆轰波后的产物流场

对于一维平面流动,若 k 等于3,爆轰产物中两个方向的Riemann波无相互作用。飞片的右行运动在左行波中心反射后赶上来之前,完全由Riemann不变量 α 决定。柱、球面对称一维散心爆轰波后流场是拟简单波流动,在较高精度下仍可用 α 计算爆轰驱动^[10]。

Riemann不变量 α 、 β 定义为

$$\alpha = u + \frac{2c}{k-1}, \quad \beta = u - \frac{2c}{k-1} \quad (3)$$

这里 u 、 c 分别为产物的无量纲粒子速度及无量纲声速,量纲因子为爆速 D_0 。

根据(1)中所作的自持散心爆轰波的近似解

$$\alpha = \begin{cases} \frac{3k-1}{k^2-1} - \frac{2}{k+1} \left(\frac{Nk}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}} \eta + \frac{2}{k+1} \left[\left(\frac{Nk}{k+1}\right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \eta^2, & (0 \leq \eta < 1) \\ \frac{1}{k-1}, & (1 \leq \eta \leq \sqrt{2}) \end{cases} \quad (4)$$

其中 $\eta = \sqrt{2(1-\lambda)}$, $\lambda = r/(D_j t) = x/r$; 几何指数 $N=0, 1, 2$ 分别对应平面、柱面及球面流动。

产物压力 p_e 及声速 c 的关系为

$$\frac{p_e}{p_i} = \left(\frac{c}{c_i}\right)^{2k/(k+1)} \quad (5)$$

下标 j 表示爆轰波阵面上的 C-J 值, $p_j = \rho_e D_j^2 / (k+1)$, $c_j = k / (k+1)$ 。

在飞片后表面处, $u = dx/d\tau$, 又由(3)式中第一式有 $c = (k-1)(\alpha - u) / 2$, 从而

$$p_e = \frac{\rho_e D_j^2}{k+1} \left(\frac{k^2-1}{2k}\right)^{\frac{2k}{k+1}} \left[\alpha(x, \tau) - \frac{dx}{d\tau} \right]^{\frac{2k}{k+1}} \quad (6)$$

在真空环境或飞片在空气中运动的初期, p_e 起着主要作用。图3示出了本文所作的解析计算飞片速度曲线和二维计算得到的战斗部侧面中部速度曲线。虽然柱形战斗部中部爆轰产物及壳体的运动是二维运动, 但由于战斗部装药质量较壳体质量大得多, 所以, 用一维解析模型来处理战斗部侧面中部壳体的运动应是一个较好的近似。对柱形战斗部所作的二维计算模型参数: 炸药柱半径为15.67 cm, 柱高为37.52 cm, 炸药密度为1.71 g/cm³, 爆速为7.235 km/s, 多方指数为2.96, 战斗部壳体为铝, 厚0.52 cm, 密度为2.7 g/cm³。由二维计算得到的战斗部侧面中部在膨胀约4 cm 距离时速度为3.54 km/s, 一维解析模型得到

飞片运动4 cm 距离后速度为3.5 km/s, 而由实验测得的战斗部侧面中部平均速度为3.45 km/s, 三者基本符合。由图3可知, 解析计算中, 由于假定飞片是刚性的, 所以不存在弹塑性影响, 而且飞片加速也要缓慢一些。

图4示出了柱形战斗部壳体侧面在球面散心爆轰波作用下的变形情况, 图中O为战斗部侧面中点, Δr 是壳体位移, OZ 为变形前壳体侧面。由图可知, 二维计算结果与实验符合较好。

3. 飞片驱动的空气爆炸波

假定飞片推动的空气爆炸波波后流场及爆炸波速 D_e 与飞片速度 v_n 的关系均满足活塞驱动的强冲击波近似^[1], 则在飞片前表面上, 即爆炸波的驱动活塞面上有

$$\lambda_p = v_n / D_e = (D_j / D_e) \cdot (dx/d\tau) \quad (7)$$

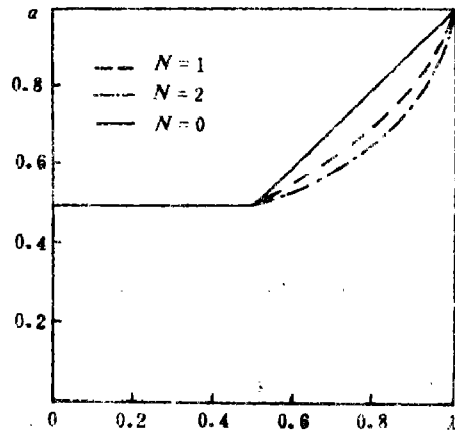


图2 Riemann不变量 α

Fig 2. Riemann invariant α

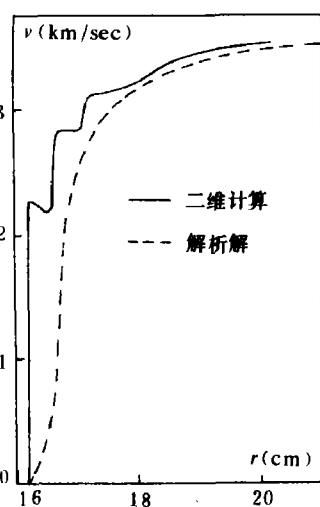


图3 柱形战斗部中部速度-位置曲线

Fig.3 Case velocity vs distance at the middle of the cylindrical warhead

— 2D Calculation
 --- Analytical solution

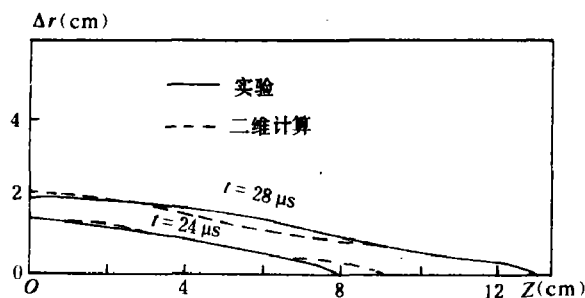


图4 中心引爆后,柱形战斗部

壳体侧面的变形轮廓线

Fig.4 Contour of deformation of the warhead

— Experimental
 --- 2D calculation

在飞片前表面空气中的声速 c_a 满足下式:

$$\frac{c_a}{c_s} = 1 + \frac{2N}{3} \frac{\gamma-1}{\gamma+1} (1-\lambda_s) - \frac{5N}{6} \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \left[N \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \right] (1-\lambda_s)^2 \quad (8)$$

这里 c_s 是爆炸波阵面上的声速, $c_s = (\gamma-1)/(\gamma+1) (\sqrt{2\gamma/(\gamma-1)}) D_0$ 。以下约定下标 s 均表示爆炸波阵面值。 λ_s 由下式决定

$$\lambda_s = 1 - \frac{3 + N \left[1 + \frac{8\gamma}{(\gamma+1)^2} \right] - \left\{ \left[3 + N \left(1 + \frac{8\gamma}{(\gamma+1)^2} \right) \right]^2 - \frac{24N\gamma(\gamma-1)}{(\gamma+1)^3} \left(1 + \frac{2N}{\gamma+1} \right) \right\}^{\frac{1}{2}}}{\left[\frac{4N\gamma}{(\gamma+1)^2} \right] \left(1 + \frac{2N}{\gamma+1} \right)} \quad (9)$$

由关系式

$$\frac{p_a}{p_s} = \left(\frac{c_a}{c_s} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}, \quad p_s = \frac{2\rho_a D_0^2}{\gamma+1} \quad (10)$$

及(7)式有

$$p_a = \frac{2\rho_a D_0^2}{(\gamma+1)\lambda_s^2} \left(\frac{c_a}{c_s} \right)^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}} \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 \quad (11)$$

4. 壳体破裂后引起的形阻修正项

根据空气动力学理论^[9]: 在超音速或高超音速飞行时, 飞行物体是否有良好的气动外形, 极大地影响着物体的飞行。战斗部壳体在爆轰产物作用下向外膨胀到一定程度就要破碎成为碎片, 它们的形状很不规则, 气动外形极差, 而且不同碎片的运动方式也极不相同, 有的可能平飞, 有的可能旋转气行, 有的也可能翻滚, 在碎片后表面附近也可能形成湍流。总之,

碎片在空气中飞行时的受力情况是一个很复杂的问题，逐个因素加以考虑是不可能的，综合起来，在爆炸壳体完全破碎后，我们对飞片引进一个修正阻力。另外，空气粘性、气动加热损耗以及当产物从裂缝喷出后的横向膨胀及向空气中的扩散等因素也包括在内。我们给出形阻修正压力形式为

$$p_f = \begin{cases} 0, & x < x_0 \\ \frac{1}{2} c_f \rho_a v_m^2, & x \geq x_0 \end{cases} \quad (12)$$

c_f 为修正项系数，一般取 $c_f = 3.5 \sim 4.0$ ； x_0 为壳体完全破碎后，爆轰产物对飞片的作用已不大，而形阻项产生明显作用时，飞片所到达的位置，选取 x_0 的大小也就相应控制了形阻修正项引入的迟与早，根据小尺寸圆筒实验得出，壳体膨胀到其本身尺寸一倍左右时就发生破裂。破裂后产物向外扩散，空气向内掺合，但碎片速度不会马上明显下降，只有当空气向内扩散到一定程度时，影响才是明显的。若假定碎片尺寸为厘米量级，则空气湍流扩散至碎片整个后表面范围约需几十微秒的时间，这个时间内，碎片飞行距离相当于爆炸体的尺寸。所以，若再考虑空气湍流扩散影响时间， x_0 可取为 3。

最后，将 (6)、(11)、(12) 三式代入 (1)' 得

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} = \Omega \left[\alpha(x, \tau) - \frac{dx}{d\tau} \right]^3 - \Theta \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 - \psi \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 \quad (13)$$

这里已取 $k=3$ ，式中

$$\Omega = \frac{16m}{27M} = \frac{16\rho_c \cdot l}{27\rho_m \cdot \delta}$$

$$\Theta = \frac{2\rho_a l}{(\gamma+1)M\lambda_p^2} \left\{ 1 + \frac{2N}{3} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) (1-\lambda_p) - \frac{5N}{6} \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \right.$$

$$\left. \left[N \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) + \frac{2\gamma}{\gamma-1} \right] (1-\lambda_p)^2 \right\}^{\frac{2\gamma}{\gamma-1}}$$

$$\psi = \frac{\rho_a l}{2M} c_f$$

飞片运动方程 (13) 式的初值条件为

$$\tau=1, \quad x=1, \quad dx/d\tau=0 \quad (14)$$

三、计算结果及与实验的比较

由 (7) 式

$$D_a = \frac{D_f}{\lambda_p} \cdot \frac{dx}{d\tau} \quad (15)$$

由 (10)、(15) 式有

$$\frac{p_i}{p^*} = \left(\frac{dx}{d\tau} \right)^2 / \lambda_p^2 \quad (16)$$

其中 $p^* = 2\rho_a D_f^2 / (\gamma+1)$ ，相当于空气爆炸波以爆速 D_f 运动时的阵面压力。由此可以看出，

只要知道飞片的运动规律，就可以求得空气爆炸波压力的空间（或时间）分布。

方程 (13) 没有简单的代数积分，我们取 $l=15.00\text{ cm}$ ， $\rho_c=1.71\text{ g/cm}^3$ ， $D_j=7.235\text{ km/s}$ ， $\gamma=1.4$ ， $\rho_a=0.00129\text{ g/cm}^3$ ， $c_f=3.7$ ，对不同的 Ω 和 N 值作数值解。通过 (16) 式求得空气爆炸波压力分布曲线，图 5、图 6 分别示出了 $N=1, 2$ 时不同 Ω 值的四组压力-位置曲线。

图 7 所示的压力-位置曲线是根据实验战斗部试验数据取不同的 c_f 值得到的。求解中取 $l=15.67\text{ cm}$ ， $\rho_c=1.71\text{ g/cm}^3$ ， $\rho_a=2.10\text{ g/cm}^3$ ， $\rho_s=0.00129\text{ g/cm}^3$ ， $D_j=7.235\text{ km/s}$ ， $\gamma=1.4$ ， $\delta=0.52\text{ cm}$ ， $N=2$ 。

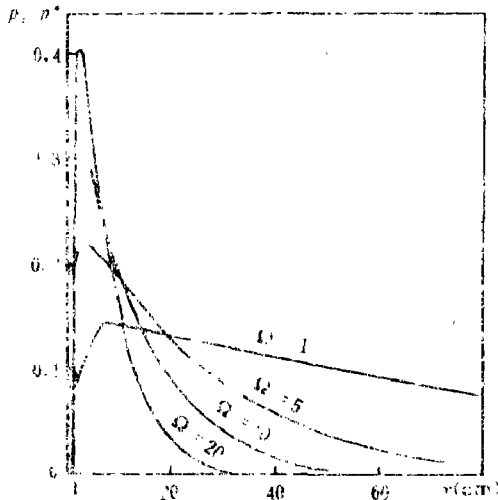


图 5 横圆柱面流动计算的超压分布曲线

Fig. 5 Overpressure vs distance for cylindrical flow ($N=1$) calculation.

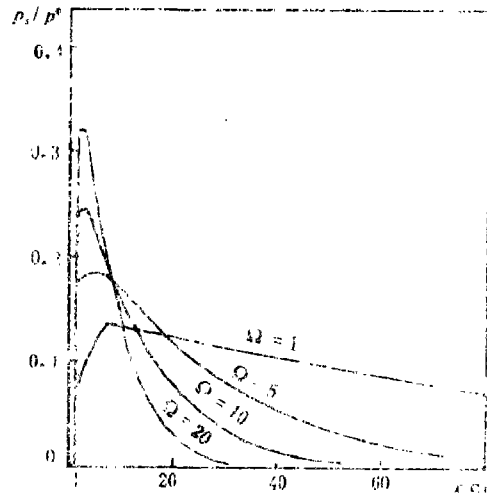


图 6 横圆柱面流动计算的超压分布曲线

Fig. 6 Overpressure vs distance for spherical flow ($N=2$) calculation.

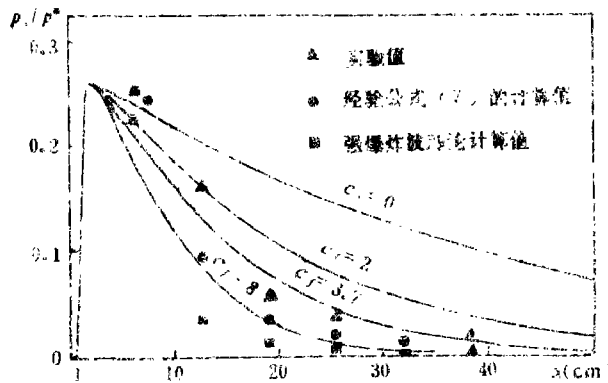


图 7 取不同形修正系数的计算的超压分布曲线及与实验值、经验公式及强爆炸波理论值的比较。

Fig. 7 Overpressure vs distance for different c_f and its comparison with other results

▲ - Experimental data; ● - Empirical formula Eq.(17); ■ - Blast wave theory

图7中经验公式值是根据实验数据由下列公式计算的^[4],

$$p_s = \begin{cases} \frac{14.0717}{\bar{R}} + \frac{5.5397}{\bar{R}^2} - \frac{0.3572}{\bar{R}^3} + \frac{0.00625}{\bar{R}^4}, & 0.05 < \bar{R} < 0.3 \\ \frac{6.1938}{\bar{R}} - \frac{0.3262}{\bar{R}^2} + \frac{2.1324}{\bar{R}^3}, & 0.3 < \bar{R} < 1 \\ \frac{0.662}{\bar{R}} + \frac{4.05}{\bar{R}^2} + \frac{3.288}{\bar{R}^3}, & 1 < \bar{R} < 10 \end{cases} \quad (17)$$

其中 $\bar{R} = r/\sqrt{W}$, r 为距爆心的距离, W 为转药折合的TNT重量, 计算中考虑了地面反射效应后取 $W = 144 \text{ kg}$ 。

从二维计算可知, 战斗部壳体破碎前, 其侧面中部附近空气的超压为 $1.428 \times 10^7 \text{ Pa}$ 。假定这个超压值一直维持到距中心1米远位置而不衰减, 根据强爆炸理论公式^[4], $p_s = 1.96 \cdot (r_0/r)^2 + 2.07$ 反算的超压值也一并示于图7中。式中 r 是球面半径, r_0 为拟合二维计算值的特征球面半径。

由图7可以看出, 当取 $c_f = 3.7$ 时, 计算值与实验值符合得最好。在近区范围内, 即在 x 较小的区域里, 由经验公式及强爆炸理论计算的超压值, 与实验值误差很大, 随着 x 的增大, 其误差减小, 并且各种方法计算所得结果趋于一致。

四、结 论

强爆炸波只考虑由于能量瞬时释放引起的强间断的传播, 超压的衰减十分明显, 经验公式表述的规律基本相仿。然而近区空气爆炸的真实机制是战斗部壳体的活塞推动作用, 持续时间较长, 波头压力较高。本文提出的模型描述了这种机制, 从而可说明强爆炸波理论不适用的近区空气爆炸波的特殊性态。根据资料(1)所述, 本文方法原则上可推广应用于水中爆炸波近区计算。

参 考 文 献

- [1] 孙承伟, 爆炸与冲击, 7(1) (1987), 15.
- [2] Палау, Л. Н. // М. М., 9(4) (1945), 286.
- [3] Solovov, A. Blast Wave Theory, Basic Developments in Fluid Dynamics Vol.1 Academic Press, New York and London, (1985).
- [4] Коробейников, В. П. и др., Теория Точечного Взрыва, Физматлит, (1991).
- [5] 李润奇, J.著, 熊建刚等译, 爆炸动力学及其应用, 第三章, §16-§2, 科学出版社, (1987).
- [6] 张 挺, 爆炸冲击波测量技术, 第一章, §3, 国防工业出版社, (1984).
- [7] 煤矿火工技术丛书编写组, 炸药爆炸理论基础, 第五章, §5, 煤炭工业出版社, (1977).
- [8] 弗兰克星-Ф. N. 著(张 粉译), 弹丸空气动力学, 第一、二章, 国防工业出版社, (1958).
- [9] 弗劳德曹夫斯杰-П. Л.著(安复兴, 于德滨译), 等次形翼与体超音速空气动力学, 国防工业出版社(1978).
- [10] 河崎, R. 等著(李维新等译), 超音速流与冲击波, 科学出版社, (1983).
- [11] 孙承伟, 球面和柱面空心爆炸波后产物运动的近似解, 中国工程物理研究院内部资料(1980).
- [12] Селов, Л. Н., Методы Циклоиды и Разрезности в Механике, 3-е изд., Гостехиздат, (1954).
- [13] Селов, Л. Н., ДАН СССР 52(1) (1946).
- [14] Taylor, G. I., The formation of a blast wave by a very intense explosion. Ministry of Home Security.

R. C., 210 (H-5-153), (1941).

[15] Taylor, G. I., *Proc. of Royal soc., ser. A*, 186 (1006), (1964), 273.

CALCULATION OF THE AIR BLAST WAVE NEAR A FRAGMENTATION WARHEAD INITIATED AT ITS CENTER

Zhuang Shiming, Sun Chengwei, Zhao Tonghu

(*Southwest Institute of Fluid Physics*)

ABSTRACT An approximation method is proposed in this paper to calculate the overpressure of the air blast wave near a fragmentation warhead with finite size and initiated at its center. For the fragments of the warhead case driven by detonation products and damped by the reaction of the air shock wave, an additional factor known as shape drag should be taken into account. By properly determining the coefficient of the shape drag and its beginning time of action the calculated results could agree well with the experimental data. The conclusion of this paper is that the air blast wave near the warhead should be calculated with the fragment-driven shock wave model rather than the ordinary blast wave theory.

KEY WORDS detonation, blast wave, overpressure, warhead.