

三锥S形聚能装药及其射流的性能分析

陈贤林 范中波

(北京应用物理与计算数学研究所 北京 100086)

摘要 简介了一种新设计的三维S形聚能装药,并用MFD程序及多虚拟原点侵彻理论数值和解析地分析了射流的特性及侵彻能力。文中还给出了这种装药与单、双锥罩聚能装药的对比、理论预估与实验结果的对比。

关键词 聚能装药 射流 侵彻

1 引言

聚能罩是聚能装药中影响破甲威力的关键部件。在现代聚能装药中,双锥罩以其形成的射流头部速度大,中、后部速度梯度大,有效装药及侵彻能力通常优于单锥罩的特点而被国内外广泛重视和应用。但是,双锥罩由于罩顶的锥角比罩底小,所以,会使射流尾部的速度急剧下降,有效射流质量减少。因而,不仅使罩底的罩质量和炸药能量不能得到充分利用,还会使射流尾部因经受长时间延伸而易过早发生断裂,从而导致尾部破甲效果变坏。

Chanteret 和 Jamet 曾研究过一种能产生慢伸展射流的等壁厚 Tulip 罩^[1]。受其启发,我们考虑在双锥罩的底部,合理地匹配组合一段 Tulip 罩,期望使它们的优点能结合起来,取长补短,从而设计出一种三锥S形罩,以提高双锥罩射流尾部的侵彻能力。

数值和解析分析的结果均表明,这种三锥S形罩形成的射流,既能保持双锥罩的优点,又可弥补其不足。它的侵彻深度比相应的单、双锥罩分别提高了26.7%和9.8%。理论与试验结果符合得也很好。

2 三锥S形聚能罩

众所周知,无论是解析理论还是数值或工程计算均表明,射流的侵彻深度主要与射流的动态长度成正比。射流头尾的动态伸展具有完全不同的特性:头部主要是在侵彻开始之前得到有效延伸,而中、后部则主要是在侵彻进行中至断裂开始后不久的一段时间内得到有效延伸的。而且,射流头部一旦开始侵彻,就受阻减速,使头部速度降为侵彻面的速度,并产生射流头部附近的质量堆积。

因此,从侵彻的总体效果考虑,射流轴向能量分布优选的方向,应与多虚拟原点侵彻理论导出的优化设计目标函数^[2]一致:即射流头部应具有高速及小速度梯度,使头部虽处在一定实际炸高下,却能尽量地加大虚拟炸高^[2],以保证头部能在侵彻开始之前就得到

足够地延伸,并在侵彻开始后又能使射流前段缓慢减速;而射流中、后部,则应具有适宜的速度梯度及相应的质量或半径分布,以保证既具有一定的延展性,又具有能经受长期、远程延展而不致过早发生断裂的能力。

壁厚变化不大的单锥罩[图1(a)]不能同时兼顾这两种不同要求,因之才应运产生了双锥[图1(b)]及喇叭罩。双锥罩虽能满足优化设计对射流头部与中部不同能量分布的要求,但仍不能使尾部速度与质量、半径得到理想匹配。尤其是在对付大炸高目标时,尾部速度会很快降至射流的临界侵彻速度 v_{cr} 以下,而产生对侵彻无效的射流,使 v_{cr} 附近的有效射流质量及半径减小,承受不了长久的延伸,降低了尾部侵彻能力。

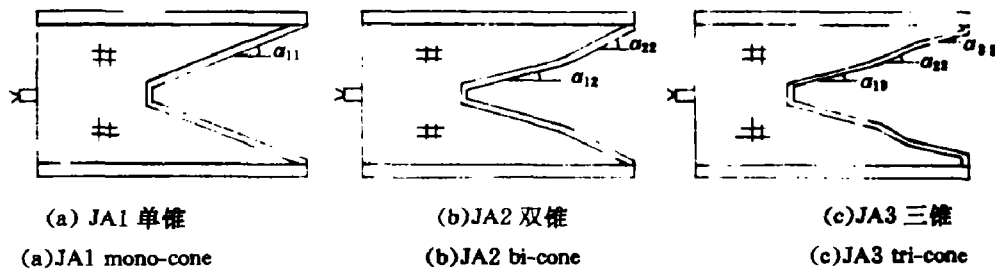


图1 聚能装药的结构

Fig. 1 The structures of cumulative charges

为使射流尾部的能量分布更趋合理,应减小尾部的速度梯度,增大尾部的有效射流质量,增强尾部的抗断裂能力。Tulip罩具有容易控制速度梯度,可在任选速度范围中适当集中有效射流质量的能力。因此,若将它合理组合在双锥罩的底部,设计成一种三锥S形聚能罩[图1(c)],则有可能同时兼顾对射流头、中和尾部不同能量分布的优化设计要求。

3 射流形成过程的数值模拟

我们选用按多流体网格并行算法研制的二维不定常流体力学向量汇编程序MFD^[3]来进行数值计算。该程序具有完善的图形、表格等后处理功能及网格迁移、覆盖和合并的能力。因此不仅使用方便,而且还能较好地解决小尺度结构在进行大尺度运动时,运算速度与计算精度、机器内存间的矛盾。尤其是,它计算的每个时间循环是依次按纯拉格朗日运动、欧拉输运和能量重新分配等三步来完成的,因而可在全时空范围中兼收拉氏与欧拉方法的双重优点,所以,能较好地处理既具有大变形,又含有混合网格和自由面网格计算的射流形成这类纯拉氏或纯欧拉方法都难于处理的问题。

为了便于作对比分析,我们计算了如图1所示的三个模型。其弹径都为105mm,无隔板,选用Comp. B炸药,紫铜罩和钢外壳。各模型半锥角之间的关系为: $\alpha_{12} < \alpha_{11} < \alpha_{22}$, $\alpha_{13} = \alpha_{12}$, $\alpha_{23} > \alpha_{22}$, $\alpha_{33} < \alpha_{22}$ 。

数值计算再现了从炸药起爆、爆轰波形成、传播、聚能罩压垮直至射流形成、运动的整个物理过程,见图2。

从射流的综合性能来看:

当取炸高 $H = 300\text{mm}$, $v_{cr} = 2.8\text{mm}/\mu\text{s}$ 时,则射流头部碰靶的 t_0 时刻,各模型的射流主要综合性能如表1所示。

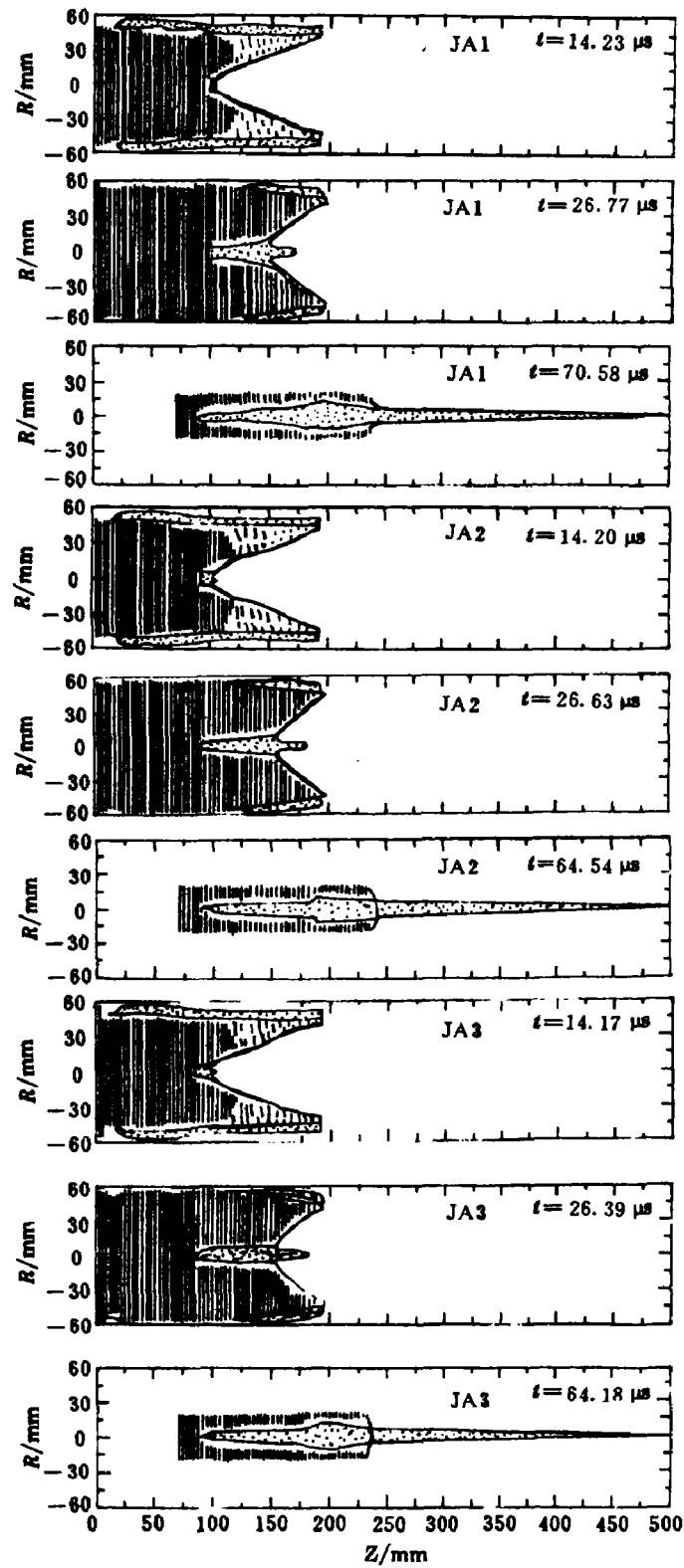


图2 射流形成和运动的计算结果

Fig. 2 The calculating results for jet formation and movement

表 1 射流主要综合性能的计算结果

Table 1 The calculating results of principal synthetic properties of the jet

	v_{j1} /(mm/ μ s)	L_j /mm	M_j /g	$\delta M\%$	E_{k1} / 10^3 J	$\delta E\%$
JA1	7.36	214	53.4	13.6	714	11.97
JA2	8.28	227	56.5	16.7	748	12.31
JA3	8.23	235	65.0	17.3	771	13.03

表中 L_j 、 M_j 、 E_{k1} 和 v_{j1} 分别为射流的长度、质量、动能和头部速度, δM 为 M_j 占罩质量的百分比, δE 为 E_{k1} 占装药能量的百分比。

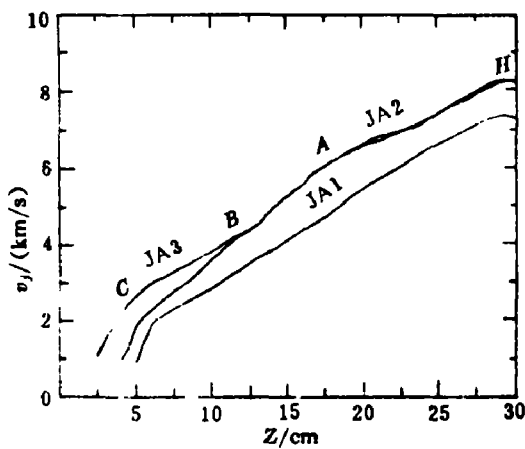


图 3 t_0 时刻射流速度的轴向分布
Fig. 3 Z-Distribution of v_j at t_0

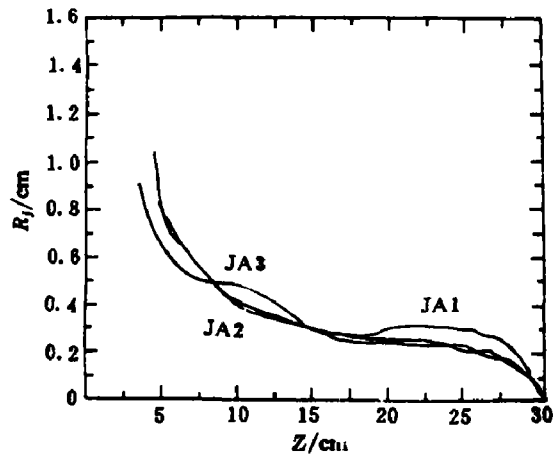


图 4 t_0 时刻射流半径的轴向分布
Fig. 4 Z-Distribution of R_j at t_0

表 1 表明, JA3 能保持与 JA2 的 v_{j1} 相近, 但罩质量与炸药能量的利用率 δM 与 δE 比 JA2 和 JA1 的都高, 并且, L_j 、 M_j 和 E_{k1} 也比 JA2 和 JA1 的大, 其中, M_j 比 JA2 和 JA1 分别提高了 15% 和 22%。

从 t_0 时刻射流参数的轴向分布来看:

JA1 的射流速度 v_j 近似呈线性分布, 见图 3; 而 JA2 和 JA3 呈非线性分布。它们可分别用单、双和三折线来近似描述。这样, JA3 的 v_j 分布就被分成了头 \overline{HA} 、中 \overline{AB} 和尾 \overline{BC} 三段, 见图 3, 分别是近似由 α_{13} 、 α_{23} 和 α_{33} 各段锥罩所依次形成的, 见图 1(c)。JA3 头部和中部的 v_j 分布与 JA2 的对应段基本重合, 但尾部速度梯度明显减小而速度增大。

射流半径 R_j 的分布见图 4, 因 $\alpha_{23} > \alpha_{22}$, 而 $\alpha_{33} < \alpha_{22}$, 故 JA3 能形成尾部的射流(在 v_{cr} 附

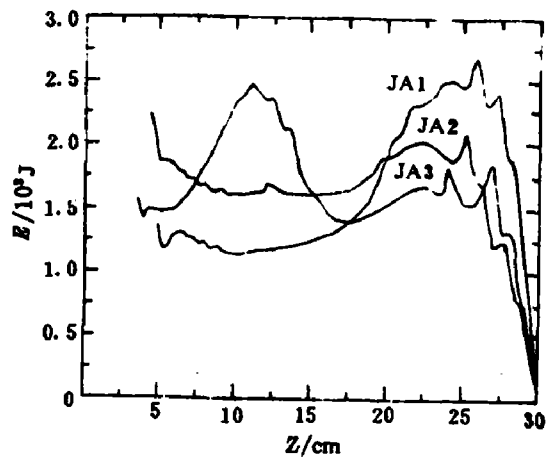


图 5 t_0 时刻射流动能的轴向分布
Fig. 5 Z-Distribution of E_{k1} at t_0

近)比 JA2 粗,有效射流质量比 JA2 多的射流。

图 5 给出了各具特色的 E_{v_0} 分布。JA1 的动能主要集中在头部,而 JA3 则在保持头部具有和 JA2 相当动能的同时,尾部动能得到了明显提高。

计算表明,JA3 尾部的 M_1 和 E_{v_0} 分别占全射流的 76% 和 52.5%。而且尾部射流的长度、质量和动能又比 JA2 对应射流段的多 7.9%、30% 和 30.6%。

综上显见,JA3 射流的特点,主要表现在其尾部。头部保持了双锥罩的优点,同时又改善和加强了双锥罩射流尾部的抗断裂和侵彻能力。

4 射流侵彻能力的解析分析

为进一步分析三锥 S 形罩射流的特性,我们将在 t_0 时刻具有线性速度分布的射流进行连续侵彻时,能对其进行解析分析的单虚拟原点侵彻理论,发展为多虚拟原点侵彻理论^[2],使其能对 t_0 时刻具有任意能量分布的射流作连续和断裂侵彻时,也能近似地进行解析分析。

非线性分布的 v_j , 可用 M 条折线近似描述。其中,前 m 段在侵彻过程中不发生断裂。若 K 是 m 中的任一段,则该段射流的连续侵彻深度 P_K 和时间 t_K 应为:

$$P_K = (S_K + \sum_{i=0}^{K-1} P_i) [(v_{iK}^*/v_{iK}^*)^{\frac{1}{\gamma}} - 1] \quad (1)$$

$$t_K = (S_K + \sum_{i=0}^{K-1} P_i) [(v_{iK}^*/v_{iK}^*)^{\frac{1+\gamma}{\gamma}} - 1] / v_{iK}^* \quad (2)$$

$$\gamma = (\rho_i / \rho_j)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

$$S_K = H - \frac{1}{n_K} \sum_{i=1}^{n_K} \left\{ Z_{iK} - v_{iK}^* \left[\frac{\sum_{i=1}^{n_K} v_{iK}^* Z_{iK} - \frac{1}{n_K} \sum_{i=1}^{n_K} v_{iK}^* \sum_{i=1}^{n_K} Z_{iK}}{\sum_{i=1}^{n_K} (v_{iK}^*)^2 - \frac{1}{n_K} (\sum_{i=1}^{n_K} v_{iK}^*)^2} \right] \right\} \quad (4)$$

式中: ρ_i 、 ρ_j 是靶与射流的密度; v_{iK}^* 、 v_{iK}^* 、 v_{iK}^* 是含 n_K 个射流元的第 K 段射流中的头、尾及第 i 微元在 t_0 时刻的速度; Z_{iK} 是 i 微元在 t_0 时刻的轴向欧拉坐标; H 是实际炸高; S_K 是第 K 段射流的虚拟炸高(即 n_K 个微元共有的虚拟原点至靶面的距离)。当 $K=1$ 时, $\sum_{i=0}^{K-1} P_i = P_0 = 0$ 。

由(1)、(2)式可知,从第一段射流的头部至第 K 段射流的 i 微元进行连续侵彻后形成的侵彻深度 P_{K_i} 及所用的侵彻时间 t_{K_i} 应为:

$$P_{K_i} = \sum_{i=0}^{K-1} P_i + (S_K + \sum_{i=0}^{K-1} P_i) [(v_{iK}^*/v_{iK}^*)^{\frac{1}{\gamma}} - 1] \quad (5)$$

$$t_{K_i} = \sum_{i=0}^{K-1} t_i + (S_K + \sum_{i=0}^{K-1} P_i) [(v_{iK}^*/v_{iK}^*)^{\frac{1+\gamma}{\gamma}} - 1] / v_{iK}^* \quad (6)$$

当 $K=1$ 时, $\sum_{i=0}^{K-1} t_i = t_0$ 。

各射流微元的断裂时间可由下式近似确定^[4]

$$t_{ki}^* = R_{iK}^i \left(\frac{\rho_i}{Y} \right)^{\frac{1}{2}} \left[3.75 - 0.125 R_{iK}^i \frac{\partial v_{iK}^i}{\partial Z_{iK}} \left(\frac{\rho_i}{Y} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(R_{iK}^i \frac{\partial v_{iK}^i}{\partial Z_{iK}} \right)^{-1} \left(\frac{Y}{\rho_i} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (7)$$

式中: R_{iK}^i 与 $\partial v_{iK}^i / \partial Z_{iK}$ 分别为第 K 段射流中的 i 微元在 t_0 时刻的射流半径和轴向速度梯度; Y 是射流材料的屈服强度。

取 t_0 为(2)、(6)、(7)式的共同时间零点。当 $t_{ki} = t_{ki}^*$ 时, i 微元恰好在到达侵彻面时开始发生断裂, 此处形成射流连续与断裂侵彻的分界。分界处满足 $K=m, n_m=i$, 并记 $v_{iK}^i = v_{iK}^{*i} = v_b, t_{ki} = t_{m_m} = t_b, P_{ki} = P_{m_m} = P^*$ 。当假定各断裂元在断裂后的延伸与各断裂段间的间隙对侵彻深度的相反影响可大致抵消时, 则可最终得到射流的总侵彻深度

$$P = P^* + P_b \quad (8)$$

$$P_b = (v_b - v_{cr}) t_b + l_0 \quad (9)$$

式中: P_b 为 $(M-m)$ 段断裂射流的总侵彻深度, l_0 为 t_0 时刻 $(M-m)$ 段射流的总长度。

计算得到, JA3 的 $m=3$, JA2 的 $m=2$, JA1 的 $m=1$ 。用 MFD 程序进行二维数值模拟时, 可提供 t_0 时刻各射流元速度、半径的轴向分布。再由(1)~(9)式不难得到表 2 和表 3 中的计算结果。

与 JA2 和 JA1 相比, 因 JA3 的尾部动能增加, 能量分布更趋合理, 故形成了如图 5 和表 2 所表现出的 S 罩的主要特点: 射流尾部开始断裂的时间 t_b 推迟, 断裂速度 v_b 减小, 断裂位置后移。JA3 的 v_b^* 虽与 JA2 相近, 但 v_b 却减小了 8.3%, t_b 推迟了 26.9%。JA3 的 v_b^* 虽比 JA1 的高 11.8%, 但 v_b 仍降至与 JA1 的相近, t_b 仍推迟了 24.5%。

表 2 射流断裂时间与速度的计算结果

Table 2 The calculating results of breakup time and velocity of the jet

	$v_b^*/(\text{mm}/\mu\text{s})$	$v_b/(\text{mm}/\mu\text{s})$	$v_b^*/(\text{mm}/\mu\text{s})$	$v_b/(\text{mm}/\mu\text{s})$	$t_b/\mu\text{s}$
JA1	7.36			4.30	106
JA2	8.28	5.8		4.72	104
JA3	8.23	5.8	4.65	4.33	132

表 3 则进一步显示: 因 JA3 能推迟断裂, 故其连续侵彻的能力有所增强。仅其前两段连续侵彻的深度 P_1 与 P_2 之和, 就超过了 JA2(或 JA1) 的总连续侵彻深度。若再加上 JA3 所独有的第三段连续侵彻深度 P_3 , 则 JA3 的总连续侵彻深度要比 JA2 和 JA1 的分别大 19.8% 和 31.6%。即使考虑到 P_b 对总侵彻深度的影响, JA3 的总侵彻深度仍比 JA2 和 JA1 大 9.8% 和 26.7%。

实验表明: JA3 静破甲实验所得 t_0 时刻的射流头部速度为 8.47mm/ μs , 总侵彻深度为 641mm; 而理论预估值分别为 8.23mm/ μs 及 640mm(表 2、表 3), 符合得相当令人满意。这至少说明, 上述数值分析与解析近似算法是可信的、实用的, 值得进一步推广应用。

表 3 射流侵彻铜靶的计算结果

Table 3 The calculating results of the steel target penetrated by jet

	P_1/mm	P_2/mm	P_3/mm	P_4/mm	P/mm
JA1	294			211	505
JA2	199	124		260	583
JA3	198	135	54	253	640

5 结 论

三锥 S 形聚能罩是以双锥罩为罩顶、Tulip 罩为罩底的一种合理组合,并兼有其双重优点。

S 罩的射流,其 v_x 呈三折线 S 形分布。既保持了头部速度大,中部速度梯度大的双锥罩优点,又克服了其尾部之不足。S 罩的罩尾具有 Tulip 罩的特点,能形成一段小速度梯度的慢伸展射流,使尾部能量分布更趋合理,增大了射流尾部的有效质量和速度,推迟了断裂,增强了尾部(尤其对付大炸高目标时)的侵彻能力。

S 罩射流的侵彻特性可用三虚拟原点侵彻理论来解析描述。

理论预估与静破甲试验的结果非常吻合。

作者使用了何建国、常张明等同志所提供的试验结果,在数值计算上得到过袁仙春、廖振民同志的帮助,特致谢意!

参 考 文 献

- 1 Chanteret P Y, Jamet F. Proc 8th Int Symp on Ballistics, 1984, 1:15
- 2 范中波. 一种新的 S 形成形装药的设想与理论分析. 北京应用物理与计算数学研究所内部资料, 1989.
- 3 袁仙春, 廖振民. 计算机工程与科学, 1984, 4:1~9
- 4 Chou P C, Flis W J. Propellants Explosives. Pyrotechnics, 1986, 11:99~114

PROPERTY ANALYSIS OF A S-SHAPE CUMULATIVE CHARGE WITH A TRI-CONE LINER AND ITS JET

Chen Xianlin Fan Zhongbo

(Beijing Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088)

ABSTRACT A new design of the S-shape cumulative charge with a tri-cone liner has been presented. Its jet property and penetrability have been studied numerically and analytically by the MFD code and the virtual multi-origin penetration theory, respectively. The tri-cone liner charge has been compared with the mono-cone liner and bi-cone liner charges. Theoretical prediction has also been compared with the experimental result.

KEY WORDS cumulative charge, jet, penetration