

文章编号 JNZZZ 2006-L0054 (2006)01-0001-05

激波在气体中传播

俞鸿儒

(中国科学院力学研究所 高温气体动力学实验室, 北京 100080)

The Propagation of Shock in Gases

YU Hong-ru

(LHD, Institute of Mechanics, CAS, Beijing 100080, China)

摘要 藉气动热力学激波关系式探讨了放热和吸热对激波马赫数下限的影响. 随着放热量增加, 激波传播马赫数下限提高. 爆轰波是包含剧烈放热化学反应的激波, 因此传播速度相当高. 不论是平面爆轰波, 还是柱、球面爆轰波, 其自持传播速度都是恒定的. 而爆炸波传播速度则随着传播距离和时间增长不断衰减. 当激波速度大于气体声速时, 在含灰气体中产生与纯气体中相同的有间断前沿的激波, 若激波速度小于气体声速但大于含灰气体平衡声速时, 将产生无间断前沿的耗散激波.

关键词 激波, 爆轰波, 含灰气体

中图分类号 O354.5 文献标识码 A

Abstract The effects of exothermic or endothermic processes on the propagation of shock wave were considered by relation formulas of aerothermodynamic shock wave. It is showed that only the exothermic process increases the lower limit of the shock Mach number. The propagation velocities of (planar, cylindrical or spherical) detonation wave are constant. But the propagation velocity of a blast wave decreases rapidly with increasing distance and duration. While the propagation velocity of shock wave exceeds sound speed of pure gas, the shock wave generated in dusty gas possesses the same discontinuous front as normal shock wave. If the propagation velocity of shock wave is lower than sound speed of pure gas but higher than equilibrium sound speed of dusty gas, the shock wave will be a disperse shock without discontinuous front.

Key words shock wave, detonation wave, dusty gases

0 引言

人类最先从自然现象感受到激波效应. 当大气中闪电时, 伴随发生的激波传到人体时, 便惊闻雷鸣. 18世纪中叶, 在求解简单波方程时逐步发现了激波^[1]. 在 Challis^[2], Stokes^[3], Earnshaw^[4], Riemann^[5], Rankine^[6]等人工作基础上, Hugoniot^[7]于1889年建立起公认的激波关系式.

由于被传播的介质不同(如纯气体、含灰或含雾气体、含蒸汽的气体、可爆气体等)以及驱动方式的差异(突然释放能量、运动物体等)产生各种类型的激波. 本文拟采用最浅显的表述方法, 重点描述几种有别于普通激波的特殊激波传播特性.

1 普通激波

众所周知: 声波是一种弱扰动, 其传播速度为声速 ($M=1$). 激波为强扰动, 传播速度快于弱扰动, 因此激波传播马赫数大于1.

如果激波后气体遵守与波前气体相同的状态方程, 这种激波称为普通激波^[8]. 普通激波的厚度很薄, 仅为几个分子自由程. 普通激波传播马赫数范围

$$M_s = \frac{U - u_0}{a_0} > 1$$

式中 U 为激波传播速度, u_0 和 a_0 分别为激波前气体速度和声速.

运动物体驱动产生的激波传播速度可以等于, 也可以大于运动物体速度. 例如由运动物体驱动产生的激波, 只要这种物体飞行马赫数 $M_\infty > 1$, 就能在物体头部产生与运动物体速度相同的脱体头激波(图1). 其脱体距离随着 M_∞ 增大而减小.

对于给定的尖劈或尖锥角为 β 的飞行体, 飞行马赫数 M_∞ 刚超过1, 只能在尖劈或尖锥体上游形成脱体弯曲头激波(图2a). 只有当飞行马赫数超过某一定值(决定于 β 值且尖劈与尖锥情况下数值不同)才能形成附体直的斜激波(图2b).

在 $M_\infty < 1$ 条件下, 如果飞行器周围存在局部超声速流区, 则这些部位, 也可能出现激波.

运动活塞在管中驱动产生的激波, 其流动波图示于图3. 活塞速度

$$u_p = \frac{2a_0}{\gamma+1} \left(M_s - \frac{1}{M_s} \right)$$

式中 a_0 为波前气体声速, γ 为比热比. 从上式可以看到: 只要 $u_p > 0$, M_s 便大于1. 因此活塞无论以多么小速度向前运动, 都能产生激波. 激波传播速度大于活塞运动速度.

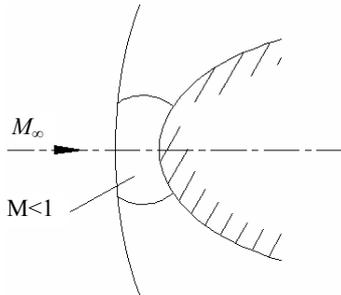


图1 钝体脱体头一激波

Fig. 1 Bow shock wave of blunt body

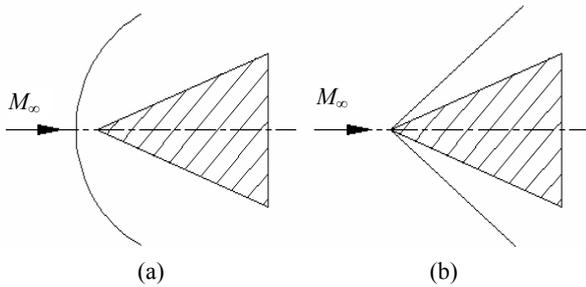


图2 尖劈或尖锥头激波

Fig. 2 Bow shock wave of sharp wedge and cone

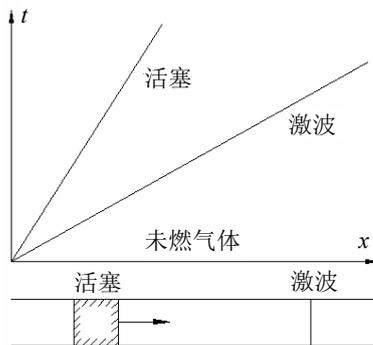


图3 管流中的激波

Fig. 3 Shock wave in pipe

激波管中驱动气体与被驱动气体分界面, 以及管中火焰阵面都具有与运动活塞相同的驱动作用.

总之, 不论物体以亚声速或超声速运动, 都能产生相应的激波.

爆炸波是由有限空间内突然释放能量驱动产生的特殊的变强度激波, 强爆炸假定条件下, 典型的定点压力随时间变化波形示于图4. 波后气体压力峰值^[9]

$$P_{\max} = 0.155 E/R^3 \quad (1)$$

式中 E 为爆炸释放的总能量; R 为从爆炸点至波阵面的半径. 式(1)结合激波前后压力比关系式可推出

$$M_b \propto E^{1/2} / R^{3/2}$$

爆炸波传播速度与 $R^{3/2}$ 成反比, 即随传播距离增大而迅速减慢.

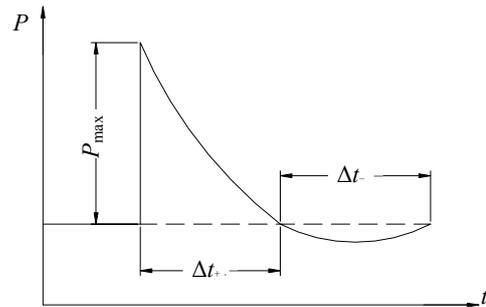


图4 强爆炸波压力波形

Fig. 4 Pattern of a strong blast wave

2 爆轰波

爆轰波是在可爆介质中传播, 包含了放热化学反应的特种激波. 1880年前后, 法国科学家 Vielle & Mullard, La Chatelier, Bethelot 等在进行火焰传播实验时发现了爆轰波. 一般情况下, 火焰传播速度很低(只有每秒数米), 有时传播速度变得特别快, 高达每秒2000米或更快. 这种高速传播的燃烧波就是爆轰波. Chapmann^[10]于1899年和 Jouguet^[11]于1905年独立地提出: 爆轰波与其后的爆轰产物的速度差为声速的假定, 并据此给出简单且令人信服的有关爆轰现象的解释. Chapmann-Jouguet假定(简称CJ条件)以后由Zeldovich^[12], von Neumann^[13]和 Doring^[14]从理论上予以证实.

爆轰波传播特性和求解均与普通激波存在明显的差异.

2.1 爆轰波传播特性

在混合均匀的可爆气体中传播的爆轰波, 不仅

传播速度恒定，而且其传播马赫数下限远高于1.

Polachek^[15]等提出气动热力学激波概念. 它是包括热增或失热 q 的普通激波. 令

$$C_q = \frac{q}{C_p T_0}$$

式中 q 为单位质量气体介质热增或失热量， $C_p T_0$ 为完全气体初始滞止焓. 再令

$$Z = \frac{M_s^2}{(M_s^2 - 1)^2} \left(M_s^2 + \frac{2}{\gamma - 1} \right) (\gamma^2 - 1) C_q \quad (2)$$

从守恒定律可求得

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\gamma}{\gamma + 1} (M_s^2 - 1) [1 + \sqrt{1 - Z}] + 1 \quad (3)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = 1 - \frac{1}{\gamma + 1} \frac{M_s^2 - 1}{M_s^2} [1 + \sqrt{1 - Z}] \quad (4)$$

从(3)和(4)式求得实解是激波存在的必要条件，因此要求 $Z \leq 1$. 普通激波 $q = 0$ ，得出 $Z = 0$. 将其代入(3)和(4)式中，变得与普通激波相应的关系式相同.

将 $Z \leq 1$ 代入(2)式，得到

$$f(M_s) = \frac{(M_s^2 - 1)^2}{M_s^4 + \frac{2M_s^2}{\gamma - 1}} \geq (\gamma^2 - 1) C_q$$

当 $M_s = 1$ ， $f(M_s) = 0$ ； $M_s \rightarrow \infty$ ， $f(M_s) \rightarrow 1$. 在 $1 < M_s < \infty$ 区间， $f(M_s)$ 随 M_s 增加单调升高. 由此可得出如下结果：

(1) 吸热过程中 $q < 0$ ，即 $C_q < 0$. 不论吸热量多大，均可解出 P/P_0 和 ρ/ρ_0 . 转变过程吸热的激波，存在范围与普通激波相同.

(2) 放热过程中 $q > 0$. 转变过程放热的激波存在范围为 $M_s \geq M_{crit}$ ， M_{crit} 随 q 值增大而升高. 常见的可爆气体爆轰波最低传播马赫数 $M_{crit} = M_{CJ} \approx 5 \sim 10$.

2.2 爆轰波求解

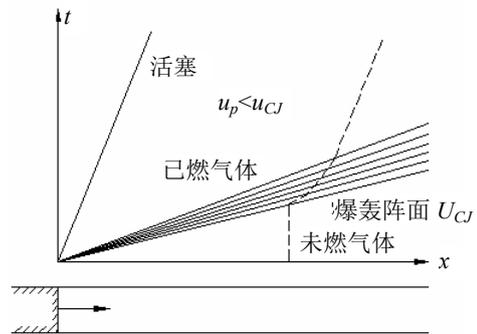
爆轰波和普通激波具有同样的质量、动量和能量守恒方程，加上各自遵守的状态方程，各有四个控制方程. 对于普通激波，需求解的变量为波后气体速度 u 、压力 P 、密度 ρ 和温度 T ，给定波阵面传播速度，就可求解.

爆轰波传播速度不能任意给定，需要和 u ， P ， ρ ， T 联合求解. 四个控制方程求解五个变量，方程组不封闭. 如果加上CJ条件，可将爆轰波控制方程组封闭. 受CJ条件约束的爆轰称为Chapmann-Jouguet爆轰（简称CJ爆轰）. 最常见的由燃烧释放

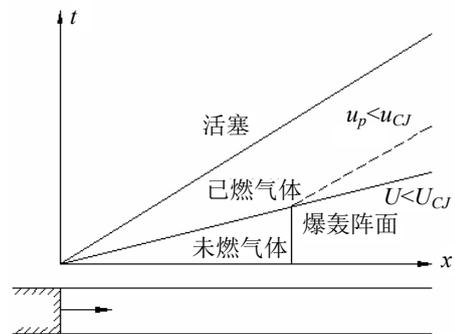
的能量驱动能自持传播的爆轰就是CJ爆轰. CJ爆轰传播速度 U_{CJ} 只决定于可燃介质的特性和初始状态，为爆轰波传播速度的最低值.

若外源（例如活塞）参与驱动，当活塞速度 $u_p \leq u_{CJ}$ ，对爆轰波传播速度不发生影响；若活塞速度 $u_p > u_{CJ}$ ，将使爆轰波传播速度加快. 这种条件下波后气体速度 $u = u_p$ ，爆轰波控制方程组也封闭. 这种外源驱动产生的爆轰为强爆轰. 强爆轰传播速度大于CJ爆轰，而波阵面与波后气体速度差则小于声速.

现以长管中的爆轰为例显示自持爆轰和强爆轰的差异（图5）. 长管中充满可燃爆轰气体混合物，左端有一可动活塞，爆轰在活塞表面处起始. 若活塞向右运动速度 $u_p \leq u_{CJ}$ ，则爆轰波传播速度不受活塞影响，仍为 U_{CJ} ；活塞推动只改变波后气体流场. 当 $u_p < u_{CJ}$ 时，爆轰波流动波图示于图5a. 爆轰波后紧跟中心稀疏波^[13, 16]，它使爆轰产物速度由紧靠波后的 u_{CJ} 减速至 u_p . 其中 $u_{CJ} > u_p > 0$ 区内，稀疏波后恒速区气体速度向右运动；当 $u_p = 0$ 时（活塞静止或封闭端），稀疏波尾与端面之间内的气体静止，静止区长度约占爆轰波传播距离的一半；当



(a) C-J爆轰
(a) C-J detonation



(b) 强爆轰
(b) Strong detonation

图5 活塞驱动爆轰流动波图
Fig. 5 Wave diagram of detonation Propagation driven by piston

$u_p < 0$ 时 (活塞反向运动或相当于开口), 稀疏波使爆轰产物反向流动.

若活塞速度 $u_p \geq u_{CJ}$, 爆轰波流动波图如图 5b, 爆轰波后为恒速 u_p 和恒热力学参数区. 但只有 $u_p > u_{CJ}$, 爆轰波速才能高出 U_{CJ} 而产生强爆轰. 当 $u_p = u_{CJ}$ 时, 流场结构虽相似, 如前所述爆轰产物速度为 u_{CJ} , 爆轰波速仍为 U_{CJ} . 这种条件下, 产生的爆轰仍为 CJ 爆轰.

2.3 球爆轰波传播特征

由于球爆轰的实验结果很少, 加上 Jouguet^[11] 发表了不存在以恒速传播的球爆轰的看法, 致使 Lafitte^[16] 在 $CS_2 + 3O_2$ 和 $2H_2 + O_2$ 混合物中获得球爆轰波像平面爆轰波一样恒速传播的实验结果未能受重视.

Taylor^[17] 基于爆轰的气体动力学理论指出: 球爆轰与平面爆轰一样以恒速传播, 其差别只是波后气体速度或压力梯度不同. Manson & Ferri^[18], Manson^[19] 和 Freiwald & Uhde^[20] 等人的实验再次证实理论预测.

将爆轰波与爆炸波传播特性进行比较. 最明显的差别是: 爆炸波传播速度随时间或传播距离增长而不断衰减; 而爆轰波 (包括平面、柱、球爆轰) 则以恒速传播.

3 解离和蒸发激波

气体穿过强激波后, 温度升得很高. 气体分子将出现解离甚至电离过程, 含雾气体中的微水滴则出现蒸发过程. 这些解离或蒸发达到平衡需要一定时间. 因此解离激波或蒸发激波的厚度与普通激波相比, 要宽得多. 但与爆轰波相似, 波阵面传播速度都相当高, 但机理不同. 爆轰波阵面后化学反应为放热过程, 存在传播马赫数下限. 而解离和蒸发为吸热过程, 是解离和蒸发所需的高温 and 热量要求高传播马赫数.

4 含灰气体激波

悬浮着均匀散布固体微粒的气体称为含灰气体. 激波扫过含灰气体, 波阵面后气体流场可分为三个区域来处理. 即紧靠波阵面的冻结区, 下游的平衡区以及上述两区之间的松弛区.

灰粒密度较气体约高三个数量级, 激波阵面又极薄, 灰粒穿过激波阵面后, 其速度和温度基本上不会改变. 因此冻结区内气体速度和热力学参数 (P, ρ, T) 可按纯气体激波关系式求得.

到达下游平衡区, 气固两相之间经过动量和能量交换, 它们的速度和温度已相同. 只要以含灰气体平衡声速

$$\alpha_0 = \left[\frac{\Gamma}{\gamma(1+\eta)} \right]^{\frac{1}{2}}$$

代替气体声速 a_0 和以含灰气体比热比

$$\Gamma = \frac{(1+\eta\delta)\gamma}{(1+\lambda\eta\delta)}$$

代替气体比热比 γ , 平衡区参数也可从纯气体激波关系式求得.

松弛区参数需补充灰粒与气体之间的动量及参量交换方程才能求解, 由于灰粒尺度很小, 形状随机不定, 加速效应不可忽略. 目前加速度影响究竟是正影响还是负影响都难以肯定, 因此难以给出正确的两相动量和能量交换方程, 因而难以获得松弛区准确的参数就不足为奇了. 然而松弛区参数分布趋势是容易确定的, 它将冻结区与平衡区参数连结起来, 变化总是单调的.

冻结区及平衡区压力比

$$\frac{P_f}{P_0} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(\frac{U}{a_0} \right)^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1}$$

$$\frac{P_e}{P_0} = \frac{2\Gamma}{1+\Gamma} \left(\frac{U}{a_0} \right)^2 - \frac{\Gamma-1}{\Gamma+1}$$

冻结区及平衡区气体速度分别有以下关系

$$u_f u_0 = \frac{2\gamma R}{\gamma+1} T_0 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} U^2$$

$$u_e u_0 = \frac{2\Gamma \bar{R}}{\Gamma+1} T_0 + \frac{\gamma-1}{\gamma+1} U^2$$

上面提及的 α_0 和 a_0 分别为含灰气体和纯气体初始声速; Γ 和 γ 分别为含灰和纯气体的比热比; \bar{R} 和 R 分别为含灰和纯气体常数; η 和 δ 分别为含灰与纯气体质量流率和室压比热比.

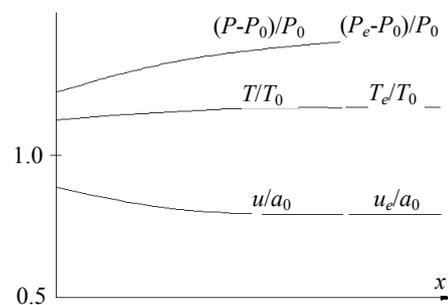


图6 含灰气体激波结构 (x : 离波阵面的距离)
Fig. 6 Construction of shock wave in dusty gases (x : distance from front)

由于 α_0 , Γ 和 \bar{R} 总是分别低于 a_0 , γ 和 R , 因此 $P_e > P_f$, $u_e < u_f$. 含灰气体激波结构示于图 6.

若正激波驻定, 当含灰气体以流速 u_0 ($\alpha_0 < u_0 < a_0$) 进入激波, 则紧靠激波阵面的冻结区参数与波前相同, 这是因为 $M_s = u/a_0 < 1$ 所致. 然而 $u_0/a_0 > 1$, 平衡区参数将发生变化. 由此可预报, 应存在无间断前沿的耗散激波, 国际上许多实验工作者在追求测量出这种激波, 我们在竖直含灰激波管首次测出了无间断前沿的压力波 (图 7) [21].

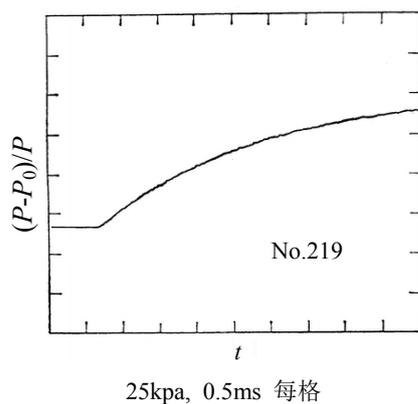


图7 含灰气体中的耗散激波压力曲线
Fig. 7 Pattern in dusty gases

5 结 论

气体穿过激波后, 若组分和物性保持不变, 仍遵从与波前同样的状态方程, 这种激波称一为普通激波. 普通激波存在的马赫数范围为 $M_\infty > 1$. 当介质通过激波时, 伴随发生吸热过程 (如蒸发、气体离解、电离等) 或发热过程 (如燃烧反应、凝结等). 从气动热力学激波关系式可以看到: 吸热不影响激波存在的传播马赫数范围, 与普通激波一样存在的区域为 $M_\infty > 1$. 而放热使激波存在的马赫数下限提高并随着发热量增加而上升.

爆轰波与爆炸波相比, 前者传播速度决定于介质物性与初始状态, 后者则是随传播距离与时间增长而不断衰减的.

含尘气体中能够产生无间断前沿的耗散激波.

特撰此文庆贺崔尔杰、李素循伉俪七十寿辰.

参 考 文 献

- [1] Courant R, Friedrichs K O. *Supersonic Flow and Shock Waves*. New York: Interscience Publishers, 1956.
- [2] Challis J. *Philosophical Magazine*, 1848, **32**(3): 494~499
- [3] Stokes E E. *Philosophical Magazine*, 1848, **33**(3): 349~356
- [4] Earnshaw S. *Trasnactions of the Royal Society of London*, 1860, **150**: 133~148
- [5] Riemann B. *Mathematisch Physikalische Klasse*, 1860, **43**(3)
- [6] Rankine W J M. *Transactions of Royal Society of London*, 1870, 160: 277~288
- [7] Hugoniot H. *Jourual et l'ecole poly techenique*, 1889, **58**: 1~125
- [8] Emmons H W. *Fundamentals of Gas Dynamics*. London: Oxford University Press, 1985.
- [9] Polachek H, Seeger R J. *Phys Rev*, 1952, **86**: 601
- [10] Taylor G I. *Proc Roy Soc London*, 1950, **A201**: 159~186
- [11] Chapmann D L. *Philosophical Magazine*, 1899, **47**(5): 90
- [12] Jouguet E. *J Maths*, 1905, **347**
- [13] Zeldovich J B. *Zb. eksp. teor. Fiz. SSSR*, 1940, **10**: 542
- [14] Neumann J V. *Theory of stationary detonation waves*. OSRD Rept No.549, 1942.
- [15] Doering W. *Annu Phys*, 1943, **43**: 421
- [16] Taylor G I. *Proc Roy Soc London*, 1950, **A200**: 235
- [17] Lafitte M P. *Recherches Experimentals Sur Londe Explosive et Londe de choe*. Thesis Univ Paris, 1925.
- [18] Manson N, Ferri F C R. *Acad Sci Paris*, 1952, **235**: 139
- [19] Manson N. *Rev. inst. francais du Petrole et ann Combustible Liguides*, 1954, **9**: 133
- [20] Freiwald H, Uhde H C R. *Acad Sci Paris*, 1953, **236**: 1741
- [21] 俞鸿儒等. *力学学报*, 1983, **15**(6): 531~537

作者简介:

俞鸿儒 男, 中国科学院力学研究所研究员, 中科院院士.
通讯地址: 中国科学院力学研究所, 邮编: 100080.