

中国力学学会

中国空气动力学会

激波管与激波

第五届全国激波管与激波学术会议

论文摘要集

西 安

一九八九年十一月

03-5/23

击波管与激波直属专业组:

组长:

韩肇元

付组长:

俞鸿儒 周丰俊 黄文生 王喜荣 乐嘉陵

组员:

王增和 王继海 牛凤翔 朱明武 李颂辉

韩惠霖 崔季平 黄敦 熊烨 常熹钰

主办单位:

中国力学学会

中国空气动力学研究会

承办单位:

西北核技术研究所

目 录

一、激波的形成、反射和绕射

- 1.1 激波的绕射、反射和折射.....王继海 (1)
- 1.2 平面激波在两段楔面上的传播.....黄文生、胡永生 (3)
- 1.3 激波对水中气泡的作用.....喻 虹、王继海 (5)
- 1.4 浅埋爆炸强空气激波的传播规律.....牛凤翔 (6)
- 1.5 波前为运动介质的三维 SHOCK—SHOCK关系
.....韩肇元、李怀东、糜仲春 (8)
- 1.6 爆轰波的稳定性分析.....李 剑、陈成光 (11)
- 1.7 高压放电激波的变能量释放问题.....李鸿志、刘晓利 (13)
- 1.8 防空半地下室外墙爆炸激波荷载及内力实验研究...陈志林、李元亮 (14)
- 1.9 激波逆马赫反射实验的计算机模拟.....韩庆书、鲁守智 (17)
- 1.10 真正非定常流中激波 $RR \rightleftharpoons MR$ 判据研究.....李怀东、徐 彬 (19)
- 1.11 非均匀运动介质中的激波绕射.....
.....刘志宁、尹协振、陆夕云 (22)
- 1.12 激波通过射流边界后的绕角流动.....杨基明 (24)
- 1.13 反射激波与壁面边界层相互作用的研究.....徐立功、王 奎 (26)
- 1.14 激波穿过两相介质在固壁反射的研究.....徐立功、王 奎 (28)
- 1.15 CCW 方法在反射激波中的应用.....洪 滔、王继海 (29)
- 1.16 激波反射的数字模拟.....谭安忠 (31)
- 1.17 激波在高压气体中的传播与反射.....李清泉、谭秀华 (33)
- 1.18 空气斜激波在水面上折射后液面变形的初步估算.....马家灌 (35)

二、空气动力学应用

- 2.1 激波定位技术.....林俊德 (37)
- 2.2 应用于蒸汽凝结的激波管的理论计算和实验研究.....
.....史 琳、何卓烈、蔡颐年 (39)
- 2.3 径向抛掷壳体技术中最佳抛掷方式的研究.....张晚清 (40)
- 2.4 BN. $(C_2F_4)_n$ 和 WO_3 烧蚀产物.....
亲电子特性.....陈力超、徐 伟、梁隆生 (42)
- 2.5 激波风洞喷流干扰试验的热喷流技术研究.....王毅超、高瑞峰 (43)

2.6 Ludwig 管内三维气膜冷却研究的实验和测量技术	
..... 张鸣远、邹福康、陈学俊、葛绍岩、陈时钧	(44)
2.7 二维非均匀射流遇障碍时波系的变化	马大为、张福祥 (46)
2.8 FD-20 炮风洞用的 1:2 比例自动减压阀	郑永熙 (48)
2.9 气波制冷机吸波腔的作用及设计计算	方曜奇、胡大鵬 (50)
2.10 火箭级间分离气动力试验的动态测量	何宝培、郑永熙 (52)

三、激波管流动及设备进展

3.1 一个魔洞型单脉冲激波管	范秉诚、崔季平 (54)
3.2 管道射流激波的相似理论及近似计算	郝保田 (55)
3.3 用随机选取法(RCM)计算高温平衡气体 的激波管流动	乐嘉陵、王晓栋 (57)
3.4 生物激波管结构特征和调试结果	 谷 筋 华、李仲发、李振华、俞鸿儒 (59)
3.5 水中激波聚焦特性实验研究	杜锡鑫、梁隆生、余安贵 (61)
3.6 水下点爆炸高压动标技术研究	朱明武、孙军、吴祥海 (63)
3.7 导爆管出口激波参数计算与实验研究	 彭金华、张克林、汤明钧、刘殿金 (65)
3.8 生物研究用激波管的设计要求及特点	孙立英、王正国 (67)
3.9 一种模拟核爆炸激波的新设备 ——空气、土介质激波管的实验研究	张六一、曾荣生 (69)
3.10 扩张激波管筒化解析计算和实验结果	冷华光、李晓炎 (71)
3.11 人体外结石粉碎机的水下激波发生器	余安贵 (73)
3.12 用激波管试验研究消波率	李清泉、石振平 (74)
3.13 一种用于热流脉动测量的宽频带热电模拟网络	王世芬 (75)
3.14 爆震驱动新进展	俞鸿儒、袁生学、于伟 (77)

四、在生物、物理和化学领域的应用

4.1 氮化硼粉尘烧蚀组分 BO 分子电子结构的理论研究	 熊 烨、陈自宽、林理忠 (78)
4.2 扇形激波管中 POE 云雾爆轰波起爆的研究	 鲍 国 钢、孙名振、张春云、张正才、陈厚和 (80)
4.3 激波致伤的流体力学模型	王继海 (82)
4.4 单脉冲激波管中四氯化钛的裂解	何宇中、范秉诚、崔季平 (84)
4.5 激波管在生物实验中的应用	王正国、孙立英 (86)
4.6 爆炸流场中沉积粉尘的扬起运动及燃烧	廖继卿 (88)
4.7 敏感性液体蒸汽柱形爆轰的直接起爆研究	 陈 厚 和、孙振名、张春云、张正才 (89)
4.8 激波——肺伤定量关系的初步探讨	赵敏、王正国 (90)

4.9 炮口激波的生物效应	
..... 杨志焕、王正国、唐承功 刘大维、姚德胜、刘振邦 陈田、乔英娥	(91)
4.10 在空间电荷测量中激波管端盖振动的影响	
..... 张冶文、屠德民、刘耀南、何卓烈、任俭	(92)
4.11 激波管化学反应非平衡流动数值模拟	
..... 胡光初、东嘉陵、杜锡鑫	(93)
4.12 NO高温吸收系数的激波管研究	竺乃宜 (95)
4.13 用单脉冲加热激波管对比速率法测高温	
下氢原子攻击苯酚的机理及化学反应速率常数	何宇中 (96)
4.14 在激波管中测量 N ₂ 第二正系 f- 数	陈力超、林裕民 (98)
4.15 BST- 2 型生物激波管及大鼠的冲击伤研究	张立英、王正国 (100)
4.16 生物激波管生物效应的实验研究	
..... 唐承功、杨志焕 王正国 冷华光	(103)
4.17 瞬时激波作用下家兔胸腹腔内压力的变化	
..... 张均奎、王正国、姚德胜	(104)
4.18 激波压力值——持续时间与动物死亡率及肺损伤关系的实验研究	
..... 冷华光、王正国、杨志焕、唐承功	(106)
4.19 实验性冲击伤波压差效应初步观察	
..... 李加寿、陆一农、王奎 尹协振等	(108)
4.20 BST- 3 型生物激波管及大鼠的局部冲击伤研究	
..... 张立英、王正国	(110)

五、实验方法与测试技术

5.1 激波风洞二次冷喷流模拟技术与喷流干扰流场显示	
..... 王喜荣、高瑞峰	(112)
5.2 驻极体传声器在弹道激波测量中的应用	许学忠 (114)
5.3 大口径莫尔偏折术在激波风洞中的初步应用	杨祖清 (116)
5.4 激波风洞天平振动干扰的数字补偿方法研究	梁隆生 (117)
5.5 空气动力学探头的动态响应研究	彭常贤 (118)
5.6 超高压力阈值激波开关的研制	李荣华 (120)
5.7 三维绘图技术在激波风洞试验中的应用研究	黄晓蓉 (122)
5.8 激波管光谱定量测定准确性的判断	田兴时 (123)
5.9 用 OMA 精测激波温度及其变化	林理忠、熊烨、易宏 (124)
5.10 六分力压电天平系统与 10° 尖锥标模试验	
..... 胡铁芳、毕志献 张锋、罗也凡	(126)

激波的绕射、反射和折射

王继海

北京应用物理与计算数字研究所

激波在障碍物上的绕射和反射以及在界面上的折射,一直是学者们关心的课题。人们采用的主要方法有:1、实验研究、2、数值模拟、3、线性化方法、4、CCCW方法、5、极曲线方法。

后面三种是近似的解析方法。由于线性化方法局限于弱激波或近于平面的激波问题,其应用范围较小,近年来这方面的研究工作已较少见,本文着重介绍后两种研究强非线性问题的主要结果。

CCW方法,亦称Whitham方法或几何激波动力学方法。最初,W. Chester^[1]和R. E. Chisnell^[2]用近似方法给出变截面管道中传播的激波的马赫数 M 和管道截面积 A 之间的关系。G. B. Whitham把这个近似关系推广于二维和三维不定常激波的传播及相互作用^[3,4]。本方法的实质在于主要考虑激波强度和传播方向、波面面积等几何量变化之间的关系而忽略波后流场的影响。此方法可用于求解激波的稳定性^[3],平面激波在尖角^[3,4,5,6]、圆角^[7]、锥、柱和球^[3,4]上的绕射以及马赫反射^[3,4,8,9,10,11],正规和马赫反射的相互转换^[12]以及两任意激波交叉分解和二维活塞问题^[13],此方法还能推广到波前不均匀^[14],甚至运动^[15,16],以解决激波折射,波前有运动的波系干扰^[16]以及反射激波问题^[17]。

激波极曲线方法是利用定常的斜激波关系(即极曲线),在一点附近把问题定常化,可成功地应用于激波的正规和马赫反射^[18],激波折射^[19],此方法可推广到任意介质^[20],解决爆轰波和凝聚介质中激波折射以及平板超音速碰撞等各种问题^[21]。

参考文献

- [1] Chester, W., Phil. Mag., Vol. 45, 1293 (1954)
- [2] Chisnell, R. F., Proc. Roy. Soc. Lond. A232, 350 (1955)
- [3] Whitham, G. B., J. Fluid Mech., Vol. 2, 146 (1957)
- [4] Whitham, G. B., J. Fluid Mech., vol. 5, 369 (1959)
- [5] Ckews, B. W., J. Fluid Mech., vol. 29, 297 (1967)
- [6] Ba3hanova, T. V. et. al., Acta Astronautica, Vol. 6, 401 (1979)
- [7] 王继海, 激波在圆角上的绕射, 第四届激波和激波管会议论文集, P135 (1987)
- [8] Henderson, L. F., J. Fluid Mech., Vol. 99, 801 (1980)

- [9] Lambourn, B. D. et. al. , Proc. IV Intern. Symp. Detonation, 142(1966)
- [10] 范宝春. 汤明钧等, 爆炸与冲击, 第四卷, 第二期(1984)
- [11] 陈志坚. 徐彬等, 爆炸与冲击, 第六卷第三期(1986)
- [12] Iton, S. t. et. al. , J. fluid Mech. vol. 108,383(1981)
- [13] Wang Jihai, Proc. Intern. Symp. Intense Dynamic Loading and Its Effects, p300,
Science Press, Beijing, China(1986)
- [14] Catherasoo, C. J. et. al. , J. Fluid. Mech. Vol, 127,539(1983)
- [15] Whitham, G. B. , J. Fluid Mech. vol. 31,449(1968)
- [16] 韩肇元等, 运动气流的激波动力学方程, 第四届激波和激波管会议论文集, P17(1987)
- [17] 洪滔. 王继海, 本会报告
- [18] R. 柯郎, 超声速流和激波, 科学出版社(1986)
- [19] Polachck, H. et. al. Phys. Rev. , vol. 48,922(1951)
- [20] 王继海, 爆炸与冲击, 卷 1, 第二期, 1—11(1981)
- [21] Wang Jihai, 4th APS Top. Conf. Shock waves Cond. Matter. See Shock,
Waves in Cond, Matler, Plenum Press. New york London. p661(1986)

平面激波在两段楔面上的传播

黄文生

胡永生

北京大学 力学系

当一平面激波同任意形状的障碍物相互作用时,将产生较为复杂的波系,特别是当激波在一英曲物体上传播时,将产生非定常的反射形态。而我们正是想用折线性曲面来模拟和分析激波在英曲上反射时的非定常效应。本文是采用单反式纹影仪来进行光测实验的。其光测试验模型为楔面角 $\theta_{w1} = 20^\circ$, $\theta_{w2} = 50^\circ$ 的两段楔面。光测试验的入射激波马赫数为 $M_i = 1.41$ 。根据从规则反射(RR)向马赫反射(MR)转换的判别准则可知。入射激波 $\vec{S}$ 在第一楔面上的反射形式为马赫反射;而在第二段上楔面上应为规则反射,如图1所示。从图1上可以看出,在第一段楔面上,OA为入射激波,OB为反射激波,OC为马赫基,LC为三波点轨迹, $\angle X$ 为三波点的轨迹角。入射激波 $\vec{S}$ 在第一段楔面上的纹影照片,如图2(a)所示。在第二段楔面上,由于楔面 θ_{w2} 较大,所以由入射波的马赫基 O_1C_1 和它的反射激波 B_1C_1 形成了规则反射。其中 B_1C_1 是马赫基 O_1C_1 的反射激波, $\angle_1 W$ 是 B_1C_1 同第二段楔面的夹角。当平面激波 $\vec{S}$ 继续沿第二段楔面向前运动且当三波点 O_1 越过 C_1 点以后,就出现了一支带有分叉反射波的。类似于规则反射的反射形态。其中 A_2C_2 为入射激波, O_1B_1 为反射激波 OB 及 O_1B_1 的演变形式,而 C_2B_2 却是入射激波 A_2C_2 的反射

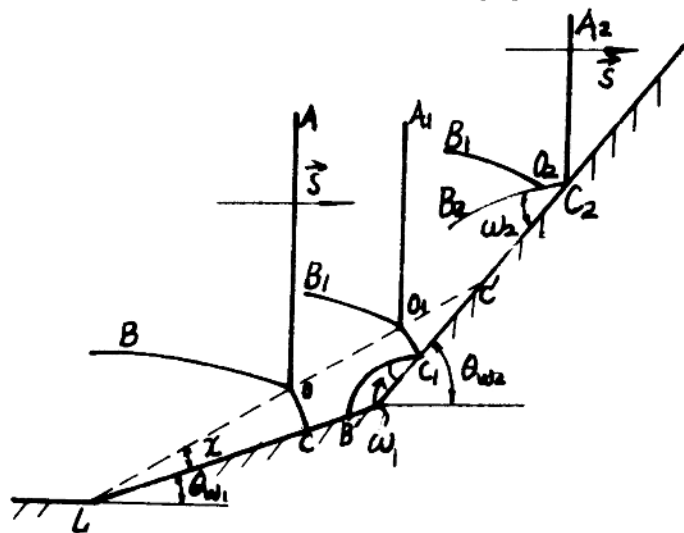


图1.平面激波在两段楔面上反射的波系图案

激波。从光测实验结果可以看出,当三波点 O_1 刚刚越过 C 点时, O_2 点和 C_2 点是重合的。而且渐渐离开。随着入射激波 $\vec{S}$ 向前运动, O_2 点就沿反射波 $C_2 B_2$ 、向远离 C_2 点的方向移动,最终成了由 $C_2 B_2$ 和 $O_2 B_1$ 组成的“入波”的反射波系。 $\angle \omega_2$ 是反射波 $C_2 B_2$ 同第二楔面间的夹角。由于 W_1 小于 W_1 的值,所以反射波 $C_2 B_2$ 是弱波,并且这个区域内的压力将小于反射波 $B C_1$ 波后的压力。入射激波 $\vec{S}$ 在第二段楔面上反射的波系图案,如图 2(b)和(c)所示。

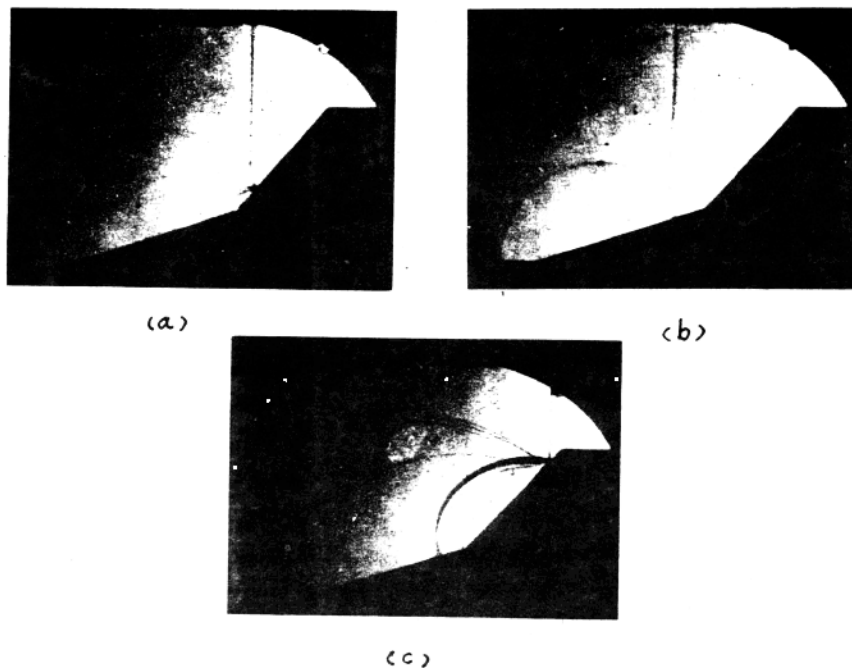


图 2、平面激波在两段楔面上反射的波系图案

参考文献

- 1) T. V. Baghenova, et. al. "Unsteady Interactions of Shock waves" Aerospace Sci, Vol21, pp. 249- 331, (1984)

激波对水中气泡的作用

喻虹 王继海

应用物理与计算数学研究所

激波对气泡的作用是流体力学中有待深入研究的问题。它可以分为激波对固体中的气泡(球形空腔)、液体中的气泡及气体中的气泡三种类型,这三种作用类型有很大的区别。Haas 等人较为详细地研究了激波对空气中的气泡及柱形气管的作用问题^[1],而 Mader 等人也曾计算过强激波对固体中的气泡的作用^[2],只有激波对液体中的气泡的作用问题尝未有人研究过。因而本文即应用二维欧拉数值计算方法(类似^[2]中的2D E)详尽地研究了这个问题。此问题与水中气泡的非对称塌^[3]缩髭有些类似。本文的工作对定性生物力学中的内爆损伤机制的力学原理及过程、进而对之进行定量的数值模拟很有帮助。

根据本文的计算结果可将激波对水中气泡的作用分为高压激波作用与低压激波作用两类。在低压激波作用下,气泡呈近似对称的向心塌缩。文中计算了气泡壁的加速、气泡的湮灭及后期膨胀的详细过程。当气泡湮灭时出现极高的压力峰值 P_{max} (其值可达到激波初始压力 P_{in} 的数十至数百倍) 其后气泡膨胀时,出现剪切拉伸,周围的特滞压力可存在较长时间,气泡的塌缩过程及形状与水中气泡的不对称塌缩情形^[3,4]相似。

激波压力越高,则气泡塌缩的不对称性越明显,射流的形成越强。当激波压力 P_{in} 小于 30 atm 左右时,压力提高比 P_{max}/P_{in} 随初始压力 P_{in} 的增加而增大,而当 P_{in} 大于 30 atm 左右时, P_{max}/P_{in} 随 P_{in} 的增大而减小。压力极大时则与^[2]类似。

本文还同时研究了激波对水中含有气体的圆管(简称气管,其中心轴平行于激波阵面)的作用问题,其结论与激波对水中气泡的作用类似。另外本文还考虑了气泡内的气体初始密度、激波波形对作用结果的影响。

根据本文的工作可以看出用数值方法研究激波对气泡的作用是可行的,但对具体的计算某些计算方法的因素对结果影响较大,还要加以改进。

参考文献:

- [1]. haas, j. F. & B. Sturtevant: J. Fluid Mech., vol 181, PP. 41 -- 76, 1987.
- [2], Mader, C. L: Numerical Modeling of Detonation, 1979.
- [3], Hammit, F. G: Cavitation and Multiphase Flow Phenomena, 1980.
- [4], Plesset, M. S. & R. B. Chapman: J. Fluid Mech, vol 47, pp. 283 -- 290, 1971.

浅埋爆炸强空气激波的传播规律

牛凤翔

西北核技术研究所

研究成坑爆炸近区强空气激波的传播规律,是研究它所诱导的近区地运动的必要条件。然而,对于不同埋深的成坑爆炸,近区强激波与埋深的关系十分密切,目前这方面的资料又十分缺乏。所以,我们在冲积土中进行了化爆试验。

试验用炸药为百公斤重的裸体铸装 TNT 药球,中心点火起爆。测量参数有地面空气激波压力波形和到达时间,弹坑尺寸和地加速度随距地表深度的变化。根据测量结果拟合了空气激波特征参数经验公式。

1、触地爆炸

炸药球下表面与地面相切放置时,得到如下经验关系:

地面超压峰值 ΔP :

$$\Delta p = 2.60 \bar{R}^{-2.59} \quad (\text{Mpa})$$
$$(0.8 < \bar{R} < 5.0) \quad (1-1)$$

到达时间 θ :

$$\theta = \begin{cases} 0.401 \bar{R}^{1.870} \times W^{\frac{1}{3}} & (\text{ms}), (0.8 \leq \bar{R} < 5.0) \\ (0.2695 \bar{R}^2 + 0.1316 \bar{R}) \times W^{\frac{1}{3}} & (\text{ms}), (\bar{R} < 0.8) \end{cases} \quad (1-2)$$

正相作用时间 τ_+ :

$$\frac{\tau_+}{W^{\frac{1}{3}}} = \begin{cases} 1.120 \bar{R}^3 - 1.595 \bar{R}^2 + 0.856 \bar{R} & (\text{ms/kg}^{\frac{1}{3}}), (0.3 < \bar{R} \leq 1.2) \\ -0.0405 \bar{R}^3 + 0.291 \bar{R}^2 + 0.254 \bar{R} & (\text{ms/kg}^{\frac{1}{3}}), (1.2 < \bar{R} < 4.5) \end{cases} \quad (1-3)$$

压力波形 $\Delta P(t)$:

$$\Delta p(t) = \Delta p e^{-\frac{t}{\bar{\beta}}}$$
$$\bar{\beta} = \begin{cases} 8.42 \times (10 \bar{\beta} \times \Delta p)^{-1.357} & (1.0 \leq \Delta p < 5.0) \\ 1.131 \times (10 \times \Delta p)^{-0.4862} & (\Delta p < 1.0) \end{cases} \quad (1-4)$$

式中, W 为 TNT 药重, R 为测点到爆心的水平距离, $\bar{t} = t \cdot W^{\frac{1}{3}}$, $\bar{R} = R \cdot W^{\frac{1}{3}}$, t 为时间 (ms), ΔP 的单位为 MPa。 W 的单位是公斤, R 的单位是米。

2. 半埋爆炸

当炸药球中心与地面齐平时,

$$\Delta p = 1.294 \bar{R}^{-2.191} \quad (0.5 < \bar{R} < 5.0) \quad (2-1)$$

$$\theta = 0.5085 \bar{R}^{1.798} \times W^{\frac{1}{3}} \quad (0.56 < \bar{R} < 4.8) \quad (2-2)$$

$$\Delta p(t) = \Delta p c^{-1-0.378/\beta}$$

$$\bar{\beta} = -0.4194 (10 \times \Delta p)^{-2} + 0.1794 \Delta p^{-1} + 0.0660 \quad (0.04 < \Delta p < 0.8) \quad (2-3)$$

正相作用时间和(1-3)式相同。

3. 全埋爆炸

当炸药球上表面与地面相切放置时,

$$\Delta p = 0.3644 \bar{R}^{-1.429}, \quad (0.5 < \bar{R} < 5.0) \quad (3-1)$$

$$\theta = 1.179 \bar{R}^{1.363} \times W^{\frac{1}{3}}, \quad (0.44 < \bar{R} < 4.8) \quad (3-2)$$

$$\frac{\tau_{\frac{1}{2}}}{W^{\frac{1}{3}}} = -0.0358 \bar{R}^2 + 0.8210 \bar{R} - 0.0372 \quad (0.5 < \bar{R} < 5.0) \quad (3-3)$$

$$\Delta p(t) = \Delta p c^{-1-0.618/\beta}$$

$$\bar{\beta} = -7.68 \times 10^{-4} \Delta p^{-2} + 6.00 \times 10^{-2} \Delta p^{-1} + 0.166 \quad (0.04 < \Delta p < 0.4) \quad (3-4)$$

通过对测量数据的分析比较,可以看出埋深越大初始空气激波开始偏离半球形越严重;非球形激波在传播过程中比球形激波衰减慢。

参考资料

[1] Eldon J. Halda, AD- A090010, 1980

[2] Cooper, H. J RDA- TR- 2604- 1, 1976

波前为运动介质的三维SHOCK-SHOCK 关系

韩肇元 李怀东 糜仲春

中国科大近代力学系

本文从坐标变换的思想出发,导出了三维波前有气流的 S-S 关系

1、引言

激波动力学中的 CCW^{[1]-[5]}方法,近三十年来在激波,爆轰波乃至孤立波等一系列领域内得到广泛运用。六十年代中期以来,Chisnell^[6],Whitham^[7]又先后研究了波前为均匀介质的问题。韩肇元等(1987)^[8]在 Whitham 设想的基础上,引入了“微元坐标变换”的思想,并由此导出三维波前有气流的激波运动控制方程。

本文由“微元坐标变换”思想出发,推导了三维波前有气流的 S-S 关系及 A-M 的解析式,从而使控制方程封闭。

2、S-S 关系的推导

A、相对系中 S-S 关系

在 S-S 面两侧的激波波面上,取两相邻的微元控制面 A₀, A₁, 满足两微元面前方的气流近似相等,取与此气流固连的坐标系 [0, x', y, z] 射线(ray) 与波面正交, (剖面图见图 1) 因此有

$$\vec{e}_x \cdot x(\nabla \alpha)_0 = \vec{e}_x \cdot x(\nabla \alpha)_1 \quad (1)$$

$$\frac{\vec{e}_x \cdot \vec{n}_0}{A_0} = \frac{\vec{e}_x \cdot \vec{n}_1}{A_1} \quad (2)$$

其中 $\vec{e}_x$ 为 S-S 面的法向量,

角标 0, 1, 指示其两边的量。

设 $\vec{e}_x = \cos X_i \vec{e}_i$, 有标量式

$$\cos X_1 \left(\frac{\cos \theta_{20}}{M_0 a_0} - \frac{\cos \theta_{21}}{M_1 a_1} \right) - \cos X_2 \left(\frac{\cos \theta_{10}}{M_0 a_0} - \frac{\cos \theta_{11}}{M_1 a_1} \right) = 0 \quad (3)$$

$$\cos X_2 \left(\frac{\cos \theta_{30}}{M_0 a_0} - \frac{\cos \theta_{31}}{M_1 a_1} \right) - \cos X_3 \left(\frac{\cos \theta_{20}}{M_0 a_0} - \frac{\cos \theta_{21}}{M_1 a_1} \right) = 0 \quad (4)$$

$$\cos x_i \cos x_j \cos \theta_{k0} \varepsilon_{ijk} = 0 \quad (15)$$

$$\sum \cos^2 x_i = 1 \quad (16)$$

特别地,对二维或轴对称问题,有 S-S 关系

$$\operatorname{tg}(\theta_1 - \theta_0) = \frac{(M_1^2 - M_0^2)^{1/2} (A_0'^2 - A_1'^2)^{1/2}}{A_1 M_1 + A_0 M_0} \quad (17)$$

$$\operatorname{tg}(\alpha - \theta_0) = \frac{A_0' (M_1^2 - M_0^2)^{1/2} - m \sin(\theta_0 - \varepsilon) (A_0'^2 - A_1'^2)^{1/2}}{[M_0 + m \cos(\theta_0 - \varepsilon)] (A_0'^2 - A_1'^2)^{1/2}} \quad (18)$$

当 $m = 0$, 即为 Whitham 所得结果^[3]。

3、结论

本文推导了一般意义下的 Shock-Shock 关系,从而使波前有运动介质的激波动力学组封闭。特别地,对二维情况,可很容易求解激波与超者速运动楔的作用问题。

参考文献

- [1]. W. Chester, Phil. Mag. (7) 45, 1293 (1954)
- [2] R. F. Chisnell, J. Fluid Mech. vol. 2 (1957)
- [3] G. B. Whitham, J. Fluid, Mech, Vol. 2 (1957)
- [4] G. B. Whitham, J. Fluid, Mech, vol. 4 (1958)
- [5] G. B. Whitham, J. Fluid. Mech. Vol. 5 (1959)
- [6] R. F. Chisnell, J. Fluid. Mech. vol. 22 (1965)
- [7] G. B. Whitham, J. Fluid Mech. vol. 31 (1968)
- [8] 韩肇元, 激波及其运用学术讨论会. (1988)
- [9] C. J. Catherasoo, et al, J. Fluid Mech. vol. 127 (1983)

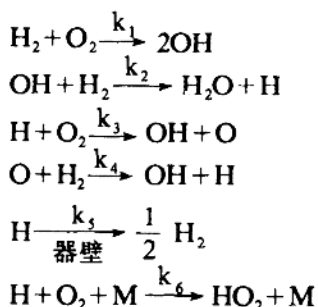
爆轰波的稳定性分析

李剑 陈成光

中国科技大学近代力学系

Strehlow 等人的研究表明,爆轰波波阵面并不是一维的平面波,而是具有二维,三维的多种波系,即具有胞格结构,并用三波点的迹线等理论给出了初步的解释。本文运用耗散结构的理论,认为在爆燃向爆轰的转变过程中,由于系统远离平衡态并涉及非线性动力学机制,经过 Lyapounov 稳定性分析,在一定条件下,由于系统自身的涨落和不稳定因素,导致系统偏离定均匀态,经突变而达到一个时空有序的耗散结构,即出现了胞格结构。根据非平衡态热力学的理论,耗散结构保留了临界稳定时的时空特性,故本文以使系统达到临界稳定时扰动的 Fourier 分量的波长近似作为胞格尺寸,由此估算胞格尺寸的大小。

由于不同的系统具有不同的动力学机制,因此拟采用特定的动力学稳定性分析。本文以氢氧爆轰系统为例,考虑其具体的元反应为



经过动力学稳定性分析,得到系统临界稳定的条件为

$$k_5 + k_6[\text{O}_2][\text{M}] \leq 2k_3[\text{O}_2]$$

该条件与化学动力学中得到的氢氧系统的爆炸界限条件一致。

在动力学稳定性分析的基础上,经过一些近似和简化,本文还得到了使系统临界稳定的扰动 Fourier 分量的波数,从而求得了其扰动波长,并以此波长作为胞格尺寸 W , 其结果为 $W \propto 1/P^0$, 把这个结果与实验结果进行了对照,不仅趋势符合得较好,而且量值也相近。

总之,利用耗散结构理论和动力学稳定性分析的方法分析爆轰波形成的临界稳定条

件并由此估算的胞格尺寸与实验结果比较符合,表明这个方法用于分析爆轰波的形成及其特性是行之有效的,提出的关于胞格结构产生的模型是基本合理的。