

抽吸激波管的性能分析与计算

徐立功

(中国科学技术大学 近代力学系, 合肥, 230026)

提要 为了减小由于反射激波和透射激波分叉引起的反射型激波风洞试验气体提前受到污染的现象, 本文研究了一种新的具有抽吸的激波管流动, 分析了抽吸缝的作用, 给出了这种抽吸激波管性能参数的计算方法, 同时还给出了反射激波与边界层相互作用引起的激波分叉的形状随抽吸量变化的计算公式。实验证实了边界层抽吸可以有效地减小激波与壁面边界层相互作用所产生的分离现象。计算与测量结果是一致的。

关键词 激波管, 边界层抽吸, 激波边界层相互作用, 激波分叉。

一、引言

在激波管中, 运动激波波后的壁面上存在着一发展着的非定常边界层, 当反射激波与这种边界层相互作用时, 如果反射激波波后的滞止压力大于壁面边界层的滞止压力, 那么激波与边界层相互作用的结果将引起壁面边界层分离, 从而形成一个有分离泡的激波分叉区随反射激波一起运动。Mark^[1] 首先提出了一种描述这一现象的简单模型, 随后

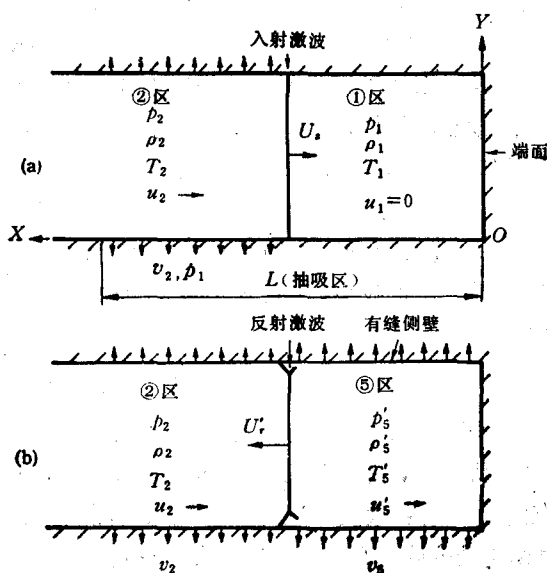


图1 抽吸激波管流动简图

本文于1987年12月22日收到第一次稿, 1990年2月24日收到第三次稿。

Davies^[2], Bull 和 Edwards^[3], Davies 和 Wilson^[4] 以及 Stalker 和 Crane^[5] 等人发展和推广了这一模型。所有这些模型都得出这样的结果: 在激波分叉脚处将产生一沿着管壁流向端面的气体射流, 这一射流污染了试验气体。产生这一射流的机制是因为通过中间未分叉区的气体只受一道正激波的压缩, 而通过分叉区的气体受到两道斜激波的压缩, 后者的动压损失较小。由此可以预期, 透射激波的分叉必然引起经过非定常膨胀的低温驱动气体迅速地沿管壁到达低压段末端, 使得作为反射激波风洞气源的⑥区气体温度降低, 同时使气体组分发生改变, 也就是说使⑥区试验气体提前受到污染。正是由于上述原因, 常规激波管或反射型激波风洞的应用受到严重的限制。

为了消除反射型激波风洞试验气体的这种污染源, 采用壁面边界层吸除是一种可行的方案(见图 1)。这样, 一方面减薄了壁面边界层, 另一方面又可吸除激波分叉产生的射流气体。这一方法为激波管和反射激波风洞的实验研究开辟了新的途径。下面论述这种抽吸激波管的计算方法。

二、分析与计算

1. 抽吸对入射激波的影响

入射激波进入抽吸段以后(见图 1a), 由于横截面积变大, 透激激波 Mach 数将略有减小。但是, 由于抽吸缝很窄, 抽吸段很短 ($L \leq 90$ 毫米), 入射激波通过这段距离的时间很短(小于 65 微秒); 加之抽吸流动的形成需要一定的时间, 因此, 这里假定抽吸对入射激波 Mach 数的影响可以忽略。

2. 抽吸缝的作用

在反射激波的前后, 抽吸缝的作用不同(见图 1b)。在反射激波之前, 抽吸流动吸除的是入射激波诱导的边界层, 其结果使壁面边界层减薄。然而, 在反射激波之后, 抽吸流动吸除的是反射激波与边界层相互作用所形成的沿壁面流动的射流气体, 从而消除这种射流对试验气体的污染。显然, 反射激波之后的抽吸流动将引起反射激波的非完全反射, 因此反射激波 Mach 数将随着抽吸量的增大而变小。

3. 抽吸缝宽度的确定

在抽吸边界层研究中^[6], 通常用壁面处的 y 向平均速度分量 v_w 来描述抽吸流动。这里采用如图 1 所示的坐标系。在抽吸段, 令激波管②区的壁面 y 向速度分量为 v_2 , 那么相应的抽吸质量流率可以表示为:

$$Q = -\rho_{02} v_2 S \quad [\text{kg/s}], \quad (1)$$

其中负号表示吸除, ρ_{02} 为②区的滞止密度, S 是浸湿面积。

对于通过抽吸缝的流动而言, 在入射激波到达抽吸区之前, 抽吸缝内外侧的压力相同, 均为 p_1 , 这时没有流动; 入射激波到达之后, 缝隙内侧的压力上升为 p_{02} , 而且压比 p_1/p_{02} 远小于产生超声速流动的临界压比, 所以缝隙中的流动将形成声速截面, 最后以超声速喷向真空罐。缝隙中声速截面的出现使缝隙流的质量流率保持为常数。用星号表示声速截面条件, 假定抽吸段长度为 L , 抽吸段侧壁共有 n 条抽吸缝, 其中第 i 条缝的宽度为 $b_i(x)$, 那么通过所有抽吸缝的抽吸质量流率为:

$$Q^* = \rho^* a^* A^* = \rho^* a^* \sum_{i=1}^n \int_0^L b_i(x) dx \quad [\text{kg/s}] \quad (2)$$

其中 A^* 为抽吸缝的总面积。

根据质量守恒, 上述对于边界层的抽吸流率等于通过缝隙的质量流率。利用式(1)和式(2)以及等熵流“临界比”关系式, 得到抽吸段壁面处的平均抽吸速度 v_2 的表达式为:

$$v_2(x) = -\frac{\rho^* a^* A^*}{\rho_{02} S} = -\left[\frac{2}{\gamma_2 + 1}\right]^{\frac{\gamma_2 + 1}{2(\gamma_2 - 1)}} \sqrt{\gamma_2 R T_{02}} \theta(x) \quad [\text{m/s}] \quad (3)$$

其中 R 为气体常数, $\theta = A^*/S$ 为无量纲抽吸缝宽度比。在 $b_i(x)$ 取常数时, 缝宽比简化为 $\theta = b/B$, 这里 $b = \sum b_i$ 为缝的总宽度, B 为抽吸段横截面的内边长。

在距离端面为 x 的某一位置(见图 1), 缝隙对②区气体的抽吸时间 t 可以表示为:

$$t = \frac{x}{U_i} + \int_0^x \frac{dx}{U'_i(x)} \quad [\text{s}] \quad (4)$$

式中 U_i 和 U'_i 分别为实验室坐标系中的入射激波和反射激波的速度, U'_i 的具体表达式见式(9)。在 t 时间间隔内, ②区流体质点在垂直于壁面方向上的平均位移 $\delta(x) = -v_2 t$ 。当 $\delta(x)$ 恰好等于 x 处的当地壁面边界层厚度时, 由此确定的抽吸缝宽度为最佳值。由(3)、(4)两式可以得到最佳状态下的抽吸缝宽度比关系式:

$$\theta(x) = \left[\frac{\gamma_2 + 1}{2}\right]^{\frac{\gamma_2 + 1}{2(\gamma_2 - 1)}} \frac{\delta(x)}{\sqrt{\gamma_2 R T_{02}}} \left(\frac{x}{U_i} + \int_0^x \frac{dx}{U'_i(x)}\right)^{-1}, \quad x > 0 \quad (5)$$

该式的算例列于表 1, 其中边界层厚度 $\delta(x)$ 的计算方法参见文献[8]。一旦宽度比 θ 确定后, 平均抽吸速度 v_2 直接由式(3)给出。

表 1 抽吸缝宽度比 $\theta(x)$, $M_1 = 4.0$, $T_1 = 300\text{K}$

$p_i(\text{Torr})$ $x(\text{mm})$	层 流		湍 流		
	10	20	20	100	200
10	.1128	.0948	.0744	.0630	.0576
20	.0948	.0798	.0696	.0588	.0540
30	.0858	.0720	.0660	.0564	.0528
40	.0798	.0672	.0648	.0552	.0504
50	.0756	.0636	.0630	.0540	.0492
60	.0720	.0606	.0624	.0528	.0480
70	.0696	.0582	.0612	.0522	.0474
80	.0672	.0564	.0606	.0516	.0468
90	.0648	.0546	.0594	.0510	.0462
100	.0636	.0534	.0588	.0504	.0457
110	.0618	.0522	.0582	.0498	.0452
120	.0606	.0510	.0578	.0493	.0448

4. 抽吸对反射激波的影响

上述对②区抽吸的分析也适用于反射激波波后的⑤区。在这种情形下, 抽吸段内侧壁的压力由 p_{02} 变为 p'_{05} 。与式(3)类似, ⑤区壁面的平均抽吸速度 $v_5(x)$ 为:

$$v_5(x) = - \left[\frac{2}{\gamma_5 + 1} \right]^{\frac{\gamma_5 + 1}{2(\gamma_5 - 1)}} a_5' \theta(x) \quad [\text{m/s}] \quad (6)$$

定义 $u_5'(x)$ 为抽吸质量流诱导的⑤区气体轴向速度。根据质量守恒, 反射激波波后的质量流 $-\rho_5 u_5' A$ 应等于抽吸质量流 $-\rho_5 v_5 S$, 由此得到抽吸段某一位置 x 处的⑤区流速为:

$$u_5'(x) = \left[\frac{2}{\gamma_5 + 1} \right]^{\frac{\gamma_5 + 1}{2(\gamma_5 - 1)}} a_5' \lambda(x), \quad [\text{m/s}] \quad (7)$$

其中 $\lambda = A^*/A = S\theta(x)/A$ 为无量纲抽吸缝面积比, A 为试验段横截面积。式中 $0 \leq x < L$, 当 $x \geq L$ 时, $\lambda = \lambda(L)$ 为常数, 则 u_5' 也为常数, 这意味着反射激波越过抽吸区之后, ⑤区参数不再变化。

在抽吸区中, 反射激波前后速度的改变量为 $u_2 - u_5'(x)$, 利用激波关系式可以得出抽吸激波管反射激波 Mach 数 $M_5'(x)$ 的表达式:

$$M_5'(x) = \frac{\gamma_2 + 1}{4} \left\{ \frac{u_2 - u_5'(x)}{a_2} + \left[\left(\frac{u_2 - u_5'(x)}{a_2} \right)^2 + \left(\frac{4}{\gamma_2 + 1} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (8)$$

而实验室坐标下的反射激波速度 $U_5'(x)$ 为:

$$U_5'(x) = M_5'(x) a_2 - u_2, \quad [\text{m/s}] \quad (9)$$

在已知 $\lambda(x)$ 的前提下, 联立求解方程组(7)至(9)时, 还需要补充另一个激波关系式, 例如

$$a_5'(x) = \frac{a_2 \{ [2\gamma_2 M_5'^2(x) - (\gamma_2 - 1)] [(\gamma_2 - 1) M_5'^2(x) + 2] \}^{\frac{1}{2}}}{(\gamma_2 + 1) M_5'(x)}, \quad [\text{m/s}] \quad (10)$$

显然在同一 M_5' 情形下, M_5' 随抽吸缝面积比 λ 的增大而减小。解得 M_5' 后, 由激波关系式可以得到波后的其它气流参数。例如由压力关系式:

$$p_5'(x) = \left\{ 1 + \frac{2\gamma_2}{\gamma_2 + 1} [M_5'^2(x) - 1] \right\} p_2, \quad [Pa] \quad (11)$$

可以解出反射激波波后的压力。

5. 抽吸对反射激波分叉形状的影响

Mark 的简单模型假定壁面边界层的速度等于实验室坐标下的反射激波速度 U_5' , 因此边界层的 Mach 数为 $M_{bl} = U_5'/a_1$ 。然而, 在有抽吸的情况下, 反射激波的速度为 U_5' , 根据式(9)定义的边界层 Mach 数为:

$$\begin{aligned} M_{bl} &= M_5'(x) \frac{a_2}{a_1} - \frac{u_2}{a_1} \\ &= \left\{ [2\gamma_1 M_5'^2 - (\gamma_1 - 1)] [(\gamma_1 - 1) M_5'^2 + 2] \right\}^{\frac{1}{2}} M_5'(x) - 2(M_5'^2 - 1) [(\gamma_1 + 1) M_5']^{-1} \end{aligned} \quad (12)$$

相应的分叉区中边界层滞止压力 $p_{0,bl}$, 当 $M_{bl} > 1$ 时,

$$\frac{p_{0,bl}}{p_2} = \left[\frac{\gamma_1 + 1}{2} M_{bl}^2 \right]^{\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \left[\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 + 1} M_{bl}^2 - \frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1 + 1} \right]^{-\frac{1}{\gamma_1 - 1}} \quad (13a)$$

当 $M_{bl} \leq 1$ 时,

$$\frac{p'_{0,bl}}{p_2} = \left[1 + \frac{\gamma_1 - 1}{2} M_{bl}^2 \right]^{\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \quad (13b)$$

利用斜激波关系式就可以得到有抽吸时反射激波分叉前腿与壁面夹角 α 的表达式:

$$\alpha = \arcsin \left\{ \left[(\gamma_1 + 1) \frac{p'_{0,bl}}{p_2} + (\gamma_1 - 1) \right]^{\frac{1}{2}} / [\sqrt{2\gamma_1} M'(\alpha)] \right\}, [\text{弧度}] \quad (14)$$

显然,在同一 M 情形下, α 角是抽吸缝面积比 λ 的函数。

三、计算结果与测量值的比较

实验是在澳大利亚昆士兰大学的自由活塞激波风洞上进行的。激波管末端开有纵向抽吸缝的实验装置如图 2a 所示,方形抽吸试验段置于风洞实验段中。激波管端壁可以移动,通过改变端壁位置来调节抽吸缝的长度 L ,缝长的变化范围为 0 至 90 毫米。抽吸段采用 $b = \text{常数}$ 的等宽缝,廿条抽吸缝在四壁均匀分布(见图 2b),缝宽比 θ 分别为 0, 0.043 和 0.122。驱动气体为氦气,试验气体为空气,室温 300K 左右,入射激波 Mach 数 $M_1 = 3.4$, 低压段压力 p_1 分别为 10 和 20 毫米汞柱^[7]。

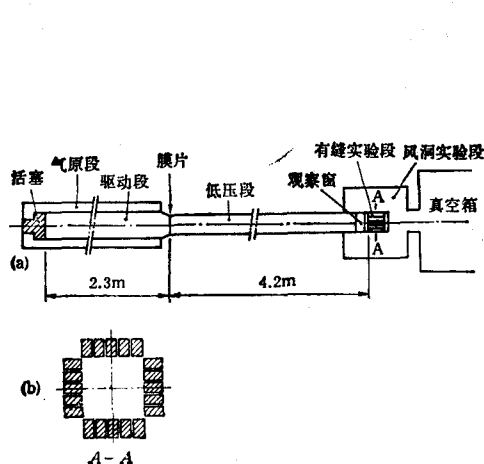


图 2 实验装置和抽吸区剖面

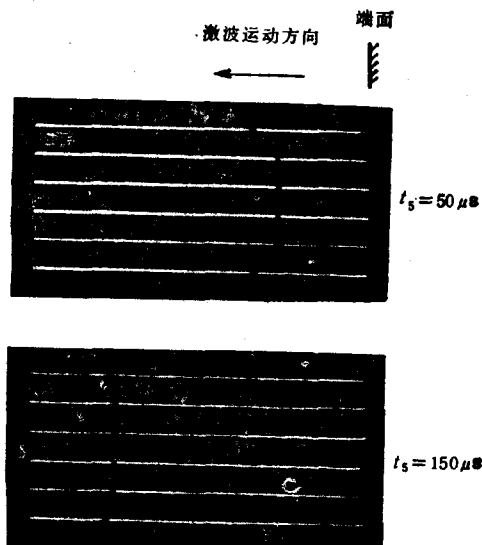


图 3 抽吸区中的反射激波

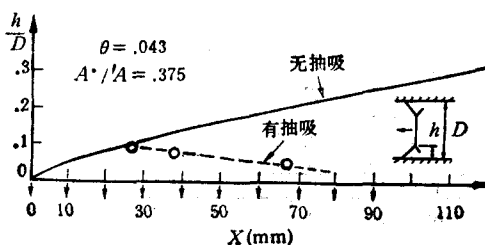


图 4 抽吸区中分叉点的高度

图 3 是通过抽吸缝拍摄的反射激波的图象。图中 t_5 为激波从端面反射的时间。虽然看不到激波的三叉点,但从分叉前腿的相对位置可以清楚地看出,随着 t_5 的增长,分叉前腿与反射激波之间的距离显著缩小,这表明边界层抽吸有效地减小了激波边界层相互作用所形成的分离区。根据分叉前腿在 x 方向的投影长度和式(14)可以推算出三叉点的高度 h , h 在抽吸区中的变化示于图 4。图中 D 为激波管试验段的水力直径,实线为 $\theta = 0$ (无抽吸) 时的测量结果。由图可见,当 $L < 28$ 毫米(即 $t_5 < 50 \mu s$) 时,三叉点的高度与无抽吸情形几乎一样,其原因是采用了等宽抽吸缝,这一段的缝宽小于式(5)的计算值,加之建立抽吸流动需一段时间,以至于未能形成足够的抽吸量。当 $L > 28$ 毫米以后,抽吸效果变得愈来愈显著, h 明显缩短。

反射激波波后的抽吸流动引起激波非完全反射。由于引起非完全反射的抽吸量在抽吸区中是变化的,它随着反射激波与端面距离 x 的增大而增加,因此由式(8)和(11)可知,反射激波 Mach 数 $M'_5(x)$ 和波后压力 $p'_5(x)$ 将随着 x 的增加而减小。反射激波越过抽吸区以后,抽吸量不再变化, M'_5 和 p'_5 将保持为常值。图 5a 是端壁上测压传感器通过数据采集系统记录的 p'_5 随时间的历程,反射激波越过抽吸区的时间 $t_5 = 220 \mu s$, 图中 p'_5 曲线在 $t_5 < 220 \mu s$ 时呈下降趋势,在 $t_5 > 220 \mu s$ 以后不再下降, p'_5 的这一变化规律与式(11)的计算结果是一致的。以实验条件为初始参数,对于不同的 θ 值,联立方程(7)至

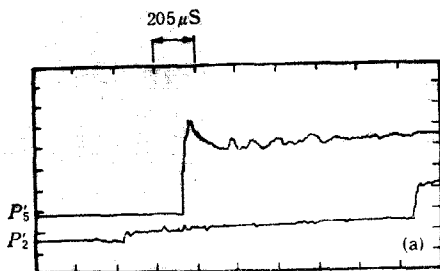


图 5a 压力曲线, $\lambda = 0.375$

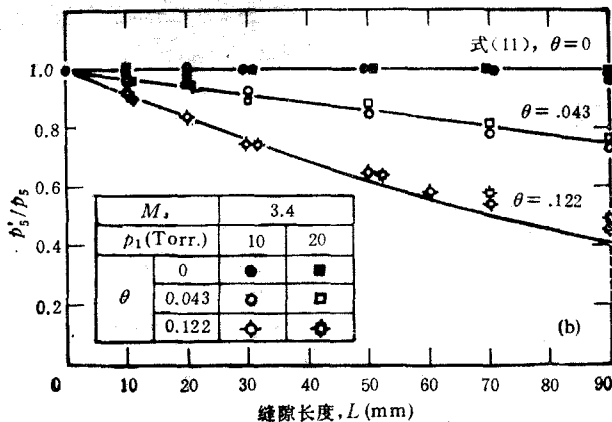


图 5b 压力随缝长的变化

(10)进行迭代求解,解出 M' 以后由式(11)计算得到的 p'_s/p_s 随抽吸缝长度 L 的变化曲线示于图 5b,这里 p_s 是无抽吸时的③区压力。由图可见,计算结果与测量值符合得很好,只是在 $\theta = 0.122$ 和 $L > 60$ 毫米的情况下两者有些偏离,这时对应的抽吸缝面积比已超过 0.6,这种抽吸量很大的情况超出边界层抽吸的研究范围。

图 6 是根据式(14)计算的激波分叉前腿与壁面夹角 α 随抽吸面积比 $\lambda(L)$ 的变化曲线,与测量值相比,吻合得较好。

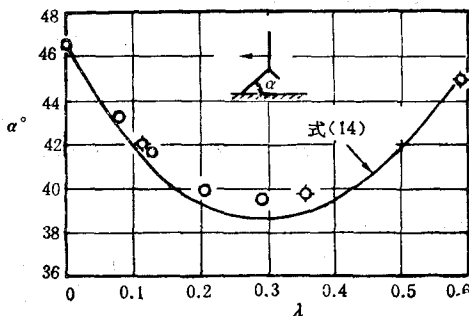


图 6 α 角随抽吸面积比的变化

值得指出的是实验中观察到反射激波越过抽吸区以后,无抽吸情形的激波边界层相互作用造成激波分叉的流动图象立即恢复,这表明抽吸段除了因改变 M' 对无抽吸区产生作用之外,无其它影响。

四、结 论

1. 采用边界层抽吸是消除激波边界层相互作用引起边界层分离的有效手段。
2. 在抽吸激波管中,抽吸缝起两种作用:在反射激波之前吸除运动激波诱导的壁面边界层,使边界层减薄,从而减小激波边界层相互作用所引起的分离区;在反射激波之后吸除激波分叉产生的沿壁面的射流,从而消除这种射流对⑥区试验气体的污染。实验证实了这两种作用。
3. 当抽吸缝面积比小于 0.6 时, p'_s 的计算结果与测量值符合得很好,分叉角 α 的变化规律与试验结果也相一致,由此证明本文的计算方法是合理的。
4. 抽吸虽能有效地减小分离和消除污染,然而同时引起激波的非完全反射,这就是说其代价是减小了 p_s 。因此,在满足抽吸效果的前提下, θ 和 $\lambda(L)$ 值应尽量小。如在本文试验条件下可以取 $\theta = 0.05$ 和 $\lambda = 0.20$,并将抽吸区离端面 30 毫米,这样,与完全反射情形相比 M' 减小 7%,而 p'_s 减小 12%。

最后,感谢昆士兰大学 R. J. Stalker 教授的指导和 C. M. Gourlay 博士在实验过程中的帮助。

参 考 文 献

- [1] Mark, H., *J. Aero. Sci.*, **24**, pp. April 1957, 304—306.
- [2] Davies, L. D., NPL Aero. Reports 1158 and 1167, 1965.
- [3] Bull, D. C. and Edwards, D. H., *AIAA J.*, **6**, 8, (1968) pp. 1549—1555.
- [4] Davies, L. D. and Wilson, J. L., *Physics of Fluids*, Vol. 12, Suppl. 1, (1969). pp. 1-37-1-43.
- [5] Stalker, R. J. and Crane, C. A., *AIAA J.*, **16**, 3, (1978). pp. 277—279.
- [6] Schlichting, H., *Boundary Layer Theory*, McGraw-hill Book Company (1979).
- [7] Xu, L. and Gourlay, C. M., Research Report No. 14/86, Dept. Mech. Engg. Uni. of Qld., Australia, Dec. (1986).
- [8] Mirels, H., *AIAA J.*, **2**, 1, (1964). pp. 84—93.

ANALYSIS AND CALCULATION OF A SHOCK TUBE WITH SUCTION

Xu Ligong

(Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 23006)

Abstract In order to reduce the early contamination of the test gas in a shock tube, caused by reflected and transmitted shock bifurcation, a novel shock tube of utilizing suction through slots in its walls has been investigated in this paper. In the case of suction, the function of the slots is discussed, the calculating methods of the performance parameters are given and the shape of the shock bifurcation due to interaction between the shock wave and boundary layer is described. It has been confirmed by experiments that the boundary layer suction can efficiently eliminate the separation due to interaction of a reflected shock wave with the wall boundary layer. Measurements with suction are in good agreement with the theory.

Key words Shock tube, boundary layer suction, interaction of shock wave with boundary layer, shock wave bifurcation.