文章编号:1001-246X(2017)04-0394-09

# 气体体积粘性对二维环形激波聚焦的影响

李馨东<sup>1</sup>, 赵英奎<sup>1</sup>, 欧阳碧耀<sup>1</sup>, 胡宗民<sup>2,\*</sup>, 姜宗林<sup>2</sup>

(1. 北京应用物理与计算数学研究所,北京 100094; 2. 中国科学院力学研究所,北京 100190)

摘 要:基于体积粘性系数  $\zeta$ 的分子运动论和连续介质理论,对二维环形激波聚焦(马赫数 Ma = 2.0)的体积粘性效应进行数值研究,结果表明:对于热完全气体,体积粘性使得激波汇聚中心点处的压力减小、温度增加、密度减小,聚焦点物理参数的改变量分别可达 20%、10%、30%,体积粘性效应对环形激波聚焦的影响是不可忽略的;与转动模态相比,在振动模态下环形激波聚焦的体积粘性效应更为明显,因为激波聚焦点附近的体积粘性应力  $\zeta \nabla \cdot V$  与热力学压力 p 达到同一数量级,从而显著改变了流动参数.

关键词:可压缩流动;热完全气体;体积粘性效应;激波聚焦

中图分类号: 035 文献标志码: A

0 引言

激波聚焦是指激波面在一定条件下汇聚到某一狭小区域 经过激波/激波相互作用而产生局部高温高压 的一种特殊流动现象 ,这个高压区域称为气体动力学焦点(Gasdynamic focus)<sup>[1-3]</sup>.激波聚焦是一种有效的 能量汇聚方式 ,已被广泛应用于材料科学与核爆工程<sup>[3]</sup>、结石医学治疗<sup>[4]</sup>、诱导燃烧<sup>[5-6]</sup>和起爆爆震<sup>[7-8]</sup>等 工程技术领域.根据激波入射方式的不同 ,激波聚焦可归为三种形式<sup>[3]</sup>:①激波沿轴向入射 ,在凹腔面内产 生的激波反射聚焦;②通过圆柱面激波衍射在对称轴上产生激波聚焦;③借助环形超声速射流的聚心碰撞 , 产生的激波在凹腔面内实现激波聚焦.

由于流体剪切粘性对激波聚焦点附近的流场参数影响很小,因而以往主要采用无粘 Euler 方程组对激 波聚焦进行数值研究. 然而,激波的聚焦过程产生了强烈的压缩效应,且聚焦后的高温促使气体内部的转动、 振动等自由度激发,这可能迅速改变法向粘性应力项 $\zeta \nabla \cdot V$ 的大小,从而凸显出体积粘性效应在激波聚焦现 象中的重要性. 体积粘性( $\zeta$ )和剪切粘性( $\mu$ )是可压缩流动介质的重要物性参数,与流体运动因不可逆过程 引起的耗散机制有关,二者分别表征了流体微团所受的法向压缩效应和切向剪切效应,并完整描述了应力与 应变速率之间的本构关系<sup>[9-12]</sup>. 在高速/高温流动、高能聚爆等领域中,常伴随有剧烈的膨胀、压缩和非平衡 热力学过程,此时往往能表现出较显著的体积粘性效应.

近六十年来,分子运动论<sup>[13-14]</sup>和实验<sup>[15-19]</sup>已表明:除了单原子气体外,Stokes 假设<sup>[20]</sup>(即认为体积粘 性系数  $\zeta = 0$ )在高温高频下是不成立的.最近,在正激波结构<sup>[21-22]</sup>、激波/边界层干扰<sup>[23]</sup>、湍流燃烧<sup>[24-25]</sup> 等可压缩流动中的体积粘性效应也逐渐得到人们的重视和研究,目前有关激波聚焦的体积粘性效应研究还 未见公开报道.本文主要采用体积粘性的分子运动论<sup>[13-14]</sup>和连续介质理论<sup>[26-27]</sup>对二维环形激波聚焦的体 积粘性效应展开数值研究,分析体积粘性对激波聚焦流场特征、聚焦点物理量变化、不同模态下体积粘性效 应差异等问题的影响.

### 1 物理模型和数值方法

在二维直角坐标下 不考虑外部质量力和热源,可压缩流动的 Navier-Stokes 方程组为

\* 通讯作者: 胡宗民(1970-) 博士 副教授 从事激波与爆轰物理 為超声速流动等研究 E-mail: huzm@imech.ac.cn

收稿日期: 2016-11-14; 修回日期: 2016-12-18

基金项目: 国家自然科学基金(11532014,11672308)资助项目

作者简介:李馨东(1988 -) ,男,博士后,从事气体动力学、界面不稳定性研究,E-mail: xin\_dongli@ yeah. net

$$\frac{\partial \boldsymbol{U}}{\partial t} + \frac{\partial \boldsymbol{F}}{\partial x} + \frac{\partial \boldsymbol{G}}{\partial y} = \frac{\partial \boldsymbol{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \boldsymbol{G}_v}{\partial y}, \qquad (1)$$

$$\boldsymbol{U} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho E \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{F} = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^{2} + p \\ \rho u v \\ (\rho E + p) u \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{G} = \begin{pmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^{2} + p \\ (\rho E + p) v \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{F}_{v} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{yy} \\ b_{x} \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{G}_{v} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ b_{y} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中,包含剪切粘性系数μ和体积粘性系数ζ的粘性应力项为

$$\begin{cases} \tau_{xx} = \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right), \\ \tau_{yy} = \frac{2}{3}\mu \left(2\frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right), \\ \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right), \\ b_{x} = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} - q_{x}, \qquad b_{y} = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} - q_{y}. \end{cases}$$
(3)

热传导项

$$q_x = -k \frac{\partial T}{\partial x}, \qquad q_y = -k \frac{\partial T}{\partial y}.$$
 (4)

为了方程组封闭 还需满足理想气体状态方程

$$p = \rho RT , \qquad (5)$$

式中的 R 为气体常数. 当振动能未被激发时,单位质量的气体总能为

$$E = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2}; \tag{6}$$

当振动能已经激发时 单位质量的气体总能却为

$$E = \frac{3}{2}RT + RT + \frac{RT_{\rm vib}}{\exp(T/T_{\rm vib}) - 1} + \frac{u^2 + v^2}{2}.$$
 (7)

剪切粘性系数  $\mu$  常采用 Sutherland 公式<sup>[12]</sup>

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{1.5} \frac{T_0 + T_s}{T + T_s}.$$
(8)

体积粘性系数 ζ 的理论表达式<sup>[13-14 26-28]</sup> 可写为

$$\zeta = f(A) p\tau = f(A) p \left( \frac{c_{\rm rot}}{c_V} \tau_{\rm rot} + g(T) \frac{c_{\rm vib}}{c_V} \tau_{\rm vib} \right) , \qquad (9)$$

当过渡函数 g(T) = 0 时 表示仅考虑转动弛豫对体积粘性的贡献; 当温度较高时, 振动能开始激发, 需考虑转动弛豫和振动弛豫对体积粘性的贡献, 这时的过渡函数 g(T) 可取<sup>[28]</sup>

$$g(T) = \frac{(T_{\rm vib}/3T)^n}{\exp\left[(T_{\rm vib}/3T)^n\right] - 1}.$$
 (10)

当气体内能只有平动能和转动能时,即量热完全气体,此时气体的定容比热容 $c_v$ 为常数,比热比 $\gamma = 1.4$ ;当振动能激发后,即热完全气体,此时气体的定容比热容和比热比均为温度的函数<sup>[29-30]</sup>,分别为

$$c_{V} = \frac{3}{2}R + R + R\left(\frac{T_{\rm vib}}{T}\right)^{2} \frac{\exp(T_{\rm vib}/T)}{\left[\exp(T_{\rm vib}/T) - 1\right]^{2}},$$
(11)

和

$$\gamma(T) = 1 + R/c_{v}. \tag{12}$$

式(9)中的 $\tau_{rot}$ , $\tau_{vib}$ , $\tau$ 分别表示转动弛豫时间、振动弛豫时间和总平均弛豫时间不同的f(A)对应着不同的体积粘性理论,即

其中的转动弛豫时间[31]为

$$p\tau_{\rm rot} = \frac{\pi}{4}\mu Z_{\rm rot} , \qquad (14)$$

$$Z_{\rm rot} = \frac{Z_{\rm rot}^{\infty}}{1 + \pi^{1.5}/2(T^*/T)^{0.5} + (\pi^2/4 + \pi)T^*/T},$$
(15)

振动弛豫时间<sup>[32]</sup>为

$$p \tau_{\rm vib} = C_1 \exp\left[\left(C_2/T\right)^{1/3}\right].$$
 (16)

式(7) – (16) 中的常参数  $\mu_0$ ,  $T_0$ ,  $T_s$  与剪切粘性有关,  $T^*$ ,  $Z^*_{rot}$  与转动模态下的弛豫时间有关,  $C_1$ ,  $C_2$ , n 与振动模态下的弛豫时间有关,  $T_{vib}$  为振动特征时间, 如表 1 所示.

表 1 有关氮气分子( $N_2$ )的常系数<sup>[27]</sup>

Table 1	Constant coefficients of nitrogen	(N <sub>2</sub> )	in calculation <sup>[27]</sup>
---------	-----------------------------------	-------------------	--------------------------------

$\mu_0$ /( Pa•s)	$T_0/K$	$T_{\rm s}/{ m K}$	<i>T</i> <sup>*</sup> /K	$T_{ m vib}/ m K$	$Z^{\infty}_{ m rot}$	$C_1/($ Pa•s)	С2/К	n
$16.56 \times 10^{-6}$	273.16	104.7	81.0	3 395	17.8	7.12 × 10 $^{-4}$	$1.91 \times 10^{6}$	5

时间项的数值离散采用显示的二阶 TVD 型 Range-Kutta 方法,空间项的数值离散采用二阶 K-CUSP 格式<sup>[28,33]</sup> 粘性项的数值离散采用二阶中心差分格式.计算区域为[0,1]×[0,1],网格数1000×1000,初始时轴对称的环形激波半径为0.14 m,如图1所示.

设气体介质为考虑振动能激发的氮气 初始条件区域1为室温下的静止气体参数 即

$$u_1 = v_1 = 0.0$$
,  $p_1 = 1.0$  atm ,  $T_1 = 288.15$  K ,  
 $\rho_1 = 1.2265$  kg  $\cdot$  m<sup>-3</sup>. (17)

区域 2 的气体参数由运动激波关系式给出 激波马赫数 Ma = 2.0 , 气流沿径向运动 ,即

$$\begin{cases} \frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{Ma_1^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}(Ma_1^2 - 1)}, \\ \frac{p_2}{p_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1}(Ma_1^2 - 1), \\ \frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2/p_1}{\rho_2/\rho_1}, \\ V_2 = V_1 + \frac{2a}{\gamma + 1}(Ma_1 - \frac{1}{Ma_1}), \end{cases}$$



其中  $V_1 = 0.0$ ,  $V_1$ 和  $V_2$ 分别为环形激波的切向速度和径向速度,  $a = \sqrt{\gamma RT}$ 为气体声速. 计算估计后发现,运动激波后的温度已高于 600 K,这表明氮气分子的振动能已经激发(即热完全气体),定容比热容  $c_v$ 和比热比  $\gamma$  均应随温度而变化. 为了分析比较剪切粘性应力(即切向粘性应力)、体积粘性应力(即法向粘性应力 $\zeta \nabla \cdot V$ )和热力学压力 p的大小,三者在总应力(x方向)中的关系为

18)

$$\sigma_{xx} = \frac{-p}{\mathrm{A}, 1 \neq \mathrm{E}, 1} + \frac{2}{3} \mu \left( 2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \underbrace{\zeta \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)}_{\mathrm{ipt} \mathrm{M} \mathrm{H} \mathrm{e} \mathrm{ipt} \mathrm{D}, \mathrm{ipt} \mathrm{H} \mathrm{H} \mathrm{e} \mathrm{ipt} \mathrm{D}, \mathrm{ipt} \mathrm{M} \mathrm{H} \mathrm{e} \mathrm{ipt} \mathrm{D}, \mathrm{ipt} \mathrm{ipt} \mathrm{H} \mathrm{H} \mathrm{e} \mathrm{ipt} \mathrm{D}, \mathrm{ipt} \mathrm{ipt} \mathrm{H} \mathrm{H} \mathrm{ipt} \mathrm{i$$

### 2 环形激波聚焦的演化过程

### 2.1 激波汇聚过程的流场特征

图 2 给出了环形激波在不同时刻的流场压力云图(左列图)、对应时刻的热力学压力与体积粘性应力沿 x 轴线的分布(右列图),主要包括激波聚焦前、聚焦时和聚焦后三种情形.这里仅以体积粘性系数采用连续 介质理论的数值结果来说明.



图 2 不同时刻的流场压力云图 (a) 激波聚焦前; (b) 激波聚焦时; (c) 激波聚焦后 Fig. 2 Distributions of field pressure (a) before shock-wave focus; (b) at shock-wave focus; (c) after shock-wave focus

当  $t = 1.382 \times 10^{-4}$  s 时,如图 2(a)的左图所示,环形激波逐渐向中心点(0.5 0.5)汇聚,在激波碰撞聚 焦前,中心区域一直处于初始时刻的低压状态(浅色区域),激波后为高压区(深色区域).从右图可以看到: 中心区域的热力学压力 p 有一个明显的低压平台,最低和最高压力值分别为 0.1 MPa 和 0.8 MPa(带方框实 线),远大于体积粘性应力  $\zeta \nabla \cdot V$  的峰值4.5 Pa(带圆圈实线). 当  $t = 1.744 \times 10^{-4}$  s 时,如图 2(b) 左图所示,环形激波在聚焦点发生激波/激波相互作用,产生的高压流场集中在一个很小区域. 从右图可知,聚焦点的压力峰值为 9.0 MPa(带方框实线),增大至 90 个大气压(初始  $p_1$  为 1 atm),可见激波聚焦能产生很高的压力场. 此时  $\zeta \nabla \cdot V$  也增加到 1.0 MPa(带圆圈实线),与热力学压力 p 基本处于同一数量级. 从等式(19)可以得出,体积粘性效应对总应力  $\sigma_{xx}$  有着不可忽略的影响,其贡献大小与热力学压力 p 的贡献大小基本相当.

当  $t = 2.577 \times 10^{-4}$  s 时 ,如图 2( c) 左图所示 ,环形激波聚焦过后 ,中心区域仍处于高压区 ,由于激波向 外扩散 ,对聚焦点区域产生膨胀稀疏作用 ,因而压力峰值不再位于 x = 0.5 m 的聚焦中心点 ,其值有所下降 , 约为 5.0 MPa( 带方框实线) . 从右图可以明显看到 ,此时的体积粘性应力  $\zeta \nabla \cdot V$  也降至0.3 MPa( 带圆圈实 线) .仅比热力学压力 p 低了一个数量级.

2.2 激波纹影的变化特征

图 3 中三个时刻的计算结果与图 2 所示的计算条件和激波运动时刻完全一致,即图 3(a) - (c)分别表示环形激波聚焦前、聚焦时(放大图)和聚焦后的纹影图.从图中可以看到:环形激波在向中心区域汇聚过程中,产生了"花瓣状"的密度梯度,这是由于几何收缩效应造成的,中心处光滑的圆形平台表示密度梯度为零,如图 3(a)所示;当激波到达中心点发生激波/激波相互作用时,因强烈的压缩作用,中心点密度迅速增大,因此密度梯度也出现一个峰值,如图 3(b)所示;当激波聚焦后,环形激波开始向外侧运动,这对中心点附近带来膨胀稀疏作用,因而密度梯度稍有所降低,于是会看到一道犹如"碗口"状的激波向周围扩散,如图 3(c)所示.



图 3 不同时刻的激波纹影图 (a)  $t = 1.382 \times 10^{-4}$  s; (b)  $t = 1.744 \times 10^{-4}$  s; (c)  $t = 2.577 \times 10^{-4}$  s Fig. 3 Shock-wave schlieren graphs at different moment (a)  $t = 1.382 \times 10^{-4}$  s; (b)  $t = 1.744 \times 10^{-4}$  s; (c)  $t = 2.577 \times 10^{-4}$  s

#### 2.3 激波聚焦点物理量的特征分析

图 4 给出了汇聚中心点( 气体动力学焦点) 的压力、温度和密度随时间的变化,包括了三种理论模型的 计算结果:  $\alpha = 0$  表示不考虑体积粘性的 Stokes 假设理论( 实线);  $\alpha = \alpha_{kin} = (\gamma - 1) p\tau/\mu$  表示分子运动论 的结果( 点划线);  $\alpha = \alpha_{con} = p\tau/(2\mu)$  表示连续介质理论的结果( 虚线),其中的  $\alpha = \zeta/\mu$  表示体积粘性系数 与剪切粘性系数之比. 据此,表 2 定量给出了激波聚焦点处物理量的最大值和影响百分比.

表 2	三种体积粘性理论模型下聚焦点的最大值

Table 2	Peak	values at	t gasdynamic	focus i	in three	theoretical	models	of bulk	viscosity
---------	------	-----------	--------------	---------	----------	-------------	--------	---------	-----------

α	P <sub>max</sub> /MPa	$T_{ m max}$ / K	$ ho_{ m max}$ /( kg•m <sup>-3</sup> )
0	19.42	1 771	38. 83
$\alpha_{\rm kin}(T)$	16.02 (-17.5%)	1 922 ( +8.5%)	29.33 ( -24.5%)
$\alpha_{\rm con}(T)$	14.86 ( -23.5%)	2 005 ( +13.2%)	26.05 ( -32.9%)

如图 4(a) 所示 随着粘性系数比  $\alpha$  的增加( $0 < \alpha_{kin} < \alpha_{con}$ ) 聚焦点附近的压力峰值在减小. 当 $\alpha = 0$ 时, 压力峰值  $p_{max}$  为 19. 42 MPa; 当  $\alpha = \alpha_{kin}$  和  $\alpha = \alpha_{con}$  时,压力峰值  $p_{max}$  分别为 16. 02 MPa 和 14. 86 MPa,也就 是说体积粘性效应使激波聚焦产生的压力峰值分别降低了 17. 5% 和 23. 5%.

如图 4(b) 所示 随着粘性系数比  $\alpha$  的增加 聚焦点附近的温度峰值因体积粘性效应在增大. 当  $\alpha = 0$ ,





Fig. 4 Variation of physical quantities with time at shock-wave focus in three bulk viscosity models

 $\alpha_{kin}$ ,  $\alpha_{con}$ 时 温度峰值  $T_{max}$  分别为 1 771 K、1 992 K、2 005 K 此时体积粘性效应对聚焦点处温度峰值的影响分别增加了 8.5%、13.2%.

由气体状态方程  $p = \rho RT$ ,容易得出密度分布的变化,如图 4( c) 所示. 随着粘性系数比  $\alpha$  的增加,聚焦 点附近的密度峰值因体积粘性效应在减小. 当  $\alpha = 0$ ,  $\alpha_{kin}$ ,  $\alpha_{con}$  时,密度峰值  $\rho_{max}$  分别为 38. 83 kg·m<sup>-3</sup>、 29. 33 kg·m<sup>-3</sup>、26. 05 kg·m<sup>-3</sup>,此时体积粘性效应对聚焦点处密度峰值的影响分别减小了 24. 5%、32. 9%. 由此可见,体积粘性效应对环形激波聚焦的流场压力、温度和密度均产生了不可忽略的影响,其聚焦点处峰 值改变量分别超过 20%、10%、30%.

2.4 转动/振动模态下的体积粘性效应比较

第4期

在转动模态下,氮气为量热完全气体,其比热比 $\gamma = \text{const}$ ,则体积粘性系数 $\zeta$ 中的过渡函数 $g(T) = 0(见式(9));而在振动模态下,氮气为热完全气体,其比热比<math>\gamma = \gamma(T)$ 为温度函数,此时式(9)中的过渡函数如式(10)所示,该模态下的数值结果已在 2.3 节进行了定量分析.为比较两种模态下体积粘性效应的影响大小.图5给出了激波聚焦点处的压力、温度和密度随时间的变化情形.计算结果发现:在转动模态下,考虑体积粘性的结果与不考虑体积粘性( $\alpha = 0$ )的结果几乎完全相等,即转动模态下的体积粘性效应可以忽略不计,因此图5中未给出 $\alpha = 0$ 的数值结果;但从图5(a) – (c)可以明显看出,振动模态和转动模态下的体积粘性效应对激波聚焦的影响存在较大差异,由于在较高温条件下振动能已被激发,所以与转动模态相比,振动模态下的计算结果更接近实际的物理流动.



图 5 转动/振动模态下激波聚焦点的物理量随时间变化



为进一步分析转动和振动模态下体积粘性效应产生的差异原因 /图 6 给出了两种模态下剪切/体积粘性 系数在激波聚焦点处的变化情况. 左侧纵轴表示剪切粘性系数 µ 的绝对值 ,可以看出当激波先聚焦而后向外 扩散时,由于μ是温度的单调递增函数(见式(8))因而出现先陡然增加后缓慢减小的变化趋势,在转动模态(带方框的实线)和振动模态(带三角的实线)下其最大值均约为 $6 \times 10^{-5}$  Pa·s. 右侧两纵轴分别表示转动模态(带棱形的实线)和振动模态(带圆圈的实线)下的粘性系数之比  $\alpha_{con}$  ( $\alpha_{con} = \zeta_{con}/\mu$ 表示连续介质理论给出的粘性系数比,并基于该理论的计算结果加以阐释).从图中可以看出:在转动模态下 ,激波聚焦后粘性系数之比  $\alpha_{con} \approx 1$ ,即体积粘性系数  $\zeta$  与剪切粘性系数  $\mu$  量级相当 ,约为 $6 \times 10^{-5}$  Pa·s;而在振动模态下 粘性系数之比  $\alpha_{con} \approx 1.2 \times 10^{5}$ ,即在环形激波聚焦点处,体积粘性系数  $\zeta$  比剪切粘性系数  $\mu$  高出几个数量级.实际上,由式(14)和(16)分别可知:转动弛豫时间  $\tau_{rot}$ 是温度 T 的1次最高幂方,并单调递增;而振动弛豫时间  $\tau_{vib}$  随温度 T 呈指数衰减变化.因此,振动模态下的体积粘性系数  $\zeta$  是转动模态下的几百至几十万倍<sup>[11,27-28]</sup>,从而造成两种模态下体积粘性效应的巨大差异.另一方面,激波带来的强烈压缩也大大改变了气体微团的相对体积膨胀率  $\nabla$ •V,于是体积粘性应力  $\zeta$   $\nabla$ •V 对总应力  $\sigma_{xx}$ (见式(18))的贡献就显得不可忽略,这也进一步解释了图 2(b)中  $\zeta$   $\nabla$ •V 与热力学压力 p 处于同一数量级的原因.



图 6 转动/振动模态下激波聚焦点处的两种粘性系数: 左轴—剪切粘性系数 μ; 右轴—粘性系数比 α Fig. 6 Two viscosity coefficients at shock-wave focus in rotational and vibrational modes: Left axis—shear viscosity coefficient μ; Right axis—the ratio of viscosity coefficients α

### 3 结论

激波聚焦在工程技术领域存在诸多重要的理论和应用研究价值,气体在能量汇聚中心点附近会产生压 缩强烈、高温高压的狭小区域,该处会表现出较为显著的体积粘性效应.通过数值模拟二维环形激波聚焦的 体积粘性效应,数值结果表明:①在高温条件下,体积粘性对环形激波聚焦的影响是不可忽略的;②气体的体 积粘性使激波聚焦点附近的压力减小、温度增加、密度减小,且对聚焦点处物理参数的影响大小超过了 10%;③转动模态和振动模态下的体积粘性效应对环形激波聚焦的影响存在较大差异,而振动模态下聚焦点 处的体积粘性应力 $\zeta \nabla \cdot V$ 与热力学压力 p 可达同一数量级.

#### 参考文献

- [1] 滕宏辉 姜宗林 韩肇元.环形激波绕射、反射和聚焦的数值模拟研究 [J]. 力学学报, 2004, 36(1): 9-15.
- [2] 董刚 叶经方,范宝春. 激波聚焦反射的实验和数值研究 [J]. 高压物理学报 2006, 20(4): 359-364.
- [3] 何立明 荣康 曾昊 等. 激波聚焦及起爆爆震波的研究进展 [J]. 推进技术 2015 36(10):1441-1458.
- [4] TAKAYAMMA K, SAITO T. Shock wave/geophysical and medical applications [J]. Annual Review of Fluid Mechanics, 2004, 36: 347 - 379.
- [5] CHANCK. Collision of a shock wave with obstacles in a combustible mixture [J]. Combustion and Flame , 1995 , 100: 341 348.

[6] 王春 ,韩肇元 ,司徒明. 激波聚焦引燃可燃混合气体的实验研究 [J]. 推进技术 2004 25(1):78-81.

- [7] GRIFAND B E, KHOMOK S V, BARTENEV A M, et al. Detonation and deflagration initiation at the focusing of shock wave in combustible gaseous mixture [J]. Shock Waves, 2000, 10(3): 197-204.
- [8] 滕宏辉 涨德良 李辉煌 姜宗林. 用环形激波聚焦实现爆轰波直接起爆的数值模拟 [J]. 爆炸与冲击 2005 25(6): 512-518.
- [9] 吴望一. 流体力学(上册 [M]. 北京:北京大学出版社 ,1982.
- [10] LANDAU L D , LIFSHITZ E M. Fluid mechanics [M]. Beijing: Pergamon , 1959.
- [11] ZEL'DOVICH Y B, RAIZER Y P. Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamics phenomena [M]. New York: Academic, 1967.
- [12] CHAPMAN S, COWLING T G. The mathematical theory of non-uniform gases [M]. 3nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 1970.
- [13] WANG C, UHLENBECK G E. Transport phenomena in polyatomic gases [R]. Report No CM 681, 1951.
- [14] MONCHICK L, YUN K S, MASON E A. Formal kinetic theory of transport phenomena in polyatomic gas mixtures [J]. The Journal of Chemical Physics, 1963, 39(3): 654 - 669.
- [15] SHERMAN D S. A low-density wind-tunnel study of shock-wave structure and relaxation phenomena in gases [R]. NACA TN - 3298, 1955.
- [16] PRANGSMA G J, ALBERGA A H, BEENAKKER J J M. Ultrasonic determination of the volume viscosity of N<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub> and CD<sub>4</sub> between 77 and 300 K [J]. Physics, 1973, 64(2): 278 – 288.
- [17] ASH R L , ZIKERWAR A J , ZHENG Z Q. Second coefficient of viscosity in air [R]. NASA CR 187783 , 1991.
- [18] GRAVES R E, ARGROW B M. Bulk viscosity: Past to present [J]. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, 1999, 13 (3): 337 - 342.
- [19] DUKHIN A S, GOETZ P J. Bulk viscosity and compressibility measurement using acoustic spectroscopy [J]. The Journal of Chemical Physics, 2009, 130, 124519:1-13.
- [20] STOKES G G. On the theories of the internal friction of fluids in motion, and of the equilibrium and motion of elastic solids [J]. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1845, 8(22): 287-342
- [21] ELIZAROVA T G, KHOKHLOV A A, MONTERO S. Numerical simulation of shock wave structure in nitrogen [J]. Physics of Fluids, 2007, 19, 068102.
- [22] CHIKITKIN A V, ROGOV B V, RIRSKY G A, et al. Effect of bulk viscosity in supersonic flow past spacecraft [J]. Applied Numerical Mathematics, 2015, 93: 47-60.
- [23] BAHMANI F, CRAMER M S. Suppression of shock-induced separation in fluids having large bulk viscosities [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2014, 756: 1-10.
- [24] BILLET G, GIOVANGIGLI V, GASSOWSKI G D. Impact of volume viscosity on a shock/hydrogen bubble interaction [R]. Ecole Polytechnique Centre de Mathématiques Appliquées, 2007, UMR CNRS – 7641.
- [25] FRU G, JANIGA G, THEVENIN D. Impact of volume viscosity on the structure of turbulent premixed flames in the thin reaction zone regime [J]. Flow Turbulence Combust, 2012, 88:451-478.
- [26] 李馨东,胡宗民,姜宗林.可压缩流体体积黏性的连续介质理论[J].中国科学:物理学力学天文学,2016,46(3): 034701.
- [27] LI Xindong, HU Zongmin, JIANG Zonglin. Continuum perspective of bulk viscosity in compressible fluids [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2017 812(1): 966 - 990.
- [28] 李馨东. 可压缩流动体积粘性的连续介质理论及其数值研究 [D]. 北京: 中国科学院大学, 2016.
- [29] ANDERSON J D. Hypersonic and high-temperature gas dynamics [M]. 2nd ed. AIAA , 2006.
- [30] 童秉纲,孔祥言,邓国华. 气体动力学[M]. 第2版. 北京:高等教育出版社,2012.
- [31] PARKER J G. Rotational and vibrational relaxation in diatomic gases [J]. Physics of Fluids , 1959 , 2(4): 499-462.
- [32] VINCENTI W G, KRUGER G H. Introduction to physical gas dynamics [M]. Krieger, 1965.
- [33] LI Xindong, HU Zongmin, ZHANG Deliang, et al. A new flux splitting method based on AUSM scheme [J]. Chinese Journal of Computational Physics, 2015, 32(1): 1-12.

## Numerical Investigation of Bulk Viscosity Effect on Two-dimensional Toroidal Shock Wave Focusing

LI Xindong<sup>1</sup>, ZHAO Yingkui<sup>1</sup>, OUYANG Biyao<sup>1</sup>, HU Zongmin<sup>2</sup>, JIANG Zonglin<sup>2</sup>

(1. Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China;

2. Institute of Mechanics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100190 , China)

**Abstract:** With kinetic and continuum theories of bulk viscosity coefficient, bulk-viscosity effect on two-dimensional toroidal shock-wave focus (Mach number Ma = 2.0) is studied numerically. It shows that bulk-viscosity effect on toroidal shock-wave focusing is not negligible for perfect gases. Due to bulk viscous effect in compressible flows, pressure, temperature and density at the central focus perform 20% reduction, 10% increase and 30% reduction, respectively. Compared with rotational mode, shock wave focusing present obvious bulk-viscosity effect in vibrational mode, since bulk viscous stress has same order of magnitude with thermodynamic pressure. **Key words:** compressible flow; thermally perfect gas; bulk viscosity effect; shock-wave focus

**Received date**: 2016 – 11 – 14; **Revised date**: 2016 – 12 – 18