

文章编号:0258-1825(2009)增刊-0056-07

准爆轰波传播机理的探索研究

刘云峰, 姜宗林

(中国科学院高温气体动力学重点实验室, 中国科学院力学研究所, 北京 100190)

摘要:本文分析了准爆轰波的传播过程与物理机制, 提出了一个全新的准爆轰波物理模型, 开展了理论分析与数值模拟研究。在该物理模型中考虑了超声速流动化学反应放热造成的动量损失, 计算结果表明准爆轰波发展过程是热壅塞的。计算与实验结果的定性吻合表明了本文提出的理论模型是正确的, 获得的计算结果是合理的, 对于准爆轰波物理机理的讨论是有重要意义的。

关键词:爆轰波; 准爆轰波; 热壅塞; 数值模拟; 化学反应流动

中图分类号: O382

文献标志码: A

0 引言

经典的气体动力学理论表明对于稳定传播的爆轰波, 其传播速度只有一个, 那就是理论的 CJ 解。但是, 人们在大量的实验中却观察了另一类准稳态传播的爆轰波, 其传播速度大约是 CJ 值的一半, 被称作准爆轰波, 是经典爆轰波理论所无法描述的物理现象。Dupre 等人^[1]最先在实验中观察到了从爆轰波到准爆轰波的退化现象。接下来的很多实验结果都表明, 准爆轰波是一类普遍存在的物理现象, 其最大传播速度为 CJ 爆轰波传播速度的 50% - 60%, 而且从爆轰波到准爆轰波的退化过程是突变的^[2-7]。尽管在大多数实验中准爆轰波是在具有障碍物的爆轰管中观察到的, 但是一旦形成, 同样可以在光滑爆轰管中传播相当长的距离, 而且传播过程与爆轰波的多波结构无关, 即其传播行为具有准一维的特性^[7]。

个区: 即、定义为 0 区的前导激波前面的流场, 前导激波与火焰面之间的 1 区和火焰面后面的 2 区。火焰面和前导激波的传播速度是相同的, 使准爆轰波能保持稳定状态。准爆轰波与 CJ 爆轰波的不同在于 CJ 爆轰波的前导激波和火焰面是耦合的, 因此只有两个区。而准爆轰波虽然也是由一个前导激波和一个紧随其后的化学反应放热面构成, 但是前导激波和放热面是解耦的, 其间距要比 CJ 爆轰波的诱导区宽得多。

Wagner^[8]根据其实验纹影照片指出: 稳定传播的准爆轰波面轨迹和燃烧后气体产物中的 C+ 特征线是平行的, 其传播速度与燃烧产物的声速非常接近, 这说明 2 区的气体速度是非常低的。Lee^[9]根据这一结果推断该区域可能是热壅塞的。由此可以推论: 热力学参数在准爆轰波的传播过程中起决定性作用, 原因是声速仅仅与气体温度有关。Oppenheim^[10]和 Shchelkin 等人^[11]的研究进一步表明准爆轰波包含两个间断面, 而 CJ 爆轰波只有一个间断面。Oppenheim^[10]假设准爆轰波也是 CJ 型的, 在此基础上推导了准爆轰波面下游的热力学状态, 并称之为 Q-曲线。Shchelkin 和 Troshin^[11]应用相应的兰金-雨贡纽关系式来分别描述这两个间断面的传播, 并称之为“一般化的兰金-雨贡纽曲线”。很显然, 准爆轰波前后的状态变化并不严格遵循兰金-雨贡纽关系式, 这也是它无法应用 CJ 理论来解释的原因。

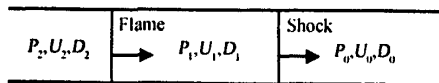


图1 准爆轰波结构示意图

Fig. 1 Schematic of quasi-detonation structure

根据已有的研究结果, 图 1 表示了准爆轰波的流场结构示意图^[7]。从图 1 可见准爆轰波结构包括三

* 收稿日期: 2008-05-31; 修订日期: 2009-01-26.

基金项目: 国家自然科学基金(90205027, 10632090)资助.

作者简介: 刘云峰(1971-), 男, 高级工程师, 从事激波与爆轰物理研究.

令人非常困惑的问题是对同样的反应物,准爆轰波的传播速度只有CJ速度的一半左右,由于CJ爆轰速度与反应物比放热量的平方根成正比,这意味着将近75%的化学能失踪了。因此考虑能量转换模式,对于探讨准爆轰波的传播机理是最基本的。Edwards等人^[12]最初认为速度的降低是由实验设备的散热造成的。Chue^[13]讨论了两种可能的能量损失方式:第一种方式是由大温差导致的爆轰波面向环境的散热损失,但是他认为从燃烧气体向管壁传热的时间特征尺度比爆轰波传播的时间特征尺度大几个数量级,这部分热量损失是可以忽略的;第二种能量损失方式是由粗糙管壁引起的湍流造成的,而湍动能是不能用来驱动爆轰波传播的,因此这部分能量被“冻结”了。但是他进一步的分析指出爆轰速度与化学放热量的平方根成正比,对这一小部分能量是不敏感的。因此,他的结论是准爆轰波中化学能的损失不是由系统散热造成的。

朱雨建等人^[7]对准爆轰波进行了实验观察和理论分析,发现1区的热力学参数并不是前导激波后的热力学参数,受0区和2区气体状态的共同影响。理论分析表明准爆轰波不是CJ解,而是位于反应物的等容燃烧解附近。他们还设计了专门的实验来研究准爆轰波的传播机理,认为准爆轰波是稀疏波减弱过程和化学反应放热导致的激波增强过程二者相互竞争的结果,并且还在实验中观测到了滞留于火焰尾部并随时间迅速消失的高密度区。为了建立数学物理模型,Gordon等人^[14]认为准爆轰波速度的降低是因为在粗糙管道内存在障碍物阻力,因此他们在动量方程的源项中引入了阻力函数,用来进行准爆轰波研究。但是他们的模型虽然非常复杂,但只能模拟个别参数,不具有普遍性的意义。除了波速降低,另一个重要问题是到目前为止还无法解释为什么从爆轰波到准爆轰波的退化(或逆过程)是突变的。所以人们对准爆轰波现象的特点虽然具有一定的认识,但对准爆轰波的传播机理还完全不清楚。

我们认为,爆轰波传播过程中的化学反应放热本质上等同于加热管流问题。化学放热导致流场性质发生变化,在特定的条件下会引起热壅塞,诱导了准爆轰现象的发生。从理论上分析准爆轰过程是否热壅塞、热壅塞后如何导致流场发生变化、以及现有的控制方程是否适合对热壅塞过程进行数值模拟是本文的研究思路,并由此探索从爆轰波到准爆轰波退化

的机理。

1 物理过程分析

首先应用等截面均匀加热管流来分析爆轰波的热壅塞过程。图2是等截面均匀加热管流的示意图,坐标系建立在加热区上,即图中表示加热区的阴影部分是固定不动的。加热前气流的热力学状态为1,气体穿过加热区后,其热力学状态变为2,加热区的厚度可以忽略。对于爆轰波来讲,该加热区等同于化学反应放热区。

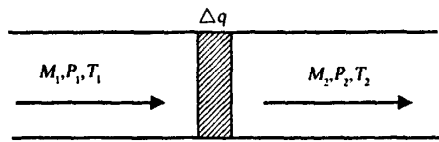


图2 等截面均匀加热管流

Fig. 2 Schematic of tube flows with heat addition

对于图2所示的加热系统,理论上存在一个最大的允许加热量。如果实际化学反应放热量大于理论最大加热量,将导致系统热壅塞。公式(1)给出了系统的最大加热量与来流总焓的比值^[15]和来流马赫数 M_1 的关系,其变化趋势绘制在图3中。从图3中可以看出:在等截面管流中,加热使亚声速气流加速,但最大只能到达声速,即 $M_2 = 1$ 。加热使超声速气流减速,但最小也只能到达声速。在亚声速区,最大加热量同来流总焓的比值随马赫数的增加而迅速下降,而在超声速区则缓慢上升。静止系统的最大加热量是无穷大,而在声速区的最大加热量是零。

$$\frac{(\Delta q)_{\max}}{c_p T_{01}} = \left[\frac{1 + \gamma M_1^2}{(1 + \gamma) M_1} \right]^2 \left[\frac{1 + \gamma}{2 + (\gamma - 1) M_1^2} \right] - 1 \quad (1)$$

由于CJ爆轰产物相对于爆轰波面的传播速度等于声速,可以认为CJ爆轰波是临界热壅塞的,即化学反应放热量等于系统所允许的最大加热量,这一点可以通过理论分析来证明。例如,对满足当量比的氢气/空气混合气体,分子量是 $R = 368.9 \text{ J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})$,比热比是 $\gamma = 1.29$,定压比热是 $C_p = 1640 \text{ J} \cdot (\text{kg} \cdot \text{K})$,气体初始温度是 300 K ,则CJ爆轰波的传播速度是 $D_{CJ} = 1950 \text{ m/s}$,马赫数是 $M_1 = 4.8$,气体的总焓是 $C_p T_{01} = 2.8 \times 10^6 \text{ J/kg}$ 。由公式(1)计算得到的该马赫数下系统的最大加热量与来流总焓的比值是1.0,则系统的最大加热量就是 $\Delta q_{\max} = 2.8 \times 10^6 \text{ J/kg}$ 。经典的一步爆轰反应模型给出的混合物化学反应比放热量是 q

$= 2.72 \times 10^6 \text{ J/kg}^{[16]}$, 考虑到分析中存在的误差, 可以认为 CJ 爆轰波是临界热壅塞的。

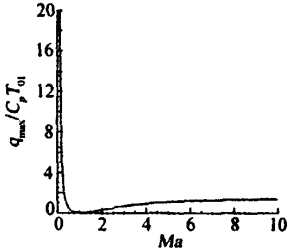


图3 最大加热量与来流总焓比值与马赫数的关系

Fig.3 Maximum heat admision at different Mach numbers

而对于同样的系统, 实验结果表明准爆轰波的传播速度大约为 $D_{\text{quasi}} = 1050 \text{ m/s}$, 马赫数是 $M_1 = 2.7$ 。假设图 1 所示 1 区的热力学状态就是前导激波的波后流场状态, 那么根据正激波理论, 1 区的气体总温是 $T_{01} = 777 \text{ K}$, 总焓是 $C_p T_{01} = 1.2 \times 10^6 \text{ J/kg}$, 1 区的相对流动马赫数是 $M'_1 = 0.5$ 。用公式(1)算出的该马赫数下系统的最大加热量与气体总焓的比值是 0.47, 那么最大加热量为 $\Delta q_{\text{max}} = 0.56 \times 10^6 \text{ J/kg}$, 远远小于化学反应的比放热量, 可见准爆轰波是热壅塞的, 1 区气体的热力学参数绝对不应该是前导激波的波后流场参数。

由此可以推论: 对于准爆轰波, 当前导激波和放热面完全解耦后, 由于实际加热量大于系统所允许的最大加热量, 这时流场将发生热壅塞, 突变性地自我调整流动状态, 即在放热面前产生正激波, 使波后气体变为亚声速, 以此来增大系统的最大加热量, 满足等截面均匀加热管流的吸热条件。为了模拟这一流场调整过程, 我们假设一旦热壅塞发生后, 流场将重新调整到一个新的平衡状态, 在该平衡状态下, 系统的最大加热量刚好等于化学反应放热量, 这一过程要消耗大量的系统动能。根据这一基本思想, 本文下一章节将描述这一过程物理模型的建立, 并对准爆轰波进行数值模拟研究。

2 控制方程和计算条件

由于粘性和扩散效应对爆轰波研究的影响非常小, 可以被忽略, 那么爆轰波的物理现象是由 Euler 方程附加适当化学反应放热源项控制的。如果对源项采用了一步不可逆的 Arrhenius 公式, 爆轰波的一维控制方程如下:

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial x} = S \quad (2)$$

$$U = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho e \\ \rho Z \end{pmatrix}, F = \begin{pmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ (\rho e + p)u \\ \rho u Z \end{pmatrix}, S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega} \end{pmatrix} \quad (3)$$

其中, ρ, u, e 和 Z 分别表示密度、速度、总能、和化学反应进行度参数(或反应物的质量分数)。对一步不可逆的化学反应模型, 爆轰产物的质量生成率 $\dot{\omega}$ 为:

$$\dot{\omega} = -K\rho Z \exp(-E_a/RT) \quad (4)$$

其中, K 是指前系数, T 是温度, E_a 是活化能, R 是气体常数。开展爆轰波计算模拟时, 传统的热力学状态方程是:

$$e = \frac{p}{(\gamma-1)\rho} + u^2/2 + Zq = \text{constant} \quad (5)$$

其中, γ 是比热比, q 是单位质量反应物放出的热量。公式(5)中的三项分别表示系统的内能、动能和化学能, 三者的和是守恒的。

假定爆轰系统能量转换过程如下: 即化学反应放出的热量首先完全转化成系统的内能, 而后由内能驱动气体运动, 总能量在系统动能和内能之间分配, 并相互转换。

根据本文上一章节中对准爆轰波物理过程的分析, 可以认为在流场调整过程中要消耗一定的动能, 降低了对先导激波的驱动能力, 因此对准爆轰波, 其热力学状态方程应该修正如下:

$$e = \frac{p}{(\gamma-1)\rho} + u^2/2 + Zq + \phi = \text{constant} \quad (6)$$

其中, ϕ 就表示在流场调整中消耗掉的动能。可以进一步假设这部分消耗的能量与气体的动能成正比, 即:

$$\phi = cu^2/2 \quad (7)$$

经过合并后, 能量守恒方程(6)能够重新表示成下面的形式:

$$p = (\gamma-1)\rho[e - Cu^2/2 - Zq] \quad (8)$$

其中, C 是一个未知系数, 对于 CJ 爆轰波来讲, $C = 1$; 对于准爆轰波, 它代表了反应热相对动能的耗散比例。这样我们就构造了一个能够用于模拟准爆轰波或热壅塞加热流动的控制方程。通过改变耗散参数 C , 能够对准爆轰波进行数值模拟, 研究这部分能量对爆轰波运动的影响。

计算域是一直爆轰管,左端封闭,右端开口,爆轰管的长度是 0.5m。爆轰管内充满了当量比氢气/空气混合气体,初始压力是 1atm,温度是 300K,气体是静止的。在闭口端用高温高压气体起爆,流场通过一系列调整后达到稳定的准爆轰波状态。控制方程中的物理参数为^[16]:

$$\left. \begin{aligned} Z &= 1.0 \\ \gamma &= 1.290 \\ R &= 368.9\text{J}(\text{kg} \cdot \text{K}) \\ q &= 2.720 \times 10^6 \text{J/kg} \\ E_a &= 4.794 \times 10^6 \text{J/kg} \\ K &= 7.5 \times 10^9 \text{s}^{-1} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

采用 ENO 格式^[17]离散对流项,对矢量通量应用 Steger - Warming^[18]分解,时间方向采用三阶的 TVD Runge - Kutta 法。均匀网格长度是 $dx = 0.1\text{mm}$,在闭口端采用镜面反射壁面条件。

3 结果与讨论

通过改变耗散系数,文本数值模拟了 CJ 爆轰的蜕变现象,用来考察耗散能量对准爆轰波传播速度的影响。图 4 给出了准爆轰波的传播速度与耗散系数 C 的关系曲线,其中 C 从 1.0 变化到 3.0。

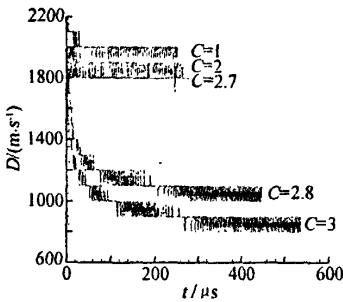


图 4 准爆轰波的传播速度与耗散系数 C 的关系
Fig. 4 Quasi - detonation speed variations as the energy dissipation function C varies

从图 4 可以看出,当 $C = 1.0$ 时,准爆轰波的传播速度就是理论的 CJ 爆速;当 $1.0 < C \leq 2.7$ 时,准爆轰波的速度同 CJ 爆速非常接近,最大差别也只有 6%。Chao 等人^[6]对在当量比氢气/空气混合气中传播的爆轰波进行实验研究时,也确实发现了这种大约以 90% CJ 爆速传播的爆轰波,他们称该速度为“sub - CJ”爆速,即亚 CJ 爆轰。继续增加 C 值,当 $C = 2.8$

时,爆轰波的传播速度突然下降,最后稳定在 1050m/s 左右,此刻的马赫数是 $Ma = 2.78$ 。这个爆轰速度值恰好是 CJ 爆速的一半左右,也就是实验中所观测到的准爆轰波传播速度。可见 $C = 2.8$ 是一个临界值,这时候会发生爆轰波到准爆轰波突变性的退化过程。

图 5 绘出了当耗散系数取三个不同的值,但是都满足 $C \leq 2.7$ 条件,在同一时刻的三条压力曲线。这些曲线与 CJ 爆轰波的压力曲线有着非常相似的特征,都是爆轰波后面紧随稀疏波,速度为零的点都近似在 CJ 爆轰波面到闭口端的中间位置。爆轰波面和闭口端的压力值也都基本等于 CJ 爆轰波的压力值。但是,由于亚 CJ 爆轰的传播速度比 CJ 爆轰波要慢,在相同时刻它们的爆轰波面都在 CJ 爆轰波面的后面,这也说明亚 CJ 爆轰后面的稀疏波比 CJ 爆轰波后面的稀疏波要更强一些。

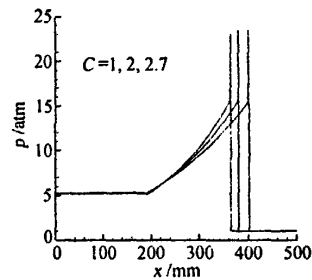


图 5 准爆轰波的压力曲线,
 C 值从右到左分别是 1.0, 2.0 和 2.7

Fig. 5 Pressure profiles of quasi - detonation with function C from 1.0, 2.0 to 2.7, from right to left

图 6 给出了 $C = 2.8$ 时准爆轰波的压力曲线,与图 5 比较可以看到该算例的压力曲线与 CJ 爆轰波的压力曲线有很大差异。首先,稀疏波区非常短,靠近准爆轰波面,而不是像 CJ 爆轰波那样延伸到传播距离的中间位置。其次,准爆轰波面的静压及其波后的压力分布比 CJ 爆轰低很多。例如,准爆轰波面的压力值只有 9atm,而 CJ 爆轰波面上的压力值却是 25atm。进一步分析可知准爆轰波面 9atm 的压力值恰好等于马赫数为 2.78 的正激波后的压力。这些差异表明准爆轰波与 CJ 爆轰波相比有着不同的气动特征,也预示着二者一定有着不同的传播机理和规律。

为了做进一步分析,图 7 给出了准爆轰波温度和反应进行度 Z 的分布,其中 Z 从 1 变到 0 的位置表明了火焰面的尺度。从图可见准爆轰波结构包括了一个前导激波和一个反应放热带,但是前导激波的强度

比较弱,而且前导激波和火焰面之间的距离比较宽。在准爆轰波稳定传播过程中,二者之间的距离是保持不变的。这里存在着两个间断:前导激波和火焰面,这与关于准爆轰波具有双间断结构的结论是一致的^[10]。从温度曲线上可以看到准爆轰波还有一个特点,即前导激波后面的气体温度先升高、后降低。1区内的温度变得很低,不等于前导激波所诱导的流场参数,这与文献[7]的理论分析结果是一致的。

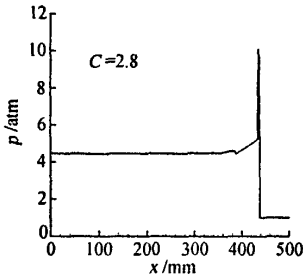


图6 $C=2.8$ 时准爆轰波的压力曲线

Fig. 6 Pressure profile of quasi-detonation with $C=2.8$

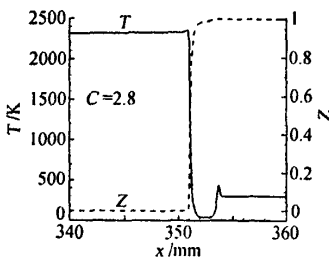


图7 $C=2.8$ 时准爆轰波的温度和反应进行度参数曲线

Fig. 7 Temperature and reaction parameter Z profiles of quasi-detonation with $C=2.8$

图8给出了对应图7的密度曲线,该结果表明1区内存在一个高密度区,与图7的低温区是相对应的,这与实验观察到的“高密度区”现象是吻合的^[7]。

图9给出了流场的速度和声速分布,由图可以看出,火焰面后燃烧产物的声速为1000m/s,气体速度是200m/s;而前导激波后面的声速100m/s,气体速度1100m/s。这一结果表明:火焰面的传播速度与当地声速非常接近,同Wagner^[8]在实验中发现的准爆轰波面的轨迹与燃烧后气体产物中的 $C+$ 特征线平行的现象是吻合的。

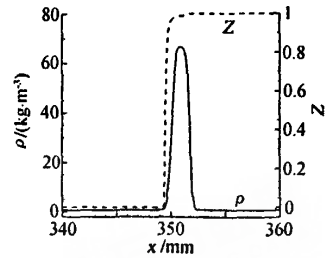


图8 $C=2.8$ 时准爆轰波的密度和反应进行度参数曲线

Fig. 8 Density and reaction parameter Z profiles of quasi-detonation with $C=2.8$

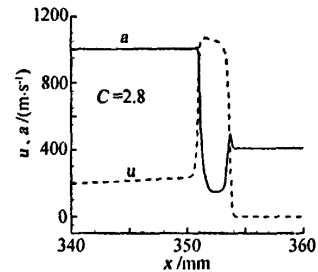


图9 $C=2.8$ 时准爆轰波的气体速度和声速曲线

Fig. 9 Velocity and sound speed profiles of quasi-detonation with $C=2.8$

图10是在图2所示的坐标系里,气体相对于准爆轰波的马赫数分布曲线。从图10可以看出,0区的马赫数是2.78,属于超声速流动;经过前导激波后,1区变成了亚声速区,火焰面的当地相对马赫数小于0.1,相当于在静止气体中燃烧。根据公式(1),这时系统的最大加热量是趋于无穷大的。燃烧使亚声速气体加速,燃烧产物的相对马赫数最后增加到 $M_2=1.0$ 。根据这种流场变化可以认为:前导激波为系统高加热速率提供了条件;高强度放热在2区的流动条件下支撑了以近声速传播的燃烧面的运动;燃烧面就像一个活塞,维持前导激波以一个稳定的速度传播。流场通过这种调整,使得前导激波、化学反应区、系统放热量匹配,形成了可以自持的准爆轰波。这一结果与本文的理论分析一致,验证了本文对物理方程的修正合理的、有物理意义的。

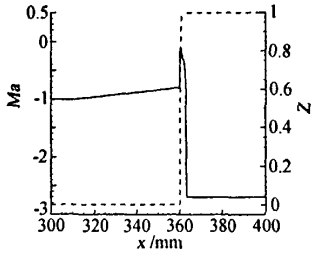


图 10 $C = 2.8$ 时准爆衰波的气体相对马赫数

Fig. 10 Relative Mach number and reaction parameter Z profiles of quasi-detonation with C of 2.8

4 结 论

本文通过理论分析和计算模拟首次证明了准爆衰波过程是热壅塞的,即化学反应放出的热量大于系统的最大吸热量。热壅塞导致了流场结构变化,导致了前导激波、化学反应区和系统吸热量的重新匹配,使流场调整到一个新的稳定状态,即准爆衰波状态。考虑热壅塞导致的系统动能损失,本文提出了一个适用于准爆衰波模拟的物理模型,使得超燃放热造成的动能损失能够按照当地气体动能以正比关系计算。本文对准爆衰波进行的一维数值模拟研究表明:计算结果在多个气动热力学参数和物理特征方面都与实验结果定性吻合,这验证了本文所讨论的准爆衰波机理、传播机制和提出的物理模型是合理的。

致 谢

本研究得到了国家自然科学基金 90205027 和 10632090 的资助,并谨以此文献给俞鸿儒先生的八十年华诞。作者衷心感谢俞先生给予的指导和国家自然科学基金的支持。

参 考 文 献:

[1] DUPRE G, PERALDI O, LEE J H S, KNYSTAUTAS R. Propagation of detonation waves in an acoustic absorbing walled tube[J]. *Progr. Astronaut. Aeronaut.*, 1988, 114:248-263

[2] LEE J H S, KNYSTAUTAS R, CHAN C K. Turbulent flame propagation in obstacle filled tubes [J]. *Proc. Combust. Inst.*, 1985, 20:1663-1672

[3] TEODORCZYK A and LEE J H S. Detonation attenuation by

foams and wire meshes linking the walls [J]. *Shock Waves*, 1995, 4:225-236

- [4] RADULESCU M I and LEE J H S. The failure mechanism of gaseous detonations; experiments in porous wall tubes [J]. *Combust. Flame*, 2002, 131:29-46
- [5] CHUE R S, LEE J H S, SCARINCI T, POPYRIN A and KNYSTAUTAS R. Transition from fast deflagration to detonation under the influence of wall obstacles [J]. *Progr. Astronaut. Aeronaut.*, 1993, 153:270-282
- [6] CHAO J and LEE J H S. The propagation mechanism of high speed turbulent deflagrations [J]. *Shock Waves*, 2003, 12:277-289
- [7] 朱雨建, 杨基明, LEE J H S. 爆轰波透射孔栅形成的高速爆燃波的结构和行为 [J]. *爆炸与冲击*, 2008, 28(2):98-104. ZHU Yu-jian, YANG Ji-ming, LEE J. H. S. Structure and behavior of the high-speed deflagration generated by a detonation wave passing through a perforated plate [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2008, 28(2):98-104.
- [8] WAGNER H G. Some experiments about flame acceleration [A]. Proceedings of first International Specialist Meeting on Fuel-Air Explosions [C]. Montreal, 1982, p. 77-99
- [9] LEE J H S. The propagation of turbulent flames and detonations in tubes, advances in chemical reaction dynamics [M]. 1986, edited by P. M. Rentzepis and C. Capellos, p. 346-387
- [10] OPPENHEIM A K. Gasdynamic analysis of the development of gaseous detonation and its hydraulic analogy [A]. Proc. of Fourth Symp. (Intl.) on Combustion [C]. Baltimore, 1953, p. 471-480
- [11] SHCHELKIN K I and TROSHIN Y K. Gasdynamics of combustion [M]. Izdatelstvo Akademii Nauk USSR, Moscow. English Translation in NASA TT F-231, 1964.
- [12] EDWARD D H et al. The quasi-steady regime in critical initiated detonation waves [J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1978, 11:2103-2217
- [13] CHUE R S. High speed deflagration and its transition to detonation [D]. [PhD Thesis], McGill University, 1993
- [14] GORDON P V and SIVASHINSKY G I. Pressure diffusivity and low-velocity detonation [J]. *Combust. Flame*, 2004, 136:440-444
- [15] 童秉纲, 孔祥言, 邓国华. 气体动力学 [M], 高等教育出版社, 1996, p. 104
- [16] MA F, CHOI Y J and YANG V. Thrust chamber dynamics and propulsive performance of single-tube pulse detonation engines [J]. *J. Propul. Power*, 2005, 21:512-526
- [17] SHU C W and OSHER S. Efficient implementation of essen-

- tially non - oscillatory shock capturing schemes II [J], *J. Comput. Phys.*, 1989, 83: 32 - 78
- [18] STEGER J L and WARMING R F. Flux vector splitting of the inviscid gasdynamic equations with application to finite difference methods[J]. *J. Comput. Phys.*, 1981, 40: 263 - 293

Preliminary study on the mechanism of quasi - detonation propagation

LIU Yun - feng, JIANG Zong - lin

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100190, China*)

Abstract: In this paper, mechanisms of quasi - detonation propagation were theoretically discussed, a new physical model was proposed for the governing equations of quasi - detonations, and one - dimensional numerical simulations were conducted to demonstrate the quasi - detonation phenomenon. In the new physical model, the kinetic energy loss caused by supersonic combustion was considered, as a result, numerical results show that the thermal choking exists in quasi - detonations, and the observable characteristics of quasi - detonations agree well with the previous experimental observations and theoretical analysis. In conclusion, the quasi - detonation model is physically correct, numerical results are reasonable and the study is of fundamental importance for the quasi - detonations research.

Key words: detonation; quasi - detonation; thermal choking; numerical simulation