CSTAM 2008-0023

含激波燃烧中的化学反应自激振荡机制

王春，姜宗林，韩肇元

中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室

中国科学院高超声速科技中心

中国科学技术大学近代力学系

第一届高超声速科技学术会议

2008 年 12 月 28-30 日 云南·丽江

Copyright © 2007 版权所有 中国力学学会

地址: 北京市北四环西路 15 号 邮政编码:100190 Address: No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190

含激波燃烧中的化学反应自激振荡机制

王春，姜宗林，韩肇元

（中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室，北京市北四环西路 15 号，100190）

（中国科学院高超声速科技中心，北京市北四环西路 15 号，100190）

（中国科学技术大学近代力学系，安徽，合肥，230026）

摘要 在超燃室燃烧过程中，通常包含着燃料混合、湍流燃烧、激波和边界层流动等多种物理现象的复杂相互作用。本文探讨了超声速燃烧室中，一类由化学反应热释放与激波相互作用导致的流动自激振荡机制。借鉴激波动力学分析方法，本文将 Witham 方法推广至化学反应流动的情况，获得了一个描述激波和化学反应热释放相互作用的非线性振荡器模型。振荡器由前导激波和燃烧放热后的声速面所确定，其振荡行为受到化学反应所控制，声速面附近区域的化学反应行为对振荡行为有重要的影响。

关键词 氢超声速燃烧，燃烧振荡 ，化学反应不稳定 ，激波动力学

引　　言

在超燃室燃烧过程中，通常包含着燃料混合、湍流燃烧、激波和边界层流动等多种物理现象的复杂相互作用。已有的实验研究结果显示，这些复杂现象的相互作用在超燃室中形成复杂的流动现象，并导致燃烧振荡现象的发生[1-4]。

一般而言，超声速燃烧室中的燃烧振荡对于超燃发动机性能的影响是负面的。超燃室中的燃烧振荡现象会导致燃烧室流动的畸变，并导致严重的燃烧室总压损失。超燃室中的燃烧振荡形成的强压力脉冲通过边界层向上游传播，影响超燃发动机隔离段和进气道中的流态，进而影响超燃冲压发动机的总体和推进性能。基于上述原因，探讨超声速燃烧过程中的燃烧振荡机制具有重要的意义，对这一现象基本作用机制的认识可以帮助我们寻找更为有效的方法来组织超声速气流中燃料的混合和燃烧，来改善超燃室燃烧性能，为提高超燃冲压发动机的推力提供基本的技术支持。

实际上，精确地分析超声速燃烧室中各种复杂因素的相互作用现象和机制是非常困难的，因此探讨那些作用起主导的作用是必要的，在超燃发动机的实际分析中也是有借鉴意义的。从研究结果来看，目前将超声速燃烧室中的燃烧振荡机制的分析主要归结为燃烧室中的声学共振现象，特别是针对凹腔火焰稳定器中的自激振荡现象，有较多的文献研究来探讨超声速气流中凹腔中形成的声学共振机制。

本文探讨超声速燃烧中，一类由化学反应热释放与激波相互作用导致的流动自激振荡现象及其作用机制。超声速燃烧中对单纯由激波与燃烧相互作用引起的燃烧振荡机制的研究结果较少，这是由于燃料的混合、湍流燃烧以及激波和边界层相互作用现象等问题在超声速燃烧研究中占据了主要的地位，大量的研究结果用于考察这些作用对超声速燃烧性能的影响。对激波和燃烧相互作用现象研究主要集中于高超声速绕流和爆轰物理中[5-7]。本文的出发点是不考虑混合、湍流等因素影响，来探讨超燃室中单纯由激波与燃烧相互作用可能导致的流动自激振荡行为。在实际中，上述各种因素的相互作用通常强烈地耦合在一起，难以对某种单一的机制进行分析。

1 基本物理假设

我们注意到，如果超燃发动机中不存在边界层或障碍物和凹腔等复杂结构时，燃烧室中为纯粹的超声速流动，燃烧振荡不可能发生，因为此时所有的流动均由上游流动来决定。燃烧室中燃烧振荡形成的基本条件是存在着亚声速流动，则燃烧形成的压力脉冲可能通过亚声速流动区域影响上游。

考虑到上述条件，本文讨论激波与燃烧相互作用现象的基本假设为：超燃室中局部或部分区域中存在着亚声速燃烧和跨声速流动（典型的区域为边界层和壁面凹槽附近的流动中），

亚声速燃烧通过燃烧放热或与超声速的动量交换达到声速。在上述基本假设条件下，本文的结论仅适用于这些局部区域的流动分析。事实上，超声速燃烧室中的燃烧振荡主要其作用于这些亚声速流动区域。

上述问题可以简化为一个激波与燃烧相互作用的基本物理模型，即激波诱导燃烧形成的流动加速过程。基本控制方程为无粘含化学反应欧拉方程。

2 含化学反应欧拉方程和化学反应流动特征线方程

考虑单步化学反应模型，无粘含化学反应欧拉方程可以写为：

$$\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix}\rho\\ \rho u\\ \rho v\\ \rho E\\ \rho\lambda\end{bmatrix}+\frac{\partial}{\partial x}\begin{bmatrix}\rho u\\ \rho u^2+p\\ \rho uv\\ (\rho E+p)u\\ \rho\lambda u\end{bmatrix}+\frac{\partial}{\partial y}\begin{bmatrix}\rho v\\ \rho uv\\ \rho v^2+p\\ (\rho E+p)v\\ \rho\lambda v\end{bmatrix}=\begin{bmatrix}0\\0\\0\\0\\ \rho S\end{bmatrix} \tag{1}$$

其中ρ为可燃混合气体密度，u和v分别为x和y方向上的速度，p为气体压力，λ为反应进程度。

E定义为总包反应的总能量，并满足如下的关系式：

$$E=\frac{p}{(\gamma-1)\rho}+\frac{1}{2}(u^2+v^2)+(1-\lambda)Q \tag{2}$$

其中γ为绝热指数，Q为化学反应生成热。S为化学反应源项，考虑单步不可逆化学反应，按照如下阿累尼乌斯公式进行计算：

$$S=(1-\lambda)\cdot k_f\cdot e^{E_a/R_oT} \tag{3}$$

上式中E_a为反应的活化能，R_O为通用气体常数，T为气体温度。K_f为化学反应速率系数。

对于理想气体，气体温度T、压力p和密度ρ满足理想气体状态方程：

$$p=\rho RT \tag{4}$$

方程(1)可以进一步写为如下的形式：

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\rho}{\partial t}+u\dfrac{\partial\rho}{\partial x}+\rho\dfrac{\partial u}{\partial x}=0\\ \dfrac{\partial u}{\partial t}+u\dfrac{\partial u}{\partial x}+\dfrac{1}{\rho}\dfrac{\partial p}{\partial x}=0\\ \dfrac{\partial p}{\partial t}+u\dfrac{\partial p}{\partial x}+\gamma p\dfrac{\partial u}{\partial x}=(\gamma-1)QS\end{cases} \tag{5}$$

定义当地声速$a=\sqrt{\gamma p/\rho}$，令方程(5.3)+a×(5.2)和(5.3)-a×(5.2)，可以得到：

$$\begin{cases}[\dfrac{\partial p}{\partial t}+(u+a)\dfrac{\partial p}{\partial x}]+\rho a[\dfrac{\partial u}{\partial t}+(u+a)\dfrac{\partial u}{\partial x}]=(\gamma-1)QS\\ [\dfrac{\partial p}{\partial t}+(u-a)\dfrac{\partial p}{\partial x}]+\rho a[(\dfrac{\partial u}{\partial t}+(u-a)\dfrac{\partial u}{\partial x})]=(\gamma-1)QS\end{cases} \tag{6}$$

，即化学反应流动特征线方程，可以进一步写为如下的形式：

$$\begin{cases}\dfrac{dp}{dt}+\rho a\dfrac{du}{dt}-(\gamma-1)QS=0 \qquad along\ C^+,\ \dfrac{dx}{dt}=u+a\\ \dfrac{dp}{dt}-\rho a\dfrac{du}{dt}-(\gamma-1)QS=0 \qquad along\ C^-,\ \dfrac{dx}{dt}=u-a\end{cases} \tag{7}$$

其中，C^+表示左行特征线，C^-表示右行特征线。沿左行特征线C^+，$\dfrac{dp}{dt}+\rho a\dfrac{du}{dt}-(\gamma-1)QS$守恒；在右行特征线上$C^-$上，$\dfrac{dp}{dt}-\rho a\dfrac{du}{dt}-(\gamma-1)QS$守恒。

方程(7)描述了化学反应流动的沿特征线方向流体参数变化，此方程是我们研究工作的基本方程。

3 含化学反应激波动力学方程

在激波动力学中，Chisnell、Chester和Witham分别独立地得到了非定常激波在变截面管道中传播时的激波强度变化关系式，尽管他们所采用的方法各不相同，但都得了一个一致结果，即描述非定常激波运动的CCW（Chisnell-Chester-Witham）关系式。

其中，Witham通过将运动激波关系式带入到考虑面积变化的特征线方程，非常简洁地获得了上述CCW关系式[8]。Witham进一步将该方法推广到分层流体中运动的激波、磁流体中的柱面聚心激波以及超声速边界层等方向并获得了成功[9]。本文借鉴激波动力学内容，将Witham方法应用于化学反应流动，并研究激波与化学反应相互作用时形成的自激振荡机制。

这里，我们仅考虑左行特征线方程，其表达式为：

$$\frac{dp}{dt}+\rho a\frac{du}{dt}-(\gamma-1)Q\rho S=0 \tag{8}$$

对于非定常运动激波，其跨越激波的流体关系式可以表达为：

$$\begin{cases} \dfrac{u_2-u_1}{a_1}=\dfrac{2}{\gamma+1}(M-\dfrac{1}{M}) \\ \dfrac{p_2}{p_1}=\dfrac{2}{\gamma+1}M-\dfrac{\gamma-1}{\gamma+1} \\ \dfrac{\rho_2}{\rho_1}=\dfrac{(\gamma+1)M^2}{(\gamma+1)M^2+2} \\ \dfrac{a_2}{a_1}=\dfrac{[2\gamma M^2-(\gamma-1)]^{\frac{1}{2}}[(\gamma-1)M^2+2]^{\frac{1}{2}}}{(\gamma+1)M} \end{cases} \tag{9}$$

其中下标 1 表示激波波前参数，下标 2 表示激波波后参数，M 为运动激波马赫数。

公式(9)可以得到如下的参数变化微分关系式：

$$\begin{cases} dp_2=\dfrac{4\gamma p_1}{\gamma+1}MdM \\ du_2=\dfrac{2a_1}{\gamma+1}(1+\dfrac{1}{M^2})dM \\ \rho_2 a_2=\dfrac{\rho_1 a_1 M}{\mu} \end{cases} \tag{10}$$

其中，$\mu=[\dfrac{(\gamma-1)M^2+2}{2\gamma M^2-(\gamma-1)}]^{\frac{1}{2}}$。

将公式(10)代入公式(8)，可以获得如下的含化学反应激波强度变化关系式：

$$\frac{2M}{\gamma+1}[2+\frac{1}{\mu}(1+\frac{1}{M^2})]\frac{dM}{dt}-\frac{(\gamma-1)\rho_2 QS}{\rho_1 a_1^2}=0 \tag{11}$$

这就是含化学反应的激波动力学方程，它主要描述了化学反应对运动激波的影响。

我们注意到，当 S=0 时，dM/dt=0，此时，激波强度不发生变化，即激波运动速度不变。当 S=0 时，有两种情况可以满足，一是化学反应速度恒为零，即无化学反应，激波为自由传播激波，不发生衰减；二是化学反应终了时，化学反应结束，化学反应速率等于零，激波强度变化率为零。如果在化学反应中止点，流体的运动速度恰好等于声速，则流动不受声速点下游流场参数的影响，这种情况是激波运动的一个平衡点。

对于存在化学反应的情况，由公式(11)也可以看到，在化学反应中止点附近，运动激波的强度变化与当地的化学反应进程密切相关，化学反应速率的变化将引起激波行为的变化，这就是含化学反应激波的不稳定性。在超声速燃烧室中，化学反应不稳定性对燃烧振荡的形成起到非常重要的作用。

4 化学反应不稳定性振荡物理机制

有前所述，在含化学反应激波中，当化学反应中止时流体的运动速度恰好等于声速的情况下，运动激波达到一个平衡点。那么，如果运动激波在这一平衡点附近发生变化时，将产生不稳定性。以下我们结合物理描述来研究运动激波的不稳定性。

在平衡点附近，方程(11)可以写为：

$$f(M)\frac{d(M-M_e)a_1}{dt}-\frac{(\gamma-1)\rho_2 QS}{\rho_1 a_1}=0 \tag{12}$$

其中M_e为激波处于平衡点的激波马赫数，对于固定的放热量Q，为一个常数。

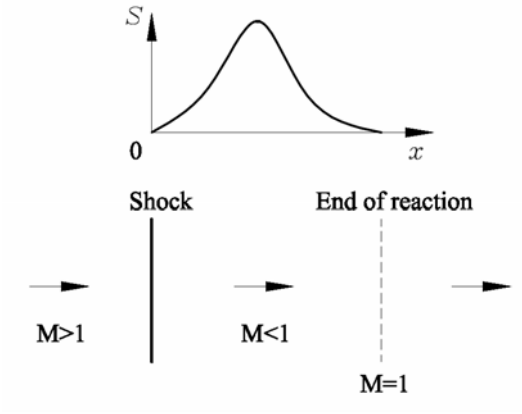

图 1　激波诱导化学反应

选择惯性坐标系$x_e=M_e a_1$，令$x=x_S-x_e$，x_S为实验室坐标下的激波位置，同时将化学反应速率转化为空间上的函数（如图 1 所示），即$S=S(x)$,方程(11)可以表达为：

$$f(M)\frac{d^2x}{dt^2}-\frac{(\gamma-1)\rho_2 QS(x)}{\rho_1 a_1}=0 \tag{13}$$

公式(13)为一个二阶的常微分方程，由数学分析可知，这种二阶常微分方程可以用于描述一类振荡器。由于在二阶微分项中含有隐含函数 $f(M)$,而且化学反应速率函数 S 一般为非线性函数，所以，常微分方程(13)所描述的振荡器必定为一个非线性振荡器。

由上述非线性振荡器模型出发，我们可以将含化学反应激波描述为一个振荡器，当此含化学反应激波偏离平衡态时，将产生自激振荡行为。图 2 显示了含化学反应激波振荡器的空间位置变化趋势。

对于超声速燃烧室中的激波与燃烧相互作用形成的自激振荡器而言，燃烧放热中止时，

流体速度恰好等于声速时为平衡态；当发生某种原因是振荡器偏离平衡状态，则系统将发生自激振荡作用。特别是当激波偏弱的情况下（$M<M_e$），激波波后流体到达声速时化学反应热尚未完全释放，形成热壅塞，尚未释放的热量将使激波变强，趋向于平衡态；当激波偏强（$M>M_e$）,则波后流体中的化学反应热释放中止时，流体仍为亚声速流动，下游的稀疏波将向上游传播并削弱激波，使其趋向于平衡态。所以激波和燃烧的相互作用具有使流动趋向平衡态的趋势，正是这种系统的恢复力是自激振荡产生的原因。

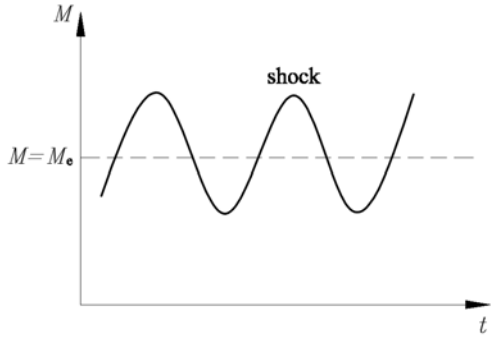

图 2 激波位置变化趋势图

直观理解，激波和燃烧相互作用时，自前导激波到波后声速面之间，流体运动可以比拟为一个弹簧系统，弹簧的尺度为反应区尺度，在弱激波强度情况下，反应区尺度小于平衡反应区尺度，化学反应将使激波加强并使反应区尺度向平衡反应区尺度变化；在强激波情况下，反应区尺度大于平衡反应区尺度，下游稀疏波的作用将使激波削弱并使反应区尺度向平衡反应区尺度变化。由此可知，激波和燃烧相互作用形成的振荡器是由前导激波和燃烧放热后的声速面所确定的，其振荡行为受到化学反应所控制，声速面附近区域的化学反应行为（取决于化学反应动理学参数）对振荡器的振荡行为产生重要的影响。

从方程(13)可以容易地看出，影响激波/燃烧相互作用自激振荡行为的关键无量纲参数包括：气体多方指数γ，激波马赫数M,无量纲放热量$(\gamma-1)Q/a_1^2$，以及化学反应速率S。在给定单步不可逆化学反应和Damkohler第一准则的情况下，平衡态下化学反应区长度尺度为常数，此时化学反应速率决定于无量纲的反应活化能，$(\gamma-1)E_a/a_1^2$。如果燃烧中存在着多组分和多步的复杂化学反应，则影响化学反应的无量纲参数将大大地增加，激波/燃烧相互作用的自激振荡将受到更多化学反应动理学参数的影响。

5 超声速燃烧室中的燃烧振荡机制分析

在以上的分析中，我们主要考虑了超声速燃烧室局部亚声速燃烧区域中存在的激波/燃烧自激振荡机制及其数学描述。在实际的燃烧室中，激波/燃烧形成的振荡将受到更多复杂因素的影响，如流场不均匀性、燃料混合、湍流等等，特别是流场局部区域的燃烧振荡向多维空间发展时，将受到超声速主流和激波波面曲率变化的影响。本文在不考虑上述因素影响的情况下，分析了单纯由激波和化学反应热释放相互作用形成的自激振荡机制，发生这种燃烧振荡行为的主要区域位于壁面附近的边界层及凹腔区域。

另外我们注意到，在双模态超燃发动机的超燃模态，上述振荡处于流场局部的区域，如果发动机处于亚燃模态，由于流场整个区域都表现为激波和燃烧的相互作用，则激波和燃烧相互作用形成的振荡燃烧将在发动机内流起到主导性的作用，从而对发动机的工作过程和性能产生极其重要的影响。

基于激波/燃烧相互作用形成的燃烧振荡行为，在超燃发动机燃烧室设计中，非常有必要考虑消除或削弱这种燃烧振荡形成的措施，以改善超燃发动机性能。这一方向的研究需要进一步的探讨和深化，基本的研究思路应该是尽可能地避免超燃发动机种燃料化学能在流场局部区域的集中释放，采取有效的措施来促进发动机内流中亚声速与超声速主流的交换和混合作用，将亚声速燃烧释放的热量尽可能地进入超声速主流，一方面削弱局部亚声速燃烧中形成的激波/燃烧振荡，一方面可以促进超声速主流中燃料的燃烧和化学能量的释放，从而尽可能地改善超燃发动机燃烧室的性能，提高超燃发动机的推力。

6 结论

本文探讨了超声速燃烧室中，一类由化学反应热释放与激波相互作用导致的流动自激振

荡机制。借鉴激波动力学分析方法，本文将 Witham 方法推广至化学反应流动的情况，获得了一个描述激波和化学反应热释放相互作用的非线性振荡器模型。振荡器由前导激波和燃烧放热后的声速面所确定，其振荡行为受到化学反应所控制，声速面附近区域的化学反应行为对振荡行为有重要的影响。

在双模态超燃发动机的超燃模态，激波/燃烧振荡处于流场局部的区域，如边界层和凹腔区域；如果超燃发动机处于亚燃模态，发动机整个流场可能表现为激波和燃烧的相互作用形成的振荡燃烧。在超燃发动机燃烧室设计中，非常有必要考虑消除或削弱激波/燃烧相互作用形成的燃烧振荡的措施，以改善超燃发动机性能，提高超燃发动机推力，为高超声速飞行器吸气式推进的最终实现提供技术保障。

参考文献

1 张新宇. 高超声速吸气式发动机的研究进展与发展趋势, 力学进展, 2001, **31**(3):478-480.

2 李大鹏. 煤油双模态冲压发动机燃烧室工作过程研究[Ph D Thsis], 国防科学技术大学, 2006.

3 Ben-Yakar, A and Hanson, RK. Cavity flame-holders for ignition and flame stabilization in scramjets: an overview. J. Propuls. Power, 2001, **17**(4):869－877.

4 M B Sun, J H Liang, and Z G Wang. Numerical study on self-sustained oscillation characteristics of cavity flameholders in a supersonic flow, Proc. IMechE, Part G: J. Aerospace Engineering, 2008,**222**:95-102

5 Choi, J. Y., Ma, F. H., and Yang, V. Combustion oscillations in a scramjet engine combustor with transverse fuel injection. In Proceedings of the Combustion Institute, 2005,**30**:2851－2858.

6 Soloukhin,R., Pulsating Combustion of Gas Behind a Shock Wave in Supersonic Flow, AD0615985, 1965.

7 Toong, Tau-Yi, Basic Mechanisms of Combustion Instability and Shock Initiated Supersonic Combustion, AD0849630, 1969.

8 Toong, T. Y., Basic Instability Mechanisms in Chemically Reacting Subsonic and Supersonic Flows, ADA215282, 1982.

9 Han Z. and Yin X. Shock Dynamics. Kluwer Academic Publishers Group (Netherlands), 1993.

10 Witham, GB. On the Propagation of Shock Waves Through Regions of Non-uniform Area or Flow, J. Fluid Mech., 1958,**4**:337-360.

THE MECHANISM OF SELF-SUSTAINED OSCILLATION OF CHEMICAL REACTION IN THE COMBUSTION COUPLED WITH SHOCK WAVE

WANG Chun　　JIANG Zonglin　　Han Zhaoyuan

(Key Laboratory of High Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China)

(Hypersonic Research Center CAS, No.15 Beisihuanxi Road, Beijing 100190, China）

(Dept. of Modern Mechanics, University of Science & Technology of China, Heifei, 230026, China）

Abstract The combustion process in supersonic combustor always involves complicated interactions of fuel mixing, turbulent combustion, shock waves and boundary layers, which results in the oscillation of combustion in the chamber. In this paper, a kind of instability mechanism induced by the interaction of combustion and shock was concerned. By introducing the Witham theory used in the shock dynamics to the chemical reaction flow, a non-linear oscillator model was acquired which just describes the oscillation behavior of combustion coupled with shock waves. The oscillator is bounded by the shock wave and the sonic surface at the end of combustion, the oscillatory behavior is controlled by the instability of chemical reaction. The chemical reaction near the sonic surface is the critical issue related to the instability of chemical reaction.

Keywords　Supersonic combustion, combustion oscillation, instability of chemical reaction, shock dynamics