

# 爆轰波在扩张管内临界传播特性的研究

徐胜利 陈成光 李 剑

(中国科技大学近代力学系 合肥 230026)

**摘要** 由于稀疏波的作用,爆轰波在变截面扩张管内传播时会发生衰减。临界条件下,爆轰波恰能在扩张管内维持自持传播的特性,称为爆轰波的临界传播特性。针对  $C_2H_2-O_2-Ar$  不同的爆轰气体成份,在不同扩张半角的方形扩张管内,作者研究了临界初压  $p_{cr}$ 、胞格尺寸  $S$  与扩张半角  $\theta$  的关系,用 Whitham 理论与重点火准则分析了爆轰波在扩张管的传播,得到胞格尺寸的计算值与实验值基本相符。

**关键词** 爆轰波 胞格尺寸 Whitham 理论

**中图分类号** O 382.1

测量胞格尺寸是研究爆轰波的一种方法。临界条件下,临界直径  $d_c$  与胞格尺寸  $S$  存在以下关系<sup>[1]</sup>

$$d_c = 13S, \quad (\text{圆管})$$

$$d_c = 10S, \quad (\text{方管})$$

进一步的实验表明<sup>[2~4]</sup>,胞格尺寸受管子几何形状与爆轰气体成份的影响。作者测量了不同扩张半角条件下,实验气体的临界初压与胞格尺寸;以 Edwards 等人<sup>[5]</sup>分析为基础,将重点火位修正到沿扰动区的最后一道特征线,得到任意扩张半角对应胞格尺寸的计算值,与实验值相比,较为符合。

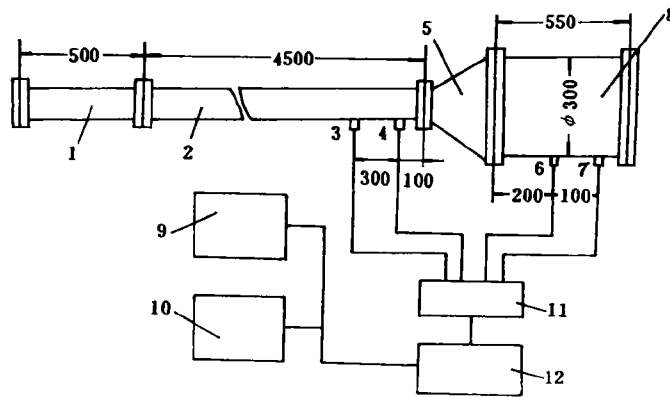
## 1 实验设备与方法

实验装置如图1所示,爆轰波由截面为40mm×40mm、长度分别为500mm、4500mm 的起爆段与驱动段组成的爆轰管产生;扩张段截面为方形,扩张半角分别为15°、30°、45°、60°、90°;实验气体为  $(1-\varphi)(C_2H_2 + \alpha O_2) + \varphi Ar$ , 其中  $\alpha$  为氧燃比,  $\varphi$  为稀释剂占反应气体的摩尔百分数。 $\alpha$ 、 $\varphi$  取值见表1。

表1 爆轰气体  $\alpha$ 、 $\varphi$  取值  
Table 1 Values of  $\alpha$  and  $\varphi$  for the detonation gases

| $\alpha$ | $\varphi$ |      |           |
|----------|-----------|------|-----------|
| 1.0      | 0.00      | 0.25 | 0.50      |
| 2.5      | 0.00      | 0.25 | 0.50 0.75 |
| 4.0      | 0.00      | 0.25 | 0.50      |

1993年12月27日收到原稿,1994年9月19日收到修改稿。



1. 起爆段; 2. 驱动段; 3. 4. 6. 7. 压电传感器; 5. 扩张段; 8. 圆柱形空腔; 9. 微机;

10. X-Y 函数记录仪; 11. FDH4 电荷放大器; 12. BC-V 波形存储器;

1. Explosion section; 2. Driven section; 3. 4. 6. 7. Piezoelectric Probes; 5. Explosion section; 8. Cylindrical cavity;

9. Computer; 10. X-Y function recorder; 11. FDH4 electricity amplifier; 12. BC-V waveform

图1 实验装置示意图

Fig. 1 Scheme of experiment set-up

实验前, 管路呈真空, 实验气体需充分预混合。压力信号由电荷放大器放大后送记忆示波器存贮。实验时, 由低压开始, 根据圆柱形空腔内爆轰气体的爆速及测点的压力波形, 找出对应组分下的临界初压。在方管出口处放烟迹片, 重复临界初压的实验, 测一定数量的胞格尺寸, 求平均值。在不同扩张半角条件下, 改变  $\alpha$  与  $\varphi$  值, 重复实验。

## 2 实验结果与讨论

### 2.1 爆轰波是否熄灭的判断

判定圆柱形空腔是否发生爆轰的依据是 2、4 两测点的压力波形, 由时间间隔计算得到的传播速度作辅助判据。图 2 为爆轰波不熄灭时得到的 2、4 两测点的压力波形, 爆轰波经历扩张管在圆柱形空腔自持传播。图 3 为爆轰波经历扩张管在圆柱形空腔转变为爆燃波的压力波形, 此时称作爆轰波熄灭。

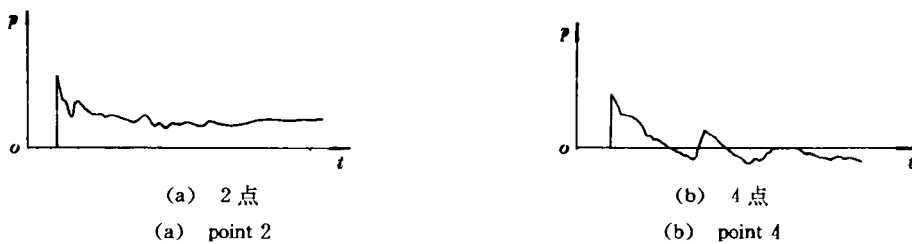


图2 爆轰波不熄灭时 2、4 两点压力波形

Fig. 2  $p$  vs  $t$  curves at point 2 and point 4 in case of detonation sustained

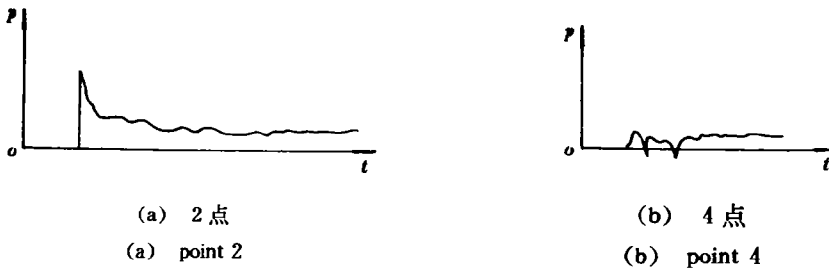
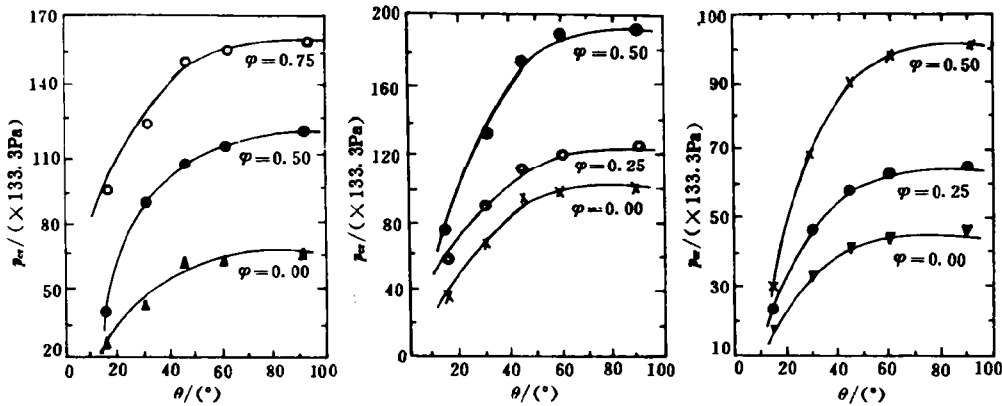


图 3 爆轰波熄灭时 2、4 两点压力波形

Fig. 3  $p$  vs  $t$  curve at point 2 and point 4 in case of detonation distinguishes

2.2 几何半角  $\theta$  对临界初压  $p_{cr}$  的影响

图 4 表示临界初压与扩张半角的关系。 $\alpha'$  为化学当量比 [ $\alpha' = 2.5$  时, 如图 4(a) 所示]。若稀释剂浓度  $\varphi$  一定, 当  $0^\circ < \theta \leq 60^\circ$  时,  $p_{cr}$  随  $\theta$  增加上升显著; 当  $60^\circ < \theta \leq 90^\circ$  时,  $p_{cr}$  随  $\theta$  增加上升平缓。对于不同氧燃比  $\alpha$  的实验气体, 当稀释剂浓度一定时, 均有此结论, 见图 4(b)、(c)。



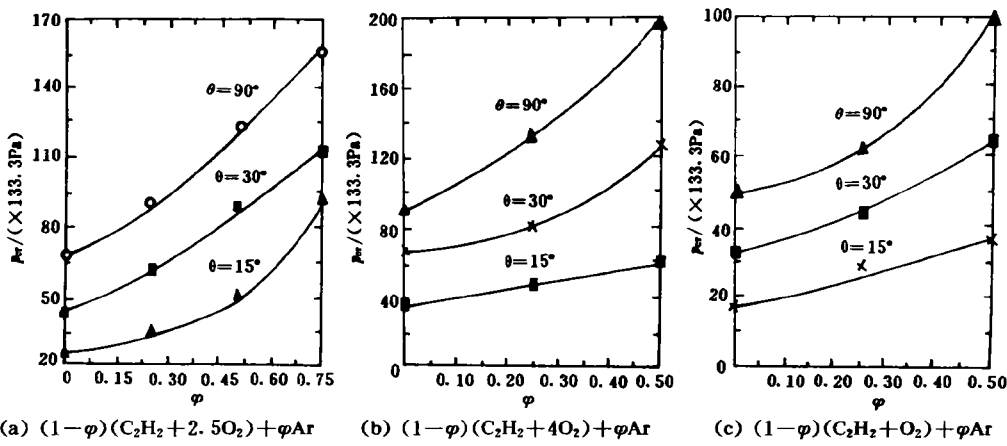
(a)  $(1-\varphi)(C_2H_2 + 2.5O_2) + \varphi Ar$  (b)  $(1-\varphi)(C_2H_2 + 4O_2) + \varphi Ar$  (c)  $(1-\varphi)(C_2H_2 + O_2) + \varphi Ar$

图 4 临界初压  $p_{cr}$  与扩张半角关系

Fig. 4 Relation between  $p_{cr}$  and  $\theta$

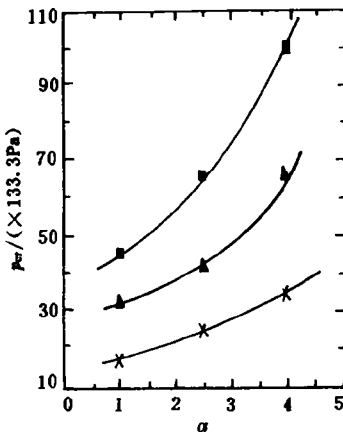
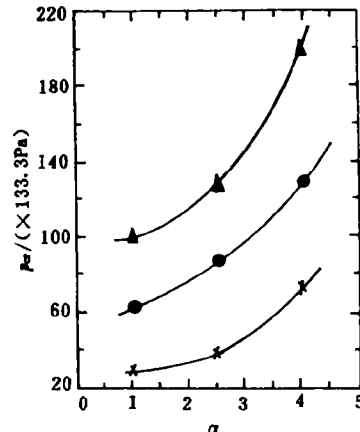
2.3 稀释剂浓度  $\varphi$  对临界初压  $p_{cr}$  的影响

图 5 表示对应不同的扩张半角  $\theta$ , 临界初压  $p_{cr}$  与稀释剂浓度  $\varphi$  关系的曲线。图 5(a) 表示  $\alpha'$  为化学当量比的实验气体  $p_{cr}-\varphi$  曲线。当扩张半角  $\theta$  一定时, 随稀释剂浓度  $\varphi$  的增加, 临界初压近似呈线性增加。对氧燃比  $\alpha$  分别为 1 与 4 的实验气体, 如图 5(b)、图 5(c) 所示, 该结论也成立。

图5 临界初压  $p_{cr}$  与稀释剂浓度  $\varphi$  关系Fig. 5 Relation between  $p_{cr}$  and  $\varphi$ 

#### 2.4 氧燃比 $\alpha$ 对临界初压 $p_{cr}$ 的影响

图6表示实验气体  $C_2H_2 + \alpha O_2$  临界初压  $p_{cr}$  与氧燃比  $\alpha$  关系的曲线。从图中看出, 扩张半角  $\theta$  一定, 临界压力  $p_{cr}$  随氧燃比  $\alpha$  的增加而增加。对含稀释剂 Ar 的实验气体, 也有此规律, 如图7所示。

图6  $C_2H_2 + \alpha O_2$  的临界初压  $p_{cr}$  与氧燃比  $\alpha$  关系Fig. 6 Relation between  $p_{cr}$  and  $\alpha$  in mixture  $C_2H_2 + \alpha O_2$ 图7 50%  $(C_2H_2 + \alpha O_2) + 50\%$  Ar 临界初压  $p_{cr}$  与氧燃比  $\alpha$  关系Fig. 7 Relation between  $p_{cr}$  and  $\alpha$  in mixture 50%  $(C_2H_2 + \alpha O_2) + 50\%$  Ar

#### 2.5 扩张半角 $\theta$ 对胞格尺寸的影响

图8表示实验气体 25%  $(C_2H_2 + 2.5O_2) + 75\%$  Ar 得到的扩张半角  $\theta$  与胞格尺寸计算值  $d_c/S$  关系曲线, 其规律与  $p_{cr}-\theta$  规律基本一致。即  $0^\circ < \theta \leq 60^\circ$  时,  $d_c/S$  随  $\theta$  增加上升显著;  $60^\circ < \theta \leq 90^\circ$  时,  $d_c/S$  随  $\theta$  增加上升平缓。

当爆轰波进入扩张管, 由于稀疏波作用, 爆轰波要衰减, 诱导激波与化学反应区要分离, 诱导激波后的压力、温度要降低, 但只要反应区的温度高于气体的自点火温度, 诱导激波与反应区仍耦合在一起向前传播, 只是区别于经典爆轰波结构, 爆轰波速度仍用诱导激

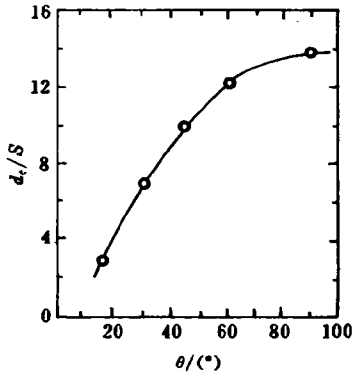


图 8 25% (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>+2.5O<sub>2</sub>)+75%Ar 系统 d<sub>c</sub>/S-θ 曲线

Fig. 8 Relation between d<sub>c</sub>/S and S in mixture 25% (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>+2.5O<sub>2</sub>)+75%Ar

波的速度来表示。否则,爆轰波衰减为爆燃波,其传播速度用反应区的速度来描述<sup>[5]</sup>。

根据 Whitham 的激波绕射理论,爆轰波进入扩张管,波后流场可分为如图 9 所示的区域,图中 OF、O'F' 为第一道特征线,OL、O'L' 为最后一道特征线。O'SO、OBL、O'B'L' 为未受扰动区域,SFF' 为双波区。胞格存在是爆轰的重要特征,胞格生成离不开横波的碰撞。如果在受扰动区域存在重点火,那么该处就能产生横波。修正文献<sup>[5]</sup>中的重点火准则,认为局部重点火位置沿扰动最后一道特征线,决定重点火能否形成的特征量为该处诱导激波的横向梯度(∂M/∂y)<sub>s</sub>,其中 M 为激波马赫数,脚标 s 表示沿激波阵面。考虑到诱导激波在胞格内沿传播方向上存在横向梯度,得到重点火准则

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y}\right)_s \leq \frac{\Delta M_{CJ}}{L_c} \quad (1)$$

其中:L<sub>c</sub> 为胞格长度,ΔM<sub>CJ</sub> 为沿胞格长度方向上诱导激波阵面与化学反应区分离前的 CJ 马赫数变化值。(∂M/∂y)<sub>s</sub> 由不考虑化学反应的纯激波动力学计算得到。

由 Whitham 激波绕射理论<sup>[4]</sup>得扩张管内激波位置的直角坐标为

$$x_s = \frac{M_s \cos(\theta + m)}{\cos m} \gamma \quad (2)$$

$$y_s = \frac{M_s \sin(\theta + m)}{\cos m} \gamma \quad (3)$$

其中:γ 为曲线坐标,m 表示射线与特征线之间的夹角,θ 表示射线与 x 轴之间的夹角。由于 m 随 M<sub>s</sub> 变化不大,所以 m、K(M<sub>s</sub>)、n 在推导过程中认为不变,由(3)对 γ 求导得

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y_s}\right)_\gamma = \frac{\cos m}{\gamma} \cdot \frac{\sqrt{M_s^2 - 1}}{\sqrt{M_s^2 - 1} \sin(\theta + m) + M_s \sqrt{n} \cos(\theta + m)} \quad (4)$$

其中:m=23.94°,n=5.0743。爆轰条件下,M<sub>s</sub>=M<sub>CJ</sub>≈7.0,√(M<sub>s</sub><sup>2</sup>-1)≈M<sub>s</sub>,上式简化为

$$\left(\frac{\partial M}{\partial y_s}\right)_\gamma = \frac{\cos m}{\gamma} \frac{1}{\sin(\theta + m) + \sqrt{n} \cos(\theta + m)} \quad (5)$$

由(2)知

$$\frac{x_s}{x_{s0}} = \frac{M_s \cos(\theta + m)}{M_{CJ} \cos m} \quad (6)$$

其中,x<sub>s0</sub>、x<sub>s</sub> 分别为第一道及任意一道特征线所对应的横坐标,x<sub>s0</sub>=d<sub>c</sub>ctgm/2。由(5)、(6)以及 S=0.62L<sub>c</sub>,对(1)式取等号后有

$$\frac{\sin m}{0.31 \mu \sin(\theta + m + r) \sqrt{1 + n}} = \frac{d_c}{S} \quad (7)$$

其中,tgr=√n,μ=ΔM<sub>CJ</sub>/M<sub>CJ</sub>,μ 由 Shchelkin 不稳定准则<sup>[6]</sup>

$$\frac{\Delta \tau_i}{\tau_i} \geq 1 \quad (8)$$

确定。其中： $\tau_i = A\rho^{-1}\exp(E/RT)$ ， $A$ 为反应的动力学速率常数， $E$ 为活化能， $R$ 为普适气体常数， $\tau_i$ 为反应诱导时间， $\rho$ 、 $T$ 分别为激波后气体的密度、温度。由(8)式、Rankine-Hugoniot关系并考虑到激波马赫数  $M_s$  与扩张半角  $\theta$  关系<sup>[7]</sup>

$$M_s = M_{c1}\exp\left(-\frac{\theta}{\sqrt{n}}\right) \quad (9)$$

得： $\theta=15^\circ$ 时， $\mu=0.2$ ， $\theta=30^\circ、45^\circ、60^\circ、90^\circ$ 时， $\mu=0.1$ 。将  $\mu$  与  $\theta$  值代入(7)式，即可求出对应扩张半角  $\theta$  的  $d_c/S$  值。要说明的是  $\theta=90^\circ$  时，将重点火位置修正到沿最后一道特征线，取  $\theta$  为  $\theta_w = \theta + m$ 。图10(a)、(b)分别表示实验气体胞格尺寸测量值与计算得到的  $d_c/S-\theta$  曲线，从图中看出，两者基本相符。

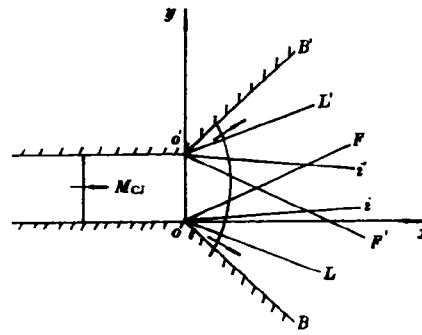


图9 扩张管内扰动区域

Fig. 9 Disturbed region in divergent tube

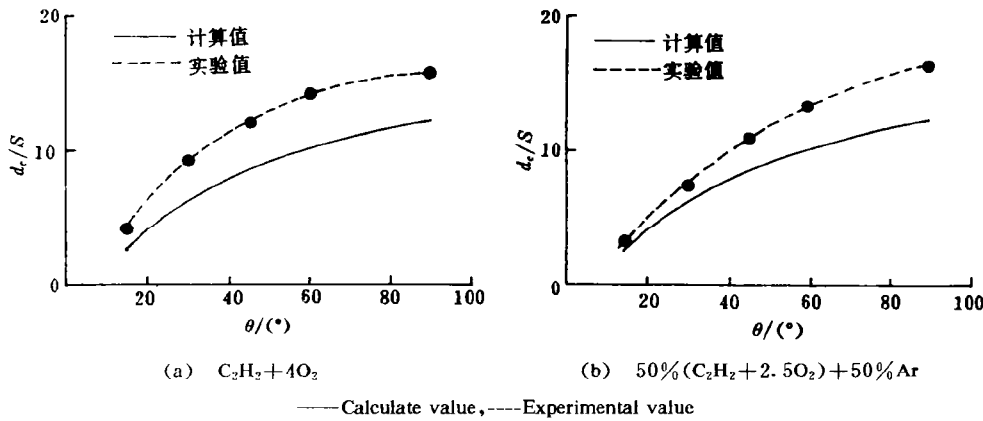


图10  $d_c/S$  与扩张半角  $\theta$  关系

Fig. 10 Relation between  $d_c/S$  and semi-angle,  $\theta$

### 3 结论

(1) 爆轰气体成份不变时，临界初压  $p_{cr}$  随扩张半角  $\theta$  的增加而增加。当  $0^\circ < \theta \leq 60^\circ$ ， $p_{cr}$  随  $\theta$  增加上升显著；当  $60^\circ < \theta \leq 90^\circ$ ， $p_{cr}$  随  $\theta$  增加上升平缓。

(2) 当扩张半角一定时，对于氧燃比  $\alpha$  不变的爆轰气体，临界初压  $p_{cr}$  随稀释剂浓度  $\varphi$  增加近似呈线性增加；对于稀释剂浓度  $\varphi$  不变的爆轰气体，随氧燃比  $\alpha$  增加，临界初压  $p_{cr}$  增加。

(3) 爆轰气体成份不变时， $d_c/S$  随  $\theta$  的变化规律同  $p_{cr}-\theta$  曲线。利用 Whitham 激波绕射理论与重点火准则，大角度 ( $\theta > 60^\circ$ ) 时，将重点火位置修正到沿最后一道特征线，得到胞格尺寸的计算值与实验值基本一致。

## 参 考 文 献

- 1 Mitrovanov V V, Soloukhin R I. The Diffraction of Multifront Detonation Waves. *Soviet Phys.* 1964, 9: 1055~1059
- 2 Liu Y K, Lee J H, et al. Effect of Geometry on the Transmission of Detonation through an Orifice. *Combustion Flame*, 1991, 84: 170~180
- 3 Carnasciali F, Lee J H, et al. Turbulent Jet Initiation of Detonation. *Combustion Flame*, 1984, 56: 215~225
- 4 徐胜利. 变角度扩张管气相爆轰临界传播特性的实验与理论研究:[学位论文]. 合肥:中国科技大学, 1991.
- 5 Edwards D H, Thomas G O, Nettoleton M A. The Diffraction of a Planar Detonation Wave at an Abrupt Area Change. *J Fluid Mech.* 1979, 95: 79~96
- 6 Shchelkin K J. *Gasdynamics of Combustion*, Baltimore. Mono book corp, 1965.
- 7 Whitham G B. *Linear and Nonlinear Waves*. New York, Wiley, 1974.

## INVESTIGATION ON THE DETONATION WAVE PROPAGATING THROUGH DIVERGENT TUBES UNDER CRITICAL CONDITIONS

Xu Shengli, Cheng Chengguang, Li Jian

(Dept of Modern Mech Univ of Sci & Tech of China, Hefei, Anhui, 230026)

**ABSTRACT** Owing to the action of rarefaction, detonation waves are weakened when they travel through divergent tubes. Under some critical conditions, the detonation can be survival, which corresponds to the critical detonation. The critical initial pressure  $p_{cr}$  and the cell size of the mixture  $C_2H_2-O_2-Ar$  related to the semi-divergent angle were measured in variant divergent tubes. Finally, Whitham theorem and re-ignition criteria are used to analyze the detonation propagation in the divergent tube. The calculated cell sizes are in good agreement with the measured ones.

**KEY WORDS** detonation wave, cell size, Whitham theorem