

文章编号: 1672-9897(2007)03-0025-06

气/液界面上 Richtmyer-Meshkov 不稳定性的实验研究

卓启威¹, 施红辉^{1,2}

(1. 中国科学院力学研究所非线性力学国家重点实验室, 北京 100080; 2. 浙江理工大学机械与自动控制学院, 杭州 310018)

摘要:报道了在国内首次实现的矩形激波管内气/液界面上(即 Atwood number, A_1)的 Richtmyer-Meshkov(RM)不稳定性现象。实验在一台垂直矩形激波管中进行,得到了较低马赫数($M = 1.36$ 和 1.58)下,多元扰动 R-M不稳定性后期阶段气泡和尖钉高度对时间的增长规律,即气泡高度 $h_b \sim t^{0.55 \pm 0.01}$,尖钉高度 $h_s \sim t$ 。当激波马赫数从 1.36 增加到 1.58 时,气泡和尖钉高度对时间的指数规律没有发生明显改变,气泡的增长速度没有受到影响,而尖钉增长速度却有大幅度的增加。同时还观察研究了多元扰动 R-M不稳定性中典型的气泡竞争现象。

关键词:激波管; Richtmyer-Meshkov不稳定性; 气泡竞争; 多元扰动

中图分类号: V211.751

文献标识码: A

Experimental study of Richtmyer-Meshkov instability at a gas/liquid interface in a shock tube

ZHUO Qi-wei¹, SHI Hong-hui^{1,2}

(1. State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China; 2. College of Mechanical Engineering and Automation, Zhejiang Sci-Tech University, Hangzhou 310018, China)

Abstract: This paper presents an experimental study of Richtmyer-Meshkov(R-M) instability at an interface between water and air using a rectangular shock tube. When the Atwood number approaches to 1, the R-M asymptotic bubble and spike evolutions are found to obey a power law: $h_b \sim t^{0.55 \pm 0.01}$, $h_s \sim t$. The power law doesn't change when the Mach number increases from 1.36 to 1.58, but u_s increases very much. This paper also observes and studies the phenomenon of bubble competition, i. e. larger bubbles overtake their smaller neighbors.

Key words: shock tube; Richtmyer-Meshkov instability; bubble competition; multimode perturbations

0 引言

当激波经过两种不同密度流体的界面时,界面获得一个有限的速度,界面上的扰动随着时间发展,最终导致两种流体强烈混合的现象称为 Richtmyer-Meshkov(R-M)不稳定性^[1-2]。R-M不稳定性无论是在

自然现象中还是在技术应用上都称得上是一种基本的流体不稳定性。在天文学中,它可以被用来解释超新星的爆发机制和各种测量结果^[3];工业应用上,R-M不稳定性发生在惯性约束核聚变(ICF)、超燃以及激光聚变等过程中;而且由于R-M不稳定性发展到后期会出现湍流混合现象,这对于湍流的研究也具有

收稿日期: 2006-04-07; 修订日期: 2006-06-25

基金项目: 中国科学院“百人计划”基金

作者简介: 卓启威(1981-),男,江苏宿迁人,硕士生。研究方向:实验流体力学。E-mail: qzhuo@lm.ac.cn

重要的借鉴意义。

自从 1960 年 Richtmyer 第一次给出他的线性分析^[1], R-M 不稳定性已经被研究了 40 多年。在此期间,人们提出很多理论模型,进行了大量的数值模拟和实验研究。但对于不稳定性后期阶段的强非线性现象,很难单独从解析方面研究清楚,这时候实验和数值模拟就显得尤为重要。以往实验主要针对气/气界面^[2, 4-7],而且主要研究了单元扰动 R-M 不稳定性的线性和弱非线性阶段以及多元扰动 R-M 不稳定性的湍流混合阶段的发展规律。这是由于构造气/气界面的两种流体往往密度差别不大(也就是 Atwood 数较小, $A = (\rho_2 - \rho_1) / (\rho_2 + \rho_1)$, ρ_1 和 ρ_2 分别为界面两边的流体密度),此时 Kelvin-Helmholtz 不稳定性的影响比较严重, R-M 不稳定性很快进入湍流混合阶段;而且气/气界面在激波经过以后获得很大速度,而实验设备观察段的长度是有限的;加上构造气/气界面时一般在两种流体之间要使用薄膜隔开,薄膜在激波经过时破裂,形成的碎片也会影响到流场。这些因素都限制了对多元扰动后期气泡和尖钉(轻流体侵入重流体部分称为气泡,反之称为尖钉)增长规律的研究。当前对此方面研究较多使用理论和数值模拟^[8-11],但关于气泡和尖钉高度对时间幂律增长的指数值却一直未有定论,数据也比较分散^[12]。文献^[13]报道了圆管内的 R-M 不稳定性现象的研究结

果,笔者利用高速 CCD 摄影系统,在矩形激波管中研究了气/液界面 ($A \sim 1$) 上 R-M 不稳定性后期的发展规律。

1 实验装置和方法

图 1(a) 是实验装置的照片,而图 1(b) 是实验装置示意图。装置主体为一垂直放置的矩形激波管,内方边长 35mm。主要由 3 部分组成:第一,位于顶部长 250mm、充满氢气的高压气体室;第二,位于中部长 750mm、处于大气状态的低压室;第三,位于底部长 200mm、向外界开放的液体排放室。在排放室下面应设置一容器并放入海绵等物体,防止液体飞溅。其中低压室又可分为两个部分:上部是长 500mm 的不锈钢制成的不透明段,下部是长 250mm 的一对侧面使用透明有机玻璃,另一对侧面使用不锈钢制成的观察段。在观察段透明的有机玻璃壁面两侧分别放置光源和数字摄影仪。摄影仪使用德国制 Basler-A301b 型 CCD 摄像头及其软件系统,每秒可以拍摄 100 张图片,摄影仪所拍摄图片会及时存入与其相联接的计算机以供处理。由于拍摄要求准确记录运动界面位置,实验中将曝光时间设为 $20\mu\text{s}$,这样当界面以 1m/s 速度运动时,误差仅为 0.02mm ,不会影响到数据测量的准确性。但当曝光时间很短时,在自然光线下,摄影仪 CCD 采集不到足够感光点,照片会很模糊。此

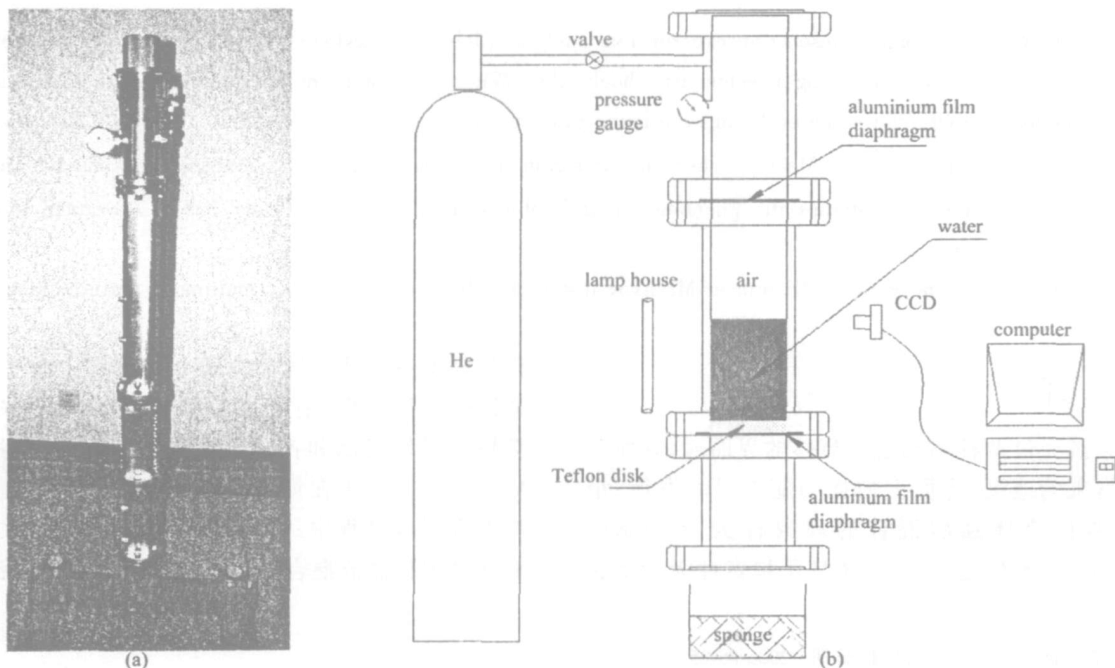


图 1 实验装置照片及示意图

Fig. 1 Sketch and photo of the experimental device

时就需要添加辅助光源,实验采用长 300mm、可调节的白炽灯管,实验时调节灯管亮度,直至取得满意的结果。在高压室和低压室接口处用厚度为 30 μ m(或 45 μ m)的铝膜隔开,低压室和排放室使用厚度为 15 μ m 铝膜隔开,并且要在上面放上一块厚 1cm 的聚四氟乙烯方板,目的是为了使得液柱下端在运动过程中能够始终保持水平。使用空气和水构造气/液界面,25 时其密度分别为: $\rho_1 = 1.2 \times 10^{-3} \text{g/cm}^3$, $\rho_2 = 1.0 \text{g/cm}^3$ 。

具体实验方法如下:(1) 安装固定两处铝膜,在观察段注入适量的液体水,打开光源,启动计算机;(2) 旋开高压气瓶和高压室之间的阀门,向高压室放气,高压室内压强由压力表读得,在达到预计破膜压强之前启动数字摄影仪,而后继续放气直至破膜,并记下破膜瞬间的压强值;(3) 实验结束后,关闭阀门,保存数据。由于该文主要研究 R-M 稳定性后期的发展规律,因而对于稳定性早期的发展不做过多考虑。

2 结果与分析

2.1 h_s, h_b 的测量方法

以往实验多针对单元扰动,在测量气泡和尖钉高度时,以假设的未被扰动的初始界面(通过界面获得的速度计算得到)为分界线^[14]。但在多元扰动中,由于不同波长的扰动在激波经过时获得了不同的增长速度,尖钉和气泡顶端的位置也就不可能会在同一水平线上,加上气泡之间还存在竞争吞并现象,显然无法使用上面做统一分界线的方法来划分尖钉和气泡。而从实验照片中可以看出,在不稳定性后期由于尖钉和气泡的变形非常严重,在界面曲线上存在着明显的拐点,于是笔者将通过这一点来区分尖钉和气泡,并按照图 2 所示方法,测量每个尖钉和气泡的高度并取平均值。则尖钉高度 h_s 和气泡高度 h_b 可表示如下:

$$h_s = (h_{s1} + h_{s2} + h_{s3} + h_{s4})/4;$$

$$h_b = (h_{b1} + h_{b2} + h_{b3})/3$$

2.2 气泡和尖钉高度对时间的幂律关系

图 3 和 4 即为破膜压强分别为 0.28MPa 和 0.45MPa 的时候拍摄的照片,相邻两张照片之间的时间间隔为 10ms。由激波管理论^[15],当低压室处于大气压状态时,产生的激波马赫数分别 1.36 和 1.58,并且激波传至界面时运动的距离大约 15D(D 为激波管内径),激波已经发展成平面激波。图 5 记录了两次

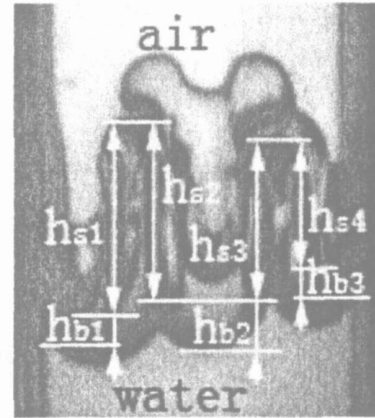


图 2 测量方法示意图(图中上方是气体,下方是液体,激波自上而下运动)

Fig. 2 Measurement of h_s, h_b (the upper is air while the lower is water, shock wave flows from above to below)

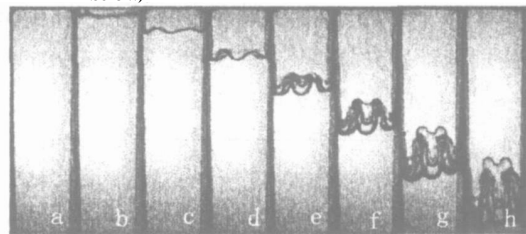


图 3 马赫数 1.36 时拍摄的照片 ($t = 10\text{ms}$)

Fig. 3 Richtmyer-Meshkov instability at the air/water interface with Mach number of 1.36

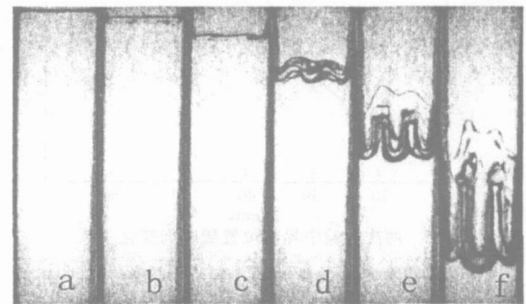


图 4 马赫数 1.58 时拍摄的照片 ($t = 10\text{ms}$)

Fig. 4 Richtmyer-Meshkov instability at the air/water interface with Mach number of 1.58

实验中界面位置 z (除去重力加速度的影响)随时间 t 的变化关系,可以看出约 10ms 以后界面开始作匀速直线运动。拍摄照片中可以清晰地看到尖钉和气泡,刚开始时气泡和尖钉大致对称发展,随后尖钉会逐渐变“尖”,气泡顶端却越来越“钝”,而由于波长的差异,气泡之间将发生竞争和吞并。关于气泡和尖钉高度对时间的增长关系,根据已有理论^[11]:

设气泡平均波长为 λ ,气泡平均增长速度为 v

u , 气泡平均吞并率为, 则有:

$$d / dt = \quad (1)$$

$$d h_b / dt = u \quad (2)$$

其中 $= t^{-1} 0$, 0 为无量纲吞并率。

将单元扰动 R-M 不稳定性气泡增长速度 $u_b = c_b / t$ (c_b 仅与 A 有关) 中 u_b 和 用多元扰动下气泡的 u 替代得:

$$u = c_b / t \quad (3)$$

解方程(1),(2),(3)可得到: $h_b = a_b t^b$, 其中 $b = 0$, a_b 和初始条件有关。

同理将单元扰动 R-M 不稳定性尖钉增长速度 $u_s \sim u_0 (u_0 t /)$ 中 u_s 和 用多元扰动下尖钉的 u_s 和 s 代替, 不过此时 $s = b$, $b = c_b / 0$ 。可得: $h_s = a_s t^s$, 其中 $s = 1 - (1 - b)$, 是 A 的函数, $A = 1$ 时 $= 0$, a_s 和初始条件有关。U. Alon 等人^[8]使用统计吞并模型得到在任何 Atwood 数的情况下 $b = 0.4, A = 1$ 时 $s = 1$ 。

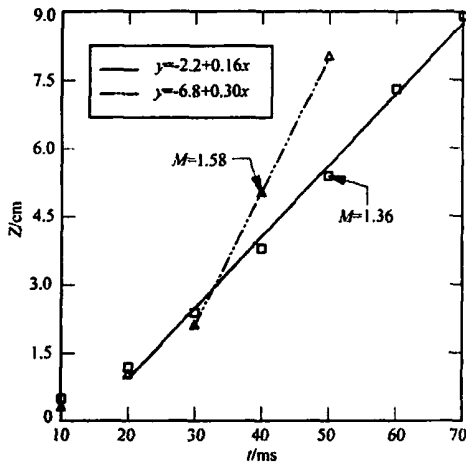


图5 两次实验中界面位置随时间变化关系

Fig. 5 Relationship between Z and t in two experiments

图6显示了实验中两个不同马赫数下多元扰动 R-M 不稳定性后期尖钉和气泡高度随时间变化情况, 发现尖钉和气泡高度增长符合上述理论关系, 并得到 $b = 0.55 \pm 0.01$, $s = 1$, 和 U. Alon 等人的结果比较, s 的值相同, b 的结果稍大。和文献[13]中的结果 ($b = s = 1$) 相比, s 的值相同, b 的结果接近其一半。而且比较圆柱形激波管和矩形激波管的实验照片可以发现, 二者的区别主要在初始扰动不同, 圆柱形激波管中界面上初始扰动分布于圆柱四周及界面中心处, 而矩形激波管初始扰动分布于管壁及界面中心。由于有机玻璃材质的问题, 所用界面与有机玻璃

壁面夹角接近 90° , 也就是说这些扰动可以忽略不计。所以在有机玻璃圆柱激波管中, 初始扰动主要分布于圆形界面中心而且是个二维轴对称问题, 在本实验矩形激波管中, 初始扰动主要分布于两不锈钢壁面和界面中心, 可近似认为是一个二维平面问题。

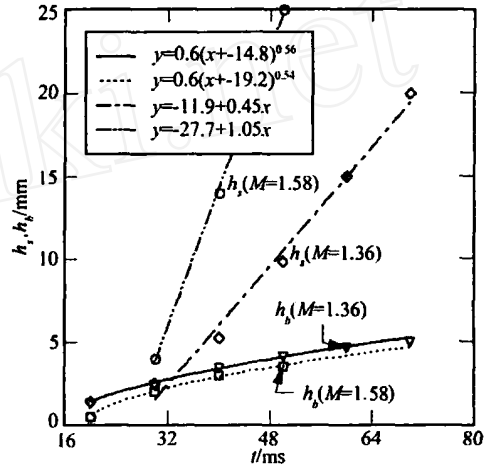


图6 两次实验中随时间变化关系

Fig. 6 Relationship between h_s, h_b and t in two experiments

2.3 不同马赫数下实验的比较

通过改变破膜压力得到了马赫数分别为 1.36 和 1.58 情况下的实验结果。比较图6中两次实验数据发现, 马赫数的增加没有改变多元扰动 R-M 不稳定性后期尖钉和气泡高度随时间指数增长的规律, 而且指数 s 没有变化, b 只有很少的变化, 从 0.56 减小到 0.54。但图5反映出界面速度发生了大幅度增加, 马赫数为 1.58 时的界面速度 $[u] = 3.0\text{m/s}$ 约为马赫数 1.36 时候的界面速度 $[u] = 1.6\text{m/s}$ 的 1.9 倍, 这显然和激波经过界面时产生的加速度大小有关。如果忽略从界面反射回来的激波的影响, 马赫数 1.36 的激波波后压强为 0.2MPa, 马赫数 1.58 的激波波后压强为 0.28MPa, 由此可知后者液柱的加速度应是前者的 1.8 倍。从图6中还可以看出, 在激波马赫数从 1.36 增加到 1.58 时, 尖钉增长速度从 0.45m/s 增加到了 1.05m/s, 而同一时间的气泡增长速度基本相同。这是由于在 R-M 不稳定性后期, 如公式(3)所示, 气泡增长速度只与平均波长和时间有关, 而尖钉增长速度 $u_s \sim u_0 (u_0 t /)$, 在 $A = 1$ 时 $= 0$, $u_s \sim u_0$, u_0 为扰动振幅的初始增长速度。根据冲击模型^[1]: $u_0 = k[u]Aa_0$, 其 $[u]$ 中为界面在激波经过后获得的速度, a_0 为扰动初始振幅, 波数 $k = 2 / \lambda$, λ 为扰动波长, A 即前面所述的 Atwood 数, 两次实验中 a_0 和

没有太大的差别, $[u]$ 却增加了近一倍, 这和尖钉增长速度变化幅度较为一致。

2.4 气泡竞争现象

还观察研究了多元扰动 R-M 不稳定性后期典型的气泡竞争现象。气泡竞争现象在多元尺度扰动的 Rayleigh-Taylor (RT) 不稳定性^[16] 和 R-M 不稳定性发展过程中扮演重要角色^[12]。当多元扰动 R-T 和 R-M 不稳定性发展过程中的扰动增长处于线性阶段时, 波长较小的扰动会获得较大的增长速度; 而当扰动增长进入非线性阶段时, 情况却完全不同, 尤其是气泡的发展更具特色, 大气泡会更加迅速地膨胀, 将周围的小气泡吞并。实验中拍摄的照片如图 7 所示, 实验时破膜压力为 0.45MPa, 马赫数 $M = 1.58$ 。照片中 3 个气泡 bub1、bub2、bub3 相邻气泡顶端纵向距离 l 以及横向宽度 随时间 t 变化关系如图 8、9 所示。3 个气泡在纵向和横向上的差距皆越来越大, bub3 将逐渐被 bub2 吞并, 而后者也将逐渐被 bub1 吞并。这都是由于在多元扰动 R-M 不稳定性后期大的气泡具有较大的增长速度造成的。而增长速度的差异之所以会引起气泡之间的竞争甚至吞并, 可以用下面的理论来解释: 假设相邻两个波长相等的气泡 1 和 2 , 以相同的定常速度 u_1 和 u_2 增长, 流场满足伯努利积分, 此时给气泡 1 一个微小的速度增量 u , 该气泡内压强相应要减小, 部分气体将从气泡 2 中流入气泡 1 , 同时气泡 2 波长变小增长速度降低, 两气泡增长速度差异随即变大, 气体继续从 2 中流入 1 , 直至完全被 1 吞并。而且由于气泡顶端的钝化, 纵向的速度竞争又伴随着横向的波长竞争。在如图 7 中容

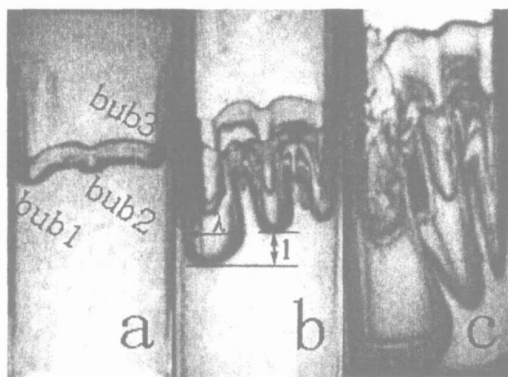


图 7 多元扰动 R-M 不稳定性中的气泡竞争现象
Fig. 7 Phenomenon of bubble competition in multimode R-M instability

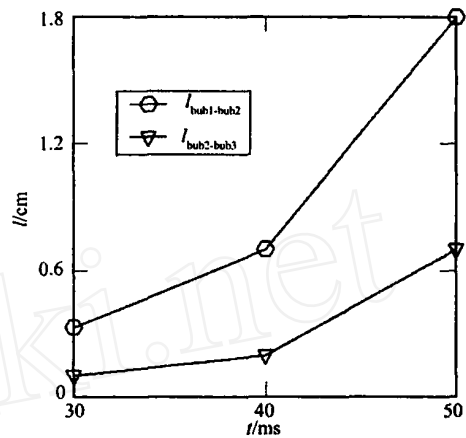


图 8 相邻两气泡顶端距离 l 随时间 t 变化关系
Fig. 8 Relationship between distance l of two neighboring bubbles fronts and t

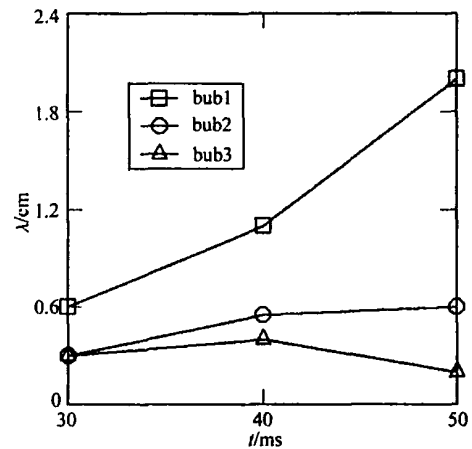


图 9 3 气泡宽度 随时间 t 变化关系
Fig. 9 Relationship between wavelength of the three bubbles and t

器容积一定的情况下, 增长速度大的气泡将会逐渐膨胀, 它会挤压邻近增长速度慢波长小的气泡, 从而使得其增长速度越来越慢, 波长越来越小, 直至被吞并。即使不受容器体积限制, 在气泡顶端逐渐变钝, 尖钉逐渐变尖的情况下, 相邻气泡同样也存在挤压的情况, 所以气泡顶端的相互挤压在气泡竞争现象中也起到了重要作用。

3 结 论

- (1) 气/液界面上多元扰动 R-M 不稳定性后期阶段, 尖钉高度和时间的 1 次方成正比, 气泡高度和时间的 0.55 次方成正比;
- (2) 激波马赫数略有增加时, 尖钉和气泡高度对时间的指数规律没有发生明显改变, 同一时间气泡的

增长速度没有受到影响,而尖钉增长速度具有大幅度的提高;

(3) 气泡竞争现象中决定因素在于气泡增长速度的差异,在固定容积容器中,气泡之间的挤压对于气泡竞争有着显著影响。

参考文献:

- [1] RICHIMYER R D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids [J]. Commun. Pure Appl. Math., 1960, 13:297-319.
- [2] MESHKOV E E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave [J]. Fluid Dynamics, 1969, 4: 101-104.
- [3] 王继海. 超新星爆发和流体力学不稳定性[J]. 百科知识, 1991, (1): 42-43.
- [4] SADOT O, EREZL, ALON U, et al. Study of Nonlinear Evolution of Single-Model and Two-Bubble Interaction under Richtmyer-Meshkov Instability [J]. Physical review letters, 1998, 80(8): 1654-1657.
- [5] BROUILLETTE M, STURTEVANT B. Growth induced by multiple shock waves normally incident on plan gaseous interface[J]. Physica D, 1989, 37:248-263.
- [6] HOUAS L, CHEMOUNI I. Experimental investigation of Richtmyer-Meshkov instability in shock tube[J]. Physics of Fluids, 1996, (8): 614-627.
- [7] POGGI E, THOREMBEY M H, RODRIGUZ G. Velocity measurements in turbulent gaseous mixtures induced by Richtmyer-Meshkov instability[J]. Physics of Fluids, 1998, (10): 2698-2700.
- [8] ALON U, HECHT J, MUKAMEL D, et al. Scale invariant mixing rates of hydrodynamically unstable interface[J]. Physical Review Letters, 1994, 72: 2867-2870.
- [9] SHARP D H. An overview of Rayleigh-Taylor instability[J]. Physica D, 1984, 12: 3-18.
- [10] RIKANATI A, ALON U, SHVARTS D. Vortex model for the nonlinear evolution of the multimode Richtmyer-Meshkov instability at low Atwood numbers [J]. Physical review E, 1998, 58: 7410-7418.
- [11] ALON U, HECHT J, OFER D, et al. Power law and similarity of Rayleigh Taylor and Richtmyer-Meshkov mixing fronts at all density ratios[J]. Physical Review Letters, 1995, 74(4): 534-537.
- [12] 王继海. 二维非定常流和激波[M]. 北京: 科学出版社, 1994.
- [13] 施红辉, 岸本薰实. 瞬态加速液柱的流体力学问题研究[J]. 爆炸与冲击, 2003, 23(5): 391-397.
- [14] BEN-DOR G, IGRA O, ELPERIN T. Handbook of shock waves[M]. New York: Academic Press, 2001, 2: 490-540.
- [15] 拉赫马杜林 X A, 谢苗诺夫 C C. 激波管[M]. 北京: 国防出版社, 1965.
- [16] TAYLOR G I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes, I[J]. Proc. R. Soc. Lond. A, 1950, 201: 192-196.