

# 水汽瞬态相变的激波管实验研究进展

傅云飞 龚闽卫 韩肇元

(中国科学技术大学, 力学与机械工程系, 合肥 230026)

## 摘 要

从激波管内水汽瞬态相变实验研究的角度出发, 探讨利用激波管理论及实验技术应用于人工影响降雨、消雹所涉及的云雾瞬态相变问题。首先介绍利用激波管研究水汽瞬态相变的概况, 并介绍一些特殊激波管及实验状态的控制。然后介绍激波管内水汽相变过程研究的测试原理及方法。最后讨论在研究爆炸方法进行人工降雨、消雹和自然闪电、雷击等问题时, 应用激波管理论及实验技术进行实验研究爆炸作用于云雾等微物理过程的方法和内容。

关键词: 激波管, 云雾, 相变。

## 1 引 言

爆炸方法作为人工降雨、消雹方法之一, 在中国已广泛使用多年。云中爆炸不但可以影响云内的动力结构, 而且对云的微物理过程产生一定作用, 但这种作用的机理仍不清楚。尽管常规云室(膨胀云室、扩散云室)对大气云雾物理过程已有很多的研究, 并取得了不少成果, 但目前云雾物理研究的实验技术和测试手段还很难捕捉爆炸作用云雾这种瞬间状态变化的信息。

然而云雾(即气液两相混合气体)的非定常非平衡瞬态变化过程, 在超音速喷管、汽轮机、燃烧发动机等领域已有相当广泛的研究。瞬态相变的发生, 使混合气体的动力及热力性质受到非平衡过程的极大影响, 并且产生一系列的重要作用过程。为了弄清这一非平衡过程本质, 已使用了膨胀云室、扩散云室、超音速喷管和膨胀管等方法, 进行了很多研究, 而激波管理论及实验技术, 在研究这种非平衡相变问题中, 发挥了很大作用。其原因在于激波管实验设备简单, 控制方便, 实验参数范围宽, 重复性好、气动特性可靠。另外, 激波管作为实验工具, 可提供  $-10 \sim -100 \text{ /ms}$  的冷却率, 而普通云室只能提供  $-1.0 \text{ /ms}$  的冷却率。因此, 激波管是研究水汽瞬间成核和凝结及冻结问题的理想工具。

本文通过介绍国内外利用激波管理论和实验技术, 研究激波管内水汽成核、凝结和液滴蒸发现象的概况, 来探讨利用激波管理论和实验技术应用于实验研究爆炸作用于云微物理过程机理问题。

初稿时间: 1995 年 1 月 3 日; 修改稿时间: 1996 年 11 月 11 日。

资助课题: 国家自然科学基金、中科院“九五”基础性研究重点项目基金和中国科学技术大学青年基金资助。

现在中国科学技术大学、地球和空间科学系工作。

## 2 激波管内水汽瞬态相变的研究概况

经过半个多世纪的发展,激波管技术和理论已比较成熟,为实验研究和理论分析水汽成核及凝结过程提供了十分方便的方法。自 Wagner 等<sup>[1]</sup>使用激波管技术研究水汽凝结现象、Glass 等<sup>[2]</sup>使用纹影照片展示稀疏波膨胀扇内的凝结过程以来,研究工作逐步向前发展,特别是 1970 年以来,瞬态相变问题的研究轰轰烈烈。具有代表性的工作,如 Homer 等<sup>[3]</sup>曾细致研究了激波管中的凝结现象;Barrand 等<sup>[4]</sup>用实验方法研究了激波管驱动段中稀疏波分别对水汽-氩气和水汽-氮气混合气体的作用,通过管内 3 个不同部位测得的压力变化过程,以了解凝结开始的时间;Kawada 等<sup>[5]</sup>通过测定静压、密度和透射光强,研究了稀疏波对几种致冷气体的作用,并研究了它的凝结率和成核率。Barschdorff<sup>[6]</sup>研究了携带气体对水汽同质成核的影响,结果表明凝结并不因携带气体的不同而受到影响。针对经典热力平衡条件下的凝结理论,Kotake 等<sup>[7]</sup>从理论上分析了稀疏波中同质核化和异质核化现象。他们从非定常非平衡状态下的同质核化、异质核化的方程出发,进行了数值模拟,得出水汽同质核化的临界半径量级为  $10^{-8}$  cm,并能增长到  $10^{-6}$  cm 左右,而水汽异质成核受到外来核的尺度分布、浓度、表面性质及水分子与核接触角度的影响,并通过实验给出了发生凝结处过冷度和冷却率之间的关系,但与理论计算有出入。

1980 年以来,激波管中非定常凝结现象的研究更加定量化,并且针对激波管内水汽凝结的特点,设计出了一些特殊结构的激波管,以便精确研究成核和凝结问题。Peters<sup>[8]</sup>对常规激波管进行了改造,使得水汽成核过程由中心膨胀波波尾的反射来决定,其目的是为了得到精确的成核率和水滴增长率。利用这种特殊的激波管,他还得到氩气-水汽混合气体中过饱和状态下的成核率范围为  $10^7$ — $10^9$   $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$  之间,并且发现随着温度的降低,过饱和度不象经典成核理论<sup>[9]</sup>描述的那样极剧增加,指出在低温状态下的成核过程,必须考虑表面张力变化,经典理论才可能正确。另外,他们还发现了水滴在增长过程中尺度表现出单一分布。Looijmans 等<sup>[10]</sup>根据 Peters 的工作,对激波管结构又做了进一步的改造,以捕捉水汽开始同质核化的有关信息,结果表明,改造后的激波管可以使得水汽成核后核数量基本保持稳定,实现了单一成核脉动。Fu 等<sup>[11]</sup>使用常规激波管实验技术对水汽瞬态相变进行了研究,发现水汽在稀疏波和反射稀疏波作用下,瞬态凝结温度大大滞后于自然大气中出现的凝结温度,这种滞后效应是由于气体迅速膨胀压力降低的结果,膨胀越强,滞后越多。

在研究激波管中水汽瞬态成核和凝结的同时,其相反问题,即激波引起的蒸发现象也进行了研究。Marble<sup>[12]</sup>总结了激波引起的蒸发现象。Goossens<sup>[13]</sup>对弱激波在雾中传播进行了研究,发现波后松弛区域小水滴被蒸发掉了;他的研究还表明,对弱激波而言,2m 长的松弛区域中,水滴全部蒸发完的时间为 6ms。Smolders 等<sup>[14]</sup>用稀疏波在激波管中产生水汽异质核化和凝结,然后让激波使得凝结了的水滴发生蒸发,发现半径和浓度分别为  $1.5 \mu\text{m}$ ,  $10^{11} \text{m}^{-3}$  的水滴,在马赫数为 1.36 的激波作下,4ms 全部蒸发;他的工作还表明,由于激波在小水滴中的传播,激波波后小水滴被蒸发使得水汽饱和比的变化范围为  $5 \times 10^{-3}$  到 0.2。另外,近年来的研究工作表明,研究工作不仅仅局限于激波管中纯粹的水汽凝结和蒸发现象,而且对具有凝结发生的气-水汽混合气体中的激波反射现象的研究,和激波边界层非平衡相变加热现象的研究也受到了重视<sup>[15]</sup>。

### 3 激波管内实验状态及参数

#### 3.1 常规激波管内实验状态

激波管中水汽凝结的常规实验装置, 主要有激波管及信号测试和记录系统组成。最普通的激波管由驱动段(即高压段)和被驱动段(即低压段)组成, 两者间用一膜片将高压和低压气体隔开, 驱动段也就是研究水汽成核和相变的试验段, 实验前将其充入一定数量的水汽和携带气体(一般用惰性气体)或一定湿度的空气, 被驱动段为开口或闭口或接真空罐。破膜后, 激波管驱动段的稀疏波将迅速等熵膨胀静止于驱动段中的汽-气混合气体, 使之冷却至过饱和状态, 进而导致水汽发生成核和凝结。水汽开始凝结的时刻由测得压力的突然增大(与等熵过程信号相比), 或散射光迅速增强来确定。因为气体瞬间膨胀, 气流具有较大的冷却率, 故凝结是发生在较高的过冷状态之下。凝结发生后潜热的释放, 将引起气流中有关参数的变化, 气体不再遵从等熵变化关系。在凝结区域显然是气-液两相相流。图 1 为这种实验中的典型激波管、波系示意图。该设备结构简单, 但使用方便灵活, 通过变换试验段测试位置, 可得到不同位置凝结发生的情况。

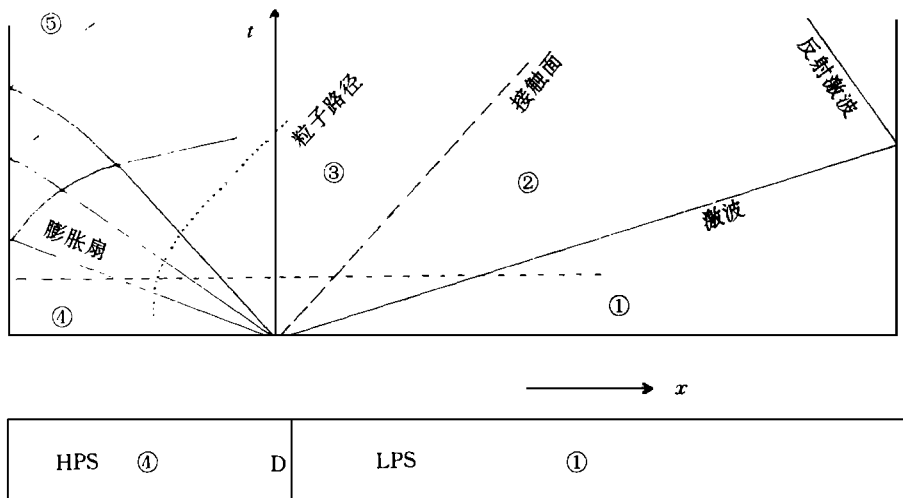


图 1 常规激波管及  $x-t$  平面波系示意

( $x$ : 距离;  $t$ : 时间; HPS: 高压段; LPS: 低压段; D: 膜片; — : 代表均匀区)

一般定义破膜前被驱动段状态为 区, 驱动段状态为 区, 稀疏波后均匀区为 区, 反射稀疏波后均匀区为 区, 对等熵过程, 可得到这几个区温度、压力、密度和音速关系式。设 区、区状态分别为  $P_1, T_1, a_1, \rho_1$  和  $P_4, T_4, a_4, \rho_4$ , 则对 区有:

$$\frac{T_3}{T_4} = \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_3^2 \right)^{-2} \quad (1)$$

$$\frac{P_3}{P_4} = \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_3^2 \right)^{-\frac{2\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2)$$

$$\frac{3}{4} = \left\{ 1 + \frac{4-1}{2} M_3 \right\}^{-\frac{2}{4-1}} \quad (3)$$

$$\frac{a_3}{a_4} = \left\{ 1 + \frac{4-1}{2} M_3 \right\}^{-1} \quad (4)$$

对 区有:

$$\frac{T_5}{T_3} = \left\{ 1 - \frac{4-1}{2} M_3 \right\}^2 \quad (5)$$

$$\frac{P_5}{P_3} = \left\{ 1 - \frac{4-1}{2} M_3 \right\}^{\frac{2}{4-1}} \quad (6)$$

$$\frac{5}{3} = \left\{ 1 - \frac{4-1}{2} M_3 \right\}^{\frac{2}{4-1}} \quad (7)$$

$$\frac{a_5}{a_3} = \left\{ 1 - \frac{4-1}{2} M_3 \right\} \quad (8)$$

其中:

$$M_3 = \left[ \frac{a_{41} \left( \frac{1+1}{3(M_s^2-1)} M_s - \frac{4-1}{2} \right) \right]^{-1} \quad (9)$$

$$a_{14} = \frac{1.4 T_1}{4.1 T_4} \quad (10)$$

$$P_{41} = \frac{P_4}{P_1} = \left[ 1 + \frac{2}{1+1} (M_s^2 - 1) \right] \left[ 1 - \frac{4-1}{1+1} a_{14} \left( M_s - \frac{1}{M_s} \right) \right]^{-\frac{2}{4-1}} \quad (11)$$

$a_{14}$  为 区与 区间速比,  $1, 4, 1, 4$  分别为 区和 区气体的分子量、比热比。 $M_3$  为 区气流马赫数。 $M_s$  为激波马赫数, 它由 区与 区状态决定。在实验时通过控制破膜的压比  $P_{41}$ , 即调节激波管高压段和低压段之间的压力, 可在试验段获得混合气体具有不同膨胀率的试验状态。

由于水汽成核及凝结过程有潜热放出, 因此, 稀疏波成核及凝结过程是非等熵的, 故进行激波管内成核和凝结实验时测得的信号与等熵过程测得的信号有所差别, 这个差别反映了成核和凝结过程状态变化的有关信息。一般可以测到压力信号、光信号的变化, 并以此间接地算出有关凝结参数。

### 3.2 特殊激波管内实验状态

为了直接地从实验得出凝结率方程表达式, Peters<sup>[8]</sup> 通过对常规激波管进行的改进, 使得改进后的激波管可以更好地研究低温下水汽成核和水滴增长等问题。图 2 为 Peters 激波管及波系示意图。该激波管被驱动段(即低压段)的一部分管径收缩, 将改变激波管内气动状态, 主要表现在破膜后, 激波将在被驱动段管径收缩处产生反射。反射的激波经  $t$  时间可在驱动段端壁处赶上稀疏波波尾。如果选择的反射激波的压缩比正好使得由稀疏波引起的水汽成核终止, 也就将成核时间控制在  $t$  时间内, 那么便能保持该状态的过饱和, 以使形成的核继续长大。通过测量长大的核数量  $N$ , 便可得出体积  $V$  中的成核率  $J_{\text{exp}} = N/(V - t)$ 。

假定驱动段的初始状态: 总压  $P_4$ 、水汽分压  $P_{4w}$ 、水的摩尔分数为  $m_w$ 、携带气体为氩

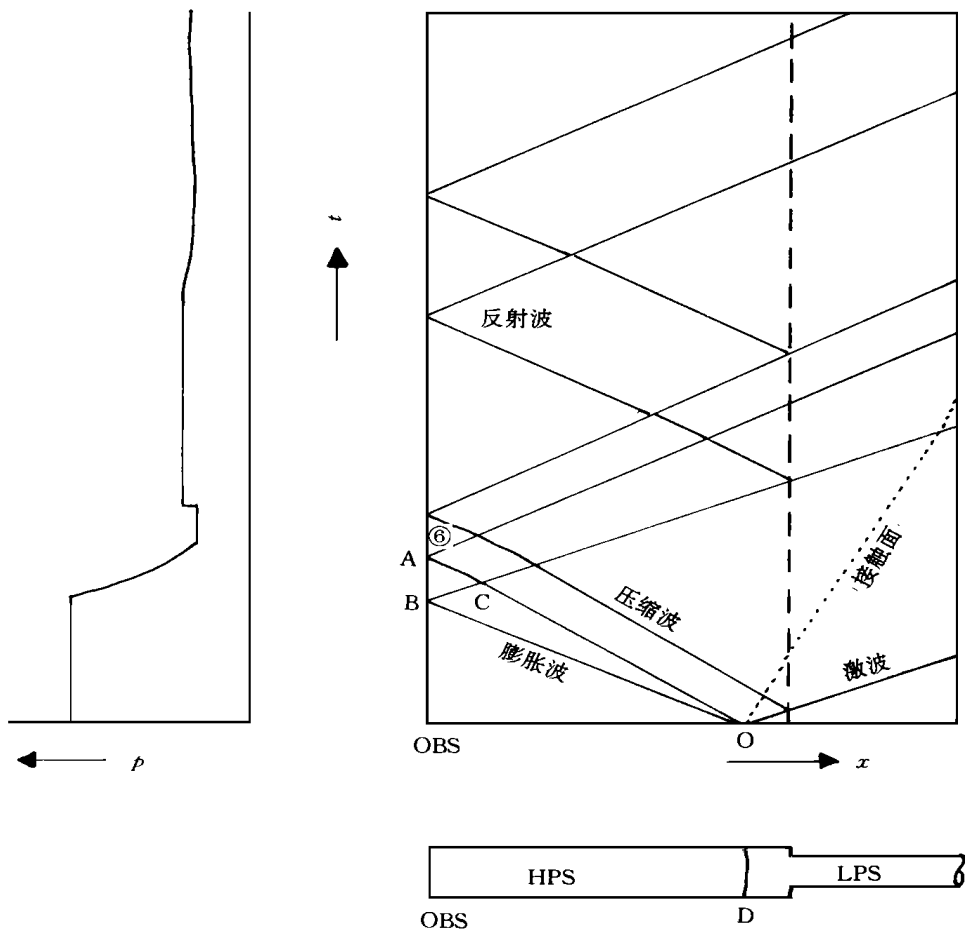


图2 低压段收缩型的激波管、 $x-t$  平面波系和端壁处(OBS)点测得的压力变化<sup>[8]</sup>

( $x$ : 距离;  $t$ : 时间;  $P$ : 压力; HPS: 高压段; LPS: 低压段; D: 膜片)

气( $\gamma = 5/3$ ), 并且假定混合气体为理想气体, 作等熵膨胀过程, 则对 $(P, T)$  状态有如下关系:

$$\frac{a}{a_4} = \frac{T}{T_4} = \left(\frac{P}{P_4}\right)^{\frac{-1}{\gamma-1}} = \left(\frac{P}{P_4}\right)^{\frac{-1}{2}} \quad (12)$$

那么图2中 OBC 区域(即稀疏波区) 音速比与时间关系可写成:

$$\frac{a}{a_4} = \frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{x}{a_4 t}\right) \quad (13)$$

反射稀疏波波头 BC 与时间关系为:

$$\frac{x}{x_w} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left(\frac{t}{t_w}\right)^{\frac{2}{\gamma+1}} - \frac{2}{\gamma-1} \frac{t}{t_w} \quad (14)$$

其中  $x_w$  为测试处距破膜处的距离,  $t_w = -x_w/a_4$  为稀疏波头到达  $x_w$  处的时间。ABC 区

域为双波区, 由波反射问题的一般解可推出如下关系式(对氩气), 有:

$$\left(\frac{a^4}{a}\right)^2 + \frac{a^4}{a} - \frac{(a^4/a)^2(x/x_w - 1)^2}{(a^4/a - 3t/t_w)^2} = 2 + \frac{t}{t_w} \quad (15)$$

当测试位于驱动段端壁处 ( $x = x_w$ ) 时, 上式左边第三项将消失, 可得出  $a^4/a$  与  $t/t_w$  的关系, 由此还可得到  $u/a^4$  与  $x$  和  $t$  的关系式:

$$\frac{u}{a^4} = \frac{x/x_w - 1}{a^4/3a - 3t/t_w} \quad (16)$$

在驱动段端壁处 ( $x = x_w$ ), 由式(12)、(13)、(14)、(15), 可得出  $a/a^4, T/T_4, l/l_4, P/P_4$  与的对应关系。

方程(15)中, 对固定的  $t/t_w, a/a^4$  随着  $x/x_w$  的减小将趋于常值, 表明在接近驱动段端壁处可以不考虑梯度的影响。

对于 区, 即水汽成核阶段, 它的状态由 区确定:

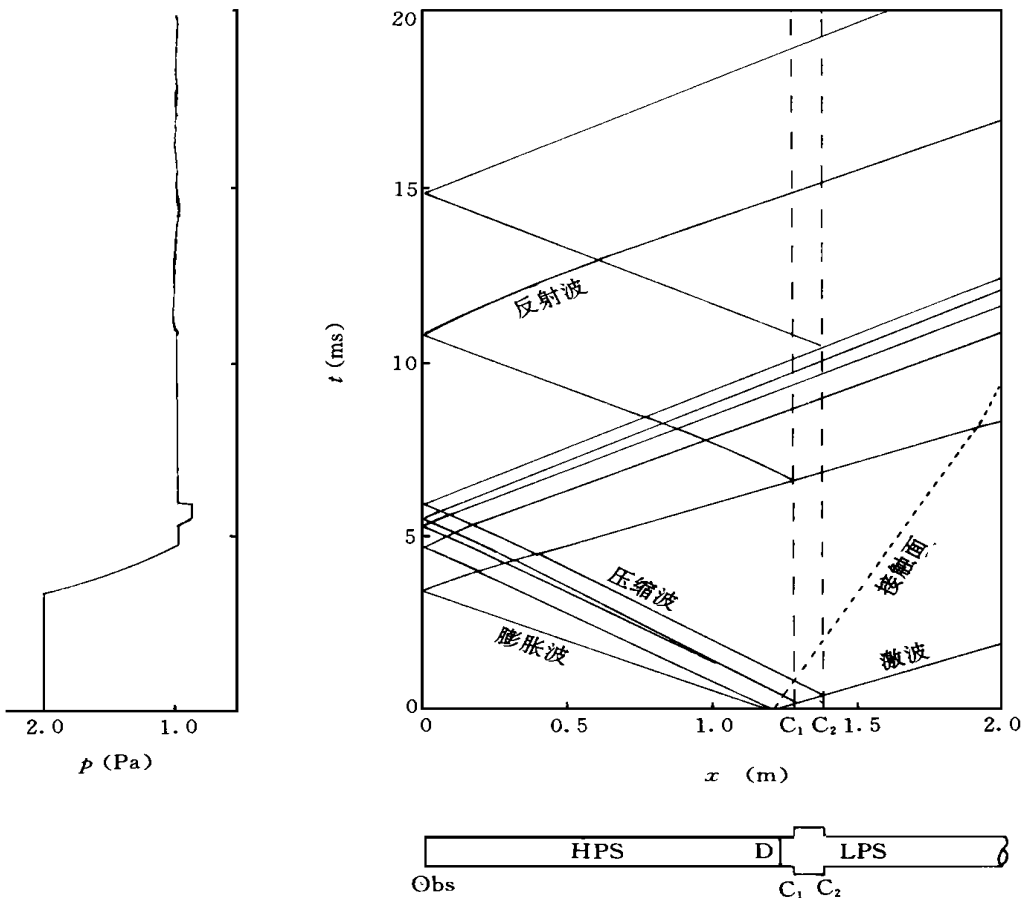


图3 低压段扩张过渡型的激波管、 $x-t$  平面波系和端壁处测点 OBS 测得的压力变化<sup>[10]</sup>

( $x$ : 距离;  $t$ : 时间;  $P$ : 压力; HPS: 高压段; LPS: 低压段; D: 膜片)

$$\frac{a_6}{a_4} = 2 \frac{a_3}{a_4} - 1 \quad (17)$$

区温度  $T_6$ , 即水汽成核温度, 它是实验的关键,  $T_6$  可持续到激波从端部折回, 该持续时间可通过控制被驱动段的长度来调节, 一般控制在  $10\text{ms}$  左右。使用这套实验设备测得的成核率范围为  $10^7 \sim 10^9 \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ 。

Looijmans<sup>[10]</sup> 在研究激波管中水汽成核和凝结问题时, 认为过饱和水汽变成液态的同质核化可分为两个阶段, 第一阶段为成核过程, 成核率取决于饱和度  $S$ 。一般而言, 同质核化要求  $S$  充分大于 1。第二阶段为核长大过程(即凝结过程), 在这个过程中, 只要  $S > 1$ , 这一过程将会继续。成核与凝结过程可通过观察水汽所处的饱和度  $S$  经历的时间变化而分开。其次, 他分析了 Peters 的工作, 认为反射稀疏波在被驱动段的收缩处的再次反射, 并传到驱动段, 将引起新的成核阶段, 不利于已有的核数量保持稳定, 进而影响成核率的

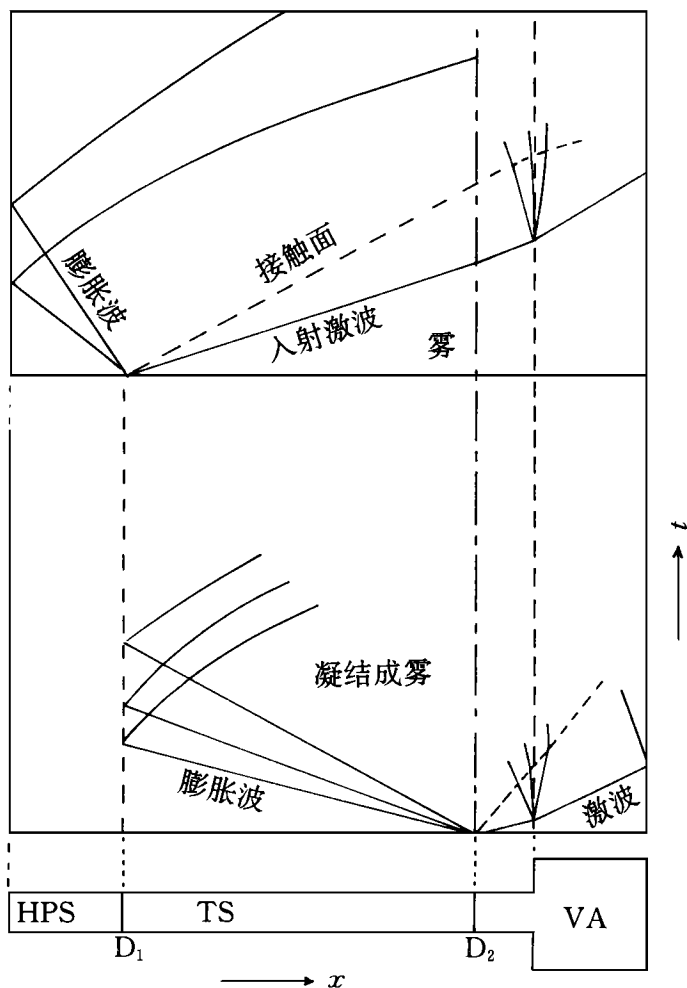


图4 双膜激波管、 $x-t$  平面波系

( $x$ : 距离;  $t$ : 时间; HPS: 高压段; TS: 试验段; VA: 真空罐; D1: 膜片1; D2: 膜片2)

精确测量。为此, Looijmans 研究的出发点是使得最大饱和状态仅存在于一个成核阶段, 而核是在一较低的过饱和状态下长大。实现这一目标的方法, 是在被驱动段中加上一节扩张段, 其两端口径同驱动段一样。

改进后的激波管及波系见图3, 在  $t = 0$  时刻破膜, 稀疏波左行至驱动段, 激波则右行至被驱动段, 当稀疏波行至测点  $O_{bs}$  (在端部), 反射并引起压力迅速下降, 激波首先在截面变化  $C_1$  处反射稀疏波, 它将在第一次强的膨胀波后传播, 引起测点第二次压力下降。当右行的激波行至  $C_2$  处将产生反射压缩波, 在驱动段产生压缩效应, 使测点的压力上升。当这些波经端部反射传到扩张段, 将再次产生膨胀波和压缩波。如果稀疏波范围比扩张管的长度长, 这两种反射波将相干, 扰动将部分抵消, 最终使压力将恢复到扰动前水平。该设备的优点可以避免第二次成核阶段。

激波管内水滴蒸发现象的研究, 目前国际上基本采用双膜激波管设备, 见图4。它分为低压段(或为真空罐)、中间段(即试验段)和高压段。首先破低压段与中间段之间的膜片, 稀疏波将使中间段的水汽发生成核和凝结, 产生小水滴, 或用反射稀疏波可在中间段获得静止的云雾, 然后使得高压段与中间段之间的膜片破裂, 在中间段便可产生激波对云雾液滴的作用。这种类型实验的控制和测试系统比较复杂。

## 4 测试方法及原理

激波管中水汽瞬态相变的测试方法大体经历了早期定性测量和现在定量测量两个阶段。定性测量主要是通过压力信号或散射光信号的变化, 确定水汽凝结或水滴蒸发是否发生及发生的时间, 而定量测量可以测出凝结后, 水滴尺度、浓度及水滴尺度分布宽度等参数。由于激波管中发生的水汽相变过程非常快, 一般采用光学方法对这一过程进行测定。激光因单色性好, 被选为光源。使用单波长激光可作一些参数的定性测量, 或经过标定也可进行定量测量, 只是标定工作不方便。用两波长或三波长激光, 可做到精确的定量测量, 且可不必进行标定工作。作为光源的激光器功率一般小于 200mW。光信号的接收, 通常采用光电倍增管或光敏管, 其主要指标是对光信号的响应时间要小于微秒量级。接收的光信号, 由瞬态波形存储器采集。

### 4.1 单波长激光测试方法及原理

利用单波长激光对激波管内水汽瞬态相变进行测定, 主要采用光散射方法和光透射方法。光散射方法是通过测定水汽成核或凝结的微粒引起激光产生的散射信号, 以确定水汽成核或凝结发生的时间, 通过预先对散射光信号的标定, 也可确定微粒的尺度。光透射方法不是直接测量水汽成核或凝结后微粒对光的散射信号, 而是测量激光透过微粒群衰减后的光信号强度, 来确定微粒出现的时间和尺度, 这种方法也须预先的标定工作。

图5为单激光器等角 Mie 散射方法测量系统<sup>[16]</sup>。该方法选用一散射角度, 对单色平行光束透过系统所产生的散射光通量进行测量。如果假定粒子近似球形且是充分的单色散射, 则被微粒散射的光信号振幅与微粒尺度有一定关系, 该关系可用试验或理论计算得到。这样测量出光信号的振幅值, 就可得到水汽相变物的尺度大小。Peters<sup>[8]</sup>等人曾使用 90度 Mie 散射光测定方法, 对水汽成核及凝结进行过测定。



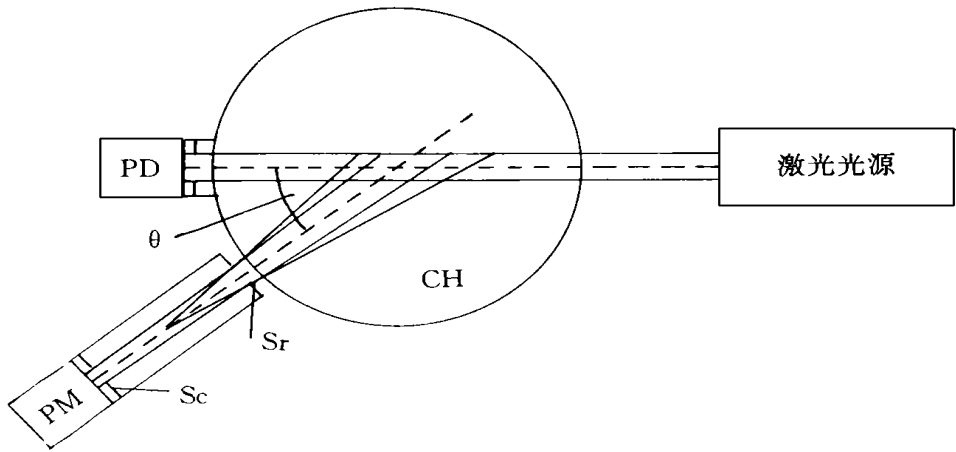


图5 等角 Mie 散射方法测试系统示意<sup>[16]</sup>

(CH: 试验容器; Sr: 矩形采光面; PD: 测量透射光通量的探测器;  
PM: 测量散射光通量的探测器; Sc: 圆形采光面;  $\theta$ : 散射光采光角)

## 4.2 多激光器测试原理

用单波长激光测试时,要得出水滴的大小,要进行一些复杂的标定工作。利用两波长或三波长激光进行测量,可以避免这一工作。对于均匀、绝缘球形粒子的散射,平行光束的衰减遵从 Lambert-Beer 定律。透射光强  $I$  与入射光强  $I_0$  及介质厚度  $L$  之间有:

$$I = I_0 \exp(-L) \quad (18)$$

其中:  $\sigma$  为消光系数 ( $\sigma = N r^2 Q$ ),  $Q$  为消光效率,它是粒子半径  $r$  与波长  $\lambda$  之比和相对折射率  $m$  的函数,可由 Mie 理论计算出;  $r^2 Q$  称为平均消光截面;  $N$  为粒子的浓度。

记透射光强变化为  $T = I/I_0$ , 对两种不同的波长 ( $\lambda_1, \lambda_2$ ), 有透射光强变化  $T_1, T_2$ , 则

$$\frac{\ln T_1}{\ln T_2} = \frac{1(\lambda_1, m_1, \sigma_1)}{2(\lambda_2, m_2, \sigma_2)} \quad (19)$$

$m_1, m_2$  为  $\lambda_1, \lambda_2$  波长对应的水滴折射率。如果  $T_1, T_2$  测定, 则由式 (19) 可求出水滴的统计平均尺度, 再由式 (18) 可得出水滴的数密度  $N$ 。在假定小水滴尺度均匀情况下, 该方法可以得出水滴大小和浓度, 图6为文献[11]利用上述原理得出的水滴大小和浓度随时间变化。

对于小水滴尺度非均匀情况, 必须考虑小水滴尺度分布宽度  $\Delta r$ 。Smolder<sup>[14]</sup> 用三束不同波长的激光进行测试。首先, 假定尺度非均匀云雾的尺度满足具有平均半径  $r_m$  和相对宽度  $\Delta r$  的零阶对数正态分布, 分布函数如下:

$$F(r) = \frac{1}{2} \frac{1}{r_m} \exp \left[ - \left( \frac{\ln(r/r_m)}{2} \right)^2 - \frac{r^2}{2} \right] \quad (20)$$

定义散射商  $ij = \sigma_i / \sigma_j$

$$ij = \frac{r^2 Q_i}{r^2 Q_j} \quad (21)$$

$\sigma_i, \sigma_j$  分别为不同波长光的消光系数, 散射商  $ij$  仅取决于粒子尺度分布的统计平均半径

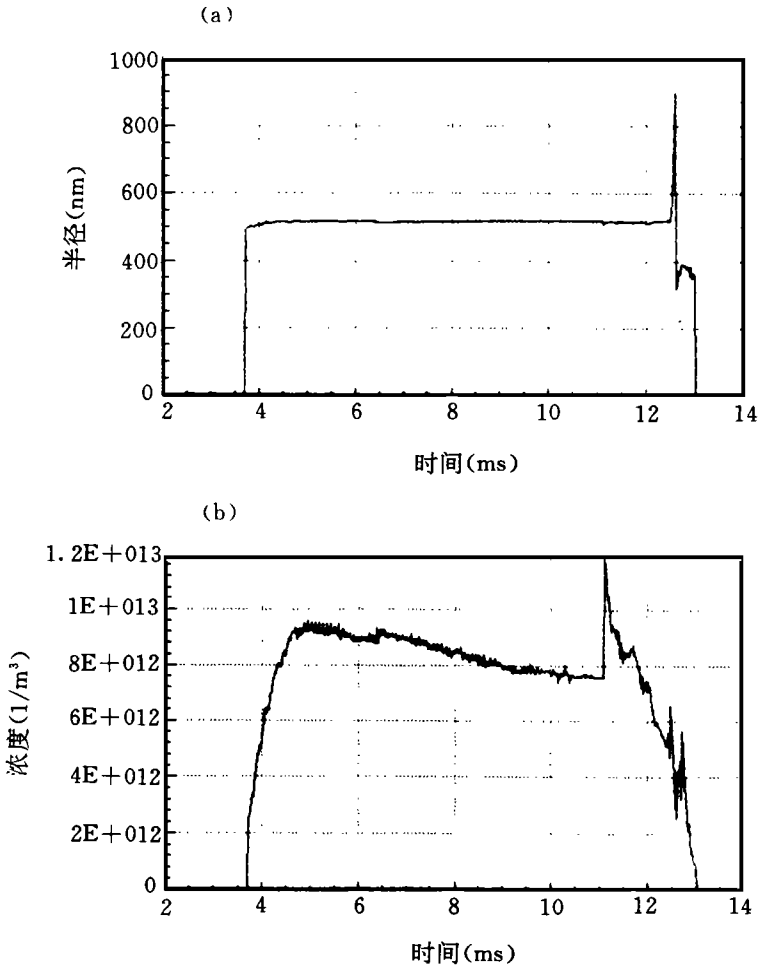


图6 双波长激光测试仪测算的水滴半径(a)和水滴浓度(b)随时间的变化<sup>[11]</sup>

和分布相对宽度。

使用三束不同波长的单色光,便可得到独立的散射商 $\mu_{12}$ 和 $\mu_{23}$ ,由 $\mu_{12}$ 和 $\mu_{23}$ 可得到 $\mu_{12}$ 和 $\mu_{23}$ 平面上与 $r$ 的变化曲线,即 $\mu_{12}$ 和 $\mu_{23}$ 平面上的每个点将对应一个 $r_m$ 与 $\sigma$ 值。这样,通过测定三束单色光的消光大小,便可得到水汽凝结或水滴蒸发过程中水滴平均半径、半径分布宽度、浓度 $N$ 等参数的变化。因此,这种方法是一种测定水汽瞬态相变过程有关参数变化的理想方法。

## 5 应用于云雾物理研究的探讨

激波和稀疏波在湿空气中传播,反映了两种波动在真实空气中的传播过程。激波或稀疏波在含水汽的空气中传播,将产生水汽相变问题,而水汽相变反过来又影响激波或稀疏波本身结构和传播过程。研究激波和稀疏波与水汽瞬态相变的相互作用,具有一定的应用

背景。从大气科学云雾物理研究领域角度而言,把激波管理论和试验技术、及测试手段,引入到研究云雾瞬态相变等微物理过程,如爆炸对云雾的作用过程、闪电和雷击作用云雾过程、和高速飞行器引起的激波、膨胀波对云雾的作用过程等,是一种新的尝试。该领域有很多工作尚未开展。中国在该方面的研究工作很少,无论在技术设备上,还是在理论研究方面,与国际水平均有一定的差距。

激波管理论及实验技术已发展相当成熟,利用激波管为实验工具,设备简单、能耗低,实验状态易于控制,且实验重复性好,实验参数范围宽,气动特性可靠。激波管是研究气液两相流非定常非平衡瞬态相变的一种很好工具。利用激波管理论及实验技术可以在激波管中控制产生很强的瞬间正压、高温(激波管区状态)和负压、低温(激波管区状态)状态,可用来实验模拟爆炸这种极端状态。特别是利用激波管中非线性波系及其波系间的相互干扰来作用水汽和云雾粒子,可以考察水汽和云雾粒子非定常相变过程,以研究云雾粒子和水汽在激波、稀疏波、反射激波、反射稀疏波及其波系间的相互干扰的作用下,水汽和云雾粒子非定常变化过程,使得能够深入了解爆炸过程中不同阶段云雾发生变化的物理过程。因此,把激波管及测试技术和手段,作为实验工具,引到云雾物理研究领域,通过学科间交叉的途径,研究云中爆炸这类问题,极有可能揭示出云中爆炸波作用水汽和云雾粒子的机制。

水汽瞬态非平衡相变过程的研究值得重视。平衡过程水汽核化、水滴增长理论已发展成熟,如通过 Kelvin 方程可以建立水汽成核的临界半径与相应平衡水汽压、过饱和度之间关系;通过水滴凝结增长的 Maxwell 方程,可以描述水滴平衡凝结增长过程。然而,水汽在某些波动(如爆炸波)或高速气流作用下,发生的瞬态成核和凝结过程将出现什么现象?又怎样描述?例如,水汽成核后,膨胀波在水汽凝结及水滴增长过程中的作用;膨胀波对云雾粒子的作用;云雾粒子(即小水滴)在膨胀波作用下,处于过冷和低压状态,小水滴的物性及形态的变化;激波对云雾粒子的作用,即云雾粒子在激波作用下,是否发生破碎或被蒸发消散?通过云雾后激波状态发生怎样变化?激波和膨胀波共同对水汽成核、凝结和水滴增长过程的作用,也就是云中爆炸波的作用,等等都有待于实验研究和理论分析来揭示。

总之,激波管作为研究瞬态凝结及蒸发的一个很好工具,已在气动、化学物理等研究领域发挥了很大的作用。把激波管一整套实验技术及测试手段引到大气云雾物理微过程的研究,并针对气象云雾物理研究的特点加以改造,可为大气物理的实验研究增添一种新的有效工具。相信通过日益完善的测试技术,并结合气体动力学状态的控制理论,激波管将在研究云雾及水汽瞬态相变微物理过程方面开辟一条新的途径。

## 参考文献

- [1] Wagner P E and Lundquist G. Condensation of water vapor in the shock tube below 150 K. J Appl Phys, 1951, 22: 233—245.
- [2] Glass I I and Patterson G N. A theoretical and experimental study of shock—tube flows. J Aeronaut Sci, 1955, 22: 73—100.
- [3] Homer J B and Hurler I R. Shock—tube studies on the decomposition of tetramethyl—lead and the formation of lead oxide particles. Proc Roy Soc, Lond 1972, A327: 61—72.

- [ 4 ] Barrand J P and Rieutord E. Etud de la condensation de vapeur d'eau au cours d'une détente rapide dans un long tube. *Int. of Heat Mass Transfer* 1973, 16: 101—110.
- [ 5 ] Kawada H and Mori Y. A shock tube study of condensation kinetics. *Bull Jap Soc Mech Eng*, 1973, 16: 1053—1061.
- [ 6 ] Barschdorff D. Carrier gas effects on homogeneous nucleation of water vapor in a shock tube. *Phys Fluids*, 1975, 18: 529—531.
- [ 7 ] Glass I I, Kalra S P and Sislian J P. Condensation of water vapor in rarefaction waves. *AIAA J*, 1977, 15: 686—693.
- [ 8 ] Peters F and Paikert B. Nucleation and growth rates of homogeneously condensing water vapor in argon from shock experiments. *Exp Fluids*, 1989, 7: 521—530.
- [ 9 ] Becker R and Döring W. Kinetische behandlung der keimbildung in übersättigten dampfen. *Ann Phys*, 1935, 24: 719—725.
- [ 10 ] Looijmans K H, Kriesels P C and van Dongen M E H. Gasdynamic aspects of a modified expansion-shock tube for nucleation and condensation studies. *Exp Fluids*, 1993, 15: 61—64.
- [ 11 ] Fu Y, Gong M and Han Z. Condensation induced by rarefaction waves and reflected rarefaction waves. *Adv Atmos Sci*, 1995, 12(4): 507—512.
- [ 12 ] Marble F E. Some gasdynamic problems in the flow of condensing vapors. *Astronaut Acta*, 1969, 14: 585—598.
- [ 13 ] Goossens H W J, Cleijne J W, Smolders H J and van Dongen M E H. Shock wave induced evaporation of water droplets in gas-droplet mixture. *Exp Fluids*, 1988, 6: 561—570.
- [ 14 ] Smolders H J, Willems J F H, deLarge H C and van Dongen M E H. Wave induced growth and evaporation of droplets in a vapor-gas mixture. *Proc. 17th Int. Symp. on Shock Waves and Shock Tube*, 1989, 802—807.
- [ 15 ] Hirahara H and Kawahashi M. Shock wave reflection in a gas-vapor mixture with condensation. *Proc. 18th Int. Symp. on Shock Waves and Shock Tube*, 1992, 346—352.
- [ 16 ] Wagner P E. A constant-angle Mie scattering method (CAMS) for investigation of particle formation processes. *J Colloid Interfa. Sci*, 1985, 105: 2—19.

# REVIEW OF EXPERIMENTAL STUDIES ON TRANSIENT PHASE TRANSFORMATION OF WATER VAPOR IN SHOCK TUBE

Fu Yunfei Gong Minwei Han Zhaoyuan

*(Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei, 230026)*

## Abstract

From the view of experimental studies of transient phase transformation of water vapor in shock tube, the prospect of using theories and techniques of shock tube for experimental studying physics of cloud and fog in the area of weather modification is presented. In the first, the general situations of research about transient phase transformation used by both ordinary and special shock tubes, including some experimental condition controls, are introduced. Then, some principles and methods about the measurement in phase transformation process are described. In the last, some methods and contents on studying microphysical process during rain stimulation and hail mitigation by artificial means, such as effects of blast waves on cloud and fog, with applications of shock tube techniques, are discussed.

**Key words:** Shock tube, Water vapor, Phase transformation.