

讲 座

可燃云雾中的激波特性

汤明钧

(华东工学院)

一、引言

可燃云雾中激波特性的研究是近三十年来发展的一个新领域。其特点是在激波的传播过程中存在着激波及波后流动与液滴之间的相互作用。其中包含着多种复杂的力学、物理和化学过程,例如液滴在激波后高速气流作用下发生变形,液体微雾从母液滴剥离及其迅速蒸发,燃料蒸气与氧化气体混合以及混合气体的点火和发生快速的化学反应等。由于上述过程的复杂性及其相互耦合使得人们对这一激波现象的了解还很不充分。与单纯气相、液相或固相相比,这种混合相反应介质中的激波还是一片未开垦的处女地。

从实用的观点来看,人们对可燃云雾中的激波现象感兴趣主要是从两个不同的角度,最主要的是安全问题。液化天然气和液化石油气爆炸,油船爆炸,油库爆炸等意外事故,就全世界范围来说几乎每天都在发生。所有炼油厂和化工厂都存在燃料液体或蒸气爆炸的潜在危险。除此之外,云雾爆炸的研究对汽油和柴油发动机以及液体火箭发动机中燃烧过程的稳定也起着很重要的作用。

对云雾爆轰感兴趣的另一个出发点是军用目的。人为造成的云雾爆轰被用来作为在大范围内摧毁敌方目标的有效手段。1970年美国在越南首次投掷了120枚装有液体燃料的子母弹。由飞机空投的母弹在飞行过程中打开后盖,抛出三个子弹。子弹中心的炸药柱起爆后把液体燃料抛散出去,在空气中形成云雾状的气溶胶,由同时抛出的云雾引信引爆气溶胶而产生云雾爆轰。这种由燃料液滴或蒸气分散在空气中形成的混合体系一般叫做燃料空气炸药,简称FAE(Fuel Air Explosives)。它可以在一定的引爆条件下爆炸;从而对周围介质产生破坏效应。据报道,苏联1984年在阿富汗也试用了燃料空气炸弹。到现在美苏两国都已经研制了几代燃料空气炸药武器。FAE不同于常规炸药之处是发生爆炸反应所需的氧全部或大部分取自当地的空气。由于只携带燃料,故能量效率高,单位重量燃料所产生的爆炸波的效果相当于3~7倍TNT^[1]。

本文的目的是对云雾反应介质中的激波特性作一简略的回顾。将首先介绍普遍采用的实验技术以及实验中存在的困难;接着依据实验研究的成果对激波在云雾反应介质中传播过程的物理图象进行描述;最后对预报激波参数的几种计算模型进行介绍和评论。本文将不涉及云雾反应介质中的爆轰极限和起爆能等问题,这些重要问题将在其它文章中进行论述。

二、实验技术及存在的困难

进行云雾爆轰研究的前提是产生燃料液滴均匀分布在氧化气体中的云雾系统,这正是最主要的困难所在。一些研究者曾对在激波管中产生均匀分布的液滴做出过努力。这些方法大致可分为两种,即Dabora等所用的振动针管的方法和Lu等所用的超音速喷雾器方法。

Dabora^[2]等将排列着注射针管的液滴发生器置于激波管的顶端,使液体燃料流过针管,同时

1988年6月21日收到原稿,1989年2月27日收到修改稿。

使之以一定频率振动,产生雷诺不稳定性,由针管流出的液柱便破裂成为均匀一致的液滴。掌握液滴产生的技术,仔细地控制条件,可以得到尺寸一致的液滴,并均匀分布于氧化气体中。但液滴下落一段距离到达试验段之后,由于液滴尾流中气流的扰动以及其它因素的影响,使得某些液滴合并成大液滴,不再能够保持尺寸一致和分布均匀。再则,由于受到针管尺寸的限制,用这种技术一般只能获得直径在 $400\mu\text{m}$ 以上的液滴。

为了产生小尺寸的液滴, Lu^[3]等采用了超音速喷雾器,所产生的液滴尺寸可以小到 $5\mu\text{m}$ 到 $10\mu\text{m}$ 。这种技术存在的问题是所产生的液滴是多分散度的,而且液滴尺寸的分布从一开始就是未知数。同时喷管会导致激波管管壁的浸湿,管壁附着的燃料薄层可支持薄膜爆轰,并且不可能将其与燃料液滴所支持的云雾爆轰分离开来。

在无约束的场地试验中,液体燃料通常是用云雾喷管或炸药爆炸来分散。液滴的尺寸及其在氧化气体中的分布极不均匀,而且很难对其进行可靠的测量。Bull^[4]等在场地试验中将云雾限制在塑料袋中,从而使云雾的分散情况略有改进。

三、可燃云雾中的激波结构

可燃云雾燃烧问题的研究已经有比较长的历史,但是对于可燃云雾中的激波现象,即云雾爆轰的研究仅始于六十年代。在六十年代初期, Williams^[5-7]指出,可燃云雾系指燃料液滴悬浮在氧化气体中所形成的气溶胶,根据液滴蒸发的速度来计算,只有当燃料液滴的直径小于 $10\mu\text{m}$ 时才能维持自持的爆轰波。但是 Webber^[8]和 Cramer^[9]报告的实验结果表明,在燃料液滴的直径大于 $20\mu\text{m}$ 的云雾中确实观察到自持的爆轰。后来,在1969年, Nicholls等^[10]报告了甚至在液滴直径大到 $2700\mu\text{m}$ 的系统中也得到了稳定爆轰。大量实验证据表明,仅仅用液滴的蒸发来说明云雾爆轰是远远不够的,必需考虑到激波与液滴的相互作用。在这种体系中激波的作用不仅是提供发生快速化学反应所必需的热力学条件,而且通过激波与液滴的相互作用,使液滴破裂为无数极其微小的微滴,从而创造了适合进行快速化学反应的物质。

根据大量实验观察的结果,可将云雾爆轰的过程,即反应区结构归纳为以下几个阶段:液滴在激波后的高速气流中发生变形和破裂;微雾迅速气化;燃料气体与氧化气体混合;可燃混合气体点燃,并发生激烈化学反应。现分述如下:

1. 液滴在激波后的高速气流中发生变形和破裂

这一研究工作是由 Ranger 和 Nicholls^[11]以及 Waldman 和 Reinecke^[12]各自分别完成的。他们都是用水滴悬浮在空气中,让不同马赫数的激波通过,从而排除了化学反应,仅仅观察气体动力学相互作用。

Ranger 等用直径为 $750\mu\text{m}$ 的水滴分布在空气中,让马赫数为2的空气激波通过,用变象管照相机和火花光源记录了水滴的变形和破裂过程。激波阵面刚通过时液滴并未发生明显变形。激波通过液滴几个微秒之后,由于激波后高速气流与基本上是静止的液滴之间的相互作用,首先,滞止气流的压力使得液滴迎着来流的表面变平,即球形液滴变成近似于椭球。然后,由于边界层的剥离在母液滴的尾部形成极细的水雾。他们认为,这种液雾是由于气流所产生的切向力的作用从液滴赤道上剥离下来的,并归纳出液滴的破碎时间与液滴的初始直径成正比,与对流气流的动压平方根成反比。还应该指出,当激波马赫数大于2,即波后气流的速度为超音速时,液滴的变形和剥离不再能够明显地区分开,而是几乎同时发生。由于对流气流为超音速,在每个液滴前面都可以观察到明显的弧形激波,在液滴后面可以观察到尾激波,与超音速流和钝头物体的作用相类似。

笔者曾用 $2700\mu\text{m}$ 直径的癸烷液滴在氮气中与马赫数为2.5的入射激波相互作用,然后将用激

光闪光光源摄得的照片用计算机进行图象识别,统计出不同直径微滴的数量分布。这一工作遇到很大困难,因为微滴彼此聚集在一起,在平面图形上更是互相重叠,分辨不出微滴的真正大小。仅在液雾边缘,微滴高度很小的地方才得到少量数据。这些数据表明,单个微滴的直径约为 $5\mu\text{m}$ 到 $7\mu\text{m}$,与母液滴中边界层的厚度相当。燃料液滴在惰性气体中与水滴在空气中与激波相互作用的物理实质相同,但由于二者表面张力不同,故液滴剥离和破碎的时间以及所形成的液雾尺寸在数值上有明显差别。

Borisov等^[13]对三种模型作了理论分析,即单纯蒸发,微滴从球形液滴上剥离和微滴从已变形的液滴上剥离。其结论是,对于直径大于 $100\mu\text{m}$ 的液滴来说,只有第三种模型能说明云雾爆轰现象。Fishburn^[14]提出,在液滴的变形阶段以后,由于泰勒不稳定性母液滴破裂成一些较小的球形液滴,然后这些小液滴经受边界层剥离过程。有了这样一个由大液滴分裂为小液滴的中间阶段,就加快了产生微雾的速率,从而对大液滴系统中存在自持爆轰波的现象作出解释。

2. 微雾迅速气化以及燃料气体与氧化气体混合

当微雾从母液滴上剥离下来以后,由于其直径很小,故在高温气流中迅速气化,并立即与周围的氧化气体混合,形成可燃的混合气体,从而提供了产生爆炸反应的物质条件。这一点是云雾爆轰与液滴燃烧的不同之处。在燃料液滴的燃烧过程中,例如内燃机中的燃烧过程中,不存在激波后的对流气流与液滴的相互作用,从而使液滴碎裂成微雾的机制。通常在每个液滴周围形成扩散火焰,或在一组液滴周围形成扩散火焰(Group Combustion)。燃料和氧化剂气体在火焰表面互相混合并发生化学反应,因而燃烧过程的速率受到扩散速率的限制。

3. 可燃混合气体的点燃和剧烈的化学反应

以上几个阶段,即液滴的剥离,微雾的形成,微雾的气化和可燃混合气体的形成,造就了产生爆炸反应的物质基础,激波后的气流则提供了高温高压的环境条件。预混的反应气体在高温高压的条件下经过一定的延迟时间以后即自行着火发生激烈燃烧。延迟时间(又称诱导时间)取决于气流的温度和反应物的特性,一般在数微秒到数十微秒的量级。

这种发生在母液滴尾流中的自动着火具有“爆炸”的特征,一些研究者对此提出了实验证据^[15]。由于自动着火爆炸而形成球形爆炸波,向前传播的爆炸波赶上入射激波并使它加强,而向后传播的爆炸波阻止尾部稀疏波向反应区渗透。不言而喻,尾流中的微爆炸又进一步促进了剩余液滴的破碎,进而增加了反应的激烈程度。这种在母液滴尾流中产生微爆炸以及所产生的爆炸波使前导激波得到加强的机理似乎能够解释一些重要的实验现象,例如,在大到 $2700\mu\text{m}$ 的燃料液滴与氧化气体的混合体系中液滴燃烧还能与激波传播相耦合,以及云雾爆轰过程中实测的压力-时间曲线的剧烈振荡等。

必须指出,上述云雾反应介质中的激波结构是建立在低蒸气压燃料,即难挥发燃料的基础之上。对于象煤油,癸烷等难挥发燃料,液滴的破碎对云雾爆轰过程起控制作用,即燃料和氧化剂发生化学反应之前首先必须有液滴破碎过程,并且此过程决定了整个过程进行的速率,这种情况称为“纯粹的”云雾爆轰。而对于另一类燃料,如庚烷和环氧乙烷等,由于其蒸气压很高,在液滴破碎之前系统中就存在在足以达到爆炸条件的燃料蒸气,因而有气相爆轰区作为液滴破碎和燃烧区域的前导,这种情况具有气相爆轰与云雾爆轰的混合性质,称为“杂混的”云雾爆轰。

四、云雾反应系统中的激波参数

利用一些标准程序,如Gordon-McBride^[16],Tiger^[17]等,已经可以对气相反应系统中的激波参数进行相当准确的预报,凝聚相反应系统中激波参数的预报也已取得相当的进展,但在云雾或

粉尘等非均相系统中, 由于包括许多互相耦合的复杂的气体动力学的、物理的和化学的过程, 激波参数的预报可以说基本上还没有得到解决。以下将对学者们在云雾爆轰参数预报方面所作出的努力和取得的成就作一简略的回顾。

1. 等效气体方法 (Gordon-McBride 程序)

在早期的云雾爆轰研究中, 曾用Gordon-McBride 程序来预报爆轰参数。该程序对于反应前后的介质都采用理想气体状态方程, 考虑了爆轰产物的离解, 进行了比较详细的化学平衡计算, 对于均相的气态爆轰来说, 它是已被普遍采用的预报爆轰参数的标准程序。在计算云雾爆轰时, 将反应体系作为等当量的全部气态的预混可燃混合物; 为了补偿进行蒸发所需的热量, 燃料的生成焓采用液态的生成焓; 未扰动介质中的音速对于难挥发和易挥发的燃料分别取单纯氧化气体和燃料的饱和蒸气与氧化气体的混合物中的音速。

由于云雾爆轰与气相爆轰反应区结构的巨大差别, 可以预期上述方法的计算结果与实际情况之间存在明显差异。与其它爆轰参数相比, 爆速最易准确测定, 故一般用爆速值来进行比较。大量实验结果表明, 实测的云雾系统中的爆速一般来说明显低于由相应的全气态混合物作出的计算值。尽管如此, 由于至今还没有找到计算多相爆轰参数的比较理想的方法, Gordon-McBride 程序仍被广泛地引用, 在云雾爆轰和粉尘爆炸研究中作为对激波参数进行初步估计的方便方法。

2. Ragland-Dabora-Nicholls 一维理论^[18]

这个理论考虑了由反应区向管壁的传热以及气流与管壁摩擦所引起的能量损失和动量损失, 同时考虑了由于液滴的破碎而向反应区加入的质量和能量。他们把 Rankine-Hugoniot 关系扩展到考虑能量和动量传出反应区以及质量和热量加入反应区。在推导这个一维理论时采用了以下基本假设: (1) 通过管壁的传热以及对管壁的摩擦阻力均匀地分布在管的横截面上; (2) 全部液体燃料都在反应区末端以前消耗完毕并进入控制体; (3) 对于稀薄的云雾, 状态方程和声速取完全气体的方程式。在以上假设的基础上得到计算爆速的公式, 即

$$\frac{u_s}{(u_s)_0} = \left\{ 1 + [C_D + 2(\gamma_2^2 - 1)C_H] \left(\frac{1}{1 + \phi} \right) \left(\frac{A_s}{A_c} \right) \left[\frac{u_1^2}{u_s(u_s - u_1)} \right] \right\}^{-1/2} \quad (1)$$

式中 u_s 是考虑摩擦和热损失以后的爆速; $(u_s)_0$ 是未考虑损失的爆速, 即用 Gordon-McBride 程序计算的爆速; A_c 是管的横截面积; A_s 是发生热和动量传递的面积, 即反应区长度乘管的周长; γ_2 是 C-J 面上的比热比; u_1 是激波阵面后气流的速度; C_D 和 C_H 分别是阻力系数和热传导系数, 计算中用近似关系 $C_D \approx 2C_H$; ϕ 是燃料与氧化剂的质量比。

上述一维理论考虑了云雾爆轰反应区长度的特点(直径为 2600 μm 的二乙基环己烷(DECH)液滴在纯氧中的反应区长度约为 0.2m), 计及反应区中能量和动量的损失以及质量的加入, 比简单地作为气态来处理前进了一步, 但仍然存在许多问题。其一, 反应区长度和阻力系数的确定要依赖实验数据, 因而不能作为独立地预报爆轰参数的方法; 其二, 与实验结果的对照表明, 上述理论虽然比相应的全气体理想爆轰的爆速计算值约降低 5—10%, 但曲线的形状没有变化, 与实验结果的差距仍然较大。

3. Gubin-Sichel 不完全燃烧模型^[19]

Gubin 和 Sichel 认为造成云雾系统中的实测爆速低于与其相应的全气态混合物的计算爆速的主要原因不是摩擦和导热, 而是不完全燃烧, 即只有在 C-J 面之前雾化的那一部分燃料的燃烧反应才对支持爆轰波有贡献。所采用的模型是: 激波阵面后紧随一个诱导区, 在相应的诱导时间内完成液滴的剥离和破碎等过程的那一部分燃料的微雾在诱导区末端瞬时完成化学反应, 因此可以不考虑化学反应速率(假设为无穷大), 并且诱导区的末端就是 C-J 平面。他们采用了 Borisov^[13] 等提出的

反应区中的质量, 动量和能量守恒方程:

$$\sigma_{\mu} u + \rho u + \sigma w = \rho_0 u_0 + \sigma_0 w_0 \quad (2)$$

$$\sigma_{\mu} u^2 + \rho u^2 + \sigma w^2 + p = \rho_0 u_0^2 + \sigma_0 w_0^2 + p_0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \sigma_{\mu} u \left(CT_i + Q_0 + \frac{u^2}{2} \right) + \rho u \left(\frac{u^2}{2} + h \right) \\ & + \sigma w \left(CT_i + Q_0 + \frac{w^2}{2} \right) \\ & = \rho_0 u_0 \left(\frac{u_0^2}{2} + h_0 \right) + \sigma_0 w_0 \left(CT_{i_0} + Q_0 + \frac{w_0^2}{2} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

此处 w 是液滴运动速度; σ_{μ} 是从液滴上剥离下来的微雾的浓度; σ 是单位体积混合物中的液滴质量; 下标 0 表示激波阵面前气体的参量; 无下标的量是反应区中的参量; Q_0 是燃料的反应热。

为了解出上述方程组还需引入一些辅助方程, 其中最重要的就是 Ranger 和 Nicholls^[11] 所确定的液滴在激波后对流气流作用下的运动速度的经验公式

$$w = w_0 - 2.2 (\rho_l / \rho_g)^{1/2} (u_0 - u_l) t / t_0 \quad (5)$$

和 Mullins^[12] 得出的确定点火延迟时间的经验式

$$t_i = 10^{-10} p^{-1} \exp(-E/RT) \quad (6)$$

点火延迟时间是确定反应区长度, 从而也是确定能够在 C-J 面之前雾化并燃烧的燃料量的重要参数。为了考虑反应区中温度变化对延迟期的影响, 将整个延迟期分为许多段, 每一段均按上述 Mullins 经验式计算延迟期, 延迟期的总长度即由下列判据确定

$$\sum \frac{\Delta t_i}{t_i} = 1 \quad (7)$$

列出基本方程组和辅助方程组, 用迭代法求解, 不仅能够确定激波传播速度, 而且能确定诱导区内的压力, 密度等参数的分布。

用 Gubin-Sichel 模型进行计算的结果显示出云雾爆轰和气相爆轰的巨大差别, 云雾爆轰的参数对燃料初始浓度的依赖性很小, 即能够在 C-J 面之前发生反应, 从而支持爆轰波的液体燃料量几乎是常数, 并不随混合体系中燃料浓度的增加而上升。这就很好地解释了在许多情况下云雾爆轰的传播速度不随燃料初始浓度变化这一实验现象。

4. 改进的不完全燃烧模型^[21]

笔者及同事们对 Gubin-Sichel 模型进行了改进, 使得计算结果更加符合实际。首先, Gubin 与 Sichel 模型不计反应区的摩擦和传热, 但在某些情况下, 它们的影响是显著的, 因而改进模型分别在动量和能量守恒方程中引入了摩擦项和传热项。其次, Gubin 和 Sichel 采用 Mullins 的经验公式来计算点火延迟期, 但 Mullins 公式是根据直径为 10 μm 的煤油液滴的实验结果拟合出来的经验式, 对大液滴不太适用。改进模型采用 Pierce^[22] 的液滴破碎燃烧模型, 把点火延迟期分为机械延迟和化学延迟两部分, 其中机械延迟期的计算采用经验式

$$t_m = 1.3 t_0 \quad (8)$$

$$t_0 = d_0 / [(\rho_l / \rho_g)^{1/2} (u_0 - u_l)] \quad (9)$$

化学延迟期仍由 Mullins 公式计算。方程组仍用迭代法求解, 不仅求出激波传播速度还可以求出诱导区中各种参数的分布。

用改进模型计算了 $400\mu\text{m}$ 癸烷液滴与空气和与纯氧混合物的爆速, 并与用以上三种模型计算结果进行了比较, 示于图 1 和图 2。图中反映了燃料与氧化剂的当量比 ϕ 对爆速的影响。曲线 1 和 2

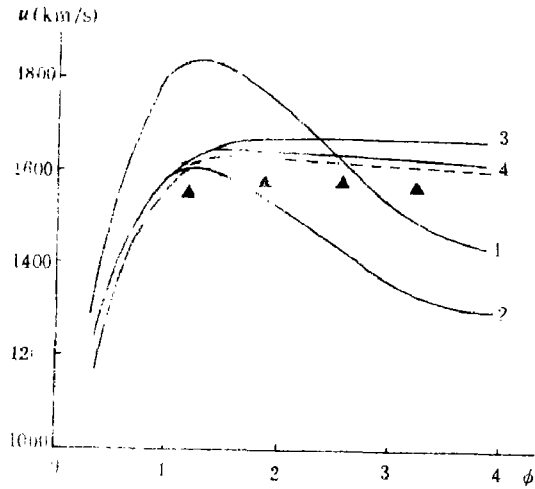


图 1 用四种模型计算的癸烷-空气混合物的爆速
 $d_0 = 0.4\text{ mm}$

1——文献 [16], 2——文献 [18], $C_D = C_H = 0.0036$, $t_3 = 100\mu\text{s}$, 3——文献 [19], 4——本文改进模型, --- 带有壁损耗的改进模型, ▲——实验数据 [23]

Fig.1 Detonation velocities of decane-air mixture calculated by 4 models. $d_0 = 0.4\text{ mm}$
1—From reference [16], 2—From reference [18], $C_D = 2C_H = 0.0036$, $t_3 = 100\mu\text{s}$,
3—From reference [19],
4—Modified model by the author,
--- Modified model with wall losses by the author, ▲—Experimental data [23]

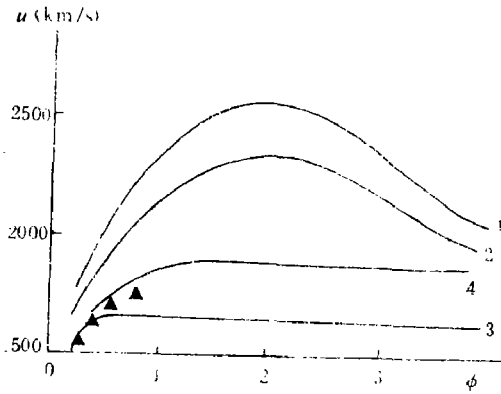


图 2 用四种模型计算的癸烷-氧气混合物的爆速
 $d_0 = 0.4\text{ mm}$

1——文献 [16], 2——文献 [18], $C_D = 2C_H = 0.0036$, $t_3 = 50\mu\text{s}$, 3——文献 [19], 4——本文改进模型, --- 带有壁损耗的改进模型, ▲——实验数据 [23]

Fig.2 Detonation velocities of decane-O₂ mixture calculated by 4 models. $d_0 = 0.4\text{ mm}$
1—From reference [16], 2—From reference [18], $C_D = 2C_H = 0.0036$, $t_3 = 50\mu\text{s}$,
3—From reference [19],
4—Modified model by the author,
--- Modified model with wall losses by the author, ▲—Experimental data [23]

采用了燃料完全燃烧, 可逆化学反应的模型, 曲线 3 和 4 则基于燃料部分燃烧, 不可逆化学反应的模型, 故曲线形状的差别较大。很显然, 前者与气相爆轰参数的变化规律相一致, 后者与云雾爆轰的实验结果比较符合。当 ϕ 值较小时四种模型计算的结果比较接近, 变化趋势也相同, 即爆速随 ϕ 值的增加而增加, 同时速度亏损也随 ϕ 值的增加而迅速上升。但当速度达到最大值之后, ϕ 值的继续增加在两种模型中就反映出完全不同的变化趋势, 前者爆速随 ϕ 值的增加而减小, 其趋势与气相爆轰相同, 后者则保持为常数, 不随 ϕ 值的增加而变化, 这一点反映了云雾爆轰与气相爆轰的根本差别, 并与实验结果 [23] 相符合。

图 3 是爆速随液滴尺寸变化的曲线, 表明爆速随液滴尺寸的增大而降低, 即速度亏损 (云雾爆轰速度与气相理想爆轰速度之差) 随液滴尺寸的加大而增加。当液滴直径小于 $20\mu\text{m}$ 时, 与相应的气相混合物的爆速相当, 当 d_0 较大时, 速度亏损可达 30—50%。原因在于 d_0 影响液滴的破碎率

和点火延迟期。 d_0 愈大,液滴破碎率愈低,在C-J面前参加反应的燃料百分数愈小;同时, d_0 愈

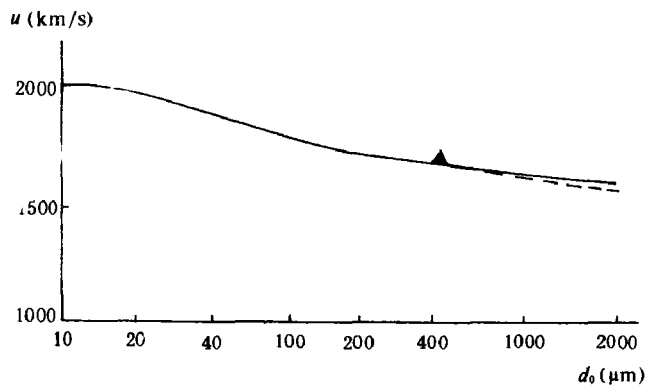


图3 爆速与液滴尺寸的关系

癸烷-氧气混合物, $\phi = 0.56$, $\sigma_0 = 0.213$
 kg/m^3 , $p_0 = 101325 \text{ Pa}$, $T_0 = 293 \text{ K}$,

▲——实验数据^[23]

Fig.3 Detonation velocities versus
 droplet sizes

Decane - O_2 , $\phi = 0.56$, $\sigma_0 = 0.213 \text{ kg/m}^3$
 $p_0 = 101325 \text{ Pa}$, $T_0 = 293 \text{ K}$, ▲ ——

Experimental data^[23]

大,点火延迟区愈长,对管壁的摩擦和传热的损失愈大,二者都导致速度亏损的增加。计算结果表明, d_0 较小时对管壁的损耗可以忽略,当 $d_0 > 1 \text{ mm}$ 时对管壁的损耗所引起的速度亏损则较为显著。标▲号的实验数据取自参考文献[23],其余实验数据取自文献[24]。

五、结 语

经过三十多年来许多学者的研究,对云雾爆轰这一非均相反应介质中的激波现象的机理,已经展现出一幅清晰的物理图象,对激波特性的预报亦已取得相当的进展。除此之外,对一些重要因素,如燃料的挥发性,敏化剂的加入,氧化剂的稀释等也进行了一些实验研究,由于篇幅所限本文对此未进行综述。仅就激波结构和激波参数而言,本文的综述也并不是很完整的。

需要着重指出的是,云雾爆轰的研究还存在许多尚待解决的问题,特别是缺乏联系各重要参量的定量关系,如描述弛豫区中液滴运动速度以及液滴剥离和破碎速度的关系式,确定点火延迟期的方程式等。除依赖上述经验关系式以外,云雾爆轰参数的计算模型本身也很粗糙,前两个模型没有考虑不完全燃烧这一非均相爆轰的主要特征,后两个模型虽然考虑了这一主要特征,但假设化学反应在C-J面上瞬时完成,因而忽略了化学反应动力学过程,即忽略了反应速度,平衡移动等重要因素的影响。C-J面后剩余燃料的燃烧对爆轰波传播的影响也不很清楚。

参 考 文 献

- [1] 许会林,汪家骅编著,燃料空气炸药,国防工业出版社,(1980).
- [2] Dabora, E. K., *The Review of Scientific Instruments* 38 (4) (1967), 502.
- [3] Lu, P. L., Slagg, N. and Fishburn, B. D., 'Relation of Chemical and Physical Processes in Two Phase Detonations', 16th International Colloquium on Gas Dynamics of Explosions and Reactive Systems, Aug. (1977).
- [4] Bull, D. C., Detonation of Unconfined Fuel Aerosols, *Gasdynamics of Detonations and Explosions*, Vol. 75, Progress in Astronautics and Aeronautics, (1981), 48.
- [5] Williams, F. A., *Phys. Fluids* 4 (1961), 1434.
- [6] Williams, F. A., Detonations in Dilute Sprays, Progress in Astronautics and Rocketry 6, Academic Press, New York, (1962), 99.
- [7] Williams, F. A. Progress in Spray Combustion Analysis, 8th International Symposium on Com-

- bustion, The Williams and Wilkins Co., Baltimore, Md., (1962), 50.
- [8] Webber, W.T., Spray Combustion in Presence of a Traveling Wave, 8th International Symposium on Combustion, Williams and Wilkins, Baltimore, Md., (1962), 1129.
- [9] Cramer, F.B., The Onset of Combustion in a Detonation Field, 9th International Symposium on Combustion, Academic Press, New York, (1963), 482.
- [10] Dabora, E.K., Ragland, K.W., and Nicholls, J.A., A Study of Heterogeneous Detonations, *Astronautic Acta*, **12** (1966), 9.
- [11] Ranger, A.A. and Nicholls, J.A., *AIAA J.*, **7** (1969), 285.
- [12] Waldman G.D., Reinecke, W.G., and Glenn, D.C., *AIAA J.*, **10** (1972), 1200.
- [13] Borisov, A.A., Gel'fand, B.E., Gubin, S.A., Kogarko, S.M., and Podgrebenkov, A.L., *Astronautic Acta*, **15**, (1970), 411.
- [14] Fishburn, B.D., *Acta Astronautic*, **1** (1976), 1267.
- [15] Kauffman, C.W., and Nicholls, J.A., *AIAA J.*, **9** (1971), 880.
- [16] Gordon, S. and McBride, B., Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouguet Detonations, NASA SP-273, (1971).
- [17] Cowperthwaite, M. and Zwisler, W.H., Tiger Computer Program Documentation JLL, p.11, Jan. (1973).
- [18] Ragland, K.W. Dabora, E.K., and Nicholls, J.A., *Phys. Fluids*, **11** (1968), 2377.
- [19] Gubin, S.A. and Sichel, M., *Combustion Science and Technology*, **17** (1977), 109.
- [20] Mullins, S.B., *Fuel*, **32** (3) (1953), 327.
- [21] Tang, M.J., Fan Baochun and Peng Jinhua, "The prediction of Detonation Velocities in Liquid-Gas Systems", Proceedings of the International Symposium on Intense Dynamic Loading and Its Effects, Science Press, Beijing, China, (1986).
- [22] Pierce, T.H., Kauffman, C.W., and Nicholls, J.A., AIAA paper, (1975), 75.
- [23] Tang, M.J., Nicholls, J.A., Lin, Z.C., Sichel, M., and Kauffman, C.W., Detonation Velocity in Heterogeneous Liquid Decane-Gas Systems, Dynamics of Explosions, Vol. 106 of Progress in Astronautics and Aeronautics Series, AIAA, Inc., (1986).
- [24] Dabora, E.K., Ragland, K.W., and Nicholls, J.A., Drop Size Effect in Spray Detonations, 12th Int. Symp. on Combustion, The Combustion Institute, Pittsburgh, Pa., (1969), 19.

SHOCK CHARACTERISTICS IN A COMBUSTIBLE SPRAY

Tang Mingjun

(East China Institute of Technology, Nanjing China)