

爆轰波与激波对撞的实验研究

朱雨建¹⁾ 杨基明

(中国科学技术大学近代力学系, 合肥 230027)

摘要 对乙炔氧气混合气体中爆轰波与激波的正面对撞现象的实验研究是以高速摄影获取两波对撞的 $x-t$ 纹影图, 以烟迹板记录对撞中的爆轰胞格图案, 并基于激波理论和经典 CJ 爆轰理论求解了两波对撞的稳态解并探寻其规律. 研究发现透射波系包括一道激波和爆轰波, 以及紧随爆轰波后的稀疏波区, 这一结果对应于一维理论分析中的 CJ 解. 透射波系基本不受初始压强影响; 初始温度也只会比例地改变流场整体速度, 温度越高, 速度越快; 对波系起实质影响作用的是入射激波强度, 激波越强, 则整个透射流场呈现偏向激波的趋势; 理论分析还指出, 稀疏波区的出现不可避免, 当激波强度趋于声波稀疏波区趋于消失, 激波越强则稀疏波区趋于扩大. 两波对撞存在一个有限的转变阶段, 透射爆轰首先减缓, 接着迅速进发为过驱爆轰, 然后再逐渐平衡为 CJ 爆轰. 对于强不稳定的燃气, 对撞后爆轰波在空间上的发展极不均衡, 一些区域发生火焰面与诱导激波的严重脱离, 随后的火焰面失稳发展为诱导激波区内的爆轰波, 实验观察到了这种爆轰在烟迹板上留下的极为精细的迹线.

关键词 爆轰, 激波, 对撞, 纹影迹线, 胞格结构

中图分类号: O38 **文献标识码:** A **文章编号:** 0459-1879(2008)06-0721-08

引 言

爆轰波是一种高速自持传播的燃烧波, 与激波不同, 爆轰波面具有不可忽略的厚度特征. 人们尝试各种不同的方法, 试图建立对气相爆轰波面厚度及特征的普遍认识^[1~3], 但迄今为止仍未获得理想的结果. 开展对直管中爆轰波与激波对撞问题的研究, 其最初的动机乃是以激波作为一种简明的、已知的探测手段去干涉自持传播的爆轰波, 希望能够从理论角度或直接从现象上来解析复杂的爆轰波面^[3]. Lee 甚至认为, 爆轰波面的动力学厚度直观上应当正比于爆轰波受同样扰动后重新获得平衡所需的尺度, 因此这实际上还提供了一种间接测量爆轰波动力学厚度的方法. 然而实际的操作和应用距离上述目的尚有很大距离, 它要求我们首先对爆轰波与激波对撞这一现象有较为详尽的理解.

目前已有研究大都以数值计算为主要手段对这一现象加以探讨. 如 Ng^[4] 从一维数值模拟和理论的角度对激波与爆轰波对撞的稳态波系结构和特征作了分析, 阐述了对撞后的所存在的爆轰解的类型, 指出激波撞击稳定后的爆轰仍回归于激波诱导气流

状态下的 CJ 爆轰, 他以测量波速的方法对此进行了一定的实验验证; 另一方面, 数值结果还显示爆轰波面在激波撞击后必经历一个非平衡的过渡阶段, 这个过渡阶段显示出特征性的空间尺度. 韩桂来等^[5,6] 同样以数值模拟的方法研究这一对撞过程, 他着重展示和比较了不同强度激波作用下透射爆轰的演变过程并揭示其中的作用机制; 此外还拓展到二维比较对撞前后数值爆轰胞格的情况^[5]. 实验方面, Botros 与本文作者合作^[7] 以烟迹板为手段, 记录了不同混合气体中与不同强度激波对撞前后爆轰胞格大小及其变化, 实验展示了真实状况下透射爆轰波的演变阶段, 并发现对撞前后胞格尺度之比与入射激波前后状态下的爆轰波诱导长度之比一致, 其中爆轰波诱导长度由基元反应 ZND 积分得到. 本文则在此基础上, 除关心对撞实验所得爆轰胞格图案中更为精细的结构外, 还以高速扫描摄影记录了对撞过程中波系及流场结构演化的 $x-t$ 纹影图, 以此来校验和完善我们对现象的已有理解.

本文首先就实验获得的 $x-t$ 纹影图进行解析和讨论, 从中获取诸如相干波系结构、波速等有用信息; 然后从一维理论角度讨论了两波对撞所可能的

2007-09-17 收到第 1 稿, 2008-05-23 收到修改稿.

1) E-mail: yujian@mail.ustc.edu.cn

稳定波系结构, 以及影响波系特征的主要因素, 并将实验数据与之进行比较; 最后我们结合纹影图和胞格图案简单讨论了两波相干的过渡过程.

1 实验原理和方法

本实验在直径 65 mm 的圆形截面直管中进行, 实验装置和原理如图 1 所示. 爆轰波从左向右传播, 激波从右向左传播. 实验中激波管膜片左侧管道中

为可燃预混气体, 本文采用的均为化学当量比的乙炔和氧气 ($2\text{C}_2\text{H}_2+5\text{O}_2$); 右侧则以空气作为高压段驱动气体. 为获取两波相干的 $x-t$ 图, 观察窗为长 250 mm, 宽 2 mm 的长缝, 位于实验段管道的对称两侧. 爆轰起爆端到观察窗长为 2.5 m, 激波管膜片位置到观察窗长为 2.0 m. 转鼓摄影底片的线速度约为 80 m/s. 实验光路采用双返式的黑白纹影, 光源闪光有效时间约 5 ms.

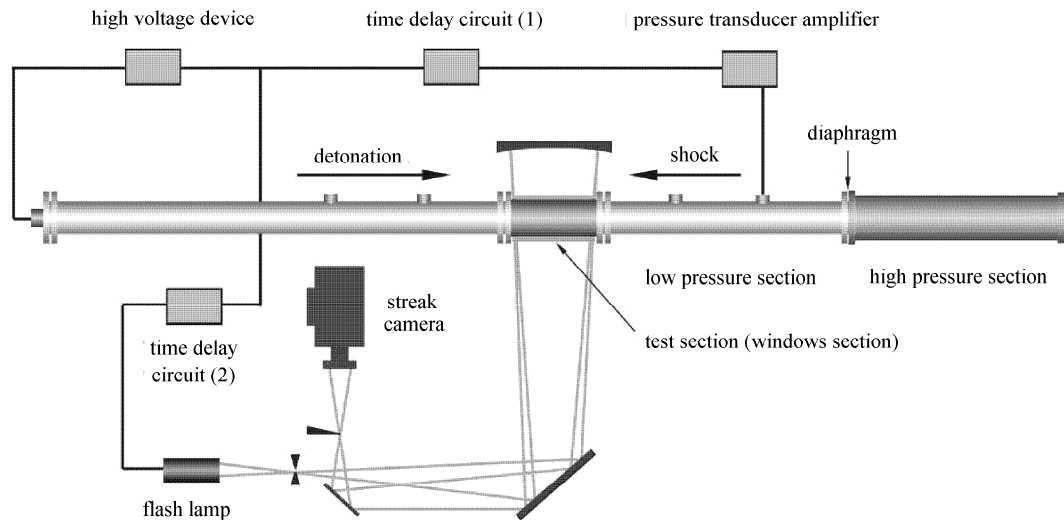


图 1 实验装置和原理图
Fig.1 Experimental setup

实验中, 我们首先给高低压段同时抽真空, 然后分别往低压段和高压段中充注混合燃气和高压空气至指定水平. 启动高速转鼓摄影机, 待其稳定匀速运转, 以手动方式破膜产生从右向左的入射激波. 激波抵达压力传感器送出触发源信号, 经适当延时 1 后触发高压火花装置引爆低压管内预混燃气, 产生从左向右传播的爆轰波, 延时 1 保证激波与爆轰波在实验段 (观察窗) 内相遇; 与此同时, 经延时电路 2 再触发闪光灯对流场进行曝光, 延时 2 保证有效曝光时间能够覆盖激波与爆轰波在观察窗内的整个相干过程. 管内可根据需要设置烟迹板以记录爆轰胞格.

2 结果与讨论

2.1 $x-t$ 纹影图片解析

实验获得关于爆轰波与激波对撞的波系发展状况的典型 $x-t$ 纹影图如图 2 所示, 横向为长度 x , 纵向为时间轴 t . 所有图片 (包括图 7) 均采用同一尺度标准, 具可比性. 每幅图片横向实际代表宽度为 250 mm.

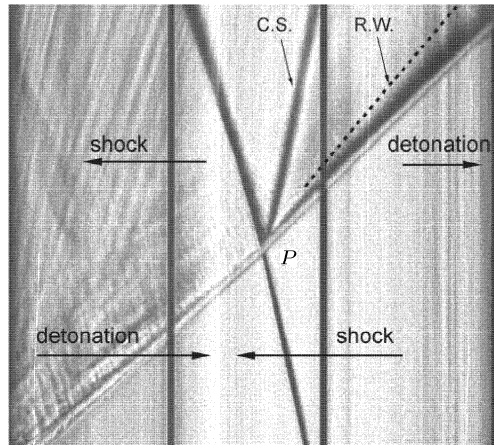
实验参数如表 1 所示. 随初压的降低, 入射爆

轰波速略有下降, 这种爆速的下降一方面是由于不同压力下的基元反应产物结构以及有用生成焓的变化所致; 另一方面则是由于随初压降低反应尺度增大, 爆轰波面更多受到壁面黏性及温度条件影响所致. 不管怎样, 爆轰波速的变化仍然在我们可以预测和容忍的范围之内, 这里我们将不考虑入射爆轰波速的这种小的差异.

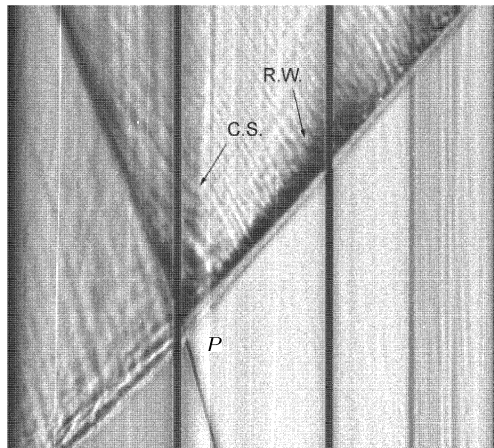
表 1 实验参数
Table 1 Experimental parameters

No.	Initial pressure/ kPa	Incident detonation		Incident shock	
		$V/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	Md	$V/(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	Ms
a	6.0	2 297	6.95	481	1.46
b	3.0	2 219	6.71	570	1.72
c	1.0	2 173	6.57	769	2.33

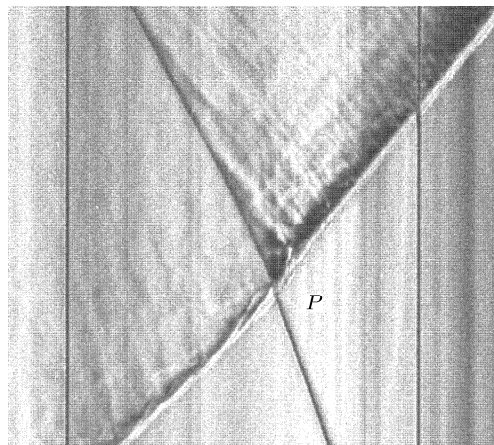
如图 2, 入射爆轰从左向右传播, 入射激波从右向左, 两波在 P 点相撞. 入射爆轰与激波作用后迅速建立起在激波压缩气体中传播的新的爆轰波 (透射爆轰), 与此同时, 激波进入原入射爆轰的产物中继续向左传播 (透射激波). 在透射激波与透射爆轰



(a) 6 kPa



(b) 3 kPa



(c) 1 kPa

图 2 初始压强 (a) 6 kPa, (b) 3 kPa, (c) 1 kPa 下
激波与爆轰波对撞的 $x-t$ 纹影图Fig.2 $x-t$ streak schlieren photos under initial pressure
conditions of 6 kPa, 3 kPa, 1 kPa

波之间, 一道接触间断将对撞前的入射爆轰的产物与对撞之后新建立爆轰的产物隔开, 在图 2(a) 中可清楚看到这一接触间断面; 而随着初始压强的降低, 跨间断两边密度差减小, 图 2(b), 2(c) 中的间断面变得模糊乃至不可见。

对比对撞前后爆轰波面的情况, 可以看到, 除对撞点 P 之后的短暂过渡区域, 对撞前后的爆轰波在平均意义上都是比较匀速向前传播。入射爆轰波面较为粗糙, 有较大的扰动尺度特征; 而对撞后的透射爆轰则明显要光滑和稳定许多, 这在文献 [4~6] 的数值模拟和文献 [7] 的爆轰胞格图案分析中均有所体现。比较对撞前后爆轰波的传播速度可以看到, 实验室坐标下的透射爆轰波速有所减缓, 结合已知的入射激波波后状态分析表明, 这种减缓是激波压缩气体状态下爆轰波相对速度的轻微提高与激波诱导反向背景流场之间相叠加的结果。

图中另一个显著的现象是, 紧接在透射爆轰波之后, 可以清楚地看到一呈扇形分布的狭长阴影区域, 表示该区密度呈从右向左的递降状态并逐渐发散开, 这实际上是一个对撞后新生成的稀疏波区。Ng 等 [4] 在理论上对对撞波系提出两种可能结构, 即弱爆轰解和 CJ 爆轰解, 其中 CJ 爆轰解在透射爆轰波后必然仅随一个新的稀疏波区; 随后作者通过数值模拟和实验以比较波速的方法表示 CJ 解是现实的。韩桂来等 [5,6] 则在数值结果的图像上发现这一稀疏波区, 而这里的纹影图也直观地展示出这一稀疏波结构, 是对 CJ 解有力的支持。

随着透射爆轰波远离两波相撞的 P 点, 稀疏波区逐渐呈扇形展开变宽, 而跨稀疏波两边的密度差在同一实验中恒定不变, 该区内的密度梯度则必随着爆轰波的远去将逐渐减小抹平, 这在纹影图上显示为阴影区域的弥散变淡乃至消失。

2.2 理论解类型及影响波系的主要初始参量

对爆轰波与激波对撞波系的一维理论分析, Ng 在文献 [4] 中给出详细的数学模型。本文将 Ng 基于量热完全气体假设的模型推广至热完全气体, 以便更加接近实际情况从而能够与实验数据进行适当的比较。也就是说, 这里反应物和产物的比热比和焓值均分别取自乙炔氧气混合物和其一般爆轰产物的真实气体参数, 它们都是温度的函数。

首先我们对两波对撞的波系解的类型进行必要的阐述。如图 3 所示显示了所有可能的解, 其中入射爆轰波、透射爆轰波、入射激波、透射激波以及接

触间断组成了解的基本结构,而透射爆轰波后的稀疏波大小或有无取决于透射爆轰解的类型.由于跨激波、爆轰波以及稀疏波的关系已知,因此上述问题实际上归结为,在合理范围内分别改变透射爆轰波与透射激波的速度求得(2)区、(4)区的状态,或添加稀疏波后(5)区的状态,在接触间断两侧匹配压强和速度.如能找到这个匹配点,此处的透射爆轰波和激波即为合理的解.

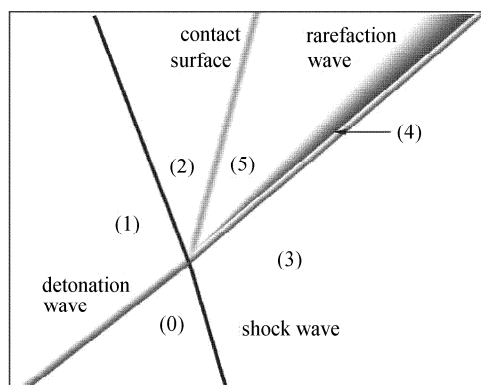


图 3 相干波系的理论解结构

Fig.3 Theoretical solutions for the collision problem

正如经典爆轰理论讨论,透射爆轰可能出现两种情况:一是所谓 CJ 解,如图 4 CJ 点,解是唯一的;二是出现一强一弱两个解,如图 4 中的 S 点和 W 点.不妨取初始压强 1 kPa,温度 298 K,入射激波强度马赫 2,结合接触间断两侧流场的 $P-V$ 图 5,我们分别就上述可能解点进行讨论.图 5 中,曲线 $W-CJ-S$ 为爆轰波解集, $W-CJ$ 为弱解区域, $CJ-S$ 为强解区域; $E-F$ 为透射激波解集;而 $CJ-R$ 则为以爆轰 CJ 解为波头的稀疏波解集.

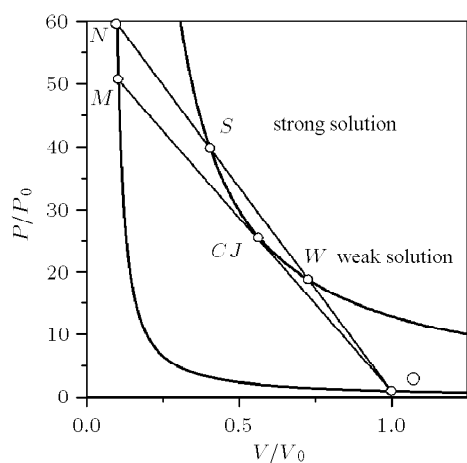


图 4 爆轰波 $P-V$ 平面

Fig.4 $P-V$ plane for detonation wave

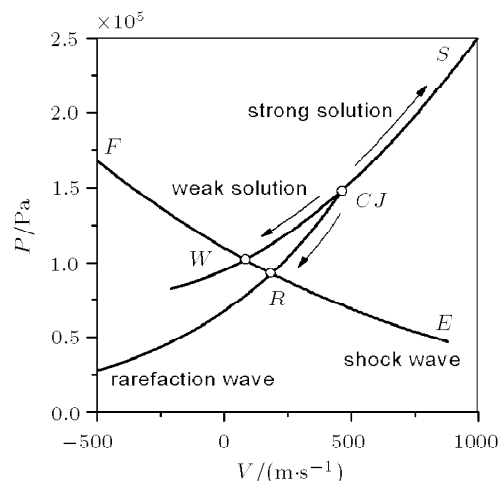


图 5 不同强度透射激波和爆轰波下激波爆轰波以及稀疏波诱导流场的压强-速度迹线图

Fig.5 $P-V$ plane for shock, detonation and rarefaction wave induced flows by varying transmitted shock and detonation strength

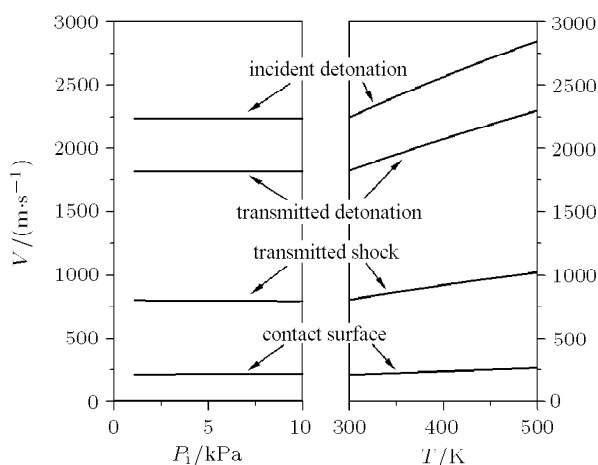
从图中可以看出,如果没有稀疏波区,唯一可能的爆轰解点将落在其弱解分支上(W 点);而如果存在稀疏波区,则在 $E-F$ 上方的任意爆轰解点,包括 CJ 点,均可经由稀疏波曲线下行与 $E-F$ 相交而获得合理解.基于经典爆轰理论的考虑,爆轰波弱解是不现实的,因为它要求反应区末存在一道违背热力学第二定律的膨胀激波(图 4 沿 Rayleigh 线由 S 到 W).也就是说,我们可以排除了图 5 上 $W-CJ$ 段的可能性.而对于强解段(包括 CJ) $CJ-S$,由于该段始终位于 $E-F$ 的上方,所以波系中稀疏波区的存在是必然的.实际上,如果不考虑稳定性问题, $CJ-S$ 上所有解点都是合理的解,因为从 $CJ-S$ 上任意一点出发总存在抵达 $E-F$ 的稀疏波路径.但现在在一个问题是,爆轰波的强解其波后流场以亚声速离开爆轰波面,这使得其波后的扰动始终能够抵达并作用于爆轰波面,而这里紧跟爆轰波后的稀疏波区又是不可避免的,这就导致稀疏波会持续作用于强爆轰并衰减之,直至抵达 CJ 状态.因此这里强解可以作为短暂的过渡阶段,但却不能稳定存在,而唯一稳定且合理的解只能是 CJ 解.

基于上述分析方法,我们只要知道如下参量:

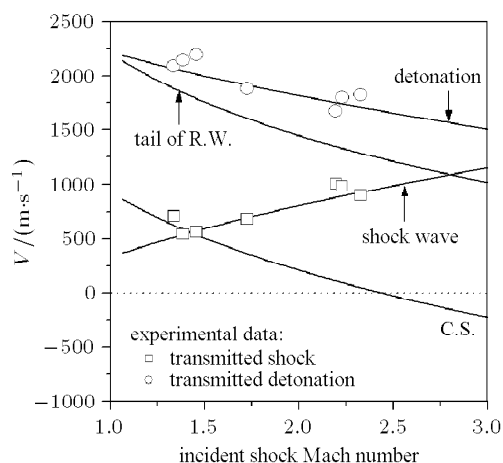
(1) 反应物与产物的组成及热力学属性;(2) 初始可燃气体的热力学状态;(3) 入射激波马赫数,即可求得满足透射爆轰波为 CJ 爆轰的整个相干波系.本文全部采用当量比乙炔氧气混合气体,即反应物与产物的组成在理想情况下是确定不变的,因此这里我们仅讨论(2)和(3)对相干波系的影响.

对于波前可燃气体的状态, 考虑理想气体状态方程, 它仅含两个自由变量, 这里分别讨论温度和压强的影响. 同样, 设入射激波马赫数为定值 2, 在 298 K 温度下令初始压强从 1 kPa 变化至 10 kPa. 维持爆轰产物结构不变, 则入射爆轰速度不变; 跨入射激波波后流速和温度为定值, 故透射爆轰速度也不发生变化. 而跨稀疏波区的等熵关系同时与温度和压强相关, 初压的变化可引起透射激波和接触面速度的改变, 但是如 6(a) 左图所示这种变化是极其微小的, 基本可以忽略. 所以初始压强并不显著影响最终的相干波系结构.

与此对照, 再以初压不变, 单独改变初始温度, 如图 6(a) 右图, 随着温度的升高, 相干流场中各波面和接触面速度均发生显著提高. 但若将各波面和间断面速度相对于 0 区声速的比值显示出来, 我们



(a)



(b)

图 6 CJ 解随初压、初温和入射激波强度的变化Fig.6 Velocities in CJ solution as functions of initial pressure, temperature and incident shock Mach number

可以发现, 所有这些无量纲化的数值随温度基本不变, 即, 随初始温度提高的是整个流场的整体速度, 而不影响各速度间的配比, 流场特征仍得以保持.

我们再看相同初始状态下改变入射激波的强度, 比较在同一爆轰波与不同强度激波相干的波系结构及其变化. 两波相干后各波面和流场的速度情况如图 6(b) 所示. 我们看到, (1) 随着入射激波的增强, 透射爆轰波速降低. 这主要是因为透射爆轰受到激波诱导的反向流场的作用, 激波越强, 其诱导的反向流也越快, 而 CJ 爆速随温度的提高远不及反向流场的阻滞作用. (2) 对于透射激波, 它同样受入射爆轰波诱导反向流场的作用, 但该流场是不变的, 因此随着入射激波强度的增强, 透射后的激波波速也相应增大 (图中显示的是激波向左传播的速度). (3) 接触间断面 (C.S.) 在弱激波下偏向爆轰一边向右传播, 随激波增强, 速度逐渐减小, 直至为 0 和偏向激波一边. (4) 稀疏波区的波头紧接透射爆轰波后的声速面 (与透射爆轰平行), 其波尾相对透射爆轰的速度差体现了稀疏波的相对强度. 从图 6 中可以看到, 对撞的 CJ 解恒包含一个稀疏波区. 在低马赫数下, 稀疏波相对较弱, 当入射激波马赫数趋于 1 时, 稀疏波区将不复存在; 激波增强, 稀疏波波头波尾的速度差逐渐拉大, 也就是说匹配流场的稀疏波逐渐增强. 从图 5 上解释, 伴随入射激波从 1 开始增大, CJ 点起初与 R 点重合, 然后逐渐分开, 且 $CJ-R$ 之间的距离越来越大.

我们将包括图 2 在内的多次实验测量的透射爆轰波和激波的速度放在理论解图 6(b) 上进行比较, 可以看到实验数据与理论解可以很好地符合. 与此同时, 我们还可以从图 2 中看到, 随着入射激波的增强, 稀疏波扇区的张角有所增大, 这跟上面的分析也是一致的. 这显示 CJ 解理论模型完全可以对这一现象的稳态波系进行有效预测.

2.3 两波对撞过程

以上经典理论参照实验图片讨论了爆轰波与激波对撞的所应当具有的稳定的相干波系结构, 而实际对撞前后两个稳定状态之间必然存在一个转变过程, Ng 等人的初衷就是希望能够衡量这一转变过程的特征尺度, 从而获得关于爆轰波面动力学尺度的有关信息. 但是我们从图 2 中既不能看到对撞的真实作用过程, 也难以给对撞过程找到某种特有的尺度. 为此, 我们试图进一步降低初始压强, 以使爆轰波面增厚从而便于观察其精细结构及其与激波的

作用过程.

图 7 展示了在初始压强为 0.6 kPa 时两波相撞的纹影图. 这里我们看到入射爆轰波面不再平滑, 而是极其复杂的脉动前进, 其平均速度约为 1890 m/s, 此时的爆轰非理想爆轰, 测量窗口中两个突出点的距离约为 70 mm, 与实验管道的直径相当; 入射激波 793 m/s, $Ms = 2.4$. 激波与爆轰波的对撞首先以它跟爆轰波前导激波间的作用开始, 尔后扫过火焰面进入相对均匀和稳定的爆轰产物中; $x-t$ 图上这一过程显示为激波迹线在爆轰波阵面内划出一道弧线, 然后在进入产物后重新直线延伸. 爆轰波面受到激波的突然撞击干扰起初不能维持原有的化学反应与前导激波的耦合作用而出现减速, 随后新的化学反应得以建立从而使得波面重新加速至一个较平稳的状态. 比较对撞前后, 撞后爆轰波比撞前要稳定平滑, 波面特征尺度也要小于前者; 撞后波面后方出现一片渐变的阴影区, 这是前面讲到的稀疏波区. 文献 [4~6] 以数值方法对该过程进行了简单的模拟, 同样揭示了上述爆轰衰减再加强的过程. 此外数值结果还显示, 透射爆轰首先加强为过驱爆轰 (即前面分析中提到的强解) 然后在波后稀疏波作用下逐渐平衡为 CJ 爆轰, 这个平衡过程由于发展相对缓慢, 在我们的纹影图片上不能得到很好

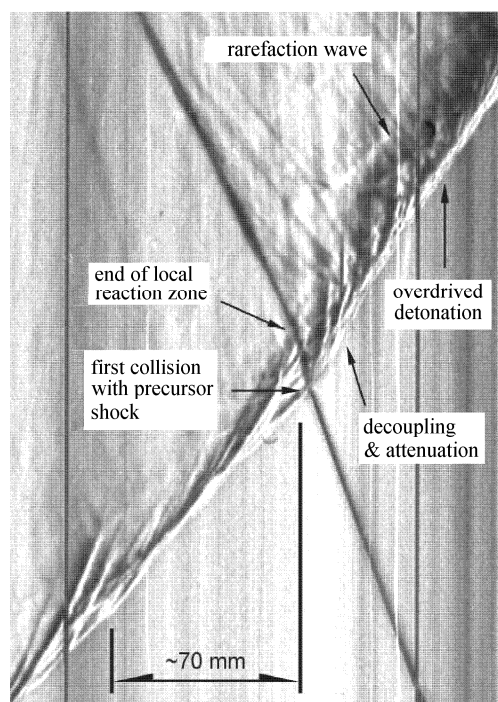
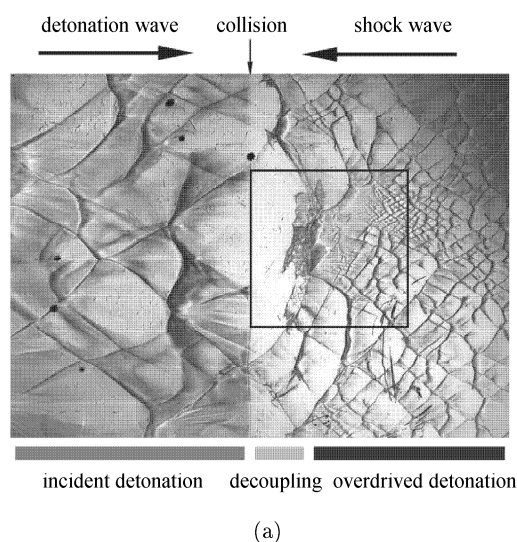


图 7 初始压强 0.6 kPa 下激波与爆轰波对撞的 $x-t$ 纹影图

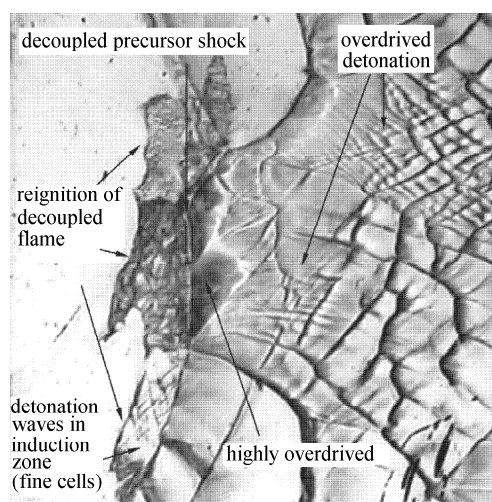
Fig.7 $x-t$ streak schlieren photo under initial pressure conditions of 0.6 kPa

的体现.

$x-t$ 图实际给出的是一个横向叠加的效果图, 为了获取更为详尽的细节, 我们以烟迹板采集两波对撞过程中爆轰波的胞格图案, 如图 8(a), 这里为了便于观察, 胞格图取了原图的反相. 乙炔氧气混合气体是一种强不稳定的燃气, 其胞格极不规则; 尽管如此, 我们还是可以清楚看到对撞后的爆轰胞格比原胞格要小, 这是可以预见的, 因为激波压缩后的气体密度变大, 从而化学反应尺度变小, 胞格某种程度正体现了这一特征尺度. 新爆轰的生成并非均匀发展的, 将图 8(a) 中间剧烈变化的部分放大为图 8(b), 可以看到, 与激波对撞后, 原有胞格首先遭到一定程度破坏, 甚至发生较为严重的火焰面与前导



(a)



(b) A closer look

图 8 透射爆轰波的胞格结构演变图

Fig.8 Detonation cellular patterns after collision

激波的分离; 火焰面随后出现失稳, 迅速发展为在原爆轰诱导区内的爆轰波. 该爆轰的波前实际上预先受到了入射激波和原爆轰前导激波的双重压缩, 所以其胞格极其精细. 它随后赶上前导激波叠加为入射激波诱导流场内的过驱爆轰. 过驱爆轰波的激波与反应耦合更为稳定, 横波作用很弱, 它甚至可以产生胞格结构, 这就是为什么过驱爆轰的初始阶段并不能观察到明显的胞格迹线. 而随着过驱爆轰趋于 CJ 状态, 波面失稳出现, 胞格随之产生, 并且随着过驱度的降低, 胞格越来越大, 这在图 8(b) 中都得到了非常生动和直观的展示.

遗憾的是, 如果希望借此找到某种尺度特征, 结果是不能令人满意的. 首先, 透射爆轰的发展过程在空间上是极不平衡的, 很难归结为一个统一的尺度, $x-t$ 图虽然给出了平均意义的结果, 但却难以在 $x-t$ 图上界定平衡与非平衡的明确界限; 其次, 这种强不稳定燃气中的爆轰现象含有很大的不确定性, 很难在相同实验中获得具有可比性的实验结果. 因此我们认为, 以此来判读透射爆轰的转变尺度并不像数值结果显示的那样简单可行.

3 结 论

本文以转鼓式高速扫描摄影和胞格记录为主要实验手段, 对乙炔氧气燃气中爆轰波与激波的正面碰撞现象进行了较为详尽的研究. 结论如下:

(1) 实验图片显示, 爆轰波与激波对撞形成的稳定波系结构包括激波压缩燃气中传播的爆轰波、紧随其后的稀疏波区、在爆轰产物中传播的透射激波以及一道间隔对撞前后爆轰产物的接触间断面. 这一波系结构与一维理论分析中的 CJ 解模式吻合.

(2) 初始气体的压强不对爆轰的波系结构产生明显影响, 而提高初始气体温度则可使得整个流场中各波面和流场速度显著提高, 但不破坏它们之间的速度配比. 入射激波强度越高, 则整个透射流场呈现偏向激波的趋势, 透射激波速度越快, 而透射爆轰速度越慢; 它们之间的间断面可随激波增强而由偏向爆轰方向转为偏向激波方向. 爆轰波后的稀疏波区不可避免, 它随入射激波强度增强而增强, 而

只有当入射激波趋于马赫 1 时, 稀疏波区才趋于消失.

(3) 两波对撞必存在一个有限的转变阶段. 透射爆轰首先出现解耦而减缓, 接着迅速迸发为过驱爆轰, 然后再逐渐平衡为 CJ 爆轰. 对于强不稳定的燃气, 对撞后爆轰波在空间上的发展极不平衡, 一些区域较为平缓地过渡为稳定爆轰, 而另一些区域则发生剧烈变化, 火焰面与诱导激波严重脱离, 随后的火焰面失稳发展为诱导激波区内的爆轰并赶上前驱激波, 这种爆轰在烟迹板上留下极为精细的结构.

致谢 本文实验在加拿大 McGill 大学力学系爆轰物理实验室进行, J.H.S.Lee 教授的指导和帮助使作者受益匪浅, 在此表示感谢.

参 考 文 献

- 1 Vasil'ev AA, Gavrilenko TP, Topchian ME. On the Chapman-Jouguet surface in multi-headed gaseous detonations. *Astronaut Acta*, 1972, 17: 499~502
- 2 Weber M, Olivier H. The thickness of detonation waves visualized by slight obstacles. *Shock Waves*, 2004, 13: 351~365
- 3 Lee JHS, Radulescu MI. On the hydrodynamic thickness of cellular detonation. *Combustion Explosion and Shock Waves*, 2005, 41: 745~765
- 4 Ng HD, Botros BB, Chao J, et al. Head-on collision of a detonation with a planar shock wave. *Shock Waves*, 2006, 2: 745~750
- 5 韩桂来, 姜宗林, 张德良. 激波与爆轰波对撞的热力学状态和爆轰波动力学长度. 见: 第十二届全国激波与激波管学术会议论文集, 2006. 234~237 (Han Guilai, Jiang Zonglin, Zhang Deliang. The thermal state and hydrodynamic thickness of detonation in the collision of shock with detonation. In: Proc. 12th CSSW, 2006. 234~237 (in Chinese))
- 6 韩桂来, 姜宗林, 张德良. 激波与爆轰波对撞的数值模拟研究. 力学学报, 2008, 40(2): 154~161 (Han Guilai, Jiang Zonglin, Zhang Deliang. Numerical investigation on the collision between detonations and shocks. *Chinese Journal of Theoretical and Applied Mechanics*, 2008, 40(2): 154~161 (in Chinese))
- 7 Botros Babara B, Zhu Yujian, Ng Hio Dick, et al. The unsteady dynamics of the head-on collision between a detonation and a shock wave. In: Proc. 20th ICDERS, 2005

AN EXPERIMENTAL STUDY ON HEAD-ON COLLISION OF DETONATION WITH SHOCK

Zhu Yujian¹⁾ Yang Jiming

(*Department of Modern Mechanics, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China*)

Abstract An experimental study on head-on collision of a detonation wave with shock wave in a straight tube was carried out. High speed streak schlieren photography was used to illustrate the interacting flow field, and smoke foils were adopted to record the detonation cellular structure around collision. Based on the theories of shock wave and classical CJ detonation, the theoretical analyses were also performed to acquire its steady solution and the essential characteristics. The experimental showed that the steady wave system after collision consists of a shock wave and a detonation wave followed by a rarefaction wave fan, which is consistent with the CJ solution of 1-D theoretical analysis. The initial wave pressure has no effect on the wave system and the initial temperature remarkably affects the wave and flow velocities. Meanwhile, the strength of the incident shock wave has the most important influence on the transmitted flow system, that is, strong shock induces the whole flow field towards the shock direction. Rarefaction is inevitable in the system unless the incident shock tends to Mach one, and stronger shock usually results in more expanded rarefaction zone. Experimental study also revealed that the detonation wave experiences a transit process after collision, where it first slows down and then bursts into an overdriven detonation which then undergoes a subsequent equilibrium process towards CJ state. This transit process usually develops unsteadily in the highly irregular mixture. Serious decoupling of shock and flame may occur in some region, and the decoupled flame could rapidly develop new cellular detonation even before it overtakes the decoupled precursor shock. Very fine cellular traces printed by this kind of detonation were observed in our smoke foil results.

Key words detonation, shock, collision, streak schlieren, cellular structure

Received 17 September 2007, revised 23 May 2008.

1) E-mail: yujian@mail.ustc.edu.cn