

高超声速进气道快速破膜开启的流动特性

徐晓, 岳连捷*, 卢洪波, 肖雅彬, 张新宇

中国科学院 力学研究所 高温气体动力学国家重点实验室, 北京 100190

摘要: 进气道处于起动状态是保证超燃冲压发动机正常工作的前提, 进气道帽罩快速开启时的非定常效应可以有效提高进气道的起动能力。采用非定常数值计算深入研究了唇口帽罩不同安装位置开启时的非定常效应对进气道起动过程的影响, 分析了不同帽罩安装位置开启时进气道流场的演化过程, 并揭示了喉道分离泡的形成机理。研究表明, 当帽罩上游不存在分离泡时, 破膜非定常激波在压缩面反射, 与上游复杂波系作用形成沿壁面的低速流, 在唇口激波作用下在喉道形成分离泡。帽罩安装靠近唇口可通过缩短激波/边界层作用距离减小低速流动区范围, 进气道临界起动内压比随之增大; 而当帽罩上游出现大分离泡时, 分离泡会先演变为低速流, 之后在唇口激波作用下重新聚集形成大尺度分离, 进气道临界起动内压比显著降低。

关键词: 高超声速进气道; 破膜开启; 非定常效应; 激波边界层相互作用; 分离流

中图分类号: V214.8 文献标识码: A 文章编号: 1000-6893(2015)06-1795-10

采用吸气式推进实现人类空天飞行一直是世界范围内研究的热点问题, 而超燃冲压发动机作为其动力装置, 必须在一定的马赫数范围内才能正常工作, 因此在实现超燃飞行之前存在一个助推过程, 即飞行器到达一定的速度和高度时, 超燃冲压发动机开始工作。由于进气道在较低的马赫数条件下难以起动, 通常在助推过程中在进气道唇口处设置帽罩, 封闭进气道入口以减阻, 当飞行器达到较高的马赫数时抛去帽罩, 超燃冲压发动机进气道起动。进气道开启的方式由于结合了变几何方法以及非定常效应这两种手段, 可以有效提高进气道的起动能力^[1-6]。

事实上, 采用合理的进气道开启方式来保证其起动性能在世界范围内已经得到了广泛的研究。美国的 Hagenmaier 等^[1]对一种具有旋转开启机构的进气道起动过程进行了数值模拟, 证实

采用进气道开启的方式可以提高自起动内收缩比, 美国的 X-43A 也通过转动唇罩来实现进气道的起动^[2]。澳大利亚的 Grainger 等^[3]数值研究了滑动开启方式的进气道起动过程, 并分析了黏性以及非定常效应对进气道起动特性的影响。Ogawa 等^[4]则对大收缩比轴对称进气道进行了数值模拟, 设计了不同的进气道滑动开启以及旋转开启方式, 并考察了其对于大收缩比进气道起动性能的影响。在国内也有不少学者设计了辅助起动的进气道调节方法, 包括可平移压缩面^[5]、旋转压缩面^[6], 并对进气道起动性能进行了数值和实验研究, 论证了其可行性。

上述研究主要关注变几何调节开启进气道方式及其对起动性能的作用, 但复杂的变几何结构对于重复使用飞行器设计而言是一个负担, 尤其对于飞行马赫数为 4~7 的飞行器, 目前一般采用

收稿日期: 2014-06-15; 退修日期: 2014-07-16; 录用日期: 2014-10-31; 网络出版时间: 2014-12-11 07:50

网络出版地址: www.cnki.net/kcms/detail/S1000-6893.2014.0303.html

基金项目: 国家自然科学基金 (91216115)

* 通讯作者. Tel.: 010-82543833 E-mail: yuelj@imech.ac.cn

引用格式: Xu X, Yue L J, Lu H B, et al. Flow characteristics of hypersonic inlet starting with diaphragm rupture[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2015, 36(6): 1795-1804. 徐晓, 岳连捷, 卢洪波, 等. 高超声速进气道快速破膜开启的流动特性[J]. 航空学报, 2015, 36(6): 1795-1804.

定几何进气道设计方式。Molder 等从非定常效应的角度出发,提出了进气道破膜开启的方法^[7-8],其功能类似于帽罩快速分离方式,结构相对简单,利用破膜前后较大的压力梯度实现大收缩比的进气道起动。文中通过无黏数值模拟探讨了膜片安装角度对起动能力的影响,证实了采用这种破膜起动的方式有助于实现进气道的自起动。Ogawa 等在其基础上进一步考虑了黏性的作用,系统分析了破膜开启方式的进气道起动特性,在研究范围(膜片与来流角度大于 35°)内较小的膜片安装角有利于进气道起动^[4]。但文中研究对象为大收缩比内压缩 Busemann 进气道,膜片安装位置不存在压缩面边界层的干扰。对于实用的高超声速进气道设计一般采用混压方式,进气道采用类似破膜起动的方式会存在边界层与破膜激波的强烈作用,导致起动过程非定常效应^[9-11]、激波/边界层干扰^[12-13]多因素耦合,对该进气道起动流态及起动性能产生重大影响,甚至是本质性的改变,因此需要对进气道快速破膜开启过程中边界层干扰所带来的强烈影响进行深入的研究。

针对一种固定几何的二元混压式进气道,采用破膜开启的方式,在来流马赫数 $Ma_\infty = 6$ 的设计工况下,数值研究了不同帽罩(膜片)位置开启对进气道起动性能的影响,分析了开启过程中流动特性、喉道分离区的形成过程及关键影响因素,为工程设计提出科学依据。

1 模型和帽罩安装方式

1.1 进气道模型

进气道构型如图 1 所示,为典型二元混压式进气道^[14-15],其设计马赫数为 6,飞行高度为 25 km。其中进气道喉道高度为 H_{th} ,来流几何捕获高度为 H_c ,外压缩由两道斜激波和一等熵压缩段组成,第一道波外压缩角为 7° ,第二道波外压缩角为 4° ,之后是 5.1° 的等熵压缩,进气道唇口的内折角为 3° ,整个进气道几何收缩比为 6.2,内收缩比为 2.2。经过数值计算和风洞试验,该进气道在设计点和非设计点均具有较好的起动特性和流量捕获能力。

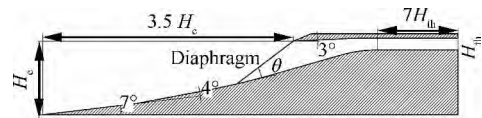


图 1 进气道构型简图

Fig 1 Schematic of inlet model

1.2 帽罩安装方式

帽罩安装位置从唇口顶点 O 处起始,考虑破膜前帽罩激波是否足以导致边界层分离,设计了由 A 点到 G 点 7 个不同安装位置,帽罩与水平来流角度如图 2 所示。当帽罩与来流角度较大时,帽罩激波与边界层相互作用诱导边界层分离,在帽罩与压缩面连接处形成分离泡,对进气道的起动过程产生影响。根据 Korkegi^[16] 提出的预测激波边界层相互作用产生分离的关系式,帽罩在 $A \sim C$ 位置时,上游边界层在帽罩附体激波作用下不发生分离,而在 D, E 位置时边界层发生分离, F, G 位置时膜片激波脱体。

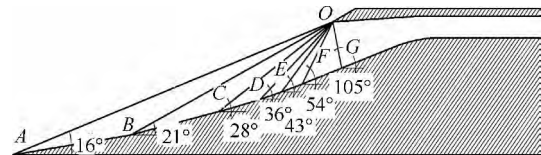


图 2 帽罩位置示意图

Fig 2 Sketch of diaphragm positions

2 数值方法

2.1 计算方法及条件

本文参考文献^[4]中的计算方法,采用商业软件 CFD++ 求解可压缩 Navier-Stokes 方程,对进气道起动过程非定常流动开展了数值模拟。该软件经过大量算例校核,在解决高超声速问题时具有较强的可靠性^[17-18]。计算采用剪切应力输运(SST) $k-\omega$ 模型进行湍流模拟,在帽罩破除之前采用二阶空间精度的隐式算法计算,得到收敛的定常结果作为起动计算的初始流场进行非定常计算,非定常计算时间项为二阶精度,时间步长取为 $1 \mu s$ 。为提高非定常计算的收敛速度,采用了多重网格法,每个全局时间步长内迭代 50 步,保证每个全局时间步中瞬态流场收敛。

计算中进气道壁面设为绝热无滑移壁面条件,出口采用外推方法求解。帽罩在未去除前设置成绝热无滑移壁面,之后将壁面条件改为流通型区域边界,模拟起动非定常过程。

计算条件为来流马赫数 $Ma_\infty = 6$ 、来流静压 $p_\infty = 2\ 549\ \text{Pa}$ 、来流静温 $T_\infty = 221.6\ \text{K}$,即海拔 25 km 高度。通过设定进气道帽罩开启前其下游内流段压力 p_m ,来考察帽罩破除时非定常效应对于进气道起动特性的影响,并将临界起动时内流段压力以来流静压 p_∞ 进行无量纲化,作为进气道临界起动内压比。当内压比较低时,破膜非定常激波速度较大,非定常效应较强,有利于进气道的起动^[7]。

2.2 计算网格

计算网格由 Gambit 生成,计算域如图 3(a) 所示。由于高超声速进气道起动过程为激波与边界层相互作用主导的流动现象,且存在流动分离,为了准确地模拟此流动现象,对壁面以及喉道附近的网格进行了局部加密,并采用了混合网格,近壁面采用结构网格,而中心流通域采用非结构网格,如图 3(b) 所示。

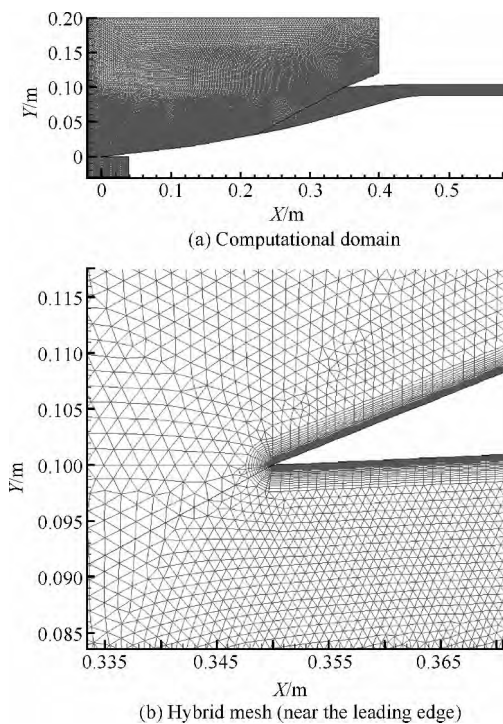


图 3 计算域及混合网格

Fig 3 Computational domain and hybrid mesh

计算网格对进气道的性能以及流场有一定的影响,因此本文对网格加密程度进行了研究。采用 6 种不同疏密程度的网格进行了计算,其非结构及结构网格的数量如表 1 所示。

表 1 计算网格数量

Mesh No.	Unstructured	Structured
1	14 909	5 882
2	19 049	11 798
3	24 245	41 540
4	60 866	63 190
5	106 366	63 825
6	185 769	84 116

选择以上 6 种网格对进气道帽罩在 C 处开启、 $p_m/p_\infty = 0.8$ 的工况进行了计算,计算收敛后进气道的壁面压力 p 用来流动压 p_d 进行无量纲化,其沿程分布如图 4 所示。可以看出,网格疏密程度对压力极值存在一定的影响。但当采用第 5 种和第 6 种网格加密方式时,壁面压力分布一致,因此选择第 5 种网格加密方式进行计算。

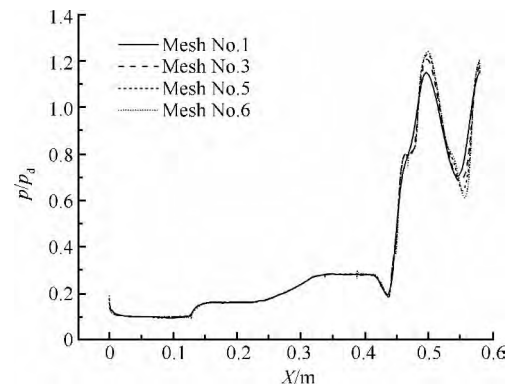
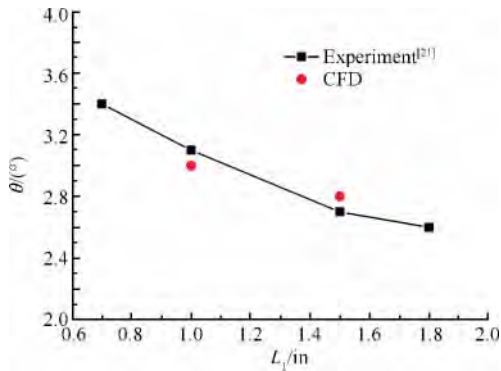


图 4 $t = 2\ \text{ms}$ 时不同网格壁面沿程压力分布

Fig 4 Wall pressure distribution for different meshes ($t = 2\ \text{ms}$)

对计算软件的精度进行了校核,包括定常求解的验证以及非定常求解的验证。对于定常计算校核,本课题组针对 $Ma_\infty = 8$ 的来流条件下斜激波/钝头弓形激波相干进行了试验与 CFD++ 的数值对比,与实验结果吻合较好^[19-20]。非定常计算验证首先对文献[4]中 Busemann 进气道在膜片与来流安装角度 $\theta = 70^\circ$ 条件下的起动特性进行

了计算校核,在来流马赫数 $Ma_\infty = 8$ 、飞行高度 $H = 30$ km 的工况下,当 $\theta = 70^\circ$ 时,在破膜之前激波脱体,计算所得的临界起动压比为 0.25,与文献[4]一致。本文进一步依据 van Wie 等的进气道自起动实验结果^[21]进行了对比,通过改变唇口压缩角度和入口高度得到进气道自起动临界收缩比,如图 5 所示。图中: L_1 为唇口距离。从数值结果来看,虽然和实验有所偏差,但相差不大,在 4% 以内,表明本文数值计算结果是可信的。



Note: 1 in = 25.4 mm.

图 5 CFD 与实验结果对比

Fig. 5 Comparison between CFD and experimental results

3 计算结果及分析

3.1 进气道起动过程流动结构分析

数值计算发现,在 $OA \sim OG$ 这 7 个位置设置帽罩时,进气道在破膜前流场存在 3 类典型流态,如图 6 所示。①当帽罩与来流角度较小时,帽罩激波附体且强度较弱,在帽罩与压缩面连接处未观察到明显的流动分离,其对应的帽罩位置为 $OA \sim OC$,如图 6(a)所示;②当帽罩与来流角度增大到一定程度时,帽罩与压缩面连接处形成分离区,产生分离激波并与外压激波汇聚,其对应的帽罩位置为 OD, OE ,流场如图 6(b)所示;③当帽罩与来流角度进一步增大时,帽罩激波脱体,强激波与边界层相互作用会产生极大分离区,分离区高度达到唇口高度量级,其对应的帽罩位置为 OF, OG ,流场如图 6(c)所示。

可见,不同帽罩安装角度对应的帽罩开启前进气道流动状态的区别明显,会直接影响帽罩开启后进气道的起动过程。当帽罩位置为 OB 时,

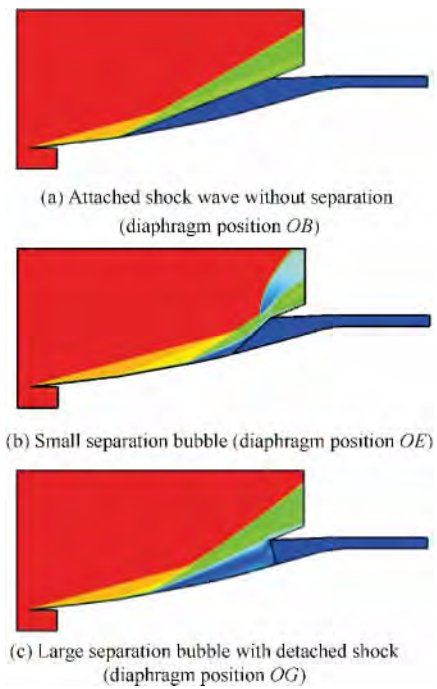


图 6 进气道破膜前典型流场马赫数云图

Fig. 6 Mach number contours of typical flow field before inlet diaphragm ruptures

进气道在开启前激波附体,破膜以后其流动形态类似于激波管破膜,其示意图如图 7 所示。进气道破膜后由于膜片内外的压差会产生一道非定常激波向斜下方下游流动,同时伴随膨胀波向上游流动,与帽罩激波相互作用,引起帽罩激波向下游流动。而非定常激波的运动速度取决于破膜前内外压比,该激波在向下游运动过程中会在压缩面上产生反射激波,通过唇口时由于几何扩张产生激波绕射,起动过程中发生反射激波、接触面以及边界层的复杂作用。

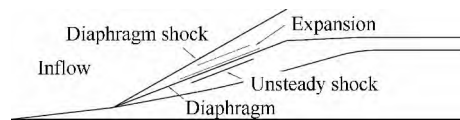


图 7 破膜产生波系示意图

Fig. 7 Sketch of waves due to diaphragm rupture

图 8 显示了帽罩位置 OB 、内压比 $p_{in}/p_\infty = 0.5$ 时进气道的起动过程,当破除帽罩后,非定常激波向下游流动,在唇罩侧产生绕射,激波发生弯曲,形态上更接近于正激波。当 $t = 0.08$ ms 时,非定常激波最终进入隔离段,逐渐演化成此正激

波的形态向下游运动。在压缩面一侧破膜后的非定常激波与压缩面作用产生了反射,图9进一步给出了破膜后 $t=0.05$ ms 时非定常激波的局部放大图。在压缩面上,非定常激波首先会产生一道反射激波,由于膜片与压缩面的夹角较小,此反射为常规反射,反射激波会继续与接触面以及上传膨胀波相互作用,形成复杂的流动结构。

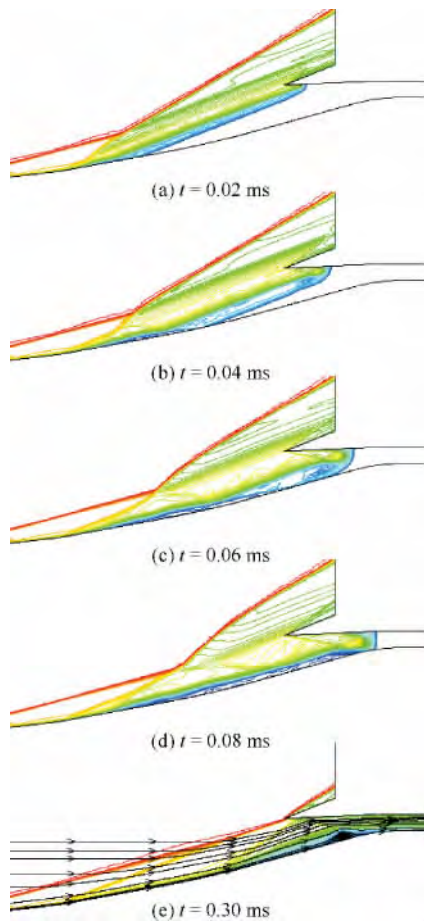


图8 帽罩位置 OB 、 $p_{in}/p_{\infty}=0.5$ 条件下进气道非定常起动过程马赫数云图

Fig. 8 Mach number contours of inlet unsteady starting flow process (diaphragm position OB , $p_{in}/p_{\infty}=0.5$)

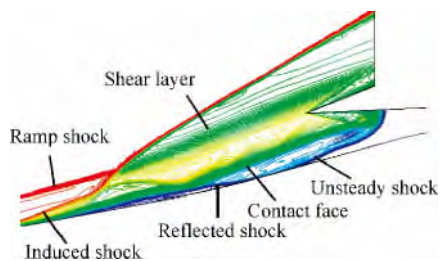


图9 $t=0.05$ ms 时流动结构局部放大图

Fig. 9 Magnification of flow pattern at $t=0.05$ ms

图10给出了非定常激波波脚处的压力分布及密度分布放大图,可以看到反射激波在压缩面附近形成了高压区域,而反射激波与接触面及膨胀波作用后,其上游静压有所降低,出现了逆压梯度,在壁面附近形成低速流动区,从图中也可以看出流线绕过低速流动区向下游流动。随着非定常激波进一步向下游流动,此低速区也不断发展,结合图8可以看出,低速流会沿着壁面向喉道流动,随时间推移,壁面上形成的低速流动区不断变大,减小喉道的有效面积,在唇口激波逆压梯度的作用下,低速流不断在喉道聚集,并形成大的分离泡 ($t=0.30$ ms)。若分离泡尺度不足以在喉道形成壅塞,则来流及分离泡能通过喉道,进气道实现起动。

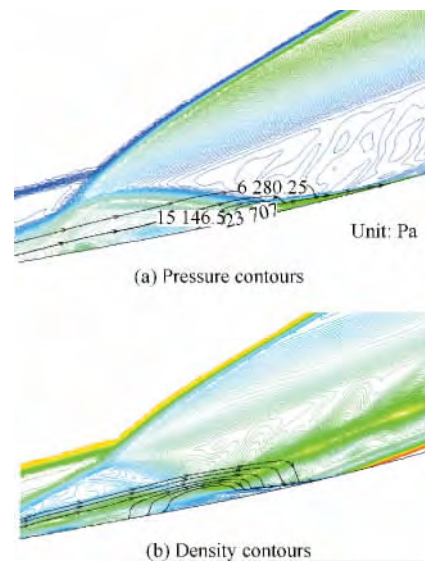


图10 $t=0.05$ ms 时压缩面区域流场

Fig. 10 Flow field near ramp at $t=0.05$ ms

当帽罩安装于位置 OE 处时,由图6(b)可知,此时进气道在开启前会在帽罩前形成一定尺度的分离泡,由分离泡引起的分离激波会与外压激波作用。图11给出了帽罩位置 OE 、内压比 $p_{in}/p_{\infty}=0.2$ 时进气道破膜后的流动马赫数云图。此时破膜产生的非定常激波流动形态与 OB 处破膜类似,存在着非定常激波沿压缩面运动并发生反射,最终演化为类似正激波的运动过程 ($t=0\sim 0.10$ ms)。

但与帽罩位置 OB 处不同,当非定常激波向下游运动时,帽罩上游分离泡形态会发生变化,随

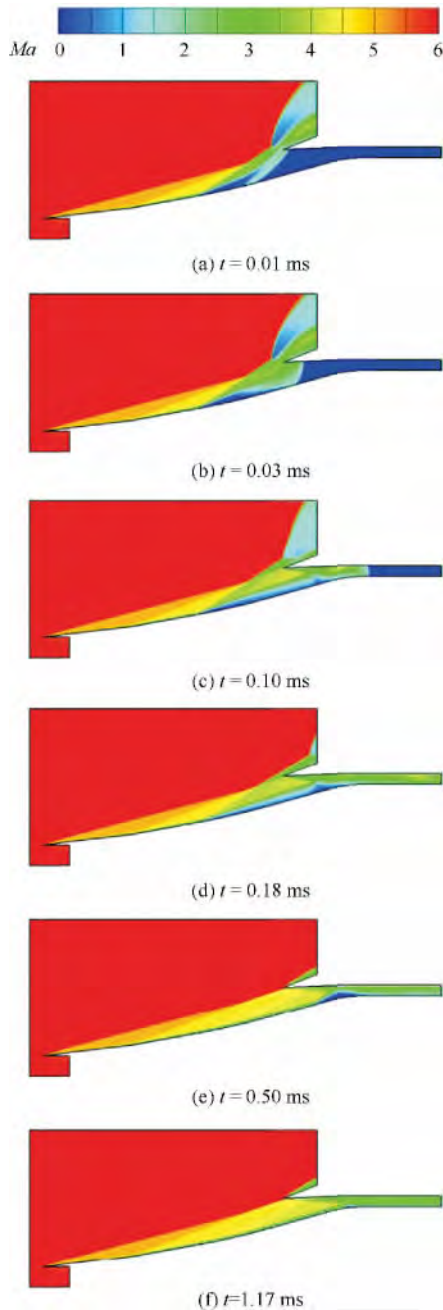


图 11 帽罩位置 OE 、 $p_{in}/p_{\infty}=0.2$ 条件下进气道非定常起动过程马赫数云图

Fig. 11 Mach number contours of inlet unsteady starting flow process (diaphragm position OE , $p_{in}/p_{\infty}=0.2$)

着膨胀波向上游传播,分离泡后的压力会减小,逆压梯度消失,分离泡不断缩小。图 12 给出了 $t=0.015$ ms 时进气道流动马赫数分布及流线,可以看出,破膜产生的膨胀波向上游传播,分离区内气流会类似于激波管 3 区气流,向下游流动,因此分

离泡尺度会减小,并随时间演变为沿压缩面的低速流,如图 11(c)和图 11(d)所示。当 $t=0.18$ ms 时,非定常激波已经运动出隔离段,而分离泡起始位置并没有流动,分离激波依然存在。低速流流动到喉道时,由于唇口激波的作用,会重新形成分离泡($t=0.50$ ms)。当分离泡能够通过喉道时,进气道实现起动。

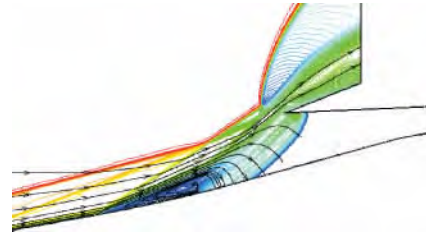


图 12 $t=0.015$ ms 时马赫数分布及流线图

Fig. 12 Mach number contours and streamlines at $t=0.015$ ms

由上述分析可知,帽罩前存在尺度较小分离泡时,破膜以后分离泡会逐步演变为沿压缩面的低速流,之后低速流到达喉道时,在唇口激波的作用下形成分离泡。在这种情况下,对比与帽罩 $OA\sim OC$ 处工况,非定常激波与上游复杂波系作用形成的低速流区域很小,而破膜前帽罩上游的分离泡演变成的低速流范围较大,在两者共同作用下,最终在喉道形成的分离泡尺度很大。当帽罩位置为 OG 时,进气道开启前会在帽罩前形成更大分离,如图 6(c)所示,而且由于非定常激波与压缩面角度很大,因此不形成反射激波。此时由破膜前分离泡演变成的低速流范围更广,在喉道处形成的分离泡尺度更大,此时进气道在极低的内压比下依然不能起动,如图 13 所示。

3.2 帽罩位置对进气道起动性能的影响

通过以上流动过程的分析,发现不同帽罩位置导致其上游的不同流态对进气道破膜开启起动过程有着重要的影响。本文以帽罩与压缩面接触位置到喉道的距离 L 与喉道高度 H_{th} 的比值来定义帽罩位置,计算帽罩处于 $OA\sim OG$ 位置时进气道的起动临界内压比,结果如图 14 所示。

从图 14 可以看出,在帽罩激波附体的条件下,帽罩从位置 A 逐渐移动到位置 C ,对应 L/H_{th} 的值不断减小,起动需求内压比不断增大。由 3.1 节

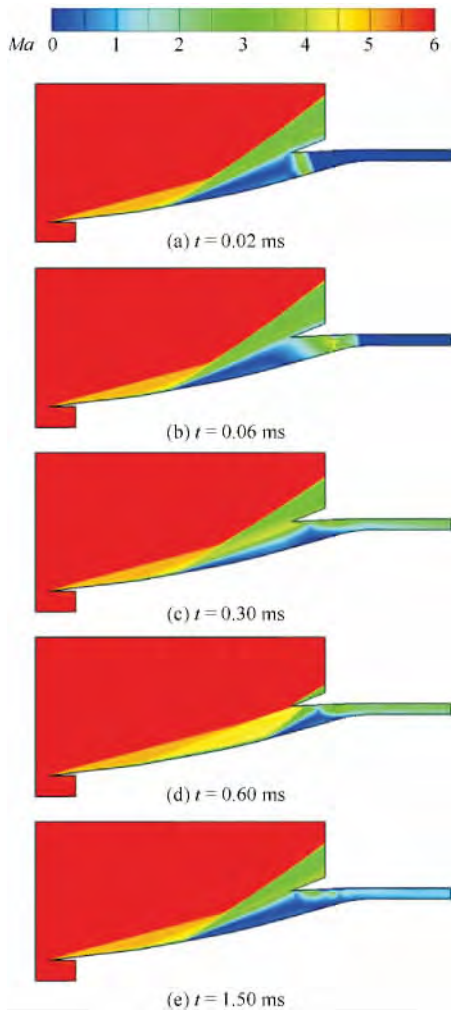


图 13 帽罩位置 OG 、 $p_m/p_\infty = 0.05$ 下进气道非定常起动过程马赫数云图

Fig. 13 Mach number contours of inlet unsteady starting flow process (diaphragm position OG , $p_m/p_\infty = 0.05$)

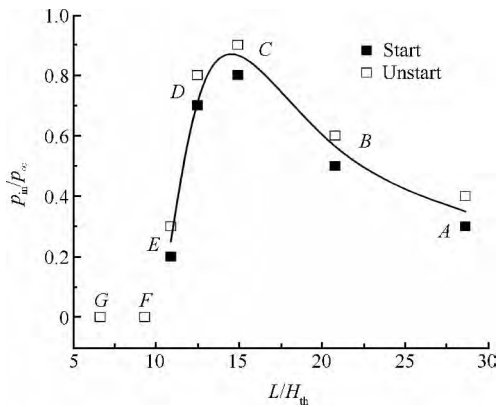


图 14 进气道起动内压比随帽罩位置的变化

Fig. 14 Inlet starting internal pressure ratio with different diaphragm positions

所述,当进气道开启前不存在分离泡,非定常激波向压缩面流动引起的反射激波与上游的接触面、膨胀波复杂作用下在壁面上形成低速流动区,向喉道流动并在唇口激波作用下形成分离泡。帽罩从 A 移动到 C 不断接近唇口的过程中,非定常激波及其所导致的复杂波系与压缩面作用的距离缩短,诱发的低速区范围减小,如图 15 所示。此时低速流到达喉道时所诱发的分离泡尺度更小,捕获空气更容易通过喉道,因此进气道的起动内压比会随着帽罩安装位置到喉道距离的减小而提高。

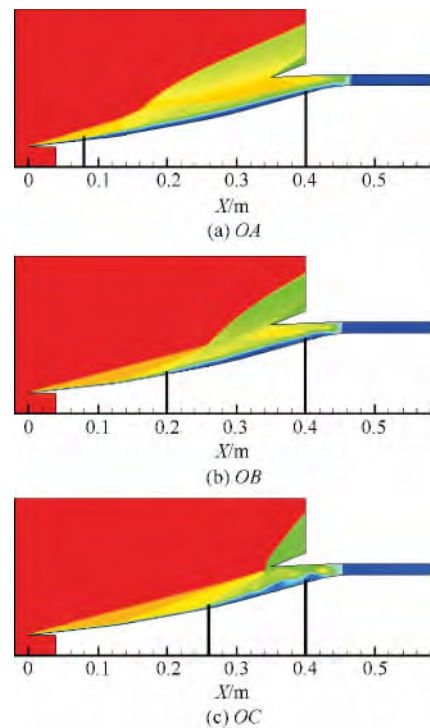


图 15 帽罩位置 $OA \sim OC$ 破膜时低速流范围比较

Fig. 15 Comparison of low-speed flow area range with different diaphragm positions ($OA \sim OC$)

当帽罩安装位置由 C 移动到 E 时,随着帽罩进一步向唇口靠近,由于帽罩激波的增强,气流开始在帽罩上游形成分离。破膜后帽罩前的分离泡会由于下游压力的突然减小形成沿压缩面的低速流,当其流动到喉道时,在唇口激波的作用下重新形成尺度较大的分离泡。与帽罩处于 $A \sim C$ 时不同,此时喉道处的分离泡主要是由帽罩开启前上游的分离泡决定,其尺度要远远大于由唇口激波作用下形成的分离泡,因此进气道的起动能力会

急剧下降。图 16 给出了帽罩在 OD 、 OE 处破膜前分离泡大小的比较,结合图 14 的结果可以发现,当分离泡尺度增大时,进气道临界起动的内压比会急剧下降,进气道起动能力减弱。

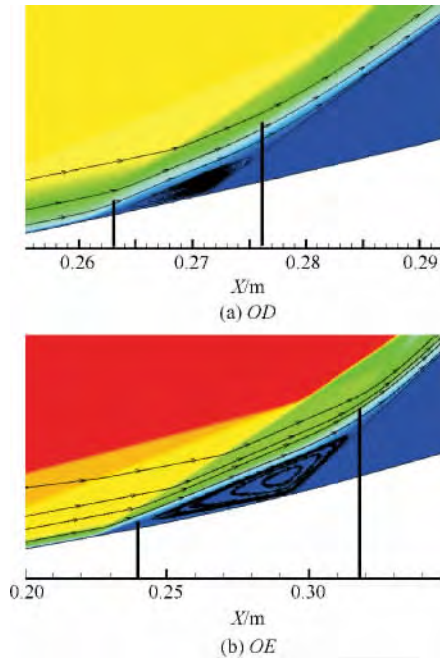


图 16 帽罩位置 OD 、 OE 破膜前分离泡比较
Fig. 16 Comparison of separation bubble before diaphragm positions (OD , OE)

当帽罩安装位置进一步移动到 F 、 G 点时,在进气道开启前由于激波脱体在帽罩前已经形成极大尺度的分离泡,几乎封住唇口截面,此时进气道开启后大分离泡演变的低速流范围更广,因此到达喉道时形成更大的分离泡,在本文所研究内收缩比为 2.2 进气道条件下,进气道基本不具备起动能力。

通过分析以上不同情况下进气道不起动和起动过程的流场,发现进气道开启前上游的流态对进气道破膜开启有重要的影响。而相同来流条件下,进气道开启前上游的流态由帽罩位置决定,一方面它影响破膜非定常复杂结构与压缩面的作用区间及在壁面形成的低速流动区范围,对进气道起动有重要影响;另一方面它决定了帽罩激波的强度,是否在帽罩上游产生分离泡,直接影响喉道分离泡的尺度,决定进气道能否起动。根据计算结果,当帽罩安装在压缩面距离唇口位置最近且不产生分离的位置时,此时进气道开启的起动内

压比最高,进气道起动性能最佳。

4 结 论

通过非定常计算研究了定几何混压式进气道在快速破膜开启方式下进气道起动过程,考察了其非定常流动形态,分析了喉道分离泡形成的机制,并通过进气道破膜开启临界起动内压比给出了进气道帽罩的最佳安装方式。

1) 帽罩与来流角度较小时,进气道开启前帽罩与压缩面连接处没有形成分离泡,在破膜以后非定常激波在压缩面上产生反射激波,并与上游接触面、膨胀波作用,形成向下游流动的低速流,并在喉道形成分离泡。该分离泡尺度与非定常复杂波系的作用区间直接相关,并决定了进气道能否起动。当帽罩越接近唇口时,激波作用空间范围越小,低速流范围减小,喉道处分离泡也随之减小,进气道起动临界内压比升高。

2) 帽罩与来流角度较大时,进气道开启前帽罩与压缩面连接处会形成分离泡,且随着角度增加而变大。此时分离泡在破膜后会演化为沿压缩面的低速流动,并在唇口激波的作用下重新形成分离泡,其尺度很大,制约了进气道的通流能力,因此进气道起动内压比急剧降低。当帽罩激波脱体条件下,分离泡尺度达到唇口高度量级,大内收缩比进气道不能实现起动。

参 考 文 献

- [1] Hagenmaier M A, Tam C J, Chakravarthy S. Study of moving start door flow physics for scramjet, AIAA-1999-4957[R]. Reston: AIAA, 1999.
- [2] Huebner L D, Rock K E, Ruf E G, et al. Hyper-X flight engine ground testing for X-43 flight risk reduction, AIAA-2001-1809[R]. Reston: AIAA, 2001.
- [3] Grainger A L, Boyce R R, Tirtay S C, et al. The unsteady flow physics of hypersonic inlet starting processes, AIAA-2012-5937[R]. Reston: AIAA, 2012.
- [4] Ogawa H, Grainger A L, Boyce R R. Inlet starting of high-contraction axisymmetric scramjets[J]. Journal of Propulsion and Power, 2011, 26(26): 1247-1258.
- [5] Zhang L, Zhang K Y, Jin Z G, et al. Numerical simulation of a variable geometry designed with compressible ramp movable[J]. Acta Aeronautica et Astronautica Sinica, 2012, 33(10): 1800-1808 (in Chinese).
张林, 张堃元, 金志光, 等. 高超声速二元进气道顶板移动变几何方案数值模拟[J]. 航空学报, 2012, 33(10):

- 1800-1808.
- [6] Wang Y, Fan X Q, Liang J H, et al. Experimental investigation on the starting characteristics of a hypersonic inlet with moving entrance door[J]. *Journal of Aerospace Power*, 2008, 23(6): 1014-1018 (in Chinese).
王翼, 范晓樯, 梁剑寒, 等. 开启式高超声速进气道启动性能试验[J]. *航空动力学报*, 2008, 23(6): 1014-1018.
- [7] Tahir R B, Molder S. Unsteady starting of high Mach number air inlets-A CFD study, AIAA-2003-5191[R]. Reston: AIAA, 2003.
- [8] Timofeev E V, Tahir R B, Molder S. On recent developments related to flow starting in hypersonic air intakes, AIAA-2008-2512[R]. Reston: AIAA, 2008.
- [9] Wang W X, Guo R W. Numerical study of unsteady starting characteristics of a hypersonic inlet[J]. *Chinese Journal of Aeronautics*, 2013, 26(3): 563-571.
- [10] Clemens N T, Narayanaswamy V. Low-frequency unsteadiness of shock wave/turbulent boundary layer interactions[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2013, 46: 469-492.
- [11] Liang D W, Yuan H C, Zhang X J. Research on the effects of start ability of hypersonic inlet[J]. *Journal of Astronautics*, 2006, 27(4): 714-719 (in Chinese).
梁德旺, 袁化成, 张晓嘉. 影响高超声速进气道启动能力的因素分析[J]. *宇航学报*, 2006, 27(4): 714-719.
- [12] Holger B, Harvey J K. Shock wave boundary-layer interactions [M]. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2011: 141-159.
- [13] Loth E, Titchener N, Babinsky H, et al. Canonical normal shock wave/boundary-layer interaction flows relevant to external compression inlets[J]. *AIAA Journal*, 2013, 51(9): 2208-2217.
- [14] Zhang X J, Yue L J, Chang X Y. Shock arrangement of ramp compression hypersonic inlet with high internal contraction ratio [J]. *Journal of Propulsion Technology*, 2012, 33(4): 505-509 (in Chinese).
张晓嘉, 岳连捷, 张新宇. 大内收缩比二元高超声速进气道波系配置特性[J]. *推进技术*, 2012, 33(4): 505-509.
- [15] Yue L J, Zhang X J, Chen L H, et al. Research on optimal design methodology on 2D hypersonic inlet, CSTAM 2008-0028[R]. [s. l.]: CSTAM, 2008.
岳连捷, 张晓嘉, 陈立红, 等. 二元高超声速进气道优化设计方法研究, CSTAM 2008-0028[R]. [s. l.]: CSTAM, 2008.
- [16] Korkegi R H. Compression of shock induced two- and three-dimensional incipient turbulence separation[J]. *AIAA Journal*, 1975, 13(4): 534-535.
- [17] Boyce R R, Gerard S, Paull A. The HyShot scramjet flight experiment—flight data and CFD calculations compared, AIAA-2003-7029[R]. Reston: AIAA, 2003.
- [18] Boyce R R, Hillier R. Shock-induced three-dimensional separation of an axisymmetric hypersonic turbulent boundary layer, AIAA-2000-2226[R]. Reston: AIAA, 2000.
- [19] Lu H B, Yue L J, Xiao Y B, et al. Interaction of isentropic compression waves with a bow shock[J]. *AIAA Journal*, 2013, 51(10): 2208-2217.
- [20] Lu H B, Yue L J, Chang X Y. Flow characteristics of hypersonic inlets with different cow-lip blunting methods [J]. *Science China Physics, Mechanics and Astronomy*, 2014, 57(4): 741-752.
- [21] van Wie D M, Kwok F T, Walsh R F. Starting characteristics of supersonic inlets, AIAA-1996-2914[R]. Reston: AIAA, 1996.

作者简介:

徐骁 男, 硕士研究生. 主要研究方向: 高超声速进排气。

Tel: 010-82543837

E-mail: xuxiaomelody@126.com

岳连捷 男, 博士, 副研究员. 主要研究方向: 高超声速进排气。

Tel: 010-82543833

E-mail: yuelj@imech.ac.cn

Flow characteristics of hypersonic inlet starting with diaphragm rupture

XU Xiao, YUE Lianjie^{*}, LU Hongbo, XIAO Yabin, ZHANG Xinyu

State Key Laboratory of High-Temperature Gas Dynamics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China

Abstract: Reliable in-flight starting of the hypersonic inlet is of critical importance for the successful operation of scramjet engines and taking the method of diaphragm rupture can effectively improve the inlet starting ability due to unsteady flow effect. In this paper, time-accurate computations have been performed to investigate the effects on inlet starting process at different diaphragm positions. The evolution process of the inlet flow pattern is analyzed and the mechanism of the separation bubble formation in the throat is thus elucidated. The results show that the unsteady reflected shock interacts with the interface and expansion waves to trigger a low-speed flow when no separation bubble occurs in front of the diaphragm. A separation bubble then forms in the inlet throat, resulting from the low-speed flow under the interaction of cowl shock. Installing the diaphragm downstream would improve the inlet starting ability by decreasing the low-speed flow area. When large separation bubble occurs in front of the diaphragm, the separation bubble will first evolve to a low-speed flow after diaphragm rupture then develop to a new separation in the throat. The inlet starting ability degrades significantly.

Key words: hypersonic inlet; diaphragm rupture; unsteady flow effect; shock wave/boundary layer interaction; separation flow

Received: 2014-06-15; Revised: 2014-07-16; Accepted: 2014-10-31; Published online: 2014-12-11 07:50

URL: www.cnki.net/kcms/detail/S1000-6893.2014.0303.html

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (91216115)

^{*} Corresponding author. Tel.: 010-82543833 E-mail: yuelj@imech.ac.cn