

MHD控制激波诱导边界层分离的机理*

苏伟仪, 陈立红, 张新宇

(中国科学院力学研究所 高温气体动力学重点实验室, 北京 100190)

摘 要: 激波边界层相互作用是高超声速飞行器面临的重大问题, 激波入射到平板引起的边界层分离是其中最具代表性的一种。用加权的 3阶 ENN 格式计算了小磁雷诺数近似的 MHD 方程, 研究了 MHD 控制层流边界层分离的机理。数值结果显示, 通过局部电离空气并施加洛伦兹力, 能使分离点向下游移动, 分离区尺寸减小, 从而抑制和缓解由于激波-边界层相互作用而引起的分离。

关键词: 冲压喷气发动机; 进气道; 激波; 边界层; 边界层分离

中图分类号: V235.21 文献标识码: A 文章编号: 1001-4055 (2009) 02-0229-05

Investigation of magnetohydrodynamic control on boundary layer separation induced by shock wave

SU Wei-yi CHEN Li-hong ZHANG Xin-yu

(Inst. of Mechanics/Key Lab. of High Temperature Gas Dynamics (LHD),
Academia Sinica Beijing 100190 China)

Abstract Shock Wave-Boundary Layer Interactions (SWBLI) are crucial for hypersonic vehicle. Low magnetic Reynolds numbers MHD equations with weighted ENN scheme were solved to investigate the mechanism of MHD control on the boundary layer separation induced by shock wave. The results show that MHD could move the separation point downstream and diminish the separation bubble, and then alleviate or even finally eliminate the shock induced separation.

Key words Ram jet engine; Inlet; Shock wave; Boundary layer; Boundary layer separation

1 引 言

超燃冲压发动机内流普遍存在激波和边界层相互作用现象, 这种相互作用最大的特征是边界层分离。进气道和隔离段边界层分离会造成总压恢复降低、阻力急剧增加甚至不起动等问题, 分离后边界层迅速增厚挤占流动通道, 能导致隔离段的流道堵塞, 或引起燃烧室入口流场畸变从而影响燃烧的组织。因此, 对超燃冲压发动机流动分离进行控制和组织燃烧、增加推力以及发动机的起停等重要问题息息相关, 是超燃冲压发动机急需解决的重大技术难题。

MHD (Magnetohydrodynamics) 控制边界层分离属于主动控制的范畴, 是等离子体流动控制技术的一种。通过局部电离飞行器表面边界层内的空气并施

加合适的电磁场, 产生的洛伦兹力能有效抵抗逆压梯度, 从而推迟边界层分离的发生、减小分离区尺寸, 缓解甚至消除由于边界层分离带来的影响。

由于空气电离的区域非常小, MHD 控制边界层分离不会耗费太多的能量。同时, 随着轻质超导磁体技术的发展, 甚至钕铁硼永磁体也能满足磁场性能要求, 因而磁流体控制器 (MHD Actuator) 极有可能成为一种独立的高技术产品被开发出来, 装备在高超声速飞行器上控制边界层分离, 从而提高飞行器的整体性能。

近年来, 关于 MHD 控制激波-边界层分离流动的实验研究已经有相关的文献报道。Minton 和 Van Wie 等人开展了 MHD 控制压缩拐角的激波边界层分离的实验研究^[1]。Kabra Zaidi Miles 等开展了 MHD

* 收稿日期: 2008-03-05 修订日期: 2008-06-20

基金项目: 国家自然科学基金 (90305022 10525212)。

作者简介: 苏伟仪 (1979-), 男, 博士生, 研究领域为高超声速推进技术。E-mail: suweiyi@imech.ac.cn

控制激波-平板边界层导致的分离的实验研究^[2~5], 研究发现: (1)在分离点上游区域施加洛伦兹力比在分离点下游区域效果好^[2]; (2)局部电离边界层附近的气体并施加 2 T 的磁场, 产生的洛伦兹力能使边界层内气体速度从 350 m/s 加速到 2 km/s^[3]。从目前的文献来看, 在 MHD 控制激波-边界层分离研究的初期, 实验研究占据了主要地位。

在数值研究方面, Updike, Shang 和 Gaitonde 对压缩拐角分离流动的 MHD 控制方法进行了数值计算^[6]。计算采用小磁雷诺数近似的三维、层流 MHD 方程, 其中电导率假设为修正的沿空间高斯分布。数值结果表明, 施加适当的 MHD 能完全消除压缩拐角激波-平板层流相互作用导致的分离。

国内利用 MHD 控制激波-边界层的研究尚未见报道。但利用高精度高分辨率格式研究激波边界层干扰的研究已经有一定基础, 申义庆、王汝权等用加权的 TVD 格式研究了激波-平板层流边界层相互作用^[7,8]。该程序具有非常高的精度和高分辨率, 能成功捕捉到分离区内的流动细节^[8]。

MHD 作用区域的范围及其在流场中的位置、控制电场、外加磁场和空气电离度是影响分离控制效果的几个因素, 但增大控制电场、外加磁场或者提高空气电离度势必带来能量消耗增多、磁体重量增大的惩罚, 所以在实际的控制过程中, 首先必须寻找施加 MHD 控制的最佳位置。

本文在文献 [7, 8] 的基础上对该程序作了些修改, 使得该程序能计算小磁雷诺数近似下的磁流体动力学方程, 并在此基础上研究 MHD 作用位置对边界层分离的影响。

2 物理模型与计算方法

2.1 物理模型

物理模型如图 1 所示, 计算区域为 $0 \leq x \leq 0.32$ m, $0 \leq y \leq 0.1215$ m 的矩形区域, 平板开始于 $x = 0.03$ m 处, 来流自左向右沿着 x 方向流动, 一道斜激波入射到边界层上并被反射回去, 从而造成突变的逆压梯度。另一方面, 由于边界层内粘性消耗流体的动压, 当动压不能抵抗逆压梯度的时候, 边界层发生分离。

把图 1 中边界层附近矩形区域内的空气电离成等离子体, 在合理的外加电场和磁场下, 这些等离子体能产生一个沿着流动方向的洛伦兹力来抵抗逆压梯度, 从而缓解甚至最终消除分离。

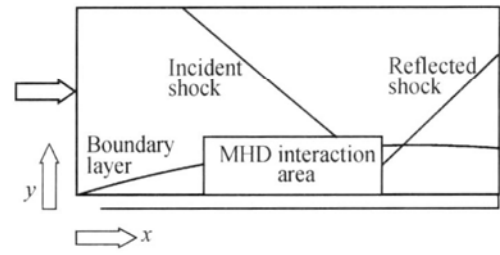


Fig. 1 Sketch of computational field

本文计算了三种工况, 以无粘计算的激波和壁面的交点为参考点 ($x = 0.202$ m), 三种工况施加控制的位置分别位于该参考点的上游、包含该参考点在内的整个分离区、该参考点的下游。除了施加控制的位置不同, 其它条件都相同。三种工况下 MHD 作用区域和位置为

$$\text{Case1: } 0.026 \leq x \leq 0.196\text{m}, 0 \leq y \leq 0.024\text{ m}$$

$$\text{Case2: } 0.076 \leq x \leq 0.246\text{m}, 0 \leq y \leq 0.024\text{ m}$$

$$\text{Case3: } 0.126 \leq x \leq 0.296\text{m}, 0 \leq y \leq 0.024\text{ m}$$

三种工况电离区域都是面积相等的矩形区域, 在这个矩形区域内空气被电离成均匀的等离子体, 其电导率 σ 为 26.9 mho/m。在 MHD 作用区内, 电场沿着负 z 方向 $E_z = -kuB_0$ ^[6], $E_x = E_y = 0$ 。 k 为载荷系数, 可通过控制电路的电阻来调节大小, 本文取 $k = 1.5$ 。外加磁场沿着 y 方向, $B_y = 1\text{T}$, $B_x = 0$, $B_z = 0$ 。

实际计算时 x 和 y 以 $L = 0.16$ m 无量纲化。

2.2 控制方程及求解方法

磁雷诺数 $R_m = \mu_0 \sigma u L$ (其中 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$) 是表征感生磁场和外加磁场之比的无量纲参数, 它对电磁流体流动的建模非常重要。 $R_m \gg 1$ 时, 感生磁场远远大于外加磁场, 电磁场和流场互相耦合互相影响; 但当 $R_m \ll 1$ 时, 导电流体流动产生的感生磁场和外加磁场相比很小, 感生磁场可以忽略; 从 N-S 方程来看, 电磁场以“源项”的形式来影响流场。

MHD 控制高超声速流动属于小磁雷诺数问题, 本文计算中 $R_m = 0.00374 \ll 1$, 故可忽略感生磁场。在小磁雷诺数近似下, 磁流体流动的电场可由下式求解

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla \phi \\ \Delta \phi + (\nabla \cdot \ln \sigma) \nabla \phi &= (\nabla \cdot \ln \sigma) \nabla \phi \\ (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) + \mathbf{B} \nabla \cdot \mathbf{V} & \end{aligned}$$

在 MHD 控制高超声速流动的数值模拟中, 一般把电场简化处理为 $E_z = -kuB_0$ ^[6], B_0 为外加磁场。这种处理方法取得了非常良好的效果, 本文采取这种简化。

直角坐标系下小磁雷诺数近似的 MHD 方程的守恒形式为

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}}{\partial y} = \frac{\partial \mathbf{F}_v}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_v}{\partial y} + \mathbf{S} \quad (1)$$

式中

$$\mathbf{U} = [\rho, \rho u, \rho v, \rho e]^T$$

$$\mathbf{S} = Q [0, j_x B_z - j_z B_y, j_z B_x - j_x B_z, E_z j_z]^T$$

$$\mathbf{F} = [\rho u, \rho u^2 + p, \rho uv, (\rho e_t + p)u]^T$$

$$\mathbf{G} = [\rho v, \rho uv, \rho v^2 + p, (\rho e_t + p)v]^T$$

$$\mathbf{F}_v = \frac{1}{Re} [\tau_{xx}, \tau_{xy}, u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x]^T$$

$$\mathbf{G}_v = \frac{1}{Re} [\tau_{xy}, \tau_{yy}, u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + q_y]^T$$

$$j_x = 0, j_y = 0, j_z = \sigma [E_z + uB_y - vB_x], Q = \frac{\sigma_0 B_0^2 L}{\rho_\infty u_\infty}$$

式中 ρ, u, v, e_t 分别为空气的密度、 x 和 y 方向的速度分量以及总能量, Re 为雷诺数, q_x, q_y 为 x 和 y 方向的热传导。 j_x, j_y, j_z 分别为电流密度 J 在三个方向的分量, B_x, B_y 为 \mathbf{B} 在两个坐标方向分量, E_z 是 \mathbf{E} 在 z 方向的分量, σ 为电导率。

Q 是磁作用参数, 代表洛仑兹力和惯性力之比, ρ_∞, u_∞ 为无穷远处来流的密度和速度, 式 (1) 中磁场参数的无量纲按下式取^[6]: $B^* = B/B_0, E^* = E/(u_\infty B_0), \sigma^* = \sigma/\sigma_0 = 1$, 本文 B_0 取 $1 T$ 。

在一般曲线坐标系下式 (1) 的表达式为

$$\frac{\partial \tilde{\mathbf{U}}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{F}}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{G}}}{\partial \eta} = \frac{\partial \tilde{\mathbf{F}}_v}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{\mathbf{G}}_v}{\partial \eta} + \tilde{\mathbf{S}} \quad (2)$$

式中 $\tilde{\mathbf{S}} = \frac{\mathbf{S}}{J}$, J 为雅克比行列式, $\mathbf{U}, \mathbf{F}, \mathbf{G}, \mathbf{F}_v, \mathbf{G}_v$ 等参数的详细表达式可参见文献 [8]。

在模拟激波和边界层相互作用这种复杂流动时, 无粘通量的离散对精度和分辨率有一定要求, 因为低阶格式容易带来大的数值耗散, 从而影响分离区流动结构的准确捕捉, 所以式 (2) 中无粘通量的离散选取 3 阶 ENN 格式的加权形式。粘性通量采用二阶中心差分格式, 时间离散采用半隐格式, 即在 x 向采用显式而 y 方向采用隐式。离散方程由半隐的三对角矩阵求解。

2.3 网格及边界条件

网格用代数生成方法, 由于激波边界层相互作用对网格很敏感, 本文网格为 256×256 的密网格, 并在边界层内进行了加密。

入口取来流边界条件: $[\rho, u, v, T]^T = [\rho_\infty, u_\infty,$

$v_\infty, T_\infty]^T$, 其中来流条件为: $Ma = 2.0, Re = 2.96 \times 10^5$, 温度 $T = 293 K$, 入射激波角 34.5° 。

下边界取无滑移、绝热、无渗透固壁边界条件:

$$u = 0, v = 0, \frac{\partial T}{\partial n} = 0, \frac{\partial \phi}{\partial n} = 0, n \text{ 为固壁的法向。}$$

上边界: 根据入射激波的激波角和来流马赫数, 由斜激波关系式确定, 波前取来流值, 波后取斜激波后的流场值。

出口采取外推公式

$$\rho_i = \frac{4\rho_{i-1} - \rho_{i-2}}{3}$$

式中 ρ_{i-1}, ρ_{i-2} 分别表示和边界相邻的密度值, 其它参数作类似处理。

3 算例与计算结果分析

3.1 计算程序的验证

为了验证程序计算小磁雷诺数近似的 MHD 方程的正确性, 本文首先与文献 [9] 中边界层速度剖面进行了比较。文献 [9] 是小磁雷诺数 MHD 平板层流流动, 来流条件为: $Ma = 2.0, Re = 3.75 \times 10^6, p = 0.1 \text{ MPa}, T = 300 K, \sigma = 800 \text{ mho/m}$ 。平板长度 0.08 m , 外加磁场方向垂直于平板, 磁感应强度为 $1 T$ 。计算网格在 x 方向取 100 个网格点, y 方向取 80 个网格点并在壁面附近加密。

图 2 为边界层速度剖面图, 和文献 [9] 符合良好。验证结果表明, 程序能准确可靠地模拟小磁雷诺数下的 MHD 流动。

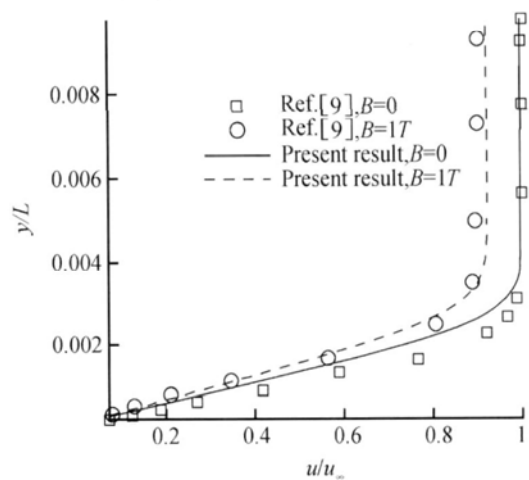


Fig. 2 Boundary layer velocity profiles

另外, 参考文献 [7, 8] 已经对激波-边界层相互作用进行了大量的计算和验证, 结论是:

(1) 由于采用高精度高分辨率格式, 程序能成功捕捉到二次分离等低阶格式难以捕捉到的流动细节;

(2) 程序在分离流方面的计算结果可靠、与实验符合良好。

3.2 计算结果分析

验证了程序在计算激波和边界层相互作用这类分离流和小磁雷诺数近似的 MHD 流动之后, 本文选取了 Case1~ Case3 三个位置施加 MHD 来控制激波作用在平板层流上的分离, 并从壁面摩阻、壁面静压、分离泡尺寸和边界层速度剖面几个方面研究 MHD 控制分离的效果。

在二维分离流中, 分离点和再附点位置的判断可通过壁面摩阻系数 $C_f = \frac{\tau_w}{\rho_\infty u_\infty^2 / 2}$ 判断, 在分离点流线离开壁面 $\tau_w = 0$ 故 $C_f = 0$ 是分离点和再附点位置的评判指标。图 3 是壁面摩阻系数沿着平板的分布, $Q = 0$ 表示无 MHD 控制。从图 3 可以得出如下结论:

(1) MHD 控制使分离向下游推迟。无控制时在 S_0 位置就分离了, Case1~ Case3 三种工况下分离点分别被推迟到 S_1 S_2 S_3 处。

(2) Case1 的分离点被推迟得最远, Case2 次之, Case3 的最小。这说明相同情况下, 在分离点上游施加 MHD 控制比在下游施加的效果好。这和实验结果^[2]是一致的。

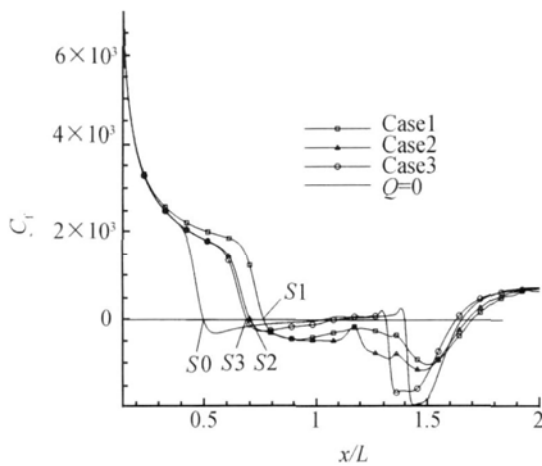
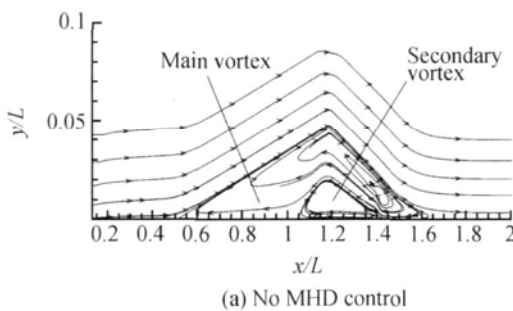
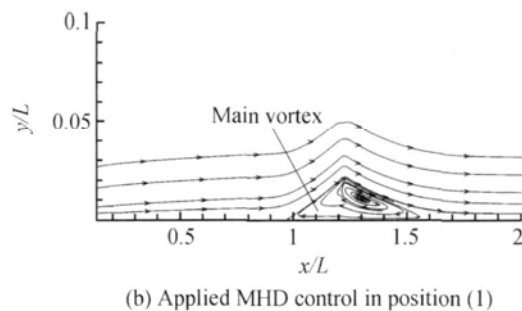


Fig. 3 Skin friction distributions for different MHD positions



(a) No MHD control



(b) Applied MHD control in position (1)

Fig. 4 Effects of MHD on separation bubble size

图 4 是无控制和 Case1 工况下分离区结构放大图。从图可以看出, 无控制时分离区比较大, 存在二次分离涡, 而 Case1 位置施加 MHD 控制后分离区尺寸减小, 二次分离涡被消除。在高超声速飞行中二次分离涡往往给飞行器带来非定常的脉动载荷, 从而导致飞行器结构破坏。

表 1 给出了图 4 (a) 和 (b) 中分离区尺寸参数, 分离区长度由无控制时的 $l/L = 1.2$ 减小到 $l/L = 0.5$, 高度由无控制时的 $h/L = 0.05$ 减小到 $h/L = 0.02$, 分离区面积 (2 维) 减小到无控制时的 25% 左右。可见边界层分离被一定程度上被控制了。

Table 1 Effects of MHD on separation bubble size

MHD state	Off		On	
	Main vortex	Secondary vortex	Main vortex	Secondary vortex
Separate point x/L	0.5	1	1.0	No
Reattach point x/L	1.7	1.4	1.5	No
Vortex length l/L	1.2	0.4	0.5	No
Vortex height h/L	0.05	0.02	0.02	No

图 5 是无量纲壁面压力 $C_p = \frac{p}{\rho_\infty u_\infty^2 / 2}$ 的分布, 从壁面压力可见, 壁面存在两道激波, 第一道是分离泡引起的分离激波, 对应第一个压力台阶, 第二道是再附激波, 对应第二次压力台阶, 再附激波和分离激波之间是分离泡, 对应的是压力平台段。从图 5 可见, 施加 MHD 控制后分离点向后推迟, 表现为分离激波出现的位置向下游推迟。其中 Case1 压力平台出现的位置最靠后, 分离区几乎被消除, 以至于壁面压力没有明显的平台。而 Case3 壁面压力还有一小段平台, 这说明分离泡还有一定尺寸。壁面压力分布也说明了在分离区上游施加 MHD 控制分离的效果最好。

图 6 是 $x = 0.16$ m 处的边界层速度剖面图, 施加 MHD 控制后边界层内的低速区被加速, 分离区高度减小, 边界层速度型面变得更加饱满。所以 MHD 控

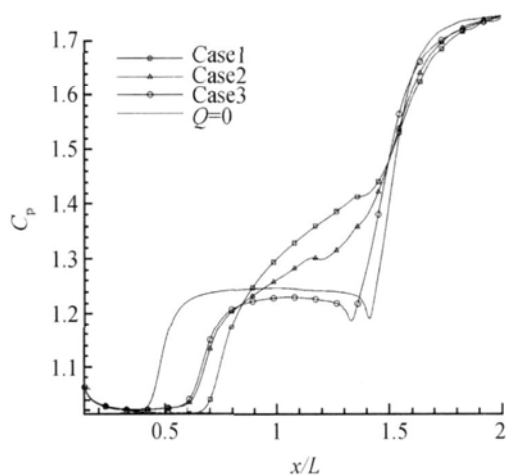


Fig. 5 Pressure coefficient distributions for different MHD positions

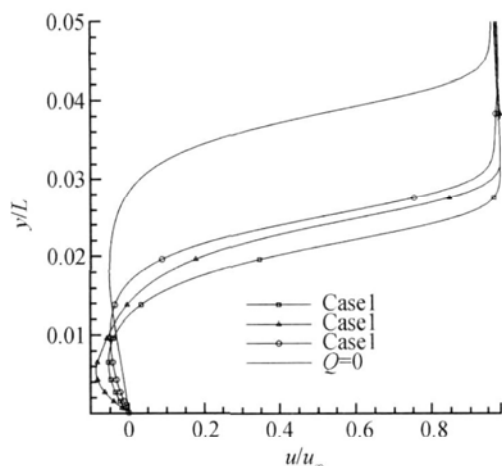


Fig. 6 Velocity profile at $x = 0.16 \text{ m}$ ($x/L = 1$) for different MHD positions

制分离的原理也可以看作是洛仑兹力加速边界层内被电离的空气,使速度剖面变得更饱满,以便能抵抗逆压梯度从而控制分离。

4 结 论

(1)本模型不仅能准确模拟激波-边界层分离流动的复杂流场,还能准确模拟小磁雷诺数近似的MHD流动。

(2)计算结果发现,以激波和壁面的交点为参考点,在参考点上游施加MHD控制的效果最好,而在参考点下游施加控制则效果最差,这些结论和相关的实验是符合的。

(3)实际控制时,分离泡尺寸和分离点位置不仅和MHD区域大小、MHD作用位置有关,而且和外加磁场、控制电场以及空气电离程度(或等离子体数密度)有关,更深入和系统的研究正在进行之中。

致 谢: 中国科学院力学研究所申义庆研究员提供源程序,并给予了很宝贵的建议和帮助,在此表示衷心感谢。

参考文献:

- [1] David A Minton, David M VanWier Control of shock-induced incipient separation in a Mach 4 flow using magnetohydrodynamics [C]. 15th International Conference on MHD Energy Conversion and 6th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications, Moscow, Russia, 2005 465~467.
- [2] Kalra C, Zaidi S H, Alderman B J et al Magnetically driven surface discharges for shock-wave induced boundary-layer separation control [R]. AIAA 2007-222
- [3] Zaidi S H, Smith T, Macheret S O, et al Snowplow surface discharge in magnetic field for high speed boundary layer control [R]. AIAA 2006-1006
- [4] Macheret S O. Physics of magnetically accelerated non-equilibrium surface discharges in high-speed flow [R]. AIAA 2006-1005
- [5] Kalra C, Zaidi S H, Alderman B J et al Non-thermal control of shock-wave induced boundary layer separation using Magneto-hydrodynamics [R]. AIAA 2007-4138
- [6] Urdike G A, Shang J S, Gaitonde D V. Hypersonic separated flow control using magneto-aerodynamic interaction [R]. AIAA 2005-164
- [7] Wang R Q, Shen Y Q. Same weight-type high-resolution difference schemes and their applications [J]. Acta Mechanica Sinica (English Series), 1999, 15(4).
- [8] Shen Y Q, Wang R Q, Liao H Z A new numerical study of the shock/boundary-layer interaction [J]. International Journal for Numerical Methods in Fluids, 2000, 33 23~34
- [9] Dietiker J-F, Hoffmann K A. Boundary layer control in Magnetohydrodynamic flows [R]. AIAA 2002-0130

(编辑: 朱立影)