文章编号: 1000-4750(2009)10-0240-05

CE/SE 方法模拟等离子体电枢二维 MHD 效应

李 昕¹,*翁春生²

(1. 南京理工大学动力工程学院, 江苏, 南京 210094; 2. 南京理工大学瞬态物理国家重点实验室, 江苏, 南京 210094)

摘 要:建立二维无粘磁流体动力学模型,考察电磁导轨炮等离子体电枢工作过程中电场、磁场、流场的耦合作 用。推导了适用于耦合求解 N-S 方程与麦克斯韦方程的 CE/SE 方法,计算格式简单,具有较高的精度与稳定性。 通过数值计算考察了电枢内部各物理量的分布。计算结果表明:洛仑兹力是电枢等离子体流推动弹丸运动的主要 作用力;电枢头部压强、电流密度较高,温度分布符合辐射传热的规律;由于对流,电枢内部流动复杂,有速度 漩涡出现。计算结果对等离子体电枢 MHD 问题的理论和实验研究有重要的指导作用。

关键词:流体力学;电磁导轨炮;等离子体电枢;磁流体动力学;CE/SE方法;数值计算中图分类号:O361.3 文献标识码:A

THE 2-D MHD EFFECT OF PLASMA ARMATURE SIMULATIED BY CE/SE METHOD

LI Xin¹, ^{*}WENG Chun-sheng²

(1. School of Power Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China;
 2. National Key Lab of Transient Physics, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China)

Abstract: A two-dimensional inviscid magnetohydrodynamics (MHD) model is developed to investigate the interaction among the electric fields, magnetic fields and flow fields. The space-time conservation element and solution element (CE/SE) method is devised for solving the coupling Navier-Stokes equations and Maxwell equations, which has the advantages of simple algorithm, high precision and good stability. The distributions of physical parameters of the plasma may thus be evaluated. The results show that the Lorentz force is the main propulsion; high pressure and current density can be observed ahead of the projectile, and the distribution of temperature is in good agreement with the results predicted by the law of radiative heat transfer; due to convection, the internal flow is complex, and circulation patterns of velocity are evident. All the results help to the theoretical and experimental studies about the MHD problem of the plasma armature.

Key words: hydrodynamics; railgun; plasma armature; magnetohy drodynamics (MHD); CE/SE method; numerical simulation

等离子体电枢,是载有强电流的高温、高压电弧装置,它能把电磁力耦合到弹丸上,使弹丸加速到超高速。从等离子体的宏观理论出发,可以把其当作导电的流体,因此磁流体力学(MHD)的理论被引入来考察等离子体电枢的性质。Kulsrud 对等离子体的磁流体动力学特性做了详细的描述^[1]。他认

为 MHD 方程可以很好的描述等离子体的宏观特性。早期理论分析采用准稳态近似模拟评价等离子体电枢的行为。Powel 和 Batteh 建立了简单的等离子体电枢一维模型、二维模型,在较短的计算时间内,给出近似的计算结果,但是并未考虑粘性、烧蚀、二次电弧等因素^[2-3]。随着研究工作的深入,

收稿日期: 2008-06-16; 修改日期: 2008-12-01

作者简介: 李 昕(1982-), 女,河北石家庄市人,博士生,从事电动力学及电磁推进方面的研究(E-mail: wrqing55@126.com); *翁春生(1964-),男,福建莆田人,教授,博士,博导,从事工程力学及推进技术方面的研究(E-mail: weng@mail.njust.edu.cn).

Boynton和 Huerta 对等离子体电枢进行了二维无粘 MHD 数值模拟,由最初简单的模型逐步深入,考 察等离子体电枢的瞬态特征,得到了密度、速度、压 强、电流密度的分布规律,考察了磁流体内部不稳定 性以及二次电弧对电磁炮发射性能的影响^[4-7]。 Michael则将等离子体的粘性以及轨道的烧蚀消融 做为影响因素加以考虑^[8]。Cardelli等人则发展了一 种新的等效电网络方法对等离子体电枢 MHD 问题进 行建模^[9]。最近几年来,对于等离子体磁流体动力学 特性的研究在很多领域依然是一个热点问题^[10-11]。

本文建立了电磁轨道炮等离子体电枢二维无 粘磁流体动力学模型,推导了 N-S 方程与 Maxwell 方程耦合求解的 CE/SE 方法的计算格式。该方法最 早由 NASA 科学家 Chang 提出的在最近国际上新发 展的一种数值计算方法,它将时间通量与空间通量 统一处理,有别于有限体方法采用输运定理处理空 间通量,计算格式简单、计算精度高、捕捉间断能 力强^[12-13]。对等离子体电枢内部的流体力学性质与 电磁特性进行计算与分析,有助于更深入的理解等 离子体推进的工作原理与过程。

1 研究对象

将等离子体电枢设定在相对弹丸静止的坐标 系中,电枢与弹丸相对于导轨的运动速度为v_p。电 枢Z方向设定为无限长,则将问题化简为二维的情 形。取弹丸尾部长5cm的矩形区域为等离子体电枢 主体区域,由于对称性,取主体区域的一半为计算 域,长5cm,宽1cm,划分为100×20个矩形网 格。等离子电枢工作原理及计算区域如图1所示。





2 控制方程

等离子体的运动比通常的流体复杂得多,可由 电磁学 Maxwell 方程和流体力学 N-S 方程耦合共同 描述。

在高温等离子体传热和流动问题中,空间电荷 密度通常可以忽略,位移电流项与电流密度相比, 感生电场与电场强度相比都很小,因此也可以忽 略。麦克斯韦方程组为:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0 \\ \nabla \cdot \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t} \\ \nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \boldsymbol{J} \\ \boldsymbol{J} = \sigma(\boldsymbol{E} + \boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}) \end{cases}$$
(1)

经过化简整理得:

 $\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial B u}{\partial x} + \frac{\partial B v}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{\partial B}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{\partial B}{\partial y} \right) (2)$ $\vec{x} + B \cdot B \cdot b \cdot z \quad \text{for an } \vec{x} = 0 \quad \text{for a } \vec{x}$

从流体力学的质量守恒、动量守恒、能量守恒 方程出发,结合麦克斯韦方程组、洛仑兹力表达式, 作了一些简化假设,建立关于等离子体电枢温度、 压力、密度、加速度、电流密度等参数的定量描述 方程如下:

$$\mathbf{F} = [\rho u, \rho u^{2} + p + B^{2}/2\mu_{0}, \rho uv, (\rho E + p)u, Bu]^{\mathrm{T}},$$

3 数值计算方法

CE/SE 方法将整个空间-时间计算域划分为交 替网格,每个求解元内,假设流场变量连续,可用 Taylor级数展开,穿过相邻求解元的边界,流场变 量可以是不连续的。对于每个网格点对应的守恒元 上,空间-时间的积分通量是守恒的。

根据 Chang 的时空一致处理方法^[12],通过计算 守恒元各个边界面的空间-时间密度矢量的积分通 量,可以得到*U*ⁿ_{i,j}的计算公式:

$$\begin{split} & \boldsymbol{U}_{i,j}^{n} - \frac{\Delta t}{2} \, \boldsymbol{R}_{i,j}^{n} = \\ & \frac{1}{4} \bigg[\bigg(\boldsymbol{U} + \frac{\Delta x}{4} \, \boldsymbol{U}_{x} \bigg) - \frac{\Delta t}{4} \bigg(\boldsymbol{G}_{y} - \frac{8}{\Delta x} \, \boldsymbol{F} - \boldsymbol{F}_{x} - \frac{2\Delta t}{\Delta x} \, \boldsymbol{F}_{t} \bigg) \bigg]_{i-1/2,j}^{n-1/2} + \\ & \frac{1}{4} \bigg[\bigg(\boldsymbol{U} - \frac{\Delta x}{4} \, \boldsymbol{U}_{x} \bigg) - \frac{\Delta t}{4} \bigg(\boldsymbol{G}_{y} + \frac{8}{\Delta x} \, \boldsymbol{F} - \boldsymbol{F}_{x} + \frac{2\Delta t}{\Delta x} \, \boldsymbol{F}_{t} \bigg) \bigg]_{i+1/2,j}^{n-1/2} + \\ & \frac{1}{4} \bigg[\bigg(\boldsymbol{U} + \frac{\Delta y}{4} \, \boldsymbol{U}_{y} \bigg) - \frac{\Delta t}{4} \bigg(\boldsymbol{F}_{x} - \frac{8}{\Delta y} \, \boldsymbol{G} - \boldsymbol{G}_{y} - \frac{2\Delta t}{\Delta y} \, \boldsymbol{G}_{t} \bigg) \bigg]_{i,j-1/2}^{n-1/2} + \\ & \frac{1}{4} \bigg[\bigg(\boldsymbol{U} - \frac{\Delta y}{4} \, \boldsymbol{U}_{y} \bigg) - \frac{\Delta t}{4} \bigg(\boldsymbol{F}_{x} + \frac{8}{\Delta y} \, \boldsymbol{G} - \boldsymbol{G}_{y} + \frac{2\Delta t}{\Delta y} \, \boldsymbol{G}_{t} \bigg) \bigg]_{i,j+1/2}^{n-1/2} + \\ & \frac{1}{4} \bigg[\bigg(\boldsymbol{U} - \frac{\Delta y}{4} \, \boldsymbol{U}_{y} \bigg) - \frac{\Delta t}{4} \bigg(\boldsymbol{F}_{x} + \frac{8}{\Delta y} \, \boldsymbol{G} - \boldsymbol{G}_{y} + \frac{2\Delta t}{\Delta y} \, \boldsymbol{G}_{t} \bigg) \bigg]_{i,j+1/2}^{n-1/2} + \\ & \frac{1}{4} \bigg[- \frac{\Delta t}{\Delta x} \, \boldsymbol{F}_{v} \bigg(x_{A_{2}'} + \frac{\Delta x}{8}, y_{A_{2}'} + \frac{\Delta y}{8}, t_{A_{2}'} + \frac{\Delta t}{4} \bigg) + \\ & \frac{\Delta t}{\Delta y} \, \boldsymbol{G}_{v} \bigg(x_{A_{2}'} + \frac{\Delta x}{8}, y_{A_{2}'} + \frac{\Delta y}{8}, t_{A_{2}'} + \frac{\Delta t}{4} \bigg) - \end{split}$$

$\frac{\Delta t}{\Delta x} \boldsymbol{F}_{v} \left(x_{A'_{2}} + \frac{\Delta x}{8}, y_{A'_{2}} - \frac{\Delta y}{8}, t_{A'_{2}} + \frac{\Delta t}{4} \right) -$
$\frac{\Delta t}{\Delta y} G_{v} \left(x_{A'_{2}} + \frac{\Delta x}{8}, y_{A'_{2}} - \frac{\Delta y}{8}, t_{A'_{2}} + \frac{\Delta t}{4} \right) \bigg]_{i-1/2, j}^{n-1/2} +$
$\frac{1}{4} \left[\frac{\Delta t}{\Delta x} \boldsymbol{F}_{v} \left(x_{A_{4}^{\prime}} - \frac{\Delta x}{8}, y_{A_{4}^{\prime}} - \frac{\Delta y}{8}, t_{A_{4}^{\prime}} + \frac{\Delta t}{4} \right) - \right]$
$\frac{\Delta t}{\Delta y} \boldsymbol{G}_{v} \left(\boldsymbol{x}_{A_{4}^{\prime}} - \frac{\Delta x}{8}, \boldsymbol{y}_{A_{4}^{\prime}} - \frac{\Delta y}{8}, \boldsymbol{t}_{A_{4}^{\prime}} + \frac{\Delta t}{4} \right) +$
$\frac{\Delta t}{\Delta x} \boldsymbol{F}_{v} \left(x_{A_{4}'} - \frac{\Delta x}{8}, y_{A_{4}'} + \frac{\Delta y}{8}, t_{A_{4}'} + \frac{\Delta t}{4} \right) +$
$\frac{\Delta t}{\Delta y} G_{v} \left(x_{A'_{4}} - \frac{\Delta x}{8}, y_{A'_{4}} + \frac{\Delta y}{8}, t_{A'_{4}} + \frac{\Delta t}{4} \right) \bigg]_{i+1/2, j}^{n-1/2} +$
$\frac{1}{4} \left[-\frac{\Delta t}{\Delta x} \boldsymbol{F}_{v} \left(x_{A'_{3}} - \frac{\Delta x}{8}, y_{A'_{3}} + \frac{\Delta y}{8}, t_{A'_{3}} + \frac{\Delta t}{4} \right) - \right]$
$\frac{\Delta t}{\Delta y}\boldsymbol{G}_{\boldsymbol{v}}\left(\boldsymbol{x}_{A_{3}^{\prime}}-\frac{\Delta x}{8},\boldsymbol{y}_{A_{3}^{\prime}}+\frac{\Delta y}{8},\boldsymbol{t}_{A_{3}^{\prime}}+\frac{\Delta t}{4}\right)+$
$\frac{\Delta t}{\Delta x} \boldsymbol{F}_{v} \left(x_{A'_{3}} + \frac{\Delta x}{8}, y_{A'_{3}} + \frac{\Delta y}{8}, t_{A'_{3}} + \frac{\Delta t}{4} \right) -$
$\frac{\Delta t}{\Delta y} \boldsymbol{G}_{v} \left(x_{A'_{3}} + \frac{\Delta x}{8}, y_{A'_{3}} + \frac{\Delta y}{8}, t_{A'_{3}} + \frac{\Delta t}{4} \right) \bigg]_{i, j = 1/2}^{n - 1/2} + $
$\frac{1}{4} \left[\frac{\Delta t}{\Delta x} \boldsymbol{F}_{v} \left(x_{A_{1}^{\prime}} + \frac{\Delta x}{8}, y_{A_{1}^{\prime}} - \frac{\Delta y}{8}, t_{A_{1}^{\prime}} + \frac{\Delta t}{4} \right) + \right]$
$\frac{\Delta t}{\Delta y} \boldsymbol{G}_{\boldsymbol{v}} \left(\boldsymbol{x}_{A_{1}^{\prime}} + \frac{\Delta \boldsymbol{x}}{8}, \boldsymbol{y}_{A_{1}^{\prime}} - \frac{\Delta y}{8}, \boldsymbol{t}_{A_{1}^{\prime}} + \frac{\Delta t}{4} \right) -$
$\frac{\Delta t}{\Delta x} \boldsymbol{F}_{v} \left(x_{A_{1}^{\prime}} - \frac{\Delta x}{8}, y_{A_{1}^{\prime}} - \frac{\Delta y}{8}, t_{A_{1}^{\prime}} + \frac{\Delta t}{4} \right) +$
$\frac{\Delta t}{\Delta y} \boldsymbol{G}_{v} \left(x_{A_{i}'} - \frac{\Delta x}{8}, y_{A_{i}'} - \frac{\Delta y}{8}, t_{A_{i}'} + \frac{\Delta t}{4} \right) \Big _{i=1/2}^{n-1/2} $ (5)
以上推导中 F_v 、 G_v 、 F_x 、 G_y 、 F_t 、 G_t 、 U_x 、
U_y 的算法详见参考文献[14]。

4 计算结果及分析

4.1 定解条件

初始条件与边界条件涉及到流场与电磁场的 耦合,处理复杂。参照文献[4-8],我们给定:

 初始条件:设定计算初始电枢等离子体流处 于准稳态状态。计算初始时刻等离子体电枢内部初 始磁感强度 B=0,内部初始温度T=37500K,密 度ρ=20kg/m³,压强由状态方程确定。电枢弹丸 初速及加速度均为零。回路单位长度电流密度为 $j = 2.0 \times 10^7 \,\text{A/m}$.

2) 边界条件:计算域右贴近弹丸后端以及上下贴近导轨平面为固壁无滑移边界条件,由镜面反射法确定。计算域左侧为自由出流,给定较低的温度与密度为T=15000K, ρ=0.5kg/m³。

依照安培定律, 电枢靠近磁场左侧边界 $B = \mu j$; 右侧边界B = 0; 上下边界 $\frac{\partial B}{\partial y} = 0$ 。

计算域右侧贴近弹丸后部压力边界条件满足 公式2 $\int_{0}^{w} p(x=0,y,t)hdy = m_p \frac{dv_p}{dt}$ 。

计算域四周向周围环境存在辐射传热,将等离子体区域看作黑体,则边界的辐射传热量为 $q_n = \sigma_s T_b^4$ 。

4.2 计算结果及其分析

下文各图中所示计算区域右侧为电枢贴近弹 丸尾部一侧,上侧为贴近导轨的一侧,下侧为中心 对称轴。

图 2 所示为等离子体电枢内部压强分布等值线 图,从图 2 中可以看出,等离子体流贴近弹丸的一 侧压强最高,同时数值沿负向 X 轴向电枢尾部不断 递减,轴向存在明显的压力梯度。压强的最大值为 240MPa,最小值为 20MPa。电枢头部始终保持高 压,产生推动力推动弹丸保持高加速度不断向前运 动。电枢尾部为自由出流,等离子体流不断流出向 尾部后方区域扩散,压强逐渐衰减。



图 2 0.4ms 压强分布等值线图 Fig.2 The distribution of pressure at 0.4ms

图 3 所示为等离子体电枢内部温度分布等值线 图。可以看出,电枢中部存在高温区域,温度出现 最大值 52000K,贴近弹丸及导轨的侧面温度相对 较低。等离子体流内部存在辐射传热,热传导与辐 射相比可以忽略不计,同时又承载了电流与电场相 互作用产生的大量焦耳热。同时模型中将等离子体 看作黑体,电枢的边缘对外界环境存在辐射传热, 导致四周热量的散失,温度降低。 温度 *T*: 16000 20000 24000 28000 32000 36000 40000 44000 48000 52000



图 3 0.4ms 温度分布等值线图 Fig.3 The distribution of temperature at 0.4ms

图 4 显示了等离子体电枢内部密度的分布。电 枢密度的最大值出现在弹丸尾部以及电枢头部贴 近导轨的一侧。同时,由于电枢尾部是一个低密度、 低压强的非导电区域,因此所考察的等离子体主体 区域密度呈现向电枢尾部逐渐减小的趋势。0.4ms 时密度最大值为28kg/m³,最小值为2kg/m³。



图 4 0.4ms 密度分布等值线图 Fig.4 The distribution of density at 0.4ms

图 5 显示了等离子体电枢磁感应强度的分布规 律。图 5 中可以看出,最大磁感强度均分布在邻近 电流产生的磁场一侧,由左侧向等离子体内部扩 散,强度逐渐减弱。0.4ms 时刻磁感强度最大值为 24T,最小值为 2T。等离子体电枢电流密度矢量 如图 6 所示。图 6 中可以看出,电流密度矢量主要 沿径向变化,方向指向一侧导轨,与电流流入的方 向相同,轴向分布不明显。最大电流密度分布在邻 近弹丸尾部一侧,强度向等离子体尾部逐渐减弱。 径向电流密度 J,最大值为 500MA/m,电枢尾部边 缘由于临近非导电区域,电流密度较弱。



图 5 0.4ms 磁感应强度等值线图 Fig.5 The distribution of magnetic induction at 0.4ms



Fig.6 Current density vectors at 0.4ms

图 7 显示了等离子体电枢轴向速度的分布。从 图 7 中可以看到,计算区域内轴向速度出现反向。 贴近导轨的上侧轴向速度为负,最大值为 -250m/s,速度绝对值从最大值区域向四周呈发散 状递减;对称轴附近轴向速度为正,最大值为 600m/s,出现在等离子体主体区域的尾部中心,越 靠近弹丸尾部,轴向速度越小,变化梯度越不明显。





0.4ms 时刻等离子体内部速度矢量图如图 8 所示。由于电枢内部压力梯度和洛仑兹力产生的磁压的是引等离子体加速的主要原因,因此绝大部分域的速度仅在 X 轴向上发生变化,径向效应不明显。从速度矢量的箭头指向可以看出,电枢尾部左侧边界的自由出流现象,部分等离子体流向后部扩散,使主体区域会有部分的质量损失。从图 8 中可以发现,计算区域内有明显的速度漩涡出现,电枢中部等离子体流速度方向指向弹丸,边缘贴近导轨两侧变为沿 X 轴负向流动。这是由于热量的传导而产生



图 8 0.4ms 速度分布矢量图 Fig.8 Velocity vectors at 0.4ms

的对流现象。电枢中部温度高,密度小,边缘相对 温度低,密度大,因此中部等离子体流承载着大量 的焦耳热不断流向弹丸壁面以及两侧导轨,以热辐 射的形式散发出去。

5 结论

本文建立的等离子体流场与电磁场相互作用 的二维无粘磁流体动力学数学模型,采用的高精度 CE/SE 数值计算方法,能够准确有效地模拟等离子 体电枢二维无粘 MHD 流场。

数值计算的结果表明,等离子体电枢头部处于 高压区,始终提供对弹丸的推动力使其不断加速前 进。由于等离子体内部向外界存在辐射传热,电枢 中部为高温低密度,周边密度相对较高,温度相对 较低。等离子体流在内部压力梯度和洛仑兹力产生 的磁压的驱动下流动,由于温度密度分布不均,计 算域内有速度漩涡出现。

等离子体电枢磁流体物理性质的定性及定量分析,对于考察等离子电枢的工作过程中出现的烧蚀以及二次电弧等现象,具有一定的指导作用。同时利用 CE/SE 方法对 MHD 问题进行求解,是数值计算方法上的一次新的尝试,并可以推广到三维流场的计算。

参考文献:

- Kulsrud R M. MHD description of plasma: Handbook of plasma physics [M]. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1983: 115-144.
- [2] Powel J D, Batteh J H. Plasma dynamics of an arc-driven, electromagnetic, projectile accelerator [J]. Journal of Applied Physics, 1981, 52(4): 2717-2730.
- [3] Powel J D, Batteh J H. Two-dimensional plasma model for the arc-driven rail gun [J]. Journal of Applied Physics, 1983, 54(5): 2242-2254.
- [4] Boynton G C, Huerta M A. Two-dimensional MHD simulation of isothermal plasma armatures [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 1989, 17(3): 468–475.
- [5] Boynton G C, Huerta M A. Two-dimensional heat conducting simulation of plasma armatures [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 261–265.
- [6] Boynton G C, Huerta M A. Secondary arcs in 2-D MHD numerical simulations of EML plasma armatures [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1995, 31(1): 564-569.
- Boynton G C, Huerta M A. Two dimensional time dependent MHD simulation of plasma armatures [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1989, 25(1): 238-242.

(参考文献[8]-[14]转第251页)

后缘机翼的反效速压最小。随着后缘长度的增大, 带刚性后缘机翼的反效速压远大于带柔性后缘机 翼的反效速压。

4 结论

对这四种机翼在其后缘具有相同尾缘点偏转 距离的情况下,计算得到它们的气动力特性,并进 行了详细的比较分析。在考虑机翼的弹性扭转后, 对它们进行了操纵反效分析。三种带柔性后缘的自 适应机翼和带铰链控制面的传统二元机翼的气动 特性、操纵效率及反效速压的比较分析结论如下:

(1) 尾缘点偏转位移相同的情况下,柔性后缘的增升效果要比刚性后缘好,在同一攻角下,带柔性后缘翼型的升阻比更大。但由于更大的增升以及压心的后移量加大,使带柔性后缘机翼产生更大的附加低头力矩。

(2)考虑机翼扭转刚度之后,带刚性后缘机翼 由于压力分布特点,产生的弹性扭转角较小,操纵 效率及反效速压都要高于柔性后缘。对于这种情 况,应该对柔性后缘的偏转方式进行设计和优化, 在使其偏转后产生较大增升的同时,减小柔性后缘 压心的后移量,从而减小低头力矩,提高操纵效率; 或者通过前缘控制面的配合偏转来提高操纵效率。

参考文献:

[1] Stanewsky E. Aerodynamic benefits of adaptive wing technology [J]. Aerospace Science Technology, 2000, 4(7): 439-452.

- [2] Stanewsky E. Adaptive wing and flow control technology
 [J]. Progress in Aerospace Sciences, 2001, 37(7): 583-667.
- [3] Spillman J J. The use of variable camber to reduce drag, weight and costs of transport aircraft [J]. Aeronautical Journal, 1982, 96(951): 1-9.
- [4] Sanders B, Forster E, Eastep F. Aerodynamic and aeroelastic characteristics of wings with conformal control surfaces for morphing aircraft [J]. Journal of Aircraft, 2003, 40(1): 94-99.
- [5] Forster E, Sanders B. Modeling and sensitivity analysis of a variable geometry trailing edge control surface [R]. AIAA 2003-1807.
- [6] Forster E, Sanders B, Eastep F. Synthesis of a variable geometry trailing edge control surface [R]. AIAA-2003-1717.
- [7] Dowell E H, Bliss D B, Clark R L. Aeroelastic wing with leading- and trailing-edge control surfaces [J]. Journal of Aircraft, 2003, 40(3): 559-565.
- [8] Monner H P. Realization of an optimized wing camber by using form variable flap structures [J]. Aerospace Science Technology, 2001, 5: 445-455.
- [9] Monner H P, Sachau D, Breitbach E. Development and design of flexible fowler flaps for an adaptive wing [C]// SPIE's 5th Annual International Symposium on Smart Structures and Materials. San Diego, CA, Proceedings of SPIE, 1998, 3326: 60-70.
- [10] 解江,杨智春. 自适应机翼柔性翼肋的受控运动学规 律研究[J]. 机械科学与技术, 2007, 26(7): 917-921.
 Xie Jiang, Yang Zhichun. Study of controlled kinematics of the flexble rib of adaptive wing [J]. Mechanical Science and Technology for Aerospace Engineering, 2007, 26(7): 917-921. (in Chinese)

(上接第 244 页)

- [8] Michael H F. The internal structure and dynamics of the railgun plasma armature between infinitely wide ablating rails [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1991, 27(1): 233-239.
- [9] Cardelli E, Esposito N, Huerta M A. Numerical comparison between a differential and an integral approach in MHD simulations of electromagnetic railgun plasma armatures [J]. IEEE Transactions on Magnetics, 1997, 33(1): 219-224.
- [10] Faehl R J, Lindemuth I R, Sheehey P T. Two-dimensional MHD calculations of a liner compressed MTF plasma [J].
 IEEE Transactions on Plasma Science, 2002, 30(2): 488-497.
- [11] Lou Guofeng, Murakami T, Fujino T, Okuno Y. Three-dimensional numerical simulation on performance of nonequilibrium plasma MHD generator coupled with

radio frequency electromagnetic field [J]. IEEE Transactions on Plasma Science, 2005, 33(2): 997-1004.

- [12] Chang S C. The method of space-time conservation element and solution element—A new approach for solving the Navier-Stokes and Euler equations [J]. Journal Computational Physics, 1995, 119: 295—324.
- [13] Zhang Moujin, Henry Lin S C, John Yu S T. Application of the space-time conservation element and solution element method to the ideal magnetohydrodynamic equations [R]. AIAA-2002-3888, 2002.
- [14] 翁春生, 王浩. 计算内弹道学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2006.
 Weng Chunsheng, Wang Hao. Computational interior ballistics [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2006. (in Chinese)