

纳秒脉冲表面介质阻挡等离子体激励唯象学仿真

赵光银 李应红 梁华 化为卓 韩孟虎

Phenomenological modeling of nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge plasma actuation for flow control

Zhao Guang-Yin Li Ying-Hong Liang Hua Hua Wei-Zhuo Han Meng-Hu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 64, 015101 (2015) DOI: 10.7498/aps.64.015101

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.015101>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2015/V64/I1>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

表面绝缘铝平面丝阵 Z 箍缩实验研究

[Experimental study of insulated aluminum planar wire array Z pinches](#)

物理学报.2014, 63(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.055201>

等离子体合成射流能量效率及工作特性研究

[Energy efficiency and performance characteristics of plasma synthetic jet](#)

物理学报.2013, 62(12): 125207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.125207>

锗硅/硅异质结材料的化学气相淀积生长动力学模型

[A kinetics model for the chemical vapor deposition growth of SiGe/Si heterojunction materials](#)

物理学报.2011, 60(6): 065101 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.065101>

纳秒脉冲表面介质阻挡等离子体激励唯象学仿真*

赵光银† 李应红 梁华 化为卓 韩孟虎

(空军工程大学航空航天工程学院, 等离子体动力学重点实验室, 西安 710038)

(2014年4月8日收到; 2014年7月24日收到修改稿)

结合 NS-DBD 实验数据和理论分析, 建立 NS-DBD 单区非均匀唯象学模型, 旨在通过合理的模型进行流动控制仿真, 揭示流动控制机理. 在平板无来流时, 运用单区非均匀唯象学模型, 通过引入涡量输运方程, 求解涡量方程各项, 分析展向涡形成机理. 展向涡主要是由压力升诱导激励区压力梯度和密度梯度的不正交性产生的, 其次是激励区附近流场的对流引起的涡量转移. 圆柱上的激励仿真得到与实验一致的压缩波结构和冲击波位置, 验证了模型合理性. NACA 0015 翼型大迎角分离控制的仿真表明, 激励诱导展向涡促使主流和分离流相互作用, 使分离点移向下游; 脉冲激励频率通过诱导展向涡的数量对流动分离产生不同的作用效果, 本文最佳的无量纲激励频率为 6.

关键词: 介质阻挡放电, 纳秒脉冲, 流动控制, 仿真

PACS: 51.10.+y, 51.20.+d, 52.25.Kn, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.64.015101

1 引言

用于流动控制的等离子体激励器比传统激励器响应快、频带宽, 不需要时无负面效应. 基于不同原理, 多种等离子激励得到发展, 典型的有交流介质阻挡放电 (AC-DBD)^[1], 局部电弧放电^[2,3], 等离子体合成射流^[4], 纳秒脉冲表面介质阻挡放电 (NS-DBD)^[5,6]. 表面介质阻挡放电等离子体激励器的典型结构如图 1. 在电极之间施加高压, 电离上表面电极附近气体, 经化学反应产生一系列带电粒子, 伴随发光发热, 在电场作用下运动, 形成对流场的可控扰动. 其效应随电压信号不同而不同.

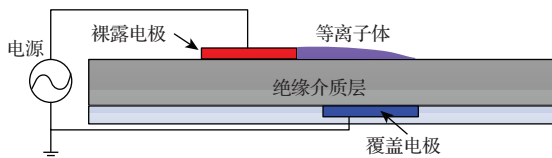


图 1 典型的表面介质阻挡放电激励器

相比 AC-DBD, NS-DBD 控制效果突出, 研究

受到重视. 首先流动控制能力得到验证, NS-DBD 已被验证在机翼起飞着陆马赫数和雷诺数下可推迟机翼失速^[7], 在 0.74 马赫数可有效抑制翼型流动分离^[8], 在 0.85 马赫数有效对翼型尾迹降噪^[8], 在 5 马赫数对脱体激波强度和位置起到控制作用^[9]. 其次在很多应用方向上得到深入研究: 内流上用于点火与助燃和压气机扩稳^[5]; 外流上控制翼型流动分离、降噪, 三角翼脱体涡等. 然而, NS-DBD 与流场耦合作用机理还不是很清楚. 鉴于放电时间短暂 (10 ns 量级) 和空间区域很小 (1 mm 量级), 实验测试要求很高, 设备难以满足要求. 为此, 在 NS-DBD 激励仿真上发展了多种物理模型, 主要包括解析模型、流体模型、碰撞电离模型、蒙特卡洛模型和粒子云模型以及混合模型. 文献^[10]对这些模型的优缺点进行了比较, 均存在计算量巨大的问题. 文献^[11]建立的简化等离子体动力学模型包括 15 种粒子, 42 个反应, 对于每一种反应求解一个漂移扩散方程, 耦合泊松方程, 和气体动力学公式. 放电产生的参数 (温度、压力、波形) 代表 NS-DBD 用于马赫数 5 下圆柱绕流仿真, 复现了很多实验现

* 国家自然科学基金 (批准号: 51336011, 51276197, 51207169) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zym19860615@163.com

象. 类似的模型^[12](23种粒子, 50个反应)用以捕捉主要粒子及能量存储及加热的反应过程, 强调了放电中能量转化路径. 文献^[13]在物理学模型基础上, 在二维空间实现了等离子体场与流场的直接耦合, 计算了静止空气单次脉冲下全时域放电特性、能量传递和流场响应特性以及重频响应特性, 与实验符合良好.

上述模型各具优点, 也会带来计算量巨大, 用于流动控制仿真计算实现困难等问题, 这些模型多用于对放电过程和放电特性研究. 为便捷地将NS-DBD与Navier-Stokes方程耦合, 节约计算耗时, 一些唯象学模型得到建立和发展. 根据实验结果发展的唯象学模型, 不关注放电细节, 仅抓住激励对流场的直接效应, 将激励以动量和能量源项形式耦合到流体方程. 文献^[14]将激励以单区域均匀分布的热源形式加入流体方程, 分析了NS-DBD激励的机理及提高其抑制流动分离能力的原理. 文献^[15, 16]在翼型上将NS-DBD激励简化为 $0.5\text{ mm} \times 0.5\text{ mm}$ 的热源, 发现翼型前缘层流分离时, 激励可诱导涡结构产生; 在后台阶绕流的激励控制, 发现激励可增大剪切层的不稳定性, 但将NS-DBD激励简化为均匀加热区域不合理. 文献^[17]将激励表征为椭圆形面内的热源, 用于控制圆柱前脱体激波, 同时也提出改善基于能量注入的唯象学模型的必要性. 文献^[18]用两区域热源分布表征NS-DBD激励, 该模型在文献^[6]基础将热源作用时间由 50 ns 改为 $8.3\text{ }\mu\text{s}$, 而总能量不变; 模型用于翼型空气动力阻尼特性的仿真表明NS-DBD可增加或降低气动阻尼, 但 $8.3\text{ }\mu\text{s}$ 的热量持续时间缺乏依据. 文献^[19]用高斯分布的热源表征NS-DBD进行控制翼型失速的大涡模拟, 得出前缘激励诱导产生附体的湍流边界层. 然其高斯分布的热源缺乏理论来源, 所得激波结构与实验有一定差异. 文献^[20]假设等离子体发射光谱与能量分布呈正比导出热源分布, 得到了合理的压缩波结构; 模型用于翼型大迎角流动分离控制, 对揭示NS-DBD的控制机理有借鉴意义.

为建立合理NS-DBD唯象学模型, 深入分析激励进行流动控制的主导因素和机理, 结合实验数据及放电理论模型结论, 建立单区非均匀热分布NS-DBD唯象学模型, 结合涡量输运方程, 从诱导流场结构, 涡量输运特性等方面分析NS-DBD激励诱导流动特性, 最后用该模型进行翼型流动分离控

制仿真.

2 NS-DBD唯象学模型

假设电极展向放电均匀, 可将NS-DBD激励简化为二维. 模型的建立主要考虑单位展长激励器单次放电能量, 对气体加热能量的比例, 空间能量密度分布及区域, 能量释放的时间尺度四个方面的问题.

2.1 单次脉冲激励放电能量

单次脉冲激励放电能量表征激励的强度, 是衡量流动控制效果的重要参数. 通过NS-DBD的电压-电流波形可计算出单次脉冲放电能量. 放电能量大小与电压信号上升沿、电压峰值、电压极性、气压等有关, 这里仅考虑电压峰值、气压和脉冲频率的对单次放电能量的影响.

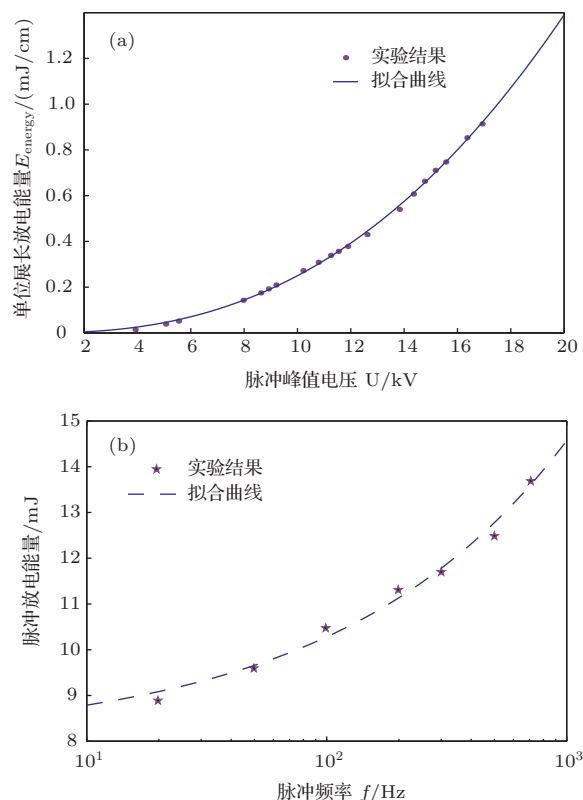


图2 单次放电能量与峰值电压和脉冲激励频率的关系 (激励器长度 44 cm)^[21] (a) 单次放电能量与峰值电压关系; (b) 单次放电能量与激励脉冲频率关系

Takashima等通过实验研究了NS-DBD放电能量与放电参数之间的关系^[21]. 激励脉冲频率为 10 Hz 时, 单次放电能量 E_{energy}^{10} 与激励峰值电压 U

的关系如图 2(a). 假设 E_{energy}^{10} 随 U 的变化服从指数关系, 拟合得到 $E_{\text{energy}}^{10}(U) = 0.0008365 \times U^{2.476}$, U 的单位 kV, $E_{\text{energy}}^{10}(U)$ 的单位是 mJ/cm.

同时, 单次放电能量与放电脉冲频率相关^[21], 如图 2(b), 频率越大, 单次放电能量越大. 对图 2(b) 试验数据进行拟合, 结合图 2(a), 可得大气压 (760 torr, 1 torr $\approx 1.33 \times 10^2$ Pa) 任意放电频率 f (Hz) 和电压下的单位展长激励器上单次纳秒脉冲放电能量输入.

$$E_{\text{energy}}(f, U) = \frac{a \times f^b + c}{a \times 10^b + c} \times E_{\text{energy}}^{10}(U). \quad (1)$$

放电过程中放电能量与气压有密切关系^[8,22]. 文献[8]对 NS-DBD 与气压的关系进行了研究, 在气压大于 200 torr 时, 放电能量与气压成反比, 放电能量与气压近似线性关系.

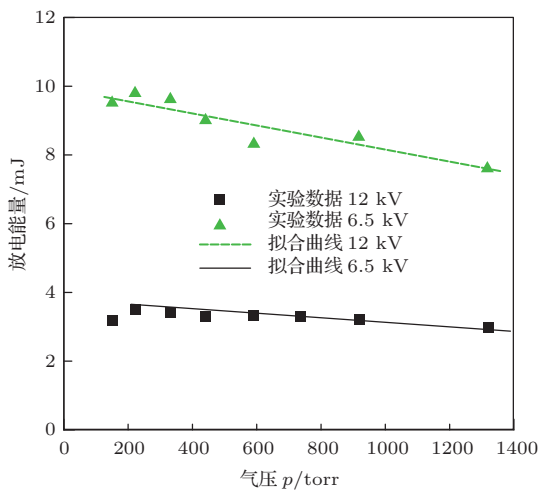


图 3 放电能量与气压的关系: 6.5 kV 和 12 kV 对应的实验数据^[8]和拟合曲线

假设给定激励电压和频率下, 放电能量与气压成线性关系, 结合放电能量与电压的关系, 对图 3 中 12 kV 时 200—1400 torr 的实验结果进行拟合得 $E_{\text{energy}}(p) = -0.001781p + 9.924$, 气压 p 的单位是 torr. 再结合峰值电压与放电能量的关系得到

$$E_{\text{energy}}(p, U) = E_{\text{energy}}(U) / E_{\text{energy}}(12) \times (-0.001781p + 9.924). \quad (2)$$

取 $p = 925$ torr 下的 6.5 kV 和 12 kV 对应的实验数据, 导出的 6.5 kV 下的结果与实验结果符合得较好, 见图 3.

最终得到考虑了激励电压、脉冲频率、气压三种参数的激励器工作时的放电能量 $E_{\text{energy}}(f, U, p)$, 单位 mJ/cm, 式中系数见表 1.

$$E_{\text{energy}}(f, U, p) = \frac{mp + n}{760m + n} \times \frac{a \times f^b + c}{a \times 10^b + c} \times E_{\text{energy}}^{10}. \quad (3)$$

表 1 式中的常数取值

a	b	c	m	n
0.2772	0.4585	7.991	-0.001781	9.924

2.2 放电能量用于对气体加热能量的比例

放电能量用于气体加热比例主要受约化场强影响. 约化场强表述为 E/N , 单位 Td (1 Td = 10^{-17} V·cm²), 其中电场强度 E 与激励电压和激励器布局有关, 气体分子浓度 N 与气压有关. E 近似认为 U/D , D 是激励器电极之间的最小距离. N 是气体分子浓度, 与气压和温度有关. 对文献[23]中干空气条件下能量加热比例 η 随约化场强 (100—1000 Td 之间) 变化曲线拟合得

$$\eta = 0.01107 \times (E/N)^{0.5534}, \quad (100 < E/N < 1000). \quad (4)$$

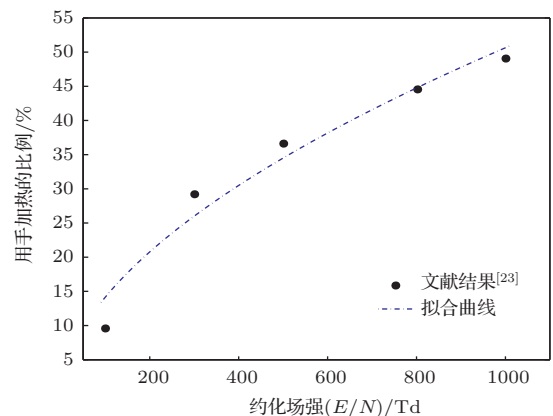


图 4 放电能量中加热能量比例与约化场强的关系^[23]

表 2 拟合结果与有关文献比较

约化场强/Td	拟合结果/%	文献结果/%
1000	50.62	53 ^[24]
300—1000	26—50.62	30—40 ^[25]
400—800	30.5—44.7	36—40 ^[26]
200—400	20.77—30.5	≈ 24 ^[27]

表 2 给出了本文拟合结果与相关文献中数据比较, 说明本文拟合的能量加热比例 η 随约化场强的变化曲线是合理的.

2.3 放电区域空间加热功率密度分布

文献[23]给出了放电时均辐射强度的分布,如图5,反映了等离子体区域和能量分布.

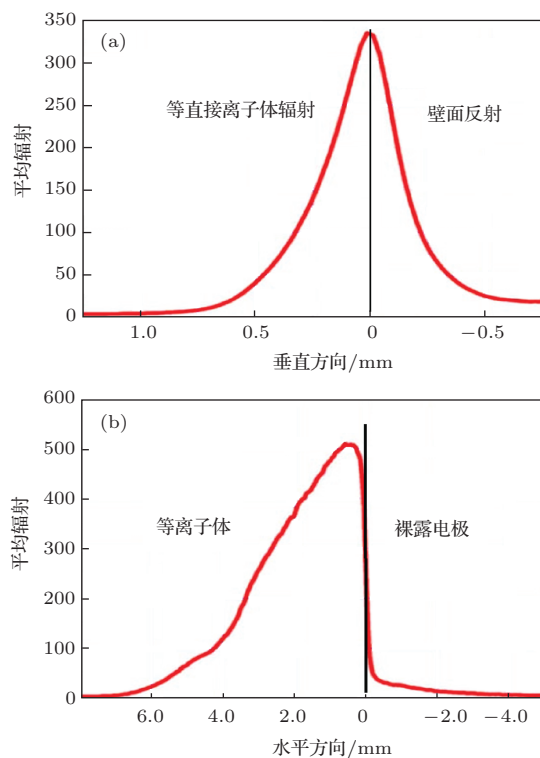


图5 NS-DBD放电时均辐射强度的空间分布[23] ($U = 14$ kV)

假设用于气体加热的能量与辐射强度成正比,根据辐射强度数据可得辐射强度空间分布函数,进而获得气体加热能量空间分布函数.假设等离子体区域某点辐射强度 $E_{\text{mission}}(x, y)$.

$$E_{\text{mission}}(x, y) = \frac{F(x)}{\frac{1}{L} \int_0^L F(x) dx} \times \frac{G(y)}{\frac{1}{H} \int_0^H G(y) dy}, \quad (5)$$

$F(x)$, $G(y)$ 是对上图辐射强度沿 x , y 方向变化曲线的拟合. 则等离子体区域总的辐射强度为

$$E_{\text{mission}_{\text{total}}} = \int_0^L \int_0^H E_{\text{mission}}(x, y) dx dy. \quad (6)$$

根据假设,空间能量的分布函数可以表述为

$$\text{Power}_{\text{th}}(x, y) = \frac{E_{\text{mission}}(x, y)}{E_{\text{mission}_{\text{total}}}} \times \frac{E_{\text{energy}}(p, f, U) \times \eta}{\Delta t}, \quad (7)$$

其中 $\text{Power}_{\text{th}}(x, y)$ 为空间热功率密度, Δt 为空间热功率密度持续时间.

同时放电区域的大小也受激励电压影响,对功率密度的空间分布产生影响.图6给出放电时等离子体的体积随激励电压的变化[23].对于二维的情况,拟合出放电区域的面积(mm^2)与电压(kV)的关系,即 $S = 0.01414 \times U + 0.01202$.

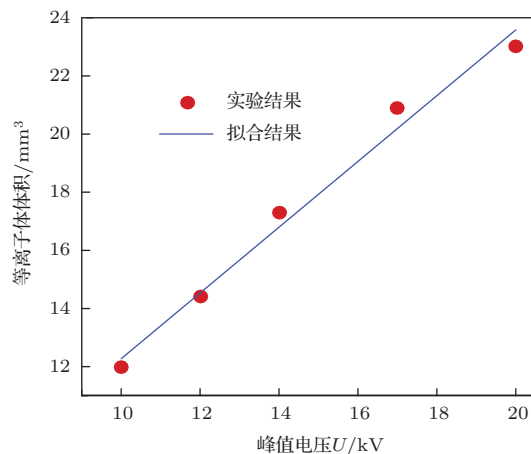


图6 等离子体体积随激励电压的关系(激励器长度80 mm)[23]

根据辐射强度曲线图5,大气压下14 kV放电时,等离子体区域高0.75 mm,宽6 mm.假设 $S = \sigma \times H \times L = \sigma \times 0.75 \times 6 = 0.01414 \times U + 0.01202 = 0.21(\text{mm}^2)$, 则 $\sigma = 0.21/(0.75 \times 6) = 0.0467$.设定等离子体区域的高为 H 与宽度 L 存在关系, $L = 8 \times H$.则由激励电压可以导出等离子体区域所在的范围 H , L , 以及等离子体的体积,其区域内热功率密度可通过归一化处理通过(7)式导出.

2.4 热功率持续时间尺度

等离子体在放电和湮没过程中热量释放的时间尺度在合理的范围内才能产生压缩波.文献[21]认为,快速加热的时间小于 $t_{\text{acoustic}} \sim d/a \sim 300$ ns,就会诱导产生强压缩波,其中 $d \sim 0.1$ mm 是放电通道中流注直径的特征尺寸, $a \sim 300$ m/s 是音速.

文献[24]将等离子体用于气体加热能量分为两大部分:离子贡献和电子贡献.离子贡献为 $(\mathbf{j}_+ + \mathbf{j}_-) \cdot \mathbf{E}$ ($\mathbf{j}_+$, $\mathbf{j}_-$ 为正负离子的粒子流密度, $\mathbf{E}$ 为电场),这部分能量在瞬间释放加热气体,伴随着放电过程.加热能量中离子贡献部分的作用时

间不会短于电压信号的脉宽. 电子贡献分三部分: 第一部分是来自弹性和转动碰撞激发, 第二部分是电子激发, 这两部分随放电释放; 第三部分来自振动激发, 这部分能量释放的时间 t_{VT} 较长, 大于 $5 \mu\text{s}$ [22]. Boeuf 等 [24] 对 NS-DBD 激励进行建模仿真, 考虑了电子振动激发释放热量在不同的时间尺度对最大温升的影响, 发现在 100 ns 内温升达到最高, 此后逐渐降低, 不同的 t_{VT} 对最大温升的值和时间点影响较小. 文献 [11] 通过仿真, 预测了快速加热能量释放的时间尺度, 从 30 torr 下 $2\text{--}3 \mu\text{s}$ 到 760 torr 下 $0.2\text{--}0.3 \mu\text{s}$. 整体上, 热量注入分焦耳热和熄灭放热, 时间尺度差别较大, 通过比较认为小于 $1 \mu\text{s}$ 是合理的, 大于 $1 \mu\text{s}$ 时由于振动激发释放的能量可以忽略; 同时, 用于气体加热的时间不应短于电压信号的脉宽.

3 计算方程

3.1 非定常可压缩 Navier-Stokes 方程

惯性坐标系下耦合代表体积力的动量源项和代表热功率密度的能量源项的非定常可压缩形式的二维 Navier-Stokes 方程如下:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (8a)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p \mathbf{I} - \boldsymbol{\tau}) = \mathbf{F}, \quad (8b)$$

$$\begin{aligned} & \frac{(\rho E_t)}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E_t + p) \mathbf{u} - k \nabla T - \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{u}] \\ & = \mathbf{F} \cdot \mathbf{u} + \rho \text{Power}_{th}, \end{aligned} \quad (8c)$$

其中, t 为时间, ρ 为流体密度, $\mathbf{u}$ 为速度矢量, p 为静压, $\mathbf{F}$ 体积力源项, Power_{th} 为放电产生热功率密度. $\mathbf{I}$ 为单位张量, $\boldsymbol{\tau}$ 黏性应力张量, E_t 单位质量总能. 设气体为完全气体, 传热系数 $k = 0.00436 + 0.000074T$. 黏性系数由 Sutherland 定律计算. 采用 SST $k\text{-}\omega$ 湍流模型对方程求解. 假设体积力源项为 0, 能量源项根据唯象学模型给出.

3.2 涡量输运方程

流场测试发现, 每次放电后产生压缩波和大尺度涡. 压缩波比温度传递快, 形成压缩波、近壁面温升、大尺度涡共存现象. 为分析展向涡形成原因, 引入涡量输运方程. 黏性可压缩流体的涡量输运方程从 Navier-Stokes 方程推导而来 [28].

$$\frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt} = (\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \boldsymbol{\Omega} (\nabla \cdot \mathbf{u})$$

$$\begin{aligned} & + \nabla \times \mathbf{F} - \nabla \times \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right) \\ & + \nabla \times \left(\frac{\mu \nabla^2 \mathbf{u}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right), \end{aligned} \quad (9a)$$

其中 $\boldsymbol{\Omega}$ 是涡量矢量 ($\omega_x, \omega_y, \omega_z$)^T, $\mathbf{u}$ 是速度矢量, 体积力矢量 $\mathbf{F} = \mathbf{0}$. μ 是动力黏性系数. 二维流场不存在 $(\boldsymbol{\Omega} \cdot \nabla) \mathbf{u}$, 将 $\frac{d\boldsymbol{\Omega}}{dt}$ 写成涡量当地变化率和迁移变化率, 可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_z}{\partial t} &= -(\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega_z - \omega_z (\nabla \cdot \mathbf{u}) \\ &+ \frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p \\ &+ \nabla \times \left(\frac{\mu \nabla^2 \mathbf{u}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right), \end{aligned} \quad (9b)$$

其中, ω_z 为展向涡量, 左端为当地涡量的时间变化率, $-(\mathbf{u} \cdot \nabla) \omega_z$ 是涡量对流项, 即涡量的迁移变化率, 对应于对流引起的涡量转移, $-\omega_z (\nabla \cdot \mathbf{u})$ 为涡量压缩-膨胀项, 对应流体微团体积变化引起的涡量大小变化; $\frac{1}{\rho^2} \nabla \rho \times \nabla p$ 是斜压项, 即密度和压力不满足正压关系时发生热对流, 引起涡量变化. $\nabla \times \left(\frac{\mu \nabla^2 \mathbf{u}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\mu}{3} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right)$ 是黏性应力引起涡量扩散项, 对应流体黏性对涡量影响.

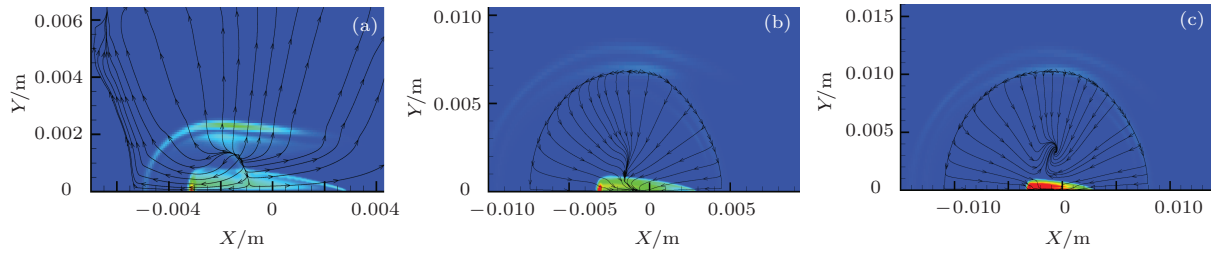
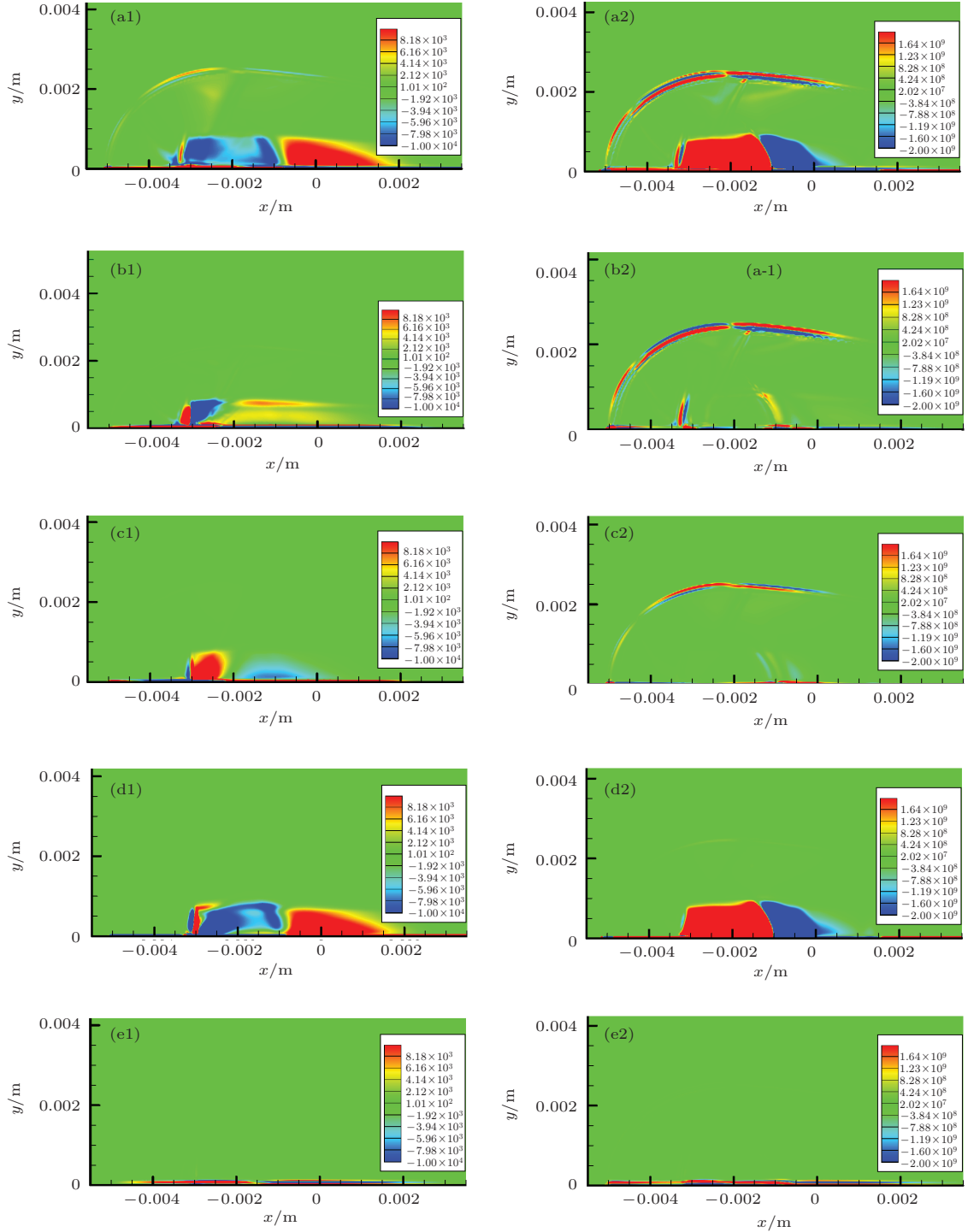
4 计算结果

4.1 单区域非均匀模型平板激励结果

将唯象学模型用于平板静止流动. 计算初始来流温度 $T_\infty = 300 \text{ K}$, 压力 $P_\infty = 101325 \text{ Pa}$, 速度 $V_\infty = 0 \text{ m/s}$. 能量注入时间为 50 ns , 加热能量 0.74 mJ/cm . 计算区域: $60 \text{ mm}(x \text{ 方向}) \times 30 \text{ mm}(y \text{ 方向})$, 网格分布为 $1000(x \text{ 方向}) \times 500(y \text{ 方向})$, 在激励区域进行加密. 等离子体区域为 $x: -3\text{--}3 \text{ mm}$, $y: 0\text{--}0.75 \text{ mm}$.

图 7 给出了激励后 $5 \mu\text{s}$, $20 \mu\text{s}$, $30 \mu\text{s}$ 流场和压缩-膨胀波发展过程. 近壁面激励区能量密度大, 开始产生的压缩波强度较大, 随后压缩波向远离壁面传播. 观察流线变化, 在 $5 \mu\text{s}$ 形成弧形驻点线, 如图 7(a); 随后驻点线逐渐发展为半圆形, 将激励区包围其中, 同时, 流动向激励区附近汇聚, 如图 7(b); 之后, 逐渐发展为两个反方向旋转的旋涡, 如图 7(c).

使用涡量方程对激励后的流场涡量进行分解分析, 图 8 为 $5 \mu\text{s}$ 时刻涡量场、涡量方程各项及积分.


 图7 激励后流场发展过程 (a) $t = 5 \mu\text{s}$; (b) $t = 20 \mu\text{s}$; (c) $t = 30 \mu\text{s}$

 图8 $t = 5 \mu\text{s}$ 流场的涡量及相关项的值和变化率 (a1) 涡量, (a2) 涡量变化率; (b1) 对流项积分, (b2) 对流项; (c1) 膨胀项积分, (c2) 膨胀项; (d1) 斜压项积分, (d2) 斜压项; (e1) 黏性项积分, (e2) 黏性项

由于压缩-膨胀波作用和激励区附近对流作用, 激励诱导涡量主要集中在压缩-膨胀波和激励区附近, 如图 8 (a1). 流场中涡量变化剧烈也主要集中在压缩-膨胀波和激励区附近, 如图 8 (a2); 激励区附近的涡量比压缩-膨胀波附近的更大. 比较构成涡量变化率各项, 发现对流和膨胀作用引起涡量变化剧烈的地方在压缩-膨胀波处, 黏性和斜压引起的涡量剧烈变化位置在激励区附近. 比较各项的时间积分, 发现黏性项引起的涡量主要集中在近壁区; 斜压项引起的涡量主要集中在激励区, 对于斜压流体, 将发生热对流, 引起涡量的变化较大. 比较各项涡量的大小和方向可以看出, 激励区附近的涡量主要由斜压项诱导产生, 其次是对流项. 对流项和膨胀项引起的涡量变化率在压缩-膨胀波处最大, 由于压缩和膨胀相反的作用, 在压缩-膨胀波处

没有形成像激励区那么大的涡量. 可见, 展向涡主要是激励引起瞬间的压力升, 从而诱导激励区压力梯度和密度梯度的不正交性产生的, 其次是激励区附近流场对流引起的涡量转移.

4.2 圆柱上激励的仿真

为验证模型合理性, 文献 [21] 在圆柱表面进行 NS-DBD 激励的实验数据, 在圆柱上进行 NS-DBD 激励仿真. 圆柱直径 50 mm, 激励器阴极长度 12.7 mm, 放电频率 1000 Hz, 气压 760 torr, 激励电压峰值 11 kV, 热源作用时间 100 ns. 根据唯象学模型计算放电能量 0.5255 mJ/cm, 取放电能量加热比例 57% (绝缘介质厚 0.4 mm, 对应约化场强约 1200 Td). 计算得到对应时间下的密度梯度和实验纹影结果如图 9.

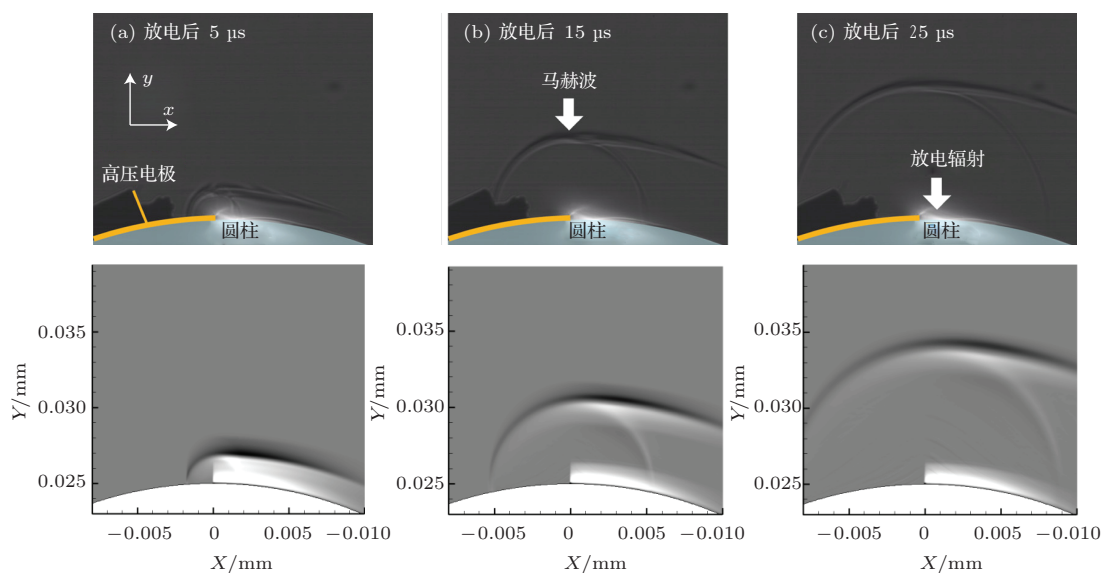


图 9 对应时间计算与实验 [19] 的纹影结果对比 (a) $t = 5 \mu\text{s}$; (b) $t = 15 \mu\text{s}$; (c) $t = 25 \mu\text{s}$

仿真与实验测量的激波-膨胀波结构一致, 表明放电模型中能量分布合理. 同时, 激波位置与试验结果符合良好, 说明激波强度模拟准确.

5 翼型上进行流动分离控制

为研究激励对分离流的作用, 将 NS-DBD 唯象学模型用于 NACA 0015 翼型分离流控制, 模型弦长 0.1 m, 来流马赫数 0.1, 迎角 18° . 对流场区域采用“C”型网格, 壁面进行加密处理, 如图 10, 来流温度 $T_\infty = 300 \text{ K}$, 压力 $P_\infty = 101325 \text{ Pa}$. 翼型表面总结点数为 600, 网格总单元数为 15 万, 壁

面网格尺度满足 $y^+ < 1$. 激励位于前缘分离点附近 2% 弦长处. 激励时施加的能量 3.7 mJ/cm . 无量纲激励频率分别为 $F^+ = fc/V_\infty = 1, 2, 6$ (f 为脉冲激励频率). 激励区域对应 $L = 5 \text{ mm}$, $H = L/8 = 0.625 \text{ mm}$. 采用可压缩压力基 SST $k-w$ 模型进行求解.

无激励时, 翼型上翼面存在分离涡周期性的形成与脱落, 图 11 (a), 导致升阻力系数周期性变化. 每次激励后, 激励形成扰动在分离点附近诱导形成展向涡, 图 11 (b). 展向涡破坏初始流场结构, 将主流区高能流卷进附面层, 促进主流与分离流掺混, 使附面层能量增大, 抵抗逆压梯度的能力增强.

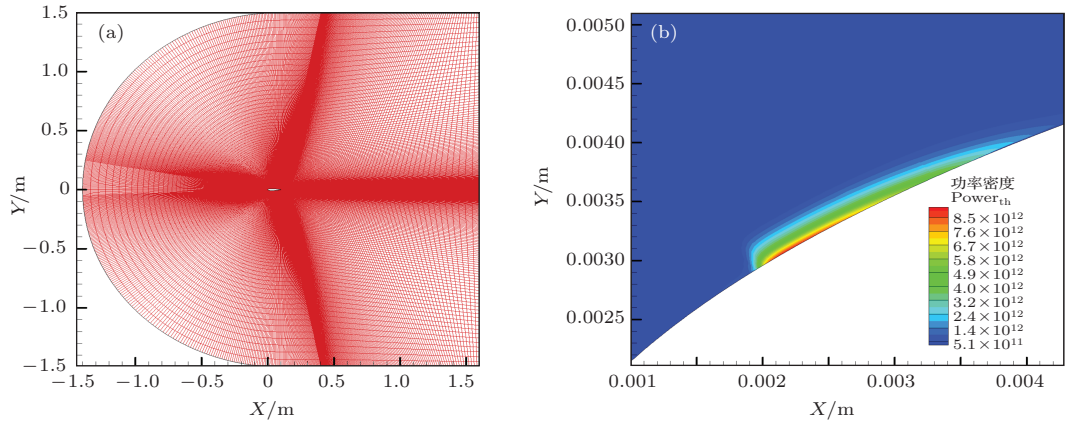


图10 计算网格及激励位置、热源分布 (a) 计算区域和网格; (b) 激励位置、热源分布

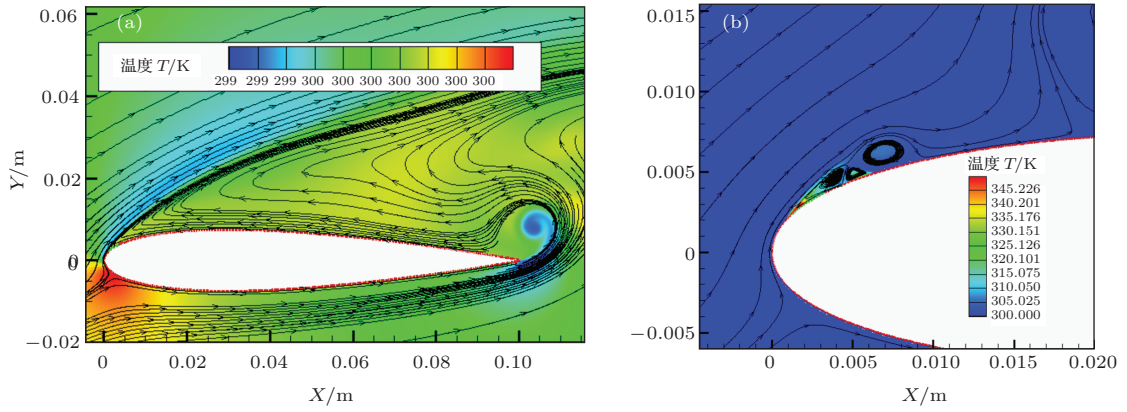


图11 基准流场与激励诱导涡 (a) 基准流场 (流线和温度云图); (b) 施加激励后诱导的旋涡和温度分布

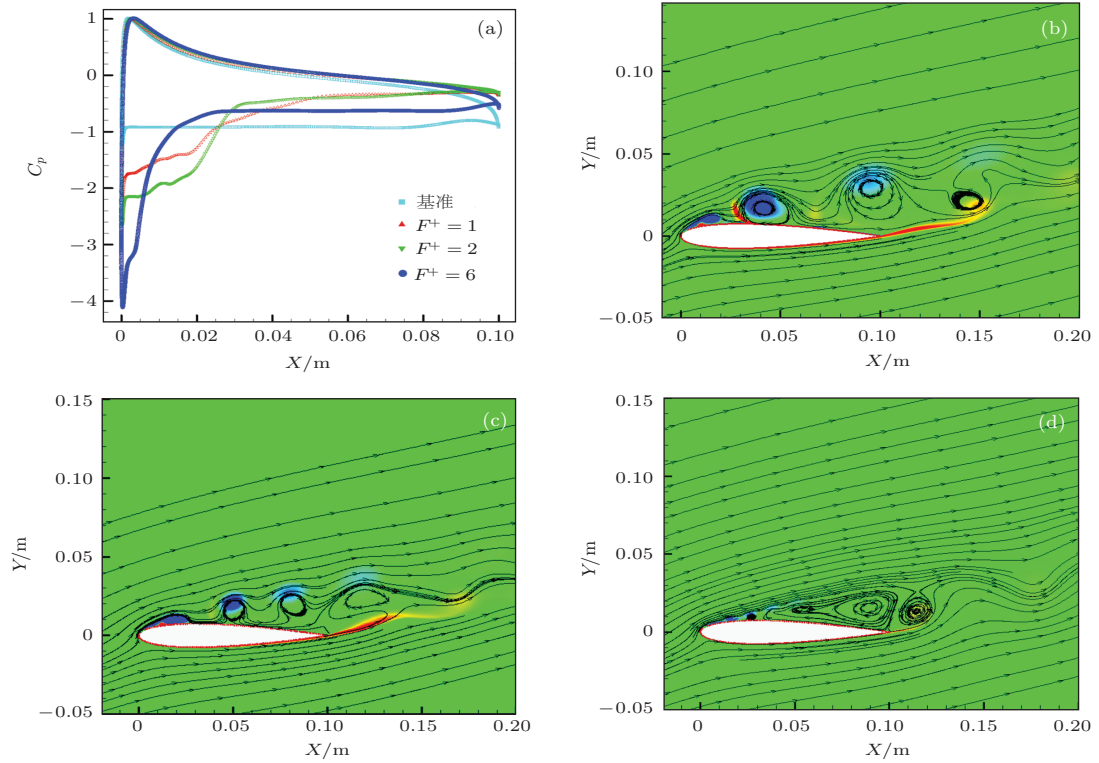


图12 不同脉冲激励频率下的流场结构和涡量云图 (a) 不同激励频率下翼型表面压力系数; (b) $F^+ = 1$ 时的流场; (c) $F^+ = 2$ 时的流场; (d) $F^+ = 6$ 时的流场

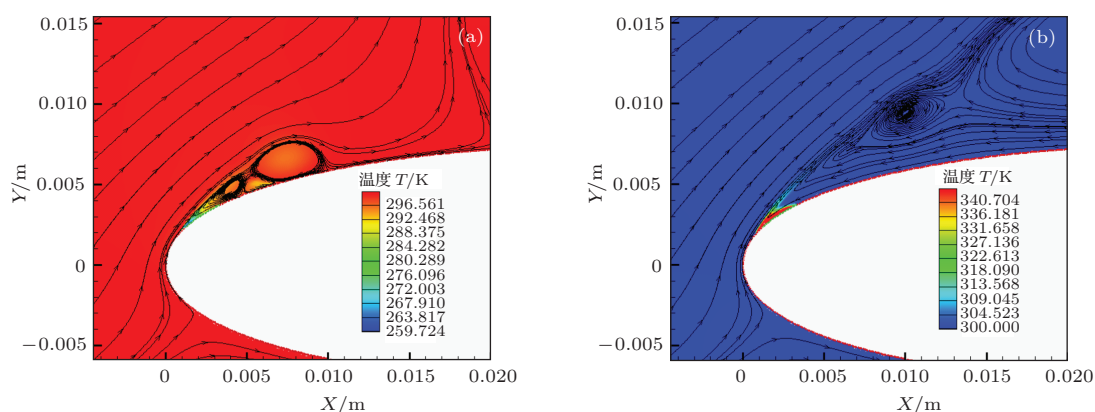


图 13 激励区单纯施加压力升和温度升 0.6 ms 后的流场和温度场 (a) 单纯施加压力升; (b) 单纯施加温度升

经过多次激励, 一系列旋涡形成与发展, 促进分离区与主流相互作用, 使分离点移向下游, 最终使分离区减小, 维持翼型前缘负压, 提高翼型升力系数. 无量纲频率 F^+ 分别为 1, 2, 6 控制稳定后的结果见图 12. 相对基准流场, 不同频率激励下的流场分离均得到不同程度的控制. 比较上下翼面时均压力系数, 如图 12(a), 激励频率 $F^+ = 6$ 时, 上翼面前缘负压最低, 说明前缘分离得到较好的控制.

由于每次激励后诱导出展向涡, 激励频率决定了上翼面共存展向涡数量, 对流场产生不同的影响. 激励频率为 $F^+ = 6$ 时相邻的展向涡之间距离短, 在下游运动过程中逐渐合并为较大的涡, 在尾涡的排挤下, 与分离区融合. 相比之下, $F^+ = 6$ 时前缘分离区更小, 涡串中共存的展向涡更多.

为区分压力升和温度升对诱导展向涡的作用, 在同一基准流场条件下, 对激励区分别施加单纯的压力升 (101325 Pa) 和温度升 (300 K), 在施加 0.6 ms 后的流场如图 13, 结合图 12(b) 进行比较.

压力升激励可诱导较强的展向涡, 而温度升激励虽有诱导涡出现, 没有对流场分离造成明显的影响, 诱导涡被回流吞噬, 如图 13(b). 结合 4.1 节, NS-DBD 激励主要是通过局部流体瞬间加热引起局部压力升, 通过改变流场的斜压性诱导形成展向涡, 如图 12(b), 图 13(a). 由于黏性改变影响较小, 单纯温度升虽造成黏性改变, 但其强度不足以从根本上改变流场结构, 如图 13(b).

6 结 论

提出一种唯象学表面 NS-DBD 激励建模方法, 通过涡量分解和翼型分离控制仿真, 分析流动分离

控制机理.

1) 结合实验数据和理论分析, 建立考虑电压, 频率, 气压, 放电能量加热率, 热量释放时间等参数的 NS-DBD 气动激励唯象学模型. 该模型避免求解等离子体物理学模型, 节约计算资源, 适合研究激励参数 (强度、频率、位置) 等对流动控制效果的影响规律; 在圆柱上的激励表明, 模型可复现 NS-DBD 激励形成的激波-膨胀波结构和位置.

2) 引入涡量输运方程, 分析展向涡形成机理, 展向涡主要是激励诱导压力升进而诱导激励区压力梯度和密度梯度的不正交性产生, 其次由激励区附近对流引起的涡量转移而产生.

3) 唯象学模型用于翼型大迎角绕流分离控制, 每次激励后在分离点附近诱导展向涡, 流场主要是依靠上翼面展向涡对流动的诱导作用实现分离控制. 无量纲频率为 $F^+ = 1, 2, 6$ 的激励均可不同程度的提高升力, $F^+ = 6$ 的激励效果优于 $F^+ = 2$ 的控制效果.

参考文献

- [1] Li G, Li Y M, Xu Y J, Zhang Y, Li H M, Nie C Q, Zhu J Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4026 (in Chinese) [李钢, 李铁明, 徐燕骥, 张翼, 李汉明, 聂超群, 朱俊强 2009 物理学报 **58** 4026]
- [2] Wang J, Li Y H, Cheng B Q, Su C B, Song H M, Wu Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5513 (in Chinese) [王健, 李应红, 程邦勤, 苏长兵, 宋慧敏, 吴云 2009 物理学报 **58** 5513]
- [3] Jin D, Li Y H, Jia M, Li F Y, Cui W, Sun Q, Zhang B L, Li J 2014 *Chin. Phys. B* **23** 035201
- [4] Wing L, Luo Z B, Xia Z X, Liu B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 125207 (in Chinese) [王林, 罗振兵, 夏智勋, 刘冰 2013 物理学报 **62** 125207]

- [5] Zhao X H 2012 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Air force Engineering University) (in Chinese) [赵小虎 2012 博士学位论文 (西安: 空军工程大学)]
- [6] Wu Y, Li Y H, Jia M, Liang H, Song H M 2012 *Chin. Phys. B* **21** 045202
- [7] Rethmel C, Little J, Takashima K, Sinha A, Adamovich I, Samimy M 2011 *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4–7 2011
- [8] Roupasov D V, Nikipelov A A, Nudnova M M, Starikovskii A Y 2008 *46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit* Reno, Nevada, January 7–10 2008
- [9] Nishihara M, Takashima K, Rich J W, Adamovich I V 2011 *Phys. Fluids* **23** 066101
- [10] Zhu Y F 2013 *M.S. Thesis* (Xi'an: Air force Engineering University) (in Chinese) [朱益飞 2013 硕士学位论文 (西安: 空军工程大学)]
- [11] Poggie J, Bisek N J, Adamovich I, Nishihara M 2012 *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Nashville, Tennessee, January 9–12 2012
- [12] Poggie J, Bisek N J, Adamovich I, Nishihara M 2013 *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Grapevine (Dallas/Ft. Worth Region), Texas, January 7–10 2013
- [13] Zhu Y F, Wu Y, Cui W, Li Y H, Jia M 2013 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46** 355205
- [14] Li Y H, Wu Y, Liang H, Song H M, Jia M 2010 *Chin. Sci. Bull. (Chinese Ver)* **55** 3060 (in Chinese) [李应红, 吴云, 梁华, 宋慧敏, 贾敏 2010 科学通报 **55** 3060]
- [15] Correale G, Popov I B, Rakitin A E, Starikovskii A Y, Hulshoff S J, Veldhuis L L M 2011 *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4–7 2011
- [16] Popov I B, Nikipelov A, Pancheshnyi S, Correale G, Hulshoff S J, Veldhuis L L M, Zaidi S, Starikovskiy A Yu 2013 *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Grapevine (Dallas/Ft. Worth Region), Texas, January 7–10 2013
- [17] Bisek N J, Poggie J, Nishihara M, Adamovich I 2012 *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Nashville, Tennessee, January 9–12 2012
- [18] Glaz B, Dinavahi S P G, Gaitonde D V 2012 *53rd AIAA/ASME/ASCE/AHS/ASC Structures, Structural Dynamics and Materials Conference* Honolulu, Hawaii, April 23–26 2012
- [19] Gaitonde D V, Sahiny M, Shalerz K, Glaz B, Dinavahi S P G 2013 *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Grapevine (Dallas/Ft. Worth Region), Texas, January 7–10 2013
- [20] Chen Z L, Hao L Z, Zhang B Q 2013 *Science China Technological Sciences* **56** 1055
- [21] Takashima K, Zuzeeck Y, Lempert W R, Adamovich I V 2010 *41st Plasmadynamics and Lasers Conference* Chicago June, 28–July 1 2010
- [22] Klochko A V, Popov N A, Starikovskaia S M 2012 *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Nashville, Tennessee, January 9–12 2012
- [23] Nudnova M, Kindusheva S, Aleksahdrov N 2010 *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4–7 2010
- [24] Unfer T, Boeuf J P 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 194017
- [25] Popov N A 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 285201
- [26] Aleksandrov N L, Kindysheva S V, Nudnova M M, Starikovskiy A Y 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 255201
- [27] Mintoussov E I, Pendleton S J, Gerbault F G, Popov N A, Starikovskai S M 2011 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** 285201
- [28] Klochko A V, Popov N A, Starikovskaia S M 2012 *50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Nashville, Tennessee, January 9–12 2012
- [29] Wu K Q, Shu Z H 2009 *Advanced Fluid Mechanics* (Beijing: China Electric Power Press) p39 (in Chinese) [吴克启, 舒朝晖 2009 高等流体力学 (北京: 中国电力出版社) 第 39 页]

Phenomenological modeling of nanosecond pulsed surface dielectric barrier discharge plasma actuation for flow control*

Zhao Guang-Yin[†] Li Ying-Hong Liang Hua Hua Wei-Zhuo Han Meng-Hu

(Science and Technology on Plasma Dynamics Laboratory, Aeronautical and Astronautical Engineering College, Air Force Engineering University, Xi'an 710038, China)

(Received 8 April 2014; revised manuscript received 24 July 2014)

Abstract

One-zone inhomogeneous phenomenological nanosecond dielectric barrier discharge (NS-DBD) actuation model used for flow control simulation is established to investigate the flow control mechanisms, based on experiments and theoretical analysis. When the inhomogeneous phenomenological model is applied to a plate, the formation of spanwise vorticity is analyzed through the vorticity transport equation, and the spanwise vorticity is mainly engendered due to the baroclinicity of pressure gradient and density gradient, also due to the vorticity transfer by the flow convection in the vicinity of the actuation region. Agreement of the simulation with experiments on a column shows that the inhomogeneous phenomenological NS-DBD actuation model is reasonable. Separation control over NACA 0015 airfoil at high angle of attack indicates that the spanwise vortices induced by plasma actuation make the separated shear layer instable, promote interaction between shear layers, and downstream the separation point. Different excitation frequency has different effect on the lift, with the optimum reduced frequency $F^+ \approx 6$ in current simulation.

Keywords: dielectric barrier discharge (DBD), nanosecond pulse, flow control, simulation

PACS: 51.10.+y, 51.20.+d, 52.25.Kn, 52.30.-q

DOI: 10.7498/aps.64.015101

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 51336011, 51276197, 51207169).

[†] Corresponding author. E-mail: zym19860615@163.com