

壁面滑移与气体引射对平板边界层稳定性的耦合影响*

褚凯佟¹⁾ 张伦²⁾ 邱云龙¹⁾³⁾ 姚世勇²⁾ 陈伟芳¹⁾³⁾ 江中正^{1)3)†}

1) (浙江大学航空航天学院, 杭州 310027)

2) (临近空间物理全国重点实验室, 北京 100076)

3) (浣江实验室, 先进飞行器研究中心, 诸暨 311800)

(2026年1月13日收到; 2026年2月23日收到修改稿)

面向跨域高马赫数飞行器在极端环境下的热防护需求, 主动气体引射作为有效的热防护手段, 对飞行器边界层流动稳定性和转捩产生不可忽视的影响. 同时, 随着飞行高度升高, 壁面气体滑移效应的出现与气体质量引射的耦合效应使边界层失稳问题更加复杂. 本文同时考虑质量引射效应与壁面滑移耦合效应建立线性稳定性分析 (LST) 方法, 并针对马赫数 5 平板边界层分析两种效应耦合共存的不同程度对边界层流动稳定性的相互影响机制. 结果表明, 质量引射使边界层变厚并提高第一模态和第二模态的最大增长率, 促使第二模态向低频移动, 使不稳定区域提前. 滑移效应则削弱质量引射对第二模态的促进作用并推迟快模态与慢模态的同步位置, 但同时增强第一模态的不稳定性, 使第一模态占主导时更易发生提前转捩. 对于局部区域质量引射, 当引射条带布置在主导不稳定频率的同步点下游时, 可有效降低不稳定第二模态增长率和扰动放大因子, 减小引射效应对边界层的失稳作用. 当存在壁面滑移效应时, 由于不稳定频率的不稳定区域推迟, 若要达到上述的稳定效果, 最佳的引射布置区域相比无滑移情况应往下游移动. 研究揭示了质量引射与滑移两者对高超声速边界层多模态失稳的相互竞争与干扰作用机制, 为高温防护系统设计和引射调控策略优化提供了理论依据.

关键词: 平板边界层, 线性稳定性理论, 质量引射, 滑移效应

DOI: 10.7498/aps.75.20260062

CSTR: 32037.14.aps.75.20260062

1 引言

边界层转捩的研究对跨域高速飞行器的发展至关重要^[1]. 当飞行器边界层遭遇层流-湍流的转捩, 飞行器表面的摩阻与热流显著增大^[2], 这对跨域高速飞行器气动设计与热防护设计带来严峻的考验, 因此先进的热防护系统对于跨域高速飞行器的未来发展十分关键^[3]. 气体引射技术通过将冷却气体工质注入外部热边界层, 能够显著降低壁面

高热流载荷而被视为一种有效的主动式热防护手段^[4]. 然而, 气体引射会改变流场分布并引入非线性扰动, 对边界层流动稳定性和转捩带来不可忽视的影响, 因此深入探究气体引射效应对边界层失稳与转捩的作用机理, 对优化热防护系统的设计和提升性能至关重要.

目前已有不少学者通过试验手段开展质量引射对边界层稳定性和转捩的影响机制的研究^[5-7]. 随着计算能力的提高和数值方法的进步, 相比试验研究而言数值方法具备成本低、周期快等优势,

* 国家自然科学基金 (批准号: 92471109, 92571301, 92271204, U24B2007) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jzhongzh@zju.edu.cn

因此针对质量引射影响边界层流动的数值研究也逐步开展. Liu 等^[8] 基于线性稳定性分析方法 (linear stability theory, LST) 与直接数值模拟方法 (direct numerical simulation, DNS) 分析了多孔介质吹气对马赫数为 6 边界层的稳定性影响, 研究发现多孔吹吸条带布置在快、慢同步点上游, 可通过抑制高频扰动实现稳定化, 而布置在第二模态不稳定区时则会更早激发低频扰动. Li 等^[9] 研究指出, 壁面质量引射对高超声速飞行器的边界层稳定性具有显著影响, 对于细长锥体外形可轻微抑制第二模态的不稳定性, 而对钝化半球外形则明显促进第一模态的不稳定发展. Ghaffari 等^[10] 对不同壁面引射率下的 $Ma = 4.5$ 平板边界层进行线性稳定性分析, 研究发现随着引射流量增大, 第二模态放大率增强并向低频迁移, 同时其相速度减小. 李瑾^[11] 针对马赫数为 6 的钝平板边界层, 采用线性稳定性分析方法研究了空气质量引射对边界层稳定性及转捩过程的影响, 结果表明引射气体的体积流量是影响边界层稳定性的关键因素. 此外, Miró 和 Pinna^[12] 通过线性稳定性理论与 eN 方法, 揭示了由试验观测到的在高超声速锥体注入轻质/重质气体时转捩提前/延迟现象的根本原因, 并指出该现象不是由注入气体摩尔质量单独作用引起, 而是其与不连续引射、孔隙率及微激波共同作用的结果.

另一方面, 与传统再入飞行器短时间单次飞行的特点不同的是, 以大空域 (0—100 km)、宽速域 (马赫数 0—25) 为特点的“跨域高效可重复运输”飞行, 已成为未来高速飞行器发展的重要趋势. 跨域高速空天飞行器在飞行过程中将历经从连续流、滑移流到稀薄过渡流等不同流动区域的转变, 边界层稳定性与转捩可能遭受局部稀薄效应影响而为高速飞行器设计带来全新挑战, 尤其由尖锐前缘诱导局部壁面滑移效应对边界层稳定性和转捩的影响不可忽视.

近年来, 国内外不少学者开始研究局部稀薄效应影响下的可压缩边界层流动稳定性. He 等^[13] 采用 LST 方法分析了速度滑移边界对超声速平板边界层稳定性的影响, 研究表明速度滑移的存在增强了第二模态稳定性, 并缩小了其不稳定区域. Klothakis 等^[14] 利用结合神经网络的直接模拟蒙特卡罗 (direct simulation Monte Carlo, DSMC) 方法, 研究验证了 DSMC 方法为稳定性分析提供

基本流方面的可靠性. Ou 和 Chen^[15] 对超声速滑移平板边界层的稳定性进行了研究, 分别引入了无滑移、仅有速度滑移以及同时包含温度跳跃与速度滑移的扰动边界条件, 探究了这些扰动边界条件对第一模态和第二模态稳定性的影响, 结果表明第一模态的不稳定性被速度和温度滑移效应放大, 而第二模态则趋于稳定. Zhang 等^[16] 采用 LST 与 DNS 方法探究了不同适应系数的壁面滑移效应对高超声速平板边界层稳定性的影响, 模拟了不同模态扰动波在滑移效应影响下的空间演化过程. 近期, Wang 等^[17] 利用 DiNS (DSMC data-improved Navier-Stokes model) 稀薄流模型计算了近连续流高超声速钝头圆锥边界层的基本流, 通过在传统 LST 方法中引入速度滑移、温度跃变和非线性输运关系 (Zh), 使其适用于稀薄剪切非平衡流动, 研究揭示了不同壁面温度与头钝半径条件下稀薄效应对边界层流动与稳定性的影响机制. Zou 等^[18,19] 基于 Boltzmann-BGK 方程, 在气体动力学框架下建立了一套稀薄线性稳定性分析方法, 并考察了稀薄效应对平板 Couette 流动、平板 Poiseuille 流动以及 Rayleigh-Bénard 流动的稳定性影响.

跨大空域、宽速域范围的高效跨域飞行器在飞行过程中, 飞行器表面边界层可能遭受稀薄、高温、复杂界面等多种效应的影响. 然而, 针对可重复使用运载器飞行过程中多种复杂效应耦合与共存对边界层流动特征和影响机制, 目前少有研究. 事实上, 以上针对壁面质量引射影响边界层流动稳定性的研究大多基于无滑移边界条件, 并不考虑跨流域局部滑移效应的影响, 对于气体质量引射效应和壁面滑移效应耦合对高超声速边界层流动稳定性的研究较少. 因此, 研究壁面质量引射效应和稀薄效应, 尤其与滑移效应的耦合对边界层流动稳定性以及进一步理解转捩机理、发展转捩流动控制技术具有十分重要的意义. 因此, 本文建立能够考虑壁面质量引射效应和滑移效应的线性稳定性理论, 旨在研究这两种效应耦合下对高超声速边界层流动稳定性的影响机制. 针对高超声速二维平板边界层, 采用线性稳定性分析方法探究不同壁面质量流量和壁面速度/温度滑移对边界层基本流场、不稳定模态的影响; 针对不同引射区域开展引射和滑移效应共同影响下的边界层流动稳定性分析, 探究滑移效应影响下合理引射区域分布.

2 计算模型与数值方法

2.1 控制方程与数值方法

本文流动控制方程采用二维无量纲可压缩 Navier-Stokes 方程, 其表达式为

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{U} + \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{F}_1 + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{F}_2 = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{V}_1 + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{V}_2, \quad (1)$$

其中, 向量 \mathbf{U} 表示守恒型变量, \mathbf{F}_1 和 \mathbf{F}_2 表示无黏通量向量, \mathbf{V}_1 和 \mathbf{V}_2 代表黏性通量, 具体表达式为

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_1 = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ u(E + p) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F}_2 = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ v(E + p) \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{V}_1 = \frac{1}{Re_\infty} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{11} \\ \tau_{21} \\ u\tau_{11} + v\tau_{21} + k\frac{\partial T}{\partial x} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{V}_2 = \frac{1}{Re_\infty} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{12} \\ \tau_{22} \\ u\tau_{12} + v\tau_{22} + k\frac{\partial T}{\partial y} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

其中, ρ 表示密度, u , v 和 w 分别是直角坐标系中的速度分量, T 是温度; E 代表总能量; Re_∞ 表示来流雷诺数; k 代表热导率系数, 表达式为 $k = C_p \mu / Pr$, Pr (Prandtl number) 表示普朗特数且设置为 0.72, C_p 代表等压比热容; p 和 τ_{ij} 分别代表压力和应力张量由下式给出:

$$p = \frac{\rho T}{\gamma Ma_\infty^2}, \quad \tau_{ij} = \begin{cases} \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), & i \neq j, \\ 2\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \mu \nabla \cdot \mathbf{u}, & i = j, \end{cases} \quad (4)$$

$i, j = 1, 2, 3.$

式中 Ma_∞ 表示来流马赫数; 下标 i, j 表示速度分量; 黏性系数 μ 采用 Sutherland 公式计算获得. 值得注意的是, 本文中上标*代表有量纲物理量, 无上标则代表无量纲物理量.

采用 Li 等 [20-22] 开发的高精度有限差分求解器计算二维平板的基本流场, 该 DNS 代码已被广

泛用于高超声速边界层数值模拟并且得到广泛验证. 采用五阶 WENO (fifth-order weighted essentially non-oscillatory) 格式对无黏通量项进行离散; 采用六阶中心差分格式对黏性通量项进行离散. 此外, 时间推进采用三阶 Runge-Kutta 方法进行推进.

2.2 壁面滑移与质量引射边界条件

对于连续流的模拟, 通常在 NS 框架下采用无滑移和等温或者绝热壁面边界条件进行模拟. 当局部克努森数 [23] 进入 $0.001 \leq Kn \leq 0.1$ 流域区间, 此时流体连续介质假设依然成立, 但壁面附近的克努森层流动效应显著, 无滑移边界条件已不再适用. 为模拟这种滑移流动, 本文采用 M/S (Maxwell-Smoluchowski) 滑移边界模型来描述壁面处的滑移速度与温度跃变 [24,25], 其表达式为

$$V_{\text{slip}}^* = \frac{2 - \sigma_u}{\sigma_u} \lambda^* \left. \frac{\partial V^*}{\partial n} \right|_{\text{wall}}, \quad T_{\text{slip}}^* = T_{\text{wall}}^* + \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{\gamma + 1} \frac{\lambda^*}{Pr} \left. \frac{\partial T^*}{\partial n} \right|_{\text{wall}}, \quad (5)$$

$$\lambda^* = \frac{\mu^*}{\rho^*} \sqrt{\frac{\pi}{2R^* T^*}}, \quad (6)$$

其中, V_{slip}^* 和 T_{slip}^* 分别代表滑移速度和跳跃温度, V^* 是壁面切向速度, n 代表壁面法向方向, λ^* 表示平均分子自由程, 下标 wall 代表壁面物理量. σ_u 和 σ_T 分别为切向动量适应系数和热适应系数. 适应系数的具体数值取决于气体种类与壁面条件 [26], 一般在 [0, 1] 的范围内. 适应系数随来流速度增大和飞行器壁面光滑程度提高而下降. 本研究中假设速度滑移系数和温度跳跃系数相同, 均取 $\sigma_u = \sigma_T = 0.4$ 以代表较强的滑移壁面.

为研究质量引射效应对边界层的影响, 本文在壁面引入均匀质量流量边界条件 [10,27,28]. 为了简化计算, 法向流率设为常值且满足:

$$m_w = \rho_w v_w. \quad (7)$$

在壁面处施加连续法向质量通量但壁面仍视为固壁边界, 不解析具体的喷射孔结构引射, 通过改变法向质量与能量通量反映其对边界层的扰动作用. 壁面温度条件为等温壁, 其中引射气体温度与壁面温度相同. 壁面压力条件满足以下 Neumann 法向动量守恒:

$$\frac{\partial (p + \rho v)}{\partial n} = 0. \quad (8)$$

2.3 线性稳定性理论

在线性稳定性理论中, 流动变量可以分解为基本平均量 $\bar{\phi} = [\rho, u, v, w, T]^T$ 与扰动量 $\phi' = [\rho', u', v', w', T']^T$ 叠加的形式:

$$\phi(x, y, z, t) = \bar{\phi}(x, y, z, t) + \phi'(x, y, z, t). \quad (9)$$

在局部平行流假设下, 忽略高阶非线性扰动项, 对小扰动方程进行线性化处理, 获得线性化小扰动方程. 随后根据平行性假设将扰动量表达为行波形式:

$$\phi' = \hat{\phi}(y) \exp[i(\alpha x + \beta z - \omega t)], \quad (10)$$

其中, $\hat{\phi}(y)$ 是扰动特征函数, ω 是扰动的角频率, α 和 β 分别代表扰动的流向波数和展向波数. 波数和角频率分别采用 $1/L^*$ 和 u_∞^*/L^* 进行无量纲化, 在空间模式稳定性分析中, 波数 $\alpha = \alpha_r + i\alpha_i$ 为复数, 角频率为实数, 扰动波以增长率 $-\alpha_i$ 沿流向空间增长. 将 (10) 式代入线性化扰动方程中整理即得到 O-S(Orr-Sommerfeld) 方程, 其形式为

$$\left(A \frac{d^2}{dy^2} + B \frac{d}{dy} + C \right) \hat{\phi} = 0, \quad (11)$$

其中, $\hat{\phi} = [\hat{\rho}, \hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{T}]$, A , B 和 C 是包含了基本流和扰动参数信息的 5×5 系数矩阵, 具体的参数可以参考 Malik^[29] 的工作. 对于连续流条件下的边界层流动, 通常可以采用以下无滑移等温壁面的小扰动边界条件表示:

$$y = 0: \hat{u} = \hat{v} = \hat{w} = \hat{T} = 0, \quad (12)$$

$$y \rightarrow \infty: \hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{T} \rightarrow 0. \quad (13)$$

在稀薄流动中, 由于壁面滑移效应的影响, 固壁处会出现明显的速度滑移和温度跳跃现象. 这种情况下, 壁面处存在的速度扰动与温度扰动不再可以忽略, 本研究采用上文提到的 M/S 滑移边界条件进行处理. 将速度和温度两种基本量分解为平均量和扰动量形式并代入 (5) 式中, 通过线性化处理得到滑移壁面的速度与温度小扰动边界条件:

$$\begin{aligned} y = 0: \hat{u} &= \frac{2 - \sigma_u}{\sigma_u} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \hat{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \hat{\lambda} \right), \\ \hat{w} &= \frac{2 - \sigma_u}{\sigma_u} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \hat{w}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial y} \hat{\lambda} \right), \\ \hat{T} &= \frac{2 - \sigma_T}{\sigma_T} \frac{2\gamma}{(\gamma + 1)Pr} \left(\bar{\lambda} \frac{\partial \hat{T}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{T}}{\partial y} \hat{\lambda} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

无量纲平均分子自由程 λ 可以表示为

$$\lambda = \frac{\mu}{\rho} \frac{Ma}{Re_L} \sqrt{\frac{\gamma\pi}{2T}}, \quad (15)$$

通过对其微分运算可得到

$$\begin{aligned} \hat{\lambda} &= \frac{\partial \lambda}{\partial \rho} \hat{\rho} + \frac{\partial \lambda}{\partial T} \hat{T} + \frac{\partial \lambda}{\partial \mu} \hat{\mu} \\ &= \frac{Ma}{Re_L} \sqrt{\frac{\pi\gamma}{2}} \left(\frac{1}{\bar{\rho}\sqrt{\bar{T}}} \hat{\mu} - \frac{\bar{\mu}}{\bar{\rho}^2\sqrt{\bar{T}}} \hat{\rho} - \frac{\bar{\mu}}{2\bar{\rho}} \frac{1}{\bar{T}^{3/2}} \hat{T} \right), \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $\hat{\mu} = (d\mu/dT) \hat{T}$. 对于滑移流动, 壁面处速度和温度的每个扰动都包含两项, 第 1 项代表扰动梯度与壁面附近气体分子平均自由程的贡献; 第 2 项表示基本流梯度与平均自由程扰动的乘积的贡献, 该项在高速可压缩流动中不可忽略. 当前的壁面滑移扰动边界条件可以有效适用于跨流域边界层流动的壁面扰动边界, 能够在连续流的情况下 (平均分子自由程及其扰动趋近于 0) 回归到传统的无滑移壁面扰动边界条件.

O-S 方程结合齐次边界条件构成特征值问题. 针对 ODE 方程组, 本文采用内部开发的单区域切比雪夫谱配置法和四阶紧致差分法进行离散求解, 获得精确的特征值及特征函数. 该程序在前期研究工作中已经得到了广泛的验证^[16,30], 具体的程序验证这里不再给出.

3 计算结果与分析

3.1 工况设置与网格无关性验证

选取高超声速平板边界层作为研究对象. 工况中来流马赫数为 5, 来流密度 $\rho_\infty^* = 7.23 \times 10^{-3} \text{ kg/m}^3$ 和压强 $p_\infty^* = 135.3 \text{ Pa}$ 与海拔高度 38 km 处的大气参数接近, 对应的来流单位雷诺数为 $Re_{\text{unit}} = 1.34 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. 来流温度 $T_\infty^* = 65.15 \text{ K}$, 平板壁面温度 $T_w^* = 300 \text{ K}$, 普朗特数 $Pr = 0.72$, 比热比 $\gamma = 1.4$.

为了探究滑移效应和引射效应对平板边界层的稳定性影响, 首先通过 DNS 方法结合滑移或引射边界条件计算得到二维平板的基本流场, 再通过上述建立的 LST 方法进行稳定性分析. 具体的工况设置如表 1 所示.

二维计算域设置为 $0 \leq x^* \leq 2.0 \text{ m}$ 和 $0 \leq y^* \leq 0.1 \text{ m}$. 采用数值方法生成平板网格, 流向方向采用 8001 个点, 在平板前缘进行加密以便精确捕捉前缘激波, 网格起始点前采用对称边界条件. 法向

方向共 201 个点, 采用指数型函数拉伸分布以精确解析边界层内流动. 入口采用来流条件, 上边界采用无反射边界条件, 出口条件为超声速出口条件, 其中平板模型不考虑厚度, 采用等温壁面边界模型. 具体的模型示意图参考图 1.

表 1 算例壁面参数设置

Table 1. Wall-boundary setups for all cases.

Cases	质量引射流量 F	滑移效应适应系数 σ
C_{ref}	Off	Off
C_1	0.0002	Off
C_2	0.0001	Off
C_{1C}	0.0002	0.4
C_{2C}	0.0001	0.4
C_3	Off	0.4

壁面引射方式采用均匀质量流量引射, 质量流量 m_w 根据 (7) 式计算, 具体的引射流量参数详见表 1 设置. 值得注意的是, LST 方法基于局部平行性假设, 由于引射作用的影响, 过大的壁面气体引射可能会破坏边界层平行性假设而导致 LST 方法失效. 因此, 本文选取的质量流量保持在 $v_w \leq 1/Re_L$ 的阈值以内, 以满足 LST 方法对平行性假设的需要 [31,32]. 其中 v_w 代表无量纲法向速度,

Re_L 基于 Blasius 参考长度 L_b^* 计算得到:

$$L_b^* = \sqrt{\mu_\infty^* x^* / \rho_\infty^* u_\infty^*},$$

$$Re_L = \frac{\rho_\infty^* u_\infty^* L_b^*}{\mu_\infty^*} = \sqrt{\frac{\rho_\infty^* u_\infty^* x^*}{\mu_\infty^*}} = \sqrt{Re_x}. \quad (17)$$

网格无关性验证是数值模拟中不可或缺的一步. 本文采用一套更密的网格 $N_x \times N_y = 10001 \times 301$ 针对 C_1 工况开展网格无关性验证. 图 2(a) 给出了考虑滑移和引射 ($F = 0.0002$) 条件下, 采用 DNS 计算两套不同分辨率网格得到基本流流向速度与温度的法向分布型. 可以发现, 两套网络的计算结果几乎重合, 这表明当前使用的网格已经足够精细获得准确的层流基本解. 图 2(b) 展示了两套网格得到的基本流场经过 LST 分析后获取的慢模态增长率随频率变化, 结果表明当前的网格数量满足 LST 分析的网格无关性.

3.2 质量引射和滑移效应对边界层基本流的影响

为了探究质量引射和滑移效应对边界层基本流的影响, 通过 DNS 获取不同工况下的层流定常解. 图 3(a), (b) 展示 $x^* = 0.746$ m 处不同引射流量和滑移效应影响下的流向速度和温度沿法向分

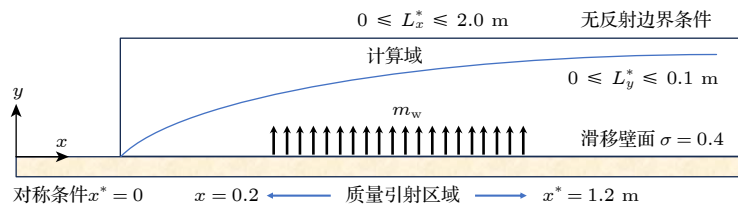


图 1 平板模型示意图

Fig. 1. Flat model schematic.

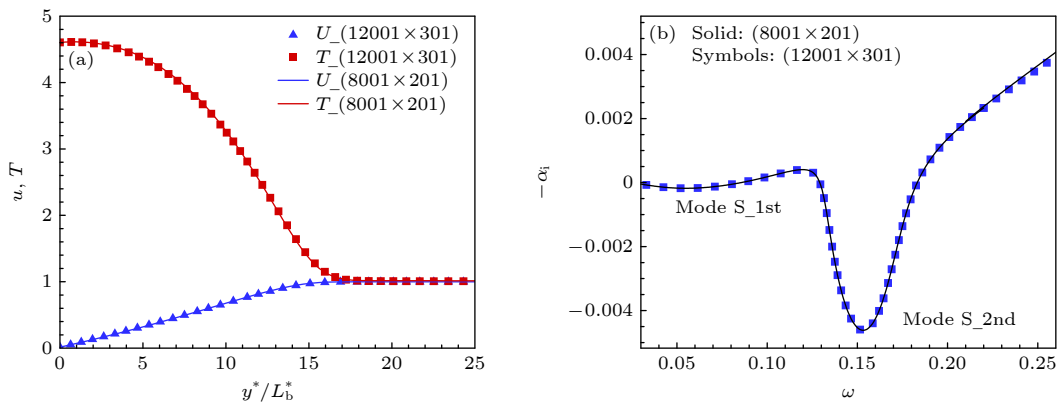


图 2 不同网格下 (a) 基本流流向速度与温度的法向分布型 ($Re_L = 1000$); (b) 增长率随频率变化分布 (慢模态, $\beta = 0$)

Fig. 2. (a) Distribution of basic flow velocity and temperature across different grids ($Re_L = 1000$); (b) frequency-dependent distribution of growth rate (mode S, $\beta = 0$).

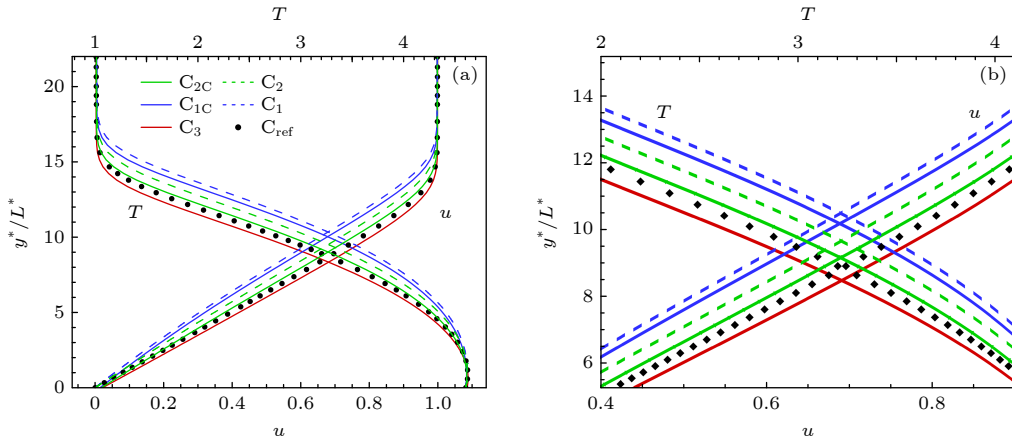


图 3 基本流 (a) 流向速度和温度沿法向分布 ($x^* = 0.746$ m 处); (b) 流向速度和温度沿法向分布局部放大图
 Fig. 3. Base flow: (a) Streamwise velocity and temperature distribution along the y direction at $x^* = 0.746$ m; (b) localized enlargement of velocity and temperature distribution.

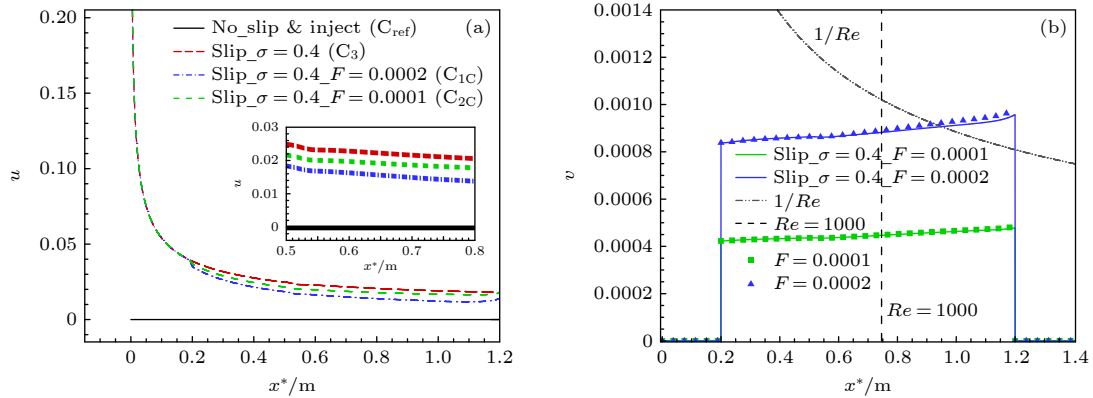


图 4 基本流 (a) 壁面流向速度沿流向分布; (b) 壁面法向速度沿流向分布
 Fig. 4. Base flow: (a) Streamwise velocity distribution along the x direction; (b) normal velocity distribution along the x direction.

布图, 其中虚线代表不同质量流量引射条件下的速度和温度分布, 实线代表不同引射流量下耦合壁面滑移效应的边界层, 黑色符号表示参考算例 (C_{ref}), 红色实线表示滑移系数为 $\sigma = 0.4$ 的滑移壁边界层流动. 结果表明, 随着质量引射流量增大, 边界层厚度增大, 导致壁面处的速度梯度减小. 相反, 滑移效应会导致边界层厚度减小 (图中红色曲线), 且随滑移效应增强而进一步变薄. 此外, 考虑滑移效应后, 可以削弱壁面质量引射效应使边界层厚度增加的程度.

图 4(a) 给出了不同模型的壁面滑移速度沿流向分布. 可以发现, 滑移效应在平板前缘达到最大值, 然后随着流向位置的增加逐渐减小. 此外, 质量引射效应会导致滑移流向速度减小, 且该效应随质量流量增大愈发明显; 换言之, 质量引射效应会抑制速度滑移. 图 4(b) 给出了壁面法向速度随流向位置的分布. 结果表明, 滑移效应对不同质量流

量条件下壁面法向速度的影响可以忽略, 当前选取的典型流向站位 ($Re_L = 1000$ 处) 在平行性假设成立的合理阈值内.

广义拐点 $g = \partial(\rho \partial u / \partial y) / \partial y$ 对预测可压缩边界层流动不稳定性具有重要意义. 图 5 给出了不同壁面模型对广义拐点法向分布的影响. 从图 5 可以

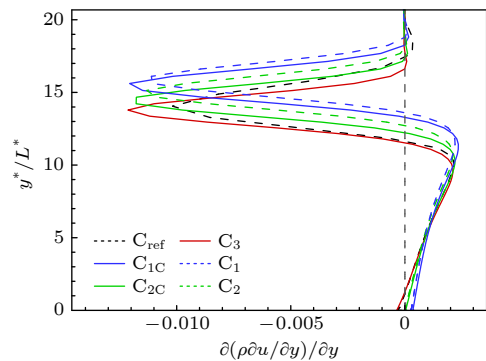


图 5 广义拐点沿法向的分布情况
 Fig. 5. Distribution of generalized inflection points.

看出边界层内存在两个广义拐点, 广义拐点的法向位置随质量引射流量的增大而偏离壁面, 而在考虑滑移效应后向靠近壁面方向移动.

3.3 质量引射和滑移效应对边界层稳定性的影响

在研究引射气体质量流量和滑移效应对基本流影响的基础上, 进一步分析其对边界层流动稳定性的影响. 图 6 给出了不同模型在流向位置 $Re_L = 1000$ 处模态增长率随频率的变化, 其中增长率 α_i 和频率 ω 通过无量纲化处理. 可以看出, 快模态 (F) 始终是稳定的, 而在某些频率范围内, 慢模态 (S) 可能变得不稳定 $-\alpha_i > 0$, 根据 Mack 的命名体系 [33], 这种情况下的慢模态可根据频率大小被定义为第一模态或第二模态.

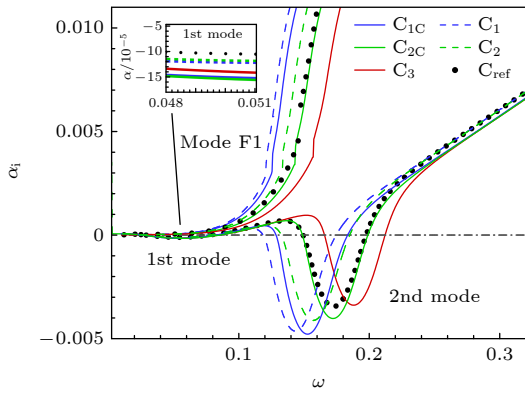


图 6 二维快模态与慢模态增长率随频率变化
Fig. 6. Comparison of growth rates varying with frequency.

结果表明, 对于快模态, 质量引射效应影响其模态的衰减率增强, 且随质量流量增大模态衰减率越强; 对于慢模态, 第二模态在高超声速边界层流动中占据主导, 第二模态增长率随壁面质量流量增大而增大, 并促使最不稳定性频率向低频移动, 换言之, 质量引射效应会促进第二模态失稳, 这些结论与以往研究类似 [10]. 如果同时考虑滑移效应, 滑移效应会削弱质量引射对第二模态的促进作用, 减弱第二模态向低频方向移动的趋势, 但在较强的吹流下 (如 C_{1C} , $F = 0.0002$), 其稳定化作用不足以完全抑制引射引起的强不稳定性. 对于第一模态, 滑移效应会增强质量引射对第一模态失稳的促进作用.

图 7 展示了不同效应影响下的二维慢模态最大增长率沿流向分布. 结果表明, 在引射起始位置

($x^* > 0.2$ m) 之后, 第二模态的最大增长率随质量流量增大而明显上升. 由于平板前缘滑移效应显著, 考虑滑移效应后, 降低了平板前缘第二模态的最大增长率的上升幅度, 并且不稳定第二模态的出现被推迟. 对于第一模态, 考虑质量引射和滑移效应增加了第一模态的最大增长率, 其中滑移效应是主导该变化的主要因素.

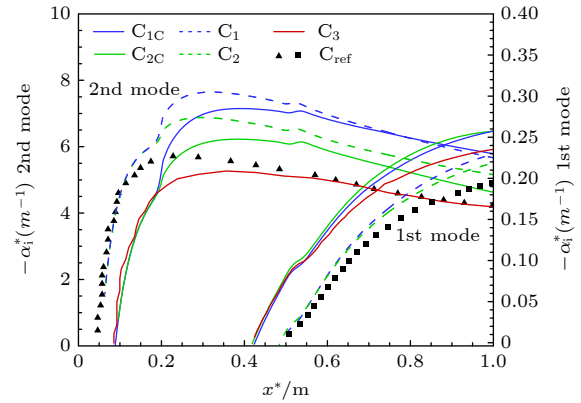


图 7 二维慢模态最大增长率
Fig. 7. Maximum growth rate of mode S.

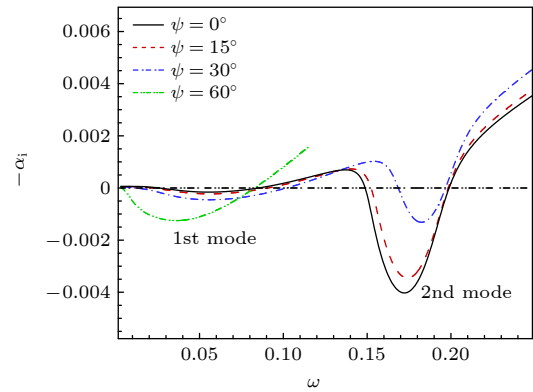


图 8 不同波角三维慢模态的增长率随角频率的变化 (C_{2C})
Fig. 8. The variation of growth rate with angular frequency of three-dimensional mode S waves at different wave angles in case C_{2C} .

为了进一步探究滑移与质量引射耦合效应对三维模态的不稳定特征影响机制, 图 8 给出了质量流量 $F = 0.0001$ 以及滑移系数 $\sigma = 0.4$ (即 C_{2C} 工况) 下不同波角 ψ 的慢模态在流向位置 $Re_L = 1000$ 处增长率随角频率变化的情况. 可以看出在滑移和质量引射共存时, 对于第一模态, 三维波更加不稳定, 而对于第二模态, 三维波更加稳定, 二维波最不稳定, 这与传统稳定性理论一致. 图 9 展示了不同引射流量及滑移效应在不同波角下三维慢模态

的增长率随角频率变化对比. 结果表明, 对于三维模态而言, 质量引射强度显著增大了三维第二模态的最大增长率, 略微促进三维第一模态失稳. 同时考虑质量引射和滑移效应情况下, 滑移效应抑制了质量引射对三维第二模态的促进作用, 并使三维第一模态更加不稳定.

图 10 所示为不同模型下的快模态与慢模态相速度对比, 其中, 相速度 $C_r = \omega/\alpha_r$. 图 10(a), (b) 分别展示了固定流向位置 $Re_L = 1000$ 处和固定频率

$F = 2.4 \times 10^{-3}$ 快、慢模态相速度分布. 可以发现, 壁面质量引射效应会促进快模态的相速度衰减, 略微增大慢模态的相速度. 因此, 随着质量引射效应的增强, 快模态与慢模态的同步点位置会向上游移动, 这意味着第二模态将会提前. 与之相反的是, 滑移效应会推迟快、慢模态的同步机制. 考虑滑移效应后, 滑移效应抑制了质量引射导致的快、慢模态同步点上游提前趋势, 在引射率较低 ($F = 0.0001$) 时, 快、慢同步发生与无引射情况下接近.

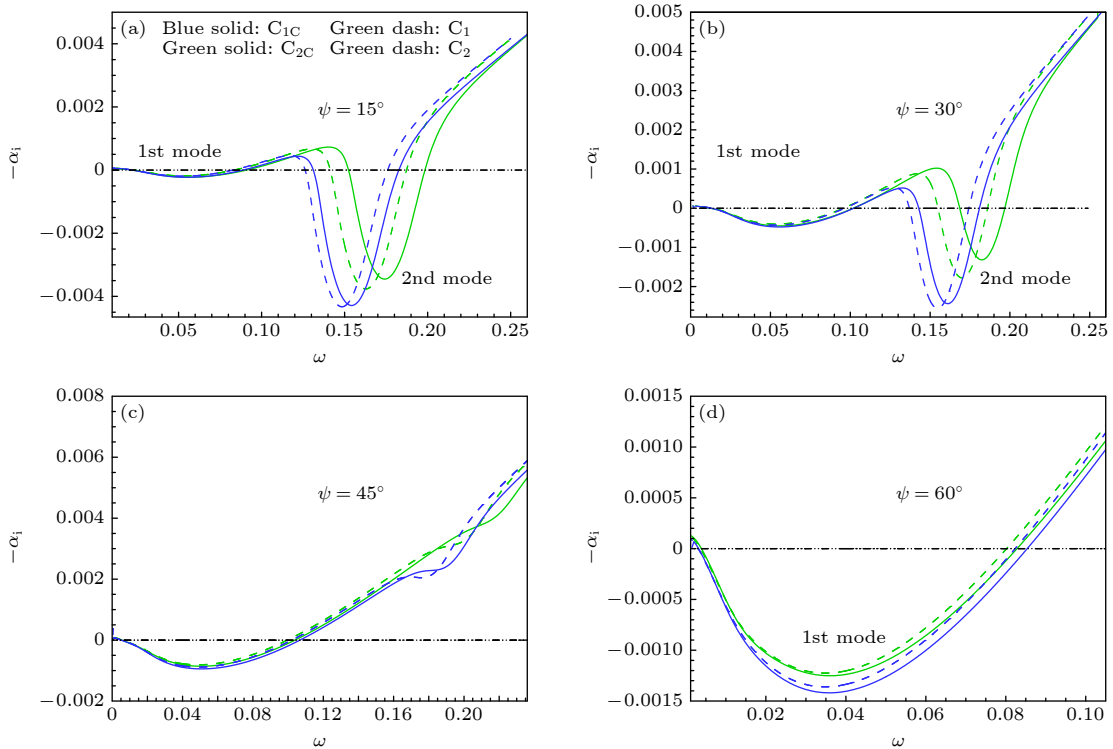


图 9 不同波角三维慢模态的增长率随角频率变化对比 (a) 15°; (b) 30°; (c) 45°; (d) 60°

Fig. 9. The variation of the growth rate with angular frequency for three-dimensional mode S at various wave angles: (a) 15°; (b) 30°; (c) 45°; (d) 60°.

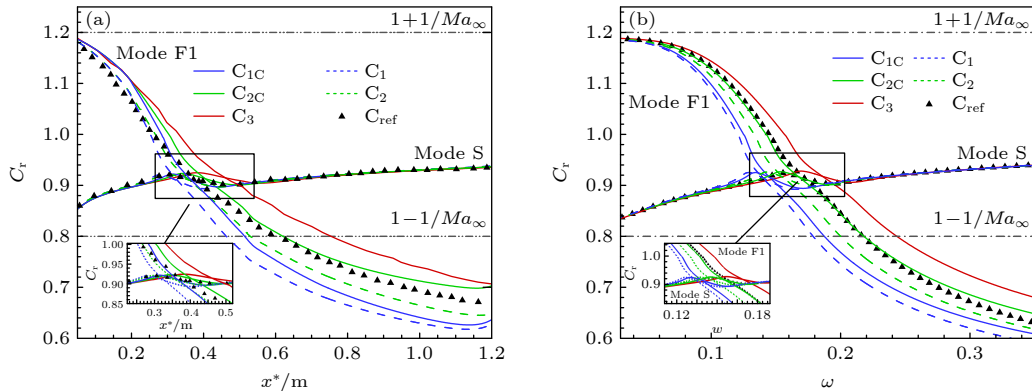


图 10 快模态与慢模态相速度分布对比 (a) 固定频率 $F = 2.4 \times 10^{-3}$; (b) 固定位置 $Re_L = 1000$

Fig. 10. Phase velocity of modes F and S: (a) Fixed frequency $F = 2.4 \times 10^{-3}$; (b) fixed streamwise location at $Re_L = 1000$.

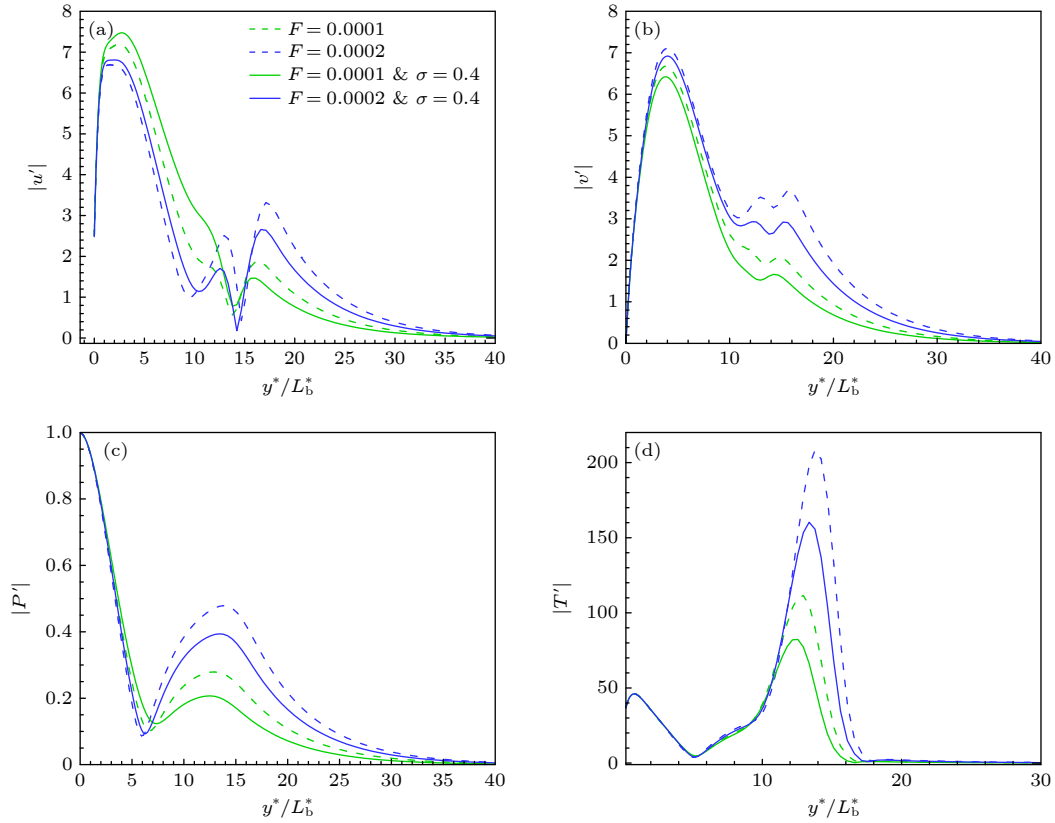


图 11 扰动特征函数幅值分布 ($\omega = 0.18, \beta = 0$) (a) 流向速度扰动; (b) 法向速度扰动; (c) 压力扰动; (d) 温度扰动
 Fig. 11. Comparisons of the eigenfunction magnitudes ($\omega = 0.18, \beta = 0$): (a) Streamwise velocity; (b) normal velocity; (c) pressure; (d) temperature.

为分析考虑壁面滑移影响下不同质量引射率对扰动特征函数的影响, 取频率 $\omega = 0.18$ 慢模态对应的速度、压力特征函数幅值法向分布如图 11 所示. 可以发现, 不同壁面模型得到的扰动函数形状基本一致, 考虑滑移效应和质量引射效应对壁面附近的模态特征函数影响很小. 然而, 随着质量流量增大, 边界层附近的流动速度、压力和温度扰动幅值逐渐增大, 同时考虑滑移效应和引射效应后扰动函数的幅值相比只考虑引射效应时明显下降.

图 12 给出了不同引射质量流量和滑移效应影响下的中性曲线分布. 从图 12 可以看出, 第一模态不稳定的范围基本不随质量引射效应的增强而变化, 但会随着滑移效应的出现逐渐向上游移动, 同时第一模态的不稳定区域扩大. 对于第二模态不稳定范围而言, 在质量引射起始区域后 ($x^* \geq 0.2$ m), 图中蓝、绿曲线的第二模态区域相较 C_{ref} 有明显下移, 不稳定区域放大, 说明质量引射影响第二模态往低频移动并增强了第二模态的不稳定性, 这是因为质量引射令边界层厚度增大, 而第二模态不稳定波的波长与边界层厚度成正比. 在同样质量流量引

射下, 引入滑移边界 (C_{1C}, C_{2C}) 后, 中性曲线略向上平移.

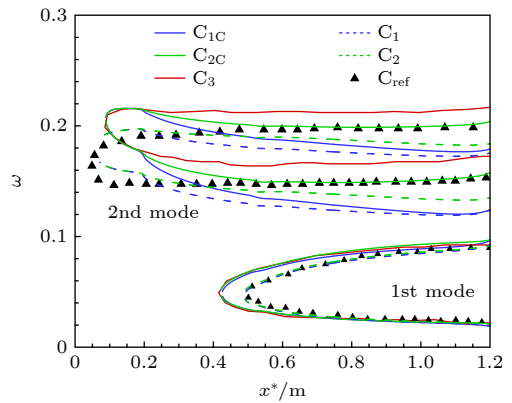


图 12 中性曲线对比
 Fig. 12. Comparisons of the neutral stability curves.

在线性稳定性分析中, 不同频率的扰动波会在流向上的不同位置进入不稳定区. 当扰动波进入不稳定区域, 其振幅便会随着流向逐渐增大. 利用线性稳定性理论计算出扰动沿流向传播时的增长规律, 将扰动放大的倍数采用指数形式表示, 即 eN

方法. 对某个流向位置 x 处, 扰动的放大因子通常定义为

$$N(f, x) = \int_{x_0}^{x_1} -\alpha_i dx, \quad (18)$$

其中, x_0 是扰动进入不稳定区域的起始位置, α_i 是该位置某频率的增长率. 为了考察不稳定模态在流向增长的积分, 通过绘制不同频率下 N 值曲线的包络线可以得到最大 N 值分布. 如图 13 所示, 第二模态的积分增长随着引射流量的升高而增大, 这是因为质量引射效应增大了第二模态的局部增长率, 并提前了其不稳定区域的出现. 对于同一质量流量来说, 考虑滑移效应会抑制第二模态的积分增长.

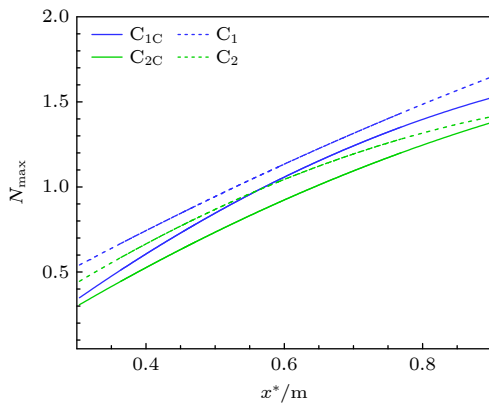


图 13 最大 N 值分布

Fig. 13. The maximum N -factor distribution.

3.4 不同引射区域和滑移效应对边界层流动稳定性影响

为了进一步探究局部稀薄效应影响下合理布局引射区域, 本节针对不同引射区域布局下的流动稳定性开展研究. 图 14 给出了不考虑滑移效应以

及无引射工况下, 不稳定模态增长率的流向分布情况, 其中不稳定模态的无量纲角频率范围在 $\omega = 0.12-0.3$ 之间, 由不同颜色曲线代表. 可以发现, 在平板计算域内, 无量纲角频率 $\omega = 0.15$ 对扰动放大因子最大 N 值的贡献较大. 图 14(b) 给出了不同频率的快、慢模态相速度随流向分布与快、慢同步点位置. 考虑到快、慢模态的“同步机制”会激发出 Mack 第二模态以及更高阶模态, 将引射区域设置在不同频率的同步点前后的区域以及全局引射, 具体设置参数如表 2 所示. 同样, 为考虑在不同位置引射的条件下滑移效应对不稳定模态的影响机制, 计算了引射效应和滑移效应耦合的算例以作对比.

表 2 引射参数设置

Table 2. Inject setups for all cases.

Cases	B_{ref}	B1	B2	B3	B4
引射区域	None	0.2—0.3 m	0.4—0.5 m	0.75—0.85 m	0—1.2 m

考虑到在当前马赫数下第二模态占据主导, 因此本节研究主要探究不稳定第二模态在区域引射效应和滑移效应影响下的变化趋势. 图 15 展示了不同引射区域布局策略下不稳定第二模态增长率随流向分布情况, 可以发现, 所有引射条带上的第二模态不稳定区域减小, 不稳定频率增长率增大. 以图 15(a) 为例, 引射条带上模态的不稳定区域约为参考算例的 94%, 增长率峰值有所上升. 从图 15(a) 中可以看出, 当引射区域设置在 $x^* = 0.2-0.3$ m 时, 同步点位于引射区域之后的频率 (即角频率 $\omega < 0.3$) 被激发. 随着引射区域往下游移动, 图 15(b) 中同步点位于引射区域之后的频率同样被激发, 例如 $\omega = 0.18$ 的角频率的最大增长率明显

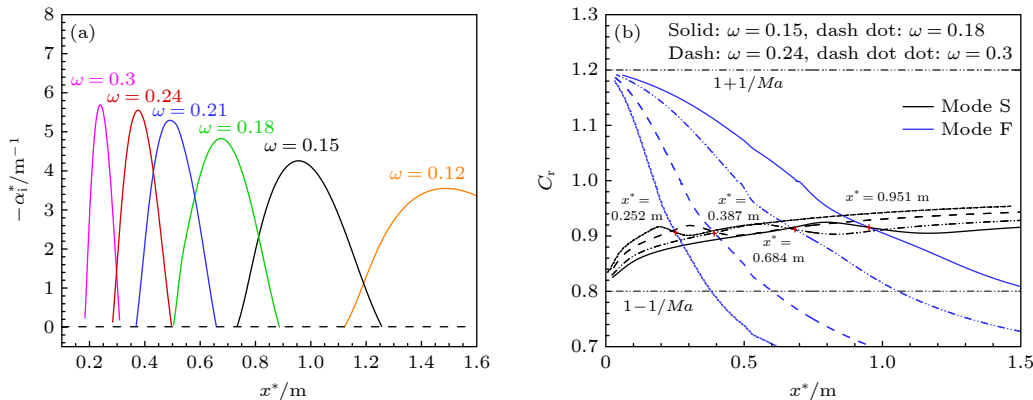


图 14 无引射工况 (工况 B_{ref}) (a) 不稳定模态的增长率; (b) 不稳定模态的快、慢模态相速度

Fig. 14. Under the no-injection condition (B_{ref}): (a) Growth rate of unstable modes; (b) phase velocity of modes F and S.

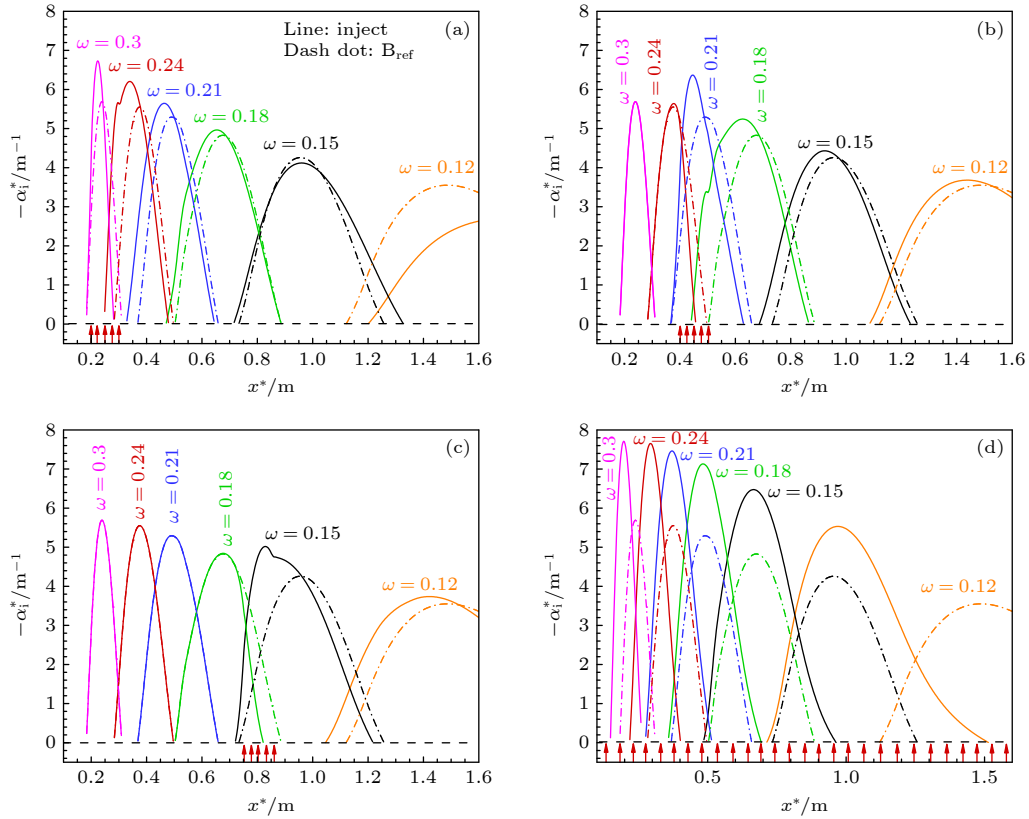


图 15 无滑移效应下不同引射区域的不稳定模态增长率 (a) B1 $x^* = 0.2-0.3$ m; (b) B2 $x^* = 0.4-0.5$ m; (c) B3 $x^* = 0.75-0.85$ m; (d) B4 $x^* = 0-1.2$ m

Fig. 15. Growth rates of unstable modes in cases of inject at different locations without effects of slip: (a) B1 $x^* = 0.2-0.3$ m; (b) B2 $x^* = 0.4-0.5$ m; (c) B3 $x^* = 0.75-0.85$ m; (d) B4 $x^* = 0-1.2$ m.

提高且不稳定区域扩大. 然而, 对于同步点位于该区域上游附近的频率被抑制, 图 15(b) 中角频率 $\omega = 0.24$ 以及图 15(c) 中角频率 $\omega = 0.18$ 的不稳定区域明显减小, 其同步点正位于引射区域的上游附近. 图 15(c) 中同步点刚好位于引射区域下游的角频率 $\omega = 0.15$ 的最大增长率相比参考算例增大. 另外, 远离引射区域的上游频率基本不受影响. 当引射区域设置在全平板时, 图 15(d) 中所有的不稳定第二模态都被激发, 对应的不稳定区域提前. 因此, 当引射区域布置在平板内主导频率同步点的下游, 可以抑制该主导频率的第二模态不稳定性; 相反, 当引射区域布置在平板主导频率同步点的上游, 会激发不稳定第二模态失稳. 本文这些理论分析结果佐证了 Liu 等^[8] 相关说法.

为了进一步探究不同不稳定频率对扰动积分增长的贡献, 图 16 展示了不同引射区域下扰动积分最大 N 值分布, 其中不同颜色的曲线代表着不同引射区域 B1—B4 工况下的 N 值包络线. 可以发现, 局部区域质量引射会抑制同步点位于其上游附近的频率, 导致 N 值包络线在引射区域明显趋

于“平缓”. 对于那些同步点在远离引射区域的上游频率, 例如在 B3 算例中上游角频率 $\omega = 0.24-0.3$ 的积分增长 N 值与参考算例 B_{ref} 的 N 值一致, 受引射效应影响甚微. 然而, 由于同步点位于引射区域下游的不稳定频率被激发, 这导致对应的积分增长 N 值在引射区域下游出现骤升, 而在更下游区域恢复正常的增长.

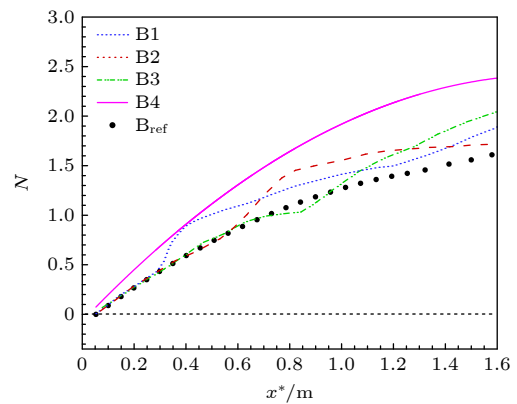


图 16 不同区域仅考虑引射的最大 N 值对比

Fig. 16. Comparison of N -factor envelopes in cases of only inject at different locations.

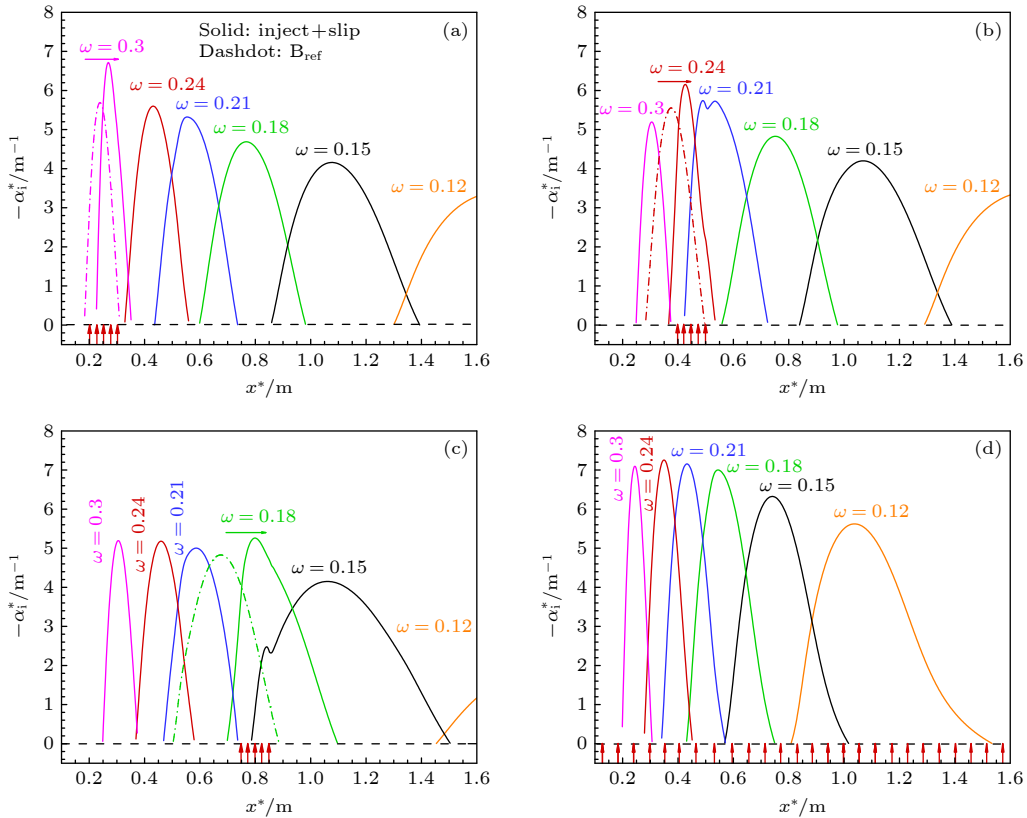


图 17 考虑滑移效应下不同引射区域的不稳定模态增长率 (a) B1 $x^* = 0.2-0.3$ m; (b) B2 $x^* = 0.4-0.5$ m; (c) B3 $x^* = 0.75-0.85$ m; (d) B4 $x^* = 0-1.2$ m

Fig. 17. Growth rates of unstable modes in cases of inject at different locations considering the effects of slip: (a) B1 $x^* = 0.2-0.3$ m; (b) B2 $x^* = 0.4-0.5$ m; (c) B3 $x^* = 0.75-0.85$ m; (d) B4 $x^* = 0-1.2$ m.

考虑到滑移效应对边界层稳定性存在重要影响,尤其是对不稳定频率的同步点位置以及最大增长率等有着不可忽略的影响.因此,在上述相同的引射区域布局的基础上,将滑移效应纳入考虑因素之中.图 17 给出了考虑滑移效应影响下不同引射区域的不稳定模态增长率随流向分布,可以发现无论何种引射方式,所有的不稳定频率都向下游移动.然而值得注意的是,角频率 $\omega = 0.24$ 的同步点原本位于引射区域上游附近(如图 15(b)),在滑移效应对不稳定频率区域的“推迟”作用下移动到引射区域下游附近.受到引射效应对下游频率的激发作用,图 17(b) 中角频率 $\omega = 0.24$ 的最大增长率增大.同样考虑滑移效应后,图 17(c) 中 $\omega = 0.15$ 频率最大增长率对应的流向位置显著往下游移动,且该频率不稳定性显著激发,这表明同步点位于引射区域下游的频率会被激发这一结论在滑移流动中同样适用,而由于滑移作用对不稳定模态有着明显的“推迟”作用,有些原本同步点处于引射区域上游的模式会在滑移效应影响下延迟至引射区域下游

而导致其被激发.尤其是针对计算区域内的主导频率而言,该影响可能会直接影响不稳定模态的扰动积分.如图 18 所示,由于激发了 $\omega = 0.15$ 附近的主导频率,在最大 N 值分布中, B3 工况对应的绿色曲线在当前计算域内整体高于另外两种区域引射方式(B1 和 B2).

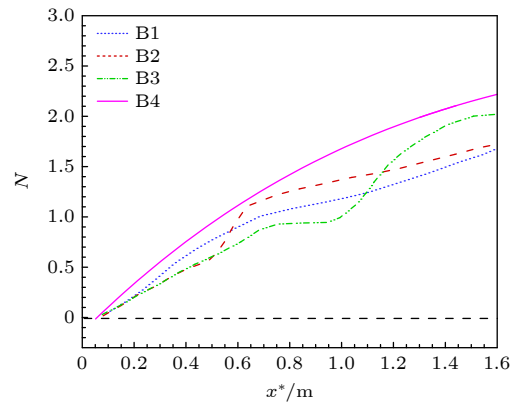


图 18 考虑滑移效应影响下不同区域引射的最大 N 值对比
Fig. 18. Comparison of N -factor envelopes in cases of inject at different locations under slip effect influence.

表 3 B2 中不稳定模态的扰动放大因子 N 值对比
Table 3. Comparison of N values of unstable modes in B2.

	频率								
	0.26	0.25	0.24	0.23	0.22	0.21	0.20	0.18	0.15
	同步点位于引射区域的上游					同步点位于引射区域的下游			
None	0.634	0.687	0.746	0.806	0.878	0.967	1.045	1.179	1.375
引射	0.608	0.616	0.619	0.639	0.734	0.995	1.187	1.488	1.476
滑移+引射	0.468	0.494	0.592	0.773	0.994	1.182	1.294	1.267	1.471

表 3 详细给出了引射区域位于 $x^* = 0.4\text{--}0.5\text{ m}$ 的 B2 工况中引射和滑移效应对不稳定模态扰动放大因子 N 值的具体数值对比。可以看出,对于不考虑滑移效应的情况下,无量纲角频率大于 $\omega = 0.21$ 的模态被抑制,这些频率的同步点位置位于引射区域内以及上游。而对于同步点在引射区域下游的不稳定模态,例如 $\omega = 0.20$ 以及下游的模态都被激发。在考虑滑移效应前提下,不稳定模态的同步点由滑移效应的“推迟”作用延迟到引射区域的下游而受到了激发,以 $\omega = 0.23$ 为界小于该频率的模态全部受到激发。图 19 给出了 B2 工况中是否考虑滑移效应下最大 N 值的包络线对比。考虑滑移效应后最大 N 值相比无滑移情况在引射区域下游提前跃升,以致在特定区域内(图中 $x^* = 0.58\text{--}0.65\text{ m}$)甚至超过无滑移情况。这归因于原先处于引射区域及上游模态,在滑移效应的推迟影响下延迟至引射区域下游而被激发。

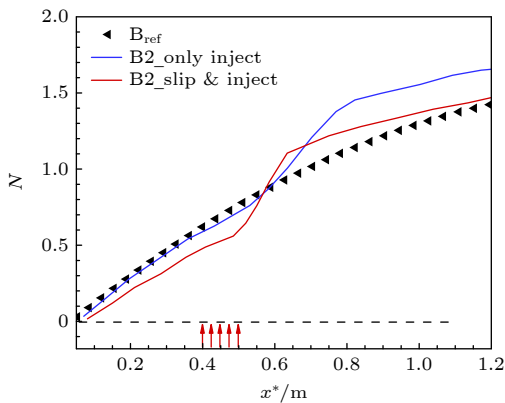


图 19 B2 中不稳定模态的扰动放大因子最大 N 值对比
Fig. 19. Comparison of N envelop of unstable modes in B2.

4 结 论

面向跨域高马赫数飞行器飞行过程中所面临的局部稀薄效应,为满足热防护和减阻需求采用的主动质量引射技术,本文建立了同时考虑壁面质量

引射与 M/S 滑移边界的小扰动线性稳定性分析框架,并以 $Ma = 5$ 的高超声速平板边界层为研究对象揭示两种效应耦合下的多模态失稳机理和工程可用的引射布局准则。主要结论如下。

1) 基本流机理(边界层厚度、边界层速度/温度分布、壁面滑移速度、广义拐点)。质量引射效应使边界层厚度增大,滑移边界条件则削弱了这种增厚趋势,使得近壁速度分布趋于平缓。滑移效应在平板前缘达到最大值,随着流向位置的增加逐渐减小,而考虑质量引射效应会导致滑移速度减小。广义拐点的法向位置随质量引射流量的增加而偏离壁面,而在考虑滑移效应后向靠近壁面方向移动。

2) 不稳定模态机理(第一、第二模态失稳机理)。质量引射使不稳定第二模态的增长率增加,并促使最不稳定频率向低频方向偏移,快、慢模态同步点向上游移动。当进一步考虑质量引射和滑移的耦合效应时,滑移效应的作用与质量引射效果趋势大致相反,滑移效应会延迟快、慢同步位置,部分抵消质量引射效应所造成的提前趋势和模态不稳定程度,前者对第二模态的抑制作用弱于后者的促进作用,整体上仍然是促进失稳的。对于第一模态,考虑质量引射和滑移效应都会增加第一模态的最大增长率,导致第一模态整体上更加不稳定。这意味着当第一模态的不稳定性在边界层转捩中占据主导地位时,需特别注意主/被动引射流量和滑移效应的影响导致转捩提前发生。

3) 特征函数和 不稳定模态积分增长。随着引射质量流量增大,近壁扰动特征函数幅值整体增强,并使第二模态不稳定区扩大且向低频迁移;引入滑移后,特征函数幅值相较仅引射情况明显降低,同时第二模态中性曲线略上抬(失稳减弱),而第一模态不稳定区扩大。相应地,扰动积分放大规律一致:引射提高第二模态 N 因子水平,而滑移对第二模态的 N 因子增长具有抑制作用。

4) 工程准则(引射条带布置策略)。将引射区

域布置在平板的不同位置时,同步点位于引射区域之后的不稳定第二模态会被激发,而同步点位于引射区域上游附近的不稳定模态会被抑制.当引射区域布置在全计算域内,所有的不稳定第二模态都会激发.合理地将引射区域布置于计算域中主导频率同步点的下游,可以减小扰动的积分增长以达到稳定的作用.考虑滑移效应后不稳定第二模态推迟,不稳定区域往下游移动.这会导致原有的引射区域无法准确地布置到计算区域中主导频率的下游,若此时主导频率同步点处于引射区域内或者延迟到引射区域之后,反而激发了不稳定第二模态,会导致平板边界层失稳.因此当边界层面临滑移效应影响时,引射区域布置相比无滑移情况应根据滑移强度适当往下游移动.

综上,本文建立了考虑气体引射效应和滑移效应的流动稳定性分析手段,针对高超声速平板边界层开展了基本流变化、不稳定模态影响机理、积分 N 值判据、引射条带布局准则等多项分析,给出了可用于考虑滑移效应影响下的气体引射热防护系统设计的稳定性判据与布局指导,为跨域飞行器在局部稀薄环境下的转换调控提供了机理依据.

数据可用性声明

支撑本研究成果的数据集可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00273> 中访问获取.

参考文献

- [1] Lin T C 2008 *J. Spacecr Rockets* **45** 165
- [2] Zhu G S, Yao S Y, Duan Y 2023 *Acta Aeronaut. Astronaut. Sin.* **44** 529049 (in Chinese) [朱广生, 姚世勇, 段毅 2023 航空学报 **44** 529049]
- [3] Uyanna O, Najafi H 2020 *Acta Astronaut.* **176** 341
- [4] Wang W, Tao G C, Ke D D, Luo J Q, Cui J H 2023 *Appl. Therm. Eng.* **223** 119831
- [5] Joseph G, Marvin, Clifford M. Akin 1970 *AIAA J* **8** 857
- [6] Pappas C C, Okuno A F 1960 *J. Aerosp. Sci.* **27** 321
- [7] Camillo G P, Wagner A, Dittert C, Benjamin L, Wartemann V, Neumann J, Hink R 2020 *Exp. Fluids* **61** 162
- [8] Liu X, Zhao R, Wen C, Yuan W 2024 *Acta Mech.* **235** 1109
- [9] Li F, Choudhari M, Chang C L, White J 2013 *Phys. Fluids* **25** 104107
- [10] Ghaffari S, Marxen O, Iaccarino G, Shaqfeh E 2010 *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 4, 2010 p706
- [11] Li J 2019 *M. S. Thesis* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [李瑾 2019 硕士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [12] Miró Miró F, Pinna F 2020 *J. Fluid Mech.* **890** R4
- [13] He X, Zhang K, Cai C P 2019 *Fluids* **4** 142
- [14] Klothakis A, Quintanilha H, Sawant S S, Protopapadakis E, Theofilis V, Levin D A 2022 *Theor. Comput. Fluid Dyn.* **36** 117
- [15] Ou J H, Chen J 2021 *Phys. Fluids* **33** 114107
- [16] Zhang L, Jiang Z, Liu H, Chen W 2023 *Int. J. Comput. Fluid Dyn.* **37** 747
- [17] Wang C Y, Ou J H, Chen J 2025 *Phys. Rev. Fluids* **10** 093901
- [18] Zou S, Bi L, Zhong C W, Yuan X X, Tang Z G 2023 *J. Fluid Mech.* **963** A33
- [19] Zou S, Zhong C W, Bi L, Yuan X X, Tang Z G 2022 *Phys. Fluids* **34** 124114
- [20] Li X L, Fu D X, Ma Y W 2008 *AIAA J.* **46** 2899
- [21] Guo T B, Tong F L, Ji X X, Li X L 2024 *Phys. Fluids* **36** 046122
- [22] Liang X, Li X L 2013 *Sci. China Phys. Mech. Astron.* **56** 1408
- [23] Boyd I D, Chen G, Candler G V 1995 *Phys. Fluids* **7** 210
- [24] Maxwell J C 1878 *Proc. Roy. Soc.* **27** 304
- [25] Smoluchowski S M 1898 *Ann. Phys.* **300** 101
- [26] Zhang W M, Meng G, Wei X Y 2012 *Microfluid. Nanofluidics* **13** 845
- [27] Malik M R 1989 *AIAA J.* **27** 1487
- [28] Johnson H B, Gronvall J E, Candler G V 2009 *47th AIAA Aerospace Sciences Meeting including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition* Orlando, Florida, January 5, 2009 p938
- [29] Malik M R 1990 *J. Comput. Phys.* **86** 376
- [30] Zhang L, Jiang Z Z, Qiu Y L, Chen W F 2024 *Aerosp. Sci. Technol.* **150** 109165
- [31] Cebeci T, Cousteix J 1999 *Modelling and Computation of Boundary Layer Flows* (New York: Springer) p357
- [32] Miró Miró F, Dehairs P, Pinna F, Gkolia M, Masutti D, Regert T, Chazot O 2019 *AIAA J.* **57** 1567
- [33] Mack L M 1975 *AIAA J.* **13** 278

Effects of combined wall slip and gas injection on flat-plate boundary layer stability*

CHU Kaitong¹⁾ ZHANG Lun²⁾ QIU Yunlong¹⁾³⁾ YAO Shiyong²⁾
CHEN Weifang¹⁾³⁾ JIANG Zhongzheng^{1)3)†}

1) (*School of Aeronautics and Astronautics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

2) (*National Key Laboratory of Near-space Physics, Beijing 100076, China*)

3) (*Advanced Aircraft Research Center, Huanjiang Laboratory, Zhuji 311800, China*)

(Received 13 January 2026; revised manuscript received 23 February 2026)

Abstract

To meet the thermal protection requirements of trans-domain high-Mach-number vehicles operating in extreme environments, active gas injection has been recognized as an effective thermal protection technique, while exerting a non-negligible influence on boundary-layer flow stability and transition. Meanwhile, as the flight altitude increases, the coupling effect between the emerging wall gas slip and the gas mass injection further complicates the boundary-layer instability mechanisms. In this study, a linear stability analysis framework is developed by simultaneously incorporating mass injection and wall-slip effects, and the coupled influences of these two mechanisms on the stability characteristics of a Mach 5 flat-plate boundary layer are systematically investigated under different coupling intensities. The results show that mass injection thickens the boundary layer and increases the maximum growth rates of both the first and second instability modes. It also shifts the second mode toward lower frequencies, leading to an upstream advancement of the unstable region. In contrast, wall-slip effects weaken the destabilizing influence of mass injection on the second mode and delay the synchronization location of the fast and slow acoustic modes. Conversely, wall slip simultaneously enhances the instability of the first mode, facilitating earlier transition onset when the first mode becomes dominant. For localized mass injection, when the injection strip is placed downstream of the synchronization point corresponding to the dominant unstable frequency, the growth rate and amplification factor of the unstable second mode can be effectively reduced, thereby mitigating the destabilizing influence of injection on the boundary layer. When wall-slip effects are present, the unstable region of the dominant frequency is shifted downstream. Consequently, to achieve the same stabilizing effect, the optimal injection location should be placed further downstream compared with the no-slip case. This study reveals the competing and interfering mechanisms between mass injection and wall-slip effects in the multimodal instability of hypersonic boundary layers, providing theoretical guidance for the design of high-temperature thermal protection systems and the optimization of mass injection control strategies.

Keywords: flat-plate boundary layer, linear stability theory, mass injection, slip effect

DOI: [10.7498/aps.75.20260062](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260062)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260062](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260062)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 92471109, 92571301, 92271204, U24B2007).

† Corresponding author. E-mail: jzhongzh@zju.edu.cn

壁面滑移与气体引射对平板边界层稳定性的耦合影响

褚凯佟 张伦 邱云龙 姚世勇 陈伟芳 江中正

Effects of combined wall slip and gas injection on flat-plate boundary layer stability

CHU Kaitong ZHANG Lun QIU Yunlong YAO Shiyong CHEN Weifang JIANG Zhongzheng

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 111001 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260062

CSTR: 32037.14.aps.75.20260062

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260062>

当期内容 View table of contents: <https://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

壁面质量引射气体性质对高超声速边界层稳定性的影响

Effects of wall-injected gas properties on hypersonic boundary layer instability

物理学报. 2025, 74(17): 174701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250385>

壁面渗透气膜工质对圆锥高超声速边界层稳定性的影响

Effect of wall-seeping gas film under different working media on stability of conical hypersonic boundary layer

物理学报. 2024, 73(12): 124701 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240369>

高温化学非平衡与表面微孔隙效应对边界层稳定性影响

Influence of high-temperature chemical non-equilibrium and surface micropore effect on boundary layer stability

物理学报. 2025, 74(12): 124701 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250269>

内流可视超声速喷管边界层实验研究

Experimental study on boundary layer of internal flow visible supersonic nozzle

物理学报. 2024, 73(16): 164702 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240713>

超电阻对气球模线性不稳定性影响的理论研究

Theoretical study of effect of hyper-resistivity on linear stability of ballooning mode

物理学报. 2023, 72(14): 145201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230308>

旋转肥皂泡热对流能量耗散与边界层特性的数值模拟

Boundary layers and energy dissipation rates on a half soap bubble heated at the equator

物理学报. 2022, 71(20): 204701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220693>