

考虑流动分离的水面载荷预报方法研究

任选其¹, 徐绯², 聂小华¹, 常亮¹, 杨扬²

(1. 中国飞机强度研究所, 强度与结构完整性全国重点实验室, 陕西 西安 710065;
2. 西北工业大学 航空学院, 陕西 西安 710072)

摘 要:水上飞机在设计阶段就需要对机身底部结构所受的水动力载荷进行估计, 而流动分离是导致难以准确分析水载荷的重要因素之一。采用实验或数值方法开展相关研究, 往往需要花费大量的时间和费用成本, 难以满足水上飞机早期设计阶段的需要。针对上述问题, 基于数值和实验分析结果对楔形体入水分离后的液面形态进行了简化和近似, 采用理论方法建立了分离后空腔角度和斜升角的关系式, 将其引入考虑虚拟物面的半解析方法中, 给出一种快速分析分离后入水砰击力的理论修正方法, 提高了预测不同斜升角和入水速度下分离初期砰击力的能力。

关 键 词:水面载荷; 水上飞机; 流动分离; 楔形体; 斜升角

中图分类号: V221

文献标志码: A

文章编号: 1000-2758(2025)04-0640-08

水面载荷是控制水上飞机和水陆两栖飞机机体结构强度、刚度、耐久性和损伤容限特性的主要载荷环境, 其适航符合性是适航审查的重要内容, CCAR-25-R3C 中对水面载荷设立了单独的条款进行要求。水面载荷的主要计算工况包括水上飞机着水、滑水时作用于机身底部、主浮筒底部、辅助浮筒底部等部位的各种水动力载荷情况^[1-2]。

作用于机身和浮筒底部的压力, 主要控制机身底部桁条和蒙皮的局部强度, 同时对机身的着滑水姿态有着重要影响, 因此在计算局部着水载荷时, 应考虑可能存在的非线性问题, 提高分析的准确度。

由于楔形体结构广泛应用于船舶和水上飞机等结构设计, 根据运输类飞机适航标准第 25.533 条的建议, 在计算飞机撞水的局部载荷时一般采用 Wagner 方法及其改进方法^[3-4]。该方法针对楔形体等尖头体 (pointed body) 入水冲击阶段的自由液面升高进行了修正, 在计算撞水短时间内的载荷时可以得到较符合实验的结果, 此时流动还没有充分发展, 因此流动分离的影响并不明显。随着流动从底

部结构两侧分离, 形成剧烈的射流和喷溅, 局部压力也随之发生改变, 而水上飞机在滑行状态, 底部流动长期处于分离的状态, 为了更准确地预估水载荷, 流动分离的影响不能忽略^[5-7]。

近年来, 一些学者采用实验或数值方法开展分离后相关研究^[8-10], 但往往需要花费大量的时间和费用成本, 难以满足早期设计阶段快速预估的需要。理论方面的研究试图通过射流截断、假设分离角度、引入分离条件等方法, 近似地考虑流动分离后的液面形态特征和力学特性。1993 年 Zhao 等^[11]假设流体从楔形体折角处沿切线方向分离, 研究了楔形体入水问题。2003 年 Iafrati 和 Battistin^[12]通过对射流区域的流体进行线性近似, 保留了分离后的射流, 但没有考虑射流角度的变化。2013 年段文洋等^[13]提出了 FBC (fictitious body continuation) 方法, 考虑了流体在楔形体折角处与物面发生分离, 但需要根据实验或经验假设虚拟物面的角度, 缺乏具有物理含义的解释, 严重限制了该方法的适用范围。随后, Yu 等^[14-15]采用该方法计算了船艏外飘的砰击响应。Hascot 等^[16]对 FBC 方法进行研究, 指出该方法可以较好地平衡计算效率和精度, 但对于虚拟物面角度的选取缺乏理论依据。可以看出, 尽管理论研究方面已经取得不少进展, 但对于固液分离、射流喷溅的影响等问题还有待深入研究^[17]。

收稿日期: 2024-08-16

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (12272309) 与直升机动力学全国重点实验室基金 (2024-CXPT-GF-JJ-093-10) 资助

作者简介: 任选其 (1988—), 高级工程师

通信作者: 任选其 (1988—) e-mail: renxuanqi@163.com

针对上述问题,通过数值方法开展了不同斜升角楔形体垂直入水研究,分析入水分离后的液面形态与砰击力的关系,结合数值研究结果建立了流动分离后空腔角度和楔形体斜升角的关系式,将其引入 FBC 方法中代替虚拟物面角,给出一种计算分离后入水砰击力的理论修正方法,与传统理论方法相比可以提高预测不同斜升角和入水速度下分离初期砰击力的能力。

1 问题描述

1.1 入水分离物理过程

如图 1 所示,当斜升角为 α , 宽度为 B_w 的有限宽度楔形体垂直入水时,定义 t_s 为射流到达楔形体折角分离点位置时刻。当 $t < t_s$ 时,随楔形体向下运动射流沿着楔形体表面持续上升,流动不发生分离;当 $t \geq t_s$ 时,发生射流从折角处分离,如图 1 所示,此时自由液面可以分为两部分,其中水面以上为自由射流部分,水面以下为空腔部分,空腔与大气联通。采用自由射流角度 θ_f 和空腔角度 θ_c 对固液分离后形成的自由液面角度进行表征,其中, θ_f 为自由射流与水平面的夹角, θ_c 为射流根部和分离点的连线与水平面之间的夹角。

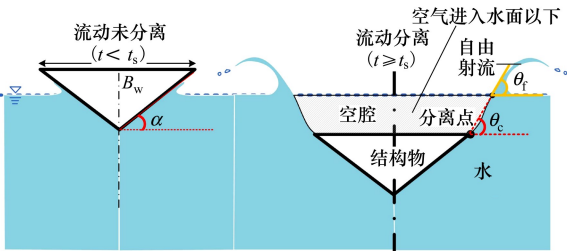


图 1 楔形体入水固液分离的 2 个阶段

1.2 分离后自由液面形态特征分析

为了研究不同斜升角的楔形体入水后的自由液面形态特征,采用商业软件 LS-DYNA 中的 ALE (arbitrary Lagrange-Euler) 方法建立仿真模型,仿真模型包括结构物、水和空气 3 个部分,其中结构物采用 FEM 方法和 Lagrange 单元计算,空气和水都采用 Euler 单元。水域大小为 1.5 m×1.5 m,楔形体宽度为 0.6 m,网格节点间距为 0.01 m,水体状态方程采用 GRUNEISEN 状态方程。ALE 计算考虑重力和大气压力的影响,并对水域的压力梯度进行了初始化。在流体域的周边施加了无反射边界条件。入水冲击

耦合计算中通过罚函数方法使结构体表面满足不可穿透条件,并传递接触力。图 2 为楔形体入水固液分离后的自由射流形态仿真结果与文献[18]中的实验结果比较,可以发现 ALE 方法能够较好地模拟分离初期的射流形态,通过数值仿真结果可以更清楚地观察入水过程中的自由液面变化规律。

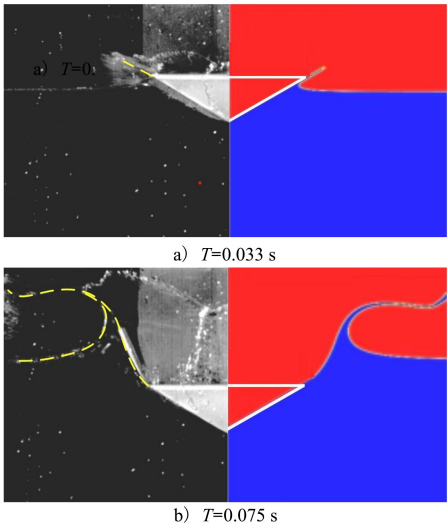


图 2 楔形体入水自由液面仿真与实验^[18]结果比较

如图 3 所示,首先通过 ALE 方法研究了斜升角为 30°,入水速度为 2 m/s 的楔形体入水过程。可以看出射流角度 θ_f 和空腔角度 θ_c 随无量纲 Vt/B_w 入水深度变化。分离后的角度 θ_f 和 θ_c 随着入水深度的增加而增大,射流角度大于空腔角度,二者的差值基本保持不变。当 $Vt/B_w > 0.64$ 时,空腔开始闭合,射流角度 θ_f 在重力的作用下有减小的趋势,空腔角度 θ_c 有所增大。

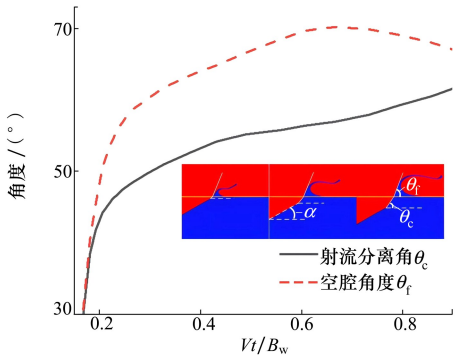


图 3 θ_f 和 θ_c 随入水深度的变化

进一步对 10 种不同斜升角下的楔形体入水过程进行模拟分析,提取了相同入水深度时的空腔角

度 θ_c , 并与文献[19-26] 中的实验结果进行比较, 如图 4 所示。由于文献中的入水速度、入水深度并不完全一致, 因此相同斜升角楔形体的空腔角度结果存在一定差异, 但总体变化趋势较为清晰, 可以发现空腔角度随斜升角增加呈现先减小后增大的变化趋势, 在 30° 附近的角度值最小。

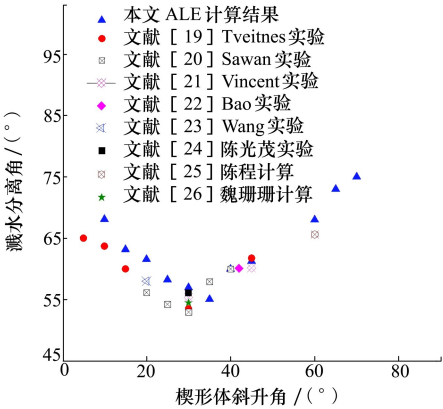


图 4 θ_c 随楔形体斜升角的变化

2 模型建立

2.1 FBC 理论模型建立

图 5 为典型楔形体入水边界条件示意图, 在理论研究求解过程中需要对模型进行简化和假设。

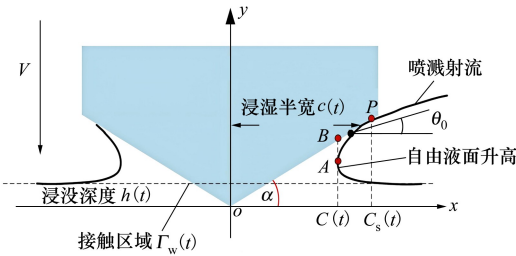


图 5 入水边界条件示意图

假设流动是理想有势的, 忽略表面张力和重力的影响, 在流域内满足 Laplace 方程。定义 A 为翻转点, B 为翻转点在结构上的投影, P 为流动分离点, $c(t)$ 为浸湿半宽。

在流域内部势函数满足 Laplace 方程

$$\nabla^2 \varphi(x, y, t) = 0 \tag{1}$$

流域边界由 Γ_f 和 Γ_w 两部分构成, Γ_f 为自由表面, Γ_w 为物体的湿表面, 即流固的接触区域。在自由液面 Γ_f 上, 其满足的动力学边界条件为(不计大气压)

$$p = 0 \tag{2}$$

自由表面的形状函数为 $y = \eta(x, t)$, 在自由液面 Γ_f 上满足运动学边界条件为

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \eta}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial t} \tag{3}$$

在无穷远处势函数 $\varphi(x, y, t)$ 满足边界条件

$$\varphi(x, y, t) \rightarrow 0 \quad x^2 + y^2 \rightarrow \infty \tag{4}$$

根据伯努利方程可以计算流域内的水动压力

$$p(x, y, t) = -\rho \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \varphi|^2 \right) \tag{5}$$

基于 Wagner 方法的相当平板假设可以得到接触区域的速度势函数为

$$\varphi(x, t) = -\dot{h} \sqrt{c^2(t) - x^2}, \quad |x| < c(t) \tag{6}$$

对于流动未分离时的楔形体入水问题, Korobkin 通过渐进展开分析对控制方程进行推导, 推导过程可详见文献[3-4], 得到楔形体剖面入水时, 压力的计算公式为

$$p(x, t) = \rho h^2 \left[\frac{\dot{c}}{h} \cdot \frac{c}{\sqrt{c^2 - x^2}} - \frac{1}{2} \frac{c^2}{c^2 - x^2} \cdot \frac{1}{1 + f_x^2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{f_x^2}{1 + f_x^2} \right] + \rho \cdot \ddot{h} [(f - h) + \sqrt{c^2 - x^2}] \tag{7}$$

该式略去高阶项即为一般适航条例参考的压力计算公式。其中, $f(x)$ 为描述物体的外轮廓形状函数, $c(t)$ 为浸没深度为 $h(t)$ 时的剖面浸湿半宽。

流动分离后的楔形体入水如图 6 所示。

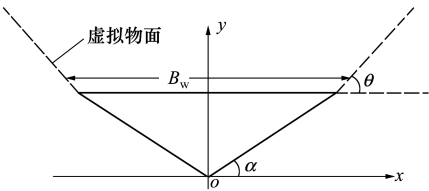


图 6 入水分离后虚拟物面示意图

FBC 方法假设流动在折角处发生分离后, 射流喷溅始终沿某一虚拟物面直线上升, 虚拟物面与水平面的夹角为 θ 。分离后自由液面表示为

$$f(x) = \begin{cases} x \tan \alpha, & x \in \left[0, \frac{B_w}{2} \right] \\ \frac{B_w}{2} \tan \alpha + \left(x - \frac{B_w}{2} \right) \tan \theta, & x > \frac{B_w}{2} \end{cases} \tag{8}$$

不难发现, 这种处理方法导致自由液面分离前

后的角度存在跳跃。

采用 Wagner 条件公式求解方法,引入位势函数的概念求解,可得到流动分离前 $c(t)$ 满足关系式

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} f[c(t) \sin \theta] d\theta = \frac{\pi}{2} h(t), \quad t < t_s \quad (9)$$

通过对射流根部的速度进行分析可以得到 $\dot{c}(t)$ 的表达式为

$$\int_0^{\frac{\pi}{2}} f_x[c \sin \theta] \cdot \dot{c} \cdot \sin \theta_s d\theta = \frac{\pi}{2} V, \quad t \geq t_s \quad (10)$$

定义参数 θ_s ,使其满足

$$c \sin \theta_s = \frac{B_w}{2}, \quad \cos \theta_s = \sqrt{1 - \frac{B_w^2}{4c^2}}$$

由(8)式的自由液面轮廓,可以得到分段斜率

$$f_x(x) = \begin{cases} \tan \alpha, & x \in \left[0, \frac{B_w}{2}\right] \\ \tan \theta, & x > \frac{B_w}{2} \end{cases} \quad (11)$$

最终得到考虑了流动从固体表面分离的 $\dot{c}(t)$

$$\frac{2\dot{c}}{V} (\tan \alpha (1 - \cos \theta_s) + \tan \theta \cdot \cos \theta_s) = \pi \quad (12)$$

对其进行积分可得 $c(t)$ 表达式,将其代入(7)式中可以得到浸湿表面沿水平方向的压力分布,进行积分可以求得分离后楔形体受到的总水动力。

2.2 MFBC 修正模型建立

可以看出 FBC 方法并没有给出虚拟物面与水平面的夹角即分离角度 θ 的确定方法,针对这一问题,采用引入入水空腔动力学方程^[18]的方法求出空腔角度,并对 FBC 方法进行修正。

定义 t_s 为射流到达楔形体折角位置时刻,当 $t < t_s$ 时,随楔形体向下运动射流沿着楔形体表面持续上升,流动不发生分离;当 $t \geq t_s$ 时,射流从折角处发生分离,空气进入。如图 7 所示,分离未发生时,射流部分的速度和速度角用 V_s 和 θ_0 表示。流动分离后,以空腔壁上的流体质点 P_w 为研究对象,假设流动是无旋有势的,满足 Euler 方程,空腔内部的流动可以近似的通过广义伯努利方程描述。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gy = 0 \quad (13)$$

式中, u 为局部流速,假设空腔内压力恒定为 p_0 且 $\rho_{\text{air}} u^2 < \rho g B_w$ 。

σ 表示表面张力系数,忽略表面张力的影响,则 $\sigma/B_w < \rho g B_w$,即 $B_w/\sqrt{\sigma/\rho g} \gg 1$,此后的计算均在此条件下开展。

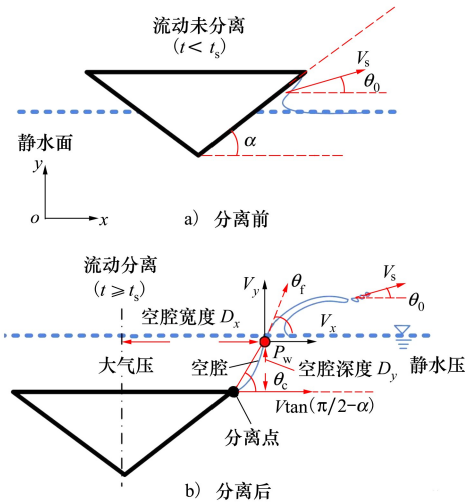


图7 分离前后液面形状示意图

假设只考虑入水分离后流体质点 P_w 点沿水平方向的运动,可以引入文献[18]中的势函数

$$\phi = \begin{cases} -D_x \dot{D}_x \ln(r/D_\infty), & D_x < r < D_\infty \\ 0, & r \geq D_\infty \end{cases} \quad (14)$$

式中, D_x 为空腔宽度, r 为所在流场位置到中心线的距离,满足 $\ln\left(\frac{D_\infty}{D_x}\right) \approx 1$ 。

将势函数代入广义伯努利方程,可以得到入水深度为 y 时,空腔截面处 P_w 的动力学方程

$$D_x \ddot{D}_x + \left(\frac{3}{2}\right) \dot{D}_x^2 = -gy \quad (15)$$

直接求出(15)式的解析解仍然较为困难,利用等式 $\ddot{D}_x \equiv \frac{d^2 D_x^2}{dt^2} = 2(D_x \dot{D}_x + \dot{D}_x^2)$,且 $\dot{D}_x$ 在分离初期数值很小近似等于0,代入(15)式并进行化简,可以得到简化的方程

$$\ddot{D}_x^2 \approx -2gy \quad (16)$$

为了求解(16)式,假设楔形体匀速入水速度为 V ,空腔的初始宽度等于楔形体半宽,即

$$D_x(t = t_s) = B_w/2 \quad (17)$$

可根据几何关系求出

$$\dot{D}_x(t = t_s) = V \tan\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) \quad (18)$$

由于初始速度方向与水平面的夹角等于楔形体斜升角,根据 Vincent 等^[21]的研究结果,射流总速度随时间变化基本符合指数规律衰减,可表示为

$$V_{\text{total}} = \frac{V \tan\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right)}{\cos\alpha} e^{-(t-t_s$$

- [4] KOROBKIN A A, KHABAKHPASHEVA T I, MAKI

WEI Shanshan