

【引用格式】张军, 王春杰, 李华伟, 等. 航行体出水仿真的自适应网格技术研究[J]. 数字海洋与水下攻防, 2025, 8 (3): 291-300.

# 航行体出水仿真的自适应网格技术研究

张 军<sup>1</sup>, 王春杰<sup>1</sup>, 李华伟<sup>1</sup>, 焦艳梅<sup>2</sup>

(1. 南京航空航天大学 航空学院, 江苏 南京 210016;

2. 南京工业大学 数理科学学院, 江苏 南京 211800)

**摘 要** 研究航行体跨界质过程中周围流场的演变规律、航行体的流体力特性的响应机制对优化航行体设计、提高航行效率和延长使用寿命具有重要意义。本研究基于叉树数据结构, 结合洞边界和流体体积模型 (Volume of Fluid, VOF) 的体积分数梯度对笛卡尔网格进行自适应网格细化和粗化, 解决了重叠网格方法中网格数量过多的问题。验证结果显示, 在同等网格尺度及计算配置的情况下, 采用自适应网格技术能够节省 64.59% 的计算时间。在对航行体以不同初速度出水过程的参数化研究中, 重叠网格方法用于离散有运动部件的计算域, VOF 多相流模型用于求解流体体积分数方程, 有限体积方法 (Finite Volume Method, FVM) 用于对控制方程进行空间和时间离散, Realizable  $k-\epsilon$  湍流模型用于对湍流方程进行求解。参数化仿真结果表明: 自由液面效应和尾流拉曳断裂对航行体出水过程影响较大。初始航行速率越大, 所受到的流体力就越大, 航行体速率呈非线性下降。

**关键词** 流体动力; 自适应网格; 重叠网格; 不可压缩流; 航行出水

中图分类号 V211.3

文献标识码 A

文章编号 2096-5753(2025)03-0291-10

DOI 10.19838/j.issn.2096-5753.2025.03.006

## Research on Adaptive Grid Technology for Simulation of Vehicle Water Exit

ZHANG Jun<sup>1</sup>, WANG Chunjie<sup>1</sup>, LI Huawei<sup>1</sup>, JIAO Yanmei<sup>2</sup>

(1. School of Aeronautics, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China;

2. School of Physical and Mathematical Sciences, Nanjing Tech University, Nanjing 211800, China)

**Abstract** The investigation into the evolution law of the surrounding flow field and the response mechanisms of the hydrodynamic characteristics of the vehicle during cross-medium navigation is of significant importance for optimizing vehicle design, enhancing navigational efficiency, and extending service life. Utilizing a quadtree data structure in conjunction with adaptive mesh refinement and coarsening based on hole boundaries and volume of fluid (VOF) gradient, the adaptive Cartesian grid employed in this study addresses the issue of excessive mesh count in overlapping grid methods. The verification results show that, under equivalent mesh scale and computational configuration, the adaptive mesh technology achieves a reduction of 64.59% in computational time. As for the numerical simulation of vehicle water exit at different initial velocities, the overlapping grid method is used to discretize the computing domain with moving parts, and the VOF multiphase flow model is adopted to solve the fluid volume fraction equation. The finite volume method (FVM) is utilized for spatial and temporal discretization of the

收稿日期: 2025-03-04

作者简介: 张军 (1978-), 男, 博士, 副研究员, 主要从事流体力学研究。

基金项目: 国家自然科学基金青年科学基金项目 “多因素耦合作用下基于纳米通道的直接盐差能能量转化机理研究” (52106246)。

governing equations. The turbulence model, Realizable  $k-\varepsilon$ , is employed for solving the turbulence equations. The numerical results indicate that the free-surface effect and wake entrainment/shedding significantly influence vehicle water exit. As the initial navigational velocity increases, the hydrodynamic forces acting on the vehicle intensify, resulting in a nonlinear decrease in vehicle velocity.

**Key words** hydrodynamics; adaptive grid; overlapping grids; incompressible flow; vehicle water exit

## 0 引言

无论是在军事还是工程领域,航行体出水问题都具有重要的意义。航行体出水涉及海-空两域,是目前世界各国在跨域作战领域的重点关注对象,同时也是航天与船舶工程领域交叉的核心研究课题。这一过程涵盖了流体力学、空气动力学、多相流动、相变、流固相互作用、热力学等多个复杂的动力学环境,表现出强烈的瞬态和非线性力学特性。在航行体出水过程中,水面会形成隆起即水冢现象,随后发生破裂,并伴随着空泡的生成、溃灭和液滴的飞溅<sup>[1]</sup>。这些强烈的非线性和非稳态现象会导致航行体周围流场的剧烈变化,其表面压力梯度也随之突变,这对航行体的出水稳定性控制以及出水后的飞行姿态调整提出了严格的要求。因此,研究航行体出水过程流场特性具有很高的工程应用价值。

YAN 等<sup>[2]</sup>对潜射航行体出水过程流体力学特性进行了深入分析,发现在匀速条件下,航行体的出水轨迹和受力特性显著受到自由液面波动、空泡动态破裂以及重力场效应的影响。孙士丽等<sup>[3]</sup>以刚性圆柱体出水为例,基于自由液面效应数学模型,揭示了圆柱体接近自由液面时,自由液面对圆柱体头部的影响同时还分析了水冢现象。杨继锋等<sup>[4]</sup>使用 FLUENT 软件计算了航行体出水过程的周围流场的演变规律。韩守根<sup>[5]</sup>等利用重叠网格技术模拟了航行体出水过程,并将模拟结果与实验结果对比,论述了航行体出水过程的阻力来源。周东辉等<sup>[6-7]</sup>同样使用重叠网格技术,实现了航行体出水过程与流场的耦合求解,获得了航行体出水的位移、速度和偏航角变化等曲线。

MENG 等<sup>[8]</sup>提出了一种为任意复杂三维(3D)几何生成笛卡尔网格的方法。该方法解决了管理表面三角形和笛卡尔单元格的数据结构、背景笛卡尔生成、交叉网格确定和自适应网格细化难题。陈浩<sup>[9]</sup>

开展了自适应笛卡尔网格技术在小展弦比飞翼布局低速流动问题中的应用研究。范宁<sup>[10]</sup>将自适应笛卡尔网格的流场求解器与运动边界处理模型进行了优化,成功改善了运动边界问题的处理效果

综上所述,目前将自适应笛卡尔网格技术与重叠网格技术相结合应用于航行体出水过程的研究相对较少。以往学者研究航行体出水,往往采用重叠网格方法,但在网格划分时,需要在航行体运动轨迹区域加密网格,这往往会造成计算资源的浪费,导致计算效率下降。

本研究致力于研究一种基于重叠网格的自适应笛卡尔网格方法并将其应用于模拟航行体出水问题,即背景网格采用自适应笛卡尔网格。这种方法成功避免了背景网格为了适应部件网格的网格尺度而引起无谓的网格数量增加的问题,还可以保证重叠网格插值边界处网格尺度一致,使流场光滑过渡,进而提高计算效率。

## 1 数值计算方法

### 1.1 基本控制方程

本研究假设气体和液体都是不可压缩流体,并且不涉及相变和传热过程,因此没有考虑能量方程的求解。目前,众多数值模拟研究都是基于雷诺时均纳维-斯托克斯(RANS)方程组进行,本研究同样以相关文献<sup>[11]</sup>作为参考基础。

连续性方程的微分形式为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1)$$

式中:  $\rho$  表示流体密度;  $t$  表示时间;  $\mathbf{V}$  表示速度矢量。

动量方程<sup>[12]</sup>的微分形式为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \mathbf{V}) + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V} \mathbf{V}) = -\nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau} + \mathbf{f}_b \quad (2)$$

式中:  $p$  表示静压;  $\bar{\tau}$  表示粘性应力张量;  $\mathbf{f}_b$  是体

积力。

将控制方程进行离散, 得到不可压流体的动量方程的微分形式:

$$a_C \phi_C + \sum_{f \sim nb(C)} a_F \phi_F = b_C \quad (3)$$

式中, 系数  $a_C$ 、 $a_F$  和  $b_C$  分别为

$$a_C = \frac{3(\rho \Omega)_C}{2\Delta t} + \sum_{f \sim nb(C)} \max(J_f^n, 0) \rho + \sum_{f \sim nb(C)} \frac{\Gamma_f^\phi E_f}{d_{CF}}$$

$$a_F = \min(J_f^n, 0) \rho - \frac{\Gamma_f^\phi E_f}{d_{CF}}$$

$$b_C = \frac{3(\rho \Omega)_C}{2\Delta t} (4\phi_C^n - \phi_C^{n-1}) - \sum_{f \sim nb(C)} \rho \left\{ J_f^n \phi_f^{HO} - \left[ \max(J_f^n, 0) \phi_C^n + \min(J_f^n, 0) \phi_f^n \right] \right\} + \sum_{f \sim nb(C)} \Gamma_f^\phi \nabla \phi_f^n \cdot (\overline{S_f} - \overline{E_f}) - (\nabla p)_C \Omega_C + \rho g \Omega_C$$

系数  $a_C$  表示当前控制单元  $C$  变量值的系数, 系数  $a_F$  表示了相邻单元  $F$  变量值对单元  $C$  变量值的影响,  $b_C$  表示控制单元  $C$  源项, 其中主要包含压力离散项、边界面的贡献。

## 1.2 湍流模型

本研究选用了 Realizable  $k$ -epsilon (Realizable  $k$ - $\epsilon$ ) 湍流模型<sup>[13-14]</sup>。Realizable  $k$ - $\epsilon$  湍流模型是一种流体力学中用于描述湍流的数学模型, 是传统的  $k$ - $\epsilon$  模型的改进版本。它是由美国加州大学洛杉矶分校的 DURBIN 和 SHARMA 于 1995 年提出的。传统的  $k$ - $\epsilon$  模型在处理湍流时, 存在一些缺陷, 比如不能准确地预测湍流在旋转流场中的表现。Realizable  $k$ - $\epsilon$  模型通过一些修改, 可以解决这些问题, 同时还能够更好地适应各种流场, 使其更为通用。与传统的  $k$ - $\epsilon$  模型相比, Realizable  $k$ - $\epsilon$  模型的主要特点是它引入了一个额外的修正项, 用于限制涡量耗散率  $\epsilon$  的增长速度, 这使得模型更加“可实现”, 也就是说, 更加符合实际情况。此外, RKE 模型还考虑了不同长度尺度上的湍流特征, 并在模型中引入了多个修正系数, 以更好描述不同湍流尺度上的现象。总体来说, Realizable  $k$ - $\epsilon$  模型是一种比传统  $k$ - $\epsilon$  模型更为精确和可靠的湍流模型, 在各种流场应用中具有广泛的应用价值。本研究选用该模型模拟湍流环境, 并不考虑粘性影响。

## 1.3 重叠网格

本研究采用了重叠网格<sup>[15]</sup>的方法来进行物体运动过程流场的计算。它将空间分割成多个网格, 并允许这些网格相互重叠, 以便更好地适应复杂的几何形状和边界。在本研究中将网格分成 2 部分: 运动物体 (如小球和航行体) 的周围区域为部件网格, 其它流体计算域部分则为背景网格。在物体运动的时候, 部件网格随之运动, 在不同时间与不同的主网格区域重叠。在数值计算中, 各个分块的网格分别进行计算, 并且通过重叠区域间的插值来完成流场的信息传递。

在重叠网格中, 每个网格都是由 1 组坐标线所定义的。不同网格之间的坐标线可以重叠, 也可以不重叠; 网格可以是正交的, 也可以是非正交的。通常情况下, 网格的数量和形状是可以调整的, 这使得重叠网格能够适应不同的物理问题和计算需求。重叠网格的优点是可以更好地适应复杂的几何形状和边界, 从而提高数值计算的精度和效率。它还可以提高计算的局部精度, 因为在每个网格上可以使用更高阶的数值方法。

## 1.4 VOF 模型

VOF (Volume of Fluid) 方法根据欧拉网格发展出来的网格边界路径控制方法, 该模型可以通过求解单一动量方程并跟踪区域内每个流体的体积分来模拟多种非混溶流体。VOF 通过利用一套相同的动量方程把互不相容的流域串联计算, 并通过引入相体积分  $\alpha$  来实现对计算域内相间界面的追踪。其中,  $\alpha$  表示某个单元内第  $q$  种物质所占的体积。

根据像体积分  $\alpha$  的值, 可以判断出网格单元中所分布不同流体相 3 种情况。当  $\alpha=0$  时, 该单元不存在流体; 若  $\alpha=1$ , 则证明流体充满该单元; 若  $0 < \alpha < 1$ , 则证明该单元同时拥有气液两相。

## 2 网格自适应技术

### 2.1 网格数据结构

构建网格数据结构是用于存储网格单元的数据, 并提供访问这些数据的途径, 这对数据存储需求和网格遍历的效率有着直接影响。高效的遍历策略能够在一定程度上提升计算速度。对于结

构化网格,通常只需要存储网格单元的编号 $(i,j)$ 和相关的流场数据。而对于非结构化网格,由于其节点和单元在空间中的随机分布,所需的存储信息较为复杂。常见的存储方法包括格心存储格式,它涉及存储构成网格单元的节点和边、每个单元的相邻单元等信息,并将流场数据存放于单元的中心位置。

鉴于自适应笛卡尔网格的特性,本研究选用动态叉树数据结构来管理网格。在二维情况下,采用四叉树数据结构,而在三维情况下,则使用八叉树数据结构,网格的细化与粗化操作都在叉树数据结构中实现。以四叉树(图 1)为例,四叉树的每个叶子节点与一个网格单元一一对应。在四叉树中,每个节点有 1 个父节点和 4 个子节点。没有父节点的节点是根节点,代表整个计算域,位于叉树结构的最顶层(第 0 层)。没有子节点的节点处于叉树结构的最底层,即叶子节点,代表计算域内的所有网格单元,叶子节点的父节点用于确定叶子节点间的相互关系。细化操作时,1 个网格单元被等分为 4 个更小的单元,在四叉树中通过在代表该单元的叶子节点下增加 4 个子节点来体现这一变化。相反,粗化操作时,在四叉树中体现为移除具有共同父节点的子节点。

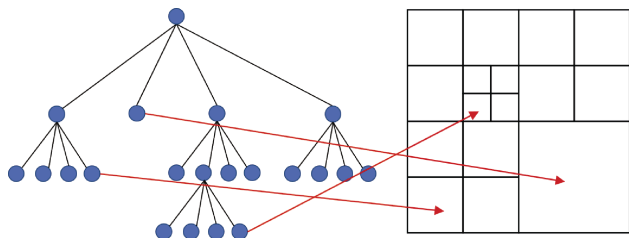


图 1 四叉树叶子节点与网格单元的对应关系

Fig. 1 Correspondence between quadtree leaf nodes and grid cells

为了给叉树结构中的所有叶子节点分配一个唯一的全局序列编号,本研究采用了 $z$ 顺序的空间填充曲线排序方法,这种方法也被称作莫顿(Morton)排序<sup>[16]</sup>。莫顿排序的优势在于它能够通过顺序遍历直接获得相邻叶子节点,具体的排序方式如图 2 所示。

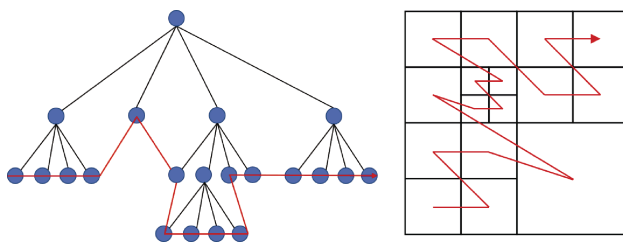


图 2 四叉树叶子节点与网格单元的 $z$ 顺序排序

Fig. 2 Z-order sorting of quadtree leaf nodes and grid cells

## 2.2 网格自适应准则

本研究发展的基于洞边界笛卡尔网格局部自适应细化的技术分为以下几个步骤:首先,通过重叠网格技术确定洞边界单元。然后,比较洞边界附近的背景网格单元与部件网格单元的网格尺寸,若背景网格单元的尺寸大于部件网格单元的尺寸,则使用八叉树技术对这些网格进行细化。这个过程持续进行,直至所有单元均满足尺寸要求。网格粗化则是逆向操作。

为了动态精确地捕捉自由液面,本研究根据文献<sup>[17]</sup>发展的基于 VOF 体积分数梯度自适应准则,对自由液面进行网格自适应。对于小于最大加密等级的气液交界面网格,执行的具体操作步骤如下:

- 1) 计算所有顶点相连的邻居网格的体积分数;
- 2) 分别计算体积分数为 0 和 1 的单元格数量,记作  $N_0$  和  $N_1$ ;
- 3) 如果  $N_0 < 1$  且  $N_1 < 1$ , 则加密该网格,反之粗化。

## 2.3 悬挂网格

在网格自适应之后,对于新生成的网格需要特殊处理,即处理悬挂网格问题。

对于细化得到的网格  $G_1$ ,如图 3 所示,需要通过邻近单元的插值方法<sup>[18]</sup>获得  $G_1$  处的流场信息,即

$$q_{G_3} = \frac{e^{-|r_1|} q_f + e^{-|r_2|} q_G + e^{-|r_3|} q_e + e^{-|r_4|} q_O}{e^{-|r_1|} + e^{-|r_2|} + e^{-|r_3|} + e^{-|r_4|}} \quad (4)$$

式中:  $q_{G_3}$ 、 $q_f$ 、 $q_G$ 、 $q_e$ 、 $q_O$  分别为网格单元  $G_3$ 、 $f$ 、 $G$ 、 $e$ 、 $O$  处的流场值;  $r_1$ 、 $r_2$ 、 $r_3$ 、 $r_4$  分别为网格单元  $f$ 、 $G$ 、 $e$ 、 $O$  与网格单元  $G_3$  中心点之间的距离。

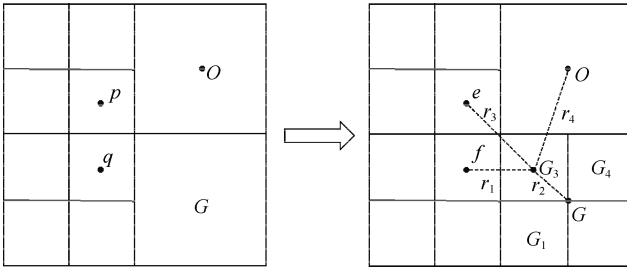


图3 网格细化插值示意图

Fig. 3 Schematic diagram of grid refinement interpolation

对于粗化得到的网格  $X$ , 如图4所示, 需要通过其子单元的插值方法<sup>[18]</sup>获得  $X$  处的流场信息, 即

$$q_X = \frac{e^{-|r_1|} q_a + e^{-|r_2|} q_b + e^{-|r_3|} q_c + e^{-|r_4|} q_d}{e^{-|r_1|} + e^{-|r_2|} + e^{-|r_3|} + e^{-|r_4|}} = \frac{q_a + q_b + q_c + q_d}{4} \quad (5)$$

式中:  $q_a$ 、 $q_b$ 、 $q_c$ 、 $q_d$ 、 $q_X$  分别为网格单元  $a$ 、 $b$ 、 $c$ 、 $d$  和  $X$  处的流场值;  $r_1$ 、 $r_2$ 、 $r_3$ 、 $r_4$  分别为网格单元  $a$ 、 $b$ 、 $c$ 、 $d$  与网格单元  $X$  中心点之间的距离。

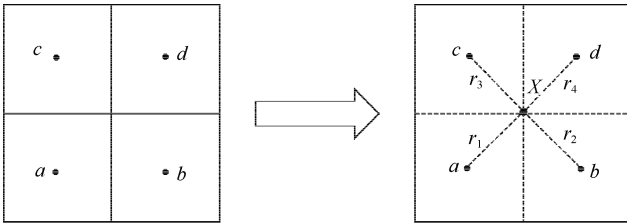


图4 网格粗化插值示意图

Fig. 4 Schematic diagram of grid coarsening interpolation

### 3 三维小球入水验证计算

#### 3.1 算例设置

为了验证本研究发展的基于重叠网格的自适应笛卡尔网格算法的准确性和高效性, 本研究对 ARISTOFF<sup>[19]</sup>等人的三维小球入水问题进行数值模拟, 并将数值模拟结果与其实验结果进行了对比。文献中研究了不同密度的小球垂直入水问题, 本研究选取其中相对水密度 7.86 倍的小球进行数值模拟。小球直径  $D=25.4$  mm, 密度为  $7\,860$  kg/m<sup>3</sup>, 入水速度为  $2.17$  m/s。计算域模型尺寸如图5所示, 计算域大小为  $15D \times 30D \times 10D$ , 空气域高  $10D$ , 水域高  $20D$ 。为了节省计算时间, 本研究简化实验设置,

$t=0$  时刻小球下表面刚好接触中心水面, 坐标系原点位于小球中心。

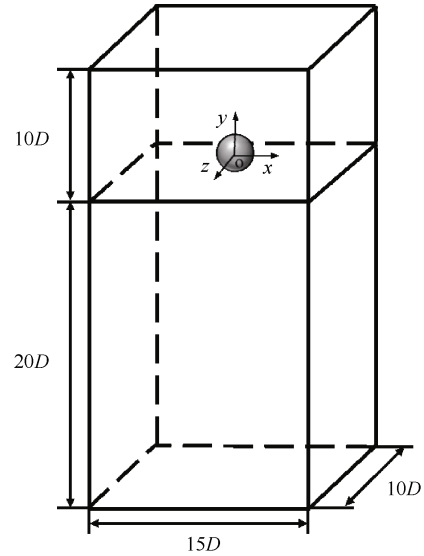


图5 小球入水计算域及小球位置示意图

Fig. 5 Schematic diagram of computational domain for sphere water entry and sphere position

#### 3.2 网格无关性验证

本研究在水面和小球运动轨迹区域进行网格加密, 并在每层级网格之间添加网格过渡层, 网格划分如图6所示。本研究通过设置3套网格进行网格的无关性验证, 网格划分数量如表1所示。

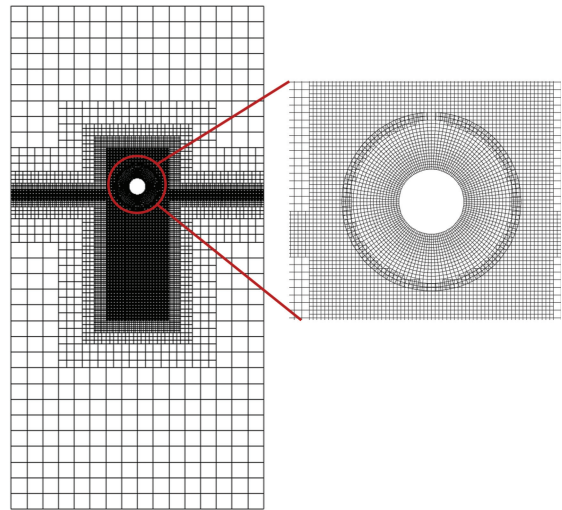


图6 重叠网格划分示意图

Fig. 6 Schematic diagram of overlapping grid partitioning

表1 网格无关性验证的网格数量设置

Table 1 Settings for grid independence verification

网格编号	部件网格数量	背景网格数量	网格总数量
网格 1	43 320	529 730	573 050
网格 2	87 480	1 055 666	1 143 146
网格 3	138 720	2 151 134	2 289 854

图 7 为小球入水深度随时间变化曲线, 本研究仿真结果与文献实验结果对比显示: 在小球入水初期, 入水深度与实验结果吻合很好。但是随着入水深度的增加, 相同时刻下数值仿真模拟结果与文献实验结果的差距虽然逐渐显现, 但在  $t = 61.9 \text{ ms}$  时刻, 网格 1、网格 2 和网格 3 的误差仅为 3.84%、3.04%和 2.46%, 说明本研究数值仿真模拟结果与实验数据吻合较好, 从而验证了本研究求解器在处理物体运动和气液两相流结合问题上具有较好的准确性。

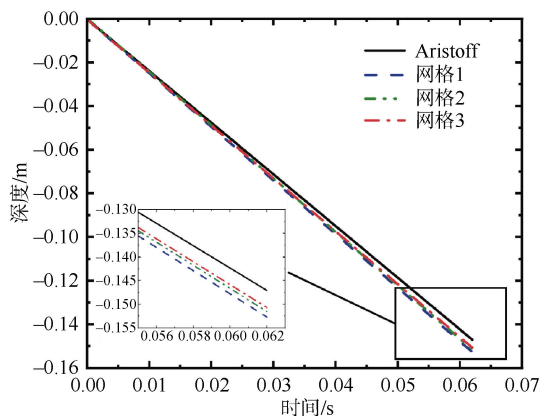


图 7 不同数量网格下水入深度随时间变化曲线

Fig. 7 Variations of water entry depth with time at different grid quantities

### 3.3 自适应网格算法验证及计算结果分析

本节对本研究提出的自适应笛卡尔网格算法进行验证并重点关注网格自适应过程。网格尺寸采用 3.2 节中网格 3 的尺寸, 小球入水过程网格自适应如图 8 所示。从图中可以看出, 本研究发展的自适应笛卡尔网格算法能够有效根据气液两相的变化以及小球运动进行网格自适应。图 9 给出了自适应笛卡尔网格下小球入水深度随时间变化对比曲线。在  $t = 61.9 \text{ ms}$  时, 最大误差为 2.65%, 与实验数据吻合较好。通过这一算例验证了本研究发展的自适应笛卡尔网格算法同样具有较好的准确性。

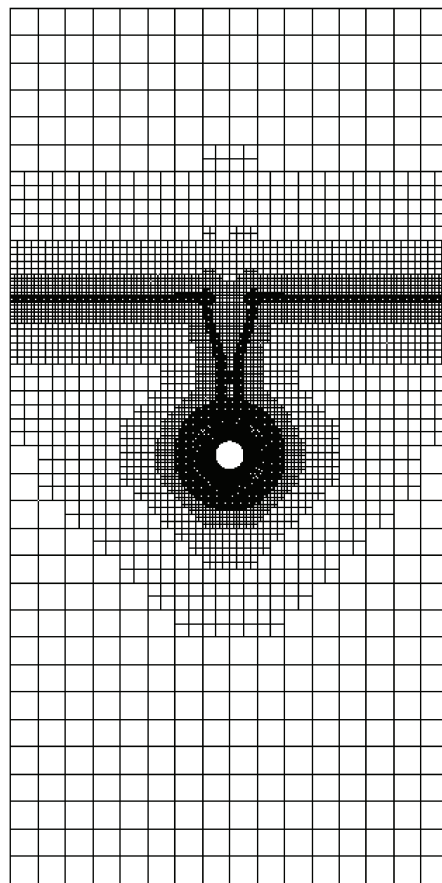


图 8 小球入水网格自适应图

Fig. 8 Schematic diagram of adaptive grid for sphere water entry

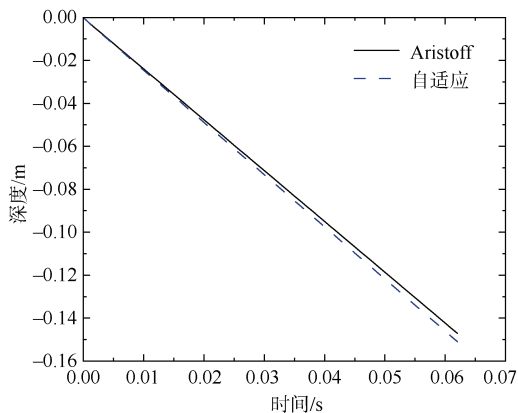


图 9 自适应网格下水入深度随时间变化曲线

Fig. 9 Variations of water entry depth with time under adaptive grid conditions

如图 10 所示, 在同等网格尺度以及计算配置的情况下, 采用网格自适应技术所需计算时间为 193 min, 不采用网格自适应技术所需计算时间为 545 min, 计算时间减少了 64.59%。计算时间对比结果说明采用网格自适应技术能够在同等网格尺度以



及计算配置下, 保证计算精度的同时满足提升计算效率的目的, 从而显著减少计算时间。

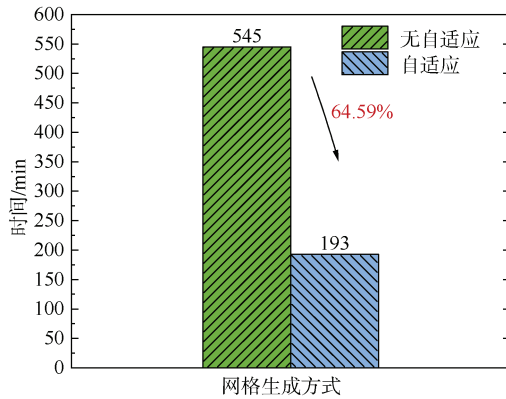


图 10 网格自适应与无自适应计算时间对比

Fig. 10 Comparison of computational time between adaptive grid and non-adaptive grid

## 4 航行体出水过程研究

### 4.1 计算模型参数设置

本节主要针对不同初始航行速率对航行体出水过程的影响展开研究, 所采用的航行体为半球头实心圆柱体结构。航行体模型尺寸如图 11 (a) 所示, 航行体总长  $L = 4.8$  m, 航行体圆柱直径  $D = 0.8$  m, 航行体质心位于距其头部 2.47 m 的位置, 航行体密度为  $1\ 140\ \text{kg/m}^3$ , 航行体被认为是均一密度的刚体结构, 运动过程中不存在弹性变形。图 11 (b) 为计算域模型尺寸示意图, 计算域整体尺寸为  $5L \times 6L \times 2L$ , 空气域尺寸为  $3L$ , 水域尺寸为  $3L$ , 初始质心距水面  $d_0 = 1.014L$ 。

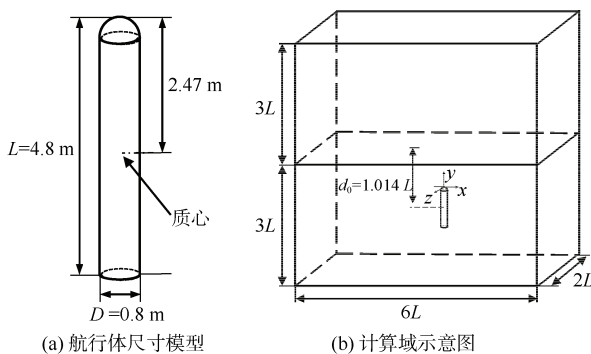


图 11 航行体模型及计算域模型尺寸示意图

Fig. 11 Schematic diagram of dimensions of vehicle model and computational domain model

航行体运动过程分为指定弹道阶段和六自由度运动阶段, 航行体由初始位置通过指定弹道经过变加速

运动分别达到速度  $V_{\text{mag}}$  为 15 m/s、20 m/s 和 25 m/s, 然后做六自由度运动。航行体从水下同一深度开始运动, 直到航行体出水后摆脱水的影响。由于研究重点为航行体六自由度运动过程, 所以所有工况设定及计算结果仅从六自由度运动开始给出, 并设六自由度运动开始时间为初始 0 时刻。指定弹道阶段不同速率  $V_{\text{mag}}$  随时间变化曲线如图 12 所示, 指定弹道阶段不同速率下位移  $s$  随时间变化曲线如图 13 所示。

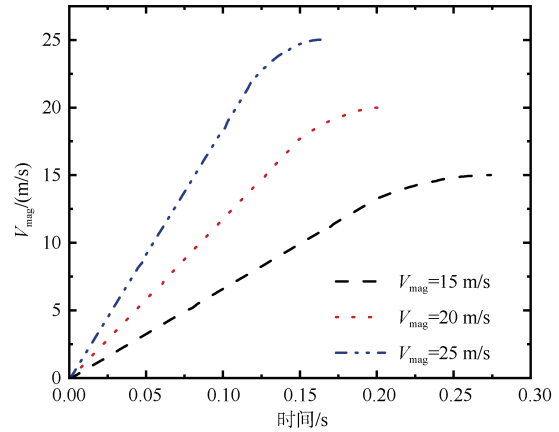


图 12 指定弹道阶段不同速率下  $V_{\text{mag}}$  随时间变化

Fig. 12 Variations of  $V_{\text{mag}}$  with time at different velocities during specified trajectory phase

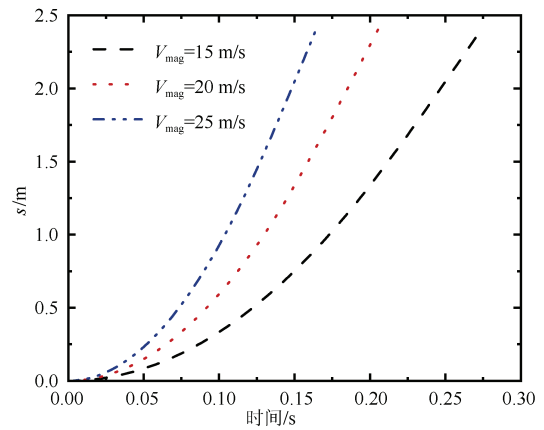


图 13 指定弹道阶段不同速率下位移  $s$  随时间变化

Fig. 13 Variations of displacement  $s$  with time at different velocities during specified trajectory phase

为了简化模型和计算, 做如下假设: 1) 流体常物性, 不可压缩; 2) 不考虑其偏航运动; 3) 不考虑空化现象。

### 4.2 计算云图结果分析

由于自由液面对航行体头部出水影响很大, 所以需要特别关注头部出水过程, 因此定义各

工况典型时刻如下：六自由运动开始时刻为  $t_0$ 、航行体头部刚受自由液面影响时刻为  $t_1$ 、航行体头部出水时刻为  $t_2$ 、航行体出水  $0.5L$  时刻为  $t_3$ 、航行体尾部到达水面时刻为  $t_4$  及航行体出水后摆脱水的影响时刻为  $t_5$ 。另外，定义  $z=0$  平面为航行体对称面。

由于相同典型时刻下，3 个不同初始航行速率下的航行体对称面自适应网格图基本类似，本研究选取  $V_0 = 20 \text{ m/s}$  条件下的典型时刻航行体对称面自适应网格图（图 14）为代表展开分析。相应典型时刻下的气液两相分布图如图 15 所示，其中蓝色为空气介质，红色为水介质。可以看出，当航行体出水接近水面时，由于液体粘性和惯性的作用，航行体头部周围液体会获得一定的速度并附着在头部表面，进而水面会逐渐隆起，形成水冢现象。随着航行体出水距离增加，附着于头部两侧液体的压力逐渐减小，粘性力逐渐小于水的重力，致使水冢破碎并沿着航行体壁面回落，航行体表面开始暴露于空气中。随着航行体持续出水，液体逐渐滑落到尾部形成尾流，之后，尾流逐渐变细并向中间内凹发生断裂，航行体完成出水。

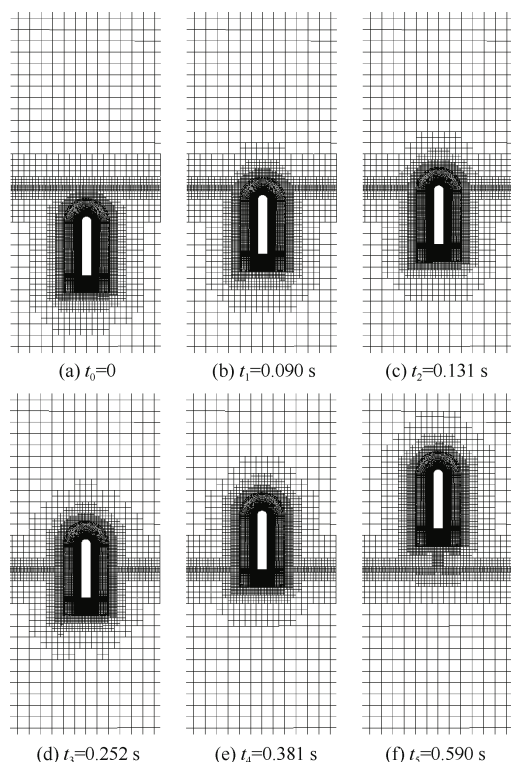


图 14  $V_0 = 20 \text{ m/s}$  航行体对称面自适应网格图  
Fig. 14 Adaptive mesh of vehicle symmetry plane at  $V_0 = 20 \text{ m/s}$

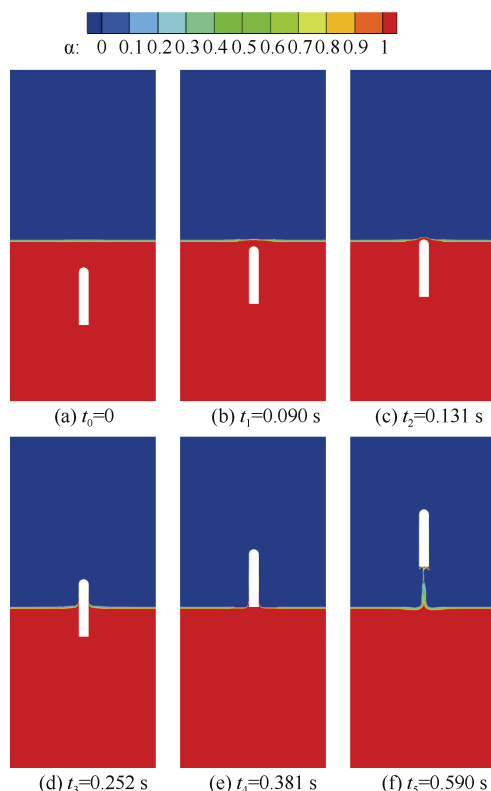


图 15  $V_0 = 20 \text{ m/s}$  航行体对称面气液两相图  
Fig. 15 Two-phase diagram of vehicle symmetry plane at  $V_0 = 20 \text{ m/s}$

### 4.3 航行体动力特性和运动参数分析

图 16–18 分别给出了不同初始航行速率在惯性坐标系下  $y$  方向上的流体力（除去重力） $F_y$ 、速度  $v$  和质心位移  $d_y$  随时间变化曲线。从图 16 可以看出，航行体在水下运动阶段（ $t_0$ – $t_1$  时刻），由于初始航行速率越大，造成航行体头尾压差越大，进而压差阻力作用就越明显。随着航行体离水面距离逐渐减小（ $t_1$ – $t_2$  时刻），由于自由液面效应的影响，航行体顶部压强急剧下降，流体力上升变快之后便达到峰值，此刻是航行体出水过程的开始时刻，此时 3 种工况下的流体力峰值相近。相对应从图 17 中可以看出，速度  $v$  变化率也随之变小。当航行体头部出水，流体力下降变缓，速度变化率再次变大。随着航行体尾部出水，流体力曲线出现第 2 个拐点，这是航行体出水过程的结束时刻（ $t_4$  时刻）。此时航行体已经出水，所受浮力变为零，出水时刻速率相对较低，同时，空气阻力极小，可以忽略不计。但此时航行体流体力不为 0，这是由于航行体出水时其表面所附带的水沾湿产生的粘滞力导致的，粘滞力是航行体刚



出水后主要的流体阻力来源<sup>[20]</sup>。此时初始航行速率越大所受到的粘滞阻力就越大, 随着初始航行速率增加, 相应粘滞阻力分别为-4 374.83 N、-9 166.78 N和-1 5143.23 N。之后流体力曲线的波动是尾流拉曳断裂造成的, 当航行体摆脱水的影响 ( $t_5$  时刻), 流体力曲线趋于 0。

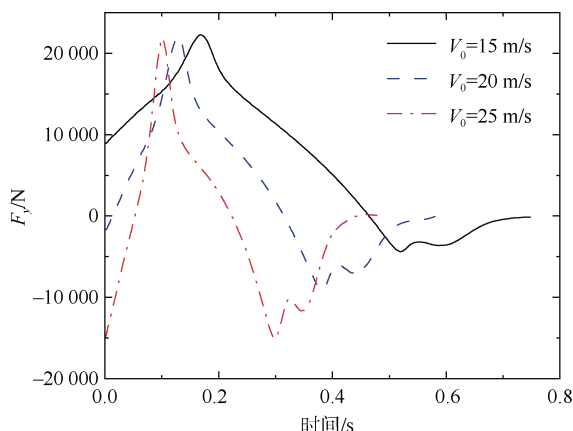


图 16 不同初始航行速率下  $F_y$  随时间变化曲线

Fig. 16 Variations of  $F_y$  with time at different initial velocities

从图 17 可知,速度的衰减都呈现出非线性趋势,航行体速度  $v$  随时间增加而减小,航行体速度  $v$  下降会受到航行体头部出水影响而出现小幅度波动。整体上,初始航行速率越大  $v$  下降的越少,分别下降至 9.48 m/s、14.78 m/s 和 20.12 m/s。从图 18 可以看出,航行体初始航行速率越大,出水后摆脱水的影响所经过的位移  $d_y$  就越多,分别为 9.56 m、10.59 m 和 10.79 m。

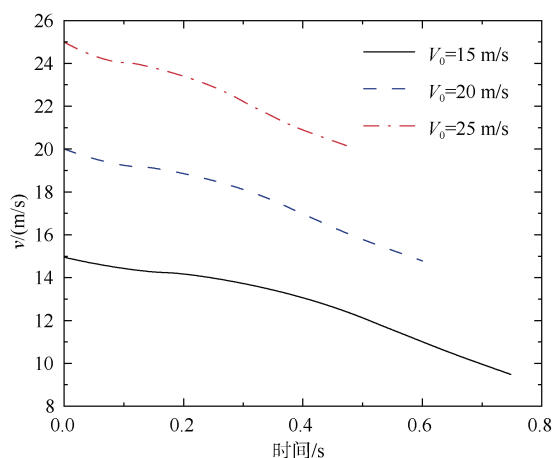


图 17 不同初始航行速率下  $v$  随时间变化曲线

Fig. 17 Variations of velocity  $v$  with time at different initial velocities

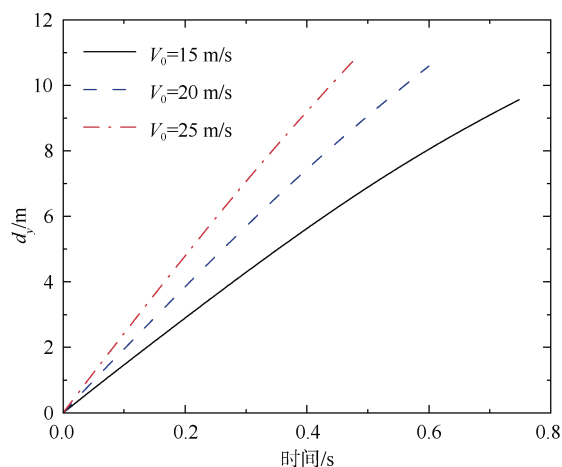


图 18 不同初始航行速率下  $d_y$  随时间变化曲线

Fig. 18 Variations of displacement  $d_y$  with time at different initial velocities

## 5 结束语

将自适应笛卡尔网格方法应用于重叠网格技术。针对笛卡尔网格自适应的特点,采用叉树数据结构,通过对叶子节点的拆分、合并对应实现网格的细化、粗化。基于洞边界和 VOF 体积分数梯度进行网格自适应,在自由液面和部件网格附近加密网格,而远场网格在一定程度上保持稀疏,从而解决了为保持重叠网格边界处网格尺寸一致性而导致网格数量过多的问题,极大提高了计算效率。

航行体在水下航行阶段,受力相对稳定。当航行体跨越水面时,会依次出现水面变形隆起、水冢破碎并附着于航行体表面出水以及尾流的拉曳断裂现象,从而导致航行体周围流场发生突变和持续的剧烈变化。

通过对不同初始航行速率 ( $V_0 = 15$  m/s、20 m/s 和 25 m/s) 下航行体垂直出水过程研究,发现初始航行速率越大,航行体在水下航行阶段,所受到的压差阻力影响就越大,在尾部出水时,所受到的流体力就越大。不同初始航行速度下,航行体头部冲破水冢时航行体所受流体力相差不明显。在整个出水过程中,压强在航行体表面呈对称分布,速度衰减呈非线性趋势。

## 参考文献

- [1] 武奇刚. 回转体出水过程的自由面变形和流体载荷变化研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2017.

- [2] YAN X K, JENSEN G, PERIC M. Numerical simulation of water-entry and water-exit of a horizontal circular cylinder[EB/OL]. [2004-10-12]. <https://www.researchgate.net/publication/300235492>.
- [3] 孙士丽, 孙义龙, 胡竞中, 等. 圆柱体出水运动的自由面效应及水冢现象分析[J]. 计算物理, 2013, 30 (2): 187-193.
- [4] 杨继锋, 陈捷, 刘丙杰, 等. 波浪影响下的潜射导弹出水姿态扰动分析[J]. 兵器装备工程学报, 2020, 41 (9): 115-119.
- [5] 韩守根, 杨岩, 刘丙鑫, 等. 基于重叠网格的航行体水动力特性计算[J]. 兵器装备工程学报, 2023, 44 (1): 54-58, 167.
- [6] 周东辉, 贾会霞, 施红辉, 等. 高速航行体齐射出水过程的空化与运动特性研究[J]. 气动力学学报, 2023, 41 (2): 64-74.
- [7] 周东辉, 施红辉, 鲁建华, 等. 水下高速航行体并联出水过程的空化特性研究[J]. 舰船科学技术, 2023, 45 (4): 74-79.
- [8] MENG S, ZHOU D, YUAN X X, et al. Enhanced strategy for adaptive Cartesian grid generation with arbitrarily complex 3D geometry[J]. Advances in Engineering Software, 2022, 174: 103304.
- [9] 陈浩, 华如豪, 袁先旭, 等. 基于自适应笛卡尔网格的飞翼布局流动模拟[J]. 航空学报, 2022, 43 (8): 394-405.
- [10] 范宁, 毕林, 罗灿炎. 基于自适应笛卡尔网格的运动边界类流场模拟[C]// 第七届全国流固耦合与非常流体力学学术会议论文集. 北京: 中国力学学会流-固耦合力学专业委员会, 2024.
- [11] 张德良. 计算流体力学教程[M]. 北京: 高等教育出版社, 2010.
- [12] FANG C. Introduction To Fluid Mechanics[M]. Cham: Springer, 2021.
- [13] 余健翔, 刘剑, 王观石, 等. 修正 Realizable  $k-\varepsilon$  模型在高压淹没水射流中的应用[J]. 科学技术与工程, 2021, 21 (12): 5024-5030.
- [14] REN J Z, RONG Y M, MA Y S. Comparison of the renormalization group and the realizable  $k-\varepsilon$  turbulence models for dynamic performance of HVOF process with a coupled two-stage CAE method[J]. Computer-aided Design and Applications, 2020, 18 (1): 117-129.
- [15] 乔学栋. 跨介质航行器低速斜出水过程数值模拟研究[D]. 哈尔滨: 哈尔滨工程大学, 2023.
- [16] BURSTEDDE C, GHATTAS O, STADLER G, et al. Towards adaptive mesh PDE simulations on petascale computers[C]// The 3rd annual TeraGrid Conference. Las Vegas: IEEE, 2008.
- [17] CHEN X D, YANG V. Thickness-based adaptive mesh refinement methods for multi-phase flow simulations with thin regions[J]. Journal of Computational Physics, 2014, 269: 22-39.
- [18] 唐志共, 陈浩, 毕林, 等. 自适应笛卡尔网格超声速黏性流动数值模拟[J]. 航空学报, 2018, 39 (5): 44-56.
- [19] ARISTOFF J M, TRUSCOTT T T, TECHET A H, et al. The water entry of decelerating spheres[J]. Physics of Fluids, 2010, 22 (3): 70-340.
- [20] PAN D B, XU X J, LIU B L. Influence of Flanks on resistance performance of high-speed amphibious vehicle[J]. Journal of Marine Science and Engineering, 2021, 9 (11): 1260.

(责任编辑: 曹晓霖)