

乌贼喷射过程的数值模拟

李 健, 王振龙, 王扬威

(哈尔滨工业大学 机器人技术与系统国家重点实验室, 150001 哈尔滨, lijian499@163.com)

摘 要: 为了研究乌贼喷水过程中的流场状态, 为仿生乌贼机器人的研究提供理论基础, 用 CFD 软件对乌贼的喷水过程进行了数值模拟. 建立了简化的乌贼身体模型, 用动网格技术模拟外套膜的收缩动作, 对其二维轴对称、不可压缩、层流时的瞬态 Navier-Stokes 方程进行数值求解, 仿真不同的外套膜收缩速度及不同直径喷嘴喷射后涡流环的形成发展过程, 验证临界涡流环的存在条件为涡流环形成数为 4, 同时还对喷射过程中所受到的推进力进行了相应的对比计算. 结果表明, 该计算模型能较好反映乌贼喷射过程, 数值模拟结果与文献中实验结果基本吻合.

关键词: 乌贼; 数值模拟; 喷射推进; 动网格; 涡流环

中图分类号: TP242.3

文献标志码: A

文章编号: 0367-6234(2011)01-0062-06

Numerical simulation of squids jetting process

LI Jian, WANG Zheng-long, WANG Yang-wei

(State Key Laboratory of Robotics and System, Harbin Institute of Technology, 150001 Harbin, China, lijian499@163.com)

Abstract: For researching the flow distribution of squids jetting process, and providing theoretic basis for bio-mimetic robot, the numerical simulations of this process were studied by CFD. A simplified body of squids was modeled, and the mantle motion during escape-jet locomotion was explicitly included into the simulations by using a deforming mesh. By solving the 2D-axisymmetric, incompressible, laminar, unsteady Navier-Stokes equations, different vortex evolution behavior was observed depending on different mantle contraction rate and jet diameter, and the exiting condition of the critical vortex ring, the formation number $L/D=4$, was verified. The calculations of corresponding instantaneous forces during the ejecting have also been carried out. The results show that this model is suitable to simulate jet process of squids and the numerical results are in satisfactory agreements with the experiment data.

Key words: squid; numerical simulation; jet propulsion; deforming mesh; vortex ring

乌贼是一种最常见的喷水推进生物, 和其他水生生物一样经过数亿年的进化, 形成了非凡的运动能力, 既可以在持续游速下保持低能耗、高效率, 又能在爆发游速下实现高机动性^[1], 喷水推进时喷射推力大, 改变喷嘴的方向即可改变游动方向且频率较低, 噪声极小. 这给了仿生机器学很大的启示, 使得仿乌贼喷水推进具备很好的研究

前景. 而研究乌贼的游动机理也就显得十分必要, 因为工程技术专家们需要给所研制的仿生水下机器人找到理论依据, 以便更好地改进和发展^[2].

国外对乌贼游动机理的研究做了许多工作. Erik J. Anderson 等^[3]在加拿大圣佛朗西斯西佛大学生物系时对乌贼的喷射理论进行了研究, 采用高速摄像机记录下了正在游动的乌贼, 从而较为精确地确定了游动参数、身体变形和外套膜容积随时间的变化, 进而计算出了喷射速度、喷射推进力、外套膜内部的压力以及非定常效应的影响程度. 北卡罗莱纳州立大学的生物系着重研究了外套膜的变化同喷射力之间的关系^[4-5]. 然而, 一方面实验室中的乌贼不易存活, 其运动状态不好, 另

收稿日期: 2009-11-11.

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(50775049); 机器人技术与系统国家重点实验室(哈尔滨工业大学)自主研究课题(SKLR200805C)资助.

作者简介: 李 健(1985—), 男, 博士研究生;
王振龙(1963—), 男, 教授, 博士生导师.

一方面直接的观测实验需要极高的造价和实验条件. 随着计算流体力学的发展, 借助 CFD (Computational Fluid Dynamics) 手段在计算机上模拟乌贼的喷射省钱省时, 并且能获得较完备的数据. 伍兹霍尔海洋研究所应用海洋物理和工程系的 Houshuo Jiang 等^[6]人针对成年乌贼喷射建立了 1 个活塞推进模型, 尝试利用 FLUENT 软件中的动网格技术, 对不同背景流下的涡流环的形成过程进行了数值模拟, 但其运动模型和乌贼外套膜动作相比又有较大出入.

本文用动网格技术, 建立了乌贼外套膜收缩的运动模型, 并对其后续的喷射过程进行了数值模拟, 仿真出了喷射后涡流环的形成、发展过程, 对其在不同的身体模型条件下的形态进行了比较分析. 对相应的喷射过程中所产生的推进力进行求解计算, 并进行了比较分析, 总结了其变化规律, 与文献中的实验数据^[5-7]进行了比较.

1 乌贼喷射推进原理及涡流环作用

乌贼是海洋中一类常见的软体动物, 属头足纲, 全身除颚片和外套膜内的乌贼骨外均呈柔性, (图 1 为其结构示意图), 英文中根据体型分为 squid 和 cuttlefish 2 种, 它们依靠喷射和鳍波动这种特殊的复合推进方式来实现推进. 乌贼的喷射过程可分为充水和喷射这 2 个主要的阶段 (图 2 所示). 喷射前, 喷嘴口闭合, 外套膜与漏斗连接处的锁突打开, 外套膜膨胀而在外套膜腔内形成负压, 水流从开口处进入外套膜腔内而实现充水. 外套膜腔内充满水后, 外套膜和漏斗连接处的锁突闭合, 喷嘴口张开, 外套膜强有力地收缩, 将外套膜腔内的水沿着漏斗从喷嘴中喷出, 使乌贼受到与水流方向相反的作用力, 从而驱使乌贼运动. 喷射完成后, 外套膜重新充水, 周而复始, 实现脉冲喷射推进. 喷嘴可在腹面的半球内向任意方向转动, 从而实现矢量推力, 改变游动方向. 喷射推进时外套膜和喷嘴就像一个阀, 不断在喷水和充水过程中切换. 在喷射开始的瞬间, 喷嘴口张开并扩张到最大, 随着喷射的进行, 喷嘴口慢慢减小, 这样可以在一定的型腔容积变化下获得最大的动量^[8].

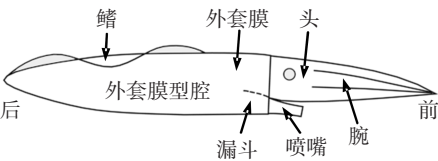


图 1 乌贼结构

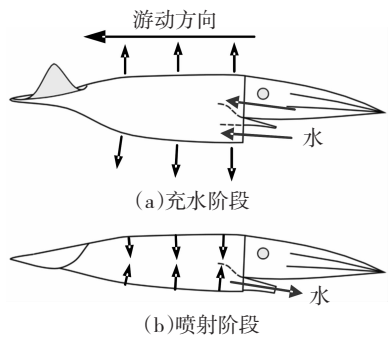


图 2 喷射推进过程示意

涡流环是流体运动中一个非常显著的现象, 引起了国内外学者的广泛兴趣, Shariff and Leonard^[9]对先前学者们在涡流环的产生、发展过程所进行的实验、分析和数值模拟等研究做了全面的综述. 经观测发现, 涡流环在游动中的鱼及其他水中生物 (如乌贼、樽海鞘) 的推进机制中起着很大的作用. 鱼类通过波动或摆动身体或鳍产生涡流, 并周期性地控制它们脱落到尾迹之中, 乌贼或樽海鞘则直接通过喷射产生涡流环, 但两者都是漩涡向后翻卷成 1 个三维的环状结构^[10]. 实验表明, 水中生物推进中所产生的这些涡流环对质量和动量的输送作用要大于等量的直流液体.

2 乌贼喷射流场的数值仿真

2.1 乌贼外套膜收缩喷射几何模型的建立

根据 Erik J. Anderson 等^[3]和 Joseph T. Thompson 等^[4]所研究乌贼体型的大致范围, 结合所解剖的实体乌贼的形体尺寸 (其外套膜某处厚度的变化情况如图 3 所示), 建立示理想化的乌贼模型. 图 4 为其最大纵向截面图. 该模型把乌贼近似为 1 个圆柱形回转体, 后部做圆头处理, 乌贼的锥形喷嘴作直圆柱处理, 并忽略了头部及腕等身体特征. 所建立的圆头轴对称身体模型外套膜长度为 180 mm, 外径 80 mm, 厚度为 4 mm, 喷口长度为 38 mm, 直径为 24 mm, 身体总长度为

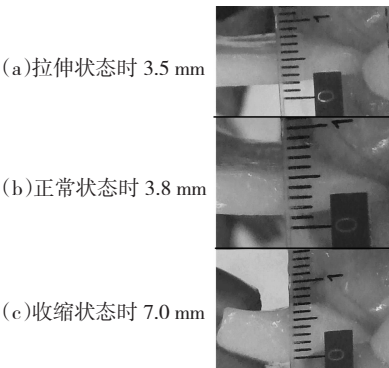


图 3 所解剖乌贼某处外套膜厚度变化

270 mm. 对于外套膜收缩动作的描述,本模型中假定外套膜外侧保持不变,根据文献^[3-4]中所观测到实际乌贼外套膜的大致变化规律,即收缩时间和收缩幅度,定义外套膜内侧收缩速度 $v = 0.006 \text{ m/s}$,动作时间为 0.6 s ,则外套膜最大收缩量为 10% .

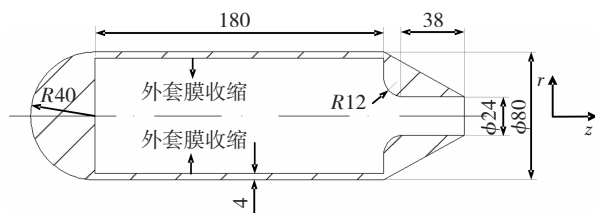


图4 简化的乌贼身体模型

2.2 数值计算模型及相应求解参数设定

2.2.1 控制方程

假定乌贼喷射处的流体——水为非定常的层流不可压缩牛顿流体,并且也认为流体是几何轴对称的,其圆周向速度及旋转速度为0,因此该模型的控制方程为轴对称不可压缩非定常 Navier-Stokes 方程(动量守恒方程)和连续性方程(质量守恒方程). 在数值仿真的始终,流体密度 ρ 为 998.2 kg/m^3 ,其运动黏度 μ 为 $1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$. 二维轴对称时采用柱坐标 (r, θ, z) ,其速度分量为 $V(u_r, u_\theta, u_z)$,相应的不可压缩 N-S 方程为

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} - \frac{u_\theta^2}{r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \mu \left(\nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r^2} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_\theta}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_\theta}{\partial z} + \frac{u_r u_\theta}{r} = \mu \left(\nabla^2 u_\theta - \frac{u_\theta}{r^2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \mu \nabla^2 u_z. \quad (3)$$

连续性方程为

$$\frac{\partial(r u_r)}{\partial r} + \frac{\partial(r u_z)}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

其中

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

2.2.2 网格划分

由于模型为轴对称结构,故轴向的二维流动特征在流动中占支配地位,所以定义其为二维几何模型,并取其纵向最大截面的一半作为计算区域. 定义模型的轴线即下边界为轴对称边界条件,这样处理一方面减小了其他尺度的因素对流体的影响,另一方面减小了计算量. 在前处理软件 GAMBIT 中建立几何模型并划分网格. 整个流场

计算区域大小为半径方向,即 r 向 200 mm ,轴向方向,即 z 向 1520 mm . 划分网格时,采用统一的四边形网格,划分力求保持整个计算区域内网格均匀分布. 最小网格为 $1 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$. 图5为乌贼模型附近的网格划分.

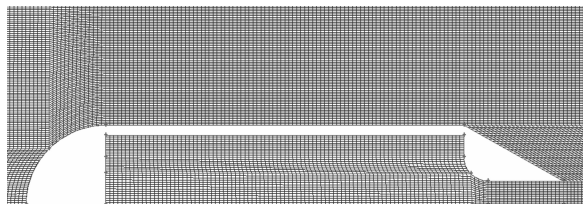


图5 乌贼模型附近的网格划分

动网格是网格随着边界的移动而发生变化,它根据当前时刻的边界位置和速度以及时间增量,确定下一时刻的边界位置,再在邻近移动边界的局部区域对网格进行调整,甚至重新划分网格,以消除畸变的单元,此方法在处理移动边界问题上十分有效. 在本模型中,定义外套膜的内侧边界为移动边界,编写其动作程序,并对涉及到的动网格参数进行设置.

2.2.3 求解器各参数设定

针对所研究的计算模型,求解器采用一阶分离式隐式非稳态方案;空间几何特征选择为 Axisymmetric Swirl,为轴对称回转;计算模型采用层流粘性模型,以便很好地观测其涡流产生发展情况. 在求解控制参数设置方面,选择 SIMPLEC 用于压力速度耦合,二次迎风格式 (QUICK) 用于空间迭代.

2.2.4 边界条件

将所建模型放置于管状流场中,进口边界设为速度入口,出口边界设为压力为0的出口,上边界即管边界为固体边界,下边界即轴线为轴对称边界.

3 仿真结果及分析

3.1 乌贼喷射涡流环的形成

文献[9]中针对乌贼喷射研究了涡流环模型,发现乌贼在喷射过程中会在其喷嘴口的边缘处周期性地脱落出涡流环结构,其特征为在涡流环的横截面上呈现2个旋转方向相反的涡流. 研究表明,这些涡流环对流体质量和动量的输送贡献要大于等量的直流液体,这些涡流环也就产生了更高的平均推力,所以乌贼用涡流环推进这种方式来增强推进效率^[10]. 图6所示为所模拟的涡流环从产生到发展的过程. 从图6中可以看到,在喷射的开始,流体的高速喷出使喷嘴的壁面处形成1个较厚的边界层,由于边界层内的速度梯度

的存在,边界层内处处都是有涡的,处于喷嘴口边缘处的涡由于受到很大的逆压梯度便脱落出来,沿着喷流的方向在外面的静止流体中向后卷成

1 个涡流环,随着喷射的进行,该涡流环继续增大,并随喷流向前流动,喷射结束后自由向前流动,其涡流环尺寸不再增大。

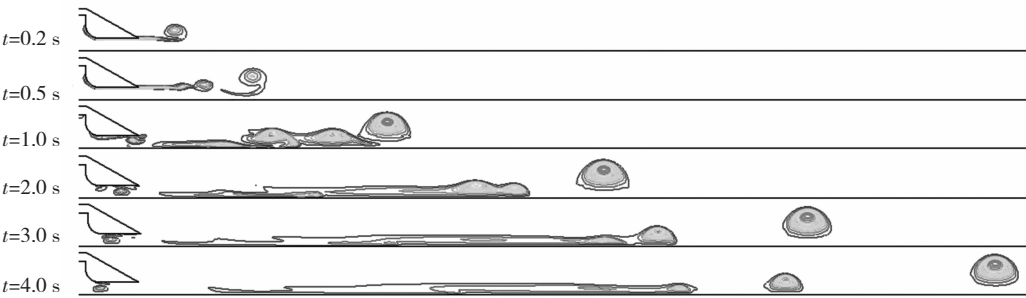


图 6 涡流环的发展变化

3.2 乌贼喷射后涡流环的对比

研究表明,喷射后的涡流环的形态随从喷嘴中排出流的增大而增大,到达约为 4 时达到最大. 涡流形成数与喷出流体的长度 L 及喷嘴的直径 D 的比值直接相关^[11]. 在此引入涡流形成数 $t^* = L/D$ 的概念,当形成数 < 4 时,喷嘴的后面会形成 1 个单个的主涡流环,当形成数 > 4 时,会在主涡流环的后面尾迹中形成一系列的二次涡流环(图 6 所示). 这就表示不是所有喷射期间产生的涡流都被引入到了主涡流环中,而且随着形成数的增大,主涡流环的尺寸大致是相当的,这就说明在大冲程的情形下,在开口处产生的涡流中有恒定的一部分被引入到了主涡流环中.

本研究中定义外套膜的收缩模型,认为水的密度保持不变,不考虑水的黏性作用,忽略边界层的影响,即认为出口处的速度趋于一致,并且不考虑喷射外流体对喷射的影响,认为喷嘴出流在很短的喷射距离内完全保持喷嘴的形状. 其理想化的数学计算方程为:

$$\begin{aligned}dV_1(t) &= 2\pi R(t) R'(t) dt \times l_1, \\R(t) &= R_1 - vt, \\dV_2(t) &= \pi r^2 U(t) dt, \\dV_1(t) &= dV_2(t).\end{aligned}$$

由式(1) ~ (4)得喷嘴口流体的出流速度

$$U(t) = [2(R_1 - vt) \times v \times l_1] / r^2. \tag{5}$$

式(5)中: R_1 为外套膜原始半径, l_1 为外套膜的长度, v 为外套膜的收缩速度, t 为外套膜的收缩时间, $R(t)$ 反映外套膜半径随时间的变化情况, r 为喷嘴半径.

涡流的形成数为

$$L/D = \frac{\int_0^t U(t) dt}{2r} = \frac{l_1 v \int_0^t (R_1 - vt) dt}{r^3} = \frac{l_1 vt \left(R_1 - \frac{1}{2} vt \right)}{r^3}. \tag{6}$$

从式(6)可以看出,在固定外套膜的长度、初始半径和喷射时间的情形下,本模型中的涡流形成数主要和外套膜的收缩速度和喷嘴的直径有关. 为此,针对这个模型,进行了不同外套膜收缩速度情形下和不同喷嘴直径情形下的喷射后涡流的形态对比,图 7 为从喷射开始后 2 s 时,不同的外套膜收缩速度下的涡流的形态特征. 经公式(6)计算,当外套膜收缩速度为 0.002 m/s 时,涡流形成数为 1.97,远小于临界形成数 4,在数值模拟中也发现只有单个的主涡流环在喷射中脱落后. 当外套膜收缩速度为 0.004 m/s 时,涡流形成数为 3.7,约等于临界形成数,但在数值模拟中发现,在主涡流环的尾迹中开始形成二次涡流. 其原因为式(6)忽略了黏性和边界层的作用,数值模拟中考虑到了黏性的影响,因此其涡流形成数 $>$ 临界的涡流形成数,进而呈现出图中所示的涡流形态。

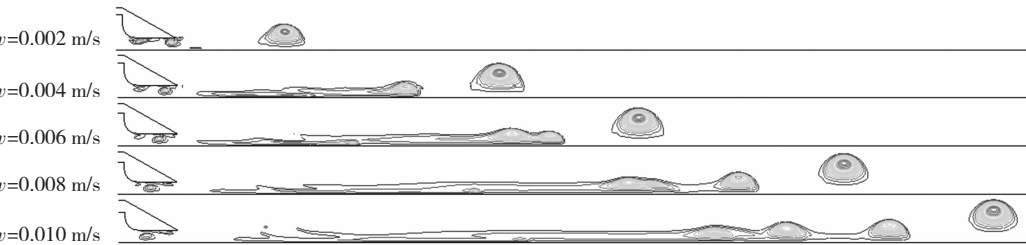


图 7 涡流环随外套膜收缩速度的变化

研究表明,在涡流形成数约为 4 时,喷射在静水中产生 1 个最大的单个涡流环,此时的推进的效率是最高的,即在给定能量的情形下,此时产生的喷射推进力是最大的. 但是,对于乌贼来说,其喷射主要用于高速推进,快速加速到最大速度的能力更加重要^[12],因此,乌贼喷射时的涡流形成数比较高. Anderson 研究体型与本模型尺寸相似的实体成年乌贼后发现,其涡流形成数约为 40 左右^[7]. 这与本模型中对喷嘴直径变化时进行数值

模拟得到的涡流形态也匹配很好. 图 8 所示为改变喷嘴的直径大小,在喷射过程结束时即 0.6 s 时的涡流形态. 同时在解剖乌贼时发现,体型差异很大的乌贼其喷嘴直径的大小却差异不明显,这说明小乌贼的涡流形成数要远小于大乌贼,有着更高的喷射效率,这也和小乌贼本身力量不够,不得不借助提高效率来改进推进有关,使仿真结果得到了很好的验证.

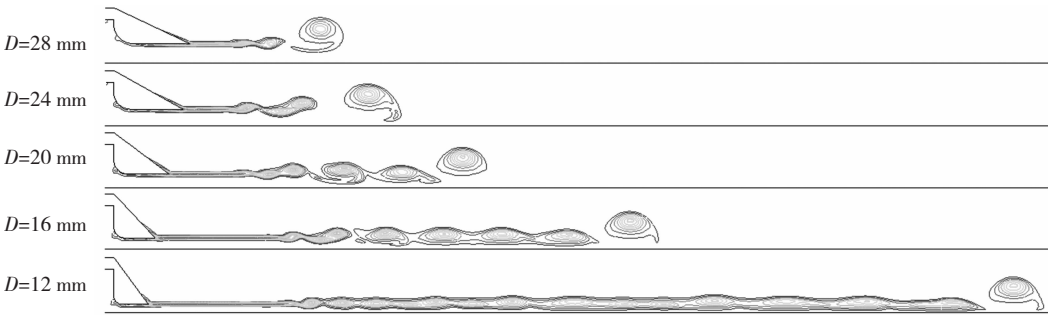


图 8 涡流环随喷嘴直径的变化

3.3 乌贼喷射过程中的受力

在数值模拟中还可以计算出喷射过程中喷嘴口截面处流体的瞬时轴向速度分布 $u_x(r,t)$ 和瞬时压力分布 $p(r,t)$. 应用动量定理结合这些数据, 就可以得出喷射过程中所产生的喷射力为

$$F(t) = 2\pi\rho\int_0^{D/2} u_x^2(r,t)rdr + 2\pi\int_0^{D/2} [p(r,t) - p_\infty]rdr. \tag{7}$$

式中 p_∞ 为轴线上无穷远处的流体压力. 式中的第 1 项为动量项, 后 1 项为喷口压力项. 一般来讲, 喷嘴压力项与动量项相比, 对喷射力的贡献要小很多, 完全可以忽略. 图 9 和 10 分别为模拟计算所得喷射过程中的平均推进力和外套膜收缩速度、喷嘴直径的关系变化曲线. 可以看出推进力与外套膜收缩速度的平方近似成正比, 与喷口直径的平方近似成反比, 因此加快外套膜收缩速度并采用更小的喷嘴将会大大增强推进效果, 这也解释了乌贼在喷水过程中, 其喷嘴会慢慢减小的原

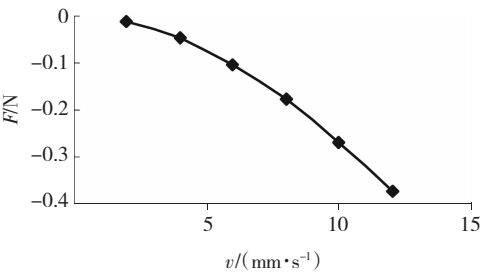


图 9 模拟推进力随外套膜收缩速度的变化

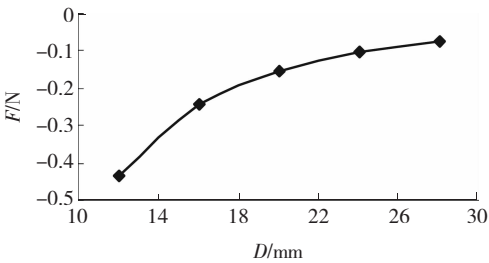


图 10 模拟推进力随喷口直径的变化

因就在于使整个喷水过程都保持强有力的推进力. 同时, 其变化趋势和公式(7)基本一致, 推进力的大小大体和文献[5, 7]中所研究的真实乌贼的推进力大体相似, 其值为负表示和喷水放向相反. 综上所述, 所做数值模拟基本可以成功用于乌贼外套膜喷射.

4 结 论

1) 用数值模拟的方法研究了乌贼在外套膜收缩的情形下完成喷射推进的这一过程. 建立了简化的乌贼身体模型, 并进行仿真. 仿真结果很好地模拟了外套膜的收缩动作导致流体从喷口中喷出, 以及喷嘴后面涡流环的形成发展过程.

2) 通过分别改变外套膜的收缩速度和喷嘴的直径, 验证了决定喷射后涡流环形态的主要因素——涡流形成数 L/D 的存在. 与文献中所述很好地匹配, 即 L/D 约 <4 时, 喷射后只会形成 1 个单个的主涡流环, >4 时, 会在主涡流环的尾迹中形成一系列的二次涡流环.

3)一般的成年乌贼,其喷射推进的涡流形成数在十几以上,效率是比较低的.

4)对喷射力进行了数值模拟,对其在外套膜收缩速度和喷嘴直径变化时的变化规律进行了总结,其数值基本与文献中相仿.

总之,本文中用数值模拟的方法对乌贼外套膜收缩实现喷射推进的仿真是可行的,为这种仿乌贼外套膜收缩喷射推进机器人的研制提供了理论基础.

参考文献:

[1] 童秉纲. 鱼类波状游动的推进机制[J]. 力学与实践, 2000, 20(3): 69-74.

[2] 童秉纲,孙茂,伊协振. 飞行和游动生物流体力学的国内研究进展概述[J]. 自然杂志, 2005, 27(4): 191-199.

[3] ANDERSON E J, DEMONT M E. The mechanics of locomotion in the squid *loligo pealei*; locomotory function and unsteady hydrodynamics of the jet and intramantle pressure [J]. The Journal of Experimental Biology, 2000, 203: 2851-2863.

[4] THOMPSON J T, KIER W M. Ontogenetic changes in mantle kinematics during escape-jet locomotion in the oval squid, *sepioteuthis lessoniana* Lesson, 1830 [J]. The Biological Bulletin, 2001, 201: 154-166.

[5] THOMPSON J T, KIER W M. Ontogeny of squid mantle function; changes in the mechanics of escape-jet locomotion

in the oval squid, *sepioteuthis lessoniana* Lesson, 1830 [J]. The Biological Bulletin, 2002, 203: 14-16.

- [6] JIANG Houshuo, GROSENBAUGH M A. Numerical simulation of vortex ring formation in the presence of background flow with implications for squid propulsion [J]. Theor Comput Fluid Dyn, 2006, 20(2): 103-123.
- [7] ANDERSON E J, GROSENBAUGH M A. Jet flow in steadily swimming adult squid [J]. The Journal of Experimental Biology, 2005, 208: 1125-1146.
- [8] BARTOLL I K, PATTERSON M R, MANN R. Swimming mechanics and behavior of the shallow-water brief squid *Lolliguncula brevis* [J]. The Journal of Experimental Biology, 2001, 204: 3655-3682.
- [9] SHARIFF K, LEONARD A. Vortex rings [J]. Ann Rev Fluid Mech, 1992, 34: 235-279.
- [10] LINDEN P F, SURNER J S. 'Optimal' vortex rings and aquatic propulsion mechanisms [J]. Proc R Soc Lond B, 2004, 271: 647-653.
- [11] GHARIB M, RAMBOD E, SHARIFF K. A universal time scale for vortex ring formation [J]. J Fluid Mech, 1998, 360: 121-140.
- [12] DABIRI J O, GHARIB M. The role of optimal vortex formation in biological fluid transport [J]. Proc R Soc B, 2005, 272: 1557-1560.

(编辑 杨波)