

DOI: 10.11883/bzycj-2018-0094

刚性球体三维高速垂直自由入水载荷*

孙玉松¹, 周德华¹, 张晓兵¹, 孙玉明²

(1. 海军工程大学兵器工程学院, 湖北 武汉 430033;

2. 91267 部队, 福建 福州 350000)

摘要: 入水结构体在从空中弹道转入水下弹道的入水阶段, 其周围的流体将呈现出强非线性性质, 本文针对传统基于 Wagner 理论的结构体入水载荷计算模型不能很好描述流体三维流动的情况, 基于无黏不可压流体流动模型, 考虑流体弹性, 采用微元边界运动等效方法对运动边界进行分段分析, 计及入水过程中系统的动能损失, 根据能量守恒, 对刚性球体高速垂直自由入水过程中流体的三维流动进行了理论分析, 建立了基于无黏不可压弹性流体的刚性球体垂直高速入水载荷计算模型, 并与基于多介质任意拉格朗日欧拉方法的有限元模型进行了对比分析, 验证了该方法的可行性。基于此模型, 本文进一步分析了入水载荷的影响因素。该方法提供了一种计算结构体垂直高速入水载荷的思路, 具有一定的理论意义和工程应用价值。

关键词: 刚性球体; 三维入水; 载荷; 弹性理论; 微元边界运动等效

中图分类号: O353.4

国标学科代码: 13015

文献标志码: A

水上飞机、航天器、鱼雷、水雷等入水均属非周期性入水问题, 有着广泛的应用前景, 是流体力学领域内研究的重要内容。自 1929 年 von Karman 提出忽略浮力, 采用动量定理对楔形体以及平头体入水载荷进行计算后, Wagner^[1] 将 von Karman 的方法进行了更为详细的推导, 考虑到水面抬升, 提出了基于小斜升角模型的近似平板理论。May 等^[2] 分析了入水初期流体流动特点, 得出了钢球入水初期的入水载荷系数。Korobkin 等^[3] 考虑结构体的弹性, 在每一个时间步内首先求解结构体受力, 而后根据结构体压力分布求解其变形, 是一种耦合度较高的计算方法。关于入水初期结构体载荷问题的理论研究基本遵循 Wagner 渐进匹配近似理论, 该理论主要针对可等效为二维结构体的入水模型, 当流体三维流动特性较为明显时, 需引入修正系数对该方法进行修正^[4-5]。宋保维等^[6] 和王永虎等^[7] 建立了六自由度的水雷水下弹道模型, 依据不可压缩流体非定常势流理论和镜像法求解入水载荷, 并应用于大型弹体以约 60 m/s 速度入水的计算中。孙士丽等^[8] 采用三维全非线性不可压缩势流理论方法研究了有限水深中非轴对称体的斜向入水抨击问题, 对轴对称体与非轴对称体的垂直入水以及斜入水进行了模拟。

随着数值方法的发展并在流体流动问题上的应用, 工程上大量复杂流动问题得以解决, 王健等^[9]、马庆鹏等^[10] 和朱珠等^[11] 使用基于网格的数值方法对结构体入水过程进行了仿真, 并对入水载荷进行了分析。Oger 等^[12] 采用光滑粒子流体动力学方法 (SPH), 计及入水过程中流体的可压缩性, 计算了作用在刚体上的压力。虽然数值方法已能有效解决大部分的工程问题, 但对于从本质上解释入水冲击这一现象的意义有限。本文中所研究的刚性球体以 160~240 m/s 的速度垂直入水, 流体的运动是一个非定常的三维流动, 且持续时间极短, 撞水瞬间流体呈现出较强的弹性效应, 并产生振动^[13]。由于入水载荷极大且持续时间极短, 重力作用和流体黏性作用均可忽略。液体不可压缩, 但需考虑其弹性, 认为小幅度的弹性对于流体的不可压缩性影响很小, 在无黏不可压流体流动模型的基础上, 采用微元边界运动等效方法对运动边界进行分段分析, 计及入水过程中系统的动能损失, 根据能量守恒, 对刚性球体垂直入水初期流体的三维运动进行分析, 求出刚性球体入水过程中的载荷。

* 收稿日期: 2018-03-22; 修回日期: 2018-08-10

第一作者: 孙玉松 (1991—), 男, 博士研究生, 751513324@qq.com。

1 刚性球体垂直入水动力学方程

刚性球体在入水初始时刻的位置示意图如图 1 所示。

对于一个以速度 V_p 在 Z 轴方向上运动的刚性球体来说, 为了计算它的入水载荷, 首先需要写出其动力学方程。根据牛顿第二定律, 刚性球体的动力学方程为:

$$m \frac{dV_p}{dt} = F \tag{1}$$

式中: m 为刚性球体的质量, F 为其入水阻力。

目前计算入水阻力的一个普遍采用的计算公式为:

$$F = \frac{1}{2} \rho A_v C_d V_p^2 \tag{2}$$

式中: ρ 为水的密度, A_v 为刚性球体的最大截面积, C_d 为与速度相关的阻力系数。

根据 Charters 及 Thomas 测量的阻力系数与入水速度的关系可以分为 3 个区间, 入水速度在亚声速到 $Ma=0.5$ 区间时, $C_d=0.384$ 。式 (2) 在刚性球体对周围流体形成完全扰动之后是有效的, 但在扰动形成阶段, 该公式计算得到的结果严重偏小, Wagner 理论正是用于计算该过程的, 自提出以来, 围绕该理论取得了较为丰硕的成果^[14], 但基于 Wagner 理论的方法在讨论三维流动问题时往往是按照二维入水问题计算, 然后添加修正系数^[15], 本文针对 Wagner 理论所存在的不足, 采用刚性球体微元边界运动等效的方法考虑三维效应, 对刚性球体的入水载荷进行计算。

2 刚性球体垂直入水载荷计算模型

刚性球体高速垂直入水时, 背部将会形成空泡, 假设入水深度过半球时流体与球体分离, 未触水部分无表面阻力。从球体触水至触水面发展完全这一撞水阶段, 由于撞水时间持续极短, 流体黏性作用有限, 因此将流体看作无黏流体, Lee 等^[16] 在研究高速入水条件下的弹道波的时候使用可压缩波动方程和不可压缩伯努利方程(非定常流动的伯努利方程), 虽然看起来是前后矛盾的, 但依然取得了非常好的结果。可以认为, 在刚性球体高速入水的条件下, 流体中有限的弹性对于流体的不可压缩特性影响不大, 本文模型是建立在无黏不可压弹性流体基础上的。

如图 2 所示是四分之一球体剖面由 OMM' 运动到 $O'NN'$ 。

将弧边 MM' 进行分割, 任意两相邻点 M_i 与 M_{i+1} 组成微元边界 M_iM_{i+1} , M_iM_{i+1} 所代表的微元面在空间上的位置如图 3 所示。

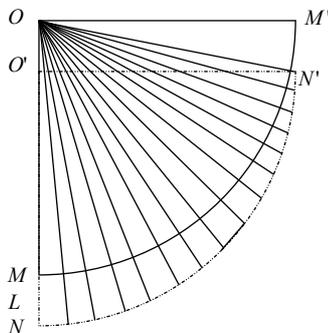


图 2 球体入水运动示意图

Fig. 2 General view of sphere's micromovement

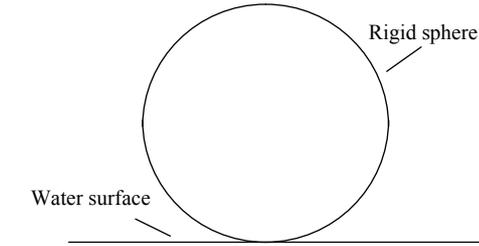


图 1 刚性球体位置示意图

Fig. 1 General view of the rigid sphere's location

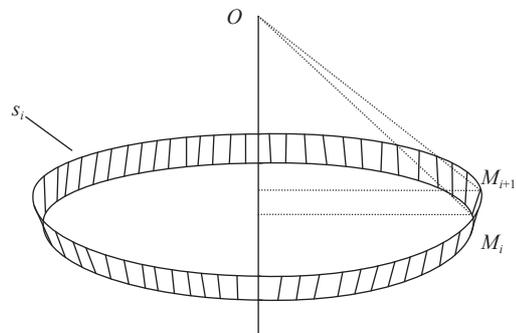


图 3 弧段微元示意图

Fig. 3 General view of a microsegmental arc

图中阴影部分即是弧段 $M_i M_{i+1}$ 所代表的空间上的微元面 s_i , 弧段 $M_i M_{i+1}$ 即是刚性球体截面圆的微元边界, 为了表达的方便, 下面以微元边界 $M_i M_{i+1}$ 指代微元面 s_i 进行表述。

微元面 s_i 的面积为 dS_i , 表达式为:

$$dS_i = 2\pi\delta h R \cos\theta \tag{3}$$

式中: δh 为微元边界 $M_i M_{i+1}$ 在竖直方向上的投影; θ 为 OM_i 与 OM 的夹角; R 为球体半径。

过圆心 O 分别与 M_i 、 M_{i+1} 连线并延长, 与弧线 NN' 分别相交于 N_i 、 N_{i+1} , 如图 4 所示。由于流体无黏且不可压, 可认为弧段 $M_i M_{i+1}$ 通过扩张到达 $N_i N_{i+1}$ 。采用此等效方法, 会使得水面附近的弧段在弧线 NN' 上无对应区域, 当 L 极小时, 此部分弧长趋于 0, 可将其忽略。

设 $M_i M_{i+1}$ 表面流体的等效扩张速度大小为 v_i , 表达式为:

$$v_i = V_p \cos\theta \tag{4}$$

微元边界 $M_i M_{i+1}$ 在 δt 时刻后扰动的流体区域示意图如图 5 所示。

$C_i C_{i+1}$ 为在微元边界 $M_i M_{i+1}$ 作用下流体受迫运动产生的扰动波波面, 波面的扩张速度为声速 c , 波面 $C_i C_{i+1}$ 后部的流体处于未扰动的状态, 速度为 0。根据弹性理论, 波的传播速度为声速 c , 则此刻波面距离运动的球心 O 的距离 R_{ci} 的表达式为:

$$R_{ci} = R + (c - v_i)(t - t_i) \tag{5}$$

式中: t 为系统时间; t_i 为微元边界 $M_i M_{i+1}$ 触水时间。经过 δt 后, 新增扰动区域内流体质量 δm_θ 的表达式为:

$$\delta m_\theta = \frac{dS_i \rho R_{ci}^2 (c - v_i) \delta t}{R^2} \tag{6}$$

当 δt 足够小时, 可认为新增扰动区域内流体速度大小相等, 设该区域内流体平均速度为 v_{ci} , 根据不可压缩流体流动的连续性, 可知 v_{ci} 的表达式为:

$$v_{ci} = \frac{R^2}{R_{ci}^2} v_i \tag{7}$$

δm_θ 的动能增量 δE_θ 可以表示为:

$$\delta E_\theta = \frac{1}{2} \delta m_\theta v_{ci}^2 = \frac{dS_i R^2 v_i^2 (c - v_i) \rho \delta t}{2R_{ci}^2} \tag{8}$$

根据动量守恒, 可知 δm_θ 在垂直方向上的动量增量 δM_θ 可以表示为:

$$\delta M_\theta = \delta m_\theta v_{ci} \cos\theta \tag{9}$$

设 δt 时间内作用在 δm_θ 上的力为 F_{ci} , 平均值为 \bar{F}_{ci} , 根据动量定理, 则 \bar{F}_{ci} 可以表示为:

$$\bar{F}_{ci} = \frac{\delta M_\theta}{\delta t \cos\theta} = \frac{\delta m_\theta v_{ci}}{\delta t} \tag{10}$$

在微观层面, F_{ci} 是变化的, 但作用面的位移速度为 v_{ci} , 则力 F_{ci} 在 δt 时间内做的功 δW_i 可以采用平均力 \bar{F}_{ci} 来计算, 即:

$$\delta W_i = \bar{F}_{ci} v_{ci} \delta t = 2\delta E_\theta \tag{11}$$

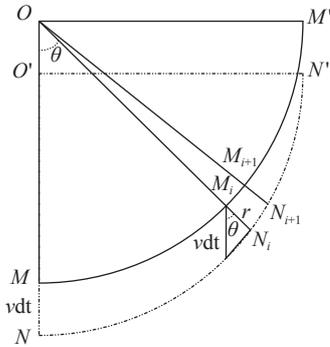


图 4 微元边界运动等效示意图

Fig. 4 General view of microboundary's motion equivalent

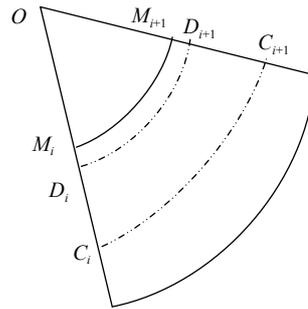


图 5 微元边界扩张示意图

Fig. 5 General view of microsegmental arc's expansion

在 δt 时间内, 刚性球体的每一个微元边界对流体做的功是流体动能增加量的两倍, 损失的能量将主要以波的形式不断扩散出去。根据能量定律, 在 δt 时间内, 刚性球体的动能损失量 dE 应等于各个微元边界对流体做功的总和, dE 的表达式为:

$$dE = \sum_{i=1}^n \delta W_i \quad (12)$$

δt 时间内, 刚性球体受到的合外力 F 的表达式为:

$$F = F_R = \frac{dE}{dL} = \frac{dE}{V_p \delta t} = \sum_{i=1}^n \frac{dS_i R^2 v_i^2 (c - v_i) \rho}{V_p R_{ci}^2} \quad (13)$$

刚性球体入水载荷, 即入水加速度 a 的表达式为:

$$a = \frac{F}{m} = \sum_{i=1}^n \frac{dS_i R^2 v_i^2 (c - v_i) \rho}{m V_p R_{ci}^2} \quad (14)$$

随着刚性球体入水深度的增大, 以对流体扰动作用为主的 Wagner 阶段逐渐结束, 本文所建立的模型便不再适用, 后期刚性球体入水阻力 F 的表达式为:

$$F = F_c = \frac{1}{2} \rho \pi R^2 C_d V_p^2 \quad (15)$$

式中: C_d 是随速度变化的, 在本文中, $C_d=0.384$ 。

从 Wagner 阶段结束到可使用经典入水阻力表达式之间的过渡阶段流体流动较为复杂, 这里进行近似处理, 当采用经典入水阻力表达式计算得到的球体入水阻力 F_c 大于本文模型计算得到的入水阻力 F_R 时, 便使用经典的入水阻力表达式计算入水载荷。

综上所述, 刚性球体垂直入水载荷表达式为:

$$a = \begin{cases} \sum_{i=1}^n \frac{dS_i R^2 v_i^2 (c - v_i) \rho}{m V_p R_{ci}^2} & F_R \geq F_c \\ \frac{\rho \pi R^2 C_d V_p^2}{2m} & F_R < F_c \end{cases} \quad (16)$$

3 模型验证

刚性球体高速入水是强非线性过程, 涉及固、液、气三相的运动, 采用多介质 ALE 方法对刚性球体入水冲击过程进行数值计算。

为了节省计算量, 根据对称性, 采用四分之一模型对入水过程进行计算, 计算域网格采用八节点六面体单元, 空气和水均采用 ALE 网格, 刚性球体采用 Lagrangian 网格, 四分之一计算域有限元模型如图 6 所示。

定义球体为刚体, 水和空气均选用空材料模型, 水的状态方程采用 Grüneisen 方程, 空气则采用线性多项式方程。Grüneisen 方程的压力表达式为:

$$p = \frac{\rho_0 C^2 \mu \left[1 + \left(1 - \frac{\gamma_0}{2} \right) \mu - \frac{a}{2} \mu^2 \right]}{\left[1 - (S_1 - 1) \mu - S_2 \frac{\mu^2}{\mu + 1} - S_3 \frac{\mu^3}{(\mu + 1)^2} \right]^2} + (\gamma_0 + a \mu) E \quad (17)$$

式中: $C=1480$ m/s 为介质中声速; S_1 、 S_2 、 S_3 为冲击波输入参数, $S_1=2.56$, $S_2=-1.986$, $S_3=0$; μ 为介质压缩比, $\mu=\rho/\rho_0-1$, ρ_0 为常温状态下水初始密度, ρ 为水当前密度; $\gamma_0=0.4934$ 为 Grüneisen 初系

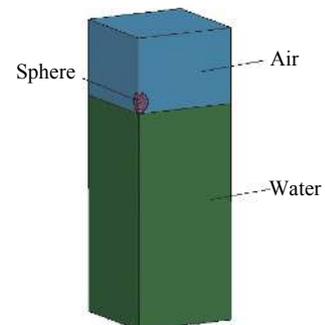


图 6 有限元模型
Fig. 6 Finite element model

数; a 为 Grüneisen 系数修正项, 为 1.393 7; E 为体积内能。

线性多项式 (Linear_polynomial) 状态方程的压力表达式为:

$$p = C_0 + C_1\mu + C_2\mu^2 + C_3\mu^3 + (C_4 + C_5\mu + C_6\mu^2)E \quad (18)$$

式中: $\mu = \rho/\rho_0 - 1$, E 为体积内能, $C_0 = C_1 = C_2 = C_5 = C_6 = 0$, $C_3 = C_4 = 0.4$ 。

设置过球体剖面的两个面为对称边界面, 其余面为非反射边界面。采用罚函数方法进行流固耦合。球体半径为 0.2 m, 质量为 261 kg, 入水速度为 200 m/s。经过计算得到球体入水载荷曲线如图 7 所示。

对于有限元仿真结果的验证一般采用试验的方法, 但大型球体高速入水所需动能极大, 实验室内难以达到相应的试验条件, 且在高速入水条件下, 结构体入水载荷难以准确测量, 而入水空泡的外形容易观测, 入水空泡与能量转化量直接相关, 仿真模型的准确性可以通过对比空泡的外形来验证^[17, 18]。在入水空泡的研究方面, May 等^[19]通过大量的试验观察得到入水初期入水空泡轮廓除头部以外可近似为抛物线, 顾建农等^[20]对此进行了进一步验证, 抛物线的方程为:

$$y + h = \frac{1.716}{\sqrt{C_D}d_b}x^2 \quad (19)$$

式中: h 为入水深度; C_D 为结构体入水阻力系数; d_b 为入水结构体特征尺寸, 本文中为球体直径。

在当前入水条件下, 基于有限元模型和 May 的空泡模型得到的入水空泡轮廓对比结果如图 8 所示。

可知除触水部分外, 两种方法计算得到的空泡轮廓一致, 因此使用该有限元方法和参数计算刚性球体入水冲击过程是准确可行的, 可使用该有限元方法对式(16)所表示的理论方法进行验证。

有限元方法与理论方法分别得到的刚性球体入水载荷曲线对比结果如图 9 所示。

理论方法与有限元方法分别求得的入水载荷峰值相差 15.2%, 入水载荷峰值出现的时间相差 32%。为进一步验证理论方法的合理性, 下面使用两种方法分别对质量为 391.5 kg 以及入水速度为 240 m/s 时钢球的入水载荷进行计算, 结果见图 10 和图 11。

此入水条件下, 入水载荷峰值相差 14.4%, 入水载荷峰值出现的时间相差 29.4%。

此入水条件下, 入水载荷峰值相差 18.7%, 入水载荷峰值出现的时间相差 18.2%。

由图 9~11 可知, 本文所建立的理论模型得到入水载荷峰值结果偏小, 峰值出现时间偏晚, 由于该理论模型未考虑入水冲击过程中产生的水堆, 水堆

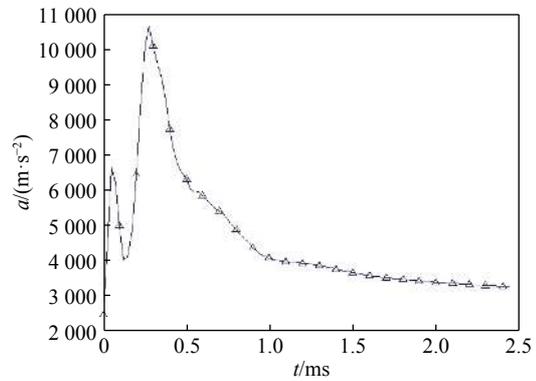


图 7 球体入水载荷曲线

Fig. 7 Water-entry impact curve of the sphere

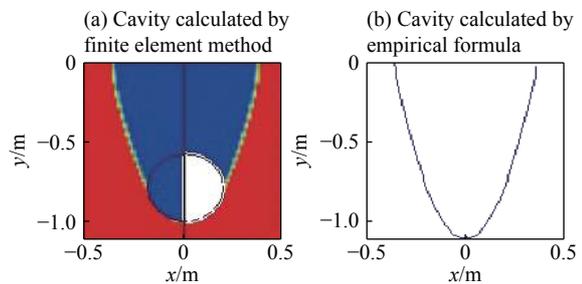


图 8 入水空泡轮廓对比图

Fig. 8 Comparison of the cavities

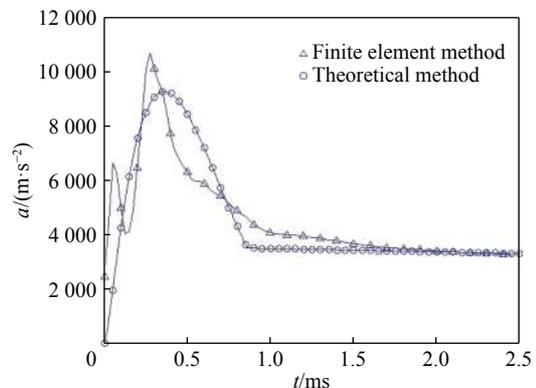


图 9 入水载荷对比图

Fig. 9 Comparison of water-entry impact

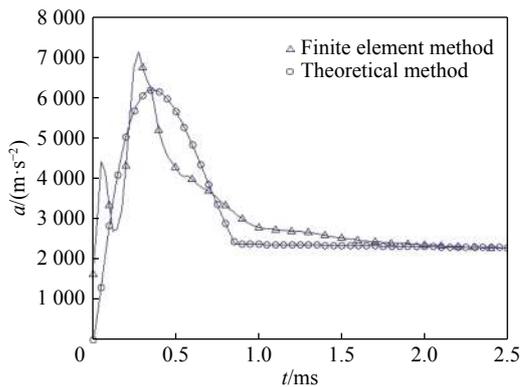


图 10 球体质量为 391.5 kg 时入水载荷对比图
Fig. 10 Comparison of water-entry impact when the sphere's mass is 391.5 kg

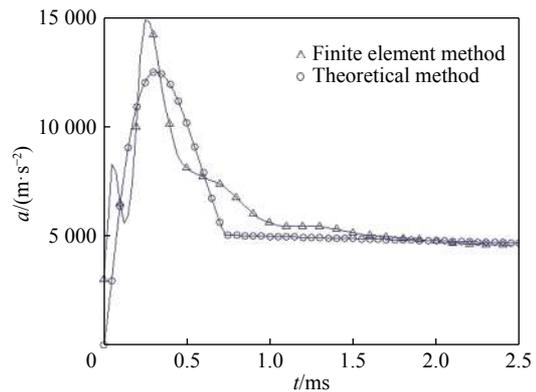


图 11 入水速度为 240 m/s 时入水载荷对比图
Fig. 11 Comparison of water-entry impact when initial velocity is 240 m/s

的出现使得球体周围等效水面抬升, 导致入水冲击载荷峰值时间的提前。同时由于理论模型均匀化了流体内部复杂的压力波动, 因此计算结果也较为平缓, 峰值宽度也较大。

同时可以看出本文所建立的理论方法得到的入水载荷有一个明显的拐点, 这是由于随着入水深度的增加, 刚性球体对周围流体的扰动已不是入水阻力形成的主要原因, 刚性球体入水过程中阻力所做的功主要转化为排开流体的动能, 入水阻力主要成因的转换使得入水过程存在一个过渡的区域, 本文对过渡区域进行了简化, 当采用经典入水阻力方程计算得到的入水阻力较大时, 便采用经典入水阻力方程计算入水载荷, 由于计算模型的不同, 导致了拐点的出现。

但总体来看, 理论方法和有限元方法计算结果一致性较好, 该理论模型能够反映出刚性球体入水过程中载荷的主要影响因素。

4 变参数分析

为探究影响入水载荷的因素, 本文采用控制变量法, 计算不同质量, 不同体积, 不同入水速度条件下的入水载荷并进行对比分析。

4.1 变质量分析

对体积和入水速度相同, 质量分别为 130.5、261 和 391.5 kg 的刚性球体入水过程中的入水载荷进行计算, 并对结果进行比较, 结果如图 12 所示。

由图 12 可知, 随着刚性球体质量的增加, 入水载荷峰值将显著降低, 峰值持续时间变化较小。不同质量条件下刚性球体入水载荷峰值如表 1 所示。

由表 1 可知, 其它条件不变时, 入水载荷峰值与刚性球体质量呈反比关系。

4.2 变体积分析

将密度和入水速度相同, 半径分别为 0.1、0.2 和 0.3 m 的刚性球体代入模型中进行计算, 由于体积(半径)的改变, 密度相同的条件下, 刚性球体质量也会发生变化, 计算得到的 3 个刚性球体入水载

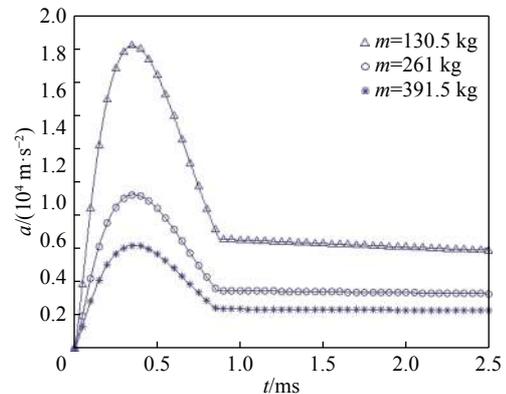


图 12 入水载荷对比图
Fig. 12 Comparison of water-entry impact

表 1 入水载荷峰值对比

Table 1 Comparison of the water-entry peak impact

m/kg	$a_{\text{max}}/(\text{km}\cdot\text{s}^{-2})$	$(ma_{\text{max}})/\text{MN}$
130.5	18.2	2.38
261.0	9.2	2.40
391.5	6.2	2.43

荷如图 13 所示。

由图 13 可知, 随着体积的增大, 刚性球体入水载荷峰值降低, 且峰值持续时间显著增大。不同体积条件下入水载荷峰值如表 2 所示。

表 2 入水载荷峰值对比

Table 2 Comparison of the water-entry peak impact

R/m	$a_{\max}/(\text{km}\cdot\text{s}^{-2})$	$(Ra_{\max})/(10^2\text{m}^2\cdot\text{s}^{-2})$
0.1	18.5	1.85
0.2	9.2	1.84
0.3	6.2	1.86

由表 2 可知, 在刚性球体密度不变的条件下, 其入水载荷峰值与半径成反比例关系。

4.3 变速度分析

将质量和体积均相同, 入水速度 v 分别为 160、200 和 240 m/s 的刚性球体代入计算模型, 得到 3 种不同入水速度条件下刚性球体入水载荷如图 14 所示。

由图 14 可知随着入水速度的增大, 入水载荷峰值的增大比较显著, 但峰值持续时间会有所缩短。不同入水速度条件下刚性球体入水载荷峰值如表 3 所示。由表 3 可知, 入水载荷峰值与入水速度的平方近似成线性关系。

表 3 入水载荷峰值对比

Table 3 Comparison of the water-entry peak impact

$v/(10^2\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	$a_{\max}/(\text{km}\cdot\text{s}^{-2})$	$(v^2/a_{\max})/m$
1.6	6.3	4.06
2.0	9.2	4.35
2.4	12.5	4.6

5 结 论

本文中基于无黏不可压流体流动模型, 考虑流体弹性, 采用微元边界运动等效方法对运动边界进行分段分析, 计及入水过程中系统的动能损失, 根据能量守恒定理, 对刚性球体高速垂直自由入水过程中流体的三维流动进行了理论分析, 建立了基于无黏不可压弹性流体的刚性球体垂直高速入水载荷计算模型, 并验证了该方法的可行性。基于此模型, 进一步分析了刚性球体质量、半径以及入水速度对入水载荷的影响, 结果表明:

- (1) 基于无黏不可压流体流动模型, 考虑流体弹性, 采用边界运动等效方法对运动边界进行分段分析对刚性球体入水载荷进行计算是可行的;
- (2) 入水载荷峰值与刚性球体质量呈反比关系。随着刚性球体质量的增大, 峰值持续时间变化较小;
- (3) 入水载荷峰值与等密度刚性球体的半径成反比例关系。随着刚性球体体积的增大, 入水峰值降

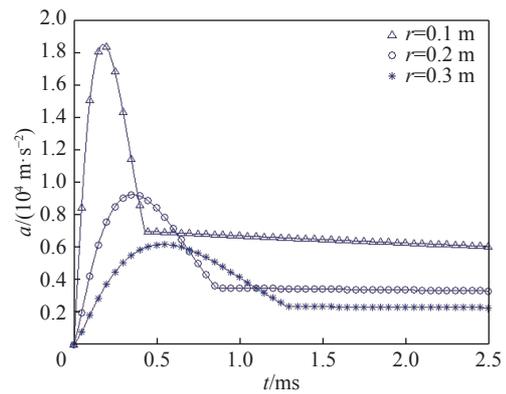


图 13 入水载荷对比图

Fig. 13 Comparison of water-entry impact

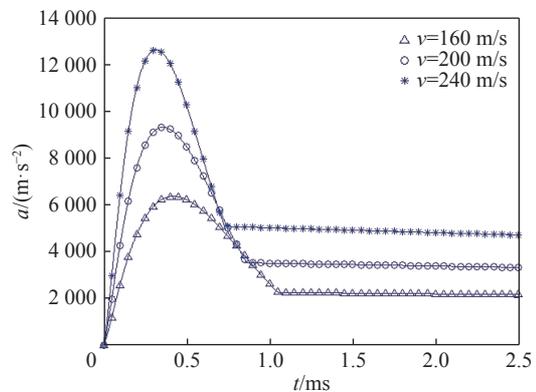


图 14 入水载荷对比图

Fig. 14 Comparison of water-entry impact

低,且峰值持续时间显著增长;

(4)入水载荷峰值与刚性球体入水速度的平方近似成线性关系。随着入水速度的增大,峰值持续时间会有所缩短。

参考文献:

- [1] WAGNER V H. Phenomena associated with impacts and sliding on liquid surfaces [J]. *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, 1932, 12(4): 193–215.
- [2] MAY A, WOODHULL J C. Drag coefficients of steel spheres entering water vertically [J]. *Journal of Applied Physics*, 1948, 19: 1109–1121.
- [3] KOROBKIN A A, PUKHNACHOV V V. Initial stage of water impact [J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 1998, 20: 159–185.
- [4] SCOLAN Y M, KOROBKIN A A. Three-dimensional theory of water impact: Part 1: Inverse Wagner problem [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2001, 440: 293–326.
- [5] MOHAMMAD J, MAURIZIO P. Water entry of compliant slender bodies: theory and experiments [J]. *International Journal of Mechanical Sciences*, 2017, 13(59): 1–16.
- [6] 宋保维, 杜晓旭, 孟锐, 等. 空投水雷入水冲击力仿真 [J]. *鱼雷技术*, 2008, 16(3): 6–12.
SONG Baowei, DU Xiaoxu, MENG Rui, et al. Numerical simulation of water-entry impact force for air-launched mine [J]. *Torpedo Technology*, 2008, 16(3): 6–12.
- [7] 王永虎, 石秀华, 王鹏, 等. 平头尖拱体斜入水冲击理论建模与仿真 [J]. *鱼雷技术*, 2008, 16(1): 14–17.
WANG Yonghu, SHI Xiuhua, WANG Peng, et al. Modeling and simulation of oblique water-entry of disk ogive [J]. *Torpedo Technology*, 2008, 16(1): 14–17.
- [8] 孙士丽, 吴国雄. 有限水深中非轴对称体斜入水抨击问题研究 [J]. *水动力学研究与进展*, 2013, 28(4): 445–451.
SUN Shili, WU Guoxiong. Oblique entry of non-axisymmetric bodies into water of finite depth [J]. *Chinese Journal of Hydrodynamics*, 2013, 28(4): 445–451.
- [9] 王健, 赵庆彬, 陶钢, 等. 火箭撬水刹车高速入水冲击数值模拟 [J]. *爆炸与冲击*, 2010, 30(6): 628–632. DOI: 10.11883/1001-1455(2010)06-0628-05.
WANG Jian, ZHAO Qingbin, TAO Gang, et al. Numerical simulation on rocket sled water-brake high-speed water-entry impact [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2010, 30(6): 628–632. DOI: 10.11883/1001-1455(2010)06-0628-05.
- [10] 马庆鹏, 魏英杰, 王聪, 等. 不同头型运动体高速入水空泡数值模拟 [J]. *哈尔滨工业大学学报*, 2014, 46(11): 24–29.
MA Qingpeng, WEI Yingjie, WANG Cong, et al. Numerical simulation of high-speed water entry cavity of cylinders [J]. *Journal of Harbin Institute of Technology*, 2014, 46(11): 24–29.
- [11] 朱珠, 袁绪龙. 柱体高速入水冲击载荷与空泡特性 [J]. *计算机仿真*, 2014, 31(3): 29–33.
ZHU Zhu, YUAN Xulong. High-speed water-entry impact and cavity characters of cylinder [J]. *Computer Simulation*, 2014, 31(3): 29–33.
- [12] OGER G, DORING M, ALESSANDRINI B, et al. Two-dimensional SPH simulations of wedge water entries [J]. *Journal of Computational Physics*, 2006, 213: 803–822.
- [13] 张伟, 黄威, 任鹏, 等. 高速弹体水平入水产生冲击波特性 [J]. *哈尔滨工业大学学报*, 2016, 48(4): 37–41.
ZHANG Wei, HUANG Wei, REN Peng, et al. The underwater shock wave characteristics caused by high speed horizontal water entry projectiles [J]. *Journal of Harbin Institute of Technology*, 2016, 48(4): 37–41.
- [14] 王永虎, 石秀华. 入水冲击问题研究的现状与进展 [J]. *爆炸与冲击*, 2008, 28(3): 276–282. DOI: 10.11883/1001-1455(2008)03-0276-07.
WANG Yonghu, SHI Xiuhua. Review on research and development of water-entry impact problem [J]. *Explosion and Shock Waves*, 2008, 28(3): 276–282. DOI: 10.11883/1001-1455(2008)03-0276-07.
- [15] 秦红德, 赵林岳, 申静. 入水冲击问题综述 [J]. *哈尔滨工业大学学报*, 2011, 43: 152–157.
QIN Hongde, ZHAO Linyue, SHEN Jing. Review of water entry problem [J]. *Journal of Harbin Institute of Technology*, 2011, 43: 152–157.
- [16] LEE M, LONGORIA R G, WILSON D E. Ballistic waves in high-speed water entry [J]. *Journal of Fluids and Structures*,

- 1997, 11: 819–844.
- [17] 马庆鹏, 魏英杰, 王聪, 等. 锥头圆柱体高速入水空泡数值模拟 [J]. 北京航空航天大学学报, 2014, 40(2): 204–209.
MA Qingpeng, WEI Yingjie, WANG Cong, et al. Numerical simulation of high-speed water-entry cavity of cone cylinder [J]. Journal of Beijing University of Aeronautics and Astronautics, 2014, 40(2): 204–209.
- [18] 何春涛. 典型运动体入水过程多相流动特性研究 [D]. 哈尔滨: 哈尔滨工业大学, 2012: 33–36.
HE Chuntao. Study on multiphase flow of typical body during water entry [D]. Harbin: Harbin Institute of Technology, 2012: 33–36.
- [19] MAY A. Water entry and the cavity-running behavior of missiles: ADA020429 [R]. Maryland: White Oak Laboratory, 1975.
- [20] 顾建农, 张志宏, 王冲, 等. 旋转弹头水平入水空泡及弹道的实验研究 [J]. 兵工学报, 2012, 33(5): 540–544.
GU Jiannong, ZHANG Zhihong, WANG Chong, et al. Experimental research for cavity and ballistics of a rotating bullet entraining water levelly [J]. Acta Armamentarii, 2012, 33(5): 540–544.

Three-dimensional vertical free high-speed water-entry impact of rigid sphere

SUN Yusong¹, ZHOU Suihua¹, ZHANG Xiaobing¹, SUN Yuming²

(1. Academy of Weaponry Engineering, Naval University of Engineering, Wuhan 430033, Hubei, China;

2. Unit No.91267, Fuzhou 350000, Fujian, China)

Abstract: At the initial stage of water entry, the water surrounding of the rigid sphere will show strong nonlinear characteristics. However, there are no exact three-dimensional effects in impact problem within the Wagner theory. Based on the non-viscous incompressible flow model, this paper considered fluid elasticity, used the micro boundary motion equivalent method to analyze the moving boundary, and based on the theory of energy conservation, which considered the loss of kinetic energy, analyzed the three-dimensional flow of the fluid around the rigid sphere during high-speed water-entry vertically, then established the analytical model which can calculate the water-entry impact of rigid sphere, and the analytical model is verified by an FEM model of multi-material ALE method. Base on the analytical model, this paper also analyzed the influencing factors of impact. The analytical model provides a fast algorithm for calculating the high-speed water-entry impact of structure, and has certain theoretical significance and engineering application value.

Keywords: rigid sphere; three-dimensional water-entry; impact; theory of fluid elasticity; microboundary motion equivalent method

(责任编辑 王易难)