

圆管潜射流生成偶极子涡特性实验*

陈科 尤云祥[†] 胡天群

(上海交通大学, 海洋工程国家重点实验室, 上海 200240)

(2013年5月6日收到; 2013年7月3日收到修改稿)

利用溢流恒压装置产生具有稳定出流速度的圆管潜射流, 结合染色液流态显示方法, 在多种射流无量纲潜深 d/H 、雷诺数 Re 以及限制数 C 的组合下, 实验研究了该潜射流动量在有限深密度均匀流体中的演化特性, 其中 d 为射流潜深, H 为水深. 研究表明, 当 $C < 1$ 时潜射流表现为深水特征, 而当 $1 \leq C < 2$ 时潜射流表现为过渡特征, 在这两种情况下均不产生任何形式的大尺度相干结构; 当 $2 \leq C < 10$ 时潜射流表现为浅水特征, 而 $C \geq 10$ 时潜射流表现为极浅水特征, 在这两种情况下均产生大尺度的偶极子涡结构. 对极浅水特征潜射流, 在各种无量纲潜深下, 偶极子涡结构的无量纲形成时间 t_f^* 与无量纲射流时间 T_{inj}^* 均满足相同的正比例关系; 对浅水特征潜射流, 当 $d/H = 0.5$ 时, t_f^* 与 T_{inj}^* 满足某种线性关系, 但对其他无量纲潜深, t_f^* 与 T_{inj}^* 之间无明显规律.

关键词: 圆管潜射流, 限制数, 偶极子涡结构, 形成时间

PACS: 47.27.-i, 47.27.De, 47.27.Wg, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.62.194702

1 引言

在 20 世纪中期, 人们从海洋卫星图像上观测到了海面上存在形似漩涡的一种特殊流动结构^[1], 这种特殊流动结构实际上就是海洋中某种大尺度相干涡结构在卫星图像中的影像^[2]. 研究表明, 这种大尺度相干涡结构主要是由于海洋中的某种动量尾迹在密度分层或浅水效应作用下产生的尾迹塌陷所致^[3,4]. 无论是潜艇的推进器还是冷却水排放效应等对周围流场的扰动作用, 其力学效应都相当于有动量源传递给周围流体, 形成射流动量尾迹^[5].

潜艇航行时产生的这种动量尾迹在密度分层和浅水效应作用下同样也有可能产生大尺度相干涡结构, 这种非声水动力学信号与正在发展的潜艇非声探测方法息息相关^[6]. 由于在实验室中采用带染色液的射流方法即可产生所需的动量源, 而且还可以进行可视化观测, 因此利用射流方法来模拟潜艇的推进器或冷却水排放效应, 无疑为动量尾迹生成大尺度相干涡结构特性的研究提供了一条有

效的途径.

在密度均匀自由空间流体的情况, 对于同种流体中以射流出口动量作为源动力的动量射流, 其流动特性与雷诺数 Re 有关. 研究表明^[7-10]: 当 $Re < 300$ 时, 射流属于层流状态; 当 $300 < Re < 1500$ 时, 在距离水平喷口的某个位置处, 射流成为不稳定的, 湍流出现, 而且随着 Re 的增大, 层流区快速扩展, 长度减小; 当 $1500 < Re < 2500$ 时, 层流长度继续减小, 直到 $2000 < Re < 2500$ 时层流区消失, 湍流区扩展角减小; 当 $2500 < Re < 3000$ 时, 湍流区的扩展角继续减小; 当 $Re > 3000$ 时, 射流为完全湍流, 其锥形角近似为一个常数.

在密度分层水槽中, 采用染色液静止射流方法, 很容易形成一对旋转方向相反的偶极子涡, 这是一类较早被发现的存在于密度分层流体中的大尺度相干涡. 有关这种偶极子涡的形成机理、其表现特征及与之相关的湍流相干结构等问题, 已经有许多理论、数值及实验结果^[11-18]. 由于两个旋涡的涡量符号正好相反故称为偶极子, 它们可以相互作用或与固体边界发生作用, 产生许多有意义的现象^[19,20]. 采用染色液移动射流方法所进行的实验

* 国家自然科学基金(批准号: 11072153)和海洋工程国家重点实验室基金(批准号: GP010819)资助的课题.

[†] 通讯作者. E-mail: youyx@sjtu.edu.cn

研究表明, 移动射流动量在密度分层流体中还有可能会出现大尺度的偶极子涡街结构现象^[21-25], 其实际海洋尺度可以达到 1—2 km^[22], 衰减所需时间可以达到数天, 而且在自由面上也可以产生明显旋涡流动特征^[25].

当射流动量在密度分层流体中演化时, 由于海水密度分层产生的浮力效应, 会使动量尾迹的垂向扩散受到抑制并出现塌陷现象, 从而形成大尺度相干涡结构. 此外, 在密度均匀浅水流体的情况, 由于水底及水面边界产生的浅水效应, 射流动量在其演化过程中同样会出现垂向塌陷现象, 并形成大尺度相干涡结构. 所谓浅水效应, 即背景流体水深小于射流动量的垂向特征尺度时, 背景流体的上下边界对射流流体运动所产生的影响作用. 在河流、港口及海岸区的混合层等许多流动情况中, 由于受到水底和水面边界产生的浅水效应的作用, 经常会形成各种大尺度的相干涡现象^[26,27].

Dracos 等^[28] 实验研究了连续射流在密度均匀浅水流体中的演化特性问题, 研究表明射流流动在远场区形成准二维流动现象. Lin 等^[29] 实验研究了脉冲射流在密度均匀流体中的演化问题, 研究表明在较小水深时射流流动具有准二维特性, 但随着水深的增加射流流动的三维特性会越来越明显. Sous 等^[30,31] 对湍流脉冲射流在密度均匀流体中能够形成大尺度相干涡结构的条件进行了实验研究. 总体上, 目前关于湍流射流在密度均匀浅水流体中演化特性的研究还较少.

在 Sous 等^[30,31] 的研究中, 虽然给出了浅水与深水的定量界限, 但仅考虑了射流源位于一半水深这种特殊情况, 然而关于射流源位于其他水深位置时浅水与深水的定量界限尚不清楚. 另一方面, 目前的文献主要集中于浅水条件下大尺度相干涡结构的准二维特性问题, 而对大尺度相干涡结构形成时间等问题还尚未见诸相关报道. 有鉴于此, 本文采用染色液圆管潜射流方法, 在系列射流潜深、时间、雷诺数以及水深的组合下, 研究圆管潜射流在有限深密度均匀流体中的演化机理及其表现特征问题. 在此基础上, 获得大尺度相干涡结构的形成条件及其形成时间的变化规律.

2 实验方法

实验在长 × 宽 × 高为 1.0 m × 0.5 m × 0.6 m 的透明玻璃水箱中进行, 水深为 H . 实验设备包括染

色液容器、分液容器、溢流收集容器、电子天平、L 形射流管和数码摄像机等, 如图 1 所示. L 形射流圆管的内径 $D = 1.5 \text{ mm}$, 其水平部分长为 1.0 cm, 与水槽底部平行, 射流口位于水中, 其中心与水面的距离为 d . 喷管进流部分与分液容器相连, 装有控制开关. 分液容器与染色液容器之间用相同直径的垂直管相连, 也装有控制开关. 溢流收集器用于收集分液容器溢出的染色液体, 电子天平用于记录溢出染色液体的质量. 通过改变分液容器的高度来调节 L 形射流管的流出速度. 将一台高清高分辨率数码摄像机置于透明玻璃水箱上方, 而另一台高清高分辨率数码摄像机置于透明玻璃水箱侧面, 用以记录染色液射流的水平和垂向演化过程, 并采用数字图像处理技术, 研究分析偶极子涡结构的形成规律.

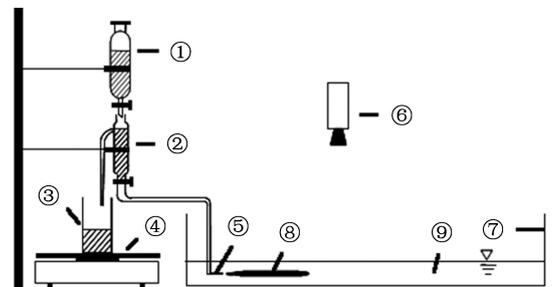


图 1 实验系统示意图 ① 染色液容器; ② 分液容器; ③ 溢流收集容器; ④ 电子天平; ⑤ L 形射流管; ⑥ 数码摄像机; ⑦ 玻璃水箱; ⑧ 染色射流; ⑨ 背景流体

实验所采用的染色液体密度为 $\rho = 1001 \text{ kg/m}^3$, 比纯水略重. 为消除浮力的影响, 在背景流体中添加适量的盐水, 使染色液射流液体与背景流体的密度保持一致. 在实验装置使用时, 首先在分液容器中注入染色液使其上水到溢流面, 并将质量为 M_0 的染色液体加入到染色液容器中, 打开其下方的阀门开关, 使分液容器中的染色液始终处于溢流状态. 然后, 再打开分液容器下方的阀门开关, 染色液体在重力作用下由 L 形射流管进入玻璃水箱的背景流体中, 产生水平圆管潜射流. 由于分液容器中的染色液始终处于溢流状态, 因此 L 形射流管水平喷嘴处的出流速度可以始终保持为稳定出流状态.

在 L 形管水平射流过程中, 染色液容器中的液体会不断补充到分液漏斗中, 其补充速度略快于射流消耗染色液的速度, 而多余的染色液体会通过分液容器的溢流口排出, 进入溢流收集容器中. 在实验完成后, 由电子天平可测得进入溢流收集容器中染色液体的质量, 记为 M_f , 整个射流持续时间记为 T_{inj} . 在本实验中, 由于进入玻璃水箱中染色液

体的质量很小,因此玻璃水箱中背景流液面高度变化对 L 形射流管水平喷嘴处出流速度的影响可以忽略.

设 $\Delta M = M_0 - M_f$ 为进入玻璃水箱中染色液体的质量,则水平喷管出口平均速度 u_0 可表示为

$$u_0 = \frac{4\Delta M}{\rho\pi D^2 T_{inj}}, \quad (1)$$

而水平喷管出口动量流量 J 为^[32]

$$J = \frac{1}{4}\pi D^2 u_0^2. \quad (2)$$

该射流动量的作用过程可以用如下 4 个参数进行表征,即动量流量 J ,运动黏性系数 ν ,射流时间 T_{inj} 和演化时间 t . 利用这些参数可以获得 3 个无量纲参数,分别为射流出口雷诺数 Re 、无量纲射流时间 T_{inj}^* 和无量纲演化时间 t^* :

$$\begin{aligned} Re &= (4J/\pi)^{1/2}/\nu, \quad T_{inj}^* = T_{inj}\nu/D^2, \\ t^* &= t\nu/D^2. \end{aligned} \quad (3)$$

3 结果与分析

本文重点研究在有限深密度均匀流体中圆管潜射流能够形成偶极子涡结构的条件及其表现特征等问题. 在实验中,雷诺数 Re 取值范围为 $300 < Re < 1600$,在该雷诺数范围内,射流的初始状态为层流,但在距离水平喷口的某个位置处,射流开始向湍流状态转化. 实验水深为 $0.5 \text{ cm} < H < 50 \text{ cm}$,无量纲射流时间的范围为 $0.2 < T_{inj}^* < 30$. 在密度均匀自由空间流体的情况,圆管射流的演化特性主要与雷诺数 Re 和无量纲射流时间 T_{inj}^* 有关,但在含自由面密度均匀有限深流体的情况中,圆管潜射流的演化特性除了与雷诺数 Re 和无量纲射流时间 T_{inj}^* 有关外,还与射流潜深 d 和水深 H 等有关.

定义限制数 C 如下^[30,31]:

$$C = \frac{\sqrt{J}T_{inj}}{H^2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{D}{H} \cdot \frac{u_0 T_{inj}}{H}. \quad (4)$$

由此可知,限制数 C 是一个综合考虑了水深、射流时间和射流动量等因素的无量纲参数. 但限制数 C 尚不能反映射流潜深 d 对圆管潜射流演化特性的影响,故还需引入无量纲潜深 d/H 来进行描述. 在本文中,首先针对无量纲潜深 $d/H = 0.5$ (即水平喷管位于一半水深处)的情况,研究在不同雷诺数 Re 和限制数 C 下,圆管潜射流能够形成偶极子涡结构的条件、表现特征及偶极子涡形成时间等问题. 在此基础上,进一步研究无量纲潜深 d/H

对圆管潜射流演化特性的影响,包括在不同无量纲射流时间 T_{inj}^* 下,圆管潜射流能够形成偶极子涡结构的条件及其表现特征,以及偶极子涡形成时间特性等问题.

3.1 $d/H = 0.5$ 时圆管潜射流演化特性

Sous 等^[30,31]采用 PIV 方法,在 $d/H = 0.5$ 的情况,通过对不同水平断面上速度场的相关性分析,研究了抑制数 C 对圆管潜射流演化特性的影响. 在本节中,首先采用高清高分辨率数码摄像方法,通过观察染色液射流的水平和垂向演化过程,研究当 $d/H = 0.5$ 时在不同雷诺数 Re 和限制数 C 下圆管潜射流的演化特性,获得圆管潜射流能够形成偶极子涡结构的条件. 在此基础上,采用数字图像处理技术,研究偶极子涡形成时间的变化规律.

在图 2 中,给出了当 $d/H = 0.5$, $Re = 517$ 和 $C = 0.62$ 时圆管潜射流水平演化特征的实验结果. 其中,射流持续时间为 $T_{inj}^* = 1.3$,水深为 $H = 5 \text{ cm}$. 由图 2(a) 和 (b) 可知,射流期间 L 形管内的染色液体在重力作用下从水平喷嘴流出,在背景流体中沿纵向运动,并同时在水和垂直方向扩散,与密度均匀自由空间流体的情况一样,形成一个带有层流段的三维湍流动量尾迹结构. 由图 2(c)—(f) 可知,当停止射流后,在背景流体作用下射流的纵向运动快速衰减,而且在水平和垂直方向快速扩散,尾迹结构最终由于黏性耗散等原因而消失.

在图 2 中,给出了当 $d/H = 0.5$, $Re = 934$ 和 $C = 1.5$ 时圆管潜射流垂向和水平演化特征的实验结果. 其中,射流持续时间为 $T_{inj}^* = 7.1$,水深为 $H = 10 \text{ cm}$,在图 3(a)—(h) 的每幅子图中,上下子图分别为垂向和水平演化的实验结果,下同. 图 3(a)—(c) 为在射流持续作用期间的实验结果,此时射流的垂向尺度小于水深,水底和水面对其演化特性几乎不产生影响,因此与密度均匀自由空间流体的情况一样,射流液体形成一个锥体形三维动量尾迹结构. 图 3(d) 虽然仍为在射流期间的实验结果,不过此时射流的垂向尺度已接近水深,水底和水面对其垂向扩散开始产生影响,但仍表现为近似锥体型三维动量尾迹结构. 图 3(e)—(i) 为在射流停止后的实验结果,此时射流的垂向尺度已超过水深,在背景流体作用下射流的纵向运动快速衰减,而在水平方向则仍快速扩散,但垂向扩散运动受到水底和水面的抑制,产生尾迹塌陷现象,射流流动已不再是锥体形三维动量尾迹结构.

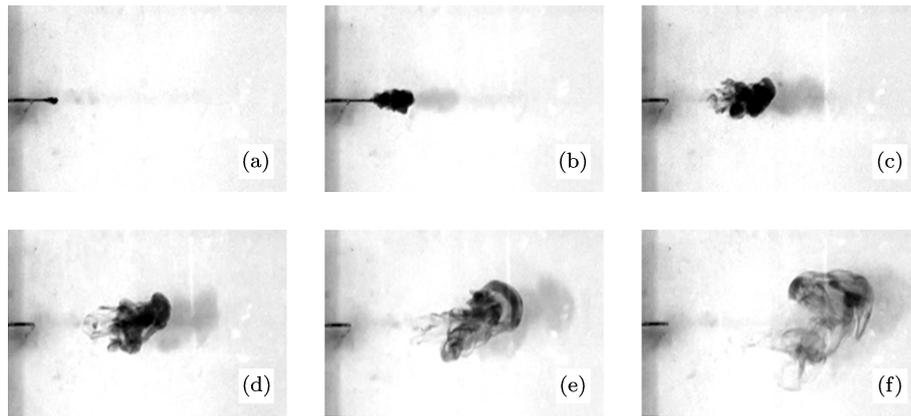


图2 当 $d/H = 0.5$, $Re = 517$ 及 $C = 0.62$ 时, 圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.18$; (b) $t^* = 0.89$; (c) $t^* = 2.2$; (d) $t^* = 4.4$; (e) $t^* = 8.9$; (f) $t^* = 22$

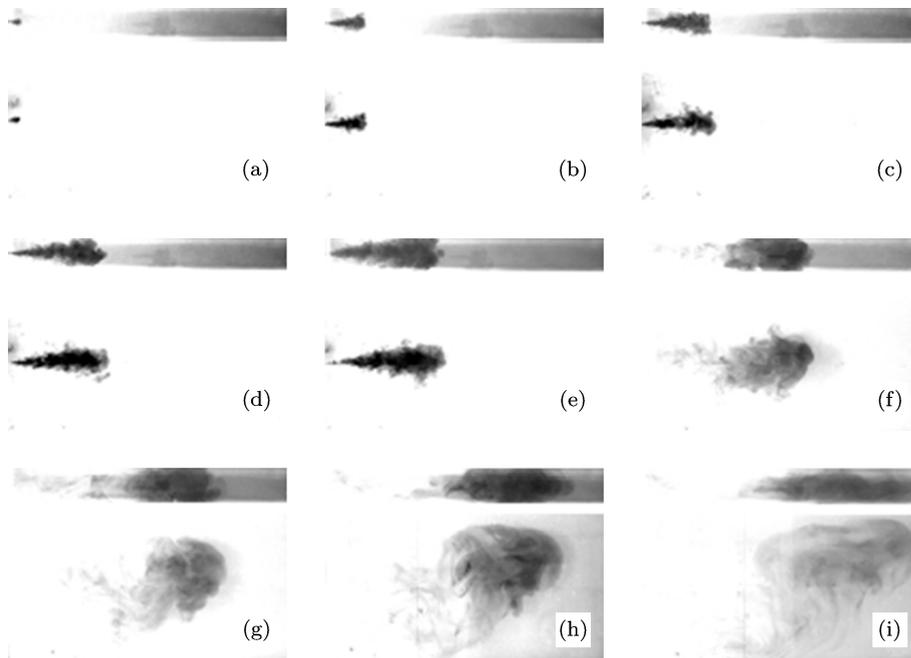


图3 当 $d/H = 0.5$, $Re = 934$ 和 $C = 1.5$ 时, 圆管潜射流垂向和水平演化特征 (a) $t^* = 0.18$; (b) $t^* = 0.89$; (c) $t^* = 2.2$; (d) $t^* = 4.4$; (e) $t^* = 7.6$; (f) $t^* = 18$; (g) $t^* = 36$; (h) $t^* = 58$; (i) $t^* = 89$

在图 4 中, 给出了当 $d/H = 0.5$, $Re = 539$ 和 $C = 3.4$ 时圆管潜射流垂向和水平演化特征的实验结果. 其中, 射流持续时间为 $T_{inj}^* = 14$, 水深为 $H = 10$ cm. 图 4(a)—(c) 为在射流期间的实验结果, 此时射流的垂向尺度小于水深, 与密度均匀自由空间流体的情况一样, 形成一个锥体形三维动量尾迹结构. 图 4(d)—(f) 虽然仍为在射流期间的实验结果, 但射流的垂向尺度逐渐大于水深, 水底和水面对其垂向扩散开始产生影响.

图 4(g), (h) 为在射流停止后的实验结果, 此时射流的垂向尺度已超过水深, 水底和水面产生的浅水效应作用下, 锥体形三维动量尾迹在垂向的扩散运动受到抑制, 在自由面附件射流头部的流体出现

向下倒流现象^[33], 而在底部附近射流头部的流体出现向上倒流现象^[34], 出现尾迹塌陷现象, 在某个时刻后两股倒流汇合.

在射流动量尾迹垂向塌陷过程中, 垂向速度逐渐减小, 水平速度和宽度逐渐增大, 垂向动能逐渐转化为水平动能, 由于背景流体的阻力效应, 射流的纵向运动速度逐渐减小, 期间, 射流主要表现为在水平横向的变化. 在射流水平横向演化过程中, 在其两侧逐渐出现饼状旋涡并向两侧逐渐展开, 在某个时刻之后这种饼状旋涡逐渐演化成一对旋转方向相反的偶极子涡结构, 如图 4(i), (j) 所示. 在偶极子涡结构形成后, 其在水平方向的扩散仍会继续, 并逐渐衰减, 如图 4(k), (l) 所示.

在图 5 中, 给出了当 $d/H = 0.5$, $Re = 502$ 和 $C = 33.6$ 时圆管潜射流水平演化特征的实验结果. 其中, 射流持续时间为 $T_{inj}^* = 2.2$, 水深为 $H = 1$ cm. 由图 5(a)—(c) 可知, 在射流启动后很短的时间内, 水底和水面即对其垂向扩散产生影响. 当停止射流

后, 在背景流体的阻力效应作用下, 射流的纵向运动速度迅速衰减, 并很快形成一对旋转方向相反的偶极子涡, 如图 5(d)—(f) 所示. 在偶极涡形成后的一段较长时间内, 其水平宽度缓慢变化直至消失, 如图 5(g)—(i) 所示.

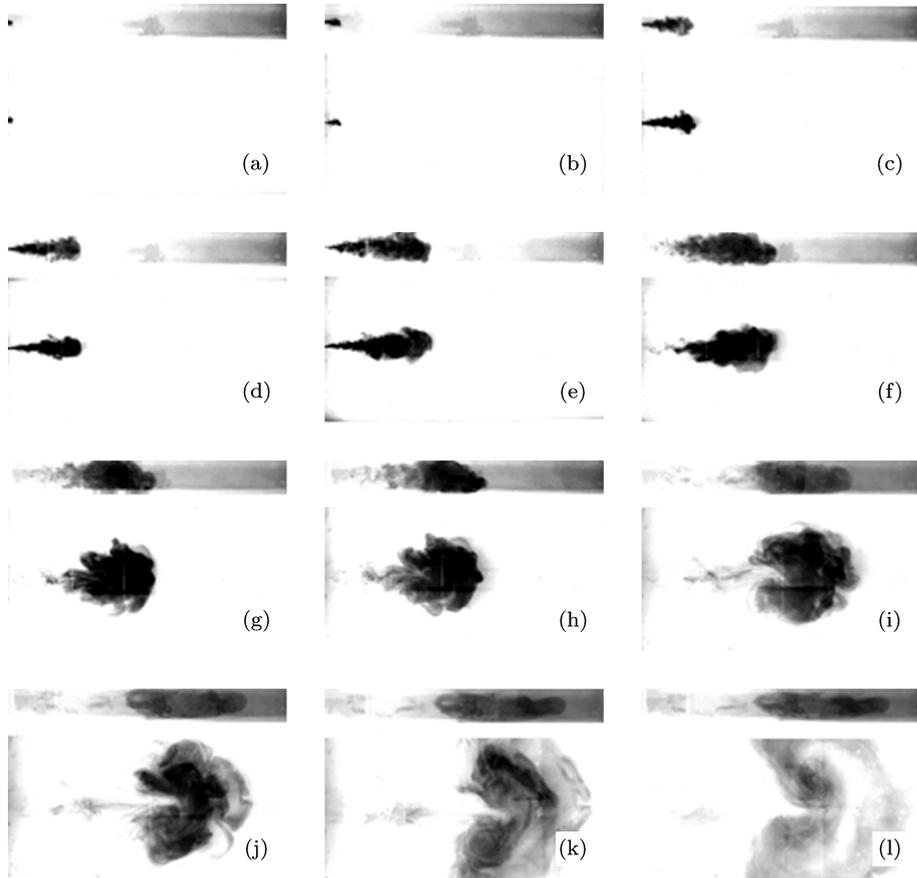


图 4 当 $d/H = 0.5$, $Re = 539$ 和 $C = 3.4$ 时, 圆管潜射流垂向和水平演化特征 (a) $t^* = 0.18$; (b) $t^* = 0.44$; (c) $t^* = 2.2$; (d) $t^* = 4.4$; (e) $t^* = 8.9$; (f) $t^* = 13$; (g) $t^* = 22$; (h) $t^* = 31$; (i) $t^* = 36$; (j) $t^* = 50$; (k) $t^* = 62$; (l) $t^* = 107$

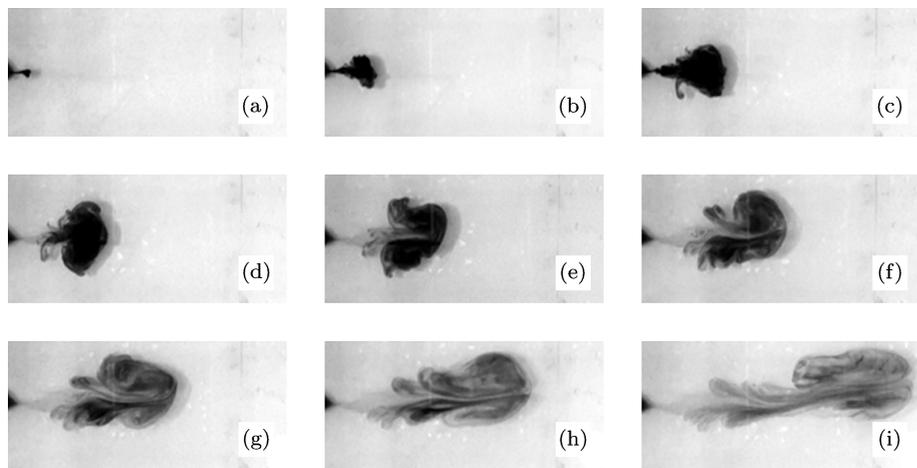


图 5 当 $d/H = 0.5$, $Re = 502$ 和 $C = 33$ 时, 圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.18$; (b) $t^* = 0.89$; (c) $t^* = 2.2$; (d) $t^* = 3.1$; (e) $t^* = 4.4$; (f) $t^* = 6.7$; (g) $t^* = 8.9$; (h) $t^* = 13$; (i) $t^* = 27$

实验结果表明,当 $d/H = 0.5$ 时,在不同雷诺数 Re 和限制数 C 的组合下,圆管湍流潜射流的演化特征主要可以分为三种情况: 1) 射流垂向尺度始终小于水深,水底和自由面对射流演化并不产生明显影响,将其称为深水特征,此时射流在其演化过程中并不形成任何形式的大尺度涡结构; 2) 当停止射流后,水底和自由面对射流垂向扩散运动的产生抑制效应,其水平面扩展尺度明显增大,但此时射流在其演化过程中仍并不能形成任何形式的大尺度涡结构,将其称为深水与浅水的过渡特征; 3) 水底和自由面对射流的垂向扩散产生明显的浅水效应,此时射流在其演化过程中形成大尺度的偶极子涡结构,将其称为浅水特征。

需要指出的是,在图 4 和图 5 的实验条件下,由于在水底和水面产生的浅水效应,圆管潜射流在其演化过程中虽然均会形成大尺度的偶极子涡结构,但两者有较大的不同之处。首先,对图 4 的实验条件,从射流开始至结束期间,射流两侧边界在水平面的投影近似为两条射线,其水平演化特征近似为一个锥形结构,如图 4(a)–(e) 所示。对图 5 的实验条件,从射流开始至结束期间,射流两侧边界在水平面的投影并非呈两条射线的形态,其水平演化特征已不再是一个锥形结构,而且射流的横向扩展范围明显增大,如图 5(a)–(c) 所示。

其次,对图 4 的实验条件,在射流结束后的较长一段时间内,虽然水底和水面对射流的垂向扩散已产生明显的抑制效应,但射流两侧边界在水平面的投影仍近似为一个锥形结构,其纵向长度明显大于横向扩散宽度,而且并不形成偶极子涡结构,如图 4(f) 所示。对图 5 的实验条件,当射流结束后,在形成偶极子涡结构之前,其纵向长度明显小于横向扩散宽度,如图 5(d) 所示。但射流会很快形成偶极子涡结构,如图 5(e), (f) 所示。有鉴于此,将图 4 实验条件下的射流演化称为浅水特征,而将图 5 实验条件下的射流演化称为极浅水特征。

在图 6 中,给出了当 $d/H = 0.5$ 时,在不同雷诺数 Re 和限制数 C 下,四类射流演化特征形成条件的实验结果。由图可知,影响四类射流演化特征的因素主要是限制数 C ,当 $C < 1$ 时,射流表现为深水特征;当 $1 \leq C < 2$ 时,射流表现为过渡特征;当 $2 \leq C < 10$ 时,射流表现为浅水特征;当 $C \geq 10$ 时,射流表现为极浅水特征。该实验结果与 Sous 等^[30,31]采用 PIV 方法所得结果一致。

下面进一步讨论限制数 C 的意义。由 (4) 式可

知,限制数 C 与两个无量纲因子 D/H 和 $u_0 T_{inj}/H$ 的乘积有关。前者 D/H 为射流圆管与水深的几何特征参数之比值,其值越大则意味着水深相较于射流管径越浅,这时潜射流在其演化过程中就越有可能接触到水底和水面边界,水底和水面边界越容易对潜射流的演化特性产生的影响。后者可以理解潜射流的特征尺度与水深的比值, $u_0 T_{inj}/H$ 越大则意味着水深相较于潜射流的特征尺度越浅。

当改变 C 的两个因子 D/H 和 $u_0 T_{inj}/H$,使其乘积接近时,射流的演化特征的结果如图 7 所示。对图 7(a) 和 (b),无量纲因子 D/H 与 $u_0 T_{inj}/H$ 的组合分别为 (0.03, 127.0) 和 (0.023, 179.8),两种情况下限制数 C 均为 3.38 (> 2),因此射流均能形成偶极子涡结构,但偶极子涡结构的特征有一定差异。对图 7(c) 和 (d),无量纲因子 D/H 与 $u_0 T_{inj}/H$ 的组合分别为 (0.03, 70.1) 和 (0.015, 140.0),两种情况下限制数 C 均为 1.86 (< 2),射流均不能形成偶极子涡结构。

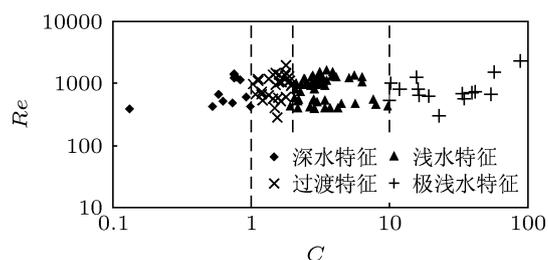


图 6 不同 Re 与 C 组合下,圆管潜射流演化特征的实验结果

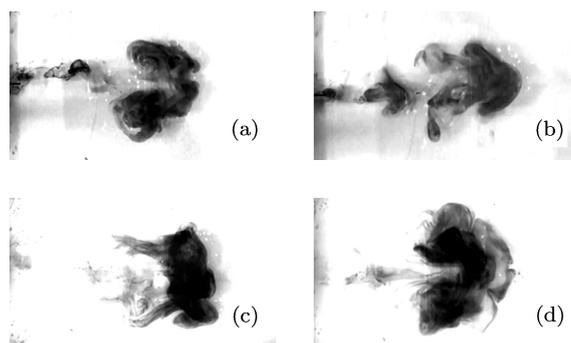


图 7 无量纲因子 D/H 与 $u_0 T_{inj}/H$ 对射流演化特征的影响

在实验中发现,在圆管潜射流形成偶极子涡结构后,其空间特征很难定量地进行描述,但偶极子涡的形成时间则有一定的规律可寻。为此,定义偶极子涡结构的形成时间 t_f 为从射流开始至其开始出现所经历的时间,其无量纲形式为

$$t_f^* = t_f v / D^2. \quad (5)$$

在图 8 中, 给出了在 $d/H = 0.5$ 和 $C \geq 10$ 时, 即当射流为极浅水特征时, 偶极子涡结构的无量纲形成时间 t_f^* 与无量纲射流持续时间 T_{inj}^* 之间相关关系的实验结果. 由图可知, 两者之间近似为正比例函数关系, 利用图中实验结果, 采用数据回归方法可得

$$t_f^* = 1.507 T_{inj}^* \quad (6)$$

当射流为浅水特征时, 偶极子涡结构形成时间的变化规律相较极浅水特征时更为复杂. 实验结果表明, t_f^* 除了与射流持续时间 T_{inj}^* 有关外, 还与射流雷诺数 Re 有关. 在图 9 中, 给出了在 $d/H = 0.5$ 和 $2 \leq C < 10$ 时, 即当射流为浅水特征时, 偶极子涡结构的无量纲形成时间 t_f^* 与无量纲射流持续时间 T_{inj}^* 及雷诺数 Re 之间相关关系的实验结果. 由图可知, t_f^* 与 $T_{inj}^* Re^{1/2}$ 之间近似为线性关系, 利用图中实验结果, 采用数据回归方法可得

$$t_f^* = 0.1 T_{inj}^* Re^{1/2} - 3.78 \quad (7)$$

浅水和极浅水射流的共同特征为两者均会形成偶极子涡结构. 从定性的角度看, 两者的主要区别为: 对浅水射流, 即使在射流结束后的较长一段时间内, 射流的水平演化特征仍近似为一个锥形结构, 其纵向长度明显大于横向扩散宽度, 而且并不形成偶极子涡结构; 对极浅水射流, 在射流启动后的较短时间内, 射流的水平演化特征即已不再是一个锥形结构, 而且在射流结束后会很快形成偶极子涡结构. 从定量的角度看, 两者的主要区别为: 对浅水射流, 其无量纲射流形成时间 t_f^* 与 $T_{inj}^* Re^{1/2}$ 之间近似为线性关系, 而对极浅水射流, 其无量纲射流形成时间 t_f^* 与 T_{inj}^* 之间近似为正比例关系.

3.2 d/H 对圆管潜射流演化特性的影响

在没有受水底和水面影响前, 射流同时在水平和垂直方向扩散, 形成一个近似轴对称的锥体形三维动量尾迹结构. 当射流源潜深正好为一半水深时, 在射流垂向尺度大于水深后, 其垂向演化会同时受到水底和水面的抑制作用, 但这只是一种特殊情况. 本节研究当射流源潜深大于 (或小于) 一半水深时, 潜射流在有限深密度均匀流体中的演化机理及其表现特征问题.

当限制数 $C < 1$ 时, 在射流源潜深正好为一半水深的情况, 水底和自由面对射流演化并不产生明显影响, 此时潜射流其演化过程中不形成任何形式

的大尺度涡结构. 实验结果表明, 在射流源潜深大于 (或小于) 一半水深的情况, 虽然有可能出现射流垂向演化受到水底 (或水面) 单向抑制作用的现象, 但潜射流在其演化过程中也并不形成任何形式的大尺度涡结构, 仍将其称为深水特征, 如图 10 和图 11 所示.

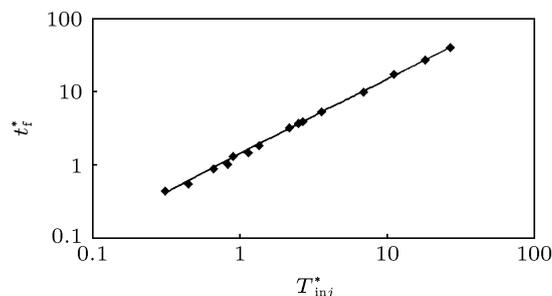


图 8 当 $d/H = 0.5$ 和 $C \geq 10$ 时, t_f^* 与 T_{inj}^* 之间相关关系实验结果

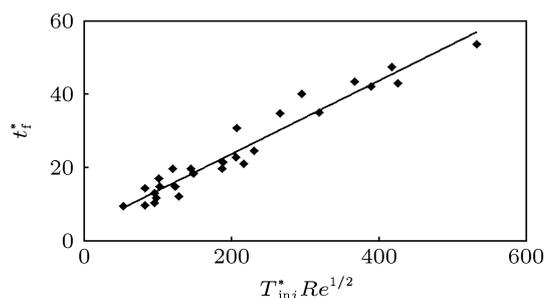


图 9 $d/H = 0.5$ 和 $2 \leq C < 10$ 时, t_f^* 与 $T_{inj}^* Re^{1/2}$ 之间相关关系实验结果

当限制数 $1 \leq C < 2$ 时, 在射流源潜深正好为一半水深的情况, 当停止射流后水底和自由面对潜射流的垂向扩散运动产生抑制效应, 但此时潜射流其演化过程中仍不形成任何形式的大尺度涡结构. 实验结果表明, 在射流源潜深大于 (或小于) 一半水深的情况, 有可能出现在停止射流前其垂向演化即出现水底 (或水面) 单向抑制作用的现象, 但潜射流在其演化过程中也并不形成任何形式的大尺度涡结构, 仍将其称为过渡特征, 如图 12 和图 13 所示.

当限制数 $C \geq 2$ 时, 在射流源潜深正好为一半水深的情况, 在射流过程中水底和自由面即对射流垂向扩散同时产生明显的浅水效应. 在射流源潜深大于本 (或小于) 一半水深的情况, 在射流过程的某个时刻前其垂向演化首先出现水底 (或水面) 单向抑制作用的现象, 然后水底和自由面对其垂向扩散同时产生浅水效应. 实验结果表明, 此时在各种射流潜深下均能够形成大尺度的偶极子涡结构, 仍将其称为浅水和极浅水特征, 如图 14 至 17 所示.

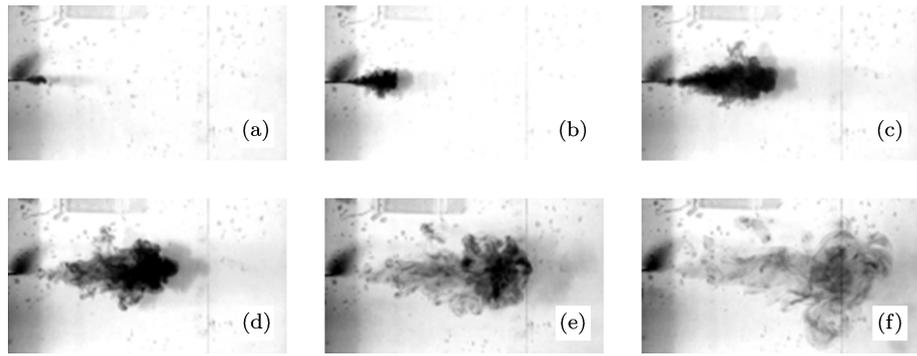


图 10 当 $C = 0.76$, $Re = 1300$ 和 $d/H = 0.9$ 时, 圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.18$; (b) $t^* = 0.89$; (c) $t^* = 2.7$; (d) $t^* = 4.4$; (e) $t^* = 8.9$; (f) $t^* = 22$

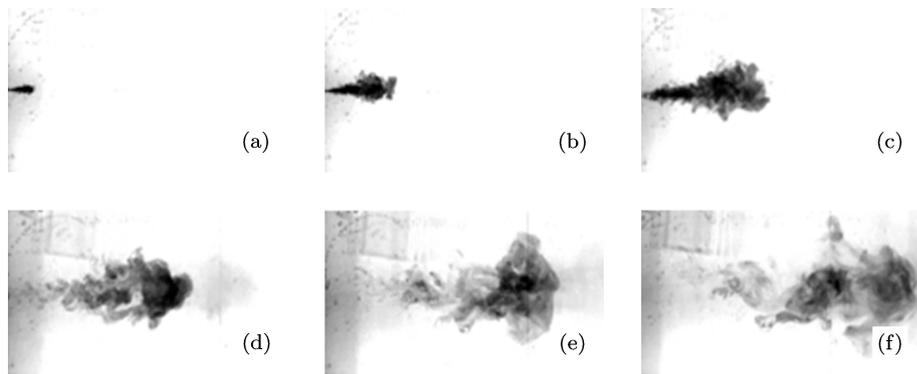


图 11 当 $C = 0.76$, $Re = 1300$ 和 $d/H = 0.1$ 时, 圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.44$; (b) $t^* = 0.89$; (c) $t^* = 3.1$; (d) $t^* = 4.4$; (e) $t^* = 13$; (f) $t^* = 27$

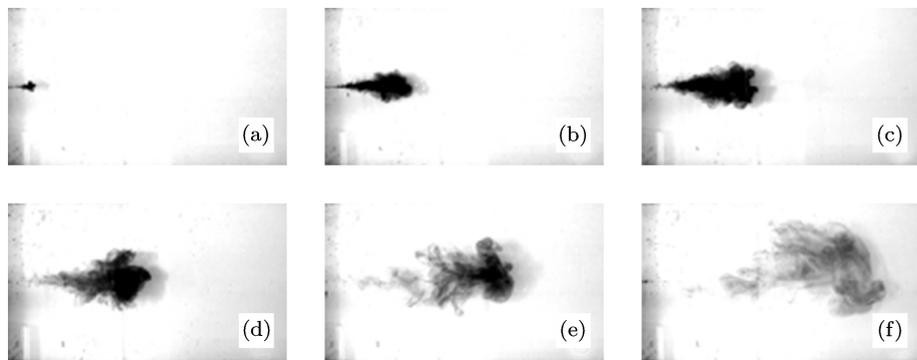


图 12 当 $C = 1.9$, $Re = 1100$ 和 $d/H = 0.75$ 时, 圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.89$; (b) $t^* = 4.4$; (c) $t^* = 7.1$; (d) $t^* = 11$; (e) $t^* = 22$; (f) $t^* = 44$

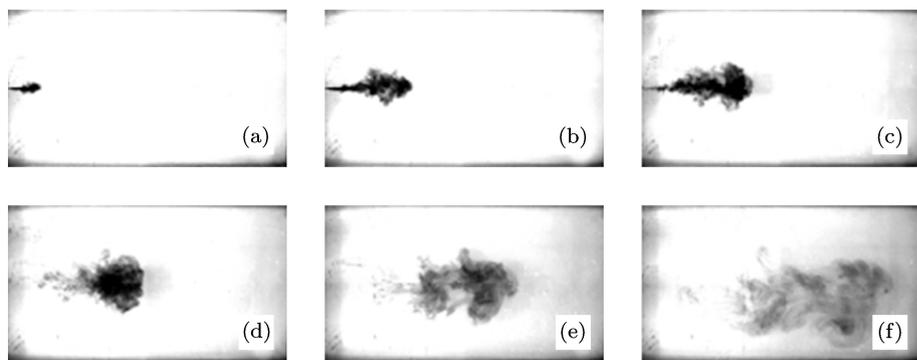


图 13 当 $C = 1.9$, $Re = 1100$ 和 $d/H = 0.1$ 时, 射流水平演化圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.89$; (b) $t^* = 4.4$; (c) $t^* = 7.1$; (d) $t^* = 11$; (e) $t^* = 22$; (f) $t^* = 44$

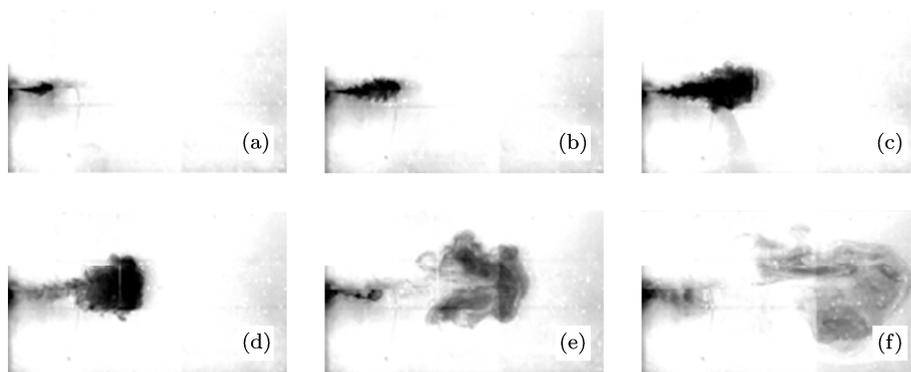


图 14 当 $C = 6.3$, $Re = 350$ 和 $d/H = 0.75$ 时, 圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.89$; (b) $t^* = 2.2$; (c) $t^* = 5.3$; (d) $t^* = 8.9$; (e) $t^* = 24$; (f) $t^* = 60$

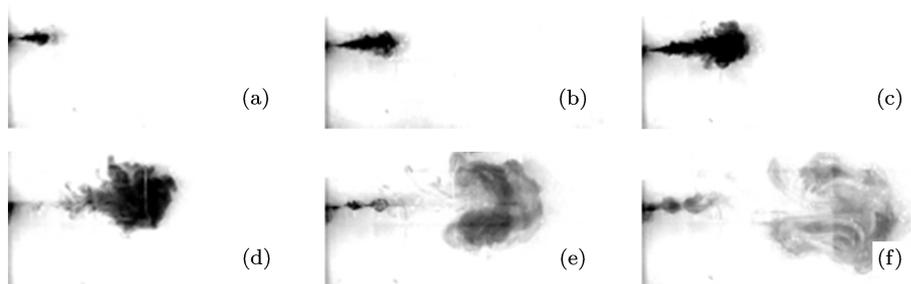


图 15 当 $C = 6.3$, $Re = 530$ 和 $d/H = 0.3$ 时, 射流水平演化圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.89$; (b) $t^* = 2.2$; (c) $t^* = 5.3$; (d) $t^* = 8.9$; (e) $t^* = 24$; (f) $t^* = 60$

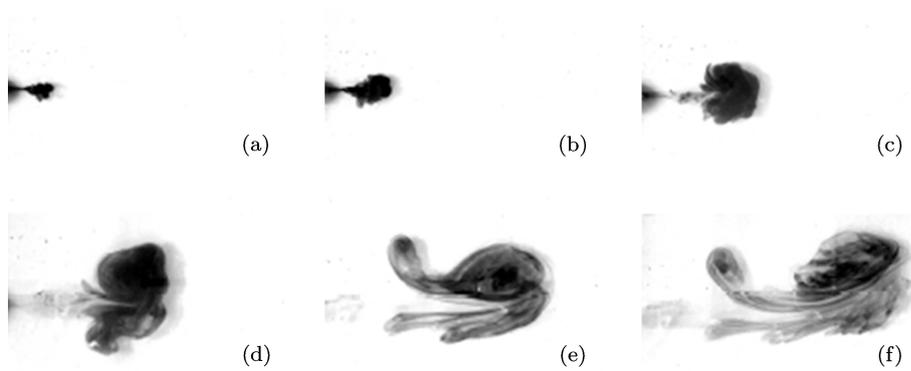


图 16 当 $C = 33$, $Re = 690$ 和 $d/H = 0.75$ 时, 射流水平演化圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.44$; (b) $t^* = 0.89$; (c) $t^* = 3.1$; (d) $t^* = 4.4$; (e) $t^* = 13$; (f) $t^* = 27$

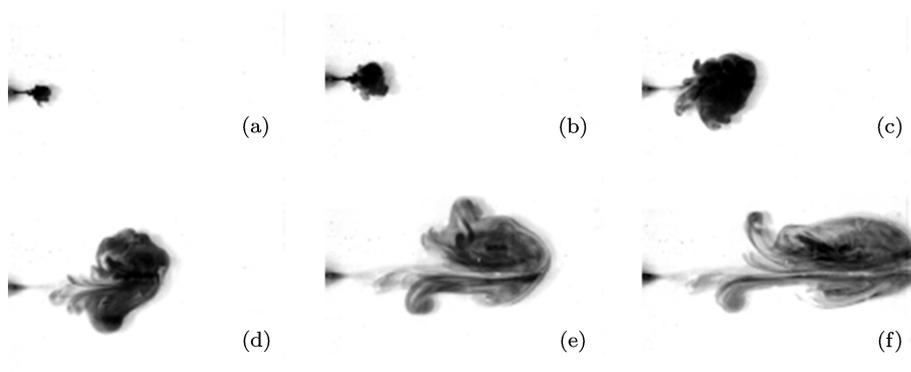


图 17 当 $C = 33$, $Re = 690$ 和 $d/H = 0.1$ 时, 射流水平演化圆管潜射流水平演化特征 (a) $t^* = 0.44$; (b) $t^* = 0.89$; (c) $t^* = 3.1$; (d) $t^* = 4.4$; (e) $t^* = 13$; (f) $t^* = 27$

在图 18 中, 给出了在不同雷诺数 Re 和限制数 C 时, 潜深 d/H 对潜射流演化特征影响的实验结果. 结果表明, 潜深 d/H 并不影响大尺度偶极子涡结构的形成条件, 即在各种不同潜深下, 当 $C < 2$ 时射流并不形成任何形式的大尺度涡结构, 而当 $C \geq 2$ 时潜射流均能够形成大尺度的偶极子涡结构.

最后考虑 d/H 对偶极子涡结构形成时间的影响问题. 在图 19 中, 给出了当射流为极浅水特征时, 在各种不同潜深 d/H 下偶极子涡结构无量纲形成时间 t_f^* 与无量纲射流持续时间 T_{inj}^* 之间相关关系的实验结果. 利用图中实验结果, 采用数据回归方法可知, 在各种潜深 d/H 下 t_f^* 与 T_{inj}^* 之间仍满足正比例关系, 见 (6) 式.

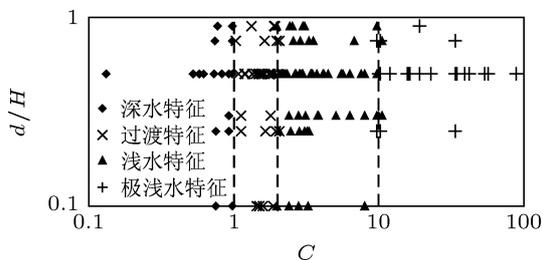


图 18 不同 Re , C 和 d/H 组合下, 圆管潜射流演化特征实验结果

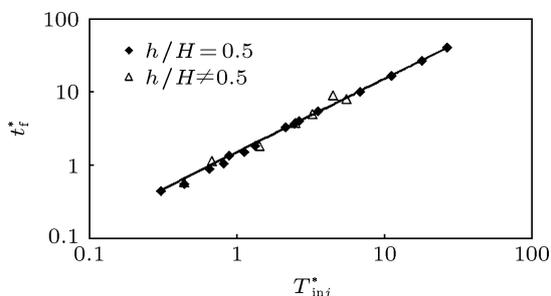


图 19 当 $C \geq 10$ 时, 在各种不同潜深 d/H 下 t_f^* 与 T_{inj}^* 之间相关关系实验结果

在图 20 中, 给出了出了当射流为浅水特征时, 在各种不同潜深 d/H 下偶极子涡结构的无量纲形成时间 t_f^* 与无量纲射流持续时间 T_{inj}^* 及雷诺数 Re 之间相关关系的实验结果. 由图可知, 只有当 $d/H = 0.5$ 时, t_f^* 与 $T_{inj}^* Re^{1/2}$ 之间才近似满足线性

关系, 见 (7) 式; 当 $d/H \leq 0.1$ 或 ≥ 0.9 时, t_f^* 近似为一个常数; 对其他潜深 d/H , t_f^* 与 $T_{inj}^* Re^{1/2}$ 之间无明显规律可循.

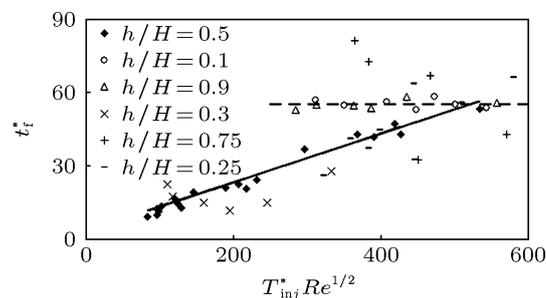


图 20 当 $2 < C < 10$ 时, 在各种不同潜深 d/H 下, t_f^* 与 T_{inj}^* 之间相关关系实验结果

4 结论

采用溢流方法设计了一套恒压出流装置, 在系列射流潜深、时间、雷诺数以及水深的组合下, 对潜射流在有限深密度均匀流体中的演化特性进行了系列实验, 定量地研究分析了偶极子涡结构的形成条件及其形成时间的变化规律. 结果表明, 影响潜射流演化特征的因素主要为限制数 C , 当 $C < 1$ 时, 射流表现为深水特征; 当 $1 \leq C < 2$ 时, 射流表现为过渡特征; 当 $2 \leq C < 10$ 时, 射流表现为浅水特征; 当 $C \geq 10$ 时, 射流表现为极浅水特征.

研究表明, 偶极子涡结构只有在浅水和极浅水特征时才会出现, 在极浅水特征时, 在射流结束后会很快出现偶极子涡结构, 在各种无量纲潜深 d/H 下, 无量纲形成时间 t_f^* 与无量纲射流时间 T_{inj}^* 均成相同的正比关系: $t_f^* = 1.507 T_{inj}^*$; 在浅水特征时, 在射流结束较长时间后才会出现偶极子涡结构, 当无量纲潜深 $d/H = 0.5$ 时, 无量纲形成时间 t_f^* 与无量纲射流时间 T_{inj}^* 及雷诺数 Re 间满足关系 $t_f^* = 0.1 T_{inj}^* Re^{1/2} - 3.78$, 对其他无量纲潜深 t_f^* 与 T_{inj}^* 之间无明显规律, 但当 $d/H \leq 0.1$ 和 $d/H \geq 0.9$ 时, t_f^* 近似为一个常数.

[1] Fedorov K N, Ginsburg A I 1986 *Ann. Geophysicae* **4** 507
 [2] Fedorov K N, Ginsburg A I 1989 *Mesoscale/Synoptic Coherent structures in Geophysical Turbulence* **50** 1
 [3] Van Heijst G J F, Clercx H J H 2009 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **41** 143
 [4] Ginsburg A I 1992 *Oceanology* **32** 689
 [5] Meunier P, Spedding G R 2006 *J. Fluid Mech.* **552** 229

[6] Reed A M, Milgram J H 2002 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34** 469
 [7] Abramovich S, Solan A 1973 *J. Fluid Mech.* **59** 791
 [8] Sozou G, Pickering W M 1977 *J. Fluid Mech.* **80** 673
 [9] Sozou G 1979 *J. Fluid Mech.* **91** 541
 [10] Chen Y X, Chen K, You Y X 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 114701 (in Chinese) [陈云祥, 陈科, 尤云祥 2013 物理学报 **62** 114701]

- [11] Voropayev S I, Afanasyev Y D 1994 *Vortex Structures in a Stratified Fluid* (London: Chapman and Hall)
- [12] Flor J B, van Heijst G J F 1994 *J. Fluid Mech.* **279** 101
- [13] Flor J B, Fernando H J S, van Heijst G J F 1994 *Phys. Fluids* **6** 287
- [14] Fonseka S V, Fernando H J S, van Heijst G J F 1998 *J. Geophys. Res.* **24** 857
- [15] Praud O, Fincham A M 2005 *J. Fluid Mech.* **54** 41
- [16] Feng B P, Mi J C, Deo R C, Nathan G J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7756 (in Chinese) [冯宝平, 米建春, Deo Ravinesh C, Nathan Graham J 2009 物理学报 **58** 7756]
- [17] Feng B P, Mi J C 2011 *Chin. Phys. B* **20** 074701
- [18] Van Heijst G J F, Flor J B 1989 *Nature* **340** 212
- [19] Voropayev S I, Afanasyev Y D 1992 *J. Fluid Mech.* **23** 6665
- [20] Orlandi P 1990 *Phys. Fluids A* **2** 1429
- [21] Voropayev S I, Smirnov S A 2003 *Phys. Fluids* **15** 618
- [22] Voropayev S I, McEachem G B, Fernando H J S 1999 *Phys. Fluids* **11** 1682
- [23] Chen K, You Y X, Hu T Q, Zhu M H, Wang X Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 395 (in Chinese) [陈科, 尤云祥, 胡天群, 朱敏慧, 王小青 2011 物理学报 **60** 395]
- [24] Chen K, You Y X, Hu T Q, Zhu M H, Wang X Q 2012 *Sci. Sini. (Physica, Mechanica and Astronomica)* **42** 172 (in Chinese) [陈科, 尤云祥, 胡天群, 朱敏慧, 王小青 2012 中国科学 G 辑 (物理学、力学、天文学) **42** 172]
- [25] Voropayev S I, Fernando H J S, Smirnov S A 2007 *Phys. Fluids* **19** 1
- [26] Uijttewaai W S J, Tukker J 1998 *Exp. Fluids* **24** 192
- [27] Booij R, Tukker J 2001 *J. Hydra. Res.* **39** 169
- [28] Dracos T, Giger M, Jirka G H 1992 *J. Fluid Mech.* **241** 587
- [29] Lin J C, Ozgoren M, Rockwell D 2003 *J. Fluid Mech.* **485** 33
- [30] Sous D, Bonneton N, Sommeria J 2004 *Phys. Fluids* **16** 2886
- [31] Sous D, Bonneton N, Sommeria J 2005 *Euro. J. Mech. B/Fluids* **24** 19
- [32] Lee J H W, Chu V H 2003 *Turbulent Jets and Plumes: A Lagrangian Approach* (Kluwer Academic Publisher), p6
- [33] Nikora V, Nokes R, Veale W, Davidson M, Jirka G H 2007 *Environ. Fluid Mech.* **7** 159
- [34] Chu V H, Babarutsi S 1989 *J. Hydra. Eng.* **114** 10

Experiments on vortex dipoles generated by a submerged round jet*

Chen Ke You Yun-Xiang[†] Hu Tian-Qun

(State Key Laboratory of Ocean Engineering, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 6 May 2013; revised manuscript received 3 July 2013)

Abstract

The formation mechanism and evolution characteristics of a submerged round jet in a uniform fluid of finite depth are investigated experimentally. A spillover system is designed to produce a continuous horizontal jet in the background fluid with a constant velocity, and the flow is visualized by the dyed liquid. Experiments are conducted under different combinations of Reynolds number Re , confinement number C and nondimensional draft d/H , where d is the vertical distance from the jet to the free surface, and H is the depth of the ambient fluid. Four flow patterns are identified for various C . When $C < 1$, the jet shows a deep-water pattern, while for $1 \leq C < 2$, it shows the transitional pattern, the jets do not develop a structured flow for the two jet patterns. When $2 \leq C < 10$, the jet shows the shallow-water pattern, while if $C \geq 10$, the jet shows the extreme-shallow-water pattern. In both these two patterns, the jets generate vortex dipole structures. In the extreme-shallow water pattern, the nondimensional vortex formation time t_f^* for the vortex dipole structure is proportional to the nondimensional injection time T_{inj}^* for various draft d/H . In the shallow-water pattern, t_f^* depends linearly on $T_{inj}^* Re^{1/2}$ when the draft $d/H = 0.5$; however, there is no observable relationships between t_f^* and T_{inj}^* for other draft d/H .

Keywords: submerged round jet, confinement number, vortex dipole, formation time

PACS: 47.27.-i, 47.27.De, 47.27.Wg, 47.54.De

DOI: 10.7498/aps.62.194702

* Project supported by the National Nature Science Foundation of China (Grant No. 11072153), and the Foundation of State Key Laboratory of Ocean Engineering, China (Grant No. GP010819).

[†] Corresponding author. E-mail: youyx@sjtu.edu.cn