

文章编号:1005-9865(2012)04-0062-06

长波和水流作用下浮泥流动机理研究

吴 博¹, 刘春嵘¹, 呼和敖德²

(1. 湖南大学 机械与运载工程学院工程力学系, 湖南 长沙 410082; 2. 中国科学院 力学研究所, 北京 100190)

摘 要:基于宾汉模型,并运用量级分析方法建立了长波、水流作用下浮泥运动简化方程。简化后的浮泥运动方程是一个非线性的常微分方程。运用解析与数值混合的方法进行求解,计算量很小。讨论了水流对泥面的剪应力、波幅、波长、浮泥层厚度以及浮泥密度等多组参数对浮泥输运速度的影响。研究表明,存在波浪的情况下,即使水流对泥面的剪应力远小于浮泥屈服应力,浮泥也能出现定向的输运。

关键词:浮泥运动; 浮泥输运; 宾汉模型; 波流

中图分类号:TV142 文献标识码:A

Mechanism of fluid mud motion under long-wave and current

WU Bo¹, LIU Chun-rong¹, HUHE Ao-de²

(1. College of Mechanical and Vehicle Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China; 2. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

Abstract: In this paper, Bingham-Plastic model is employed to give the relation between stress and strain, and simplified equations of fluid mud motion under long wave and current are presented by order analysis. The simplified equations are non-linear ordinary differential equations which can be solved by hybrid Numerical-Analytical technique. And the computational cost is very low. The effects of the shear stress acting on the fluid mud bed, wave amplitude, wave-length, the depth of fluid mud layer and bulk density of fluid mud on the fluid mud transportation are discussed. Under the condition of wave and current coexistence, the fluid mud can move toward one direction even if the shear stress acting on the fluid mud bed is smaller than fluid mud yield stress.

Key words: fluid mud motion; fluid mud transport; Bingham-Plastic model; wave-current

浮泥是淤泥质河口、海岸地区特有的一种自然现象。它是床面附近的一层高含沙水体,与上层水体有明显的界面,且流动性很大。目前,国内外已有大量关于浮泥出现的报道。例如,我国的天津新港口、黄河口、长江口、连云港等地区;法国的纪龙德河口、芦瓦尔河口、维伦河口、赛夫勒河口、英国的泰晤士河口等淤泥质海岸河口均发现浮泥。目前,多数学者采用容重的界限来定义浮泥。一般认为浮泥容重的上限为 $1.20 \sim 1.25 \text{ t/m}^3$,下限为 $1.05 \sim 1.08 \text{ t/m}^3$ 。浮泥运动对于航道的淤积、污染物的输运、波浪的衰减等都有很大影响。因此,工程界和学术界都十分重视浮泥的研究。目前,已有不少文献都提到港口航道浮泥的回淤以及浮泥运动对航道建设的重要性。浮泥(或淤泥)的消波作用、浮泥运动对河口海岸的演变、浮泥引起的污染物扩散也越来越受到人们的关注。但由于测量的困难和浮泥特性的复杂,关于浮泥运动研究的工作还是十分有限。目前主要集中在波浪与浮泥(或淤泥)的相互作用、浮泥的输运规律等方面。

收稿日期:2011-11-01

基金项目:连云港30万吨级航道工程徐圩港区航道浮泥研究资助项目;湖南大学“青年教师成长计划”资助项目

作者简介:吴博(1987-),男,硕士生,主要从事流体力学方面的研究。E-mail: wubo7858@yahoo.com.cn

通讯作者:刘春嵘。E-mail: liucr@tsinghua.edu.cn

关于波浪与浮泥(或淤泥)相互作用方面的研究,人们的主要关注点是浮泥(或淤泥)对于波浪的衰减、色散关系的影响等。我国的研究者早在20世纪60年代开始关注此问题。早期的研究工作可参见赵子丹^[1]、呼和敖德^[2]等的综述文章。呼和敖德等总结了波浪与浮泥(或淤泥)相互作用的四种理论模型:粘性模型、粘弹性模型、宾汉模型、多孔介质模型。目前粘弹性(粘性)模型方面的研究较多。例如,曹祖德^[3]、周显初^[4]、练继建^[5]、Ng^[6]、Mei^[7]等工作。宾汉模型是最接近实际海洋浮泥(或淤泥)的本构关系,但该模型的求解困难较大,研究工作相对较少。

浮泥的输运规律是航道建设、海洋环境研究中十分关注的问题。目前,一般认为浮泥的输运有三种形式:1)当水流速度大于浮泥起动流速,浮泥被卷入水体,随水流运动;2)当床面具有一定坡度(或泥面有坡度)时,在重力作用下浮泥层整体滑移;3)水流作用下,浮泥层的流动。陈全^[8]对水流和重力作用下浮泥的流动进行了研究,发现在交界稳定的条件下,浮泥发生整层流动主要是在重力作用下,水流剪应力作用所引起的浮泥流动只限于很薄一层内。因此,浮泥输运规律的研究以浮泥起动、冲刷及重力作用下浮泥的流动为主。浮泥起动方面人们进行了大量实验,并总结了关于临界起动流速(或剪应力)的经验公式^[9-12]。这些研究都表明,浮泥起动的临界剪应力远低于浮泥的屈服应力。重力作用下浮泥运动的研究主要有浮泥发生滑移的平衡坡度、发生滑移后浮泥的运动速度等。这些研究可参见曹祖德^[13]、Kessel^[9]、Chowdhury^[14]的工作。

根据以上综述的研究状况来看,浮泥在只有水流剪应力的作用下,界面未破坏而发生整层流动的可能性几乎为零。但在波浪水流共同作用的情况下,浮泥有可能在泥水界面未破坏的情况下发生整层的定向流动。在波浪水流共同作用浮泥的输运方面,Zhao Zi-Dan^[15]做过研究,发现在顺流情况下,浮泥的输运率会增加。但目前对于各种波浪水流参数下浮泥运动及输运规律的系统研究还十分缺乏。

基于宾汉模型,运用量级分析方法对浮泥运动的二维动量方程和连续性方程进行简化,得到一个非线性的常微分方程。运用解析与数值混合的方法对方程进行求解,计算速度非常快。采用本方法可大量系统地研究多个参数对浮泥运动的影响规律,并研究了水流对泥面的剪应力、波幅、波长、浮泥层厚度以及浮泥密度等参数对浮泥输运速度的影响。

1 数学模型

采用图1所示的坐标系来建立浮泥在波浪水流作用下的运动方程。 x 轴沿水平方向(取水流方向为正方向), z 轴沿垂直方向,坐标原点在静止浮泥面上。 h 表示水深, H 表示浮泥厚度。

浮泥运动的二维动量方程和连续性方程分别为

$$\begin{cases} \frac{\partial(\rho_m u_m)}{\partial t} + u_m \frac{\partial(\rho_m u_m)}{\partial x} + w_m \frac{\partial(\rho_m u_m)}{\partial z} = -\frac{\partial p_m}{\partial x} + \frac{\partial \tau_m}{\partial z} \\ \frac{\partial(\rho_m w_m)}{\partial t} + u_m \frac{\partial(\rho_m w_m)}{\partial x} + w_m \frac{\partial(\rho_m w_m)}{\partial z} = -\frac{\partial p_m}{\partial z} - \rho_m g + \frac{\partial \tau_m}{\partial x} \end{cases} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_m}{\partial x} + \frac{\partial w_m}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

式中: u_m, w_m 分别表示浮泥在 x 和 z 轴方向上的速度; g 是重力加速度; ρ_m 为浮泥密度。当 $H \ll L, \tau_y \ll \rho_m g L$ (L 为波长, τ_y 为浮泥的屈服应力)时,方程(1)可简化为:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_m}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial p_m}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \tau_m}{\partial z} \\ \frac{\partial p_m}{\partial z} = -\rho_m g \end{cases} \quad (3)$$

浮泥的本构关系采用宾汉模型:

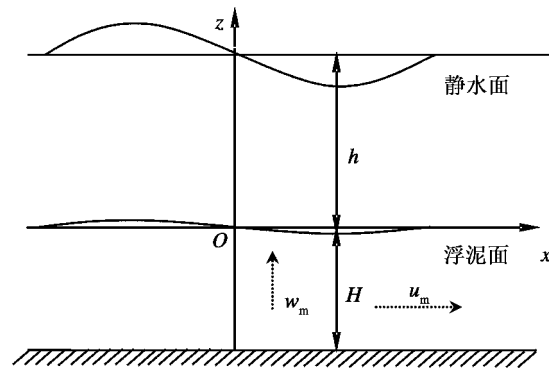


图1 坐标系定义

Fig. 1 Definition sketch

$$\mu_m \frac{\partial u_m}{\partial z} = 0, \quad |\tau_m| < \tau_y \quad (4)$$

$$\mu_m \frac{\partial u_m}{\partial z} = \tau - \tau_y \operatorname{sgn} \frac{\partial u_m}{\partial z}, \quad |\tau_m| > \tau_y \quad (5)$$

其中 μ_m 是宾汉体粘度系数 τ_y 是浮泥的屈服应力。

对方程(3)中的第一式在 z 方向上从 $-H$ 到 0 积分,可得:

$$H \frac{\partial U_m}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_m} \int_{-H}^0 \frac{\partial p_m}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} (\tau_i - \tau_m(-H)) \quad (6)$$

其中 $U_m = \frac{1}{H} \int_{-H}^0 u_m dz$, τ_i 为水流对泥面的剪应力。由式(6)可得:

$$\tau_m(-H) = -\rho_m H \frac{\partial U_m}{\partial t} - \int_{-H}^0 \frac{\partial p_m}{\partial x} + \tau_i \quad (7)$$

当 $|\tau_m(-H)| > \tau_y$ 时,由式(5)可得 $\tau_m(-H)$ 的计算公式:

$$\tau_m(-H) = \mu_m \left. \frac{\partial u_m}{\partial z} \right|_{z=-H} + \tau_y \operatorname{sgn} \frac{\partial u_m}{\partial z} \quad (8)$$

浮泥的运动速度则由式(6)计算。

当 $|\tau_m(-H)| < \tau_y$ 时,浮泥为静止状态,即 $U_m = 0$ 。

需要说明的是,在用数值方法求解式(6)时,可根据前一个时间步的值判断 $|\tau_m(-H)| > \tau_y$ 是否成立。

在 $\tau_i < \tau_y$, 波浪波幅 A_0 满足 $A_0 = O\left(\frac{2\tau_y \cosh(kh)}{\rho H \omega^2}\right)$ 的情况下(其中 ω 是波的角频率 k 是波数),可以得到

下面量级关系:

$$\frac{\mu_m \frac{\partial u_m}{\partial z}}{\tau_y} = O\left(\frac{1}{H} \sqrt{\frac{\nu_m}{\omega}}\right) \quad (9)$$

其中 $\nu_m = \frac{\mu_m}{\rho_m}$ 。以连云港浮泥为例来估算 $\frac{1}{H} \sqrt{\frac{\nu_m}{\omega}}$ 的量级,若浮泥厚度 $H = 0.4$ m,波的周期 $T = 4$ s,浮泥密度

$\rho = 1.102$ t/m³,采用流变曲线外插法^[16]测出浮泥粘度系数 $\mu_m = 0.084$,则可计算 $\frac{1}{H} \sqrt{\frac{\nu_m}{\omega}} = 0.017419$,因此

$$\frac{\mu_m \frac{\partial u_m}{\partial z}}{\tau_y} = O\left(\frac{1}{H} \sqrt{\frac{\nu_m}{\omega}}\right) \ll 1 \quad (10)$$

由式(4)、(5)可知在整个浮泥层上 $\frac{\partial u_m}{\partial z}$ 的符号相同,因此 $\operatorname{sgn} \frac{\partial u_m}{\partial z} = \operatorname{sgn}(U_m)$ 。根据式(10),方程(6)可以简化为:

$$H \frac{\partial U_m}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_m} \int_{-H}^0 \frac{\partial p_m}{\partial x} + \frac{1}{\rho_m} (\tau_i - \tau_y \operatorname{sgn}(U_m)) \quad (11)$$

2 计算方法

为求解方程(11),需给出 p_m τ_i 的值。根据方程(3)中第二式可得:

$$p_m = -\rho_m g(z - \xi) + p_i \quad (12)$$

其中 p_i 为泥面上的压强。在 $L^2 \gg gHT^2$ (T 为波浪周期)的情况下,可得泥面波动幅值 $\xi \ll A_0/2 \cosh(kh)$ 泥面上的压强 $p_i(x, t)$ 可表示:

$$p_i(x, t) = \rho g A_0 \frac{\sin(\omega t - kx)}{2 \cosh(kh)} + \rho g h \quad (13)$$

式(12)可简化:

$$p_m = -\rho_m g z + \rho g A_0 \frac{\sin(\omega t - kx)}{2 \cosh(kh)} + \rho g h \quad (14)$$

将式(14)代入式(11)则有:

$$\frac{\partial U_m}{\partial t} = \frac{\rho}{\rho_m} \frac{gkA_0}{2 \cosh(kh)} \cos(\omega t - kx) + \frac{1}{\rho_m H} (\tau_i - \tau_i \operatorname{sgn}(U_m)) \quad (15)$$

若泥面附近波的轨道速度 u_w 远小于水流的速度 u_c , 且水流速度恒定, 则水流对泥面的剪应力 τ_i 可视为常数。

方程(15)可表示成无量纲的形式:

$$\partial U_m^* / \partial t^* = B \cos(t^* - x^*) + C(\tau_i^* - \operatorname{sgn}(U_m^*)) \quad (16)$$

$$\text{其中 } U_m^* = \frac{2U_m \cosh(kh)}{A_0 \omega}, t^* = \omega t, x^* = kx, \tau_i^* = \frac{\tau_i}{\tau_y}, B = \frac{\rho gk}{\rho_m \omega^2}, C = \frac{2\tau_y \cosh(kh)}{\rho_m H A_0 \omega^2}.$$

记 $\sigma = t^* - x^*$, 式(16)可以简化为:

$$dU_m^* / d\sigma = B \cos \sigma + C(\tau_i^* - \operatorname{sgn}(U_m^*)) \quad (17)$$

需说明两点: 1) 由前面的讨论, 这里是在 $\tau_i^* < 1$ 的条件下求解式(17); 2) 在给定速度方向(即 $\operatorname{sgn}(U_m^*)$ 已知)时, 可给出式(17)的解析解。

计算从 $\sigma = 0$ 开始。假设初始浮泥处于静止状态, 随着 σ 的增大, 浮泥有向 x 轴正方向运动的趋势。根据 $B \cos \sigma + C(\tau_i^* - 1) \geq 0$ 是否成立来判断浮泥是否运动。若不成立, 则浮泥运动速度为零。若成立, 浮泥的运动速度可由下式给出:

$$U_m^* = B(\sin \sigma - \sin \sigma_1) + C(\tau_i^* - \operatorname{sgn}(U_m^*))(\sigma - \sigma_1) \quad (18)$$

其中 σ_1 为浮泥开始运动时的 σ 值。

一旦浮泥开始运动, 则需根据前一时间步的速度值来判断浮泥运动速度的求解方式。若前一时间步浮泥速度不为零, 则由式(18)给出下一时间步的浮泥运动速度; 若浮泥速度为零, 则计算 $F = B \cos \sigma + C \tau_i^*$ 的值, 判断 $|F| > C$ 是否成立。若成立, 则令 $\operatorname{sgn}(F) = \operatorname{sgn}(U_m)$, 代入式(18)计算下一时间步的浮泥运动速度; 若不成立, 则浮泥运动速度为零, 即 $U_m^* = 0$ 。

3 结果及讨论

3.1 浮泥运动瞬态速度

在 $B + C(\tau_i^* - 1) < 0$ 条件下, 波浪非定常力和水流对泥面剪应力的合力在任何时刻都不能克服浮泥的屈服应力, 浮泥处于静止状态。当 $B + C(\tau_i^* - 1) \geq 0$, 即使在水流对泥面的剪应力小于浮泥屈服应力的条件下, 浮泥也能够发生运动。Mei^[17]发现只有波浪作用的情况下, 浮泥会出现间歇性栓塞流和连续性栓塞流的运动, 并给出了发生间歇性栓塞流和连续性栓塞流的参数条件。在波浪和水流共同作用下, 浮泥同样会出现间歇性栓塞流和连续性栓塞流的运动。图2(a)、(b)分别给出了间歇性栓塞流和连续性栓塞流情况下(这两种情况下, 水流对泥面剪应力均比浮泥屈服应力要小得多)浮泥瞬时速度随时间变化的规律。由图2可知, 不论是在间歇性栓塞流还是连续性栓塞流, 经过一段时间后浮泥运动的瞬态速度总会出现稳定的周期性变化。间歇性栓塞流情况下, 大概只需一个周期浮泥运动瞬态速度就能出现稳定的周期性变化。此时, 浮泥运动的平均速度为一个大于零的常数。连续性栓塞流情况下, 在初始阶段浮泥平均速度有一个加速过程, 经过多个周期后浮泥运动瞬态速度出现稳定的周期性变化, 浮泥运动的平均速度趋于一个大于零的常数。这说明在长波和水流作用下, 即使在水流对泥面的剪应力远小于浮泥屈服应力的情况下, 浮泥也能出现定向的运输。

3.2 浮泥输运速度

浮泥输运速度(即平均运动速度)为浮泥运动瞬态速度达到稳定(即出现稳定的周期性变化)后, 一个稳定周期内浮泥运动的平均速度。在长波和水流作用下, 浮泥输运速度(即平均运动速度)是波浪波幅 A_0 、波长 L 、水的密度 ρ 、水流对泥面的剪应力 τ_i 、水深 h 、浮泥厚度 H 、浮泥密度 ρ_m 、浮泥的屈服应力 τ_y 的函数:

$$U_m = f(A_0, L, \rho, \tau_i, h, H, \rho_m, \tau_y) \quad (19)$$

以 ρ_m, h, τ_y 为特征量, 根据 π 定理可得下面的无量纲表达式:

$$U_m / \sqrt{\tau_y / \rho_m} = f\left(\frac{A_0}{h}, \frac{L}{h}, \frac{\tau_i}{\tau_y}, \frac{H}{h}, \frac{\rho_m}{\rho}\right) \quad (20)$$

下面讨论不同 A_0/h 、 L/h 、 H/h 、 ρ_m/ρ 情况下, 无量纲的浮泥输运速度随 τ_i/τ_y 的变化规律。

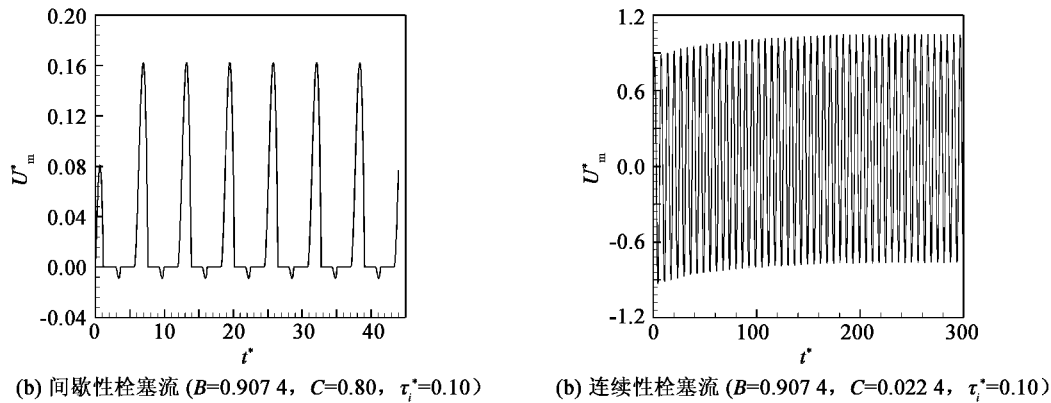


图2 浮泥运动瞬时速度

Fig. 2 Instantaneous velocity of fluid mud

图3 (a)、(b)、(c)、(d) 分别给出了不同的 A_0/h 、 L/h 、 H/h 、 ρ_m/ρ 情况下, 浮泥输运速度随 τ_i/τ_y 的变化。由图可知, 无论波浪参数如何变化, 当 τ_i/τ_y 等于零时, 浮泥输运速度均为零。在 $\tau_i/\tau_y < 0.4$ 的情况下, 浮泥输运速度基本上随着 τ_i/τ_y 呈线性增大。因此 τ_i/τ_y 是浮泥输运主导因素。

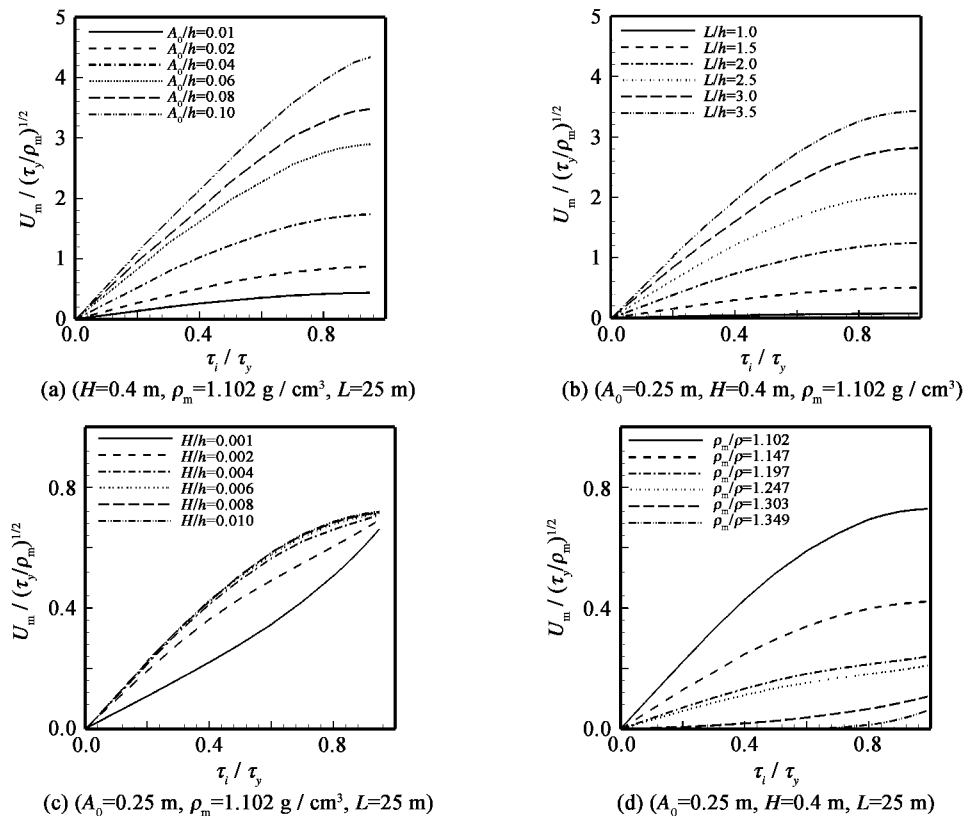


图3 浮泥输运速度随波流参数变化

Fig. 3 The variation of fluid mud velocity with wave-current parameters

除 τ_i/τ_y 外, 波浪参数对浮泥输运速度影响很大。如前言所述, 在没有波浪作用时, 浮泥层是不可能泥面没有破坏的情况下发生运动的。但有波浪作用时, 若波幅较大, 即使在 τ_i/τ_y 很小的情况下, 浮泥也能发生整层输运。随着波幅和波长的增大, 浮泥输运速度有较大幅度的增加(如图3(a)、(b)所示)。Traykovsk [18] 也曾提到, 在河口海岸地区, 波浪的大小对最终沉积物的位置有很大影响。在波浪较大的情况下, 可

观测到最终沉积物发生输移的现象。这从现场观测方面证实了波浪作用能增强浮泥的定向输运。

当浮泥厚度较小($H/h < 0.006$)时,浮泥厚度的变化会引起浮泥输运速度的变化。随浮泥厚度的增加,浮泥输运速度有所增大(见图3(c))。当浮泥厚度超过某一值($H/h = 0.006$)后,随浮泥厚度的增大,浮泥输运速度的变化已很小。浮泥密度对浮泥输运速度的影响也比较大。由图3(d)可看出,浮泥输运速度将随浮泥密度的增大而减小。若给出波浪参数、水流速度、水深及浮泥参数,采用本方法可迅速地计算出浮泥的平均输运速度。以某港口的淤泥运动为例(波高大约为0.8 m、波长大概为25 m、距离底面1 m处的水流速度大约为0.25 m/s、水深15 m、浮泥厚度为0.4 m、浮泥密度为 1.102 t/m^3),计算可得 $\tau_i = 0.1 \text{ Pa}$,从而得到 $\tau_i/\tau_y = 0.34482$ 。由图3(a)可以得到 $u_m/\sqrt{\tau_y/\rho_m} \approx 0.6$,计算出浮泥平均输运速度大概为1.0 cm/s。

4 结 语

通过合理的假设和量级分析,推导出了在长波和水流作用下的浮泥运动方程。对运动方程进行求解,得到如下结论:

- 1) 在有波浪的情况下,即使水流对泥面剪应力小于浮泥屈服应力,浮泥也能够发生定向的输运。
- 2) 浮泥的输运速度随着水流剪应力、波幅、波长的增大而增大。
- 3) 在浮泥厚度较小时,浮泥的输运速度随浮泥厚度的增大而增大。对于浮泥厚度较大的情况,浮泥厚度的变化对浮泥的输运速度影响不大。
- 4) 随浮泥密度的增大,浮泥输运速度很快减小。

参考文献:

- [1] 赵子丹. 论波浪与浮泥海床的相互作用[J]. 海洋工程, 1991, 9(2): 33-40.
- [2] 呼和敖德, 周显初, 李家春, 等. 连云港淤泥质海床上波浪衰减研究—实验、观测及理论模型比较和评价[J]. 海洋工程, 1994, 11(2): 68-77.
- [3] 曹祖德. 波浪作用下浮泥运动特性的研究[J]. 水道港口, 1987(2): 8-14.
- [4] 周显初, 王剑峰. 水波在软淤泥底床上的衰减[J]. 海洋工程, 1994, 12(3): 54-64.
- [5] 练继建, 赵子丹. 波浪水流作用下底泥的响应[J]. 水动力学研究与进展: A辑, 1994, 9(4): 460-468.
- [6] Ng C-O. Mass transport in a layer of power-law fluid forced by periodic surface pressure[J]. Wave Motion, 2004, 39: 241-259.
- [7] Mei C C, Krotov M, Huang Z H, et al. Short and long waves over a muddy seabed [J]. Journal of Fluid Mechanics, 2010, 643: 33-58.
- [8] 陈全. 水流与重力作用下浮泥的流动及其交界面的失稳[J]. 天津大学学报, 1965(24): 31-52.
- [9] Kessel Thijs Van, Kranenbug C. Gravity current of fluid mud on sloping bed [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 1996, 122(12): 710-717.
- [10] 唐存本. 泥沙启动规律[J]. 水利学报, 1963(2): 1-12.
- [11] 洪柔嘉, 应永良. 水流作用下浮泥启动流速试验研究[J]. 水利学报, 1988, 8(8): 49-55.
- [12] 窦国仁. 再论泥沙启动流速[J]. 泥沙研究, 1999(6): 1-13.
- [13] 曹祖德. 浮泥特性研究进展[J]. 水道港口, 1992(1): 34-40.
- [14] Chowdhury M R, Testik F Y. Laboratory testing of mathematical models for high-concentration fluid mud turbidity currents [J]. Ocean Engineering, 2011(38): 256-270.
- [15] Zhao Zi-Dan, Lian Ji-Jian. Interaction among waves, current, and mud: numerical and laboratory studies [J]. Advances in Water Resources, 2006(29): 1731-1744.
- [16] 周光垌, 严宗毅, 许世雄, 等. 流体力学[M]. 北京: 高等教育出版社, 2004.
- [17] Mei C C, Liu Ko-Fei. A bingham-plastic model for a muddy seabed under long waves [J]. Journal of Geophysical Research, 1987, 92(13): 14581-14594.
- [18] Traykovski P, Geyer W R. The role of wave-induced density-driven fluid mud flows for cross-shelf transport on the Eel River continental shelf [J]. Continental Shelf Research, 2000(20): 2113-2140.