

DOI:10.3876/j.issn.1000-1980.2016.03.012

加速度不对称波浪作用下的底部边界层动力特性

张弛^{1,2}, 劳伯村¹, 郑金海¹

(1. 河海大学港口海岸与近海工程学院, 江苏 南京 210098;
2. 交通部天津水运工程科学研究所工程泥沙交通行业重点实验室, 天津 300456)

摘要: 为了研究加速度不对称波浪对底部边界层的影响, 建立加速度不对称波浪作用下的底部边界层数学模型, 复演物理模型试验中的流速剖面、紊动强度和床面剪切应力, 在此基础上探讨加速度不对称波浪边界层的动力特性。结果表明, 波峰半周期内正向加速阶段的加速度比较大, 引起较快的边界层发育、较大的流速梯度和较大的紊动能量, 产生了正向的周期平均床面剪切应力; 这些现象随加速度不对称系数的增大而更加明显; 在振荡水槽中, 加速度不对称波浪边界层内存在底部反向和顶部正向的时均流动, 加速度不对称系数的增大会增强底部反向流速; 在开敞水域中, 时均流速在整个边界层内都是正向的, 底部出现“流速外突”的现象, 顶部流速趋于均匀分布, 加速度不对称系数的增大会减弱底部正向流速。

关键词: 加速度不对称波浪; 底部边界层; 水动力特性; 数值模拟

中图分类号: TV131.2 **文献标志码:** A **文章编号:** 1000-1980(2016)03-0258-07

Hydrodynamic characteristics of bottom boundary layer under acceleration-skewed waves

ZHANG Chi^{1,2}, LAO Bocun¹, ZHENG Jinhai¹

(1. College of Harbour, Coastal and Offshore Engineering, Hohai University, Nanjing 210098, China;
2. Key Laboratory of Engineering Sediment of Ministry of Transport, Tianjin Research Institute for Water Transport Engineering, M.O.T., Tianjin 300456, China)

Abstract: In order to study the effect of acceleration-skewed waves on the bottom boundary layer, a numerical model was developed to reproduce the velocity profiles, turbulent intensity, and bottom shear stress as measured in a physical model experiment. Based on this, the hydrodynamic characteristics of the boundary layer under the acceleration-skewed waves were examined. Numerical results show that greater flow acceleration in the positive accelerating stage within a wave crest half-cycle leads to quicker development of the boundary layer, a larger velocity gradient, and greater turbulent intensity, resulting in positive period-averaged bottom shear stress. These features become more pronounced when the degree of acceleration skewness increases. In the oscillating water tunnel, the time-averaged current velocities are positive and negative in the upper and lower regions of the boundary layer, respectively, and the negative near-bed current velocity increases with the degree of acceleration skewness. In the open sea, the time-averaged current velocity is positive over the whole boundary layer, velocity over-shooting is found in the lower region, the velocity is uniform in the upper region, and the positive near-bed current velocity decreases with the increase of the degree of acceleration skewness.

Key words: acceleration-skewed waves; bottom boundary layer; hydrodynamic characteristics; numerical simulation

波浪边界层是因波浪振荡运动和底床摩阻在床面上方形成的一层很薄的水体, 边界层内流速梯度很大,

收稿日期: 2015-05-24

基金项目: 国家自然科学基金(51209082); 教育部高等学校博士学科点专项科研基金(20120094120006); 交通部天津水运工程科学研究所工程泥沙交通行业重点实验室开放课题(2015TKL0101)

作者简介: 张弛(1985—), 男, 福建莆田人, 副教授, 博士, 主要从事海岸动力学研究。E-mail: zhangchi@hhu.edu.cn

是引起床面剪切应力和泥沙起动的主要区域,研究波浪边界层动力特性对海岸工程与海岸保护具有重要的理论意义和实际价值^[1-2]。

近岸非线性波浪呈现出的速度不对称和加速度不对称特征对底部边界层有重要影响。速度不对称是指在波浪浅化过程中,波峰变得尖陡且历时较短,波谷变得平缓且历时较长。Ribberink 等^[3]采用速度不对称系数 R 来表征其强弱。O' Donoghue 等^[4-5]在振荡水槽中测量了速度不对称波浪边界层,发现近底流速与自由流速存在相位差,床面附近会产生较小的反向时均流动。陈纯等^[6]测量了椭圆余弦波作用下的底部边界层流速和紊动,发现波峰和波谷 2 个半周期的紊动强度不对称是引起反向时均流动的重要原因。Holmedal 等^[7]利用数学模型进一步探讨了床面糙率和速度不对称系数对边界层动力特性的影响。加速度不对称是指破波带内波形前倾,波浪前锋面较陡而后锋面较缓,加速阶段历时较短而减速阶段历时较长。Abreu 等^[8]用加速度不对称系数 $\beta = a_{\max} / (a_{\max} - a_{\min})$ 来表征其强弱,其中 $a_{\max}$ 和 $a_{\min}$ 分别代表一个周期内的最大和最小加速度。Suntoyo 等^[9]和 van der A 等^[10]在振荡水槽中测量了加速度不对称波浪边界层流速、紊动和床面剪切应力,发现虽然波峰速度和波谷速度彼此相等,周期平均的床面剪切应力却是一个不为零的正值,同时也观察到了近底的反向时均流动,但其影响机制与速度不对称条件下有较大差异。总的来说,人们对速度不对称波浪边界层已有较好的认识,但加速度不对称波浪边界层的动力特性和数值模拟仍有待进一步完善。

本文通过建立加速度不对称波浪作用下的底部边界层数学模型,在试验数据验证的基础上,系统研究了波浪加速度不对称性对边界层流速、紊动和床面剪切应力等动力因素的影响机制。

1 数学模型

1.1 控制方程

波浪边界层控制方程基于雷诺平均 Navier-Stokes 方程推导而来,假定边界层内的压强梯度在垂向上均匀分布,波浪边界层动量方程和连续方程可写为

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial z} \right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

式中: u ——水平速度; w ——垂向速度; p ——压强; v ——运动黏滞系数; v_t ——紊动涡黏系数; ρ_w ——水体密度; t ——时间; x ——水平坐标(向右为正); z ——垂直坐标(向上为正,零点在海床面上)。

针对振荡水槽内的波浪边界层,振荡流速为水平均匀且不存在垂向流速,故有 $\frac{\partial u}{\partial x} = 0$ 和 $w = 0$ 。在封闭的振荡水槽中,为了满足水深积分和周期平均的净流量等于零的质量守恒原理,还存在一个附加的时均水平压强梯度^[3]。总水平压强梯度可表示为波浪分量和时均分量之和:

$$-\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} \quad (3)$$

式中: $\tilde{p}$ ——波浪压强; $\bar{p}$ ——时均压强; U ——边界层外的波浪水质点自由振荡速度。式(3)最后一项反映了附加的时均水平压强梯度。

振荡水槽内的波浪边界层控制方程可最终表示为

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial z} \right] \quad (4)$$

针对开敞水域的波浪边界层,由于波浪水质点运动速度的沿程相位变化,水平流速梯度不为零且可表示为 $\frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial u}{\partial t}$,其中 c 是波速。水平压强梯度仅由波浪引起,不包含附加的时均水平压强梯度,表示为

$$-\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_w} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} = \left(1 - \frac{U}{c} \right) \frac{\partial U}{\partial t} \quad (5)$$

开敞水域中的波浪边界层控制方程可最终表示为

$$\left(1 - \frac{u}{c} \right) \frac{\partial u}{\partial t} + w \frac{\partial u}{\partial z} = \left(1 - \frac{U}{c} \right) \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left[(v + v_t) \frac{\partial u}{\partial z} \right] \quad (6)$$

$$w = \frac{1}{c} \int \frac{\partial u}{\partial t} dz \quad (7)$$

紊动涡黏系数 v_t 通过求解 k - ω 双方程紊流模型^[11-12] 式(8)~(9)得到。

$$\left(1 - \frac{u}{c}\right) \frac{\partial k}{\partial t} + \omega \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(v + \sigma^* \frac{k}{\omega}\right) \frac{\partial k}{\partial z} \right] + v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 - \beta^* k \omega \quad (8)$$

$$\left(1 - \frac{u}{c}\right) \frac{\partial \omega}{\partial t} + \omega \frac{\partial \omega}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\left(v + \sigma \frac{k}{\omega}\right) \frac{\partial \omega}{\partial z} \right] + \alpha \frac{\omega}{k} v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 - \beta' \omega^2 + \frac{\sigma_d}{\omega} \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \quad (9)$$

其中

$$v_t = \frac{k}{\omega} \quad \tilde{\omega} = \max \left\{ \omega, C_{lim} \frac{\left| \frac{\partial u}{\partial z} \right|}{\sqrt{\beta^*}} \right\} \quad \sigma_d = H \left\{ \frac{\partial k}{\partial z} \frac{\partial \omega}{\partial z} \right\} \sigma_{d0}$$

式中: k ——紊动动能; ω ——紊动耗散率; $\tilde{\omega}$ ——修正紊动耗散率; C_{lim} ——修正系数,取为7/8; H ——赫维赛德阶跃函数; σ_d 、 σ^* 、 σ_{d0} 、 β^* 、 σ 、 α 、 β' ——方程封闭系数。其中 $\sigma^* = 3/5$, $\beta^* = 9/100$, $\sigma = 1/2$, $\alpha = 13/25$, $\beta' = 0.0708$, $\sigma_{d0} = 1/8$ 。需要说明的是, ω 表示紊动耗散率,而非涡量。

1.2 边界条件

在上边界处给定流速、紊动动能和紊动耗散率的垂向梯度为零:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

模型的下边界条件为

$$u = 0 \quad k = 0 \quad \omega = \frac{U_f^2}{v} S_R \quad (11)$$

$$S_R = \begin{cases} \left(\frac{200}{k_N^+}\right)^2 & k_N^+ \leq 5 \\ \frac{K_r}{k_N^+} + \left[\left(\frac{200}{k_N^+}\right)^2 - \frac{K_r}{k_N^+}\right] e^{5-k_N^+} & k_N^+ > 5 \end{cases} \quad k_N^+ = \frac{k_N U_f}{v}$$

式中: S_R ——与 k_N^+ 有关的参数; k_N ——床面粗糙高度; U_f ——摩阻流速; k_N^+ ——底部粗糙雷诺数; K_r ——粗糙高度修正参数, $K_r = 80$ 。

1.3 数值格式

采用有限差分格式离散控制方程。为了保证近底流速梯度很大的地方有足够的计算精度,模型使用垂向上对数增大的变网格步长。迭代收敛条件为各物理量的最大相对误差不超过 10^{-4} 。模型中加速度不对称波浪的影响主要来自边界层上方水质点自由振荡速度 U , U 由实测数据给定。模拟振荡水槽波浪边界层时,联合求解式(4)、(8)、(9),得到 u 、 k 、 ω 和 v_t ,其中附加时均水平压强梯度通过迭代给定以满足水深积分和周期平均的质量守恒条件;模拟开敞水域波浪边界层时,联合求解式(6)~(9),得到 u 、 w 、 k 、 ω 和 v_t 。

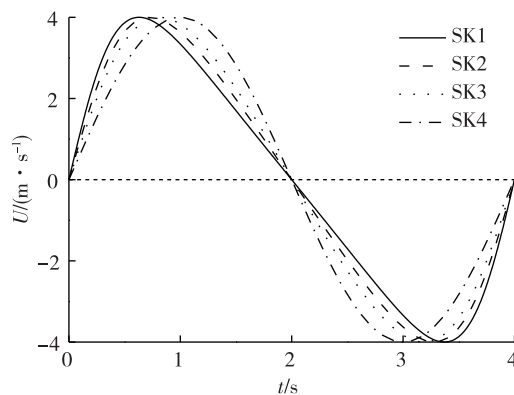


图1 加速度不对称波浪的自由振荡速度时间序列

Fig. 1 Time series of free oscillatory velocity under acceleration-skewed waves

2 计算结果与分析

采用 Suntoyo 等^[9] 在振荡水槽中进行的加速度不

对称波浪边界层试验数据来验证数学模型。振荡水槽长 5 m、宽 0.1 m、高 0.2 m,采用活塞装置输入波形信号生成振荡水流。如图 1 所示,试验的波浪条件共有 4 组,包括 3 组加速度不对称波浪(SK1($\beta=0.775$)、SK2($\beta=0.710$)、SK3($\beta=0.645$))和一组对称波浪(SK4($\beta=0.500$)),波周期 $T=4$ s,水质点速度振幅 $U_{max} \approx 4$ m/s。加速度不对称系数 β 越大表明加速越快、历时越短,同时减速越慢、历时越长。底部布置三角块体模

拟粗糙床面($k_N = 15 \text{ mm}$)。使用激光多普勒测速仪采集各个时刻的流速剖面。采用 SK2 和 SK4 这 2 组试验数据对模型进行验证。数学模型的上边界设在振荡水槽的中心线处(上边界高度 $z_h = 0.1 \text{ m}$),在垂向上布置 100 个网格,每个周期内布置 150 个时间步。

2.1 模型验证

图 2 给出了一个波周期内各个相位流速剖面计算结果与实测数据的对比。由图 2 可知,模型很好地模拟了不同时刻的瞬时流速剖面。图 3 给出了各个相位的紊动速度剖面对比结果。模型中的紊动速度根据 $u' = 1.052\sqrt{k}$ 计算^[13]。紊动速度从床面往上逐渐增大到某一高度处,再向上则逐渐减小。模型总体上较好地复演了紊动速度的量值和垂向分布特征。图 4 给出了相对床面剪切应力 $\frac{\tau_0}{\rho_w}$ 的对比结果。加速度不对称波浪作用下的最大床面剪切应力出现在最大振荡速度之前,说明床面剪切应力的量值不仅受到振荡速度大小的影响,还受到加速度的影响。模型较好地复演了这一特征。

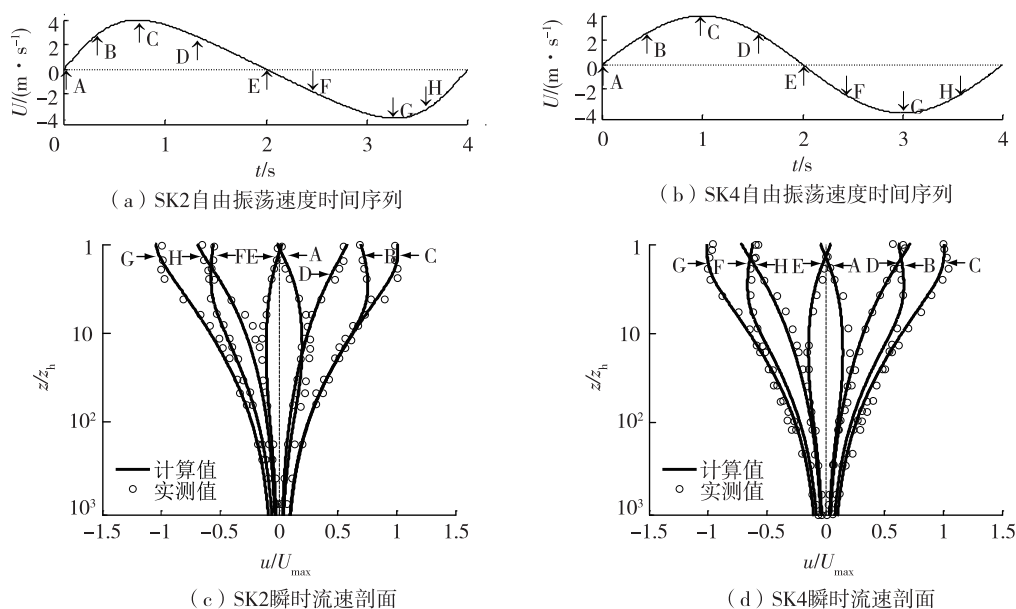


图 2 瞬时流速剖面计算值与实测值对比

Fig. 2 Comparisons of calculated and observed instantaneous velocity profiles

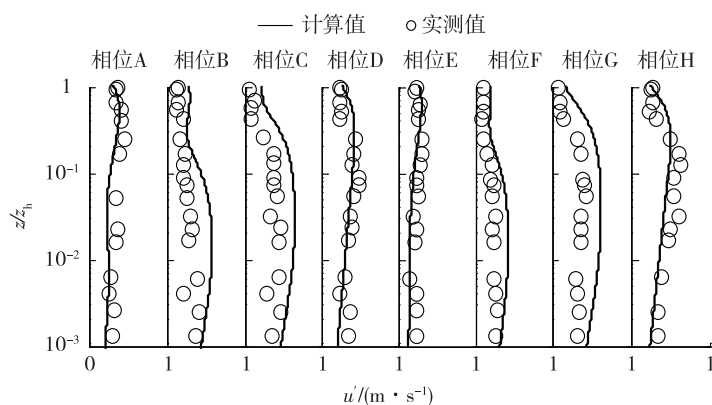


图 3 紊动速度剖面计算值与实测值对比

Fig. 3 Comparisons of calculated and observed turbulent velocity profiles

2.2 振荡水槽内加速度不对称波浪边界层水动力特性

图 5 给出了计算得到的 4 种加速度不对称波浪边界层内的流速和紊动动能的等值线图以及正反方向上的水质点速度振幅对比。第一列为边界层内流速的等值线图,图中粗实线代表瞬时边界层厚度的变化曲线,边界层厚度定义为瞬时流速最大值出现的位置与床面之间的距离。可以看出,流速从上到下逐渐减小并在床面附近衰减至

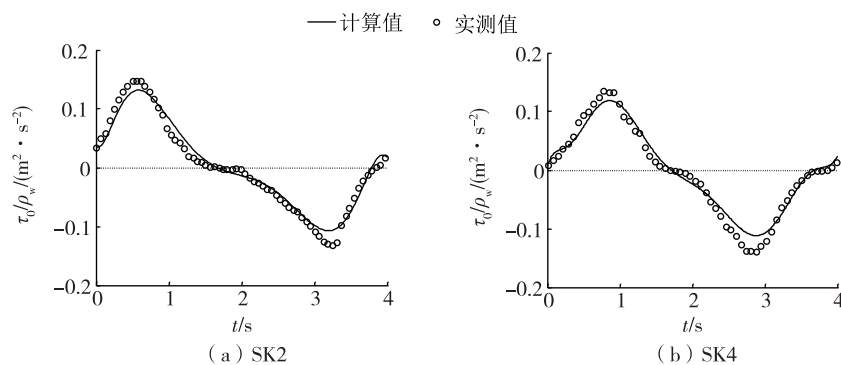


图4 相对床面剪切应力计算值与实测值对比

Fig. 4 Comparisons of calculated and observed relative bottom shear stress

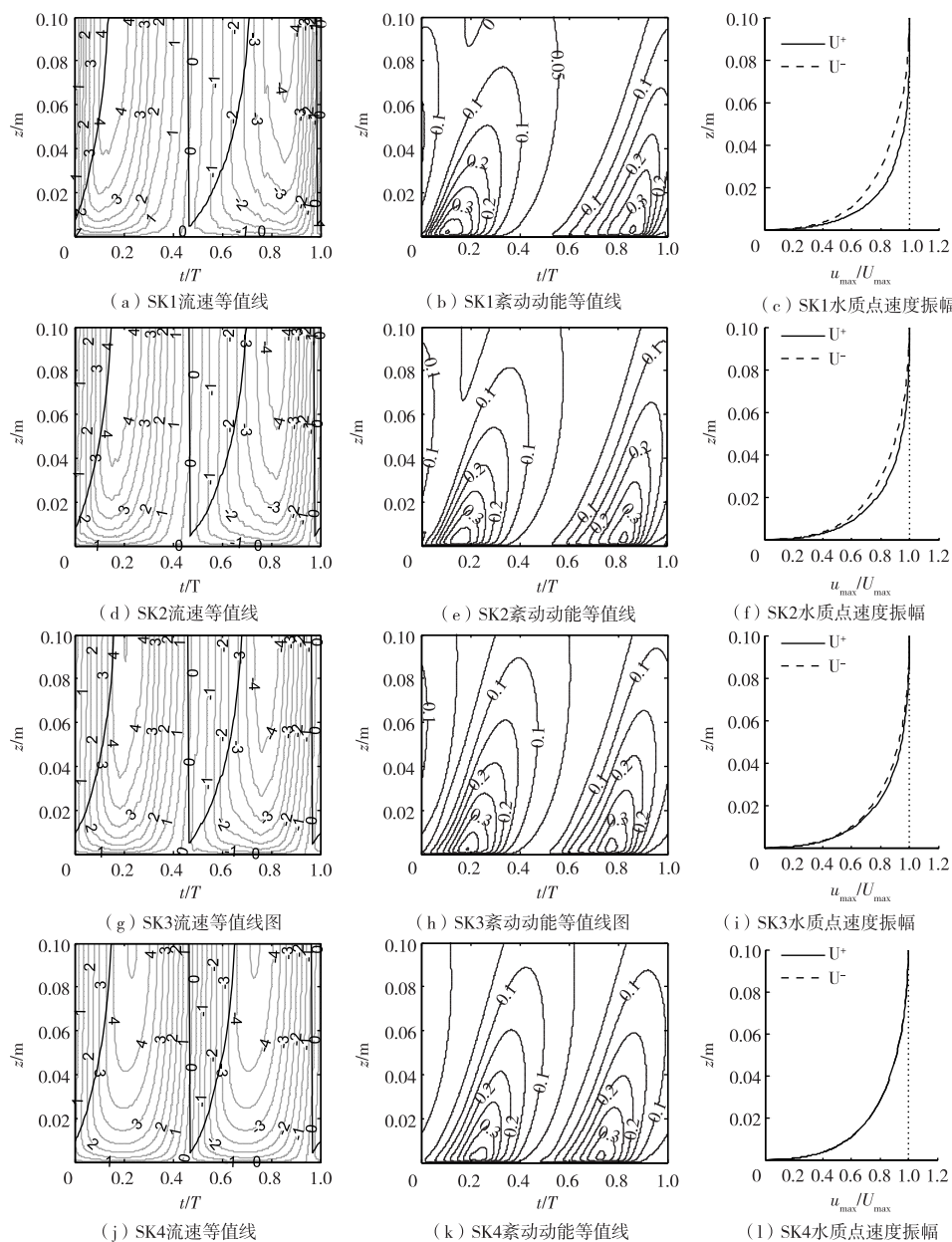


图5 边界层内流速等值线(单位:m/s)和紊动能的等值线(单位:\$\text{m}^2/\text{s}^2\$)以及正、反方向水质点速度振幅对比

Fig. 5 Contours of velocity(units:m/s) and turbulent energy(units:\$\text{m}^2/\text{s}^2\$) within boundary layer and comparisons of velocity amplitudes of water particles in the positive and negative directions

零,波峰时刻的近底流速梯度要大于波谷时刻,床面附近的流速转向要早于上边界处。边界层在每次流速转向后的加速阶段开始发展,正向加速阶段的边界层发育速度要快于反向加速阶段。这些现象随着加速度不对称系数的增大而更加明显。第二列为紊动动能的等值线图。紊动动能主要集中在床面附近,加速度不对称波浪作用下波峰半周期的紊动强度要大于波谷半周期的紊动强度。随着加速度不对称系数增大,这一不对称更加明显。第三列为正反方向上的水质点速度振幅对比。波峰半周期的水质点速度振幅和近底速度梯度都要大于波谷半周期。随着加速度不对称系数的增大,这个差异还会不断扩大。总而言之,加速度不对称引起正向加速和反向加速2个阶段不同的水动力特征,正向加速阶段的加速度比较大,引起较快的边界层发育、较大的流速梯度和较大的紊动能量。

图6给出了加速度不对称波浪边界层内的时均流速 u_{mean} 剖面对比。如图6所示,振荡水槽中加速度不对称波浪边界层内存在底部反向和顶部正向的时均流动。底部反向的时均流速是由前后2个半周期内的紊动强度不对称引起的。随着加速度不对称系数的增大,时均流速的绝对值也会增大。顶部正向的时均流动与底部反向流动相平衡,满足了封闭振荡水槽内净流量为零的质量守恒条件。图7给出了相对床面剪切应力的对比。加速度不对称波浪作用下的床面剪切应力在波峰和波谷半周期内也是不对称的。随着加速度不对称系数的增大,波峰和波谷半周期内的最大床面剪切应力相应增大和减小,波周期平均的床面剪切应力则增大(图8)。最大床面剪切应力出现的时刻均早于最大自由振荡速度,即存在一个相位差。如图9所示,波峰半周期内的相位差随着加速度不对称系数的增大而增大,而波谷半周期内的相位差则变化不大。

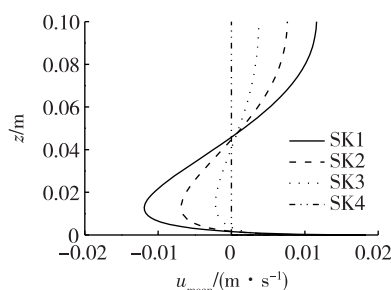


图6 振荡水槽中时均流速的剖面对比

Fig. 6 Comparison of time-averaged velocity profile in oscillating water tunnel

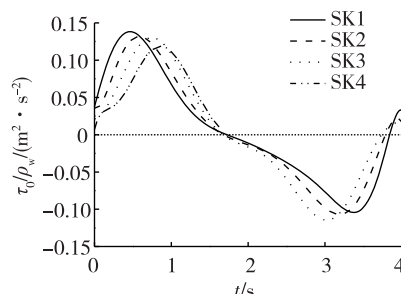
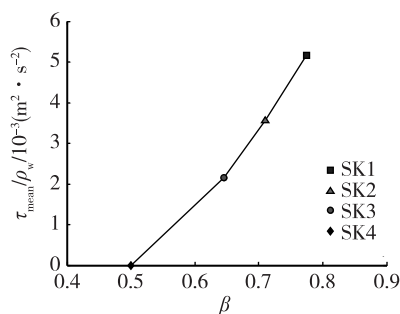
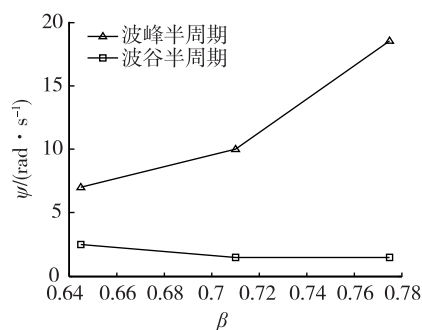


图7 相对床面剪切应力的对比

Fig. 7 Comparison of relative bottom shear stress

图8 时均床面剪切应力随 β 的变化Fig. 8 Variation of time-averaged bottom shear stress with β 图9 床面剪切应力与波浪自由振荡速度的相位差随 β 的变化Fig. 9 Variation of phase lag between free oscillatory velocity and bottom shear stress with β

2.3 开敞水域中加速度不对称波浪边界层时均流速分布

上文在振荡水槽试验数据验证的基础上,探讨了振荡水槽内加速度不对称波浪边界层水动力特性。振荡水槽与实际开敞水域中的边界层水动力特性的区别主要体现在时均流速剖面上,来源于以下动力差异:(a)水平流速梯度与垂向速度不为零;(b)不存在封闭区域和时均总流量为零的限制,因此不存在附加的时均水平压强梯度。本节通过数值模拟,探讨加速度不对称系数对开敞水域中边界层时均流速分布的影响。计算参数为波高2m、周期6s、水深8m、床面粗糙高度0.0009m、波速7.54m/s、近底水质点振荡速度幅值0.7m/s,加速度不对称系数分别为0.5、0.645、0.71、0.775。图10给出了开敞水域中加速度不对称波浪边界层内的时均流速剖面

对比。发现时均流速在整个边界层内都是正向的,底部($z \approx 25 \text{ mm}$)出现“流速外突”的现象,顶部流速则趋于均匀分布。这是因为边界层内的水平流速与垂流速的相位差并不等于 90° ,产生了不为零的时均波致雷诺应力,引起边界层内的时均向岸流动^[12],这个机制是振荡水槽中没有的。另一方面,随着加速度不对称系数的增大,时均流速的量值逐渐减小。这是因为当加速度不对称性较强时,前后2个半周期内的紊动强度更加不对称,趋向于减小正向时均流速甚至引起流速方向的改变,这个机制与振荡水槽中的情况是类似的。

3 结 论

笔者建立了加速度不对称波浪作用下的底部

边界层数学模型,采用振荡水槽试验数据对模型进行验证,计算得到的瞬时流速剖面、紊动强度和床面剪切应力均与实测数据吻合良好,模型可以较好地描述加速度不对称波浪边界层动力过程。得到的主要结论如下:

a. 加速度不对称引起正向加速和反向加速2个阶段不同的边界层水动力特征。正向加速阶段的加速度比较大,引起较快的边界层发育、较大的流速梯度和较大的紊动能量。

b. 波峰半周期内的最大正向床面剪切应力要大于波谷半周期内的最大反向床面剪切应力,引起一个正向的周期平均床面剪切应力。最大床面剪切应力出现的时刻要早于最大自由振荡速度。这些现象随着加速度不对称系数的增大而更加明显。

c. 在振荡水槽中,加速度不对称波浪边界层内存在底部反向和顶部正向的时均流动,且底部反向流速随加速度不对称系数的增大而增强;在开敞水域中,加速度不对称波浪边界层的时均流动在整个边界层内都是正向的,底部出现“流速外突”的现象,顶部流速趋于均匀分布,底部正向流速随加速度不对称系数的增大而减弱。

参考文献:

- [1] 张弛. 沙质海岸横向泥沙输运动力机制与数值模拟[M]. 南京: 河海大学出版社, 2010: 12-24.
- [2] ZHANG C, ZHENG J H, WANG Y G, et al. Modeling wave-current bottom boundary layers beneath shoaling and breaking waves[J]. Geo-Marine Letters, 2011, 31(3): 189-201.
- [3] RIBBERINK J S, AL-SALEM A A. Sediment transport in oscillatory boundary layers in cases of rippled beds and sheet flow[J]. Journal of Geophysical Research: Oceans (1978—2012), 1994, 99(C6): 12707-12727.
- [4] O'DONOGHUE T, WRIGHT S. Concentrations in oscillatory sheet flow for well sorted and graded sands[J]. Coastal Engineering, 2004, 50(3): 117-138.
- [5] O'DONOGHUE T, WRIGHT S. Flow tunnel measurements of velocities and sand flux in oscillatory sheet flow for well-sorted and graded sands[J]. Coastal Engineering, 2004, 51(11/12): 1163-1184.
- [6] 陈纯, 蒋昌波, 程永舟, 等. ADV在波浪边界层流动特性研究中的应用[J]. 泥沙研究, 2008(5): 60-65. (CHEN Chun, JIANG Changbo, CHENG Yongzhou, et al. Application of ADV to turbulence characteristics near bed with wave layer[J]. Journal of Sediment Research, 2008(5): 60-65. (in Chinese))
- [7] HOLMEDAL L E, MYRHAUG D. Boundary layer flow and net sediment transport beneath asymmetrical waves[J]. Continental Shelf Research, 2006, 26(2): 252-268.
- [8] ABREU T, SILVA P A, SANCHÓ F, et al. Analytical approximate wave form for asymmetric waves[J]. Coastal Engineering, 2010, 57(7): 656-667.
- [9] SUNTOYO, TANAKA H, SANA A. Characteristics of turbulent boundary layers over a rough bed under saw-tooth waves and its application to sediment transport[J]. Coastal Engineering, 2008, 55(12): 1102-1112.
- [10] van der A D A, O'DONOGHUE T, DAVIES A G, et al. Experimental study of the turbulent boundary layer in acceleration-skewed oscillatory flow[J]. Journal of Fluid Mechanics, 2011, 684(9): 251-283.
- [11] WILCOX D C. Formulation of the $k-\omega$ turbulence model revisited[J]. AIAA Journal, 2008, 46(11): 2823-2838.
- [12] FUHRMAN D R, SCHLØER S, STERNER J. RANS-based simulation of turbulent wave boundary layer and sheet-flow sediment transport processes[J]. Coastal Engineering, 2013, 73: 151-166.
- [13] NEZU I. Turbulent structure in open-channel flows[D]. Kyoto: Kyoto University, 1977.

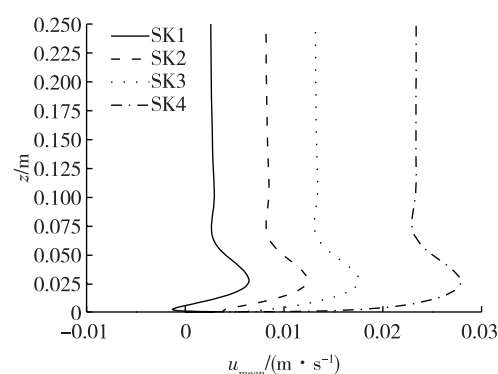


图10 开敞水域中时均流速剖面的对比

Fig. 10 Comparison of time-averaged velocity profile in open sea