

# 波浪作用下沙纹床面底层流动特性研究

蒋昌波<sup>1, 2</sup>, 白玉川<sup>3</sup>, 赵子丹<sup>3</sup>, 张红武<sup>2</sup>

(1 长沙交通学院, 湖南 长沙 410076; 2 清华大学水利水电工程系, 北京 100084;

3 天津大学建筑工程学院, 天津 300072)

**摘要:** 涡动沙纹很大程度决定着床面阻力和波浪衰减, 针对涡动沙纹作用下的绕流结构具有强二维特性, 建立了立面二维曲线坐标下的数值模型。利用国外公开发表的试验数据进行验证, 表明模型能模拟波浪作用下底层分离涡随时间、空间变化的动力特性, 对底层流动的紊动特性、床面剪切应力的随时间、空间的变化以及涡动结构的尺度分别进行了讨论。

**关键词:** 波浪边界层; 涡动沙纹; 数学模型; 沙波运动; 紊动特性

中图分类号: TV 139.2; TV 131.2 文献标识码: A 文章编号: 1001-6791(2003)03-333-08

涡动沙纹广泛存在于海滨区, 其剖面形状为三角形, 两侧的斜坡都很平缓。沙纹周围的流动特性取决于沙纹背水面产生的涡的强度, 它很大程度上决定着床面阻力和波浪衰减, 且在它作用下的泥沙输运也比平坦床面泥沙输运量大得多。Ayrton<sup>[1]</sup>首次系统地对涡动沙纹作了研究, 发现沙峰后形成的涡对于沙纹的动力特性而言非常重要。对于涡的形成、运动以及沙纹的波长、波高等都作了细致的描述, 开了振荡流作用下沙纹动力特性研究的先河。Du Toit 和 Sleath<sup>[2]</sup>对振荡流作用下的沙纹绕流结构进行了详细的实验研究, 测量了固定沙纹光滑和粗糙床面的近底流速分布, 发现沙纹表面由于涡的动力作用形成强的床面剪应力。Sato<sup>[3]</sup>、Ikeda 等<sup>[4]</sup>对沙纹绕流的流速分布和紊动特性进行了研究。Marin<sup>[5]</sup>在水槽中对波浪、水流共同作用下的沙纹床面的流速分布进行了实验研究。另一部分学者从理论方面入手, 认为沙纹的演变是水流和泥沙界面的不稳定问题。如 Sawamoto<sup>[6]</sup>、Blondeaux<sup>[7]</sup>、Vittori 和 Blondeaux<sup>[8]</sup>、Foti 和 Blondeaux<sup>[9]</sup>等基于线性稳定性理论或弱非线性理论分析了波浪作用下的床面的稳定性, 对沙纹的形成及尺度进行预测。近年来大量的研究工作主要集中在数值研究方面。最早 Longuet Higgins<sup>[10]</sup>利用离散涡的方法建立数值模型, 对沙纹绕流的涡的动力特性作了初步研究。近来 Aydin<sup>[11]</sup>和 Tsujimoto 等<sup>[12]</sup>利用双方程  $k-\epsilon$  模型对沙纹绕流结构及悬沙输运进行了数值研究, 其结果在一定程度上反映了绕流的平均特性。最近 Fredsøe 等<sup>[13]</sup>在波浪槽中对沙纹绕流的涡动力特性进行试验研究, 考虑到波浪边界层非恒定特征, 采用  $k-\omega$  模型进行数值研究, 试验结果和数值结果吻合较好。

涡动沙纹的绕流结构是研究其动力特性的基础。涡动沙纹的绕流结构非常复杂, 主要有 3 个方面: ① 绕流流动是充分发展的紊流; ② 波浪作用下的振荡流动是完全的非恒定流动; ③ 绕流流动存在流动分离, 以及涡的产生、演化、破碎的全部过程。前述紊流模型获得的只是流动的平均量, 并不能很好地描述绕流的紊动特性, 以及分离流的特征量和涡的动力特性, 有必要建立更高级的数值模型进行研究。本文考虑到沙纹作用下的绕流结构具有强二维特性, 建立了立面二维曲线坐标下的大涡水流数值模拟模型, 对波浪作用下的绕流特性进行了细致的研究。

收稿日期: 2002-09-26; 修订日期: 2002-10-30

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (59809006; 10202003)

作者简介: 蒋昌波 (1970-), 男, 陕西石泉人, 长沙交通学院副教授, 博士, 主要从事河流、海岸工程的水流泥沙数学模型研究。E-mail: jcb36@163.com; jianchangbo@tsinghua.org.cn

## 1 数值模型

### 1.1 控制方程

不可压缩流动的基本方程利用高斯滤波函数滤波后得到

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{u}_i \bar{u}_j = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_i \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \frac{g}{\rho} \delta_{i3} \quad (2)$$

式中  $i=1, 2, 3$  对应  $x, y, z$  坐标轴;  $u_i$  为流速;  $p$  为压力;  $\rho$  为流体密度。

考虑到流动绕过沙纹床面, 具有较复杂的边界形状, 采用边界贴体坐标将物理域转化到规则的计算域。针对二维流动采用以下变换关系:

$$\xi_1 = x_1, \quad \xi_2 = x_2 + \eta(x_1) \quad (3)$$

得到水流运动的连续方程及动量方程

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \xi_1} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial \xi_2} - \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial \xi_2} \frac{\partial \eta}{\partial \xi_1} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_j} \bar{u}_j - \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial \xi_2} \frac{\partial \eta}{\partial \xi_1} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi_i} + \frac{\partial \bar{p}}{\partial \xi_2} \frac{\partial \eta}{\partial \xi_1} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial \xi_j} + g \delta_{i3} \quad (5)$$

在大涡模拟中, 小尺度涡的作用通过亚格子尺度应力(SGS)来模拟,  $\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j$ , 本研究采用常用的 Smagorinsky 模型:

$$\tau_{ij} = -2\nu_s \bar{S}_{ij} = -2C^2 \bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (6)$$

式中  $\nu_s$  为亚格子涡粘系数;  $C$  为模型参数( $C=0.35$ );  $\bar{\Delta}$  为滤波尺度,  $|\bar{S}| = (2\bar{S}_j \bar{S}_j)^{1/2}$ , 其中

$$\bar{S}_{ij} = \left[ \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right] \quad (7)$$

### 1.2 数值方法和边界条件

基本控制方程采用 SMAC 求解, 两侧的边界条件采用周期性的边界条件, 可以反映多个沙纹作用下的流动情况, 计算域的上边界采用对称边界条件:

$$\frac{\partial}{\partial x_2} = 0, \quad u_2 = 0, \quad y = D$$

面底部边界则采用无滑移边界条件:

$$u_1 = 0, \quad u_2 = 0, \quad y = 0$$

由于在水平方向流动来回振荡, 考虑波浪的作用, 在计算域内添加一项周期性的驱动力, 来模拟振荡运动。

## 2 模型验证

对于沙纹床面波浪运动的研究, 水流计算条件水深  $D=42$  cm, 波高  $H=13$  cm, 周期  $T=2.5$  s, 底层流速  $U_m=22.9$  cm/s。计算的涡动沙纹的断面如图 1 所示, 其中  $L$  为沙纹波长, 该断面对实际沙纹特征具有一定的代表意义, 和 Fredsøe<sup>[13]</sup> 等的试验断面一样。为验证模型, 计算结果和 Fredsøe 等的试验数据进行了比较, 表明该数值模型能够用来研究波浪作用下沙纹附近流动结构, 详细的对比情况见图 2。

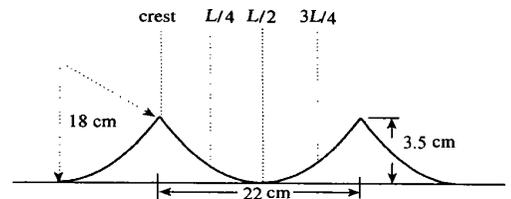
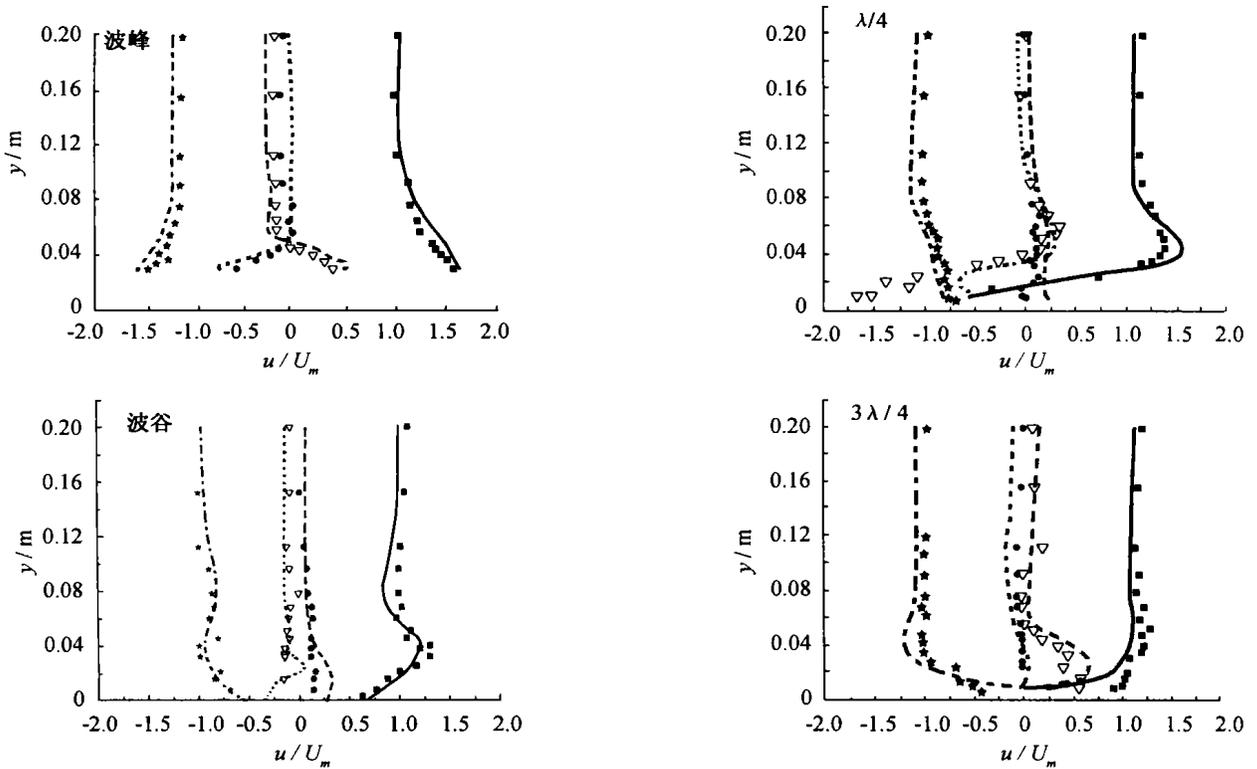


图 1 计算采用的沙纹断面示意图

Fig. 1 Computational domain



实线及•、短线及•、点线及▽、点划线及• 分别表示  $\sigma t=0^\circ$ 、 $\sigma t=270^\circ$ 、 $\sigma t=90^\circ$ 、 $\sigma t=180^\circ$  各相位下计算和实测值

图2 波浪作用下各断面流速实测值和模拟值的对比

Fig 2 Comparison of measured and simulated velocities by wave action in sections

### 3 计算结果及分析

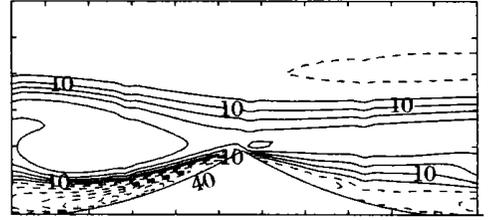
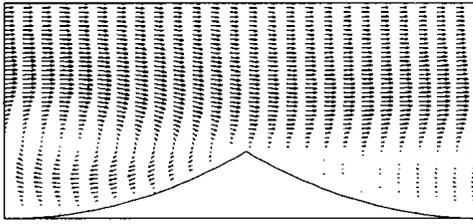
#### 3.1 涡动力特性

涡动沙纹绕流结构的一个重要特性是涡的动力特性，可以通过流场情况来描述。使用一般紊流模型( $k-\epsilon$ ,  $k-\omega$ )得到的是流动的平均场，而通过大涡模拟方法可以得到流动瞬时场，能够真正地描述绕流结构的紊动特性。模拟结果表明，流动绕过沙纹波峰产生分离，随着外部流动速度的增加，分离形成涡结构也迅速扩大，其最大尺度并不和外部自由流动速度最大的时刻相对应，而是在外部自由流动减速之后的短时间内达到，相位大约在  $\alpha = 150^\circ$ 。即使外部流动速度开始减小，但所形成的涡结构一方面继续向邻近沙纹运动，一方面向外流区扩张。流动转向后，涡结构则进入外部主流区，并逐步扩散，相位大约在下一个周期的  $\alpha = 20^\circ$  左右，该涡结构越过沙纹波峰后逐渐消失，同时沙纹背面又形成新的分离涡，详细描述参见文献[14, 15]。

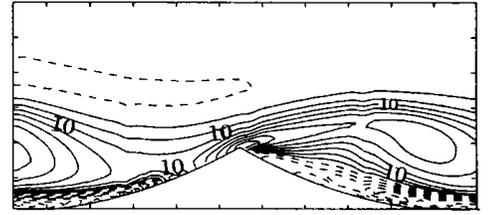
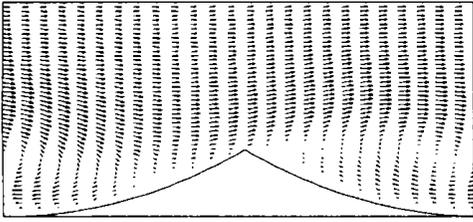
绕流形成的涡结构的尺度大小对于泥沙运动非常重要，它关系到两个沙纹是否会产生相互作用，上一个沙纹形成的涡是否会对下个沙纹产生冲刷。通过数值计算模拟了不同  $Na$  的值，式中  $\lambda$  为沙纹长度， $a$  为流体质点运动轨迹的最大振幅。图3是不同  $Na$  值相同相位下的涡量分布，可以看出，对于沙纹尺度短或外区流动速度强时( $Na = 0.6$ )，涡结构能够延伸到相邻沙纹，并对其产生冲刷；当沙纹尺度长且外部流动弱时( $Na = 2.4$ )，涡不能延伸到相邻沙纹，两个沙纹之间不会产生相互作用。

#### 3.2 紊动特征量分析

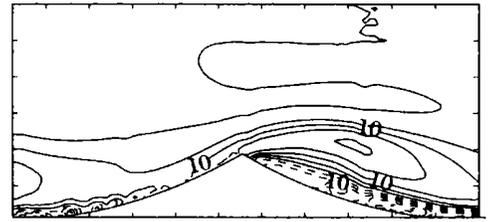
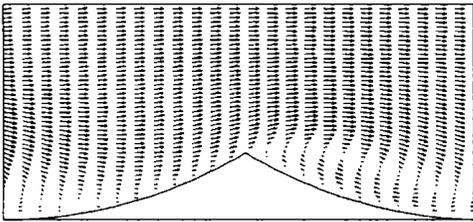
通过大涡模拟可以得到紊动的脉动特征量。图4给出了一个波浪周期里典型相位( $\alpha = 0^\circ$ ,  $\alpha = 90^\circ$ ,  $\alpha = 180^\circ$ ,  $\alpha = 270^\circ$ )的涡动沙纹在不同断面处的紊动强度沿水深分布的情况。



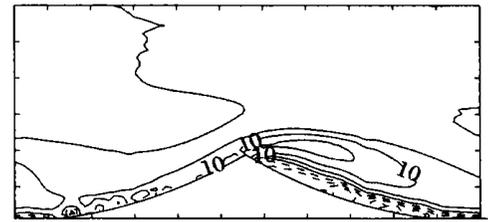
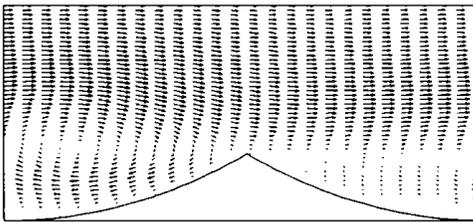
$$\sigma t = 150^\circ, \lambda/a = 0.6$$



$$\sigma t = 150^\circ, \lambda/a = 1.2$$



$$\sigma t = 150^\circ, \lambda/a = 1.8$$



$$\sigma t = 150^\circ, \lambda/a = 2.4$$

图 3 不同沙纹尺度绕流流场及涡量场

Fig 3 Typical velocity and vorticity field with different length of ripple

从图 4 看到, 紊动强度的分布主要有两种典型断面: 一种是近底处达到最大值, 然后急剧减小到一定数值后, 再沿水深逐渐减小, 上部分的分布比较均匀; 另一种是从底部开始沿水深增加, 达到最大值后沿水深逐渐减小, 这种断面会出现两个最大值。第 1 种断面主要出现在波峰处, 此时近底流速较大, 流动也在此开始分离, 两个方向的脉动强度都比较大。第 2 种断面则在两个沙纹的沙纹波峰之间出现, 它对应着存在分离涡的情形。

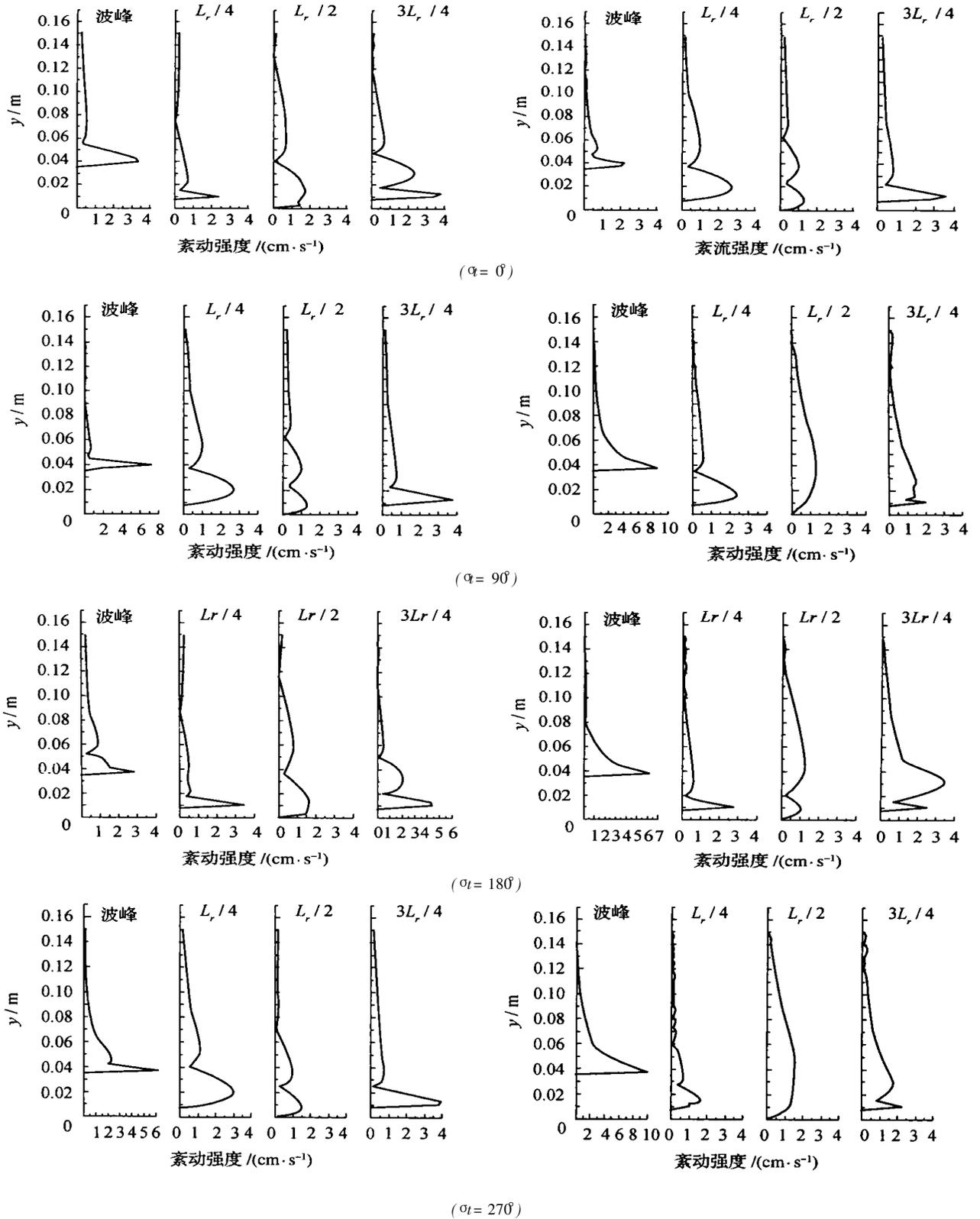


图4 涌动沙纹不同断面的紊动强度沿水深的分布

Fig. 4 Turbulent velocity distributions

### 3.3 床面剪应力

床面剪应力的大小对于泥沙运动是非常重要的参量,它一方面决定着推移质泥沙的运动,同时又决定了悬移质泥沙运动的底部边界条件,它随时间、空间的变化情况也可以反映出分离形成的涡动结构的一些特性。

图5、图6给出了纯波浪作用下三种典型尺度沙纹作用下的床面剪应力分布情况,它们分别是短沙纹或流动较强( $Na=0.6$ )、中等长度沙纹( $Na=1.2$ )以及较长沙纹或流动较弱( $Na=2.4$ )。从图中可以看出,对于短沙纹( $Na=0.6$ )的情况,分离涡动结构在 $\alpha=20^\circ$ 左右形成,随时间的发展,涡动结构几乎延伸到了临近沙纹的沙纹波峰;而对于长沙纹( $Na=2.4$ ),其涡动结构基本只能覆盖半个沙纹长度。另外,我们从图中还可以观察到分离流动的一个重要特征,即剪应力的最大值基本上都出现在分离涡的中部。图7给出半个周期里平均剪应力的分布,越接近沙纹波峰处平均剪应力越大,在沙纹波峰处达到最大,在这种强剪应力作用下,会产生向沙纹波峰的推移质运动,形成和维持沙纹的床面形态特征。从图中还可以进一步看到短沙纹( $Na=0.6$ )产生的分离涡大且强度强,长沙纹( $Na=2.4$ )形成的分离涡小且强度弱。对于短沙纹而言,分离涡受到临近沙纹的限制,分离涡的长度不超过一个沙纹长度,当沙纹长度超过(即 $Na>1.8$ )时,分离涡基本不能延伸到临近沙纹,这意味着两个沙纹之间不会有相互作用。

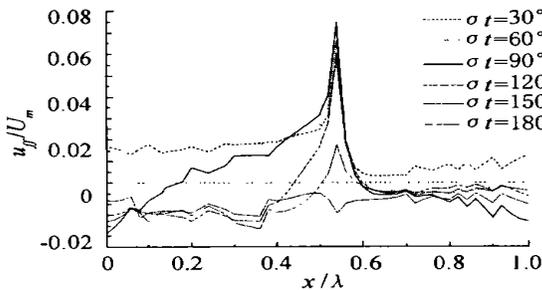


图5 短沙纹、中等长度沙纹( $Na=0.6$ ,  $Na=1.2$ )前半周期床面剪应力分布

Fig. 5 Shear stress in short ripple and medium length ripple in a half cycle

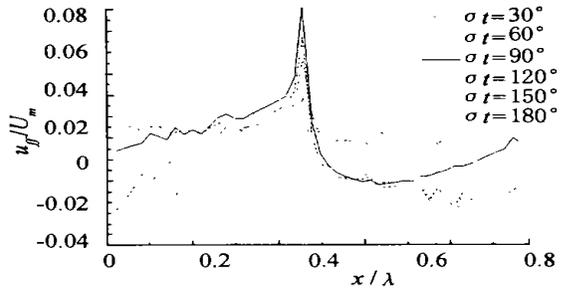


图7 前半周期里平均剪应力的分布

Fig. 7 Average shear stress in a half cycle

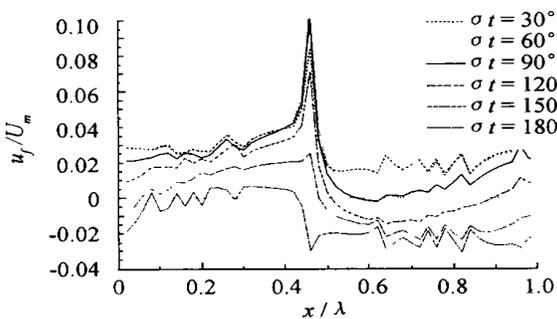


图6 长沙纹( $Na=2.4$ )前半周期床面剪应力分布

Fig. 6 Shear stress in long ripple in a half cycle

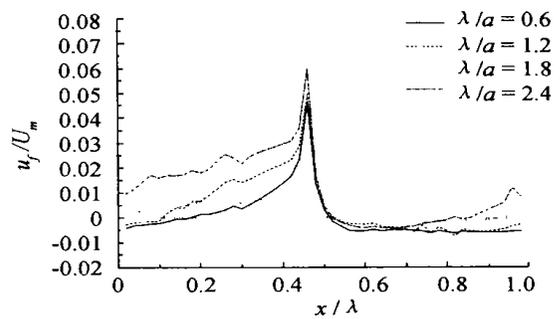


图8给出了 $\lambda_{sep}/\lambda$ 和 $Na$ 的关系图,从图中得到:随着 $Na$ 的增加,分离涡的长度逐渐减小,当 $Na$ 大于1.8之后,分离涡的长度小于半个沙纹长度,分离形成的回流区不能达到临近沙纹,此时两沙纹之间不能产生相互作用。图9是沙纹波谷处半个周期平均剪应力与沙纹长度的关系,由图可以得出,沙纹波谷处剪应力从负值向正值过渡,当 $Na>1.8$ 之后,回流区的长度不能到达临近沙纹,两个沙纹之间不会产生相互作用。

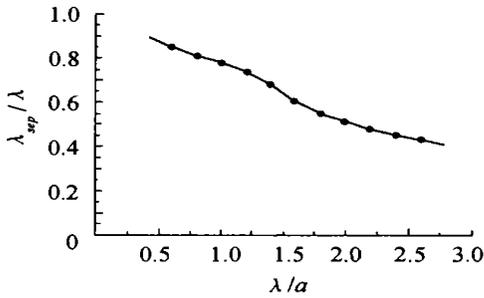
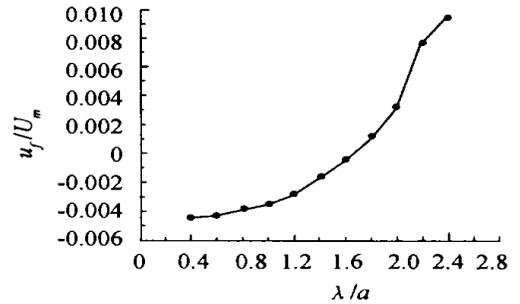
图8  $\lambda_{sp}/\lambda$  和  $Na$  的关系图Fig. 8 Relationship between  $\lambda_{sp}/\lambda$  and  $Na$ 

图9 沙纹波谷处半个周期平均剪应力和沙纹长度的关系

Fig. 9 Relationship between averaged shear stress and  $Na$ 

## 4 结 语

对于一些工程上流动问题,如果主要着眼于湍流的时均运动和脉动运动的统计特征,那么根据流场中大尺度涡的特征简化成二维问题处理是可以的。如自由混合层、射流、和突扩分离流等,这类流动在工程领域中经常遇到,大多具有两个重要特点:一是在某个方向存在强剪切作用,具有较大的驱动力;二是流动受到边界影响较大,具有明显的大涡运动的拟序结构,且有较强二维特性。这种流动可以简化为二维流动处理,采用二维大涡模拟计算的结果不会导致湍流流场的失真,至少工程上感兴趣的时均运动和脉动运动的统计特征不会出现大的误差,本文的研究表明,二维大涡模拟对于具有强二维涡动结构的数值研究非常有效,且大涡模拟法比  $k-\varepsilon$  和  $k-\omega$  等模型的可调参数少,应用的流动范围广,但由于要使用比较细的网格,特别是在近壁附近,导致高昂的计算费用,即使这样,大涡模拟在工程中仍有广阔的应用前景。

通过数值模型的分析计算,对于纯波浪作用下沙纹床面绕流结构得到以下主要结论:

(1) 纯波浪作用下流动绕过沙纹波峰时产生分离,随着外部流动速度的增加,涡结构也迅速扩大,但其最大尺度并不与外部自由流动速度最大时刻相对应,而是在外部自由流动减速之后的短时间内达到,相位大约在  $\alpha = 150^\circ$ 。外部流动速度开始减速以后,所形成的涡结构一方面继续向邻近沙纹运动、一方面向外流区扩张。流动转向后,涡结构则进入外部主流区,并逐步扩散,相位大约在下一个周期的  $\alpha = 20^\circ$  左右,涡结构越过沙纹波峰进入主流区,然后逐渐消失,同时沙纹背面又形成新的分离涡。

(2) 纯波浪作用下的脉动强度沿水深分布主要有两种典型断面,一种是脉动强度在近底处达到最大值,然后沿水深急剧减小到一定数值后,再沿水深缓慢减小,上部分的分布比较均匀,主要出现在波峰处,此时近底流速较大,流动也在此开始分离,两个方向的脉动强度都比较大;另一种是脉动强度从底部开始沿水深增加,达到最大值后沿水深逐渐减小,这种断面会出现两个或多个峰值,第二种断面形式则在两个沙纹的波峰之间出现,它对应着存在分离涡的情形。

(3) 通过对绕流的流场、涡量场以及床面剪应力分布的分析,得到当沙纹长度超过  $1.8a$  (即  $Na > 1.8$ ),绕流产生的分离涡基本不能延伸到临近沙纹,这意味着两个沙纹之间不会形成相互作用。

## 参考文献:

- [1] Ayrton H. The origin and growth of the ripple mark[J]. Proc Roy Soc of London, 1910, A84: 285.
- [2] Du Toit C, Sleath J F A. Velocity measurements close to ripple beds in oscillatory flow[J]. J Fluid Mech, 1981, 112: 71-96.
- [3] Sato S, et al. Geometry of sand ripples and net sand transport rate due to regular and irregular oscillatory flows[J]. Coastal Engineering in Japan, 1988, (30): 90-98.
- [4] Ikeda S, Horikawa K, Nakamura H, et al. Oscillatory boundary layer over a sand ripple model[J]. Coastal Eng in Japan, 1991, (32): 15-29.

- [ 5] Marin F. Velocity and turbulence distributions in combined wave current flow over a rippled bed[ J]. J Hydraulic Res, 1999, 37: 501– 519.
- [ 6] Sawamoto M. Stability theory of sand ripples due to wave action[ J]. Coastal Eng In Jap, 1986, ( 29) : 120– 128.
- [ 7] Blondeaux P. Sand ripples under sea waves. Part 1 Ripple formation[ J]. J Fluid Mech, 1990, 218: 1– 17.
- [ 8] Vitori G, Blondeaux P. Sand ripples under sea waves. Part 2, Finite amplitude development[ J]. J Fluid Mech, 1990, 218: 19– 39.
- [ 9] Foti E, Blondeaux P. Sea ripple formation : the turbulent boundary layer case[ J]. Coastal Eng, 1995, ( 6) : 227– 236.
- [ 10] Longuet Higgins M S. Oscillatory flow over steep sand ripples[ J]. J Fluid Mech, 1981, 107: 1– 35.
- [ 11] Aydin I. Computation and analysis of unsteady turbulent flow on flat bottom and over rigid ripples[ M]. Sendai: PhD Thesis Tohoku University, Japan, 1987.
- [ 12] Tsujimoto G, *et al.* A study on suspended sediment concentration and sediment transport mechanism over rippled sand bed using a turbulence model[ J]. Coastal Eng In Japan, 1991, ( 34) : 178– 189.
- [ 13] Fredsøe J, Andersen K H, Sumer M B. Wave plus current over a ripple covered bed[ J]. Coastal Engineering, 1999, ( 38) : 177– 221.
- [ 14] 蒋昌波. 振荡流底层水沙运动特性及明渠沙纹形成机理分析[ D]. 天津: 天津大学, 2001.
- [ 15] 蒋昌波, 白玉川, 曾 谦. 沙纹床面振荡流底层大尺度涡动结构演化的数值模型及动态演示系统研究[ A]. 第六届全国流体力学会议[ C]. 北京: 气象出版社, 2001. 341– 344.

## Study on wave bottom boundary layers over a rippled bed<sup>\*</sup>

JIANG Chang bo<sup>1,2</sup>, BAI Yu chuan<sup>3</sup>, ZHAO Zi dan<sup>3</sup>, ZHANG Hong wu<sup>2</sup>

(1. Changsha Communications University, Changsha 410076, China; 2. Tsinghua University, Beijing 100084, China;

3. Tianjin University, Tianjin 300072, China)

**Abstract:** Vortex ripple is widely formed in the coastal region, and the dynamics of vortex is responsible for the sediment transport. In this paper, a 2-D Large Eddy Simulation method (LES) was used to predict the flow structure and the dynamics of vortex in the bottom layers under the action of the wave. The numerical simulation results show a complete process of vortex formation, evolvement and disappearance. The bed shear stress distribution and the length of the separation bubble with different scale vortex ripple also were studied.

**Key words:** wave boundary layer; vortex ripple; numerical model; sand-wave movement; turbulent performance

\* The project is supported by National Natural Science Foundation of China(No. 59809006 and No. 10202003).