

文章编号 : 1005-9865 (2003) 03-0050-06

各向同性均匀湍流近壁结构及泥沙起动

刘春嵘, 呼和敖德

(中国科学院 力学研究所, 北京 100080)

摘 要:采用振动格栅产生的各向同性均匀湍流研究了泥沙的起动。应用 PTV 技术和局部光学放大技术对湍流场进行了测量,发现近壁面湍流动能的指数分布规律。分析了泥沙在均匀同性湍流中的起动机制,并用概率统计理论对泥沙的起动进行了定量的描述。通过测定泥沙起动事件的概率,得到了同种泥沙在不同流动参数下起动的临界湍流动能。

关键词:各向同性均匀湍流; 近壁湍流结构; 泥沙起动; PTV 测速技术

中图分类号: TV142 文献标识码: A

Homogenous turbulence structure near the wall and sediment incipience

LIU Chun-rong, HUHE Ao-de

(Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract: The sediment incipience in homogenous turbulence generated by oscillating grids is studied in this paper. The turbulent flow is measured by using PTV technique. The integral length scale and time scale of turbulence are obtained. The turbulent flow near the wall is measured by local optical magnification. It is found that the turbulent energy near the wall obeys the power law. The mechanism of sediment incipience in homogenous turbulence is analyzed. The dimensionless parameters that affect the sediment incipience are obtained based on by dimensional analysis. The sediment incipience is described by using static theory. The incipient turbulent energy for the same sediment with different flow parameters is calculated by measuring the probability of incipient events.

Key words: homogenous turbulence; turbulent structure near the wall; sediment incipience; PTV technique

泥沙的起动是泥沙研究中一个十分重要的问题。迄今为止已经有许多学者对该问题进行了研究。绝大多数工作是在平直槽道流动条件下的研究结果,并以平均流速或床面平均剪应力作为泥沙起动的准则,给出了泥沙起动的临界条件^[1,2]及冲刷率与平均剪应力的关系^[3]。在复杂流动情况下,由于存在涡系和强湍流,能否只以平均流速或平均剪应力作为泥沙起动的准则是一个值得研究的问题。最近,已经有些学者发现在某些情况下,例如:结构物周围冲刷坑、尾流区,当平均剪应力低于临界起动剪应力的情况下,泥沙也会被扬起^[4,5]。可见,泥沙起动受到除了平均剪应力外的其它动力因素作用。因此,有些学者将平均剪应力、涡量、湍流强度叠加起来得到一个新的量作为泥沙起动的准则^[6]。在这些工作中,平均剪应力、涡量、湍流强度三个量对泥沙起动的贡献被认为是不变的。实际上,在不同的流动条件下,这三个量对泥沙起动的贡献是不同的。例如:在平直的槽道流动中,可以平均剪应力作为泥沙起动的准则。而在尾流区,平均剪应力很低,湍流强度却很高。此时,只以平均剪应力作为泥沙起动的标准显然不合适。因此,研究复杂流动条件下泥沙起动机制,探索旋涡、湍流强度、脉动压力等因素对泥沙起动的作用具有十分重要的学术意义和实用价值。

为了进一步研究在不同流动情况下各种因素对泥沙起动的影响,需要将各种因素分离开来研究。本文采用振动格栅产生的各向同性均匀湍流研究湍流脉动力对泥沙起动的影响。在这种湍流场中,平均速度及

收稿日期: 2002-07-22

作者简介: 刘春嵘(1972 -),男,云南曲靖人,博士生,主要从事 PIV、PTV 和结构物周围床面局部冲刷研究。

平均床面剪应力为零。因此,只有湍流脉动力对泥沙起动有贡献。关于振动格栅产生的各向同性均匀湍流人们应用热膜、LDV等测速技术作过大量的研究^[7-9]。对于湍流动能的空间衰减规律、湍流能谱、积分长度尺度及积分时间尺度的变化规律都有了比较清楚的认识。但对于近壁湍流结构缺乏详细的研究。

对于泥沙起动,近壁面湍流结构十分重要。为了测量近壁面湍流结构,本文在PIV技术的基础上发展了基于相关算法的PTV技术,结合局部光学放大技术,在对硬件要求不太高的条件下实现了瞬时全流场结构及近壁面湍流结构的测量。应用这种测速技术研究了湍流均方根速度、积分长度尺度和时间尺度的空间分布规律,和以往的研究成果进行了比较。进一步研究了近壁湍流结构。在对流场研究的基础上,分析了泥沙在各向同性湍流场中的起动机制和影响泥沙起动的无量纲参数。基于概率统计理论对泥沙起动进行了定量的描述。通过测定泥沙起动事件的概率,结合近壁面湍流动能分布规律研究了同种泥沙在不同流动参数下起动的临界湍流动能。

1 实验设备及测量方法

实验在一个横截面为 $0.254\text{ m} \times 0.254\text{ m}$,深度为 0.425 m 的矩形水箱里进行。垂直振动的正方形格栅由边长为 0.01 m 的方形有机玻璃条制成。格栅的边长为 0.245 m ,每一小格的尺寸为 $0.05\text{ m} \times 0.05\text{ m}$ 。格栅固定在一根可上下滑动的轴上,轴的一端与偏心轮连接。通过电机带动偏心轮转动来实现格栅的振动。振动的频率范围为 $2 \sim 6\text{ Hz}$,振幅范围为 $1 \sim 5\text{ cm}$ 。在距离格栅 $150 \sim 210\text{ mm}$ 位置上放置一装有模型沙的容器。容器的横截面为 $0.25\text{ m} \times 0.25\text{ m}$ 的正方形,深度为 0.025 m 。CCD或摄像机安放在水箱前面。在CCD前面装有光学放大系统,可对流场进行局部放大,图象分辨率可达 80 像素/mm 。实验布置图见图1。

为了测量流场速度,采用花粉作为示踪粒子,花粉的密度约与水相当,粒径为 $20 \sim 30\text{ }\mu\text{m}$ 。采用 300 毫瓦 激光束经柱镜转换为片光源,照射水箱的一侧。花粉在片光源照射下,形成粒子图像。粒子图像经光学放大系统进行放大后,由CCD将光信号转化为电信号进入图像采集板。由采集软件控制图像板对图像进行采集。对采集得到的图像提取奇偶场,得到时间间隔为 0.02 s 的两幅图像。在两幅图像上进行粒子识别,应用基于相关算法的PTV技术^[9]找到两幅图像上对应于同一粒子的粒子像,从而得到在 0.02 s 内粒子移动的距离,最终得到粒子运动的速度。由于花粉具有良好的跟随性,可认为粒子运动的速度和流体的速度是一致的。通过上述方法可测得湍流场的瞬时速度。

在同一条件下,连续采集 200 幅图像,相邻两幅图像的时间间隔为 0.04 s 。应用PTV技术得到 200 个时刻的瞬时流场。对 200 个时刻的瞬时流场进行统计平均,得到水平及垂直方向的均方根速度、湍流动能、积分长度尺度及时间尺度等湍流特性。

为了研究泥沙起动,采用密度 $\rho_s = 1.16\text{ kg/L}$,中值粒径 $d_{50} = 400 \sim 500\text{ }\mu\text{m}$ 的木屑作为模型沙。在水箱的后面打背景光,在背景光的照射下,形成泥沙的灰度图像。用摄像机连续记录泥沙的灰度图像,可观察泥沙的起动次数。对 200 s 时间内、沙床面积为 $0.1\text{ m} \times 0.1\text{ m}$ 范围内的泥沙起动次数进行统计。从而得到泥沙起动事件的概率。

2 湍流流场特性

2.1 各向同性均匀湍流

当格栅在水箱里振动时,在格栅下面形成许多小的射流。这些射流相互作用,随距格栅距离的增大发展成各向同性湍流。随着距格栅距离的进一步增大,湍流的能量逐渐衰减。图2给出了由PTV测量得到的瞬时各向同性湍流场。可以看到湍流场中存在不同尺度的涡。对多个时刻的瞬时湍流场进行统计平均,可得到湍流场的均方根速度衰减规律、积分长度尺度及时间尺度的空间变化规律。图3给出湍流均方根速度随

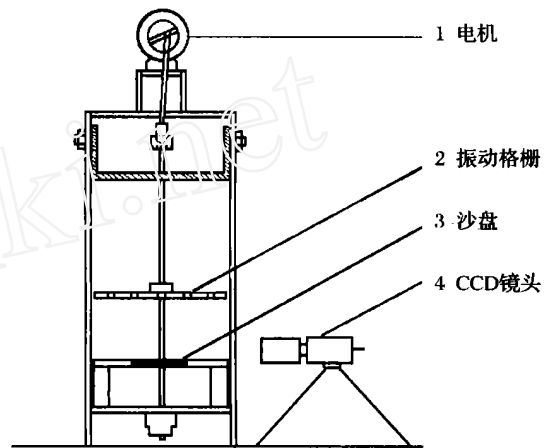


图1 实验布置图

Fig. 1 Sketch of the experiment

格栅距离 z 的变化, z 的零点在振动格栅的中心, 向下为正。结果表明当距格栅的距离大于两倍振幅时, 均方根速度满足指数衰减规律:

$$\frac{U}{fs} = C_0 \left(\frac{z}{s} \right)^{-1.53} \quad \left(\frac{z}{s} > 2 \right) \quad (1)$$

其中, U 代表水平和垂直方向的均方根速度 u, v, f 为格栅振动频率, s 为振幅, C_0 为常数。当距格栅的距离小于两倍振幅时, 式(1)不再适用。因此, 对于振动格栅形成的流动, 只有当距格栅的距离大于两倍振幅时, 才能看作各向同性均匀湍流。式(1)给出的结果与 Thompson 的测量结果是一致的。图 4 给出了积分长度尺度的空间变化规律。由图 4 可看出, 随着距格栅距离的增大, 积分长度尺度呈线性增长。这与 Thompson 的测量结果相符。图 5 给出了积分时间尺度的空间变化规律。由图 5 可以得到:

$$f = C_1 \left(\frac{z}{s} \right)^{2.42} \quad \left(\frac{z}{s} > 2 \right) \quad (2)$$

其中, C_1 为常数。这个结果和 Hannoun 的结果基本一致。

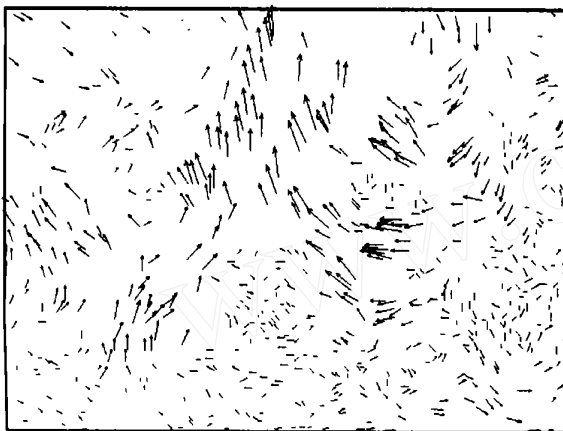


图 2 瞬时各向同性湍流场
Fig. 2 Homogenous turbulence

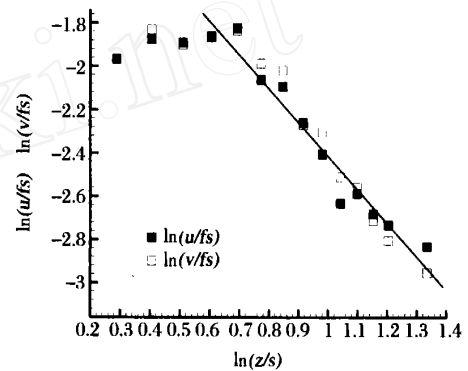


图 3 均方根速度随距格栅距离的变化关系
Fig. 3 Variation of root mean square velocity with the distance away from the grid

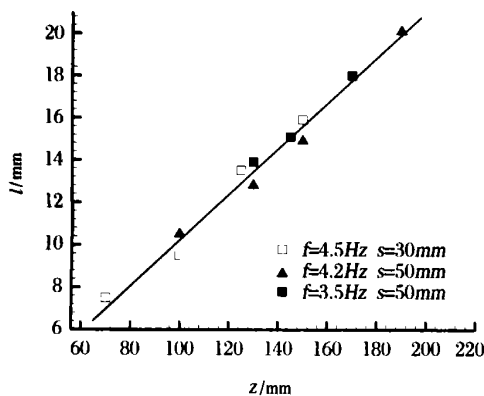


图 4 长度积分尺度随距格栅距离的变化关系
Fig. 4 Variation of integral lengths cale with the distance away from the grid

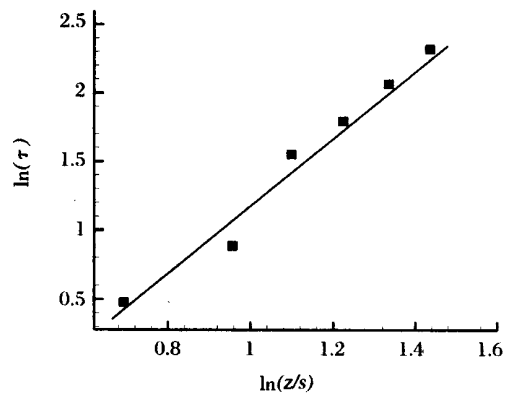


图 5 时间积分尺度随距格栅距离的变化关系
Fig. 5 Variation of integral time scale with the distance away from the grid

2.2 近壁面湍流结构

在壁面附近由于壁面的影响, 湍流流场特性会发生改变。壁面对湍流场的影响只在一个积分长度尺度的范围内。当距壁面的距离 z 小于一个积分长度尺度 l 时, 水平方向的均方根速度 u 将增大, 垂直方向的均方根速度 v 将减小。当 z 进一步减小, 由于粘性的作用, u 也会减小。图 6 给出了在距壁面一个积分长度尺度范围内, 平均湍流动能的变化规律。图中 \bar{k} 为没有壁面影响时的平均湍流动能, k_w 为具有壁面影响时的

平均湍流动能。结果表明,当 $\xi/l > 0.31$ 时, $\overline{k_w}$ 和 \overline{k} 基本相等。当 $\xi/l < 0.31$ 时,由于粘性的作用, $\overline{k_w}/\overline{k}$ 将很快减小。因此,壁面对平均湍流动能的影响只在离壁面很近的区域,这一区域定义为粘性效应层。

对粘性效应层内的平均湍流动能进行了细致的测量,得到了不同格栅振动频率和振幅下,粘性效应层内的平均湍流动能分布规律(图 7),图中 $\overline{k}_0 = \overline{k}|_{\xi=0}$ 。结果表明,对于不同格栅振动频率和振幅湍流动能实验数据点都在同一曲线上。无量纲的平均湍流动能与距壁面的无量纲距离满足指数分布规律:

$$\frac{\overline{k_w}}{\overline{k}_0} = A \left(\frac{\xi}{\sqrt{v}} \right)^B \tag{3}$$

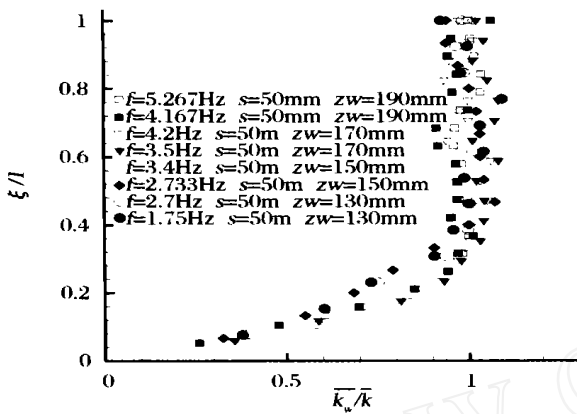


图 6 一个积分尺度内距壁面不同高度处的湍流动能

Fig. 6 Variation of turbulent energy with the distance away from the wall within an intercal length scale

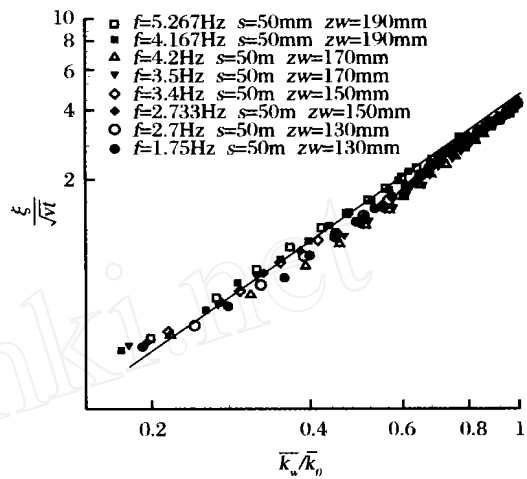


图 7 粘性效应层内湍流动能随距壁面距离的变化关系

Fig. 7 Variation of turbulent energy with the distance away from the wall within a viscous effective layer

3 泥沙起动的机理

对单个砂颗粒进行受力分析来研究其起动机制。一个在各向同性均匀湍流场中的沙颗粒受到的力有:作用在它上面的湍流脉动力 F_l 、有效重力 W_e 、周围沙颗粒对它的粘结力 F_v 和阻力 F_D 、周围沙颗粒的支撑力 N 。当 F_l 在垂直方向的分量能克服 W_e 、 F_v 在垂直方向的分量时,沙颗粒将向上运动。这时可观察到床面上泥沙被扬起。若 F_l 在垂直方向的分量不能克服 W_e 、 F_v 在垂直方向的分量,但在水平方向的分量能克服 F_D 、 F_v 在水平方向的分量时,可观察到沙颗粒在床面上滚动。本文定义床面上泥沙被扬起作为泥沙的起动标准。因此,泥沙的临界起动条件为:

$$F_{lz} = W_e + F_{vz} \tag{4}$$

其中, F_{lz} , F_{vz} 分别为泥沙临界起动状态下 F_l , F_v 在垂直方向上的分量。各向同性均匀湍流中的湍流脉动力是由湍流动能决定的^[10]。因此,作用在砂颗粒上的湍流脉动力是由砂颗粒周围的湍流动能、砂颗粒的粒径 d 、砂颗粒的形状、水的动力粘性系数 ν 决定的。而砂颗粒周围的湍流动能是由粘性效应层边缘的湍流动能 k_{0c} 、粘性效应层的厚度、砂颗粒的粒径决定的。根据以上分析,可得到 F_l 的表达式:

$$F_l = F_l(\rho_w k_{0c}, \nu, \lambda, d, \lambda) \tag{5}$$

其中, ρ_w 为水的密度、 λ 为形状系数。作用在砂颗粒上的有效重力 W_e 的表达式为:

$$W_e = f(\lambda) (\rho_s - \rho_w) g d^3 \tag{6}$$

g 为重力加速度。关于粘结力 F_v 近似地认为 $F_v = A/d^m$ ($-2 < m < 1$)^[11], A 是粘结力系数。因此,式(4)可写为下面的形式:

$$F_{lz}(\rho_w k_{0c}, \nu, \lambda, d, \lambda) = f(\lambda) (\rho_s - \rho_w) g d^3 + F_{vz}(A, d) \tag{7}$$

由式(7)可得:

$$\rho_w k_{0c} = F(\nu, \lambda, d, (\rho_s - \rho_w) g d^3, A, \lambda) \tag{8}$$

应用 定理对(8)进行无量纲化得:

$$\frac{k_{0c}}{\frac{s-w}{w}gd} = F\left[\frac{d}{\sqrt{v}}, \frac{A}{(s-w)gd^{3+m}}\right] \quad (9)$$

由式(9)可知:无量纲的泥沙临界起动湍流动能是由 d/\sqrt{v} , $A/(s-w)gd^{3+m}$ 和 三个无量纲参数决定。 d/\sqrt{v} 表示沙颗粒粒径和粘性效应层厚度之比; $A/(s-w)gd^{3+m}$ 表示粘结力和重力的比,该参数越大粘结力的影响就越大; $\frac{A}{(s-w)gd^{3+m}}$ 为沙颗粒形状的影响。

4 泥沙起动的概率统计理论

各向同性均匀湍流中的泥沙起动是一种随机现象,当粘性效应层边缘的湍流动能 k_0 大于泥沙临界起动湍流动能 k_{0c} 时,沙颗粒将会被扬起。因此,沙颗粒起动的概率 P_i 就等于 k_0 大于 k_{0c} 的概率 $P\{k_0 > k_{0c}\}$:

$$P_i = P(k_0 > k_{0c}) = \int_{k_{0c}}^{\infty} p(k_0) dk_0 \quad (10)$$

其中, $p(k_0)$ 为 k_0 的概率分布密度。 $p(k_0)$ 可由脉动速度分量的概率分布密度求得。在粘性效应层的边缘,水平方向的脉动速度比垂直方向的脉动速度大得多,因此 $k_0 = u_x^2 + u_y^2$, $\overline{k_0} = 2u^2$ 。其中, u_x, u_y 分别为脉动速度在水平方向上的两个分量。 u_x, u_y 的均方根值都等于 u 。对于湍流,脉动速度分量的概率分布可近似地认为满足高斯分布。

$$p(u_x) = \frac{1}{u\sqrt{2}} e^{-\frac{u_x^2}{2u^2}}, \quad p(u_y) = \frac{1}{u\sqrt{2}} e^{-\frac{u_y^2}{2u^2}} \quad (11)$$

由(11)可求得:

$$p(k_0) = \frac{1}{k_0} e^{-\frac{k_0}{\overline{k_0}}} \quad (k_0 > 0), \quad p(k_0) = 0 \quad (k_0 < 0) \quad (12)$$

由(10)、(12)可以得到泥沙起动的概率为:

$$P_i = e^{-\frac{k_{0c}}{\overline{k_0}}} \quad (13)$$

其中,

$$k_{0c}^* = \frac{k_{0c}}{\frac{s-w}{w}gd}, \quad \overline{k_0}^* = \frac{\overline{k_0}}{\frac{s-w}{w}gd}$$

5 泥沙起动的临界湍流动能

泥沙的临界起动湍流动能对于计算泥沙起动的概率是十分重要的。由于直接测量泥沙的临界起动湍流动能比较困难。本文采用间接方法进行测量。由式(13)可知,泥沙的临界起动湍流动能可由泥沙起动的概率和粘性效应层边缘的平均湍流动能得到:

$$k_{0c}^* = \overline{k_0}^* \ln \frac{1}{P_i} \quad (14)$$

粘性效应层边缘的平均湍流动能可由平均湍流动能在壁面附近的分布规律得到。泥沙起动的概率是根据泥沙起动事件发生的概率得到的。在实验中,当格栅振动的振幅和频率大于某一值时,就可观察到在某一时间和床面上的某一区域内有泥沙被扬起。这称为有一次泥沙起动事件发生。假设床面上一次泥沙起动事件的平均范围为 l^2 , 所持续的平均时间为 t , 在范围为 L^2 , 时间为 T 内有 n 次泥沙起动事件发生,那么泥沙起动的概率为:

$$P_i = \frac{nl^2}{L^2 T} \quad (15)$$

将(15)代入(14)得:

$$k_{0c}^* = \overline{k_0^*} \ln \frac{L^2 T}{nl^2} \tag{16}$$

由(16)式可求得 k_{0c}^* 。本文对同一种模型沙在不同流动参数下的 k_{0c}^* 进行测量。图 8 给出了不同振幅和振动频率下, k_{0c}^* 随参数 d/\sqrt{vt} 的变化规律。结果表明无论流动参数如何变化,同种泥沙的临界起动湍动能基本为一常数。因此,对于床面平均剪应力为零的情况下,湍动能可以作为判断泥沙起动的水动力条件。

6 结 语

本文应用 PIV 技术研究了振动格栅产生的各向同性均匀湍流场、近壁湍流结构及在无平均剪应力条件下的泥沙起动规律,得到如下结果:

1) 流场的均方根速度的空间变化满足指数衰减规律、积分长度尺度及时间尺度的空间变化分别满足线形及指数增长规律。其中,均方根速度的指数衰减规律、积分长度尺度的空间变化规律与 Thompson 的结果一致。积分时间尺度的空间变化规律与 Hannoun 的结果基本一致。

2) 壁面对平均湍动能的影响只在距壁面很近的粘性效应层内。本文首次得到了粘性效应层内平均湍动能的分布规律,该规律满足指数分布。

3) 在床面平均剪应力为零的情况下,湍动能可作为判断泥沙起动的水动力条件。

由于实验设备的关系,本文只研究了有限参数范围下的泥沙起动。今后需进行大量系统的研究以便给出床面平均剪应力为零情况下泥沙的起动公式。

参考文献:

[1] 钱宁,万兆惠. 泥沙运动力学[M]. 北京科学出版社,1983.

[2] 窦国仁. 论泥沙起动流速[J]. 水利学报,1960,(4): 22 - 31.

[3] Rijin LC van. Sediment pick - up functions[J]. Journal of Hydraulic Engineering, 1997, 110(10):1494 - 1502.

[4] Dey S. Sediment pick - up for evolving scour near circular cylinders[J]. Appl. Math. Modelling, 1996, 20:534 - 539.

[5] Ting FCK, et al. Flume tests for scour in clay at circular piers[J]. Journal of hydraulic engineering, 2001, 127(11):959 - 978.

[6] Dou XB. Using a 3 - D model to predict local scour[A]. Water resource engineering 98[C]. Memphis, Tennessee, Edited by Steven R. et al, ASCE, 1998, 198 - 203.

[7] Thompson S N, Turner J S. Mixing at an interface due to turbulence generated by an oscillating grid[J]. J. Fluid Mech, 1975, 67:349 - 368.

[8] Hannoun I A. Turbulence structure near a sharp density interface[J]. J. Fluid Mech, 1988, 189:189 - 209.

[9] Lyn D A. Observation of initial dediment motion in a turbluent flow generated in a square tank by a vertically oscillating[A]. Water resource engineering, proceedings of the first international conferece[C]. San Antonio, Texas, Edited by William H. et al, ASCE, 1995, 609 - 613.

[10] Huhe-Aode, Liu C R. Application of PIV and grey-scale technique to a study on sediment incipience in homogenous turbulence[A]. 6th asian symposium on visualization[C]. Pusan, Korea, 2001, 417 - 422.

[11] 欣茨 著. 湍流[M]. 黄永念, 颜大椿 译. 北京科学出版社,1987.

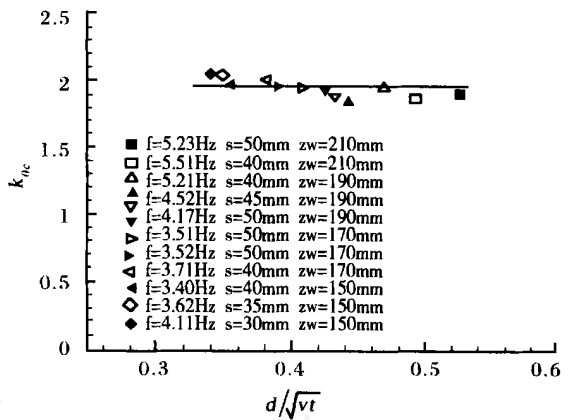


图 8 泥沙起动的临界湍动能
Fig. 8 Turbulent energy of sediment incipience