

'95 全国水动力学 研讨会文集

主 办

《水动力学研究与进展》编委会

中 国 力 学 学 会
大 连 理 工 大 学

主 编

周连第 邵维文 李玉成

海洋出版社

1995 全国水动力学 研讨会文集

主 办

《水动力学研究与进展》编委会
中 国 力 学 学 会
大 连 理 工 大 学

主 编

周连第 邵维文 李玉成

内容简介

本书是《水动力学研究与进展》编委会、中国力学学会、大连理工大学联合主办的'95全国水动力学研讨会的论文集,选收论文共105篇,主要反映船舶与海洋工程水动力学、水工水力学、工业与环境流体力学、计算流体力学、现代测试技术等方面的新进展、新水平、新面貌,是有关专业科研和教学人员的重要参考文献。

'95 全国水动力学研讨会文集

主 编 周连第 邵维文 李玉成

海洋出版社出版(北京市复兴门外大街1号)

海洋出版社发行 中船印刷厂印刷

开本:787×1092 1/16 印张:38.9 字数:800千字

1995年8月第一版 1995年8月第一次印刷

印数:1-350

*

ISBN 7-5027-1582-7/TK·1 定价:60元

前 言

为了促进水动力学界跨学科的交叉学术交流并提供发表最新研究成果和交换研究信息的机会,《水动力学研究与进展》编委会、中国力学学会、大连理工大学于1995年9月18—22日在大连联合召开'95全国水动力学研讨会。

全国水动力学研讨会先后已在无锡、广州、青岛、郑州、西安、成都、秦皇岛、黄山召开多次,这次在大连召开的研讨会是第九次研讨会。从本文集和历次全国水动力学研讨会文集所选录的论文中可以看出:在我们水动力学界,一些新方法、新思想、新方向正在不断涌现,一批有创见的年青学者正在茁壮成长。全国水动力学研讨会的召开,对促进我国水动力学基础理论及应用的发展起到了积极的推进作用。这是全国水动力学研讨会能够年年召开,并受到水动力学界广大科研、教学人员广泛关注、支持的原因。

值此'95全国水动力学研讨会召开之际,我们谨向关心、支持历次研讨会的各单位领导、专家、学者以及论文作者表示衷心的感谢。祝'95全国水动力学研讨会圆满成功!

编者 1995.7

目 录

波浪对海底管线作用的物理模型实验及数值模拟研究.....	李玉成 陈 兵 王 革(1)
不规则波和方向谱在有定常流条件下折射—绕射问题的数值模拟.....	李玉成 张永刚(8)
波浪在浅水区的变形及破碎.....	李玉成(14)
海浪谱模糊集的研究.....	张明星(21)
台风影响下感潮河道及漫滩的数值计算.....	林 麒(27)
水深对浮体水动力性能的影响.....	邢殿录(33)
一种改进的小展弦比机翼理论及其在船体水动力计算中的应用	董国祥 陆惠生 汪希龄(38)
自倾冲水箱及非恒定流的数学模型.....	茅泽育(44)
一个新的非恒定型不规则波缓坡方程.....	张永刚 李玉成 滕 斌(50)
非恒定流河工模型尾水控制方法探讨.....	梁 斌 陈先朴 陈 彪(56)
求解浅水方程组的动力学通量向量分裂(KFVS)方法	汤华中 戴嘉尊(62)
最优滑行问题.....	何志飞(66)
船舶兴波阻力计算中的数值辐射条件及其误差分析.....	高 高(70)
在波浪中运动的船舶的非线性波浪力之一二: 潜体近水面航行时的波浪力预报	周正全 吴宝山 程 军(79)
可移动边界变分原理及应用.....	熊 伟 章社生(87)
二维垂直平板起动流动和旋涡脱落过程的数值模拟.....	任安禄 修东滨 陈辉松(91)
后弯管式振荡水柱波能装置的水动力学计算.....	游亚戈 余 志(97)
KC 数对振荡流中柱体涡尾流结构影响的数值研究	凌国平(103)
高雷诺数下平板附近圆柱绕流的二维大涡模拟.....	王 革 赖国璋 李玉成(108)
垂直组合圆柱高阶波力的积分计算.....	黄 华 张涤明 孙明光(116)
组合圆柱群绕射波势理论.....	黄 华 张涤明 孙明光等(122)
一种 Navier-Stokes 方程组的隐格式构造及跨音扩压器流场的数值模拟	刘 仪 潘 勇 秦光远等(129)
近水面淹没喷射流流场特性的实验研究.....	熊整魁 詹德新 全贵均等(135)
多喷射流混合流场的形式与模拟.....	全贵均 汤忠谷 熊整魁(140)
任意流场中变速运动颗粒所受 Basset 力的性质解析.....	黄社华 程良骏(145)
钢包中心底吹流动的数值模拟.....	凌国平 李秀文 任敦长(151)
轴对称小扰动速势方程的物面边界条件的研究.....	傅 强(156)
曲线网格生成技术研究.....	魏文礼 冯永忠(162)
三维代数贴体网格的生成.....	朱军政 范西俊(165)
“空间样条”与贴体坐标.....	陈耀松 毕远峰 王永梅(170)
一种部分连续复合网格生成方法.....	谢 伟 陈材侃 程尔升(181)
沟槽面对边界层发展的影响.....	王晋军 兰世隆 连洪祥(187)
水平液-固流中颗粒抑制湍流的行为和条件	路展民 刘青泉 刘大有(193)
湍流模型数模波浪在岸滩上的翻卷破碎过程.....	苏德慧 马福喜 王永学(200)

旋转系统中新形式的二维紊流代数应力模型及紊流问题的新解法	陶竹君 松永成德	(205)
用二维紊流模型反映三维紊流效应的一点尝试	郭勇 陈壁宏 庞志刚	(213)
紊流阻力系数的计算	赵连军 张红武	(219)
多相流条件下地层平均压力计算方法的研究	尹洪军 翟云芳 傅荣海等	(225)
Oldroyd-B 流体流动的有限元方法研究	王立刚 范西俊	(231)
泥石流流动过程的分析	熊刚 张军	(237)
水平偏心环空中分层流动的速度分布及减阻规律	郑永刚 方铎	(243)
近壁螺旋流的危害及其防治	贾孟元 丁永志	(249)
可压缩液体近壁空泡溃灭过程数值分析	梁川 吴持恭 倪汉根	(254)
颗粒加热与加速对高频感应热等离子体流反影响的数值模拟	万德成 戴世强 陈允明	(261)
热水供热网水锤分析	蔡启林 王学芳 李锐	(268)
考虑轴向导热时外肋圆管内的水流层流换热	陆煜 孙永平	(274)
汽-水相变散热器凝结与沸腾换热的试验研究	潘继红 傅林	(280)
管道灌溉工程中管网与机井装置的优化配套	程伍群	(286)
部分穿透水平井的试井分析	钟钊新 王 马根娣	(292)
交叉断层系统中变井储试井理论及应用	巢华庆 尹洪军	(298)
辽河油田锦 16 块第三层系油藏开发调整数值模拟	范江 张子香	(304)
均质油藏中水平井压力形态及新的试井分析理论图版	张大为 马春曦 曾湘华	(309)
多孔介质中指进发育机理及描述方法	朱九成 郎兆新 张丽华	(315)
多级透水板消波的一个特解之推广	罗乖林	(321)
导流机理研究	宁克信	(325)
河弯下游平底平板闸自由出流的流量系数	徐桂英	(331)
弧形闸门下闸孔自由出流流量系数的研究和应用	李金海	(336)
洪水糙率分析	黄景祥	(342)
泄洪洞出口断面压力分布规律	刘韩生 张勇 毛拥政	(348)
淮河干流淮滨至正阳关段防洪模型试验研究	陈先朴 梁斌 邵东超等	(354)
电厂重迭式排水口工程消能扩散试验研究	陆敬荣	(360)
潜没堰流的水力计算	秦增基	(366)
错口丁坝特征回流长度研究	冯永忠 魏文礼	(372)
丁坝的水流特性与优化布置	冯永忠	(379)
望虞河泵站双向进水流道的优化水力计算	陆林广 周济人 朱湘	(386)
变态河工模型中闸复合变态模拟技术	邵东超 陈先朴	(396)
软基掺气窄缝池式戽流消能研究	张廷 刘冶 宓永宁等	(402)
水垫塘掺气水流气泡速度测试研究	戴光清 相永全 吴持恭	(409)
水股跌落水塘的掺气水流模拟及其缩尺影响	黄本胜 邱静 赖冠文	(415)
掺气水流的音速及压缩性研究	帅青红 吴持恭 廖华胜等	(421)
水跃掺气特性的系列模型实验研究	应新亚	(428)
广西廉州湾海域悬沙输运二维数学模型	黄浩升 汤毓祥 赵俊生	(434)
长江中下游河道悬移质输沙关系	余文畴 李大志	(441)
粘性细颗粒泥沙临界起动规律探讨	李华国 张秀芹 袁美琦	(448)

泥沙运动方程中有关问题的讨论.....	张启卫(454)
淮河中游切滩回淤实例的分析.....	杨兴菊 毛世民(460)
连云港十万吨级港池及引航道的回淤预报研究.....	郭庆超 韩其为 何明民等(466)
非均匀沙床面上粗颗粒的扰动和掩蔽作用.....	常温花(472)
径流电站的引水排沙措施.....	李怀根(479)
挟沙水流的流速分布.....	陈德明 陈家扬(485)
多沙河流桥渡上游拟建新桥影响的试验研究.....	赵新建 侯志军 董年虎等(491)
南水北调中线穿黄工程河段模型的计算与验证.....	董年虎 赵新建 侯志军(497)
水库对黄河防凌作用分析.....	唐德善(503)
植被防风效益的数值模拟.....	唐 毅 廖华胜 吴持恭(510)
常胜流域生态系统分析.....	王喜荣 王 志(515)
地下水弥散参数的野外示踪试验和解析法.....	丁家平 鄢 俊(520)
河床渗井设计中的几个地下水动力学问题.....	谢水波 王允麒(526)
土壤流失及其相关因素分析.....	王喜荣 李国强(532)
造纸废水处理场应用实例探讨.....	孙 里 樊会娜 王 静(537)
千岛湖上游水质扩散模型和水质预测研究.....	金 卫 应晶扬(543)
人工模拟降雨雨滴着地速度公式的探讨.....	吴魁整(549)
双油叶轴承的边界元分析.....	林长圣 邹牧岐 杨桂芝(555)
离心泵诱导轮内流场的分析与数值计算.....	李森虎 谷传纲 赵美卿(561)
含沙水中材料磨蚀特性探讨.....	邢述彦 袁清阁(567)
坡面浅层水流水力特性研究评述.....	姚文艺 王卫红 孙赞盈(572)
三工模型试验综合测试装置的研究.....	方彦军 田士豪(578)
旋桨式流速仪的进展.....	余 葵(585)
用 Preston 法量测溢流边界层的壁面切应力	田士豪 吕清林(595)
限制水域流体作用力测试与数据采集技术.....	林青山 邓燕萍 邢殿录(601)
水深有陡变的人工港域内波高分布的数值计算方法.....	张福然 陈汉宝(606)
低闸坝取水几个问题初探.....	吴宪生(611)
成品油输送管线的水力计算.....	王树立(618)
Finite Element Analysis of Nonlinear Transient Water Waves ...	G. X. Wu R. Eatock Taylor(622)
拱坝水垫塘反拱形底板稳定性研究.....	王继敏 崔广涛(634)

波浪对海底管线作用的物理模型实验及数值模拟研究

李玉成 陈 兵 王 革

(大连理工大学土木系近海与沿岸工程国家重点实验室, 大连 116024)

摘 要 本文利用物理模型实验, 测量了海底管线在波浪作用下的水平力和升力, 并应用 Morison 方程及流函数理论, 按最小二乘原理得出 C_D 和 C_M 以及 C_L , 讨论了它们与 K_c, Re 及间隙比 e/D 的关系。本文还应用边界拟合坐标及二维流场的大涡模拟法, 模拟了与实验相同工况下海底管线的受力及流场情况, 并把物理模型实验和数值模拟的结果进行了比较。

0 前 言

海底管线的设计中, 预测管线所受波浪力是一个关键问题。研究 K_c, Re 及管线到底底距离对 C_D, C_M, C_L 的影响, 以及物理模型实验和数值模拟所提供的结果是否可靠, 具有重要的实际工程意义。

1 基本理论

1.1 物理模型实验的理论分析

海底管线在波浪场中的受力, 可按 Morison 方程计算:

$$f_x(z, t) = \frac{1}{2} \rho C_D \cdot Du(z, t) |u(z, t)| + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u(z, t)}{\partial t}$$

$$f_{L_{\max}} = \frac{1}{2} \rho C_L Du_{\max}^2$$

式中, $f_x(z, t)$ 为单位长度海底管线所受的水平波浪力, $f_{L_{\max}}$ 为单位长度海底管线所受的最大升力。

惯性力系数 C_M 和速度力系数 C_D 可由最小二乘原理得到:

$$C_D = [\Sigma AB \cdot \Sigma BF_{xp} - \Sigma AF_{xp} \Sigma B^2] / [(\Sigma AB)^2 - \Sigma A^2 \Sigma B^2]$$

$$C_M = [\Sigma A^2 \cdot \Sigma BF_{xp} - \Sigma AB \cdot \Sigma AF_{xp}] / [\Sigma A^2 \Sigma B^2 - (\Sigma AB)^2]$$

$$A = \frac{1}{2} \rho Du(z, t) |u(z, t)|$$

$$B = \frac{\pi D^2}{4} \rho \frac{\partial u(z, t)}{\partial t}$$

式中 F_{xp} 为实测的水平波浪力。

$$\text{升力系数定义为: } C_L^+ = f_{L_{\max}}^+ / \frac{1}{2} \rho u_{\max}^2$$

$$C_L^- = f_{L_{\max}}^- / \frac{1}{2} \rho u_{\max}^2$$

上标“+”表示升力向上, 上标“-”表示升力向下。

$$\text{合力系数定义为 } C_F = \frac{f_{\max}}{\frac{1}{2} \rho \Delta u_{\max}^2}$$

$f_{\max}$ 为每个周期内水平力与升力的合力的最大值。

同时,把该最大值发生时合力的方位角定义为 $A_{\max} = |\arctg(\frac{f_y}{f_x})|_{t=t_{\max}}$ 。

水平总力系数定义为

$$C_{Fx} = \frac{f_{x\max}}{\frac{1}{2} \rho D u_{\max}^2}$$

$u_{\max}$ 的确定与所选用的波浪理论有关,由于本文实验中波况非线性较强,大部分组次超出了线性波和 Stokes 二阶波的适用范围,因此采用适用范围较广的流函数理论计算水质点的速度,流函数采用如下形式:

$$\Psi(x, z) = (c - u_c)z + \sum_{n=2}^{NN} x(n) \sinh \frac{2\pi(n-1)(d+z)}{L} \cos \frac{2\pi(n-1)x}{L}$$

$C = \frac{L}{T}$ 为波速, L 为波长, u_c 为水流速

$x(n)$ 为流函数系数

$NN-1$ 为流函数阶数, d 为水深

1.2 数值模拟方法

采用有限元—有限差分混合方法,通过求解不可压缩非定常 $N-S$ 方程来直接模拟平板附近圆柱在波动流场中的受力及圆柱周围流场情况。在计算网格上,采用了组合网格的划分技术。在计算模型上,采用二维大涡紊流模拟方法来模拟流场中涡旋的运动及受力特性。

基本方程:

$$\begin{cases} \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}) \\ \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \end{cases}$$

式中: $\tau_{ij} = \nu_s (\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i})$

$$\nu_s = (c \Delta_{ij}) \{ 2[(\partial u / \partial x)^2 + (\partial v / \partial y)^2] + (\partial u / \partial y + \partial v / \partial x)^2 \}^{\frac{1}{2}}$$

c 为 Smagorinsky 常数,本文取为 $c=0.1$

Δ_{ij} 为计算网格的特征长度,文中 Δ_{ij} 取 $\sqrt{S_{ij}}$,其中 S_{ij} 为相应计算网格的面积。

边界条件:

①进口、出口: $\bar{u}_b(z, t) = \bar{u}_0(z, t) \rightarrow$ 采用波速沿水深的离散分布。

②圆柱表面及平板(海底)边界:取无滑移条件。

1.3 物理模型实验设备及波浪要素

物理模型实验是在大连理工大学海动研究室的大波浪水槽中进行的,槽长 69 米,宽 2 米,高 1.8 米,水槽配有引进的 MTS 造波机。模型用有机玻璃制成,直径 0.0807 米,长 0.8 米,使用自制的两个测力计测波浪力,波要素和波浪力的采样与处理采用微机系统。

波要素的组合与编码如下:

表 1 实验组次编码

e/D=0.0				e/D=0.2			
code	H(m)	T(s)	d(m)	code	H(m)	T(s)	d(m)
R31E0	0.133	2.19	0.333	R31E2	0.133	2.19	0.333
R32E0	0.133	2.92	0.333	R32E2	0.133	2.92	0.333
R33E0	0.2	2.19	0.467	R33E2	0.2	2.19	0.467
R34E0	0.2	2.92	0.467	R34E2	0.2	2.92	0.467
R35E0	0.2	2.19	0.6	R35E2	0.2	2.19	0.6
R36E0	0.267	2.92	0.6	R36E2	0.267	2.92	0.6

e/D 为模型底部到海底的距离与模型直径之比, d 为水深, 本实验 Kc 范围是 8.5~21, Re 范围是 25000~47000。

2 物理模型实验结果

2.1 水平力系数 C_D 、 C_M

由最小二乘原理和流函数理论得出的 C_D 、 C_M 随 Kc 的变化如图 1 所示。

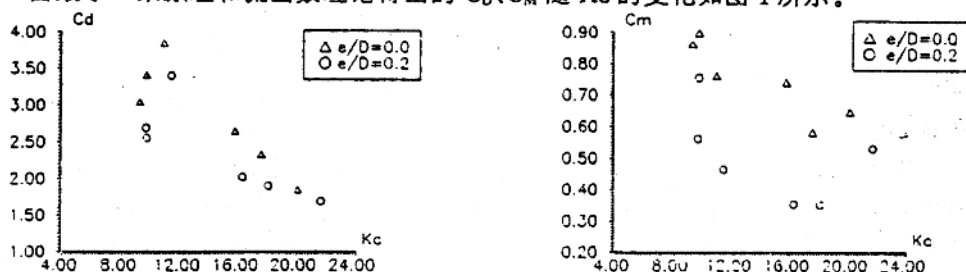


图 1 C_D 、 C_M 随 Kc 的变化

由图 1 可知, 随着 Kc 增大, C_D 先增大, 到 $Kc \approx 11.0$ 左右达到最大值, 然后又减小, 当 $Kc > 16$ 时, 变化趋于平缓, 而 C_M 随 Kc 增大而减小, 当 $Kc > 18$ 后, C_M 值略有上升。 C_D 、 C_M 随 Re 变化的规律与它们随 Kc 变化的趋势相当类似, C_D 的峰值出现在 $Re = 30000$ 附近, 而 C_M 的谷值发生在 $Re = 36000$ 左右。产生上述变化的原因, 要从 Morison 方程谈起。

Morison 方程的形式:

$$f_x = \frac{1}{2} \rho D C_D u |u| + \frac{\rho \pi D^2}{4} C_M \frac{\partial u}{\partial t}$$

式中等式右侧第一项表示粘性阻力和压差阻力, 符合阻力二次方律。第二项表示惯性力, 即流体加速流动时对柱体的力。但流体加速流动除了对柱体有惯性力作用外, 还会产生“起动涡”, 且“起动涡”强度比定常流动下产生的涡的强度要大的多, 而且当流动的加速度为零, 即速度最大时, “起动涡”的强度也达到最大, 涡核处负压也达到最大, 即柱体受的压差阻力达到最大。由以上分析, 则加速度产生的压差阻力与速度同相位。从而按

Morison 方程的分析,实际上是把这部分压差阻力与按速度二次方律产生的形状阻力(包括粘性阻力和压差阻力)合并作为速度力。因此速度在阻力中的作用被明显夸大了,当把恒定流中柱体的受力与波浪场中柱体受力相比较时,可明显看出这种夸大,如表二所示:

表2 加速度和速度对阻力的影响 力单位:kgf

Re	Kc	$2u_{\max}/T$ (m/s ²)	$u_{\max}$ (m/s)	定常流阻力	波浪场实测力
27853	9.616	0.298	0.326	0.455	1.175
34705	16.219	0.288	0.42	0.755	1.116
32785	11.366	0.377	0.413	0.72	1.662
38902	18.012	0.33	0.482	0.987	1.525
28055	9.67	0.301	0.33	0.466	1.193
46025	21.614	0.362	0.529	1.203	1.924

表中定常流阻力按二次方律求出: $F_s = \frac{1}{2} \rho D C_x u_{\max}^2 \cdot L$

式中 C_x 由文献[5]中曲线得出,在 $10^4 < Re < 8 \times 10^4$ 时, $C_x = 1.3$, L 为柱长。

波浪场实测力为波峰处(即速度为 $u_{\max}$ 时)实测水平力,此时加速度为零,故惯性力为零。

考虑到波浪运动中,水质点一直处于加速或减速运动状态,以适用于定常流的阻力二次方律来估算柱体的受力,则速度力项 $\frac{1}{2} \rho D C_D u^2$ 中的系数 C_D 已失去了它在阻力二次方律中的本来意义,而掺入了加速度的影响。在表二中,以 $\bar{a} = 2u_{\max}/T$ 作为表示平均加速度的参数。

由表二结合图1,当 Kc 从 8.5 增大到 10.8 左右, Re 从 25000 增大到 30000 左右时,由于 $u_{\max}$ 的增大,使符合阻力二次方律的形状阻力增大。同时, $\bar{a}$ 也增大,使惯性力和“起动涡”产生的压差阻力增大。则总的水平力增大,其中加速度产生的阻力占主要部分。当 $Kc = 10.8 \sim 11.0$ 时 ($Re \approx 30000$), 水平力达到峰值。当 Kc 和 Re 继续增大时,虽然由于 $u_{\max}$ 的增大,使二次方阻力继续增大,但由于 $\bar{a}$ 的减小,使占阻力主要部分的“起动涡”压差阻力和惯性力减小,从而使总的水平力显著减小。当 Kc 继续增大至 21, Re 增大至 40000 时,由于二次方阻力继续增大,并在总水平力中的比例越来越大,同时 $\bar{a}$ 也增大,使“起动涡”压差阻力和惯性力再次增大,使总水平力又呈上升趋势。以上力的变化,反映到 C_D 和 C_M 的变化中,就出现了 C_D 在 $Kc = 10.8 \sim 11.0$, $Re \approx 30000$ 时的峰值,以及 C_M 的下凹形变化。

由以上分析,单独以 Re 数作为判断受力大小的依据是不适当的,加速度显然是波浪场中水质点运动的重要特征。令 $\alpha = Kc/T^2$ 作为反映波浪场加速度的参数,以 Re 为 x 坐标, α 为 y 坐标,水平力 F_x 为 z 坐标,作三维图如图2所示。

由上图可知,当 Re 不变而增大 Kc/T^2 时,管线受的水平总力增大;同样,当 Kc/T^2 不变而 Re 增大时,水平总力也增大,这表明了加速度和速度对水平力都有影响。

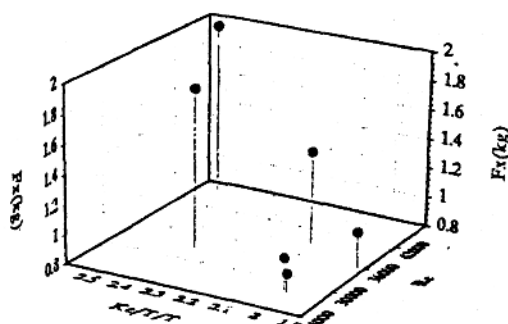


图2 Re 和 Kc/T^2 对水平力的影响

从图1中,还可看出 $e/D=0.0$ 时的 C_D 、 C_M 要大于 $e/D=0.2$ 时的 C_D 、 C_M 。这是因为当管线远离海底时,水流可以很容易地从管线上下两侧经过,从而使水流对管线的力相对较小,而管线离海底越近,管线和海底之间的间隙越小,水流越不容易从间隙流过,即管线对水流阻碍较大,则作用在管线上的水动力也较大,这与三维物体比二维物体在流场中受的力要小是相同的道理。当波长较长时,靠近水底的速度垂向分布变化不大,因而使间隙比 e/D 较小时的 C_D 、 C_M 大于 e/D 较大时的 C_D 、 C_M 。

2.2 升力系数

C_L^+ 和 C_L^- 随 Kc 的变化如图3和图4所示。

由图3可知, C_L^+ 随 Kc 和 Re 的变化趋势类似于 C_D 随 Kc 和 Re 的变化,且 C_L^+ 的峰值也在 $Kc=11.0$ 和 $Re=30000$ 左右。这是与 $Kc=11$, $Re=30000$ 左右涡活动较强相符的,因为海底管线的升力主要由涡产生,而接近海底时水质点的垂向速度很小,对升力的贡献可以忽略。同样可看出, $e/D=0.0$ 时, C_L^+ 大于 $e/D=0.2$ 时的正向升力系数 C_L^+ 。

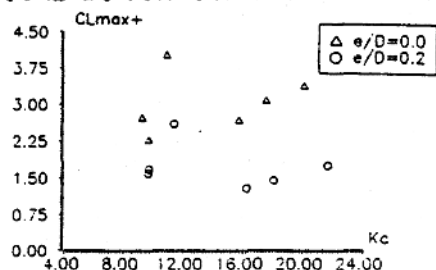


图3 正向升力系数 C_L^+ 随 Kc 的变化

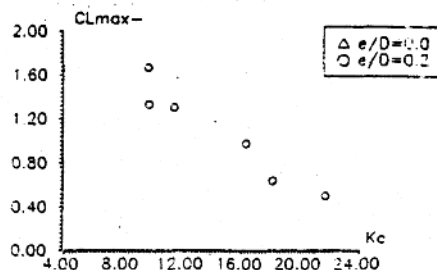


图4 负向升力系数 C_L^- 随 Kc 的变化

与 C_L^+ 不同,图4中, C_L^- 随 Kc 的增加而单调下降。这是因为海底的存在阻碍了管线底部涡的发展,并且在管线和海底之间形成射流, Kc 和 Re 越大,射流流速越大,涡也越不易附着于管线底部,使向下的升力几乎维持不变或略有减小,从而使 C_L^- 呈现单调下降的趋势。而当 $e/D=0.0$ 时,水流从管线底部不能通过,使向下的升力为零,此时 C_L^- 也为零。

2.3 合力数 C_F 及最大合力方向角 A_{Fmax}

由以上对力的变化的分析,容易得到合力系数 C_F 的变化将类似于 C_D 的变化规律的结论,实验结果的确如此, C_F 随 Kc 的变化规律如图5所示。

由于海底的影响,使 $e/D=0.0$ 时,向下的升力为零,因此合力最大值的角度 A_{Fmax} 都

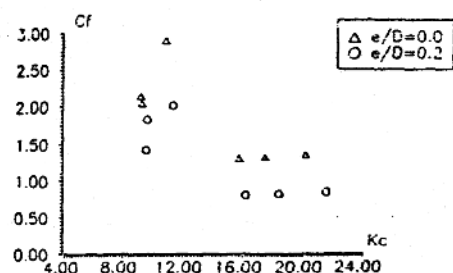


图5 合力系数 C_F 随 K_C 的变化

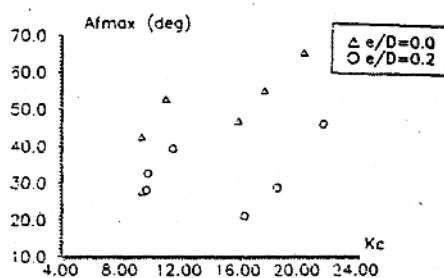


图6 最大合力的方向角 A_{Fmax}

大于 0° (以波浪传播方向为 0° , 逆时针方向为正, 顺时针方向为负), 而 $e/D=0.2$ 时, A_{Fmax} 则有正有负。而且当 $e/D=0.0$ 时, 随着 K_C 的增大, A_{Fmax} 也有增大的趋势, 这是由于涡运动的变化, 使升力在合力中的比例增大所致, 同时, 由于水平力在合力中的比例随 K_C 增大而相对减小, 合力最大值与水平力最大值之比有增大的趋势。由升力最大值与水平力最大值之比 f_{lmax}/f_{xmax} 随 K_C 的变化中, 可看到当 K_C 超过 11.0 后, f_{lmax}/f_{xmax} 曲线有一个低谷, 这也进一步说明由于平均加速度的减小, 此时涡活动比 $K_C=11.0$ 时减弱, 从而使升力减小。

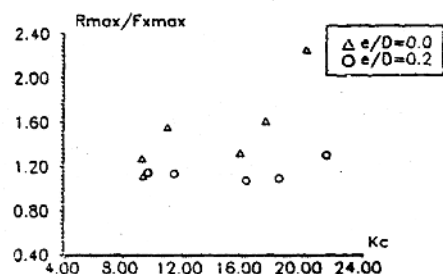
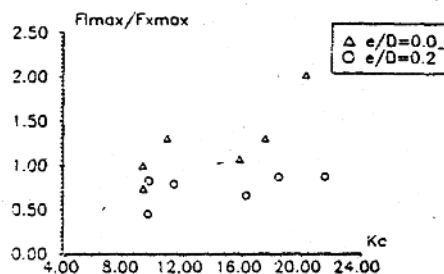


图7 合力最大值和升力最大值与水平力最大值的比值



3 物理模型实验与数值模拟结果的比较

数值模拟的工况与物理模型实验工况相同, 由数值模拟得出的水平力过程线和升力过程线与实测数据的比较如图 8~图 9。

由图 8~图 9 可知, 数值模拟得出的水平力过程线与实测数据吻合较好, 计算与实测的水平力幅值基本相同, 前几个周期的相位也基本吻合, 但由于计算中每个波的周期是严格相等的, 而物理模型实验中不可能做到这一点, 因此实测数据中每个波的周期长度误差不断累积, 使后几个周期中计算与实测过程线出现了较明显的相位差异, 在升力、合力的比较中也出现了这种误差。升力的过程线在频率上也吻合较好, 这说明对管线周围流场中涡运动的模拟是成功的。从整段升力过程线来看, 升力的幅值也基本符合实测的数据, 但由于实际条件下升力的随机性很大, 流场中微小的扰动即可造成升力的变化, 因此单从某个周期来看, 升力的幅值会有一些差异, 但这些差异并不影响流场的主要特征, 合力的计算和实测值吻合较好也说明了这一点, 即数值模拟的流场运动 (主要是涡的运动) 反映了实际的流场情况, 这证明了数值模拟能够较准确地反映实际情况下管线的受力和管线周围流场变化, 从而验证了数值模拟的可靠性。

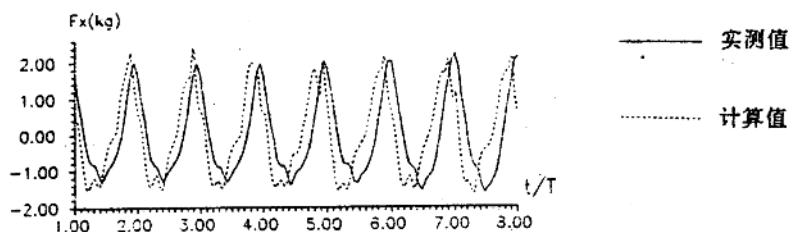


图 8 数值模拟水平力过程线与实测水平力过程线的比较

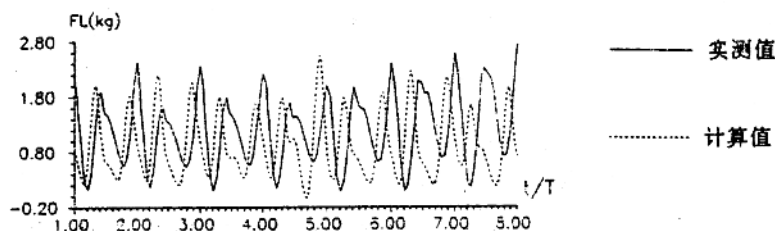


图 9 数值模拟升力过程线与实测升力过程线的比较

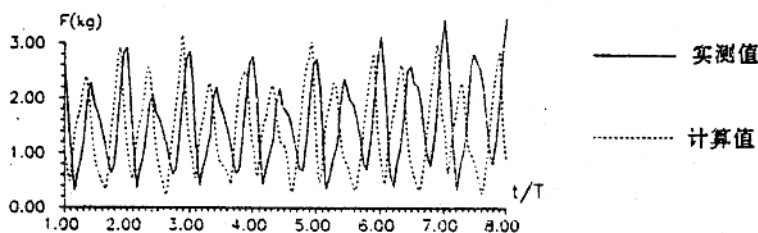


图 10 数值模拟合力过程线与实测合力过程线的比较

4 结 语

本文对波浪条件下海底管线受力的物理模型实验和数值模拟研究,进一步丰富了已有的理论,并分析了波浪场中管线周围流场的特性及其对管线受力的影响,分析了 K_c 、 Re 及 e/D 对力系数的影响。通过物理模型实验和数值模拟的结果对比,验证了数值模拟方法的可靠性。为了更准确地把握海底管线受力的规律,笔者认为进一步的研究应以海底管线周围流场的变化规律为重点方向,以便从机理上揭示问题的实际规律。

参 考 文 献

1. Li, Y. C., Wave Action on Maritime Structures, The Press of Dalian University of Technology, 1990
2. 王革、赖国璋、李玉成,高雷诺数下平板附近圆柱绕流的二维大涡模拟
3. 赵德庭、任佐皋,近底管线上的波浪力,海洋学报,第13卷,第3期,1991年5月
4. 鄂学全、李战华、凌国灿,海底边界对水下管线的水动力影响,海洋工程,第7卷,第1期,1989年2月
5. 夏雪瀚、邓学鲁,工程分离流动力学,北京航空航天大学出版社,1991年5月

不规则波和方向谱在有定常流条件下 折射—绕射问题的数值模拟

李玉成 张永刚

(大连理工大学海岸和近海工程国家重点实验室, 大连 116023)

摘 要 本文采用 Kirby 所推导之含流缓坡波动方程式为基础, 并应用不规则波按时间序列处理之概念, 引入 Kubo 之不规则波解析理论, 推导出描述不规则波与流相互作用之缓坡波动方程式。并用此方程式采用有限差分法对不规则波和三维方向谱与流相互作用问题进行了数值计算, 得到了与物模实验数据较吻合的计算结果。

关键词 波浪折射—绕射, 不规则波和方向谱, 波流相互作用, 数值模拟

0 前 言

由于海洋中有各种不同特性的流动如潮流、洋流、风吹流以及河道入口流等的存在, 使海面之波浪产生了与流相互作用的折射绕射等现象, 特别是当波动呈现为三维方向谱形式时, 与流的相互作用使波况变化尤为复杂。而最近数十年来, 由于海洋工程的迅速发展以及大量巨型海洋结构之建造, 而且造价之昂贵, 迫切需要对海上环境条件, 特别是海浪状态做出精确的描述。为达到其合理精确性, 水流对波浪之影响已是不可忽视的。但过去一般仅限于规则波讨论, 为了更真实地描述海浪状态, 不规则波特别是方向谱已受到重视。故本文针对此一波况推导出不规则波与流共存时的缓坡波动方程式, 并以此方程作为控制方程用数值解讨论了不规则波和方向谱与流相互作用之波况。

有关波浪折射—绕射之共同效应研究, Homma(1950)首先以浅水波方程式, 用解析解讨论了园形岛屿附近之波况。Berkhoff(1972)在线性波理论中, 引入一个表示地形缓变小参数, 并利用扰动法(perturbation method)导出了一个二阶微分方程式, 称之为缓坡方程式或 Berkhoff 方程。Smith, Sprinks(1975)则利用渐近理论, 将单一频率之波动作近似展开, 另行推导了缓坡波动方程。Radder(1979)采用抛物线近似方法对缓坡波动方程进行了数值计算。

关于水流对波浪作用问题讨论, Jonsson(1978, 1980), Li(1990a, 1990b, 1992)等一系列研究表明水流对波浪变形的影响与地形的影响具有同等重要性。因此在计算波浪折射绕射问题, 流的作用是不可忽视的, 在缓坡波动方程中讨论流对波浪影响, 最早 Booij(1981)利用变分法中 Lagrangian 理论推导出含流之缓坡波动方程, 并配合有限差分法探讨了缓变海域波一流相互作用现象。Liu(1983)依据 Smith 之渐近理论, 另行推导出此一方程式, 并利用 Parabolic—

approximation 之技巧将此方程式变换, 计算倾斜海岸附近垂直入射波和射流之间的相互作用现象。Kirby(1984)修正了 Booij 及 Liu 二所推导之缓坡波动方程式, 其依据 WKB 微扰展开技巧, 配合 Lagrangian 理论, 重新加以推导含流的缓坡波动方程式, 并证明此方程式无须作任何假设近似即可满足波作用量守恒。Kirby 用 Parabolic 一近似法化简此方程, 并将结果与 Turpin 之线性化方程式比较, 结果颇为一致。Kubo(1991)采用线性叠加原理, 用代表频率加上一个小扰动频率来代替任意频率波, 代入缓坡方程中并对其系数进行小扰动频率展开, 略去方程中的高阶项推导出含流的不规则波缓坡波动方程。本文主要以 Kirby 所推导之含流缓坡波动方程式为基础, 并应用 Kubo 之不规则波概念推导出描述不规则波与流共存的波流作用量守恒的缓坡波动方程式。并采用数值方法对不规则波和三维方向谱与流相互作用等问题进行了数值模拟。

1 控制方程式之推导

Kirby 方程为

$$\frac{D^2 \Phi}{Dt^2} + (\nabla \cdot \vec{U}) \frac{D\Phi}{Dt} - \nabla \cdot (cc_r \nabla \Phi) + (\sigma^2 - K^2 cc_r) \Phi = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

其中 $\sigma^2 = gk \tanh(kh)$ $K = |\vec{K}|$, $\omega = \sigma + \vec{K} \cdot \vec{U}$

$$\frac{D}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right) \quad C = \sigma/k \quad c_r = \partial \sigma / \partial k$$

采用线性叠加原理: $\Phi = \sum_{i=1}^n \Phi_i$

而 $\Phi_i = f_i \phi_i = f_i \text{Re} \{ \hat{\phi}_i e^{-i\omega_i t} \}$ 代入(1)式得

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot (cc_r \nabla \hat{\phi}_i) + 2i\omega_i \vec{U} - \vec{U} \nabla \cdot (\vec{U} \nabla \hat{\phi}_i) - (\nabla \vec{U}) (\vec{U} \nabla \hat{\phi}_i) \\ & + (K^2 cc_r - \sigma^2 + \omega_i^2 + i\omega_i \nabla \vec{U}) \hat{\phi}_i = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (I)$$

仿 Kubo 之方法: $\omega_i = \bar{\omega} + \Delta\omega_i$

$\bar{\omega}$ 为 n 个波列之代表圆频率

$\Delta\omega_i$ 为第 i 个波对代表圆频率之偏差量

$$K_i = \bar{K} + \Delta K_i = \bar{K} + \frac{dK}{d\omega} \Delta\omega_i = \bar{K} + \frac{1}{c_r} \Delta\omega_i$$

$$c_i c_{ri} = \bar{c} \bar{c}_r + \Delta(c_i c_{ri}) = \bar{c} \bar{c}_r + \frac{d(cc_r)}{d\omega} \Delta\omega_i$$

$$c_{ri} = \bar{c}_r + \Delta(c_{ri}) = \bar{c}_r + \frac{d(c_r)}{d\omega} \Delta\omega_i$$

把上述关系代入方程(I)中, 并令

$$\Phi_i = f_i \text{Re} \{ \hat{\phi}_i e^{-i\bar{\omega} t} \} \quad \therefore \hat{\phi}_i = \phi_i e^{-i\omega_i t}$$

$$\text{对上式两边对时间求导得} \quad \Delta\omega_i \phi_i = i \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial t} e^{-i\omega_i t}$$

利用上述等式可推导出含流之缓坡波动方程

$$\begin{aligned} & \nabla \cdot (\bar{c} \bar{c}_r \nabla \hat{\phi}_i) + \bar{K}^2 \cdot \bar{c} \bar{c}_r \hat{\phi}_i + (2\bar{K} \cdot \vec{U} \bar{\omega} - \bar{K}^2 \cdot \vec{U}^2) \hat{\phi}_i + i(2\bar{\omega} \vec{U} \nabla \hat{\phi}_i + \bar{\omega} \nabla \vec{U} \hat{\phi}_i) \\ & + i \nabla \cdot \left(\frac{d(cc_r)}{d\omega} \nabla \left(\frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial t} \right) \right) + i \left[2 \frac{\bar{K}}{\bar{c}_r} \bar{c} \bar{c}_r + \bar{K}^2 \frac{d(cc_r)}{d\omega} \right] \frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial t} \\ & + i \vec{U} \nabla \cdot \left(\frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial t} \right) + 2i \bar{K} \cdot \vec{U} \left(\frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial t} \right) - \nabla \cdot \vec{U} \left(\frac{\partial \hat{\phi}_i}{\partial t} \right) = 0 \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (II)$$

方程(■)式为不规则波与流共存时缓坡波动方程

当 $U=0$ 时方程 ■ 式可简化为:

$$\nabla(\bar{\alpha}_r \nabla \bar{\Phi}_i) + i \nabla \left(\frac{d(cc_r)}{d\omega} \nabla \left(\frac{\partial \bar{\Phi}_i}{\partial t} \right) \right) + K^2 \bar{cc}_r \bar{\Phi}_i \\ + i(2K \frac{dK}{d\omega} \bar{cc}_r + K^2 \frac{d(cc_r)}{d\omega}) \left(\frac{\partial \bar{\Phi}_i}{\partial t} \right) = 0$$

此仍为 Kube 方程

水位变化量之计算

$$\zeta_i = -\frac{1}{g} \frac{D\bar{\Phi}_i}{Dt} = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right) f_i \bar{\Phi}_i \\ = -\frac{1}{g} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right) f_i \text{Re} \{ \bar{\Phi}_i e^{-i\omega t} \}$$

波向角之计算:

在水流和地形作用下,由于波浪会产生折射和绕射现象,因此首先得计算各个格点上波向角

利用 Snell's law 则 $\frac{c}{c_0} = \frac{\sin \alpha}{\sin \alpha_0}$ $\alpha = \arcsin \left[\frac{c}{c_0} \sin \alpha_0 \right]$

所以波流夹角为 $\gamma + \alpha$, γ 为初始入射波与流夹角。

2 数值计算与计算结果

本模式采用差分格式,时间上采用隐式迭代求解,空间上采用中央差分法。

因 $\bar{\Phi}_i$ 为复数,则 $(\bar{\Phi}_{ij})_i = (HWR_i)_i + (iHWT_{ij})_i$

边界条件上采用开放边界条件,计算框图与物模港池实验相一致如图 1 所示。

1) X 方向为入射波方向: $\bar{\Phi}_i = -\frac{ia_g}{\sigma} f_i e^{i(\vec{K} \cdot \vec{X} - \omega t)}$ 其中 $f(x) = \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh k(h+\eta)}$ $z = \bar{\eta} + \zeta$

开放条件: $\frac{\partial \bar{\Phi}_i}{\partial t} + c_i \frac{\partial \bar{\Phi}_i}{\partial x} = 0$; $U(x=0) = U(x=N) = 0$

2) Y 方向: $\frac{\partial \bar{\Phi}_i}{\partial n} = 0$; 入流和出流为: $U(Y=0) = U(Y=N) = U_0$

3 数值结果分析

1) 规则波

$$\bar{\Phi} = -\frac{ia_g}{\sigma} f_i e^{i(KX - \omega t)}, f(z) = \frac{\cosh K(h+z)}{\cosh K(h+\eta)}$$

2) 单一方向不规则波:

不规则波频谱为 $S(\omega)$, 能量主要分布在 $\omega_L - \omega_H$ 范围内

将频率范围 $\omega_L - \omega_H$ 分成 M 个区间, 其间距为 $\Delta\omega_i = \omega_i - \omega_{i-1}$

计算结果如图 3 所示, 图 2 为输入谱, 其中入射波与流夹角为 $+30^\circ$, 期望波高 $H_{1/3} =$