

波流非线性相互作用对流场和载荷的影响*

王 涛 李家春

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 提出 Stokes 波与指数剖面流相互作用的五阶分析理论, 所得质点速度与现有实验结果进行了比较, 分析了线性叠加方法和近似理论引起的误差. 结果表明, 波流共存时的流场由纯波、纯流和相互作用项组成, 流不仅直接改变了流场, 而且通过改变波参数间接影响流场. 指数剖面流能合理描述实际情况中的剪切流, 由分析理论得到的波流场与实验值符合得很好. 线性叠加方法能引起超过 40% 的结构物极限载荷误差. 当取表观周期波、同时对流进行 Wheeler 伸展, 近似理论误差最小.

关键词 Stokes 波 指数剖面流 非线性相互作用

确定复杂海洋条件下的环境载荷是提高工程设计安全性和经济性的一个重要因素. 波和流复合作用于海洋石油平台浸没部分, 是环境载荷的主要部分, 因此波流相互作用问题受到人们的重视. 这一问题可分成两个方面, 即波流相遇过程中波参数的变化和确定波流相遇后的稳定流场中的情况. 前者已在文献[1]中详细讨论过, 本文侧重分析波流共存场中的相互作用现象. 通常波流场中的质点速度由线性叠加方法得到, 由于流一般只定义到平均水位位置, 故波峰至平均水位之间的流剖面需人为假设. Bea^[2]指出, 这种传统方法过于粗略, 当波流同向传播时它比较保守, 而当波流反向时它可能给设计带来风险. 为满足工程需要, 人们在线性叠加原理的基础上提出了各种近似方法, 通过对波周期或流剖面进行修正来考虑相互作用的影响^[3]. 但是, 我们并不清楚在什么情况下这些经验方法高估或低估了波载、其误差如何, 因此有必要明确其可行性^[4,5].

Peregrine^[6], Srokosz^[7]和 Toumazis^[3]评述了 70 年代至 90 年代初波流相互作用研究状况. 除了均匀流时可把纯波解直接推广外, 已有人求得具有线性和双线性剖面流时的分析解. Cummins^[8]的五层线性流模型减小了双线性剖面流引起的涡量的不连续性, 但结果收敛性较差. Skyner^[9]测量了陡波在剪切流上传播时的速度剖面. 借助于符号计算, 获得了 Stokes 波与沿水深方向指数递减剖面流共存时的五阶分析理论. 所得质点速度与 Skyner 的测量值进行了比较, 分析了波流非线性相互作用对流场和载荷的影响, 评估了现有的各种近似方法.

1996-07-10 收稿, 1996-11-13 收修改稿

* 中国科学院“八五”重大项目资助课题

1 分析理论

1.1 数学问题

考虑有沿垂直方向变化流情况下的波动问题. 海洋中的大洋环流或由天文潮、风暴潮引起的流, 其流速一般为几节(kn), 比波传播的相速度小许多, 因此可假设流的强度较弱; 同时, 流随时间变化的特征尺度远比重力波的周期长, 可认为流是定常的. 选取随波运动的坐标系, 整个问题定常. 除均匀流和均匀剪切流外, 问题有旋, 传统的解决波动问题的 Laplace 方程不再成立, 一般地, 采用流函数形式的控制方程为

$$\nabla^2 \psi = -\Omega(\psi), \quad (1)$$

其中 ψ 为流函数, Ω 为流诱导的涡量. 为克服非线性自由边界条件的困难, 可采用 Dubreil-Jacotin 变换, 把 y 看成 x 和 ψ 的函数 $y = y(x, \psi)$, 固定原自由边界于 $\psi = 0$ (图 1).

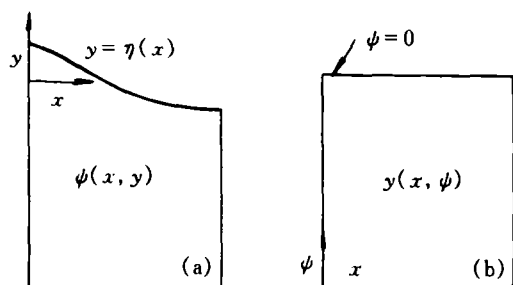


图 1

(a) 传统 Cartesian 坐标系; (b) Dubreil-Jacotin 坐标系

选取波数 k 和相速度 C 为基本量, 无量纲化各变量, 得无量纲形式的 Dubreil-Jacotin 方程

$$y_{xx}y_\psi^2 - 2y_{x\psi}y_{\psi\psi} + (1 + y_x^2)y_{\psi\psi} = \Omega(\psi)y_\psi^3, \quad (2)$$

虽然非线性化控制方程可固定自由边界, 并且在大波幅时由这种方法得到的摄动级数比其他方法具有更好的收敛性^[10, 11]. 利用方程(2), Hui^[10]求得纯波时 11 阶的分析解, Chaplin^[12]则求得在任意剖面流上传播的陡波的数值解.

由于在自由表面上压力为常数, 把 Bernoulli 积分应用到 $\psi = 0$, 得自由面边界条件

$$\frac{1}{2} \frac{1 + y_x^2}{y_\psi^2} + \delta y = \text{Constant}, \quad \psi = 0, \quad (3)$$

其中 $\delta = (C_0/C)^2$, $C_0 = \sqrt{g/k}$, C_0 为微幅波的相速度, g 为重力加速度. 水底边界条件

$$y \rightarrow \psi, \quad \psi \rightarrow -\infty. \quad (4)$$

1.2 摄动解

把解展开为波和流的特征参数 h 和 ϵ 的级数, 其中 h 为以 k^{-1} 无量纲的一阶谐波的波幅, ϵ 为以 Ck 无量纲的流的涡量. 由于流的强度较弱, 可认为 h 和 ϵ 具有相同量阶. 进一步把解写成均匀流动、纯波、纯流和相互作用项之和

$$y(x, \psi) = \psi + w(x, \psi) + c(x, \psi) + n(x, \psi), \quad (5)$$

其中 $w(x, \psi)$ 、 $c(x, \psi)$ 和 $n(x, \psi)$ 分别为 h 、 ϵ 、 h 和 ϵ 的级数

$$\begin{cases} w(x, \psi) = \sum_{i=1}^5 w_i(x, \psi) h^i, \\ c(x, \psi) = \sum_{i=1}^5 c_i(x, \psi) \epsilon^i, \\ n(x, \psi) = \sum_{i+j \leq 5} n_{ij}(x, \psi) h^i \epsilon^j. \end{cases} \quad (6)$$

易见, 当 ϵ 或 h 趋于零时方程(5)即为纯波或纯流解. 由于相互作用项 $n(x, \psi)$ 独立于其他项, 可以利用此解方便地分析波流相互作用的影响, 并可直接借用 Hui^[10] 和 Kirby^[13] 分别给出的纯波和纯流解. 纯流时, 由于假设流剖面仅沿垂直方向变化, 故 $c(x, \psi)$ 不依赖于 x , 控制方程大大简化

$$c_{\psi\psi} = \Omega(\psi)c_{\psi}^3, \quad (7)$$

选取沿水深方向具有指数剖面的剪切流 $\Omega = \epsilon e^{\psi}$, 这与 Phillips^[14] 指出的流的形式相同. 借助于摄动方法, 求解方程(7)易得

$$c(\psi) = \psi + \epsilon e^{\psi} + \frac{3}{4}\epsilon^2 e^{2\psi} + \frac{5}{6}\epsilon^3 e^{3\psi} + \frac{35}{32}\epsilon^4 e^{4\psi} + \frac{63}{40}\epsilon^5 e^{5\psi}, \quad (8)$$

流沿水深方向的速度分布可表示为

$$U = -\epsilon e^{\psi} \left(1 - \frac{1}{2}\epsilon e^{\psi} + \frac{1}{4}\epsilon^2 e^{2\psi} - \frac{1}{8}\epsilon^3 e^{3\psi} + \frac{1}{16}\epsilon^4 e^{4\psi} \right), \quad (9)$$

这一剖面比均匀流和线性流更接近实际海洋中的流^[3]. 应该说明, 选取的波为左行波, U 为负(ϵ 为正)代表波与流同向传播, U 为正(ϵ 为负), 波与流反向.

为求得在 x 方向具有周期性并满足底边界条件的解, 假设相互作用项的系数 $n_{ij}(x, \psi)$ 形式上为 x 的三角函数与 ψ 的指数函数之积. 由于控制方程自动满足, 通过自由边界条件, 借助于符号计算软件 MATHEMATICA, 求得了解中未知的各个系数, 并已在文献[4]中给出. 现在侧重分析波流共存时的波参数和流场. 令 $\psi = 0$, 由方程(5)易得有流情况下的波高 H

$$H = 2h + \frac{10}{3}h\epsilon + \frac{3}{4}h^3 + \frac{153}{28}h^3\epsilon + \frac{73}{24}h^5 + \frac{3593}{196}h^3\epsilon^2, \quad (10)$$

由边界条件, 亦可得到波流场中的色散关系

$$\begin{aligned} \frac{C}{C_0} = 1 + \frac{2}{3}\epsilon + \frac{1}{2}h^2 + \frac{8}{9}\epsilon^2 + \frac{38}{15}h^2\epsilon + \frac{37}{27}\epsilon^3 + \frac{1}{2}h^4 + \frac{8153}{1350}h^2\epsilon^2 + \frac{61}{27}\epsilon^4 + \\ \frac{19}{5}h^4\epsilon + \frac{603}{50}h^2\epsilon^3 + \frac{874}{243}\epsilon^5, \end{aligned} \quad (11)$$

以上两式表明, 当流沿垂直方向存在剪切时, 波流场中的波参数有别于纯波情况, 其不仅依赖于波的强度 h , 而且也依赖于由流诱导的涡量的强度 ϵ . 波流同向时, 流越强, 波幅越高, 相速度也越大; 波流反向时, 流越强, 波幅和相速度越小. 流通过与波的相互作用改变了波参数, 这必然引起流场的变化. 给定 x 和 ψ , 流场中的水平和垂直速度分量可由下式求得

$$u = \frac{1}{\mathcal{Y}_{\psi}}, \quad v = \frac{\mathcal{Y}_x}{\mathcal{Y}_{\psi}}. \quad (12)$$

为把速度和相应的加速度表示在 Cartesian 坐标系中, 只需由方程(5)求得反函数 $\psi = \psi(x, y)$ 即可. 所得结果除去求解过程中选取动坐标系而引起的均匀流动部分, 即得相对静止坐标系中的流场. 由于在海洋工程中, 人们最为关心的是结构物受到的最大剪切力和倾覆力矩, 因此侧重分析流场中的水平速度分量 u . 结果表明, 波流共存时的流场由纯波项 u_w 、纯流项 U 和相互作用项 u_n 三部分组成.

$$u = u_w + U + u_n, \quad (13)$$

其中 u_w 和 U 与纯波和纯流时的速度分布相同, 分别为 h 和 ϵ 的级数, 而相互作用项 u_n 可表示为

$$u_n = \sum_{i,j=1}^{i+j \leq 5} m_{ij} h^i \epsilon^j, \quad (14)$$

系数 m_{ij} 可表示为矩阵 S , M_{ij} 和 E 之积, 即 $m_{ij} = S M_{ij} E$,

$$\text{其中} \quad S = \begin{cases} (\cos x & \cos 3x & \cos 5x), & i \text{ 为奇数} \\ (1 & \cos 2x & \cos 4x), & i \text{ 为偶数} \end{cases}$$

$$E = (e^\psi \ e^{2\psi} \ e^{3\psi} \ e^{4\psi} \ e^{5\psi})^T,$$

$$M_{11} = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{4}{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_{13} = \begin{pmatrix} \frac{7}{18} & \frac{35}{9} & 0 & -\frac{7}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M_{21} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -\frac{3}{2} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{4}{5} & -\frac{47}{30} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_{12} = \begin{pmatrix} \frac{35}{12} & 0 & -\frac{25}{12} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M_{22} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{35}{12} & 0 & -\frac{67}{18} & 0 \\ 0 & \frac{359}{300} & -\frac{44}{25} & -\frac{39}{10} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_{31} = \begin{pmatrix} \frac{887}{180} & \frac{3}{2} & -1 & -\frac{989}{180} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{39}{35} & -\frac{53}{28} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M_{32} = \begin{pmatrix} \frac{126\ 161}{21\ 600} & \frac{887}{135} & \frac{803}{80} & -\frac{98}{25} & -\frac{27\ 109}{1\ 440} \\ 0 & 0 & \frac{1\ 273}{39\ 200} & -\frac{638}{147} & -\frac{66\ 001}{10\ 080} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M_{23} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{7}{18} & \frac{35}{4} & 0 & -\frac{155}{18} \\ 0 & \frac{9\ 701}{6\ 750} & \frac{24\ 097}{4\ 500} & -\frac{84}{25} & -\frac{809}{90} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$M_{41} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{887}{180} & \frac{27}{8} & -\frac{6}{5} & -\frac{61}{9} \\ 0 & \frac{221}{1\ 260} & \frac{53}{40} & -\frac{272}{105} & -\frac{5\ 741}{630} \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{3\ 982}{2\ 835} & -\frac{883}{378} \end{pmatrix},$$

$$M_{14} = \begin{pmatrix} 203 & 14 & 875 & 0 & -\frac{49}{8} \\ 432 & 27 & 144 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

上标 T 表示原矩阵取转置.

如果令该分析解中的相互作用项为零,就得到线性叠加解.从以上的分析可知,如果采用线性叠加方法,非线性波流相互作用的影响不仅不能体现在质点的速度和加速度上,同样也不能体现在流场中的波参数上.由于这一解中 h 和 ϵ 是固定的,故此分析解适用于波流共存时稳定波流场的情况.

1.3 相互作用对流场的影响

Morison 方程被广泛应用于确定作用在单位长度小尺度海工结构物上的环境载荷

$$f = \frac{1}{2} C_d \rho D |u| u + \frac{\pi}{4} C_m \rho D^2 \ddot{u}. \quad (15)$$

其中 C_d , C_m 分别为阻力和惯性力系数, ρ 为流体密度, D 为圆柱直径. 方程(15)沿水深积分即得总载荷 F . 对于小尺度结构物,如导管架平台的桩腿,其承受的载荷中阻力项(正比于速度的平方)占优势,故载荷误差近似为速度误差的两倍. 为此必须能够准确确定波流共存时的流场,尤其是速度 u .

Skyner 用 PIV 方法测量了陡波在沿水深方向具有剪切的流上传播时质点的速度,其中流的剪切是通过对水槽下半部分引入与波反向的流形成的. 为分析相互作用对流场的影响,在图 2 中给出了由分析理论和线性叠加方法获得的及 Skyner 测量的波峰下的速度剖面. 保证指数剖面流和实测流速在自由表面处值相等,根据实验中流的速度、波高和波周期由方程(9)~(11)可得分析解中的摄动参数 h 和 ϵ ,进而由方程(13)可得流场中的水平速度分量. 当采用线性叠加方法时, h 应由纯波理论确定.

结果表明,指数剖面流能很好地描述实际情况中的剪切流. 具体地说,当流较弱时(图 2(a)、(b)),指数剖面流与实验中的剪切流符合得很好. 当流较强时(图 2(c)、(d)),理论流速在离静水面较远处比实测流速要大一些. 这是因为在实验室中控制流的剖面是很困难的, Skyner 实验时水深取为 0.75 m,但为保证流在静水面附近有比较强的剪切,在水深为 0.4 m 处流速就已经为零. 也就是说,实验中的剪切流只存在于水槽的上半部分,指数流可以客观地描述从水面延伸到水底的剪切流.

不论流强弱,在自由表面附近由分析方法得到的波流场中的质点速度都与实验值相吻合. 当流较强时,随着水深的增加分析结果与测量值显示出一定的差别,而这种差别正是由于流剖面的差别引起的,这时虽然相对误差可能较大,但由于速度值很小,对载荷的影响不大. 概括地说,分析方法可以合理地预报波流场中的质点运动性能.

由图可见,线性叠加方法引起流场的误差随着波流强度的增加而增大,其范围在 10% ~ 30% 左右. 这种误差在自由表面附近最大,随着水深的增加而迅速减小. 这是因为波和流的速度随水深指数递减,它们之间的相互作用也相应递减,同时在自由表面附近由于人为假设流的剖面而引起的误差最大.

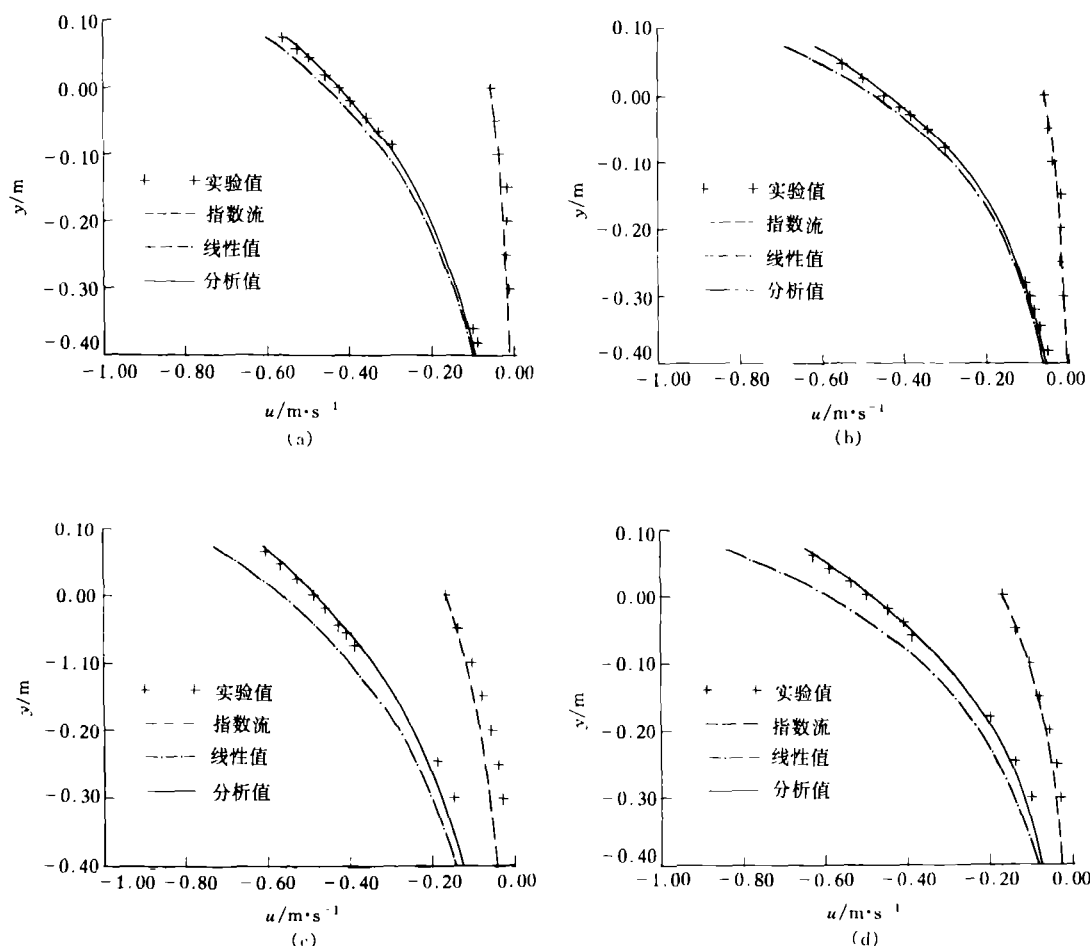


图 2 波峰下质点水平速度

(a) $U = -0.06 \text{ m/s}$, $H = 0.13 \text{ m}$, $T = 0.98 \text{ s}$; (b) $U = -0.06 \text{ m/s}$, $H = 0.12 \text{ m}$, $T = 0.8 \text{ s}$;(c) $U = -0.17 \text{ m/s}$, $H = 0.13 \text{ m}$, $T = 0.98 \text{ s}$; (d) $U = -0.17 \text{ m/s}$, $H = 0.12 \text{ m}$, $T = 0.81 \text{ s}$

1.4 相互作用对载荷的影响

为确定波流非线性相互作用对结构物极限载荷的影响,在图 3 和 4 中比较了由分析理论和线性叠加方法得到的一个波动周期内作用在圆柱上的总载荷 F 和倾覆力矩 M . 典型设计波流参数选取如下:波高 13 m,周期 11 s,反向和同向流速 $\pm 1.5 \text{ m/s}$,圆柱直径取为 1 m ^[3].

从图中可以清楚地看到,无论在波峰($\theta = 0$)还是波谷($\theta = \pi$),不计及任何相互作用的线性叠加方法,当波流同向时(图 3(a)、4(a))高估了波载,当波流反向时(图 3(b)、4(b))低估了波载,其误差在 40% 左右. 定性上,这与 Bea^[2] 所得结论相一致. 对于确定强度的波,它与反向流的相互作用比与同向流更为明显,线性结果在反向时的误差约比同向时高出 10%.

应说明,最大波流载荷并不是正好出现在波峰处,而是在略超前的某一相位处. 因为方程 (15) 载荷中的阻力和惯性力项分别与速度和加速度有关. 在波峰之前,速度接近最大值,它与同向加速度的共同作用会使载荷出现最大值. 波流同向时,阻力项的影响远较惯性力项大,故最大载荷离波峰很近. 波流反向时,阻力项的影响相对减弱,故载荷最大值离波峰远些.

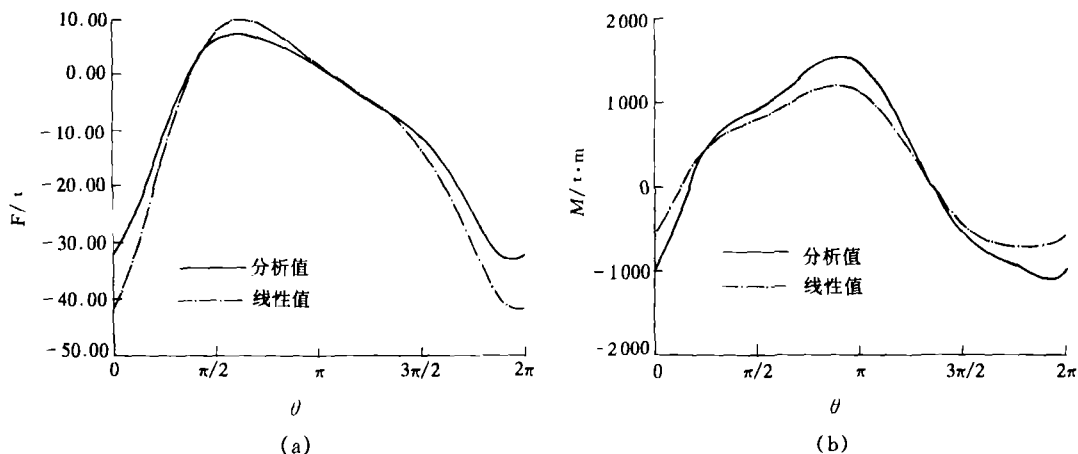


图3 总载荷

(a) 波流同向 ($U = -1.5 \text{ m/s}$, $H = 13 \text{ m}$, $T = 11 \text{ s}$);
 (b) 波流反向 ($U = 1.5 \text{ m/s}$, $H = 13 \text{ m}$, $T = 11 \text{ s}$)

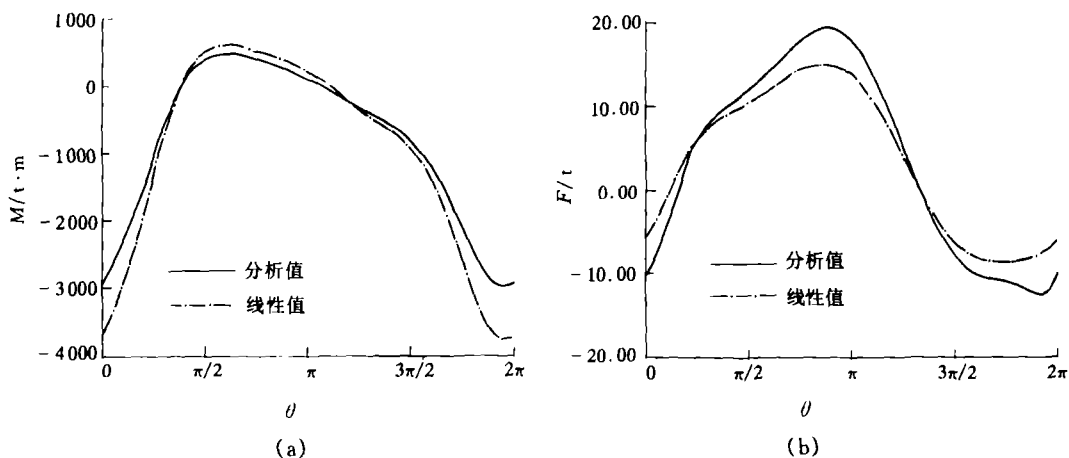


图4 倾覆力矩

(a) 波流同向 ($U = -1.5 \text{ m/s}$, $H = 13 \text{ m}$, $T = 11 \text{ s}$);
 (b) 波流反向 ($U = 1.5 \text{ m/s}$, $H = 13 \text{ m}$, $T = 11 \text{ s}$)

2 近似理论

2.1 近似理论回顾

近年来人们提出的各种工程近似方法(统称为近似理论)缺少理论和实验依据,为减小近海结构物波流载荷的不确定性,有必要对其进行比较和评估。

波流共存场中,波诱导的质点速度可通过适当选取波周期得到:(a)实际周期 T , (b)表观周期 T_{app} , 其中 T_{app} 为在随着沿水深方向平均流 U_m 一起运动的坐标系中观测到的波周期。虽然静系与动系中的波高 H 和波数 k 相同,但相速度却不一样。

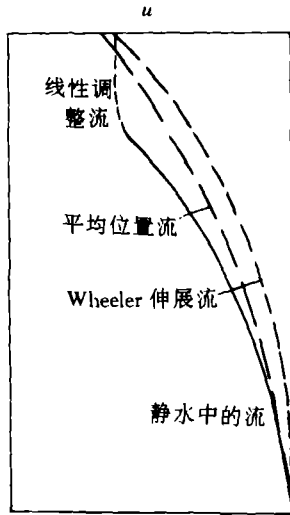


图 5 流剖面外延方法

从静水面到水底给定了流的剖面 U_s , 则从波峰到水底, 流对质点运动性能的贡献可通过以下几种外推方法得到(图 5).

(a) 线性调整方法, 即静水面以上流的速度取为静水面处的值, 静水面以下的流速保持不变,

$$\begin{cases} U(y) = U_s(0), & y > 0, \\ U(y) = U_s(y), & y \leq 0. \end{cases} \quad (18)$$

(b) Wheeler 伸展方法, 即流的剖面从水底线性伸展到自由表面 η ,

$$U(y) = U_s \left(\frac{(y - \eta)d}{d + \eta} \right). \quad (19)$$

(c) 取质点平均位置流, 即当地水深处的流取波动质点平均位置 y_{mp} 处的流

$$U(y) = U_s(y_{mp}). \quad (20)$$

平均位置 y_{mp} 可由线性理论得到 $y_{mp} = y - \frac{H}{2} \frac{\sinh(y_{mp} + d)}{\sinh(d)} \cos\theta$, 其中 H 为波高, θ 为相位角.

综上所述, 选取不同的波周期和流剖面外推方法, 共有 6 种近似方法. 为获得波流场中质点的速度, 近似模型可概括为以下三步:

- 适当选取波周期, 由无流情况下的波浪模型求得波动诱导的质点速度 u_w ;
- 流剖面外延, 求得流场中经过修正的流的速度 U ;
- 波诱导的速度 u_w 与流的速度 U 相加, 即得任意水深处质点总的速度 u ,

$$u(y) = u_w(y) + U(y). \quad (21)$$

2.2 近似理论评估

按照上述典型设计波流参数, 比较了由理论和 6 种近似方法获得的波峰和波谷下的分布载荷, 结果在图 6 中给出, 图中 T, T_{app} 分别表示按近似方法选取波实际周期和表观周期, L, W 和 M 分别表示对流进行线性调整、Wheeler 伸展和取平均位置流.

从图 6 可知, 如果波取实际周期, 流剖面的各种外延方法都不能很好地模拟分布载荷, 波流同向时由近似理论给出的载荷较分析解为大, 波流反向时则偏小, 其中线性调整结果误差最

$$C = C_r + U_m. \quad (16)$$

对频率而言, 静止坐标系中观测到的波频率 ω , 与随流运动坐标系中的波频率 ω_r 不相同, 有

$$\omega = \omega_r + kU_m, \quad (17)$$

这种现象称之为 Doppler 效应^[15]. 为与分析理论统一起见, 以下各变量均以波流场中的 C 和 k 为基本量无量纲化. 在动系中看上去波好像是在静水中传播, 由线性理论, 相对频率 ω_r 可表示为 $\omega_r = \sqrt{gk \tanh(d)} / Ck$, 其中 d 为水深. 平均流速 U_m 可由 Kirby 对任意剖面流 U 给出的一阶表达式 $U_m = 2/\sinh(2d) \int_{-d}^0 U(y) \cosh(2(y+d)) dy$ 得到. 给出波的实际周期 $T(2\pi/\omega)$, 由方程 (17) 易得其表观周期 $T_{app}(2\pi/\omega_r)$.

从静水面到水底给定了流的剖面 U_s , 则从波峰到水底, 流对

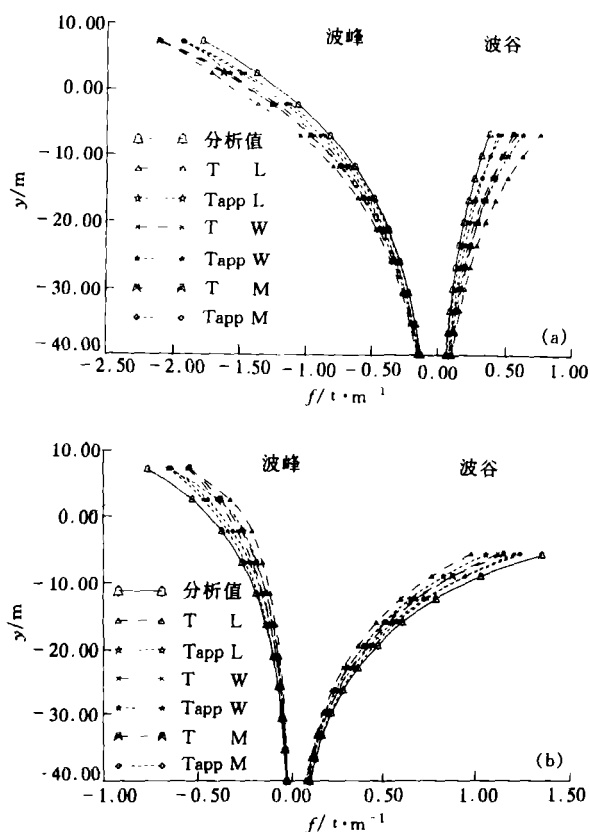


图6 分布载荷

(a) 波流同向 ($U = -1.5 \text{ m/s}$, $H = 13 \text{ m}$, $T = 11 \text{ s}$),(b) 波流反向 ($U = 1.5 \text{ m/s}$, $H = 13 \text{ m}$, $T = 11 \text{ s}$)

大。如果改用 Wheeler 伸展或取质点平均位置流, 结果会有所改善, 但仍不能令人满意。

如果选取波的表观周期, 由于考虑了 Doppler 效应, 由流剖面的 3 种外延方法所得载荷都较取实际周期时有很大改进, 而 Wheeler 伸展方法所得结果最接近分析值, 其误差在 10% 以内。这是因为, 当波与流同向传播时(图 6(a)), 由方程(16)可知, 取表观周期使得波动的相速度和相应的质点速度较取实际周期时为小, 同时从图 5 易见, 由 Wheeler 伸展方法得到的流速是 3 种流剖面外延方法中最小的, 这正好弥补了线性方法在波流同向时高估了载荷的不足。同理, 当波流反向时(图 6(b)), 这种波流取法使得结果最大, 故此时近似方法同样可行。

本文提出了解决 Stokes 波与沿水深方向指数递减剖面流相互作用问题的五阶理论, 分析了波流非线性相互作用对流场和载荷的影响。结果表明, 波流相互作用通过改变质点速度直接引起流场的变化, 另一方面通过改变波参数而间接影响了流场。由分析理论得到的波流场与实验值相吻合。用线性叠加方法确定质点速度会给设计载荷带来很大误差, 而在此基础上采用适当近似方法, 即取表观周期波, 同时对流进行 Wheeler 伸展一般能够获得满意的波流载荷。

参 考 文 献

- 1 E 涛, 李家春. 波作用量守恒原理在波流相互作用中的应用. 力学学报, 1996, 28(3): 281~290
- 2 Bea R G, Lai N W. Hydrodynamic loadings on offshore platforms. In: Proc 10th Offsh Tech Conf Houston, 1978. 155~168
- 3 Toumazis A D, Ahilan R V. Review of recent analytical and approximate solutions of wave-current interaction. In: Envir Forces on Offsh. Struct and their Predict, Netherlands: Kluwer Acad Pub, 1990. 61~79
- 4 Li J C, Chwang T A. Effect of non-uniform current on wave fields. In: Proc 4th Int Offsh & Polar Eng. Conf Osaka, 1994, (3): 125~132
- 5 Li J C, Lin M, Wang T. Flow interaction relevant to water waves. In: Proc 1st Int Conf on Flow Interact, Hong Kong, 1994, 433~438
- 6 Peregrine D H. Interaction of Water waves and currents. Adv in Appl Mech, 1976, 16: 9~117
- 7 Srokosz M A. Models of wave-current interaction. In: Modelling the Offsh Envir, Netherlands: Kluwer Acad Pub, 1987, 313~325
- 8 Cummins I, Swan C. Non-linear wave current interactions. In: Wave Kinemat and Envir Forces, Netherlands: Kluwer Acad Pub, 1993, 35~51
- 9 Skyner D J, Easson W J. Wave kinematics on sheared currents. In: Wave Kinemat and Envir Forces, Netherlands: Kluwer Acad Pub, 1993, 101~113
- 10 Hui W H, Tenti G. A new approach to steady flows with free surfaces. J Appl Math and Phys, 1982, 33: 569~589
- 11 Drennan W M, Hui W H, Tenti G. Accurate calculation of Stokes water waves of large amplitude. J Appl Math and Phys, 1992, 43: 367~384
- 12 Chaplin J R. Computation of steep waves on a current with strong shear near to the surface. In: Water Wave Kinemat, Netherlands: Kluwer Acad Pub, 1990, 429~436
- 13 Kirby J T, Chen T M. Surface waves on vertically sheared flows: approximate dispersion relations. J Geoph Res, 1989, 94: 1 013~1 027
- 14 Phillips O M. The Dynamics of the upper ocean. New York: Cambridge Univ Press, 1997. 33~99
- 15 Gudmestad O T, Karunakaran D. Wave-current interaction. In: Envir Forces on Offsh Struct and their Predict, Netherlands: Kluwer Acad Pub, 1990, 81~95