

中等波陡长峰不规则波作用下单桩周围波场研究

高子乐

暨南大学土木工程学院, 广州 510632, 广东, 中国

摘要: 单桩基础是海上风电行业应用最多的基础型式, 且为适应更深水域中更大容量的风电机组, 其直径预计在近期还将继续增大。大直径单桩使单桩附近海上作业的规划面临新的挑战, 因为此时已不能再把单桩视为“透明”结构。因此, 为保证作业安全, 需要计入单桩存在效应的、准确的桩周波场估计方法。本文针对长峰不规则入射波作用下的单桩周围波场(WFAM)开展研究, 通过物理试验改变波陡与波浪绕射数, 考察不同不规则波要素下的波场特性, 从而拓展了以往主要关注单桩爬高的试验研究。首先, 把试验所得单桩周围波场的线性传递函数(LTF)与线性理论相比较, 发现二者在高能频段吻合良好; 而在低频段与高频段线性相干较小, 说明这些频段的非线性效应显著。其次, 通过超越概率分析与有效值计算考察水面高程时间序列, 发现单桩周围波场的波峰超越概率与线性理论并不相符, 而波高超越概率则可用线性理论较好地预测。此外, 绕单桩顺时针/逆时针传播、而非沿径向传播的第 II 类波, 对波峰特性有明显影响。

关键词: 波浪; 单桩; 海上作业; 绕射

Investigation of the Wave Field Around a Monopile Due to Long Crested Irregular Waves in Moderate Steepness

ZiLe Gao

Department of Civil Engineering, Jinan University, Guangzhou 510632, Guangdong, China

Abstract: Monopile foundations are the most built foundations in the offshore wind industry. The diameter is also expected to increase in the near future to accommodate larger wind turbines in deeper water depths. The large monopile diameter imposes additional challenges in planning marine operations near the monopile, as the monopile can no longer be treated as a transparent monopile. Therefore, proper wave field estimation around the monopile that also accounts for the monopile existence is needed to assure the safety of the operations. An investigation of the wave field around a monopile due to long crested irregular incident waves is provided in the present study. An experimental study was performed with different irregular wave properties, varying the wave steepness and the wave diffraction number. The present study extends the available experimental studies that focus primarily on the runup of the monopile. Initially, Linear Transfer Functions (LTFs) of the wave field around a monopile from the experimental study were compared to the linear theory and found to match well in the high energy frequency range. Small linear coherences are also seen in the low and high frequency ranges, indicating pronounced nonlinear effects in those frequency ranges. Further, the

elevation time series is investigated via exceedance probability analysis and significant value computation. It is found that the crest exceedance probability of the wave field around a monopile does not correspond to the linear theory, while the wave height exceedance probability can be predicted well using the linear theory. Moreover, Wave Type II, which travels in the clockwise/anti-clockwise direction around a monopile and not in the radial direction, influences the crest properties.

Keywords: Waves; Monopile; Marine operations; Diffraction

一、引言

正如可持续发展目标之一所指出的[1], 气候变化使人们更加需要依靠廉价而清洁的能源。在各类可再生能源中, 海上风能已得到大规模开发利用, 近十年增长显著(约 36%) [2]。单桩、导管架、重力式基础等油气海洋结构被移用于支承近岸或海上环境中的风电机组, 其中单桩已成为建造最多的海上风电机组基础[3]。为适应中等水深条件下更高额定功率的风电机组, 海上风电单桩的直径近年来也不断增大: 约 3 MW 机组的典型单桩半径为 5~7 m[4], 而 15 MW 机组的单桩半径已达 10 m[5]。

单桩附近的安全海上作业要求对单桩周围波场(WFAM)作出准确估计。MacCamy 和 Fuchs[6]采用势流理论与自由表面线性化, 导出了规则波单桩周围波场的解析解。因此, 在中等至高波陡入射波条件下, 该线性解低估了规则波波场的试验值[7-8]。此后, 人们研究了非线性解析解以弥补这一低估。规则波线性波场解还被用于估计不规则入射波作用下的波场, 由此引入线性传递函数(LTF)。LTF 方法能够较好地刻画爬高谱(即单桩表面处的波场谱)。

对输入与输出时间序列作比较, 可提取 LTF 与二次传递函数(QTF)。LTF 与 QTF 可用于通过 Volterra 二次模型构建输入-输出模型, 此类模型已用于船舶附加阻力问题、系泊结构以及小型张力腿平台(TLP)的爬高。此外还有线性相干与二次相干, 用以量化 LTF 与 QTF 贡献的显著性。Herdayanditya 等[18]对入射波与波场时间序列作了比较分析, 发现 LTF 在 $0.75f_p \sim 1.75f_p$ 之间适用, 其中 f_p (Hz) 为入射波谱的峰频; 在此范围之外, 入射波与波场之间的非线性相互作用更为显著。采用低绕射数单桩所得结论, 与所模拟结构不同(单桩与张力腿平台)的 Sibetheros 等相似。此外, Wang 和 Low 还用半解析解研究了非线性不规则波场, 得出非线性对谱估计影响可以忽略、但对极值估计颇为重要的结论。

数值模拟同样被用于研究波场, 使单桩与作业船之间的多体模拟等复杂问题更易求解。Herdayanditya 等依据线性势流求解器 Capytaine 的计算结果, 说明在单桩-船舶情形下估计波场时必须计入作业船。波场的非线性特性也可通过数值模拟获得, 即求解完全非线性势流或 Navier-Stokes 方程。不过应当注意, 高精度数值工具的计算成本相当高昂, 未必适用于海上作业需求。例如, Herdayanditya 等在拉格朗日与欧拉不可压缩 Navier-Stokes 模拟中观察到, 仅模拟单桩周围规则波 1 s 的物理时间就需约 50 min 计算时间; 而作业限值通常是在不规则波假定下、并在需要快速决策的情形中加以考察的。

此外, 人们还研究了经验公式以快速估计波场, 尽管其仅限于单桩周围的最大爬高 ζ_C (m), 如式 (1) 所示。

$$\zeta_C = \alpha \eta_C + \beta \frac{u_\eta^2}{2g} \quad (1)$$

式 (1) 中的 α 与 β 为无量纲经验常数, 给出入射波波峰 η_C (m)、水质点速度 u_η (m/s) 与重力加速度 g (m/s²) 之间的关系。该式源自自由伯努利方程导出的驻点条件, 其中 $\alpha = 1$ 、 $\beta = 1$ 。此后, α 与 β 由一组试验经验率定。De Vos 等在计算 u_η 时采用斯托克斯二阶理论而非线性理论, 得到了新的经验系数 α 与 β , 对其试验结果给出了更好的估计。Andersen 等则重新分析了数据, 采用流函数估计速度, 并把系数按低波

陡与高波陡分列。该方法对破碎波条件下的波浪爬高同样给出令人满意的结果。尽管经验估计在预测单桩周围最大波浪爬高方面表现出色,但它无法给出单桩周围各径向与角向位置处的波场信息。

本文通过物理试验研究中等波陡不规则入射波作用下的单桩周围波场。考虑到研究关注的是海上风电场中的海上作业限值,入射波陡限于中等波陡条件,因此强非线性波或破碎入射波不在本文范围之内。第二部分给出评价试验所需的理论基础,包括波场的解析解、提取 LTF 的后处理方法以及时间序列分析方法;第三部分给出物理试验工况与流程,是对所列工况的拓展;第四、五部分讨论 LTF 与超越概率;第六部分讨论波场的有效值;第七部分给出结论。

二、单桩周围波场

(一) 线性势流理论

在无黏、无旋、不可压缩流体假定下,采用势流理论计算单桩周围波场,并对自由表面边界条件作线性化,从而得到规则波线性波场的解析解,见式 (2)[6]。式 (2) 计算半径为 R (m) 的单桩在径向位置 r (m)、角向位置 θ (rad) 处的波场复振幅 ζ_o (m),其中 H_n (m) 为入射规则波波高;当 $n=0$ 时 $\epsilon_n=1$,否则 $\epsilon_n=2i^{-n}$; $J_n(kr)$ 为第一类贝塞尔函数, $H_n(kr)$ 为汉克尔函数。波数 k (rad/m) 通过色散关系式 (3) 与波浪圆频率 ω (rad/s)、水深 h (m) 以及重力加速度 g (m/s²) 相联系。因此,不同的入射规则波要素会导致不同的波场特性。

$$\zeta_o(r, \theta) = \frac{H_n}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n \left[J_n(kr) - \frac{J'_n(kR)}{H'_n(kR)} H_n(kr) \right] \cos(n\theta) \quad (2)$$

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (3)$$

复振幅的绝对值 $|\zeta_o(r, \theta)|$ 给出波场振幅, $\arctan(\zeta_o)$ 给出波场相位,单位分别为米与弧度。于是波场时间序列可按式 (4) 构造,其中 t (s) 为时间。须注意,规则波线性波场同样假定入射波为线性波,即水面高程时间序列为 $\eta(x, y, t) = \Re \{ (H_n/2) \exp[i(kx \cos \psi + ky \sin \psi)] \exp[i(-\omega t + \phi_n)] \}$,其中 x, y (m) 为笛卡儿坐标, ψ (rad) 为入射波方向, ϕ_n (rad) 为入射波相位, $\eta(x, y, t)$ 的单位为米。

$$\zeta(r, \theta, t) = \Re \{ \zeta_o(r, \theta) \exp(-i\omega t) \} \quad (4)$$

(二) 线性传递函数

线性不规则波场可由式 (4) 的规则波波场按多个 ω_j 与 $\zeta_{o,j}$ 叠加构成,见式 (5)。各入射波分量 $H_{n,j}$ 与 $\phi_{n,j}$ 可由入射谱 $S_\eta(f)$ (m²/Hz) 算得,其中 $H_{n,j} = 2\sqrt{(2S_\eta(f) \Delta f)}$, $\phi_{n,j}$ 随机选取。 f (Hz) 为波频,与波浪圆频率的关系为 $\omega = 2\pi f$ 。由于本文仅限于长峰波,入射波的 ψ_j 取为 0,不引入方向谱。短峰波条件下的波场亦可按同样方式、计入方向分量导出,详见 Ji 等。由式 (5) 即可推得波场统计量(如波场有效波高 H_s ζ (m))。

$$\zeta(r, \theta, t) = \Re \left\{ \sum_{j=1}^N \zeta_{o,j}(r, \theta) \exp(-i\omega_j t) \right\} \quad (5)$$

波场统计量也可通过频域分析估计,而无需构造式 (5) 的时域模拟。波场谱 $S_\zeta(f)$ (m²/Hz) 按式 (6) 计算,其中用到 $S_\eta(f)$ 与波场线性传递函数 $LTF(f)$ (m/m)。在耐波性分析中, LTF 有时也称为响应幅值算子 (RAO)。 $S_\eta(f)$ 有多种模型,本文采用 JONSWAP 谱。

$$S_\zeta(f) = LTF^2(f) S_\eta(f) \quad (6)$$

式 (7a) 给出以 ω 为自变量的 JONSWAP 谱,故 $S(f) = 2\pi S(\omega)$,其中 a 与 α 分别按式 (7b) 与式 (7c) 计算。当 $\omega \leq \omega_p$ 时 $\epsilon S = 0.07$,否则 $\epsilon S = 0.09$ 。JONSWAP 谱需要给定入射波有效波高 $H_{s\eta}$ (m)、峰周期 $T_p = 2\pi/\omega_p$ (s) 以及峰升因子 γ 。

$$S_{\eta}(\omega) = \frac{5}{16} H_{s\eta}^2 \omega_p^4 \omega^{-5} \exp\left(-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^{-4}\right) \gamma^a \alpha(\gamma) \quad (7a)$$

$$a = \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega - \omega_p}{\epsilon_S \omega_p}\right)^2\right) \quad (7b)$$

$$\alpha(\gamma) = 1 - 0.287 \ln(\gamma) \quad (7c)$$

而 LTF 为规则波波场波高 H_{ζ} (m) 与入射规则波波高 H_{η} (m) 之比, 按式 (8) 计算。 H_{ζ} 也可写成波场振幅 ζ_o (m) 的两倍。LTF 的计算在各入射波频率下应用式 (2), 从而得到作为波频函数的理论 LTF(f)。LTF 也刻画了特定单桩的波场特性, 因为单桩半径 R 与水深 h 不同, 所得 LTF 也不同。此外, LTF 给出各位置处波场的通用解, 不限于单桩周围的爬高, 且计算成本极低, 适合海上作业规划的需要。

$$\text{LTF}(r, \theta) = \frac{H_{\zeta}}{H_{\eta}} = \frac{2\zeta_o(r, \theta)}{H_{\eta}} \quad (8)$$

解析 LTF 可事先求得, 而物理试验 LTF 则由不规则入射波 $\eta(t)$ (m) 与不规则波场 $\zeta(t)$ (m) 的时间序列算得。借助快速傅里叶变换 (FFT) 分析, 不规则入射波与波场时间序列的 FFT 复振幅 (单位 m) 分别记为 $P(f)$ 与 $Q(f)$, 据此按式 (9) 计算 LTF。 $E[PQ^*]$ 为入射波与波场之间的互谱密度, $E[|P|^2]$ 为入射波谱密度。两个信号之间的线性程度还可用无量纲线性相干 (Coh.) 评价, 见式 (10)。相干的取值范围为 $0 \leq \text{Coh.} \leq 1$, 为 1 表示完全线性关系, 为 0 表示完全非线性关系。本文仅讨论 LTF, 故不涉及 QTF 与高阶相干。

$$\text{LTF} = \frac{E[PQ^*]}{E[|P|^2]} \quad (9)$$

$$\text{Coh.} = \frac{E[(PQ)^2]}{E[|P|^2]E[|Q|^2]} \quad (10)$$

(三) 时间序列分析

时间序列评价采用上跨零点法。在每个上跨零点波要素 1 内, 记录最大高程 (波峰) ζ_{Cl} (m) 与最小高程 (波谷) ζ_{Tl} (m)。 ζ_{Cl} 与 ζ_{Tl} 之差即波高, 为振幅的两倍 ($H_{\zeta l} = 2\zeta_{ol}$, m)。本文关注 ζ_C 与 $H_{\zeta l}$ 。为便于统一讨论, 把这两个上跨零点参数记为 x , 即 $x \in [2\zeta_C, H_{\zeta}]$ (m)。

1. 超越概率

波高与波峰的超越概率 $PE(x_p)$ 以瑞利分布作为理论估计。瑞利累积分布函数 (记为理论 $F(x_p)$) 给出 x 不超过给定阈值 x_p 的出现概率, 即 $F(x_p) \equiv \Pr(x \leq x_p)$ 。式 (11) 计算 $F(x_p)$, 其中 m_0 (m) 为零阶矩, 由式 (6) 中的 $S_{\eta}(f)$ 或 $S_{\zeta}(f)$ 算得, 从而分别得到入射波或波场的 $F(x_p)$ 。而物理试验的 $F(x_p)$ 则先把 x_l 按升序重排, 使 $x_p < x_{p+1}$; 统计小于 x_p 的样本数 n_{x_p} 后, 试验数据的 $F(x_p)$ 即可按式 (12) 计算, 其中 N 为 x 记录的总数。

$$F_p(x_p) = 1 - e^{-\frac{x_p^2}{8m_0}} \quad (11)$$

$$F_p(x_p) = \frac{n_{x_p}}{N} \quad (12)$$

由理论与试验的 $F(x_p)$ 即可得到理论与试验的超越概率 $PE(x_p)$ 。式 (13) 计算 $PE(x_p)$, 其中 $PE(x_p) \equiv \Pr(x \geq x_p)$, 表示 x 大于 x_p 的概率。此外, 人们还研究了考虑非线性波的超越概率, 以刻画海洋波浪 (即无单桩情形) 的波峰超越概率。本文采用 Forristall 以及 Gramstad 和 Lian 的非线性波峰超越概率作为非线性波峰分布, 详见附录 A。

$$P_E(x_p) = 1 - F_p(x_p) \quad (13)$$

2. 有效值

由试验记录的 x_p 序列可求得 x 的有效值。有效值定义为 x_p 中最大三分之一的平均值, 见式 (14)。试验

时间序列所得有效值与按谱分析计算的理论有效值相比较。波场波高与波场波峰的理论有效值分别按式 (15a) 与式 (15b) 计算, 其中 $m_0 \zeta$ 为 $S \zeta(f)$ 的零阶矩。

$$x_s = \frac{\sum_{p=1}^N \frac{2}{3} x_p}{\frac{1}{3} N} \tag{14}$$

$$H_{s\zeta} = 4\sqrt{m_0 \zeta} \tag{15a}$$

$$\zeta_{Cs} = 2\sqrt{m_0 \zeta} \tag{15b}$$

三、试验装置

试验在比利时奥斯坦德的海岸与海洋水池 (COB) 进行。波浪水池尺寸为 30 m × 30 m, 配有 20 m × 20 m 的 L 形造波机, 另两侧为消浪滩 (图 1)。造波机除造波外还可主动吸收波浪。单桩布置于水池坐标 x = 8400 mm、y = 13400 mm 处 (见图 1)。通过一系列无单桩条件下的规则波试验确定: 在该位置, 杂散波 (如东侧造波机后端短导流墙的绕射效应) 以及北侧被动消浪装置的耗散影响最小, 从而保证量测位置处的波况最优。需要说明的是, 导流墙布置不同, 所得最优位置也会不同。试验期间只启用东侧造波机造波, 南侧造波机仅作为主动消浪装置与导流墙。自由水面高程用电阻式波高仪量测, 采样率 40 Hz。

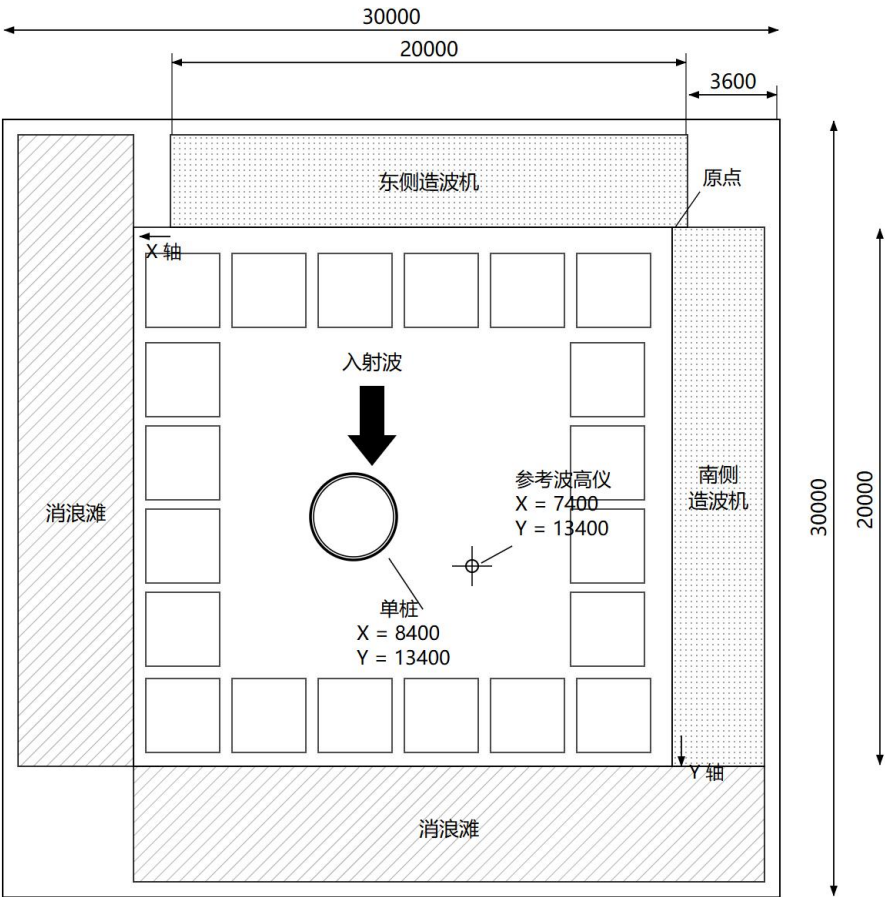


Figure 1 Experimental Set up Scheme of the Monopile Location during the Experiments in the Coastal & Ocean Basin

图 1 试验中单桩在海岸与海洋水池 (COB) 内位置的布置示意图。水池东侧与南侧为造波机, 北侧与西侧为消浪滩。单位均为 mm。

（一）试验工况

取 15 MW 风电机组预期采用的 10 m 直径单桩作为参考[5]。试验的弗劳德长度比尺为 1:25, 即 $w = 25$, 故模型直径为 0.4 m。水池水深 1.4 m, 对应原型水深 35 m。共生成六组长峰不规则波, 取两个峰周期 T_p , 在每个 T_p (s) 下改变波陡 $\frac{1}{2}k_p H_s \eta$ 。表 1 给出模型与原型的波要素, 分别记为波况 1—波况 6。原型与模型波要素按弗劳德定律换算: 原型波高与模型波高之比为 w , 原型波周期与模型波周期之比为 $\sqrt{w}$ 。原型波要素给出海上作业的典型限制波况。不规则波按 JONSWAP 波谱模型 (式 (7a)) 生成, 峰升因子 γ 取 3.3。JONSWAP 谱更适于描述风区受限海域, 该特性由 γ 体现; 而充分成长的波浪 (如开阔海域或面向开阔海域的区域) 可用 Pierson-Moskowitz 谱描述, 相当于 $\gamma = 1$ 的 JONSWAP 谱。此外, 海上风电机组大多建于风区受限海域 (如北海比利时海域), 故 JONSWAP 谱更适于研究单桩周围波场。

Table 1 Irregular Wave Parameters for the Experimental Campaign

表 1 试验的不规则波要素。

	模型		原型	
	Hs η [m]	Tp [s]	Hs η [m]	Tp [s]
波况 1	0.037	1.00	0.93	5.00
波况 2	0.050	1.00	1.25	5.00
波况 3	0.075	1.00	1.88	5.00
波况 4	0.10	1.67	2.51	8.35
波况 5	0.13	1.67	3.35	8.35
波况 6	0.20	1.67	5.02	8.35

注: 模型波要素按弗劳德长度比尺 $w = 25$ 与弗劳德时间比尺 $\sqrt{w} = 5$ 换算。

波陡、波浪弥散度与绕射数等无量纲波参数见表 2。各工况波陡处于中等波陡范围 $\frac{1}{2}k_p H_s \eta = 0.075 \sim 0.15$, 此时亦可预期出现非线性效应。波浪弥散度表明试验处于中等水深 ($\pi/10 < kph < \pi$) 与深水 ($kph > \pi$) 条件, 而绕射数则表明小绕射力与大绕射力两种效应均已计入。尽管绕射数较小, 仍可预期在单桩周围观察到波浪扰动, 这与非线性规则波爬高的观测一致[7]。此外, 各波况在 Le Méhauté 图中的位置, 规则波的 H 与 T 由不规则波的 Hs η 与 Tp 算得, 表明本文各波况以斯托克斯二阶波为主。

Table 2 Nondimensional Parameters in the Wave Monopile Experiments

表 2 单桩波浪试验的无量纲参数。

	绕射数 $k_p R$	弥散度 kph	波陡 $\frac{1}{2}k_p H_s \eta$
波况 1	0.82	5.75	0.075
波况 2	0.82	5.75	0.10
波况 3	0.82	5.75	0.15
波况 4	0.30	2.09	0.075
波况 5	0.30	2.09	0.10
波况 6	0.30	2.09	0.15

（二）试验流程

1. 入射波检验

首先, 在未布置单桩的条件下, 用参考波高仪 (图 1) 的实测资料检验水池中的不规则波。物理试验按原型时间约 3 h 设计, 因而反射波不可避免。采用 Zelt 和 Skjelbreia 的反射分离方法, 得到水池中波频范围内的反射系数约为 12%。定性而言, 实测谱与 JONSWAP 模型吻合良好。此外还计算了实测波陡以定量刻画实测谱, 其结果与表 2 相当接近。 k_p 由 f_p 按式 (3) 算得。 f_p 的确定存在后处理不确定性, Young 采用四次方加权法处理这一不确定性, 本文亦采用该法。另一方面, $H_s \eta$ 按 $4\sqrt{m_0 \eta}$ 计算, 其中 $m_0 \eta$ 为实测入射波谱的零阶矩。

2. 单桩周围波场

参考波高仪与单桩并排布置, 采用 B01 与 B02 两种波高仪布置方案 (图 2a)。波高仪布置于 5 个径向位置与 7 个角向位置, 本文只报告其中两个径向位置, 即 $r=[1.5R, 3R]$ 。采用 B01 与 B02 两种布置, 以有限数量的波高仪覆盖全部角向位置 $\theta=[0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ, 180^\circ]$ 。首先用 B01 布置记录表 1 中的全部波况, 覆盖 $\theta=0^\circ \sim 90^\circ$; 图 2b 为 B01 的实际安装情况。随后把波高仪转至 B02 布置以量测其余角向位置, 而 $\theta=90^\circ$ 处的波高仪保持不动, 作为 B01 与 B02 之间的校核点。

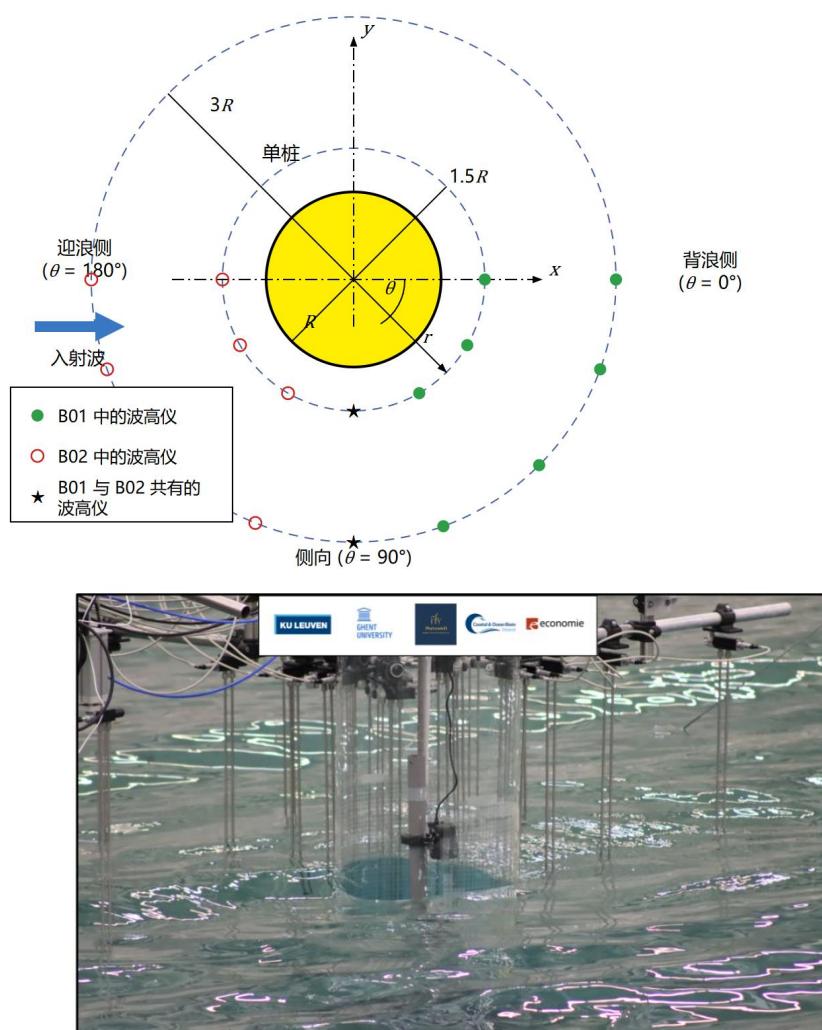


Figure 2 Wave Gauge Arrangements during the Experiments

图 2 试验中的波高仪布置。(a) 不规则入射波与半径为 R 的单桩试验中波高仪 (WG) 的 B01 与 B02 布置方案, 波高仪的径向与角向位置以 r 与 θ 表示, 原点位于单桩中心; (b) B01 布置中波高仪与单桩的实际

情况。

图 3 给出波况 3 与波况 6 在 $\theta = 90^\circ$ 处 B01 与 B02 波高仪实测的比较。两者时间序列几乎完全一致,说明 B01 与 B02 的条件相近,只是波况 6 存在轻微的时间偏移。波况 4 与波况 5 也出现约 0.25 s 的明显偏移,而波况 1—波况 3 则没有。不过该时间偏移似乎并未显著影响 LTF 与时间序列的超越概率分析。

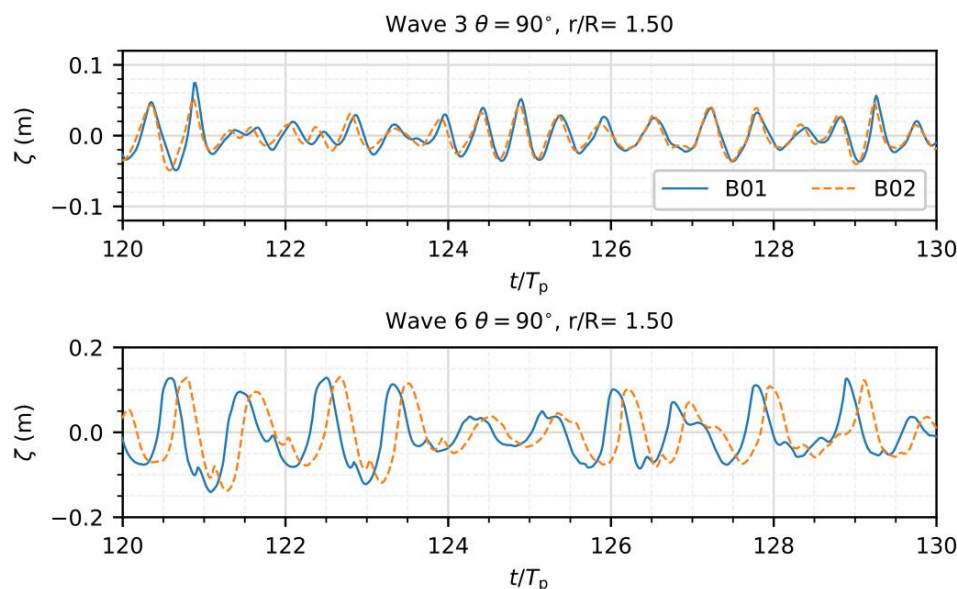


Figure 3 Comparison of the WG Measurements of Wave 3 and Wave 6, Featuring Two Different WG Layouts

图 3 波况 3 与波况 6 在两种波高仪布置 (B01 与 B02) 下实测结果的比较。

四、传递函数

利用试验所得 $\eta(t)$ 与 $\zeta(t)$, 按式 (9) 与式 (10) 计算各角向与径向位置处的物理试验 LTF 与相干, 并与按式 (8) 计算的理论 LTF 相比较。由于作了线性化, 理论 LTF 不随波陡变化。在已有的波场量测位置中, 给出两个 T_p 在迎浪位置 ($\theta = 180^\circ$)、 $r/R = 1.5$ 处的结果。LTF 与相干的频域可分为三个频段: ① 低频 ($f/f_p < 0.75$); ② 波频 ($0.75 < f/f_p < 1.75$); ③ 高频 ($f/f_p > 1.75$)。分段依据是入射波能量的显著程度。

第一个频段的理论 LTF 为 1 ($LTF = 1$), 表明此时单桩为“透明”结构。然而, 试验 LTF 却给出不同数值, 且相干值很低。低相干表明该频段的试验波场高程并非线性地来自同一频率分量, 试验波场很可能源于波频输入范围内两个不同波频之间的相互作用, 可能是差频相互作用。有意思的是, $f/f_p = 0$ 处的 LTF 也并不收敛于 1, 说明入射波与波场之间的平均值发生了变化。波场平均值的变化在规则波情形中早已为人所知, 通常称为波场的增水 / 减水; 在规则波中, 增水 / 减水由一阶势的平方项贡献。

在波频区, 波况 1—波况 3 中高相干 ($Coh. > 0.85$) 的频率范围小于波况 4—波况 6, 后者的高相干可延伸至 $f/f_p = 1.75$ 。因此, 峰周期较短的工况表现出更强的非线性。在该频段内, 试验所得 LTF 与线性势流的估计相符; 即便波况 1—3 在 $f/f_p = 1.5 \sim 1.75$ 处相干值较小, 其 LTF 仍与理论 LTF 相符, 这主要是由于该频段仍有足够的能量。

五、超越概率

由理论超越概率同样可以看出, 波场的 PE 高于入射波的 PE。不过理论 PE 在波高与波峰的估计上表现

不同：试验波高 PE 与理论 PE 的接近程度，优于试验波峰 PE 与理论波峰 PE 的接近程度。

试验入射波与波场的波高 PE 可用理论估计较好地预测，尤其在 $PE = O(10^{-1})$ 以内。此外，波况 6 试验的分布尾部与瑞利波高分布吻合良好，波况 3 则不然： $T_p = 1.00\text{ s}$ 时理论波高 PE 的尾部低估了试验 PE。波场的这一低估可由 LTF 与相干的结果来解释：由 LTF 的讨论可知，尽管波陡相同，波况 3 的高相干范围小于波况 6，说明其非线性更为显著，因而导致线性理论低估波况 3 的波高 PE 尾部。换言之，LTF 研究中线性频率范围越宽，波高 PE 与瑞利分布就越接近。这同时说明波场的非线性动力特性还取决于绕射数，例如波况 3 与波况 6：波况 3 的绕射数高于波况 6，表明在大直径单桩情形下，非线性相互作用对估计波高尾部分布颇为重要。尽管如此，线性理论仍可用于预测波高分布的主体部分。

与瑞利理论的偏离在波峰分布中更为显著。瑞利分布在高超越概率 ($PE \approx 1.0 \sim 0.5$ ，对应低高程) 区段表现良好，入射波与波场皆然。而非线性波—单桩数值模拟同样观察到波场尾部特性偏离线性理论，并指出波峰估计的增大源于和频相互作用，而瑞利分布显然无法计入这一效应。规则波非线性爬高的研究中同样可见波峰被低估的现象。此外，“线性理论对波高分布的预测优于波峰分布”这一结论在其他角向与径向位置也同样成立，尽管该研究只涉及 $T_p = 1.67\text{ s}$ 。

依据 Forristall 以及 Gramstad 和 Lian 对入射波波峰分布所作的修正。Forristall 需要 $m_0 \eta$ 与 $m_1 \eta$ 作为输入，二者可由 JONSWAP 谱求得；Gramstad 和 Lian 则建立了入射波偏度与峰度的参数化式，用以代入 Tayfun 和 Fedele 的波峰分布。两种方法的细节见附录 A。把两法应用于本文，结果均优于瑞利分布，且非线性波分布在波况 6 中的表现优于波况 3——波况 6 在 $PE \approx 10^{-2}$ 以内吻合良好。尽管相对瑞利分布有所改进，但海岸与海洋水池中短波实测入射波波峰的偏离仍有待进一步研究，其原因可能是造波机附近出现过量极端工况，或造波机输入能谱的高频截断。还应指出，Gramstad 和 Lian 的改进效果更好，但仍低估试验值。对波场分布同样用 Forristall 的数学模型作了修正，只是改用由式 (6) 求得的 $m_0 \zeta$ 与 $m_1 \zeta$ 。可以看出，该修正与实测波场吻合更好。不过须注意，该修正最初是针对海洋波浪而非波场导出的，因而并不稳健：Corr. 1 效果虽好，在其他位置却表现欠佳，导致有效值出现明显误差（见第六部分）。此外还尝试用波场时间序列实测的偏度与峰度代入 Tayfun 和 Fedele 修正波场波峰，但结果不合物理，原因可能同样在于是针对海洋波浪而非波场导出的。

六、有效值变化

工程分析中通常计算有效值以评估波场的总体统计特性。有效值即最大三分之一实测值的平均值。给出两个径向位置、全部角向位置处的有效波高与有效波峰。除按式 (14) 由试验计算的有效值外，还给出按式 (15a) 或式 (15b) 计算的理论有效值。Corr. 1 分布也被用于修正有效波峰的线性理论值，其修正基于实用做法：已知瑞利分布中 $PE(\zeta Cs) = \exp(-2)$ ，则由 Corr. 1 分布在相应 PE 处求得修正后的有效波峰，记为 Corr. 1。

波场有效波高可用线性理论经谱分析较好地预测，且线性理论在两个峰周期与全部量测位置上表现良好。有意思的是，尽管波况 3 的波场波高尾部存在差异，其有效值仍与线性理论吻合良好；同样，波况 6 的尾部也使线性理论与物理试验的有效波高吻合良好。此外，波场有效波高似乎对入射波陡并不敏感。而单桩周围的波场有效波峰在所考察各点均偏离线性理论，波峰特性对线性理论的偏离大于波高特性；且有效波峰的量值对入射波陡也较为敏感。另一方面，修正后的有效波峰更接近物理试验值，在迎浪侧尤其如此；背浪侧修正值与物理试验仍有明显偏差，在 $r/R = 1.5$ 处尤为突出。还可看到，对 $T_p = 1.67\text{ s}$ 、 $r/R = 1.5$ 、 $\theta = 30^\circ$ 与 $\theta = 60^\circ$ 的工况，修正值甚至高估了最大入射波陡时的数值。这些误差同样说明修正方法并不稳健。

总体而言,入射波陡越大,各量测点的有效波峰高程越大;修正值也能反映这种随入射波陡增大而增大的总体趋势。然而在 $T_p = 1.67\text{ s}$ 、 $r/R = 1.5$ 、 $\theta = 30^\circ$ 与 $\theta = 60^\circ$ 处情况相反,致使修正值高估物理试验值。这可由第 II 类波的破碎现象来解释。第 II 类波还可用以说明单桩背浪侧 ($\theta = 0^\circ$) 出现高波峰的原因。例如 $\theta = 0^\circ$ 处的波峰有效值偏离线性理论最远,修正方法同样无法刻画,尽管该处波高有效值吻合良好。

当规则波撞击单桩时,会产生两类波:一类是因单桩迎浪侧与背浪侧附近水体上冲一下落而同心传播的第 I 类波;另一类是绕单桩顺时针与逆时针传播的第 II 类波。Swan 和 Sheikh 通过一系列规则波试验对此作了解释。此前,在静水中移动圆柱时也曾观察到类似的绕柱传播现象,尽管该现象无法解释固定圆柱在长波作用下所观察到的回流。第 I 类波与第 II 类波都是非线性波动行为,只能用势流或 Navier-Stokes 非线性自由表面求解器加以刻画,因而在瑞利估计中缺失。规则入射波中所观察到的第 I 类波与第 II 类波的演变过程可描述如下:

(1) 当规则波波峰撞击单桩迎浪侧时,形成一团水体。

(2) 当规则波波峰传至单桩背面时,单桩前侧的水团下落,在单桩迎浪侧形成同心波,即第 I 类波。

(3) 当波峰传向背浪侧时,边缘波也随波峰一同传播,一侧顺时针、另一侧逆时针运动。Mohseni 等称之为边缘波,而 Swan 和 Sheikh 以及 Sun 等称之为第 II 类波。

(4) 随后入射波峰到达单桩背浪侧,两侧的第 II 类波在此相互碰撞溃灭。

(5) 在下一相位,水质点速度与波浪传播方向相反,产生相同但方向相反的现象(即第 I 类波在背浪侧形成,第 II 类波逆波浪传播方向传播并在单桩迎浪侧溃灭)。不过迎浪侧第 II 类波碰撞的强度取决于波浪与圆柱的特性。

在本文采用不规则波的试验中同样出现了第 II 类波。给出一个第 II 类波的实例,只是该波已破碎。快照依次为水团形成、随后失稳与破碎。除已破碎的第 II 类波之外,还存在嵌于总波场之中的未破碎第 II 类波。第 II 类波绕单桩传播并在背浪侧碰撞,这就解释了背浪侧出现大波峰的原因。

进而,当第 II 类波增强时,波浪稳定性降低并引起破碎,因此 $T_p = 1.67\text{ s}$ 时 $\theta = 30^\circ$ 与 $\theta = 60^\circ$ 处的有效值随波陡增大反而降低。为作进一步说明,给出三个位置的波峰超越概率,并放大至定义波峰有效值的最大三分之一区段。在迎浪侧 ($\theta = 180^\circ$),波况 3 与波况 6 的超越概率高于各自周期下非线性较弱的波况。由于第 I 类波与第 II 类波的作用,单桩前方存在一团水体;该水团随入射波陡增大而增大,从而在 $\theta = 180^\circ$ 处造成更高的波峰。然而在 $\theta = 60^\circ$ 处,非线性最强的波况未必给出最高的波峰:波况 3 与波况 5 的分布尾部出现弯折,其 PE 反而低于波陡较小的波况 2 与波况 4。PE 呈弯折形状是破碎波的典型特征。此外,波况 6 虽未出现弯折,但其 PE 低于其他波陡较小的波况,说明破碎现象更为严重。此后,顺时针与逆时针传播的第 II 类波在 $\theta = 0^\circ$ 处再次溃灭,导致波峰超越概率偏离线性理论。尽管观察到破碎波,其对有效波高的影响并不显著,这是因为破碎波只出现在低超越概率区段,故最大三分之一的平均值相对接近。

单桩周围各位置波峰估计的误差,可通过更先进的解析/数值解法,或通过参数研究获得更稳健的分布修正加以改善。前者要求具备刻画破碎波的能力——本文尽管入射波陡处于中等水平,仍观察到了破碎波。由于先进求解器耗时很长,未必适合海上作业规划,因而分布修正更为可取。波场分布的修正需要不同波陡和/或不同绕射数下的波场资料。参数化方程方法也曾用于改进波峰的非线性,即把观测拟合到海洋波浪的威布尔分布或斜坡海滩波场的分布。该方法同样可用于修正波场波峰,这样便可计入第 II 类波与尾部破碎波,而不必依赖开阔海域的波峰修正。

七、结论

近年来单桩直径显著增大，给海上作业的安全规划带来了新的挑战。当单桩尺寸较小时，在海上可作业性分析中忽略单桩尚可接受，但对大直径单桩则不然。本文通过在奥斯坦德海岸与海洋水池开展的物理试验，研究了单桩对波场的影响。共模拟六组长峰不规则波，考察两种绕射数与两种波陡下的波场。首先评价了单桩的线性传递函数（LTF），发现在入射波能量显著的频率范围内 LTF 与线性理论相符，且大直径单桩情形下吻合良好的频率范围变窄。因此，大直径单桩周围波高的超越概率与线性理论略有偏离；而在波场的波峰特性上，非线性效应更为显著。

本文还计算了工程分析中常用的波场波高与波峰有效值。尽管波场波高的分布尾部与线性理论略有差异，其有效值仍可用线性理论较好地预测；而波场波峰有效值则偏离线性理论。本文还提出了一种基于海洋波峰分布的实用修正方法，其在迎浪侧表现良好，在背浪侧则不然。波峰由第 I 类波或第 II 类波的非线性效应所主导，因而该实用方法的精度还取决于第 II 类波的演变：在第 II 类波溃灭的区域（本文中为背浪侧），实用修正方法表现最差。此外还表明，破碎的第 II 类波也会使波峰分布尾部低于波陡较小的入射波，这似乎也是修正方法在某些位置高估实测有效值的原因。

尽管如此，若海上作业所需的是波高信息，则线性理论即可使用，例如为单桩周围的阳极笼安装或落管作业分析提供波场信息；而若作业对波峰信息更为敏感（如登靠平台处人员转运时的甲板上浪），线性理论便不再充分。在需要快速计算、且波峰高程估计精度须优于线性理论的情形下，可即时采用本文的修正方法，但须注意其无法刻画第 II 类波碰撞与破碎现象。本文还建议，海上作业规划应考虑单桩周围可能出现破碎波。由本研究可知，在 $\frac{1}{8}k_p H_s = 0.10 \sim 0.15$ 范围内，波浪分布尾部已可见破碎波，尽管不同周期下其量级各异。虽然海岸环境中的破碎条件可用破碎指标定义，但单桩周围破碎波限值的量化尚不明确，有待进一步研究。

参考文献

- [1] 缪国平, 刘应中. 大直径圆柱上的二阶波浪力. 中国造船, 1987(3): 1-12.
- [2] 周清甫. Stokes波在铅垂圆柱上绕射的二阶分析. 工程力学, 2004(6): 128-133.
- [3] Negro V, López-Gutiérrez J S, Esteban M D, et al. Monopiles in offshore wind: preliminary estimate of main dimensions. Ocean Engineering, 2017, 133: 253-261.
- [4] Gaertner E, Rinker J, Sethuraman L, et al. IEA Wind TCP Task 37: Definition of the IEA 15-Megawatt Offshore Reference Wind Turbine. Golden: NREL, 2020.
- [5] Morris-Thomas M, Thiagarajan K. The run-up on a cylinder in progressive surface gravity waves: harmonic components. Applied Ocean Research, 2004, 26(3-4): 98-113.
- [6] 严开, 邹志利, 李献丽. 不同二阶绕射波浪力理论公式的结果互比. 工程力学, 2013, 30(4): 28-34.
- [7] Wang Z, Low Y M. Analysis of the extreme wave elevation due to second-order diffraction around a vertical cylinder. Applied Ocean Research, 2019, 86: 222-238.
- [8] 魏远明, 舒梦飞, 艾丛芳, 等. 非线性波浪在直立圆柱上爬高特性的数值模拟研究. 水道港口, 2025, 46(3): 376-383, 468.