

# 作用在海底管线上的波浪力\*

范运林

(天津大学)

海底管线是海洋石油储运工程的重要组成部分。在设计和建造海底管线时,其强度和稳定设计都必须考虑波浪对海底管线的作用力。不论是由陆地伸向海洋的陆地与海洋连接的管线,还是海上单井与集油装置之间的连接管线,根据管线铺设区域的水深与地形的不同,大致穿过以下四个区域:一是水深大于1/2波长的深水区;二是水深介于1/2波长与波破碎临界水深之间的浅水区;三是水深小于或等于波破碎水深的击岸区;四是波达到最终破碎形成上爬的击岸水流的岸边区。对于深水区,可以不考虑波浪对海底管线的作用力。目前海上的油田开发大多在浅水区,因此,研究浅水区波浪对海底管线的作用力是很有必要的。

## 一、理论分析

海底管线与海底的接触关系,通常处于三种状态:一是将管线埋入海底;二是管线暴露在海底面以上并与海底表面紧密接触;三是由于海底表面凹凸不平或因海底管线附近的土壤被冲刷,使海底表面与管线之间有一定的间隙。对于后两种状态必须考虑波浪对管线的作

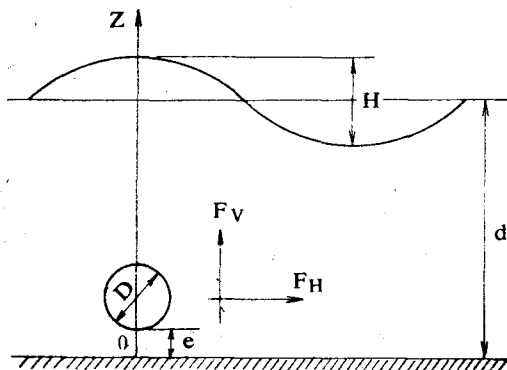


图1 计算坐标系

用力。现有的研究成果表明,波浪对海底管线的作用力,不仅与雷诺数、管线的表面糙度有关,而且还与波浪周期参数  $N_{kc}$  (Keulegan-Carpenter number) 及管线与海底表面之间的间隙的大小有关(通常用图1所示的  $e/D$  表示)。

一般都认为,波浪对海底管线的作用力是与波动水质点运动的加速度和速度有关的力。

### 1. 依赖于波动水质点加速度的惯性力

对于处在一加速度流中的圆柱体所受的惯性力,经典的方法是用平面势流理论求解。通常就是根据流体的边界条件,用几个简单平面势流的基本解进行叠加,使其符合一定的边界条件,这是用以解决复杂流动的一种手段。一旦得到了流体流动的势函数,圆柱表面上的压力分布可以用柯西积分求得。为了避免积分运算的困难和麻烦,通常又认为圆柱体上压力分布的积分等于柱体所排开水体的质量乘以未扰动水质点的加速度,再乘以一个系数  $C_M$ 。  $C_M$  被称为惯性系数,可以表示为  $C_M = \frac{M + M_{am}}{M}$ 。  $M$  为管体所排开水的质量,  $M_{am}$  为附加水体的质量,上式可进一步改写为  $C_M = 1 + \frac{M_{am}}{M}$

$= 1 + c_m$ ,  $c_m$  为附加质量系数。在不计位变加速度的情况下,由波动水质点加速度所引起的单位长度管线上的波力可表示如下:

$$F_{HI} = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_M \frac{\partial u}{\partial t} \quad (1)$$

$$F_{VI} = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_M \frac{\partial v}{\partial t} \quad (2)$$

\* 本文得到了赵耀南和赵子丹二位副教授的指导和支 持, 特此致谢。

$F_{HI}$ 、 $F_{VI}$  分别为水平方向和垂直方向上的惯性波力； $\rho$  为海水密度； $D$  为管线直径； $C_M$  为惯性力系数； $\frac{\partial u}{\partial t}$ 、 $\frac{\partial v}{\partial t}$  分别为管线中心位置处的波动水质点的水平和垂直加速度。

## 2. 与波动水质点速度有关的力

处于流动着流体中的物体，除了受到与速度方向相同的作用力外，还受到一个与速度方向相垂直的力。在流体力学中，把沿来流方向的合力称为阻力，垂直于来流方向的合力称为举力（或升力）。因此，阻力和举力是相互垂直的两个力。

阻力是由流体的粘滞性引起的。因此，对于无粘性的理想势流是不存在阻力的。由于实际流体一般都有粘滞性，不论流体与管线是否分离，都会产生阻力，这种阻力在紊流条件下都与流体速度的平方成正比。在海底面上，波浪引起的水质点的垂直速度为零，因此，对于靠近海底的管线所受的垂直方向上的阻力可以忽略不计，仅需考虑波动水质点的水平速度所引起的水平阻力。一般表示为：

$$F_D = \rho \frac{D}{2} C_D u |u| \quad (3)$$

式中， $F_D$  为波阻力； $\rho$  为海水密度； $D$  为管线直径； $C_D$  为阻力系数； $u$  为波动流体水质点的水平速度。

对于与速度方向垂直的举力来说，不论流体与管线的边界是否分离，由于受到海底的影响，使管线上部和下部的流速不相等，根据伯罗里方程，在流速大处会形成一负压。这种力可用  $F_L = \frac{1}{2} \rho C_L D u^2$  来计算， $C_L$  为举力系数。另一种情形是流体与管线边界产生分离后，由于海底边界的影响，管线下侧的旋涡形成受到限制，而上侧的旋涡则得到充分的发展，这将对管线也产生一个与流速方向垂直的力，这种力可用理想流体条件下一个有环流的圆柱绕流加以解释。其力的大小表示为  $F'_L = \rho u \Gamma$ ， $\Gamma$  为绕圆柱的速度环量。其力的方向是

将来流方向沿环量方向反转  $90^\circ$  即得。若管线离海底较远，使管线上部和下部的旋涡形成不受限制，当卡门涡得已形成后，还会产生一与卡门涡释放频率有关的振动力，这种力也是与速度方向垂直，其大小正比于速度的平方。

从以上的分析可知，在不同的流动状态下，流体对管线的作用机理是不同的，这对于我们如何进行海底管线的波力计算是有帮助的。

## 二、研究成果的简析

迄今为止，人们对海底管线的波力计算通常采用莫里逊（Morison）公式，其算式为：

$$F_H = F_{HI} + F_D = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_M \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho D C_D u |u| \quad (4)$$

$$F_V = F_{VI} + F_L = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_M \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho D C_L u^2 \quad (5)$$

式中， $F_H$ 、 $F_V$  分别表示作用在管线上的水平和垂直波力；其余字母表示的意义与式（1）、（2）、（3）相同。从上面波力的计算式可以看出，惯性力系数  $C_M$ 、阻力系数  $C_D$  和举力系数  $C_L$  对计算波力大小的影响很大。但是，由于实际流体流动状态的复杂性，人们对这三个系数的取值相差很大。大连工学院与海洋石油研究所汇总了各家对这三个系数的取值<sup>1)</sup>。白克曼（Bechman）从圆柱在定常流作用下的实验结果分析，提出系数的取值为：光滑圆管， $C_M = 1.5$ ， $C_D = 0.35-0.40$ ， $C_L = 0.35-0.65$ ；表面粗糙管， $C_M = 1.5$ ， $C_D = 0.5$ ， $C_L = 0.5$ 。威尔逊（Wilson）根据波浪作用下圆柱桩的实验结果，认为白克曼的

1) 大连工学院水利系海工专业、海洋石油勘探指挥部海洋石油研究所，1975。海底管线的设计与施工。

系数偏低, 建议对海底圆管的系数采用:  $C_M = 2.5$ ,  $C_D \geq 1.0$ ,  $C_L \geq 1.0$ 。在第十届国际水力研究协会上, 约翰逊 (Johnson) 等人提出对海底圆管的实验结果为:  $C_M = 2.5-3.7$ ,  $C_D = 1.0$ ,  $C_L = 3.7$ 。日本土质工学会海洋建设研究委员会 (1973) 建议采用  $C_M = 2.0-4.0$ ,  $C_D = 1.0-2.5$ ,  $C_L = 1.0-2.0$ 。

由此可见, 如果选取上面所建议采用的系数, 其取值范围可为:  $C_M = 1.5-4.0$ ,  $C_D = 0.35-2.5$ ,  $C_L = 0.35-3.7$ 。如此大的一个取值范围, 不仅给海底管线设计者带来困难, 而且会给波浪力的计算造成很大的误差。

如何解决这个问题呢? 近年来, 许多人对此进行不少的实际研究, 并取得了一些成果。其共同点就是把这些系数看成是描述流体流动状态的某些参数的函数, 把实验的结果用一些图表来表示。

斯泽克里 (Szechenyi, E.)<sup>[1]</sup> 在 1975 年的风洞实验中, 研究了雷诺数、糙度对管线阻力的影响, 除了证实 1930 年费格 (Fage) 和瓦斯普 (Warsap) 的实验结果外 (图 2), 还发现当管线的表面糙度很大时, 阻力系数不再依赖直径雷诺数  $R_D = \frac{uD}{\nu}$  ( $u$  为流速,  $D$  为圆柱

直径,  $\nu$  为流体运动粘滞系数), 而只依赖于糙度雷诺数  $R_s = \frac{u\delta}{\nu}$  ( $\delta$  为管线的绝对糙度); 并且具体指出当糙度雷诺数  $R_s \geq 200$  时, 阻力

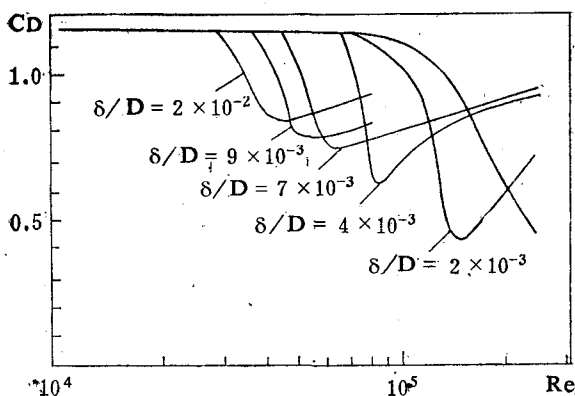


图 2 费格 (Fage) 和瓦斯普 (Warsap) 的实验结果

系数  $C_D$  与直径雷诺数  $R_D$  无关, 当  $R_s \geq 1000$  时, 阻力系数  $C_D$  变为常数, 其值为 0.9。

1979 年, 赖特 (Wright, J. C.) 等人<sup>[2]</sup> 对平面边界附近的圆管进行了波力实验研究, 认为作用在管线上的波力同下面的三个参数有关, 即管线与海底表面的接近程度  $e/D$ ; 波动水质点与管线的水平相对位移  $A/D$ ,  $A/D =$

$$\frac{1}{2\pi} \frac{U_{\max} T}{D} = \frac{N_{kc}}{2\pi} \quad (A \text{ 为用线性波理论计算的水质点最大水平位移, } U_{\max} \text{ 为质点最大水平速度, } T \text{ 为波周期, } N_{kc} \text{ 为波周期参数} = \frac{U_{\max} T}{D}, D \text{ 为管径); 相对水深 } d/D \text{ (} d \text{ 为水深, } D \text{ 为管径)。$$

此人对以下三种情况进行了实验研究。一种情况是管线与海底接触, 即管线与海底之间无缝隙 ( $e/D = 0$ ); 第二种情况是管线靠近海底, 管线与海底之间有一小

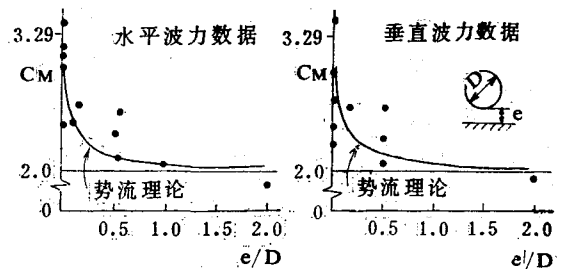


图 3 平面边界附近圆管的惯性系数

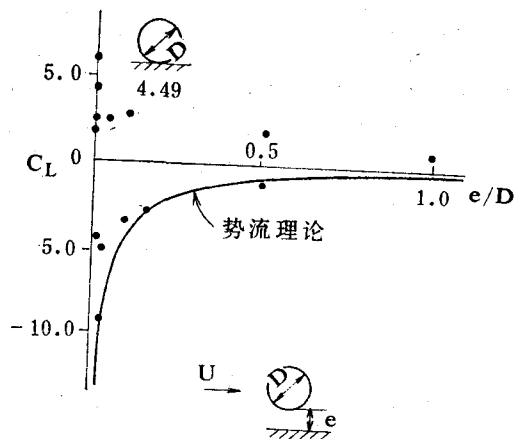


图 4 平面边界附近圆管的举力系数

的缝隙 ( $0 < e/D < 1$ ); 第三种情况是管线离海底较远 ( $e/D \geq 1$ )。赖特等人的实验结果见表 1 和图 3、4。图 3 和图 4 中的实验点包

表 1

变 量			水平力系数			垂直力系数		
A/D的范围	e/D	d/D	C <sub>M</sub>	C <sub>D</sub>	雷诺数×10 <sup>5</sup> 的范围	C <sub>M</sub>	C <sub>L</sub>	C <sub>L'</sub>
(1)	(2)	(3)	(4) <sup>a</sup>	(5)	(6)	(7) <sup>b</sup>	(8) <sup>c</sup>	(9) <sup>d</sup>
0.07—0.6	0.00	2.35	2.66					
0.01—2.5	0.00	5.32	3.47	0.93	0.6—1.78	2.37		1.90
0.01—2.0	0.042	2.35	2.80	2.00	1.0—1.58	2.41	-4.29	1.99
0.01—2.5	0.042	3.14	2.87	1.65	0.3—1.81	2.72	-4.98	2.56
0.03—3.0	0.042	5.32	3.13	1.55	0.6—1.77	2.84	-5.02	2.25
0.01—2.7	0.042	7.80	3.05	1.61	0.5—1.82	3.00	-5.26	2.25
0.02—2.7	0.104	5.32	2.50	1.67	0.4—1.71	2.44	-3.24	2.41
0.01—2.5	0.167	5.32	2.66	1.90	0.6—1.55	2.64	-2.70	2.17
0.03—2.0	0.50	5.32	2.35	0.88	0.6—1.76	2.32	-1.04	1.05
0.04—0.6	1.00	5.32	2.08	0.66	1.0—1.66	1.95		
0.04—1.2	2.00	7.80	1.86			1.92		

注：a. 水平的 C<sub>M</sub> 由 -F<sub>Hmax</sub> 同 U<sub>max</sub> 的关系算得 (用 +F<sub>Hmax</sub> 同 U<sub>max</sub> 的关系得到的 C<sub>M</sub> 平均低 10%)。

b. 垂直的 C<sub>M</sub> 由 -F<sub>Vmax</sub> 同力的峰值处的 V 的关系算得。

c. 负的 C<sub>L</sub> 是由 -F<sub>Lmax</sub> 同 U<sub>max</sub> 关系算得,  $F_{Lmax} = F_{Vmax} - C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \dot{V}$ 。

d. 正的 C<sub>L</sub> 由 +F<sub>Vmax</sub> 同在力的峰值处算得的 U<sup>2</sup> 的关系求得。

括另外一些人的实验结果, 势流理论曲线是由山本 (Yamamoto, T.)<sup>(6)</sup> 等人得出的, 在理论上, 当 e/D = 0 时, C<sub>M</sub> = 3.29, C<sub>L</sub> = 4.49。当 e/D = 1 时, C<sub>L</sub> = -0.062, C<sub>M</sub> 值随着 e/D 值的增大向 2 靠近。

1976年, 萨普克亚 (Sarpkaya, T.)<sup>(3)</sup> 通过 U 型水槽进行了正弦振荡流体实验, 结果如图 5、6、7、8 所示。这四个图都以 e/D 作为参变量, 表示出各系数与周期参数 N<sub>Kc</sub> 的

关系。当 e/D ≥ 1 时, C<sub>D</sub> 和 C<sub>M</sub> 值可以从图中 e/D = ∞ 的曲线中查得。

图 7 和图 8 分别表示离开海底朝上的举力系数 C<sub>LA</sub> 和向着海底朝下的举力系数 C<sub>LT</sub> 与周期参数 N<sub>Kc</sub> 的关系。从图 7 中可以看出, 大约在 N<sub>Kc</sub> ≤ 4 时, 没有表示出 C<sub>LA</sub> 的值 (即 C<sub>LA</sub> = 0), 而 C<sub>LT</sub> 的值随 e/D 的减小和 N<sub>Kc</sub> 值的增大而增大。这正好说明当 N<sub>Kc</sub> ≤ 4 时, 管线所受的垂直力是由管线上、下侧流体的流动

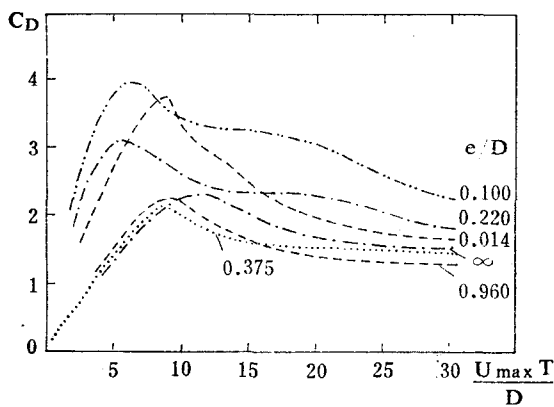


图 5 C<sub>D</sub>-N<sub>Kc</sub>关系曲线

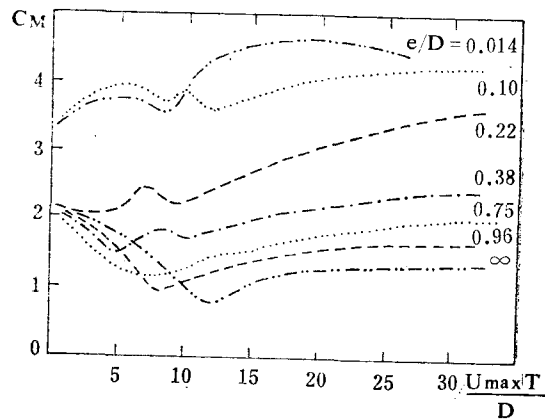


图 6 C<sub>M</sub>-N<sub>Kc</sub>关系曲线

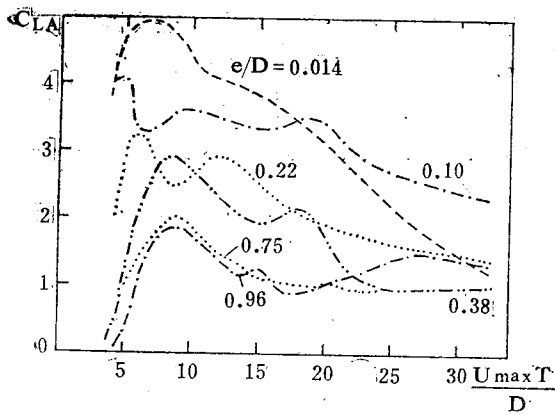


图7  $C_{LA}-N_{kc}$ 的关系曲线

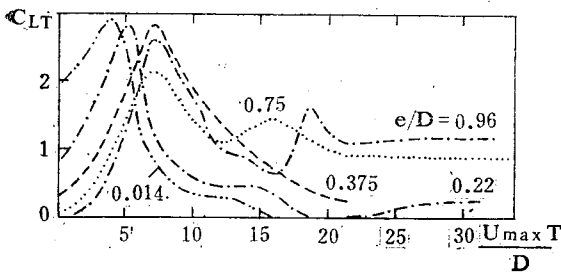


图8  $C_{LI}-N_{kc}$ 的关系曲线

的不对称性产生的。

### 三、波力计算方法的建议

通过以上对作用在海底管线上的波力的理论分析和实验研究成果的介绍,可知海底管线上的波力与雷诺数 $Re$ 、波浪周期参数 $N_{kc}$ 、管线与海底的接近程度 $e/D$ 等因素有关。对于 $Re$ 与 $N_{kc}$ 两个参数,贝德(Bidde, D.)<sup>[4]</sup>认为 $Re$ 与波力的相关关系远不如 $N_{kc}$ 与波力的相关关系好,而且模型实验的雷诺数换算到原型上去也很难处理。所以在计算海底管线上的波力时,一般不用雷诺数与波力的相关关系,而用波浪周期参数与波力相关。另外贝德和埃塞克逊(Isaacson, M.)<sup>[5]</sup>及赖特等人的实验结果都表明,当 $N_{kc} \geq 4$ 时,圆管后部有旋涡生成,出现流体与管线边界分离现象。值得注意的是,尽管赖特和萨普克亚等人对平面边界附近圆管上的波力进行一系列的实验研究,但未论及如何计算海底管线上波力。为解决这一问题,笔者根据他们的实验研究成果,建议用如下方法计算海底管线上的波浪力。

首先,计算波浪周期参数 $N_{kc}$ 值,然后根据 $N_{kc}$ 值的大小,选用不同的计算公式。当 $N_{kc} \leq 4$ 时,管线上的波力可按理想势流理论计算,不计入阻力 $F_D$ ,其管线单位长度上的水平和垂直波力可分别表示为:

$$F_H = F_{HI} = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_M \frac{\partial u}{\partial t} \quad (6)$$

$$F_V = F_{HV} + F_L = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_M \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho D C_L u^2 \quad (7)$$

当 $N_{kc} > 4$ 时,由于旋涡的生成,阻力变成不可忽略的因素,因此,管线上的水平分力必须考虑水平阻力的影响。由于管线靠近海底,水流的垂直速度和加速度很小,可不计垂直方向的阻力和惯性力。在这种情况下,海底管线单位长度上的水平和垂直波力分别为:

$$F_H = F_{HI} + F_D = \rho \frac{\pi D^2}{4} C_M \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \rho D C_D u |u| \quad (8)$$

$$F_V = F_L = \rho \frac{D}{2} C_L u^2 \quad (9)$$

式(6)、(7)、(8)、(9)中的系数 $C_M$ ,  $C_D$ ,  $C_L$ 可取自文献(2)的实验结果(表1),或取自文献(3)的实验结果(图5, 6, 7, 8)中的值,也可以取这两文献实验结果的平均值。波动水质点的速度和加速度及周期参数 $N_{kc}$ 按下式计算:

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\text{ch} 2\pi z/L}{\text{sh} 2\pi d/L} \cos \frac{2\pi}{T} t \quad (10)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{\text{ch} 2\pi z/L}{\text{sh} 2\pi d/L} \sin \frac{2\pi}{T} t \quad (11)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{\text{sh} 2\pi z/L}{\text{sh} 2\pi d/L} \cos \frac{2\pi}{T} t \quad (12)$$

$$N_{kc} = \frac{u_{\max} T}{D} = \frac{\pi H}{D} \frac{\text{ch} 2\pi z/L}{\text{sh} 2\pi d/L} \quad (13)$$

式中, $z$ 表示管中心到海底的垂直距离 ( $z =$

$e + \frac{D}{2}$ ); H、T、L 分别表示波高、周期、波长; 其余符号的意义与前面所定义的完全相同。

另外, 参照小尺度孤立桩柱上波力计算的方法, 由于水平惯性力  $F_{HI}$  与水平阻力  $F_D$  的相位相差  $\pi/2$ , 因此, 在利用式 (8) 计算管线上的最大水平波力时, 应当计算发生最大水平波力时的相位角  $\theta_0$ 。其值为:

$$\sin\theta_0 = \frac{F_{HI\max}}{2F_{D\max}} \quad (14)$$

式中的  $F_{HI\max}$  和  $F_{D\max}$  分别表示最大水惯性

力和最大水平阻力。显然, 当  $F_{HI\max} \geq 2F_{D\max}$  时, 管线上的最大水平波力为:

$$F_{H\max} = F_{HI\max} \quad (15)$$

当  $F_{HI\max} < 2F_{D\max}$  时, 管线上的最大水平波力应为:

$$F_{H\max} = F_{D\max} \left[ 1 + 0.25 \left( \frac{F_{HI\max}}{F_{D\max}} \right)^2 \right] \quad (16)$$

最大的水平惯性力和最大的水平阻力分别按下式计算:

$$F_{HI\max} = \frac{\pi^3 D^2}{2} \rho \frac{H}{T^2} \frac{\text{ch}^2 \pi z/L}{\text{sh}^2 \pi d/L} \quad (17)$$

表 2

数 据							波 浪 力 (磅/英尺)				
T (秒)	L (英尺)	H (英尺)	d (英尺)	D (英寸)	e/D	N <sub>kc</sub>	计 算 值			实验值	
							按文献〔2〕	按文献〔3〕	平均		
1.44	10.56	1.05	5.32	12.0	0.042	0.3	F <sub>Hmax</sub>	4.20	4.50	4.37	4.35
							F <sub>Vmax</sub>	1.29	1.47	1.44	1.13
2.13	21.28	0.93	5.32	12.0	0.042	1.3	F <sub>Hmax</sub>	8.42	9.14	8.60	8.10
							F <sub>Vmax</sub>	1.98	3.78	2.13	3.01
4.30	52.90	2.32	5.32	12.0	0.042	10.8	F <sub>Hmax</sub>	17.60	25.20	21.10	21.60
							F <sub>Vmax</sub>	13.80	2.45	8.10	9.09

$$F_{D\max} = \rho \frac{D}{2} \left( \frac{\pi H}{T} \frac{\text{ch}^2 \pi z/L}{\text{sh}^2 \pi d/L} \right)^2 \quad (18)$$

取赖特的三组实验数据, 用本建议采用的计算方法所得的计算结果列于表 2 中, 由表 2 所列的数据可以说明, 取文献〔2〕与文献〔3〕中系数的平均值所得的计算结果与实验值比较接近。当  $N_{kc} < 4$  时, 三种选取系数的方法所得的计算结果与实验结果都很接近。

根据说明流体流动状态变化的  $N_{kc}$ 、 $e/D$  等参数选取系数  $C_M$ 、 $C_D$ 、 $C_L$ , 这比通常只给一个系数的取值范围要合理得多。因此, 应加强这方面的实验研究, 取得更加合理的系数值。从表中的计算值来看, 当  $N_{kc} > 4$  时, 用本方法计算的结果同实验的结果偏离较大, 特别是垂直力的结果偏离更大, 这是因为尾流和

海底边界的影响, 使得流体的流动十分复杂, 难以找到合适的数学物理模型来描述它的缘故。这有赖于进一步研究其规律性。

### 参 考 文 献

- [1] Szechenyi, E., 1975. Supercritical Reynold's Number Simulation for Two-dimensional Flow over Circular. Journal of Fluid Mech. vol. 70 part 8.
- [2] James C., Wright, Feb., 1979. Wave Forces on Cylinder near Plane Boundary. Journal of Waterways, port and Ocean Engineering Divison, ASCE105: 5-12.
- [3] Turgut Sarpkaya, Sep., 1976. Forces on Cylinder near a Plane Boundary in a Sinusoidally Oscillating Fluid.

- Journal of Fluid Engineering vol.98,  
Transaction of the *ASME* Series  
I.
- [ 4 ] Devidas, D., Bidde, Nov., 1971.  
Laboratory Study of Lift Forces on  
Circular Piles. Journal of Water-  
ways, Harbors and Coastal Enginee-  
ring Divison, *ASCE* 97: 603—604.
- [ 5 ] Michael de st. Isaacson, and David J.  
Maull, Feb., 1976. Transverse For-  
ces on Vertical Cylinder in Wave.
- Journal of Waterways, Port and  
Ocean Engineering Divison, *ASCE*  
102: 55—56.
- [ 6 ] Yamamoto, T., Nath, J. H., and  
Slotta, L., 1973. Yet Another Report  
on Cylinder Drag or Wave Forces  
on Hori-zontal Submerged Cylinder.  
Engineering Experiment Station Bul-  
letin №. 47, Oergon State University,  
Corvallis, Oreg Apr.

## WAVE FORCES ON SUBMERGED PIPELINES NEAR THE SEA-BOTTOM

Fan Yunlin

(*Tianjin University*)

### Abstract

A brief description of existing theories of wave action on submerged pipelines near the sea-bottom is given in the paper. Comprehensive analyses are made after examining the results obtained from a number of experiments in this connection. A method for estimating wave forces on pipelines is then proposed, and the results by this method are compared with that by Wright's experiments through demonstrative examples.