

Y 936417

分类号: _____

密级: _____

U D C: _____

编号: _____

工学硕士学位论文

海洋立管在非线性波浪载荷下的 极值响应研究

硕士研究生 : 邓合霞

指导教师 : 聂武 教授

学位级别 : 工学硕士

学科、专业 : 港口、海岸及近海工程

所在单位 : 船舶工程学院

论文提交日期: 2005 年 12 月

论文答辩日期: 2006 年 1 月

学位授予单位: 哈尔滨工程大学

摘 要

近年来,随着技术的进步和原油价格的节节攀升,人类的目光自然地投向了深水海域,海洋油气开发活动由近海向深海发展已成必然趋势。立管系统,它是海洋基础结构的关键组成部分,作为独立的深水开发项目,海洋立管工程是石油天然气工业的重点。

本文第一部分主要做为基础介绍了近海结构水动力学中最基本的波浪理论,讨论了线性波浪理论和斯托克斯波浪理论的基本方程及其推导,介绍了海洋工程结构物中小构件和大构件波浪力的计算方法。在计算小构件的波浪载荷时,介绍了 Morison 公式以及波浪理论的选取和曳力系数和惯性系数的确定。在计算大构件的波浪载荷时,主要介绍了用数值方法求解的基本思想和基本思路。

本文第二部分对 ABS 系统装置进行了简化建模分析,确定了 ABS 系统的基本参数以及立管所处的环境条件和立管受到的环境载荷,在计算浮筒受到的海流作用力时,使用了大型流体软件 FLUENT 建模计算。运用大型有限元软件 ABAQUS/AQUA 研究了在波流耦合作用下立管系统的动力响应,选取了非线性的 STOKES 五阶波对立管进行了动态的时域分析,比较精确地模拟了立管的受力状况。

本文第三部分主要对立管的根部弯矩极值进行了统计分析,使用 Microsoft Excel 中的插入图表功能,形成不同类型的简单易用的概率纸,通过比较验证确定了适合于立管弯矩极值响的分布类型和分布函数,这在工程设计中是非常有价值的。

关键词: 海洋立管; 时域分析; ABAQUS; 极值分析

ABSTRACT

In recent years, with technological advancement and the persistent raise of crude oil price human naturally turn their steps to ocean area in deep water. It has been the inevitable trends to make exploitation of oil /gas from offing to blue water. Riser system is the main constituent of ocean infrastructure. The riser is the emphases of petroleum and natural gas industry in independent project of deep water.

The first part of this paper clearly introduces wave theory in structure hydrodynamics as foundation and discusses the fundamental equation and derivation in linear wave theory and Stokes' wave theory and finally introduces calculation means of wave force of small and large members in ocean engineering structure. When calculating the small volume wave loads, Morison formulation、the selection of wave theory and the confirmation of drag coefficient and mass coefficient is introduced. When calculating the large volume wave loads, the basic idea and clue of solution in numerical method is mainly introduced.

The second part of this paper makes a simplified modeling analysis and ascertains the basic parameter of ABS system, In addition the condition and the environmental loads of the riser are given. The fluid software FLUENT is used to simulate and calculate fluid loads of ABS in the paper. Dynamic response is studied using finite element software ABAQUS/AQUA subjected to the coupling of wave and current. Nonlinear Stokes 5 wave theory is selected to study dynamic time-domain analysis of the riser and get more accurate results .

The third part of this paper mainly makes a statistical analysis of extreme value. Probability paper of different distribution types is formed using the chart function in Microsoft Excel. Through comparison and certification, distribution style and function which is better suited for extreme value of bending moment is ascertained. It is very valuable in engineering design.

Keywords: ocean riser; time-domain analysis; ABAQUS; extreme value analysis

哈尔滨工程大学

学位论文原创性声明

本人郑重声明：本论文的所有工作，是在导师的指导下，由作者本人独立完成的。有关观点、方法、数据和文献等的引用已在文中指出，并与参考文献相对应。除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经公开发表的作品成果。对本文的研究做出重要贡献的个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本人完全意识到本声明的法律结果由本人承担。

作者（签字）： 邓合霞

日 期： 2006 年 1 月 1 日

第1章 绪论

1.1 课题的来源、目的与意义

21 世纪是海洋资源开发的新世纪,世界各国把开发海洋、发展海洋经济和海洋产业作为国家发展的战略目标。80 年代以来,美、日、英、法、德等国都相继制订了海洋科技发展计划,提出了优先发展海洋高技术的战略决策。1985 年,美国率先制订《全球海洋发展战略与规划》,英国海洋科技协调委员会发表《90 年代英国海洋科技发展报告》,日本政府制订了《面向 21 世纪海洋开发推进计划》。发达国家已拉开了加速海洋开发和竞争的帷幕,海洋成为国际竞争的重要领域。我国“九.五”期间,《国家 863 高技术计划海洋领域》项目正式启动,标志着我国进入了国际开发海洋的行列。

随着陆上可用资源日益短缺和近海资源开发日益成熟,海上资源勘探、开发与利用正迅速向深海区域发展。据道格拉斯·威斯特伍德公司和 In-field Systems 工业数据公司新近联合出版的《2003~2007 年世界深水报告》指出,世界成熟浅水区域油气新发现的规模正大幅下降,如近 5 年欧洲近海投产油气田的平均规模约为 9000 万桶油当量,而今后 5 年其规模将减少 50%以上。而在占全部海洋面积 80%的深海区域蕴藏着丰富的油气资源,勘探投资拥有较高的回报率,预计未来此类海域油气开发投资将大增。

1998 年“深水”的界定从 200 米(大陆架边缘)扩展为 300 米,而目前已发展到将 500 米作为“深水”的界限。未来油气田的平均储量规模将随水深(500~1500 米)而大幅增加,超过 1000 米水深的油气田的平均储量规模将是浅水区域的两倍以上。据统计,深水油气田的平均产量明显高于浅水油气田。尽管深水勘探钻井比大陆架和陆上钻井的总费用支出高,但是在深水区域能获得更多的油气储量,因此总体上平均单位发现成本并不高[1]。

不管海洋油田开发采用何种浮式方案,都需要使用立管系统,它是海洋基础结构的关键组成部分,是连接水下井口与水上浮体,内有各种用途管路

的管状通道。下端通过万向节与海底井口连接，其上端与平台或船舶底部的滑移节配合。作为独立的深水开发项目，海洋立管工程是石油天然气工业的重点。

本课题来源于中海油田服务股份有限公司深水钻井装置 ABS 系统项目。

“深水钻井装置—水中浮筒平台系统关键技术研究”项目 [2]，主要目标是与国内外有关机构合作，特别是与挪威 ADTH (Atlantis Deepwater Technology Holding) 公司合作研究，以水中浮筒平台系统研制为突破口，对目前 COSL (中海油田服务股份有限公司) 的半潜式钻井船进行适当改造，完善各种配套技术，用 1 年或更长时间，使中海油田服务公司的海上钻井作业水深，由现有的最大水深 570m，扩展为 800m-1000m，最终扩展为最大作业水深 1500m。以使 COSL 乃至中国海洋石油总公司 (CNOOC)，形成初步的深水钻井作业能力。图 1.1 为系统整体示意图。

使用这一装置进行深水钻井：

(1) 可在一定水深范围内，如 1500m 水深之内，避免使用成本昂贵的动力定位钻井船；

(2) 可以提高目前 COSL 半潜式钻井船在作业水深使用范围；并从客观上提高半潜式钻井船的作业日费；

(3) 减少套管直径，降低钻井成本，提高钻井船工作能力；与单直径套管（可膨胀式套管）设计结合，更有经济潜力；

(4) 遇到紧急情况，可以较水面防喷器 (surface BOP) 容易撤离；

(5) 可以用水中浮筒) 承载 BOP 的重量，而不像水面防喷器，用钻井船承载；以减少钻井船的动载。

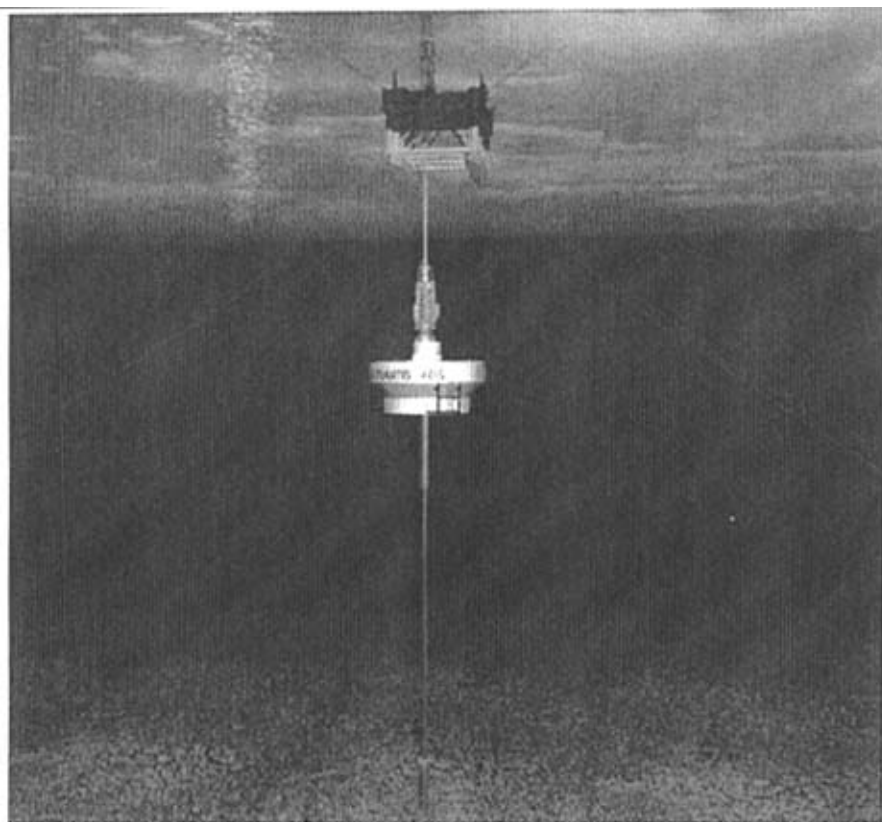


图 1.1 ABS 系统装置图

1.2 海洋立管力学研究历史及现状

海洋立管是现代海洋工程结构系统中的重要组成部分之一，同时也是薄弱易损的构件之一。海洋立管内部一般有高压的油或气流通过，外部承受波浪、海流荷载的作用。由于立管所处的海洋环境的复杂性，其影响因素也较多。立管在内部流体和外部环境荷载的作用下会发生弯曲振动，若振动频率和外荷载的频率接近，还可能引起共振，造成立管的破坏，不仅工程本身遭受损失，而且可能造成严重的次生灾害。因此对立管侧向振动的研究是具有重要意义的。至今，立管的静力、动力分析仍然是海洋工程的重要课题。本

文试图在深海开发的进程中,对深海立管进行动力分析,因为,我国正面临着向深海进军的现实。

1.2.1 海洋立管上的波流耦合作用力的计算

作用在近海结构上波浪力的计算是结构设计中最基本的任务,同时也是最困难的任务之一,所以一直以来都是海洋工程领域研究的重点。

确定作用于海洋工程结构物上的波浪载荷,可以采用两种不同的方法[3]。一种称为设计波法,它是确定性方法,即用一给定周期和波高的波浪代表一定环境条件下出现的最大波。再根据一种恰当的波浪理论来描述波浪的响应特征,如波浪的剖面、水质点的速度和加速度等,利用一般流体力学的方法计算波浪力。设计波法是根据理想化的规则波来计算波浪力,它虽不能完全反映不规则波对海洋结构物的作用,但计算方法简便,使用方便,使用面广,常为海洋工程设计采用,也是海上平台规范[5]中规定的波浪力的计算方法之一。另一种方法是随机分析方法或概率方法,它是建立在海况的统计特征上的,它将实际海面上不规则的波浪认为是由许多具有随机相位的简单波叠加而成,各个简单波动的能量在相应的波频上的分布就构成一个海浪谱。用此方法可以在某一置信度内得到结构的最大应力、位移等特征响应结果。

波浪力计算中常根据结构物的尺度与波长的比值分成小尺度波浪力计算和大尺度波浪力计算。当比值 $D/L \leq 0.2$ 时,称为小尺度物体,其中 D 是物体的特征长度,对于圆柱体 D 为直径, L 是波长;当 $D/L > 0.2$ 时,称为大尺度物体,它必须考虑物体的自由表面效应和相对尺度效应,被合起来称为绕射效应。

对于相对尺度大的海洋工程结构物上的波浪力的计算,目前采用两种方法进行分析。第一种方法,考虑绕射效应的理论分析,即绕射理论。它由马哥卡姆(Mac Camy)和富克斯(Fuchs)等在1954年提出。认为结构的存在将改变结构附近的波浪场。第二种方法,采用所谓弗汝德-克雷洛夫

(Froude-Krylov) 假定, 利用入射波压力在结构表面受压面积上积分计算波浪力, 参见文献 [8]。

对于相对尺度较小的细长柱体的波浪力计算, 在工程设计中仍广泛采用著名的 Morison 方程。这是 Morison 等人于 1950 年在模型试验的基础上经过大量计算提出的计算垂直于海底的刚性柱体上的波浪载荷公式 [3]。该理论假定柱体的存在对波浪运动无显著影响, 认为波浪对柱体的作用主要是粘滞效应和附加质量效应。此公式主要把作用在垂直柱体上的力分成两项: 一项是与流体加速度成正比的惯性力项, 一项是与流体速度平方成正比的曳力项。公式中的曳力项是含有速度二次方的非线性项, 在对于结构响应分析, 特别是考虑流体与结构相互作用时的结构响应分析时, 带来较大的困难。在一定条件下, 往往有可能也有必要将这一非线性项线性化。现在多数采用 Fourier 级数对曳力进行线性化, 参见文献。随着不断的应用, 已存在 Morison 方程的各种修正形式, 并推广应用于不同领域, 包括倾斜结构, 移动结构, 存在波浪的流中等等。

要用 Morison 方程计算相应的波浪力, 关键在于选定一种适宜的波浪理论和相应的拖曳力系数和惯性力系数。要得到公式中流体质点的速度和加速度等量可采用不同的波浪理论。波浪理论就是用流体力学的基本规律揭示水波运动的内在本质 [23], 如波浪场中的水质点速度分布和压力分布等, 为海洋结构物设计时研究作用在结构物上的波浪力, 波浪引起的结构运动等提供理论基础。波浪理论也已得到广泛的研究, 主要有线性理论和非线性理论, 线性波浪理论 (Airy 波) 是假定波浪振幅足够小, 这样就可以基本忽略非线性项而得到速度势的近似解。非线性波浪理论主要有 Stokes 波理论、椭圆余弦波理论、驻波理论、流函数波理论等。现有的波浪力计算大多是采用线性波理论, 其形式比较简单, 使用方便。但线性波理论有其局限性, 它只是在假设波幅足够小条件下的非线性波浪运动边值问题的第一次近似解, 特别是在考虑海洋结构物的生存条件时, 线性波浪理论常不适用。所以近些年来对 STOKES 波浪理论的研究逐渐受到重视, 它可更准确的描述实际波浪的运动。

ABS、DNV 等国的海洋平台入级规范也建议用 Stokes 三阶波或 Stokes 五阶波进行海洋结构物有关强度校核和结构设计。Stokes (1847) 首先采用摄动展开的办法来求解非线性边值问题, 经大量学者持续的研究发展, 形成现今称之为 Stokes 波理论的有限振幅波理论。Stokes 摄动展开是假定高阶解比低阶解小一个数量级, 展至越高阶之和越能完整的近似波浪运动。但由于高阶推导过程相当繁琐, 目前多采用 Stokes 三阶波或五阶波。各种波浪理论也有其适用范围, 在这方面 Dean (1970) 作了很多研究, 从理论上分析比较了几种波浪理论的适用范围, 参见 [10]、[11] 等文献。

计算中另一个关键问题是如何针对具体问题确定惯性力系数 C_D 、 C_M 和曳力系数 C_D 。多年来, 大量研究表明, 系数 C_D 、 C_M 同雷诺数 Re 、 $K-C$ 数及表面粗糙度有关。因为水质点的速度和加速度与所选的波浪理论有关, 所以选用的系数应与所选用的波浪理论一致。对于一般形状的结构物, 为确定 C_D 、 C_M 必须进行广泛的试验和分析 [3]。为了使用方便, 各国船级社和有关部门对 C_D 、 C_M 值的选取范围做出了建议。

1.2.2 海洋立管响应分析方法

由于立管的运动微分方程比较复杂, 用经典的方法去求解方程的解析解是很困难的, 所以一般是采用数值解法。数值解法一般分为有限差分法和有限元法, 由于有限元法对弯矩较大、应力较集中的部位给出比较精确的解答, 因此有限元法是经常被采用的, 而且目前有限元的软件很丰富, 在某个领域都有适合自身的特殊软件, 这使得采用有限元法进行分析更加方便。

根据立管的工作环境、运动情况及要考察的状态, 可将对立管的分析分为两种:

1、静态分析

2、动态分析

在某些情况下, 静态分析是一种很有效的方法, 它是一种很简单的方法, 在立管的响应周期不小于 2 秒和立管初步设计时经常被采用, 稳流力和海洋

结构物的静偏移是模拟出来的。波浪力也是根据其相位、峰值模拟成静力。静态分析的优点是所用计算时间少，在环境变化不大的情况下，能广泛地被用来对立管的参数进行研究，其缺点是在估算应力和挠度时，没有考虑阻尼项和惯性项的影响，精度较低。

当立管的响应周期小于 2 秒，特别是当外力的激振频率接近立管自身的固有频率时，采用动态分析的方法尤其显得重要。动态分析通常有两种办法：

- 1、稳态的频域分析
- 2、时域分析

稳态的频域分析，是将控制方程中与时间有关的量都假设为 $y = Ye^{i\omega t}$ 的简谐函数形式，这样可以将控制方程转化为与时间无关的方程，因此就不必去考虑立管初始状态的瞬态响应，而可以迅速地计算出其稳态的响应。

频域分析法是科学工作者比较感兴趣的一种方法，因为它所花的时间与静态分析的时间差不多，但能够满足工程上要求的精度。立管的频域分析首先要求控制方程必须为一线性方程，而控制方程中最主要的非线性部分就是 Morison 公式中的粘性拖曳力相对速度平方项，频域分析法的难点与精度的取得，关键在对这个相对速度平方项怎么处理、处理的是否得当。对于这个拖曳力项进行线性化，已有好多人做了大量的工作。其中哈尔滨工程大学于秀坤硕士论文中有所阐述，见文献[15]。

时域分析法是所有方法中最精确的方法，它既能考虑立管的相对运动，也不需对 Morison 公式中的非线性项进行线性化处理，同时针对立管运动是大位移、小变形的特点，对于几何非线性而引起的刚度非线性可以予以考虑。此方法的优点是精度高，接近实际情况；缺点是对计算机的容量要求大，计算时间长。不过随着现代计算机技术的发展，这些问题已逐步解决，现在大容量的计算机是很常见的，而且相应的软件也很多，因此，该方法现在已经被更加普遍的应用。本文也是应用通用有限元软件 ABAQUS 对立管进行时域分析。

1.3 本文的研究内容

本文主要研究“浮筒式深海钻井装置 ABS 系统”在海洋环境中的动态响应,考虑立管在波流耦合作用下的立管的极值响应情况,为中国南海海域钻井开采作业提供技术保障和支持。

本论文主要做了以下研究:

1. 对深水钻井系统进行了系统简化建模分析。
2. 使用大型流体软件 FLUENT 计算 ABS (浮筒) 所受到的横向流载荷。浮筒属于尺度大的海洋工程结构物,需要考虑绕射效应的影响。
3. 使用大型软件 ABAQUS /AQUA 模块对模型进行动态的时域分析。使用了非线性 Stokes 五阶波进行加载计算,并且考虑了几何非线性的影响,得到了波流耦合作用下立管的一些响应极值,所得数据作为对深水海洋立管研究时的参考。
4. 对多种工况下立管的根部弯矩极值进行了统计分析,确定了极值分布类型和分布函数,使之可以在实际的工程设计中确定设计极值。

第 2 章 波浪理论

2.1 概 述

为计算海洋工程结构物所受的波浪力,就要知道它所处海域的波浪形式和特点。波浪理论就是用流体力学的基本规律揭示水波运动的内在本质,如波浪场中的水质点速度分布和压力分布等,为海洋结构物设计时研究作用在结构物上的波浪力,波浪引起的结构运动等提供理论基础。波浪理论也已得到广泛的研究,主要有线性理论和非线性理论,线性波浪理论(Airy 波)是假定波浪振幅足够小,这样就可以基本忽略非线性项而得到速度势的近似解。但海洋中实际波浪的波幅一般是有限的,有时能达到较大的数值,所以要考虑波动自由表面引起的非线性影响。现今的非线性波理论主要有斯托克斯(Stokes)波理论、椭圆余弦波理论、驻波理论、流函数波理论等。以下主要介绍作为基础的线性波浪理论,和本论文重点应用的 Stokes 三阶波和五阶波理论。

2.2 基本方程及边界条件

如图 2.1 表示一在海底平坦、光滑、静水深度为 d 的海域向前传播的波浪。设波浪传播方向为 x 正向,垂直向上方向 z 正向,坐标原点位于海底。假设流体为理想流体,即无粘、无旋并且不可压缩。此外,还假定波浪在传播过程中保持其形态不变,其运动是二维的。

在图 2.1 中,从波峰至波谷的垂直距离 H 称为波高。两个相邻波峰的距离 L 称为波长,两个相邻波峰经过一特定点的时间间隔 T 称为波浪的周期。设 c 为波浪的传播速度, $c=L/T$ 。此外,也常使用波浪的圆频率 $\omega=2\pi/T$ 及波数 $k=2\pi/L$ 两个参数。

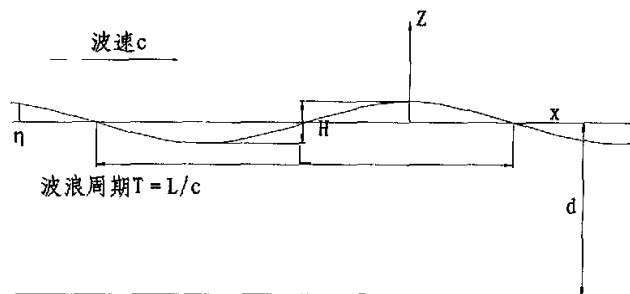


图 2.1 波浪的传播简图

任一波浪都可由 H 、 L (或 T)、 d 确定, 并可按不同的波浪理论确定水质点的运动。设理想流体的速度势为 Φ , Φ 为任一点的位置及时间的函数, 记为 $\Phi(x, y, z)$ 。 Φ 应满足 Laplace 方程

$$\nabla^2 \Phi = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2-1)$$

并应满足下列边界条件:

海域底部的运动边界条件

在海底上的流体质点不能超过固体边界, 只能沿着边界的切线方向运动, 即在 $z = -d$ 处垂直于固体边界的法向速度为零, 即

$$u_z \Big|_{z=-d} = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \Big|_{z=-d} = 0 \quad (2-2)$$

自由表面的运动边界条件

自由表面的流体质点必须始终留在自由表面上, 而不能离开这自由表面, 或者说处于自由表面的水质点的垂直于该表面的速度, 等于自由表面在该方向的运动速度。

表示如下:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, (z = \eta) \quad (2-3)$$

自由表面的动力边界条件

若不计表面张力, 则自由表面上的压强 p 必定等于大气压强, 波表面的大气压力应为常数。因此把贝努利方程式应用到自由表面处, 得到自由表面的动力边界条件为

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right|_{z=\eta} + \frac{1}{2} (\nabla \Phi \cdot \nabla \Phi) \Big|_{z=\eta} + g\eta = f(t)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right] + g\eta = f(t), (z = \eta) \quad (2-4)$$

波浪的周期性条件:

$$\Phi(x, y, z) = \Phi(x - ct, z) \quad (2-5)$$

尽管 (2-1) 至式 (2-5) 的假定, 特别是关于无海流, 海底平坦, 二维波浪与波形不变的假定与实际情况有一定的出入, 但这些假定仍然在各种波浪理论中采用。所以对它们可能产生的影响常需分别进行研究。此外无旋的假定, 除在海底及自由表面的边界层以外, 一般是成立的。

从上述可以看出要想精确求解出波浪的速度势是非常困难的: 一是自由表面条件的非线性, 表现在运动边界条件式 (2-3) 和动力边界条件式 (2-4) 所含的乘积项和平方项; 二是这些条件仅在自由表面 $z = \eta$ 上满足, 而 η 本身又是未知量, 就使得拉普拉斯方程的求解区域也是可变的。这就是至今还不能建立起一种波浪理论可普遍适用于各种水深、波高和波长的海况条件的原因。

鉴于对上述各种非线性关系式求解的困难, 必须进一步作出一些假定来简化这些关系式, 从而建立起几种确定性的波浪理论以适用于各自特定的海况条件。

2.3 线性波浪理论

此理论首先由 Airy 提出, 故又称 Airy 波。它是对自然界海面上的波浪进行了简化的最简单的波动。满足线性波浪理论的波动面是水面呈简谐形式的起伏运动。水质点的运动是以平衡位置为圆心的圆周运动, 即以圆频率 ω 作

简谐振动。假定波幅或波高相对于波长是无限小，因此可以忽略波动自由表面引起的非线性影响，即边界条件中的乘积项和平方项都可以忽略。并且由于假定波高 H 足够小，条件式 (2-3) 和式 (2-4) 可近似的在波浪平均位置 $z=0$ 处满足。此时自由表面的边界条件线性化为

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \quad (z=0) \quad (2-6)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta = 0 \quad (z=0) \quad (2-7)$$

由以上两式可得出

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (z=0) \quad (2-8)$$

然后通过分离变量法得出有限水深的线性波速度势为

$$\Phi = \frac{gH}{2\omega} \cdot \frac{ch k(z+d)}{ch kd} \sin(kx - \omega t) \quad (2-9)$$

上式显示了速度势在 x 方向的周期性，其波长 $L=2\pi/k$ ，周期为 $T=2\pi/\omega$ 。 ω 为波浪的圆频率，可知 $\omega=kc$ ， k 可定义为波数， $c=L/T$ 为波速。把式 (2-9) 代入式 (2-8) 可得

$$\left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = \frac{gH}{2\omega ch kd} (-\omega^2 ch kd + kg sh kd) \sin(kx - \omega t)$$

从而得到

$$\omega^2 = kg \tanh kd \quad (2-10)$$

这就是线性波的色散关系。

求得流体运动的速度势之后，根据速度势的定义，即可计算波浪中水质点在水平和垂直方向的运动速度如下

$$v_x = \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{ch k(z+d)}{sh kd} \cos(kx - \omega t) \quad (2-11)$$

$$v_z = \frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\pi H}{T} \cdot \frac{shk(z+d)}{shkd} \sin(kx - \omega t) \quad (2-12)$$

水质点在水平及垂直方向的运动加速度为

$$\dot{v}_x = \frac{2\pi^2 H}{T^2} \cdot \frac{chk(z+d)}{shkd} \sin(kx - \omega t) \quad (2-13)$$

$$\dot{v}_z = \frac{2\pi^2 H}{T^2} \cdot \frac{shk(z+d)}{shkd} \cos(kx - \omega t) \quad (2-14)$$

2.4 斯托克斯波理论

上述线性波浪理论形式简单, 使用方便。但线性波理论有其局限性, 它只是在假设波幅足够小条件下的非线性波浪运动边值问题的第一次近似解, 特别是在考虑海洋结构物的生存条件时, 线性波浪理论常不适用。所以为寻求有限波幅条件下方程的非线性解, 长期以来许多学者作了大量的研究。其中英国流体学家 Stokes 于 1883 年发展的有限幅波理论占重要地位, 在海洋工程设计中常常采用。这就是所谓的斯托克斯波浪理论。

Stokes 根据势波理论在推演中考虑了波陡的影响, 证明波面不再为简单的余弦形式, 而是呈波峰较窄而波谷较宽的接近于摆线的形状, 这是和实际余波的波面颇为相近的。此外, 水质点不是简单地沿着封闭的轨道运动, 而是沿着在波浪传播方向上有一微小的纯位移的近似于圆或椭圆的轨道上运动。波浪运动中伴随有“质量的迁移”的这一情况, 也是符合于波浪运动的实际现象的。所谓的 Stokes 波是用有限个简单的频率成比例的余弦波来逼近具有单一周期的规则的有限振幅波。

为解决自由表面边界条件的非线性问题, 假定速度势可按某一小参量摄动展开:

$$\Phi = \varepsilon \Phi_1 + \varepsilon^2 \Phi_2 + \dots \quad (2-15)$$

因为波幅有限, 与 Φ 相关的其他变量如 η 等, 亦可作相同的小参数摄动展开:

$$\eta = \varepsilon \eta_1 + \varepsilon^2 \eta_2 + \dots \quad (2-16)$$

由于小参数 ε 的作用, 式 (2-15) 及 (2-16) 中的后一项都小于前一项, 且式中每一 Φ_n 及 η_n 都满足 Laplace 方程 (2-1) 及边界条件:

$$\frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial z^2} = 0, \quad n=1, 2, 3 \dots \quad (2-17)$$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad n=1, 2, 3 \dots \quad (2-18)$$

尽管假定每一个 Φ_n, η_n 都满足自由表面条件, 但处理其平方及乘积非线性项仍是一个困难问题。自由表面总是在静水面附近。将 Φ 在自由表面 $z=\eta$ 处用 Taylor 级数展开为

$$\Phi = \Phi_{z=0} + \eta \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0} + \frac{\eta^2}{2!} \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} \right|_{z=0} + \dots \quad (2-19)$$

将上式代入自由表面边界条件 (2-3) 及 (2-4), 可得

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\Phi + \eta \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \dots \right) = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(\Phi + \eta \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \dots \right) \quad (2-20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z} \left(\Phi + \eta \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \dots \right) + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\Phi + \eta \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \dots \right) \right]^2 + \\ \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\Phi + \eta \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \dots \right) \right]^2 + g\eta = 0 \end{aligned} \quad (2-21)$$

将小参数摄动展开的 Φ, η 表达式 (2-15) 及 (2-16) 代入上两式, 并按小参数 ε 的幂次整理合并, 得

$$\begin{aligned} \varepsilon \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} - \frac{\partial \eta_1}{\partial t} \right) + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial z} - \frac{\partial \eta_2}{\partial t} + \eta_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} - \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \cdot \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right) + \dots = 0 \\ \varepsilon \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + g\eta_1 \right) + \varepsilon^2 \left(\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + g\eta_2 + \eta_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t \partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right)^2 \right) + \dots = 0 \end{aligned}$$

由于 ε 为小于 1 的常数, 上两式仅当 ε^n 的各项系数为零才成立。于是产

生一系列独立于 ε 的偏微分方程组：

$$\text{一阶: } \frac{\partial \Phi_1}{\partial z} - \frac{\partial \eta_1}{\partial t} = 0 \quad (2-22)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + g\eta_1 = 0 \quad (2-23)$$

$$\text{二阶: } \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} - \frac{\partial \eta_2}{\partial t} + \eta_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} - \frac{\partial \eta_1}{\partial x} \cdot \frac{\partial \Phi_1}{\partial x^2} = 0 \quad (2-24)$$

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + g\eta_2 + \eta_1 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial t \partial z} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial z} \right)^2 = 0 \quad (2-25)$$

当 $z=d$ 时，经比较可知，Stokes 一阶波即为线性波。

由表面边界条件 (2-24)，(2-25) 式可以看出，在 Stokes 高阶波势的边界条件中包含了低阶势的结果，因此求解高一阶的势必须首先求得低阶的结果。阶数越高，求解越繁，通常将解至 n 阶的结果称为 Stokes n 阶波的计算公式。

2.4.1 斯托克斯三阶波

根据以上推导，可得到 Stokes 三阶波的有关计算结果

一、速度势

$$\begin{aligned} \Phi = \frac{cL}{2\pi} & \left[F_1 chk(z+d) \sin(kx - \omega t) + \frac{1}{2} F_2 ch2k(z+d) \sin 2(kx - \omega t) \right. \\ & \left. + \frac{1}{3} F_3 ch3k(z+d) \sin 3(kx - \omega t) \right] \end{aligned}$$

二、色散关系

$$\begin{aligned} c^2 &= \frac{gL}{2\pi} th \left[kd \left(1 + \left(\frac{\pi a}{L} \right)^2 \frac{14 + 4ch^2(2kd)}{16sh^4(kd)} \right) \right] \\ L &= \frac{gT^2}{2\pi} th \left[kd \left(1 + \left(\frac{2\pi a}{L} \right)^2 \frac{14 + 4ch^2(2kd)}{16sh^4(kd)} \right) \right] \end{aligned}$$

三、波面方程

$$\eta = a \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi a^2}{L} f_2\left(\frac{d}{L}\right) \cos 2(kx - \omega t) + \frac{\pi^2 a^3}{L^2} f_3\left(\frac{d}{L}\right) \cos 3(kx - \omega t)$$

四、水质点的运动速度和加速度

水质点水平速度

$$\begin{aligned} \frac{v_x}{c} = & F_1 chk(z+d) \cos(kx - \omega t) + F_2 ch2k(z+d) \cos 2(kx - \omega t) \\ & + F_3 ch3k(z+d) \cos 3(kx - \omega t) \end{aligned}$$

水质点垂直速度

$$\begin{aligned} \frac{v_z}{c} = & F_1 shk(z+d) \sin(kx - \omega t) + F_2 sh2k(z+d) \sin 2(kx - \omega t) \\ & + F_3 sh3k(z+d) \sin 3(kx - \omega t) \end{aligned}$$

水质点的水平加速度

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} = & \frac{2\pi c}{T} F_1 chk(z+d) \sin(kx - \omega t) + \frac{4\pi c}{T} F_2 ch2k(z+d) \sin 2(kx - \omega t) \\ & + \frac{6\pi c}{T} F_3 ch3k(z+d) \sin 3(kx - \omega t) \end{aligned}$$

水质点的垂直加速度

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_z}{\partial t} = & -\frac{2\pi c}{T} F_1 shk(z+d) \cos(kx - \omega t) - \frac{4\pi c}{T} F_2 sh2k(z+d) \cos 2(kx - \omega t) \\ & - \frac{6\pi c}{T} F_3 sh3k(z+d) \cos 3(kx - \omega t) \end{aligned}$$

其中

$$F_1 = \frac{2\pi a}{L} \cdot \frac{1}{sh(kd)} - \left(\frac{2\pi a}{L}\right)^2 \frac{[1 + 5ch^2(kd)]ch^2(kd)}{8sh^5(kd)}$$

$$F_2 = \frac{3}{4} \left(\frac{2\pi a}{L}\right)^2 \cdot \frac{1}{sh^4(kd)}$$

$$F_3 = \frac{3}{64} \left(\frac{2\pi a}{L}\right)^3 \cdot \frac{11 - 2ch(2kd)}{sh^7(kd)}$$

其中 a 由波高 H 与 kd 确定:

$$H = 2a + 2\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 a^3 \cdot f_3\left(\frac{d}{L}\right)$$

$$f_2\left(\frac{d}{L}\right) = \frac{[2 + ch(2kd)]ch(kd)}{2sh^3(kd)}$$

$$f_3\left(\frac{d}{L}\right) = \frac{3}{16} \left[\frac{1 + 8ch^6(kd)}{sh^6(kd)} \right]$$

2.4.2 斯托克斯五阶波

Stokes 五阶波的推导和三阶波完全一样, 近些年来五阶波得到越来越多的关注, 其非线性更加显著。海洋工程的各类规范经常要求用五阶波进行设计。表 2.1 是 Stokes 五阶波的有关公式。

表 2.1 Stokes 五阶波有关公式

速度势 Φ	$\frac{k\Phi}{c} \sum_{n=1}^5 \Phi'_n ch(nkz) \sin(n\theta)$
波浪传播速度 c	$\frac{c^2}{gd} = \frac{th(kd)}{kd} [1 + \lambda^2 C_1 + \lambda^4 C_2]$
波面升高 η	$k\eta = \sum_{n=1}^5 \eta'_n \cos(n\theta)$
质点水平速度 v_x	$\frac{u_x}{c} = \sum_{n=1}^5 n\Phi'_n ch(nkz) \cos(n\theta)$
质点垂向速度 v_z	$\frac{u_z}{c} = \sum_{n=1}^5 n\Phi'_n ch(nkz) \sin(n\theta)$
质点水平加速度 $\frac{\partial v_x}{\partial t}$	$\frac{\partial u_x}{\omega c} = \sum_{n=1}^5 n^2 \Phi'_n ch(nkz) \sin(n\theta)$

质点垂向加速度 $\frac{\partial v_z}{\partial t}$	$\frac{\partial u_z / \partial t}{wc} = -\sum_{n=1}^5 n^2 \Phi'_n sh(nkz) \cos(n\theta)$
Φ 的时间导数	$\frac{\partial \Phi / \partial t}{c^2} = -\sum_{n=1}^5 n \Phi'_n ch(nkz) \cos(n\theta)$
压力 p	$\frac{p}{\rho g d} = 1 - \frac{5}{d} - \frac{c^2}{g d} \left\{ \frac{\partial \Phi / \partial t}{c^2} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{v_x}{c} \right)^2 + \left(\frac{v_z}{c} \right)^2 \right] \right\}$

其中, $\theta = k(x - ct)$

$$\Phi_1' = \lambda A_{11} + \lambda^3 A_{13} + \lambda^5 A_{15}$$

$$\Phi_2' = \lambda^2 A_{22} + \lambda^4 A_{24}$$

$$\Phi_3' = \lambda^3 A_{33} + \lambda^5 A_{35}$$

$$\Phi_4' = \lambda^4 A_{44}$$

$$\Phi_5' = \lambda^5 A_{55}$$

$$\eta_1' = \lambda$$

$$\eta_2' = \lambda^2 B_{22} + \lambda^4 B_{24}$$

$$\eta_3' = \lambda^3 B_{33} + \lambda^5 B_{35}$$

$$\eta_4' = \lambda^4 B_{44}$$

$$\eta_5' = \lambda^5 B_{55}$$

表达式系数中的 λ 是一个比值, 且 $\lambda = ka$, a 是须对每一个波确定的常数, 系数的表达式如下:

$$\begin{aligned}
 A_{11} &= 1/s \\
 A_{13} &= -c_1^2(5c_1^2+1)/(8s^5) \\
 A_{15} &= -(1184c_1^{10}-1440c_1^8-1992c_1^6+2641c_1^4-249c_1^2+18)/(1536s^{11}) \\
 A_{22} &= 3/(8s^4) \\
 A_{24} &= (192c_1^8-424c_1^6-312c_1^4+480c_1^2-17)/(768s^{10}) \\
 A_{33} &= (13-4c_1^2)/(64s^7) \\
 A_{35} &= (512c_1^{12}+4224c_1^{10}-6880c_1^8-12808c_1^6+16704c_1^4-315c_1^2+107)/ \\
 &\quad (4096s^{13}(6c_1^2-1)) \\
 A_{44} &= (80c_1^6-816c_1^4+1338c_1^2-197)/(1536s^{10}(6c_1^2-1)) \\
 A_{55} &= -(2880c_1^{10}-72480c_1^8+324000c_1^6-432000c_1^4+163470c_1^2-16245)/ \\
 &\quad (61440s^{11}(6c_1^2-1))(8c_1^4-11c_1^2+3) \\
 B_{22} &= (2c_1^2+1)c_1/(4s^3) \\
 B_{24} &= (272c_1^8-504c_1^6-192c_1^4+322c_1^2+21)c_1/(384s^9) \\
 B_{33} &= 3(8c_1^6+1)c_1/(64s^6) \\
 B_{35} &= (88128c_1^{14}-208224c_1^{12}+70848c_1^{10}+54000c_1^8-21816c_1^6-6264c_1^4 \\
 &\quad -54c_1^2-81c_1)/(12288s^{12}(6c_1^2-1)) \\
 B_{44} &= (768c_1^{10}-448c_1^8-48c_1^6+48c_1^4+106c_1^2-21)c_1/(384s^9(6c_1^2-1)) \\
 B_{55} &= (192000c_1^{16}-262720c_1^{14}+83680c_1^{12}+20160c_1^{10}-7280c_1^8+7160c_1^6 \\
 &\quad -1800c_1^4-1050c_1^2+225)/(12288s^{12}(6c_1^2-1)(8c_1^4-11c_1^2+3)) \\
 C_1 &= (8(c_1^4-c_1^2)+9)/(8s^4) \\
 C_2 &= (3840c_1^{12}-4096c_1^{10}+2592c_1^8-1008c_1^6+5944c_1^4 \\
 &\quad -1830c_1^2+147)/(512s^{12}(6c_1^2-1))
 \end{aligned}$$

其中 $c_1 = ch(kd)$
 $s = sh(kd)$

Stokes 五阶波中, 系数 A_y, B_y, C_i 都是与相对水深 d/L 有关的量, 可使用上述公式确定。在求得 A_y, B_y 后, λ 及 kd 可由下式确定:

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{kd}(\lambda + B_{33}\lambda^3 + (B_{35} + B_{55})\lambda^5) &= \frac{H}{2d} \\
 k d t h(kd)(1 + C_1\lambda^2 + C_2\lambda^4) &= 4\pi^2 \frac{d}{gT^2}
 \end{aligned}$$

表 2.2 计算出的波浪参数表

波长 (m)	178.57
波的传播速度 (m/s)	16.69
波面升高(m)	8.95
波数	3.52E-02

应用上述 Stokes 五阶波理论的计算公式, 可以用计算机编写相应的程序, 只要输入水深、波高、周期等基本参数数据, 便可得到五阶波波长、波的传播速度、和波面升高等结果, 并可计算出波浪水质点的速度、加速度和压力值。

使用 FORTRAN 语言编写程序, 计算出在设计波高 17.9m, 设计周期 10.7s 时计算出的波浪参数如表 2.2 所示。

2.5 椭圆余弦波理论

当水深与波长之比小于某一常数 ($0.05 < d/L < 0.1$) 时, Stokes 波浪理论不能真实反映波浪特征。这主要是因为在 Stokes 有限波幅的摄动展开式中没有把相对水深 H/L 作为小参数展开, 换言之, 未把水深的影响加以考虑。因此在浅水区域, 即使 Stokes 波浪理论阶数取得很高, 其结果也不能令人满意。这时采用椭圆余弦波理论可得到较好的结果。因为用 Jacobi 椭圆函数表示波浪特性, 所以称为椭圆余弦波理论。

椭圆余弦波是一种浅水中有限振幅波。它的特点之一, 那就是它的波剖面是用椭圆余弦函数来描述的; 当波长趋于无限时, 椭圆余弦波的极限情形就是孤立波; 而当波高与水深之比无限小时, 椭圆余弦波接近小振幅正弦波。也就是说, 孤立波与小振幅正弦波都是椭圆余弦波的极限情形。

2.6 本章小结

本章介绍了近海结构水动力学中最基本的波浪理论, 主要讨论了线性波浪理论和斯托克斯波浪理论的基本方程及其推导, 得出了相应的水质点的速

度、加速度等参数，为下一章的波浪载荷计算提供了理论基础和数值依据。

第 3 章 波浪载荷的计算

3.1 小构件的波浪载荷

在海洋工程实际工程应用中,当物体的尺度与波长相比是微小量的情况下,可忽略物体对波浪运动的影响,这个比值一般定为 $D/L \leq 0.2$ (其中 D 是物体的特征长度,如圆柱体则 D 是直径, L 是波长)。 $D/L \leq 0.2$ 的构件,一般称为小尺度构件。对于小尺度构件上的波浪力,通常采用著名的 Morison 公式计算。自升式平台,无论桩腿是圆柱式还是桁架式以及海洋立管都可看作是小尺度构件。

3.1.1 莫里森 (Morison) 方程

该理论假定,柱体的存在对波浪运动无显著影响,认为波浪对柱体的作用主要是粘滞效应和附加质量效应。

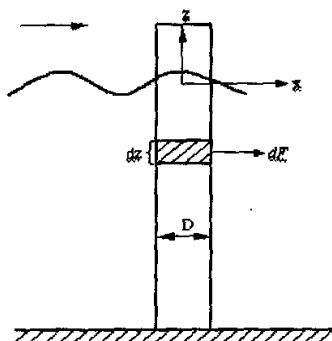


图 3.1 垂直柱体受波浪作用

设有一柱体,垂直固定在水深为 d 的海底上,波高为 H 的入射波沿 x 正方向传播,坐标如图 3.1 所示。

Morison 公式给出,作用于垂直柱体一微小长度上的水平波浪力为

$$dF = \frac{1}{2} \rho C_d D |v_x| v_x dz + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \dot{v}_x dz \quad (3-1)$$

ρ — 海水的密度。

C_d — 阻尼系数，亦称曳力系数。

C_M — 惯性系数

D — 柱体直径

v_x — dz 段中点处水质点的水平速度

\dot{v}_x — dz 段中点处水质点的水平加速度

dz — 柱体微元长度

莫里森等认为作用于柱体任意高度 z 处的水平波浪力包括两个分量：一是波浪水质点运动的水平速度 v_x 引起的对柱体的作业力—水平拖曳力，另一是水质点运动的水平加速度 \dot{v}_x 引起的对柱体的作业力—水平惯性力。又认为波浪作用在柱体上的拖曳力的模式与单向定常水流作用在柱体上的拖曳力模式相同，即它与波浪水质点的水平速度的平方和单位柱高垂直于波向的投影面积成正比。不同的是波浪水质点作周期性的往复的振荡运动，水平速度是时正时负，因而对柱体的拖曳力也是时正时负，故在式 (3-1) 中，取 $|v_x|v_x$ 代替 v_x^2 以保持拖曳力的正负性质。

而且 Morison 公式是带有经验性的计算公式，在使用中一般遵循以下条件：

(1) 质点的瞬时速度和加速度需要根据某些波浪理论求出，如线性波、Stokes 波等。这些波浪理论都假定构件的存在不影响波浪特征，因此一般要求构件的直径 D 不超过如下范围： $D/L \leq 0.2$ ，式中， L —波长。

(2) 系数 C_d 、 C_M 根据经验或实验确定；

(3) 构件表面光滑；

(4) 构件是刚性的，且垂直固定于海底

如果构件是浮动的或是固定于海底的柔性构件，则 dz 段上的波浪载荷

用下面形式的 Morison 公式计算

$$dF = \frac{1}{2} \rho C_d D \left| v_x - \dot{x} \right| \left(v_x - \dot{x} \right) dz + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \left(\dot{v}_x - \ddot{x} \right) dz + \rho \frac{\pi D^2}{4} \ddot{x} dz \quad (3-2)$$

式中 \dot{x} — 微段 dz 中点处构件运动的水平速度

\ddot{x} — 微段 dz 中点处构件运动的水平加速度

由式 (3-1) 可知柱体上一小微段的水平波浪力, 要想得到整个柱体上所受的波浪力, 只要沿柱体水面以下积分

$$F = \int_d^0 dF = \int_d^0 \frac{1}{2} \rho C_d D |v_x| v_x dz + \int_d^0 \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \dot{v}_x dz \quad (3-3)$$

同样, 可得到整个柱体上的总水平波力矩 (对海底求矩) 为

$$M = \int_d^0 z dF = \int_d^0 \frac{1}{2} \rho C_d D |v_x| v_x z dz + \int_d^0 \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \dot{v}_x z dz \quad (3-4)$$

总水平波浪力的作业点距海底的距离为

$$e = \frac{M}{F} \quad (3-5)$$

由上述看出, Morison 方程中的 η 、 v_x 和 \dot{v}_x 都是随选取的波浪理论不同而异。因此正确计算作用在直立柱体上的水平波浪力 F 和水平波浪力矩 M 的关键问题, 一是针对所在海域的水深和设计波的波高 H 、周期 T 等条件选用一种适宜的波浪理论来计算波浪的 η 、 v_x 和 \dot{v}_x ; 二是选取合理的拖曳力系数 C_D 和惯性系数 C_M 。

下面把线性波浪理论的计算公式 (2-11)、(2-13) 代入式 (3-1) 得

$$dF = \frac{1}{2} C_D \rho D \left(\frac{\pi H}{T} \cdot \frac{ch kz}{sh kd} \right)^2 \cos \theta |\cos \theta| dz + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{ch kz}{sh kd} \sin \theta dz \quad (3-6)$$

式中 $\theta = kx - \omega t$

由于用线性波理论, 假设波幅足够小, 因此可近似积分到静水面, 则单柱所受的总水平波浪力为

$$F = \int_0^d \frac{1}{2} C_D \rho D \left(\frac{\pi H}{T} \cdot \frac{ch kz}{sh kd} \right)^2 \cos \theta |\cos \theta| dz + \int_0^d C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{2\pi^2 H}{T^2} \frac{ch kz}{sh kd} \sin \theta dz \quad (3-7)$$

选取坐标系, 可取 $x=0$, 则 $\theta = -\omega t$, 代入上式计算得

$$F = F_{I_0} \sin \omega t + F_{D_0} |\cos \omega t| \cos \omega t \quad (3-8)$$

$$\text{其中 } F_{I_0} = -C_M \rho g V \left(\frac{H}{2d} \right) \tanh kd; \quad F_{D_0} = C_D \left(\frac{H}{4\pi D} \right) \frac{2kd + sh 2kd}{sh^2 kd}$$

$$V = \pi D^2 d / 4$$

从式中可以看出, 作用在柱体上的总水平力是周期变化的, 为求出最大水平力相应的时刻和幅值, 可令其时间导数为零

$$\frac{dF}{dt} = \omega \cos \omega t (F_{I_0} - 2F_{D_0} \sin \omega t) = 0 \quad (3-9)$$

这有两种可能: (1) $\cos \omega t = 0$; (2) $F_{I_0} = 2F_{D_0} \sin \omega t$ 。

由于 $|\sin \omega t| \leq 1$, 因此要使 (2) 成立, 必然有

$$|F_{D_0}| \geq 0.5 F_{I_0}$$

由此可知, 水平波浪力极值出现的时刻为

(1) 当 $F_{D_0} < 0.5 F_{I_0}$ 时, 最大水平波浪力出现在 $\cos \omega t = 0$ 时, 相当于波面通过静水面的时刻, 此时的最大水平波浪力为

$$F = F_{I_0} \quad (3-10)$$

(2) 当 $F_{D_0} = 0.5 F_{I_0}$ 时, $\sin \omega t = 1$, 即 $\cos \omega t = 0$, 所以同 (1)

(3) 当 $F_{D_0} > 0.5 F_{I_0}$ 时, 最大水平波浪力出现在

$$\sin \omega t = F_{I_0} / (2F_{D_0})$$

时刻, 此时最大水平波浪力为

$$F = F_{D_0} [1 + F_{I_0}^2 / (4F_{D_0}^2)] \quad (3-11)$$

目前经常应用的是用线性波理论进行计算,但是非线性波理论的应用也越来越广泛。

3.1.2 Morison 公式中系数的讨论

运用 Morison 公式计算海洋工程结构的波浪载荷,一个关键问题是如何针对具体问题确定曳力系数 C_D 和质量系数 C_M 。多年来,尽管许多学者为确定 C_D 和 C_M 数值做了大量的试验研究和现场实测,但所发表的结果有较大的离散性。这些研究表明,系数 C_D 和 C_M 同雷诺数 R_e 、 $K-C$ 数及表面粗糙度等有关。在众多的研究工作中,Keulegan-Carpenter 及 Sarpkaya 的工作具有重要的影响。图 3.2 是 1976 年 Sarpkaya 提出的 R_e 数及表面粗糙度系数 k 对 C_D 和 C_M 的影响。图中的横坐标 $U_m k / \nu$ 称为糙度数。 k 为压力响应因子, U_m 为水质点圆轨道速度, ν 为水的粘性系数。

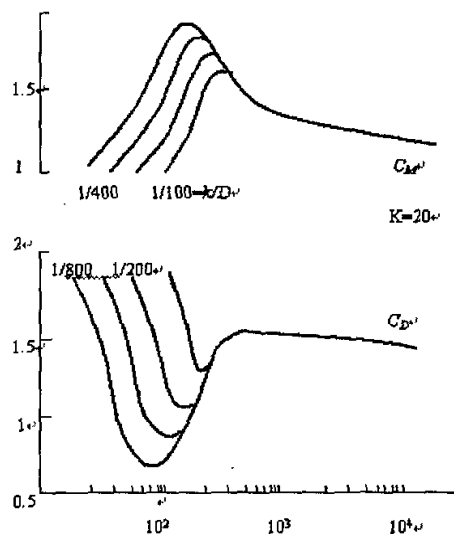


图 3.2 C_D 和 C_M 的取值

实验表明,圆柱体在粘性绕流作用下的受力除与柱形直径、流速有关外,还与绕流的形式有很大关系。柱体周围绕流的形式有以下几种:稳定流、脉

冲加速度流、均匀加速度流及正弦振荡流。正弦振荡流有较大的实际意义，但试验中多用稳定流来确定阻力系数。在稳定流作用下，Morison 公式中的惯性力不存在，柱体受到的水平力与速度的平方成正比，属于压力成分。实际上，当稳定流经过圆柱体时，由于沿柱面的压力的变化，在后面形成正的压力梯度，导致边界层分离，产生漩涡与尾流使压力减小。因此沿整个柱面的压力积分将产生一个与来流方向一致的阻力。实验表明尾流区的范围，即边界层分离点的位置及尾流中漩涡的形成，与边界层内的流动状态有关，而流动状态有关，而流动状态发生的区域从流体力学可知是 R_e 数有关的。因此系数 C_D 与 R_e 数有关。

Morison 公式是针对光滑柱体试验提出的。而在实际的海洋环境中，海洋工程结构物由于锈蚀、海生物附着等原因，其表面粗糙度将随时间而大大的增加。试验表明在一定的相对粗糙度（通常以表面附着物的粗糙度 k 与圆柱体直径 D 的比值 k/D 表示）之下，曳力系数 C_D 随 R_e 数变化，如图 3.3 所示。

对于某种特定形状的结构物，附加质量系数 C_M 可由理论分析决定。对非圆柱体截面的细长柱体，实践中通常也用 Morison 公式计算其波浪载荷。

此时公式 (3-1) 中的 $\frac{\pi D^2}{4}$ 由 dz 段柱体的横截面面积代替，而曳力项中的 D 用该段柱体在垂直于来流方向面上的投影宽度代替。

因为水质点的速度与加速度与所选用的波浪理论有关，所以选用的系数 C_M 和 C_D 应与所选的波浪理论一致。对于一般形状的结构物，为确定 C_M 和 C_D 的值必须进行广泛的实验和分析。在这方面已经有大量的学者进行了研究 [13]，但其值仍然具有很大的不确定性。为了方便，各国船级社和有关部门都对 C_M 和 C_D 值的选取范围作了建议，如表 3.1 所示：

表 3.1 C_M 和 C_D 值的选取

	美国 API	挪威 DNV	英国 DTI
波浪理论	Stokes 五阶波, 流函数	Stokes 五阶波	根据适宜水深 的可靠试验结果
曳力系数 C_D	0.6~1.0 (不小于 0.6)	0.5~1.2	
质量系数 C_M	1.5~2.0 (不小于 1.5)	2	
备注	C_D 、 C_M 和选用的波浪理论	不同的波浪理论使用不同的 C_D 、 C_M , 高 R_e 数时 $C_D > 0.7$	

3.1.3 海流对波浪力的影响

前述莫里森方程计算的仅是波浪力作用的结果, 没有考虑海流或潮流与波浪的联合作用。实际海上经常会遇到同时存在浪与流的情况, 特别在近岸地区, 流经常会发生, 在考虑海洋结构物载荷时, 必须计及这一影响。

由于海流的速度, 不像波浪水质点运动速度那样在较短的时间范围内不断重复其周期性变化, 因此相比之下, 海流的速度随时间 t 的变化是缓慢的。为简单起见, 常将海流看作是一定常水流, 并认为它对柱体的作用力仅为拖曳力。

海流的速度随深度的变化也是缓慢的, 所以在工程中一般认为同一垂线上的海流速度是近似相等的, 这样可视海流作用在柱体上的拖曳力将不随 z 而改变。

由于海流的存在, 必定会改变波浪原来的运动特性, 从而影响柱体上的波浪力。例如, 当流向与波向一致时, 顺流可使波高降低, 波形变缓; 当流向与波向相反时, 逆流可使波高加大, 波形变陡。总之, 海流的速度与波浪水质点速度的联合作用必然会影响作用在柱体上的拖曳力。由于拖曳力正比

于速度的平方，所以这个影响很显著。

波和流的联合作用极为复杂，不能对波和流各自作用的拖曳力简单的线性迭加。目前工程设计中，按下列公式近似计算

设波浪和流的速度矢量分别为 \mathbf{v} 和 \mathbf{v}_c ，流向与波浪传播方向的夹角为 φ 其拖曳力矢量为

$$F_D = \frac{1}{2} C_D \rho D (\mathbf{v} + \mathbf{v}_c) |\mathbf{v} + \mathbf{v}_c| \quad (3-12)$$

分量为

$$F_{Dx} = \frac{1}{2} C_D \rho D (v_x + v_c \cos \varphi) |\mathbf{v} + \mathbf{v}_c| \quad (3-13)$$

$$F_{Dy} = \frac{1}{2} C_D \rho D v_c \sin \varphi |\mathbf{v} + \mathbf{v}_c| \quad (3-14)$$

$$\text{其中} \quad |\mathbf{v} + \mathbf{v}_c| = \left[(v_x + v_c \cos \varphi)^2 + (v_c \sin \varphi)^2 \right]^{1/2}$$

v_x 为波浪水质点速度值； v_c 为流速的大小。

最后可得考虑有海流影响的柱体的波浪力计算公式为

$$dF_x = \frac{1}{2} \rho C_d D (v_x + v_c \cos \varphi) |\mathbf{v} + \mathbf{v}_c| dz + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \dot{v}_x dz \quad (3-15)$$

$$dF_y = \frac{1}{2} C_D \rho D v_c \sin \varphi |\mathbf{v} + \mathbf{v}_c| dz \quad (3-16)$$

若波与流同向

$$dF = \frac{1}{2} \rho C_d D (v_x + v_c) |\mathbf{v} + \mathbf{v}_c| dz + \rho C_M \frac{\pi D^2}{4} \dot{v}_x dz \quad (3-17)$$

3.2 大构件的波浪载荷

对于具有较大剖面尺寸的结构，在计算波浪载荷时，不能忽略由于结构物存在而产生的波浪绕射作用，另一方面，入射波水质点运动幅度与剖面尺

寸相比较比较小, 边界层分离现象并不明显, 由于界层外的流体可认为是无粘性的, 因此对大构件可应用理想流体的计算方法。

3.2.1 线性绕射问题

考虑波高足够小, 线性理论可以应用的情况。由于假设流体无粘性, 流场中存在速度势, 因此问题可以转化为确定流场速度势 Φ 的问题。

速度势 Φ 是空间及时间的函数, 在流体域内应满足连续性方程 (Laplace 方程):

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (3-18)$$

在线性问题中它应满足的边界条件是:

在自由表面:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (3-19)$$

在水底:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0 \quad (3-20)$$

在物体表面:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (3-21)$$

这里 n 为物体表面的外法线方向。此外 Φ 还应满足辐射条件, 这一条件保证绕射波势解的唯一性。

在线性问题中可将速度势 Φ 分解为入射波势 Φ_w 及绕射波势 Φ_D 两部分, 即

$$\Phi = \Phi_w + \Phi_D \quad (3-22)$$

由线性波浪理论已知入射波势 Φ_w 可以用复数形式表示为

$$\Phi_w = \frac{igH}{2\omega} \frac{ch[k(z+d)]}{ch(kd)} e^{i(kx - \omega t)} \quad (3-23)$$

绕射波势 Φ_D 可通过将式 (3-22) (3-23) 代入式 (3-18) (3-19) 及 (3-20) 中确定, 此时方程 (3-21) 可写成

$$\frac{\partial \Phi_D}{\partial n} = -\frac{\partial \Phi_w}{\partial n} \quad (3-24)$$

解出 Φ_D 从而确定 Φ 后, 可用线性化 Bernoulli 方程计算压力:

$$p = -\rho g z - \rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (3-25)$$

将作用于物体表面的压力积分, 可以得到作用在物体上的合力。

3.2.2 任意形状大物体求解方法

在近海工程中会遇到的不同结构形式, 需考虑具有任意形状的物体。这时必须采用数值方法。其基本思路是建立并求解一个离散化的表面积分方程。下面简要说明这一方法。

考虑规则波作用下的物体受力情况, 这时对流体的速度势 ϕ 可进行变量分离:

$$\Phi(x, y, z, t) = \text{Re}\{\Phi'(x, y, z)e^{i\omega t}\} \quad (3-26)$$

式中 Φ' 为一复数, 它的模代表 Φ 的变化幅值, 幅角代表时间相位角。 Φ' 同样可以分成入射波势 Φ'_w 及绕射波势 Φ'_D :

$$\Phi' = \Phi'_w + \Phi'_D \quad (3-27)$$

其中 Φ'_w 已知, 需求解 Φ'_D 。

(1) 基本解

设位于流体内的某点 $\varepsilon = (\varepsilon, \eta, \zeta)$ 有单位强度的源点, 它在流体任一点 $x = (x, y, z)$ 处产生的速度势 $G(x, \varepsilon)$ 应满足 Laplace 方程, 并满足海底和自由表面边界条件及辐射条件。已知这样的解可表示为 (John, 1950):

$$G(x, \varepsilon) = \frac{1}{R} + \frac{1}{R'} + 2 \int_0^\infty \frac{(\mu + \nu)e^{-\mu d} \text{ch}[\mu(\zeta + d)] \text{ch}[\mu(z + d)]}{\mu \text{sh}(\mu d) - r \text{ch}(\mu d)} J_0(\mu r) d\mu - i c_0 \text{ch}[k(\zeta + d)] \text{ch}[k(z + d)] J_0(kr) \quad (3-28)$$

$$\text{式中, } R = [(x-\varepsilon)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$R' = [(x-\varepsilon)^2 + (y-\eta)^2 + (z+2d+\zeta)^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$r = [(x-\varepsilon)^2 + (y-\eta)^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$v = \frac{w^2}{g}$$

$$c_0 = \frac{2\pi(v^2 - r^2)}{(R^2 - v^2)d + v}$$

(2) Green 函数法

在奇点分布法中, 在物体表面上各源点 ε 处布置强度为 $f(\varepsilon)$ 的源, 将方程 (3-28) 的基本解作为 Green 函数, 应用 Green 定理可得物体表面上全部源在场点 x 处的速度势为

$$\phi'_0(x) = \frac{1}{4\pi} \iint_S f(\varepsilon) G(x, \varepsilon) dS \quad (3-29)$$

式中 S 表示物体表面。为确定源强分布函数 $f(\varepsilon)$, 需使用剩下的一个边界条件, 即在物体表面的场点 x 处应有

$$\frac{\partial \phi'_w}{\partial n} = -\frac{\partial \phi'_D}{\partial n} \quad (3-30)$$

这里的 n 是物体表面的外法线方向。将方程 (3-29) 代入方程 (3-30) (注意在源点位置函数的奇异性), 可得物体表面条件为

$$-\frac{1}{2} f(x) + \frac{1}{4\pi} \iint_S f(x) \frac{\partial G(x, \varepsilon)}{\partial n} dS = \frac{\partial \phi'_w(x)}{\partial n} \quad (3-31)$$

这是求源强 $f(\varepsilon)$ 必需的 Fredholm 积分方程。求解这一方程合适的方法是离散化数值方法。

(3) 离散解法

将物体表面划分为 N 个小面元，并使物体的边界条件在每一面元中心处满足。在各面元上的源强分布取为均匀，这样积分方程 (3-31) 化为第 i 面元上源强为 f_i 的有限数目的代数方程组

$$\sum_{j=1}^N B_{ij} f_j = b_i, i=1,2,\dots,N \quad (3-32)$$

这些方程的物理意义是表示全部面元及入射波势对面元上的边界条件的影晌。

系数 b_i 及 B_{ij} 为

$$b_i = -2 \frac{\partial \phi'_w}{\partial n}(x_i)$$

$$B_{ij} = \begin{cases} \frac{\Delta s_j}{2\pi} \frac{\partial G(x_i, \varepsilon_j)}{\partial n}, j \neq i \\ -1, j = i \end{cases} \quad (3-33)$$

算出矩阵 B_{ij} 及列矢量 b_i 后，可由复数矩阵求得 f_i ，从而可用方程 (3-29) 的如下离散形式计算物体表面绕射势：

$$\phi'_D(x_i) = \sum_{j=1}^N A_{ij} f_j \quad (3-34)$$

$$A_{ij} = \begin{cases} \frac{\Delta S_j}{4\pi} G(x_i, \varepsilon_j), j \neq i \\ \frac{1}{4\pi} \iint_{\Delta s_j} \frac{1}{R} dS, j = i \end{cases} \quad (3-35)$$

在求得速度势后，可得物体表面上的压力分布

$$p = -\rho g Z - i\omega \rho \phi' e^{i\omega t} \quad (3-36)$$

作用在物体上的力及力矩为

$$F = - \iint_S p n dS$$

$$M = - \iint_S p(r \times n) dS \quad (3-37)$$

3.3 本章小结

本章作为基础分别介绍了海洋工程结构物中小构件和大构件波浪力的计算方法。在计算小构件的波浪载荷时,介绍了影响波浪力计算的两个重点:一是不同波浪理论的选取;二是曳力系数和惯性系数的确定。本文着重于讨论应用非线性 Stokes 高阶波波浪理论计算的波浪力,相应的系数按目前的规范选取,并在最后给出了考虑实际有海流存在时波浪力计算公式的修正形式。在计算大构件的波浪载荷时,主要应用理想流体的计算方法,介绍了用数值方法求解的基本思想和基本思路。

第 4 章 系统简化建模分析

4.1 ABS 系统

ABS 系统是挪威 ATLANTIS 公司提出的一种水下设施,在深海和中等深海的油气井中分别从事海上钻井和油气开采工作,其主要设施包括一中间站 (Artificial Buoyant Seabed,简称 ABS),一根连接海底与中间站底部的下立管 (Casing Extension),一根连接中间站顶部与海面平台的上立管(Drilling Riser),一艘海面工作半潜式平台 (Drilling Unit),深水钻井装置系统完整组合模型如图 4.1 所示。

ABS 系统采用一种形成一人工海底的潜设浮体 (即中间站, ABS),使得从相当大的海洋深度处采收油气成为可能。ABS 为一基于浮力的空心浮体,以张力支柱/支腿锚固在海底处并位于比海底显著接近于海面的深度处。ABS 能够提供足够的浮力,以支撑安装 BOP 的重量,并使得连接 ABS 与海底的下立管产生足够的张力而保持竖直和起到锚固的作用,下立管 (Casing Extension, 或称为套管衬管),具有双重作用,既做为套管,也作为锚固 ABS 的张力支柱。

ABS 的适用水深范围很广,可达 400—4000 米,相应的潜设浮体 ABS 可以安放在海面以下 200—500 米的深度处,此处波浪对水下物体影响很小。采用 ABS 系统,可以使得已有浅水钻井设施 (如半潜式钻井平台等) 经过较少改装就能应用于深水钻井作业,从而显著降低成本。

在本文的初步研究中,取 ABS 系统的工作水深为 1500 米,ABS 没于水中 300 米深度,对应于下立管长度为 1190 米。

在接下来的计算研究中,ABS 系统还将做进一步的简化处理。

4.1.1 ABS 设计参数

用于本次研究的 ABS 主要设计参数见表 4.1,设计示意图如图 4.2 所示。



图 4.1 系统完整组合模型

ABS 的上柱体的中心有一个直径为 1.8 米、开口的内空心柱体。另有开放舱室，上面有板覆盖。上下柱体之间有格子架，供水下作业用。ABS 共有 10 个浮力舱室：两个舱室位于中心，由垂直隔板分开，直径 6.5 米，位于下柱体和中间圆锥体中，8 个环形舱室位于下柱体，环形均匀分布，内直径 6.5 米，外直径 16 米。通过调节这些浮力舱室中的压载水量，可以调节 ABS 提

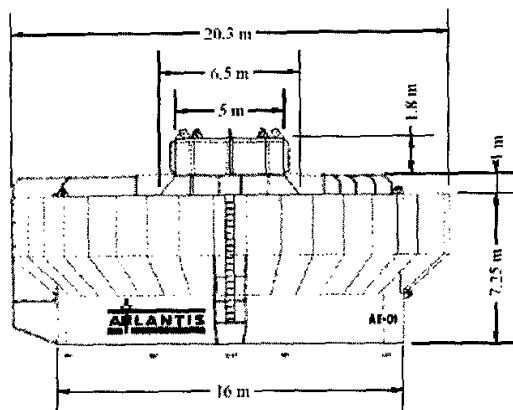


图 4.2 ABS 侧视图

表 4.1 ABS 主要设计参数

项目	单位	实体
下柱体直径	m	16
下柱体高度	m	7.25
中间圆锥体下直径	m	6.5
中间圆锥体上直径	m	5
中间圆锥体高度	m	1
上柱体外直径	m	5
上柱体高度	m	1.8
缠绕泡沫材料外直径	m	20.3

供的浮力大小，按照 ATLANTIS 公司的设计，ABS(包括 BOP)总重量 360t，可产生净浮力 $F=40t-1500t$ 。

为了初步研究的开展，确定了 ABS 的基本净浮力。基本净浮力的确定标准为：浮筒的浮力除了承担 BOP 的重量外，还承担水下立管的重量，使得下立管与海底连接端的轴向力为零。

4.1.2 立管参数

上立管和下立管采用的套管为直径 20", 厚度为 0.5" 的刚性套管, 其物理属性如表 4.2 所示。

表 4.2 立管参数列表

立管参数	符号	单位	数值
外(直)径	D	m	0.508
内(直)径	d	m	0.4572
壁厚	t	m	0.0254
截面积	A	m^2	0.03849
弹性模量	E	kg/m^2	2.1E10
泊松比	μ		0.3
材料密度	ρ	kg/m^3	7800
海水密度	ρ_w	kg/m^3	1025.0
上立管长度	L1	m	290
下立管长度	L2	m	1190

4.2 系统简化模型的建立

本文的研究对象为立管, 把立管简化为一个空间梁, 在此分析中主要应用以下假设:

1. 立管的结构变形在材料的弹性范围内
2. 不考虑立管的升力
3. 流速不随时间而变化, 方向沿着波传播的方向

建立深水立管的计算模型如下:

一、环境条件

COSL 目前考虑的深水钻井设施目标应用海域为我国南海深水海域, 因

此在本次研究中,所选定的环境条件针对 COSL 有意向进行开发的我国南海海域的环境条件。

水深条件:设计水深 1500m

波浪条件:设计波高 17.9m,设计周期 10.7s。

海流条件:水面流速 1.0m/s,水深 300 米处流速 0.5m/s,海流衰减我们近似认为线性的。水深 600 米以下海流速度为 0.1m/s。

边界条件:已知平台的水平运动半径不超过 10m,基线距离主甲板距离为水面以上高度:19.88m。立管顶端:取 1 自由度约束一固定位移,2 自由度释放,3 自由度完全约束。立管底端:下立管深入海底泥面下 60m,泥面以下 40m 呈刚固状态,泥面下与下立管夹角不超过 7°。

二、施加载荷

1. 强制位移 (由于立管受顶部平台位移而产生的强迫运动);

2. 立管自身体积力 (包括重力和浮力);

水面以上的立管受到重力作用,可看作在立管上面施加一个分布载荷,线载荷的大小为:

$$q_1 = \rho g A = \rho g \pi (D^2 - d^2) / 4 = 2942.2 \text{ N/m}$$

水面以下的立管受到重力以及浮力作用,同样可看作在立管上面施加一个分布载荷,线载荷的大小为:

$$q_2 = \rho g A - \rho_w g \pi D^2 / 4 = 926.0 \text{ N/m}$$

3. 立管受到的 ABS 对它的作用力。

(1) ABS 自身受到浮力作用,对立管作用一个向上的集中力。

300 米深处受到 ABS 浮力作用。ABS 的基本净浮力取下立管在水中的静重量,以使下立管和海底相连接部位不承受轴向压力。我们计算基本净浮力 B (提供的总浮力减去 ABS 包括 BOP 的水中重量) 作用下的系统响应,即 $B = 110.17 \text{ t}$ (等同于 1500 米水深中下立管的水中重量)。

(2) ABS 受到流的作用,在水面下 290m-310m 之间对立管产生一个横向的流力,为了简化计算,我们可近似认为此作用力均匀施加在立管上,且

ABS 系统保持垂直状态，暂不考虑立管对 ABS 的影响。

ABS 具有较大的剖面尺寸，属于大构件，在计算波浪载荷时不能忽略有结构物存在而产生的流体绕射作用。在深度为 $Z=-L/2$ 处，波浪的幅值衰减到水面的 4%，即波浪运动可以一直传递到经水面以下约半个波长处，也就是说在深度为 $L/2$ 以下的结构物，可以忽略波浪对它的影响。 $-L/2=-89.3\text{m}$ ，浮筒所在深度 $Z=-300\text{m}$ ，可认为浮筒不受波浪影响，只考虑海流对它的作用力。假定海流在一段时间内是稳定的，因此在定海流的作用下 ABS 受到一个大小不变的横向力。

本文中可以使用大型流体软件 fluent 对它进行流场模拟及动力计算，具体计算过程在下一节中详细讲述。

4. 立管受到的波流耦合动载荷

立管属于小尺度构件，采用著名的 Morison 公式理论计算它受到波流耦合的动载荷作用。加载时需借助于有限元软件，编写 inp 文件。这些在下一章具体讲述。

4.3 使用流体软件 FLUENT 计算 ABS 受到的流作用力

FLUENT 软件是 FLUENT 公司设计的通用 CFD 软件，用来模拟从不可压缩到高度可压缩范围内的复杂流动，由于采用了多种求解方法和多重网格加速收敛技术，因而 FLUENT 能够达到最佳的收敛速度和求解精度，FLUENT 使用灵活的非结构化网格和基于解算的自适应网格技术及成熟的物理模型，使其在无粘流、层流、湍流、多相流等方面应用广泛。

4.3.1 计算理论基础

对于单向、匀质流体来说，描述流体运动的基本方程为 Navier-Stokes 方程和连续方程，这两个方程一起组成了封闭方程组，来求解流场中各点的速度和压力分布，其中 Navier-Stokes 方程的形式为：

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V = F - \frac{1}{\rho} \nabla P + \nu \nabla^2 V \quad (4-1)$$

以上 V 为速度矢量, F 为质量力, ρ 为密度, P 为压力, ν 为流体的运动粘性系数。

对于 ABS 所受的流诱导力来说, 由于粘性力所占的比重很小, 因此在计算中假设海水为均匀、不可压缩、无粘、无旋的理想流体, 忽略粘性对流体运动的影响, 因此在 N-S 方程中令粘性系数 $\nu = 0$, 则上式可改写为:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V = F - \frac{1}{\rho} \nabla P \quad (4-2)$$

写成分量形式为:

$$\begin{aligned} \frac{Du}{Dt} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \\ \frac{Dv}{Dt} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} \\ \frac{Dw}{Dt} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} \end{aligned} \quad (4-3)$$

上式称为理想流体的 Euler 型运动方程式, 简称 Euler 方程。

此外, 对于不可压缩流体, 其质量守恒方程, 即连续方程式可写为:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot V &= 0 & \text{或} \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0 \end{aligned} \quad (4-4)$$

对理想流体来说, Euler 方程与连续方程一起构成了封闭方程组, 4 个方程解 u 、 v 、 w 、 P 等 4 个未知量。从理论上讲, 解是存在的, 但却不是唯一的, 因为无法确定在求解过程中出现的积分常数。因此为了得到唯一解, 还必须针对具体问题加上合适的边界条件和初始条件, 即可求得流场各处的速度和压力分布。

4.3.2 计算过程

首先建立 ABS 的几何模型, 对其表面划分网格, 然后将其置于一个无限流场中, 并对其周围的流场区域划分网格, 将 ABS 采用三角形网格, 周围的流场的划分采用四面体为主的混合型网格。

根据 ABS 所处的环境条件, 输入流场的物理性质, 并设定求解定长流场, 以及忽略流体粘性的影响。输入已知的边界条件, 假设 ABS 处于一个大的长方体墙体中, 流体质点不可穿过, 尺寸取浮筒尺寸的 10 倍, 可认为墙面的存在对流体和 ABS 的作用没有影响, 远处来流方向为速度入口, 并输入该处的来流速度的大小和方向, 去流方向则设为出流边界。

具体的计算区域和边界条件如图 4.3 所示, 图 4.4 为 ABS 表面网格的三视图。

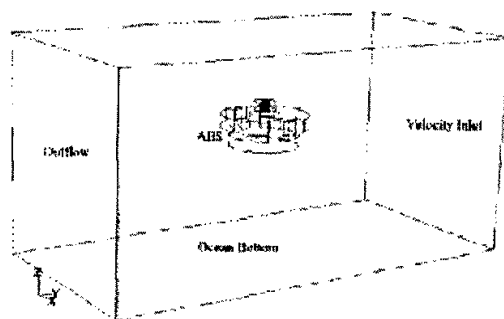


图 4.3 计算区域及边界条件示意图

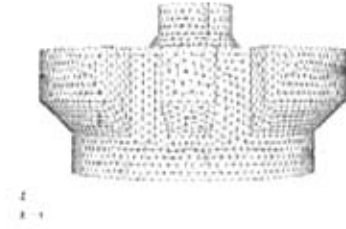


图 4.4 ABS 网格正视图

在水下 300m 处，海流流速为 0.5m/s。当来流方向与 ABS 浮筒呈 90° 时，流诱导 ABS 浮筒的作用力最大。因此我们假定来流方向为 90°，即浮筒作用力最大的方向。用大型流体软件 FLUENT 进行计算，得出 ABS 受到沿海流方向的作用力为：

$$F_{\text{浮筒}} = 1.5 \times 10^4 \text{ N}$$

4.4 本章小结

本章主要确定了 ABS 系统的基本参数，并且进行了简化建模，以及确定了立管所处的环境条件和立管受到的环境载荷，为下一章的有限元分析做了铺垫。在计算浮筒受到的海流作用力时，使用了大型流体软件 FLUENT 建模计算。

第5章 动态响应分析

5.1 概述

海洋立管受到的波流耦合力随时间变化的载荷，是一种动载荷。因此要考虑结构的应力，变形等不能简单的从静力学方面求解，进行动力学分析是必不可少的。但由于比静力学问题多了一个时间变量，即结构位移和应力不仅是空间坐标的函数，而且也是时间坐标的函数，使求解动力问题控制方程的难度增加。随着电子计算机的广泛使用和有限元法的发展，已使得对复杂结构进行动力分析成为现实。

结构动力分析的主要任务有二：其一是求出结构的动态特性，主要指求出结构的固有频率和振型，其二是求出结构对随时间变化的载荷的响应，亦即结构在动载荷作用下的运动规律、应力。任务一是解决结构能否正常工作的问题，同一动载荷作用下，不同结构的响应是不同的，响应的大小直接与结构的固有频率相关。任务二是解决结构能否可靠工作的问题，有了结构各点的应力时历曲线，可进行相应的极值分析和结构疲劳寿命评估。

5.2 动力响应的计算方法

结构体系振动自由度是结构动力学中一个重要概念，它是指确定体系全部质量位置所需的独立参数个数。而结构物的质量一般是连续分布的，因此惯性力也是连续分布的。确定一个实际结构全部质量位置所需的独立参数将是无穷多个，这使求解十分困难。而借助有限元法的概念，将无穷多个自由度的振动体系近似地以有限个自由度代替；这正是工程实际采用的方法。同静力问题一样，动力问题中也采用将结构离散成有限个单元，这样单元节点的位移、速度、应力、应变都是时间的函数。

对于一个实际结构，除需要给出与静力分析相类似的边界条件外，一般还需要给出其初始条件。动力分析的求解方法可以采用有限差分法，也可以

采用有限元法。若用有限元法求解，则可将立管沿轴向离散为若干个梁元，以节点上的位移作为基本未知量进行求解。基本方程经离散后的标准形式为：

$$[M]\{\ddot{D}\} + [C]\{\dot{D}\} + [K]\{D\} = \{F\} \quad (5-1)$$

式中， $[M]$ 为系统的质量矩阵（包括附加质量）； $[C]$ 为阻尼矩阵（包括结构阻尼与流体动力阻尼）； $[K]$ 为刚度矩阵； $\{D\}$ 、 $\{\dot{D}\}$ 、 $\{\ddot{D}\}$ 分别为节点的位移、速度、加速度矢量； $\{F\}$ 为外载荷矢量。所谓动力响应问题，即在已给出 $t=0$ 时的初始位移 D_0 、初始速度 \dot{D}_0 ，并给出了作用力 $\{F\} = \{F(t)\}$ 或初始加速度时，求解结构各节点在此后各时刻的位移 $\{D\}(t)$ 、速度 $\{\dot{D}\}(t)$ 和加速度 $\{\ddot{D}\}(t)$ 。

对立管做动力分析，立管的运动微分方程可写为：

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(EI(z) \frac{\partial^2 x}{\partial z^2} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left[T_e(z) \frac{\partial x}{\partial z} \right] + m_x(z) \ddot{x} + c\dot{x} = f_{xs}(x, z, t) \quad (5-2)$$

其中 EI 代表刚度， $T_e(z)$ 和 $m(z)$ 分别等于立管的相当轴向张力和质量， c 是阻尼系数。

对于线性问题，式（5-2）表示的是一组常系数二阶线性微分方程，但其中所含的方程数量很多，难以用常规方法求解。为了满足要求，人们找出了一些近似方法。到目前为止，这些近似方法大致可分为两类，即坐标变换法及直接积分法。坐标变换法主要就是模态分析法，也叫振型叠加法。

关于非线性问题，主要有以下几种：

（1）材料非线性

这种非线性可能是人们最熟悉的，大多数金属在小应变时都具有良好的线性应力/应变关系，但在应变较大时材料发生屈服，在这点上材料的响应变成了非线性的和不可逆的。

（2）边界非线性

弱边界条件随分析过程发生变化，就会产生边界非线性的问题。边界非线性是极度不连续的，在模拟分析中发生接触时，结构的响应特性会在瞬时发生很大的变化。

(3) 几何非线性

这种非线性的来源是与分析过程中模型的几何改变相联系的, 几何非线性发生在位移的大小影响到结构响应的情形。

关于非线性问题的有限元解法, 与线性问题不同的是, 无论是材料非线性还是几何非线性的情况下, 单元刚度阵 $[k]^e$ 不在与单元节点位移 $\{d\}^e$ 无关, 因此非线性有限元改写为

$$[K\{d\}]\{d\} = \{R\} \quad (5-3)$$

求解非线性方程 (5-3) 一般都采用线性化的方法, 把非线性问题转化为一序列线性问题求解。其转化方法有多种。如以载荷的处理划分可分为全量法和增量法两大类。在原本载荷及全部载荷作用下进行线性迭代计算的方法, 称为全量法。该法是从求解非线性方程得根提出来的。在数学上对于没有直接方法求根的非线性方程, 常常采用线性化序列逼近。如令

$$\{f\{d\}\} = [K\{d\}]\{d\} - \{R\} = 0 \quad (5-4)$$

则方程组 $\{f\{d\}\} = 0$ 的根基是方程 (5-3) 的解。从力学角度看, $[K\{d\}]\{d\}$ 为内力, $\{R\}$ 为外力, $\{f\{d\}\}$ 代表的是线性化进程中的内力于外力的不平衡, 只有 $\{d\}$ 味精却只是 $\{f\{d\}\} = 0$ 才成立。

Newton-Raphson 提出了 Taylor 展开构造法, 简称 N-R 法 (牛顿-拉弗森方法), 实质上是切线刚度法。

如非线性材料的应力-应变关系可表示有如下列增量关系

$$d\{\sigma\} = [D_t(\epsilon)]d\{\epsilon\} \quad (5-5)$$

方程 (5-4) 可改写为

$$\{f\{d\}\} = \sum_{\nu^e} \int [B]^T \{\sigma\} dv - \{R\} = 0 \quad (5-6)$$

对于小变形, $[B]$ 为依赖于节点坐标的应变矩阵, 因此

$$d[\epsilon] = [B]d\{d\}^e$$

$$\text{而} \quad d\{f\{d\}\} = [K_t\{d\}]d\{d\} \quad (5-7)$$

式中 $[K_T\{d\}] = \sum_{V^e} [B]^T D_T(\epsilon) [B] dV$ 成为切线刚度矩阵,

$$\text{即 } \frac{d\{R\}}{d\{d\}} = [K_T\{d\}] \quad (5-8)$$

设 $\{d\}_n$ 施与精确解相差 $\Delta\{d\}_n$ 的第 n 次近似解, $\Delta\{d\}_n$ 满足方程

$$\{f(\{d\}_n + \Delta\{d\}_n)\} = 0 \quad (5-9)$$

对于上式进行 Taylor 并仅取其线性项, 则有

$$\{f(\{d\}_n + \Delta\{d\}_n)\} = \{f\{d\}_n\} + \left\{ \frac{\partial f}{\partial d_n} \right\} + \left\{ \frac{\partial f}{\partial d_n} \Delta d_n \right\} = 0 \quad (5-10)$$

$$\text{即 } [K\{d\}_n]\{d\} + [K_T\{d\}_n]\Delta\{d\}_n = 0 \quad (5-11)$$

在已知第 n 次迭代值 $\{d\}_n$ 的情况下, 式 (5-11) 为以 $\Delta\{d\}_n$ 为未知数的增量方程, 解之可获得 $\Delta\{d\}_n$ 。由于只取了 Taylor 展开中的线性项, $\Delta\{d\}_n$ 仍是近似的。再从 $\{d\}_n + \Delta\{d\}_n = \{d\}_{n+1}$ 出发进一步按上式过程修正, 得迭代公式:

$$[K_T]_n \Delta\{d\}_{n+1} = \{R\} - \{R\}_n \quad (5-12)$$

式中

$$\{R\}_n = \sum_{V^e} [B]^T \{\sigma\}_n dV$$

又有

$$\{d\}_{n+1} = \{d\}_n + \Delta\{d\}_{n+1}$$

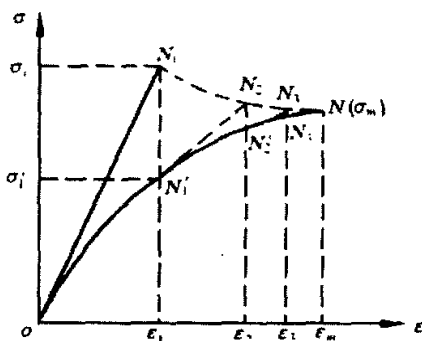


图 5.1 $\sigma - \epsilon$ 曲线

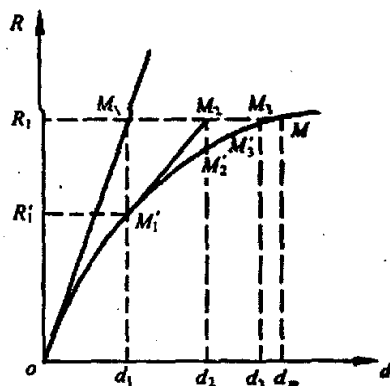


图 5.2 $R - d$ 曲线

切线刚度法的具体计算步骤为

(1) 取材料得初始切线弹性常数 E_0 、 μ_0 ，求得 $[D_T]_0$ ，并按式 (5-8) 求出 $[K_T]_0$ 。

(2) 施加全部载荷 $\{R\}$ ，并令 $\{R\}'_{n=0} = 0$ 及 $\{d\}_0 = 0$ ，代入迭代式 (5-12)，即 $[K_T]_0 \Delta\{d\}_1 = \{R\}$ 解得 $\Delta\{d\}_1$ ；并得 $\{d\}_1 = 0 + \Delta\{d\}_1 = \Delta\{d\}_1$ ，如图 5.2 中一维情况下的 M_1 点所示，并由此求出应变 $\{\varepsilon\}_1$ 和应力 $\{\sigma\}_1$ ，如图 5.1 中一维情况下的 N_1 点所示。

(3) 由 $\{\varepsilon\}_1$ 从 $\sigma - \varepsilon$ 的非线性关系上求相应的 $\{\sigma\}'_1$ ，如图 5.1 中 N'_1 点所示。如果材料是线性的，则 $\{\varepsilon\}_1$ 的应变就对应于 $\{\sigma\}_1$ 的应力，并且它于外载荷平衡。但现在在材料非线性， $\{\varepsilon\}_1$ 实际上只对应 $\{\sigma\}'_1$ 的应力，它不能与外载荷平衡。故可由 $\{\sigma\}'_1$ 求出 $\{R\}'_1$ ，即 $\{R\}'_1 = \sum_e \int_{V^e} [B]^T \{\sigma\}'_1 dV$ 才是与 $\{d\}_1$ 相对应的载荷。

(4) 由 $\{\varepsilon\}_1$ 、 $\{\sigma\}'_1$ 求切线弹性常数 E_1 、 μ_1 (E_1 相当于图 5.1 曲线上 N'_1 点的切线斜率)。求出 $[D_T]$ 并按式 (5-8) 求出 $[K_T]$ ，即图 5.2 中的 $M'_1 M_2$ 斜率。

(5) 迭代式 $\{\sigma\} = [D(\varepsilon)]\{\varepsilon\}$ ，得 $[K_T]_1 \Delta\{d\}_2 = \{R\} - \{R\}'_1$ 由此可解得

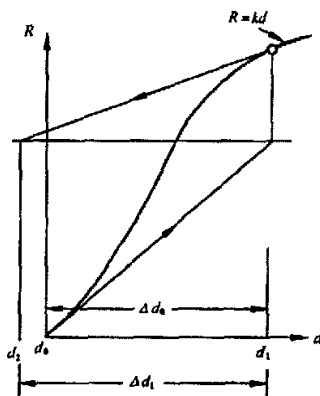


图 5.3 N-R 迭代过程中的发散

$\Delta\{d_2\}$ ，并进一步得 $\{d\}_2 = \{d\}_1 + \Delta\{d\}_2$ ，相当于图 5.2 中与 M_2 点对应的 d_2 。

(6) 重复步骤 (3)、(4)、(5) 反复迭代，直到 $|\{d\}_m - \{d\}_{m+1}|$ 小于规定限值为止。图 5.2，图 5.2 代表一维问题的应力和位移在迭代过程中的变化。

N-R 法的迭代过程通常是收敛的。但当所选取的初始值偏离真实解较大时，如图 5.3 所示的那样，发散也是可能的。

该法在每次迭代中必须重新形成一个系数矩阵并求解一次线性方程组。应该指出，如果原始的离散化方程是通过变分原理导出的，则切线刚度阵 $[K_T]$ 总是对称的，而采用直接迭代法，系数矩阵对称性不一定能满足。

本文结构系统的离散、组装与方程组 (5.1) 式的求解借助于 ABAQUS 软件。

5.3 使用有限元软件 ABAQUS 计算立管的动态响应

5.3.1 ABAQUS 软件介绍

ABAQUS 是一套功能强大的基于有限元方法的工程模拟软件，它可以解决从相对简单的线性分析到极富挑战性的非线性模拟等问题。ABAQUS 具备十分丰富的材料模型库，可以模拟大多数典型工程材料的性能，包括金属、橡胶、聚合物、复合材料、钢筋混凝土、可压缩的弹性泡沫以及地质材料等。作为一种通用的模拟工具，应用 ABAQUS 不仅能够解决结构分析（应力/位移）问题，而且能够模拟和研究包括热传导、质量扩散、电子元器件的热控制、声学 and 压电分析等广阔领域中的问题。它还可应用于海洋采油结构系统的分析，包括高柔韧性系统，如深水中的立管和管道系统，非线性分析功能尤为强大。本文分析的立管变形属于大挠度，所以重点要考虑它的几何非线性，使用 ABAQUS 解决此类问题非常适合。

ABAQUS 由两个主要的分析模块组成：ABAQUS/Standard 和 ABAQUS/Explicit。其中在 ABAQUS/Standard 中还附加了三个特殊的分析模块：ABAQUS/Aqua、ABAQUS/Design 和 ABAQUS/Foundation。另外，ABAQUS 还分别为 MOLDFLOW 和 MSC.ADAMS 提供了 MOLDFLOW 接口

和 ADAMS/Flex 接口。ABAQUS/CAE 是集成的 ABAQUS 工作环境，它包括了 ABAQUS 模型的建模、交互式提交作业和监控运算过程，以及结果评估（即后处理）等功能。ABAQUS/View 是 ABAQUS/CAE 的子模块，它包括其中的后处理功能，这些模块之间的关系如图 5.4 所示：

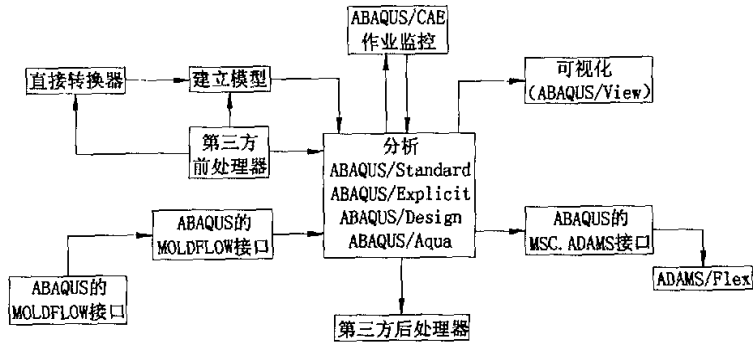


图 5.4 ABAQUS 流程图

ABAQUS/Aqua 是一套选择功能，可以附加到 ABAQUS/Standard 模块。它的功能在于模拟近海结构，如海上石油钻井平台，其它一些功能包括模拟波浪、风载及浮力的影响。

5.3.2 使用 ABAQUS 计算过程

使用 Airy 波用设计波法定义计算过程如下：

线性 Airy 波通常被用来模拟波高和水深比 H/d 小于 0.03、水深和波长比 d/λ 大于 20 的波浪。因为 Airy 波是线性的，大量波序运行在不同的方向可以被定义，流体质点的速度、加速度可以线性叠加，每一个波动分量的方向余弦可以根据静水面来定义。

ABAQUS 软件默认，Airy 波由波长 λ_N 定义，当然，也可以用波浪周期 T_N

定义,

输入文件为:

*WAVE, TYPE=AIRY

Amplitude,wavelength,phase angle,x-direction cosine,y-direction cosine

或:

*WAVE,TYPE=AIRY,WAVE PERIOD

Amplitude,wave period,phase angle,x-direction,y-direction

使用 Stokes 五阶波用设计波法定义计算过程如下:

Stokes 五阶波是一深水波理论, 适合于较大波长的波浪。因为 Stokes 五阶波是一非线性波, 只能定义一列波序, 波长和周期的关系也比较复杂,

输入文件为:

*WAVE,TYPE=STOKES

wave height,wave period,phase angle,direction of travel cosines

表 5.1 波浪理论的选取

工况	横坐标 ($\frac{d}{gT_{app}^2}$)	纵坐标 ($\frac{H}{gT_{app}^2}$)	波浪理论
H=17.9m T=10.7s	1.3369	0.01592	Stokes 五阶波

二维动态波浪理论应该根据图 5.5 进行选取,两个参考值分别为 $\frac{H}{gT_{app}^2}$ 、

$\frac{d}{gT_{app}^2}$, 计算如表 5.1 示:

根据规范 API RP 2A 中描述: 在自然界中波浪载荷的作用大多是动态的, 在很多设计中这些动态载荷都被静态等效了, 但是当水深达到一定程度时, 这种动态效应作用在结构上就不能被忽略。

本文将立管的响应计算分为两个计算步:

第一步为静态步, 将顶部受到的张紧力、自重和水平位移加在该立管上。

第二步为动态步，在第一步响应的基础上将波浪载荷的动态效应加上，时间增量选为 0.125 秒。

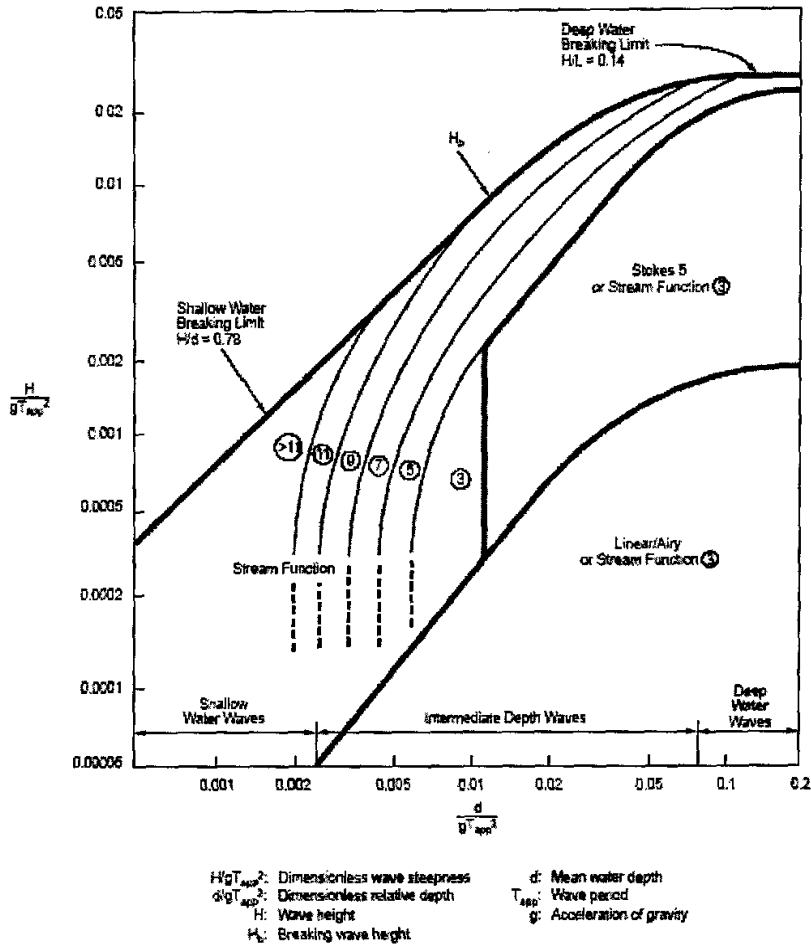


图 5.5 波浪理论的选取示意图

波流耦合力的加载输入文件为

**

** Aqua Normal drag load on ELSET PIPE

PIPE,FDD, 1., 0.508, 0.7, 1.

**el,FDD, amag0, D, Cd, Alphr, Ampc, Ampw


```

**

**   Aqua Inertial drag load on ELSET PIPE
PIPE, FI,    1.,  0.508,  2.0,   1.0
**el, FI, amag0,      D,  Cm,    Ca,  Ampw
**

```

5.3.3 动态响应分析与结果

本文对模型进行瞬态分析，即时域分析。其方法采用牛顿-拉弗森方法（即切线刚度法），考虑到几何非线性的影响。整个立管在变形最大时刻的位移云图，横向位移放大 10 倍，如图 5.6 所示。

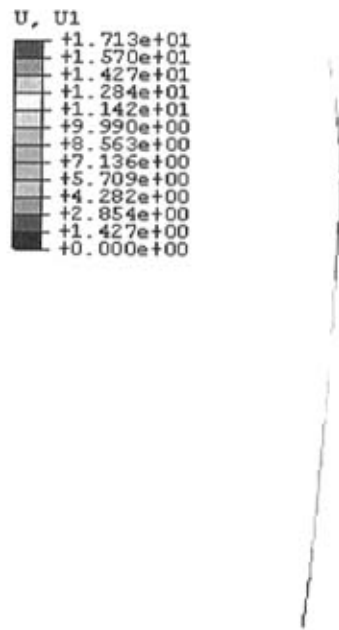


图 5.6 考虑非线性整个立管最大位移示意图

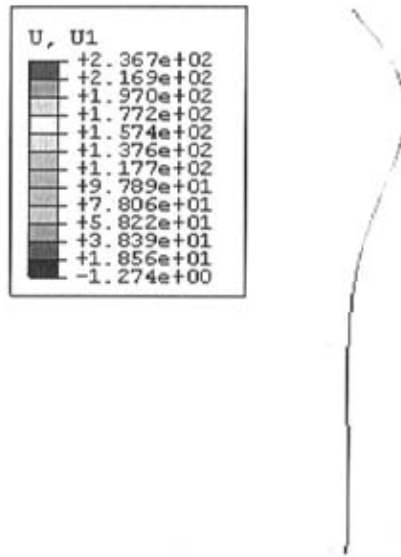


图 5.7 不考虑非线性立管最大位移示意图

如果不考虑几何非线性，用线性的方法求解，立管最大位移时刻的位移云图如图 5.7 所示，结果与考虑几何非线性的方法相比，相差很大。所以动力方程的求解过程中，位移变化对刚度阵的影响是不可忽略的，要不断根据位移的变化来修正刚度阵，否则就会得出如图 5.7 错误的结果。

钢管的变形比率警戒线为：

$$\delta_2 = 3\%, \text{ 海上钻井立管的极限变形值。}$$

其中钢管变形比率 $\delta = \frac{f}{l}$ ， l 为钢管长度， f 为钢管最大横向变形。

$$\text{立管的变形比率 } \delta = \frac{17.13}{1500} = 1.14\%, \text{ 小于海上钻井立管的极限变形值，}$$

在安全范围之内。

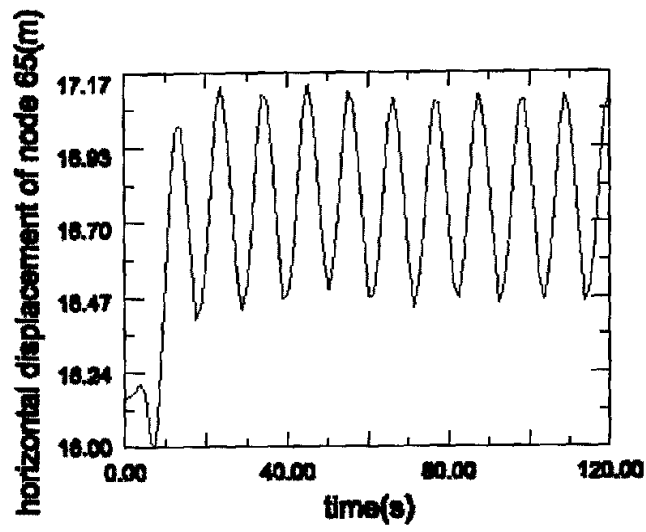


图 5.8 NODE65 的位移响应曲线

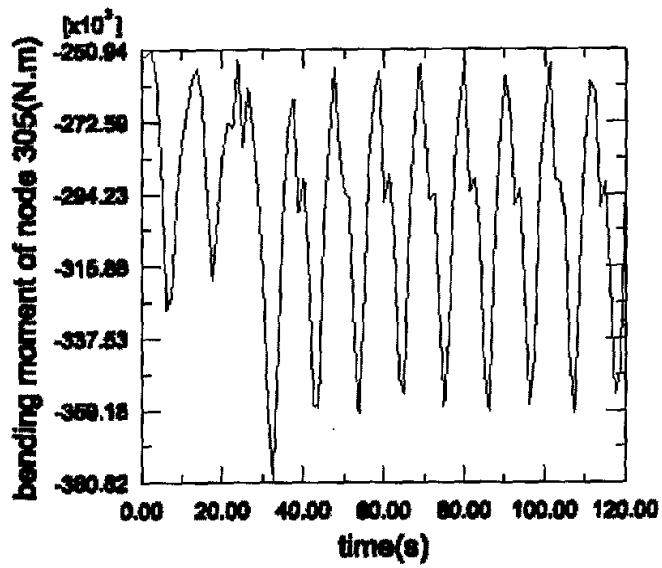


图 5.9 NODE65 的弯矩响应曲线

水面下 300 米处浮筒的位移响应曲线如图 5.8 所示，产生最大位移响应量为 17.1655m，立管斜角为 $\theta = \arcsin(17.1655/1200) = 0.82^\circ$ ，小于立管的最大允许倾角 7° ，而且立管的动力效应及相应的位移、速度、加速度都是不可忽略的。

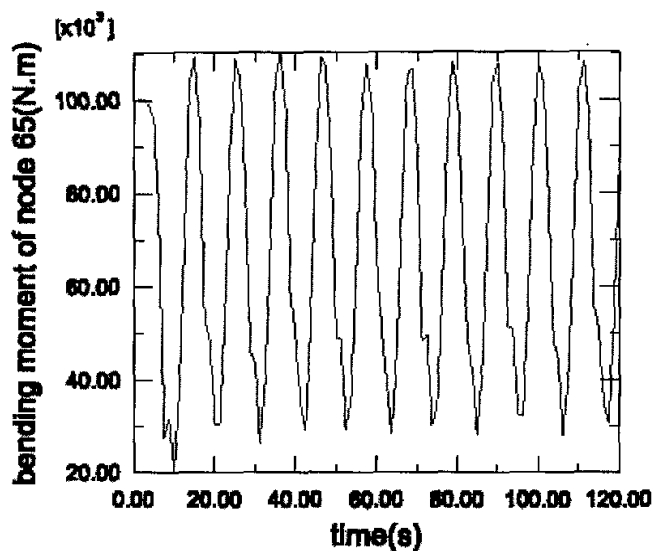


图 5.10 NODE305 弯矩响应曲线

立管根部 (NODE305) 所受的弯矩最大，这个地方是最危险的。ABS 所处位置 (NODE65) 立管的横向位移最大，所受的弯曲应力也比较大，这个地方也是比较危险，输出了两个地方的弯矩响应曲线如图 5.9，图 5.10 所示，NODE305 处最大弯矩为 $3.808 \times 10^5 \text{ N.m}$ ，NODE65 处最大弯矩为 $1.101 \times 10^5 \text{ N.m}$

$$\sigma_{\max} = \frac{M}{I} \cdot \frac{y}{2} = \frac{3.808 \times 10^5}{1.124 \times 10^{-3}} \cdot \frac{0.508}{2} = 86.05 \text{ MPa}$$

小于一般钢材的许用应力，所以立管是安全的。

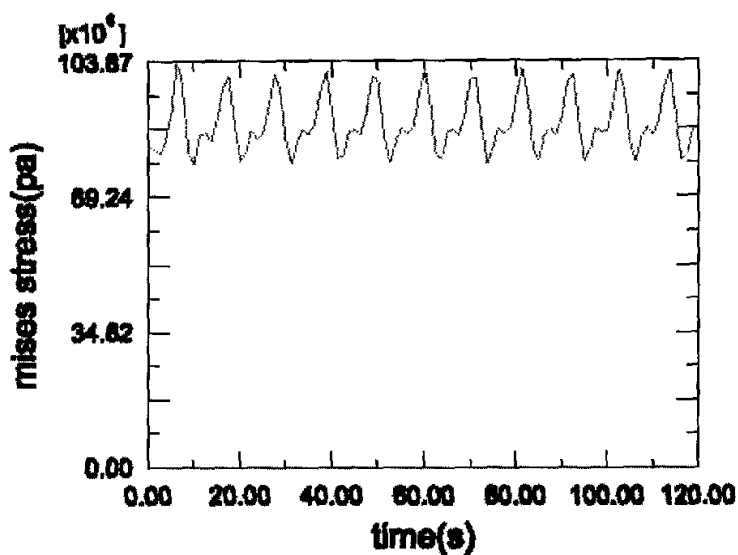


图 5.11 NODE305 mises 应力图

立管根部的 mises 应力图如图 5.11 所示，最大应力 $1.04 \times 10^8 \text{ Pa}$ ，小于一般钢材的许用应力，立管是安全的。

5.4 本章小结

本章运用有限元软件计算了在波浪载荷作用下立管系统的动力响应。进行了时域瞬态分析法，考虑几何非线性的影响，输出了立管位移和应力随时间变化的曲线，并得到立管产生的最大位移、最大应力等参数。通过对计算结果的分析，立管满足安全性要求。

第 6 章 极值响应分析

6.1 立管动态响应结果的统计分析

表 6.1 随机海况下立管响应计算结果

	波高 H (m)	周期 T(s)	时域响应计 算时间 12T(s)	NODE65 所受弯矩 (N.m)	NODE305 所受弯 矩 (N.m)
1	3.61	4.5	54	88326.6	309113
2	5.62	6	72	90382.6	306945
3	7.64	7	84	92890.9	332782
4	9.98	8	96	97601.4	342352
5	14.079	9.5	114	105268	371613
6	15.29	9.9	118.8	107644	362682
7	16.23	10.2	122.4	108081	368914
8	16.55	10.3	123.6	109288	371540
9	17.2	10.5	126	108575	376645
10	17.86	10.7	128.4	110093	380824
11	18.88	11	132	112950	385003
12	22.46	12	144	124790	458904
13	24.37	12.5	150	132649	491957
14	26.36	13	156	140137	481885
15	30	14	168	154783	416753

上一章使用时域方法对在某一工况下，对非线性斯托克斯五阶波和海流联合作用下立管的动态响应进行了分析计算。本章使用上一章的方法，对

n 个随机海况下立管的响应进行分析, 结果如表 6.1 所示。

6.2 两种分布函数介绍

在自然界, 近海结构所受到的环境载荷是随机的, 波浪、波浪载荷以及结构响应随时间的变化也是随机的。一个合适的分布类型必须用一种可能的分布来描述样本代表的随机变量。这些分布的精确预测对于确定工程中的设计参数是非常重要的, 比方说我们要预测极值响应。在随机波浪作用下对立管结构分析的困难在于环境载荷下非线性的影响。

本章主要研究的是极值响应量的统计估计, 这些响应量来自于一系列海洋工况下的动力分析的结果。一般来说, 波面服从于高斯分布, 波高服从于瑞利分布。如果系统受到的波浪力是服从于高斯分布, 而且系统是线性的, 那么基本的响应量也服从于高斯分布。然而如果系统受到的激励是非高斯的, 系统也具有非线性的特征, 情况就变得很复杂了。实际情况中, 在计算波浪力时, 莫里森公式中曳力项是关于流体和结构相对速度的二次方, 那么对结构的激励以及结构响应将是非高斯的。因此极值响应量的统计分布也不是瑞利分布。

对响应极大值寻找一个合适的分布类型是比较困难的, 下面使用威布尔分布和贡贝尔 I 型分布两种分布进行研究[29]。

1. Weibull 分布

在一些参考文献中威布尔分布也被称为极值分布的第 III 类型分布, 也是指数分布的一般形式。它使用两个参数, 此型的分布函数为:

$$p(x) = 1 - \exp\left\{-\left(\frac{x}{B}\right)^C\right\} \quad x \geq 0$$

两个参数使用伽马函数计算, 均值和方差分别如下式:

$$E[x] = B\Gamma\left(1 + \frac{1}{C}\right)$$

$$\sigma_x^2 = B^2 \{ \Gamma(1 + \frac{2}{C}) - [\Gamma(1 + \frac{1}{C})]^2 \}$$

如果将上式取对数:

$$\ln p(x) = (\frac{x}{B})^C$$

再次取对数

$$\begin{aligned} \ln \ln \frac{1}{1-p(x)} &= C \ln(\frac{x}{B}) \\ &= C(\ln x - \ln B) \end{aligned}$$

如果设上式的 $\ln \ln \frac{1}{1-p(x)} = Y$, $\ln x = X$, 此式就变成 $y = ax + b$ 表示的直线

形式。将数据点画在该纸上, 如果可以形成一条直线, 可认为该分布符合威布尔分布。

2. Gumble 分布

对很多实际情况, 初始概率分布不是精确可知的。但随着初始样本的增大, 不论初始分布为何, 其极值分布都趋向于某些渐进极值分布。最常用的试贡贝尔 I 型分布。初始分布为正态、对数正态、指数分布、 χ^2 分布等, 其极值均属于 I 型分布。此型的分布函数为:

$$p(x) = \exp\{-\exp[-B(x-C)]\} \quad -\infty < x < +\infty$$

其中参数

$$\begin{aligned} B &= \frac{\pi}{\sqrt{6}} \frac{1}{\sigma_x} \\ C &= E(x) - \frac{\sqrt{6}}{\pi} 0.577 \sigma_x \end{aligned}$$

如果将上式取对数:

$$\ln p(x) = -\exp[-B(x-C)]$$

再次取对数

$$-\ln \ln \frac{1}{p(x)} = B(x - C)$$

如果设上式的 $-\ln \ln \frac{1}{p(x)} = Y$, $x = X$, 此式就变成 $y = ax + b$ 表示的直线形式。

将数据点画在该纸上, 如果可以形成一条直线, 可认为该分布贡贝尔 I 型分布。

6.3 立管弯矩极值分布的确定

6.3.1 用极值概率纸验证立管弯矩极值分布类型

在得到 n 个工况下立管的弯矩极值后, 必须证明此样本是否符合极值分布。首先检验样本是否符合贡贝尔 I 型分布, 其方法如下[30]:

(1) 把 n 个数据按升序排列。设此数列为 $(i=1, 2, \dots, n)$ 。

(2) 参照数据 $(i=1, 2, \dots, n)$, 确定合适的刻度值, 并画在极值概率纸轴上。

(3) 从中位秩表上找出对应于的累积概率 的估计值。

(4) 在概率纸上画出数据 $(x_i, Y = -\ln(\ln(1/F(\hat{x}_i))))$ ($i=1, 2, \dots, n$) 的点, 画好的点如果大体上呈直线, 可以认为该数据符合极值分布, 画出一条拟合线。这条拟合线是一条左低右高的直线。

过去, 都是在专门的概率纸上进行统计分析, 但是, 现在没有找到概率纸。在此利用 Microsoft Excel 中的插入图表功能, 形成贡贝尔概率纸, 比较简单、易学。并利用 Excel 中的回归分析功能进行回归分析。

具体作法为:

先将立管弯矩极值 M_{\max} 按升序排列 (见表 6.2)。利用 Microsoft Excel

中的公式功能计算中位秩 $\hat{F}(i) = \frac{i-0.3}{n+0.4}$ 和 $Y = -\ln(\ln(1/\hat{F}(x_i)))$, 利用

Microsoft Excel 中的插入图表功能, 将某一工况下弯矩极大值作为 x_i 作为

表 6.2 弯矩极大值的统计分析

x	中位秩 $\hat{F}(t_i) = \frac{i-0.3}{n+0.4}$	对弯矩 极值按 升序排 列	对弯矩极 值取对数 $\ln x$	$Y = -\ln \ln \left(\frac{1}{\hat{F}(x_i)} \right)$	$Y = \ln \ln \left(\frac{1}{1 - \hat{F}(x_i)} \right)$
1	0.045455	306945	12.63442	-1.12851	-3.06787
2	0.11039	309113	12.64146	-0.79016	-2.14582
3	0.175325	332782	12.71524	-0.55453	-1.64628
4	0.24026	342352	12.74359	-0.3549	-1.29179
5	0.305195	362682	12.80128	-0.17126	-1.01026
6	0.37013	368914	12.81832	0.006117	-0.77167
7	0.435065	371540	12.82541	0.18361	-0.56029
8	0.5	371613	12.82561	0.366513	-0.36651
9	0.564935	376645	12.83906	0.560288	-0.18361
10	0.62987	380824	12.85009	0.771668	-0.00612
11	0.694805	385003	12.86101	1.010261	0.171265
12	0.75974	416753	12.94025	1.291789	0.354898
13	0.824675	478904	13.07926	1.646281	0.554526
14	0.88961	481885	13.08546	2.145823	0.790156
15	0.954545	481957	13.08561	3.067873	1.128508

横坐标，以 $Y = -\ln(\ln(1/\hat{F}(x_i)))$ 作为纵坐标，以 (0, 0) 点为原点自动生成极值概率纸，并将各坐标点 (X, Y) 在图中标出，见图 6.1，并利用图表中的回归分析功能得到拟合线及回归方程，可见可近似认为是直线，属极值分布。

同理，可对威布尔分布概率纸。并将各坐标点 (x_i, Y) 在图中标出，如图 6.2，坐标点比较分散，不在一条直线上。

经过比较，选用贡贝尔分布函数作为立管弯矩极值的分布函数。

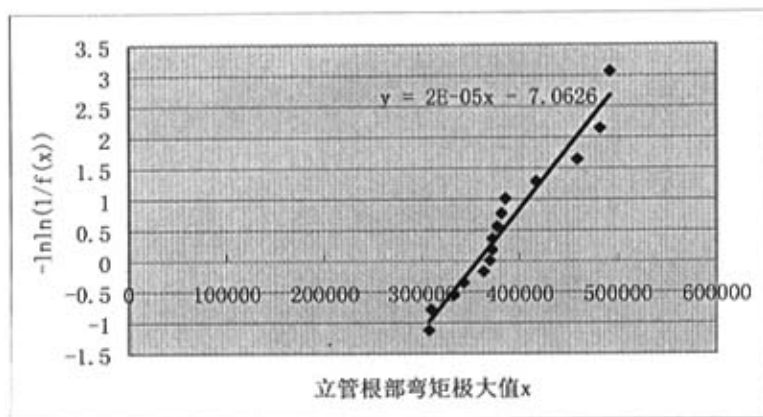


图 6.1 弯矩极值按贡布尔分布统计分布图

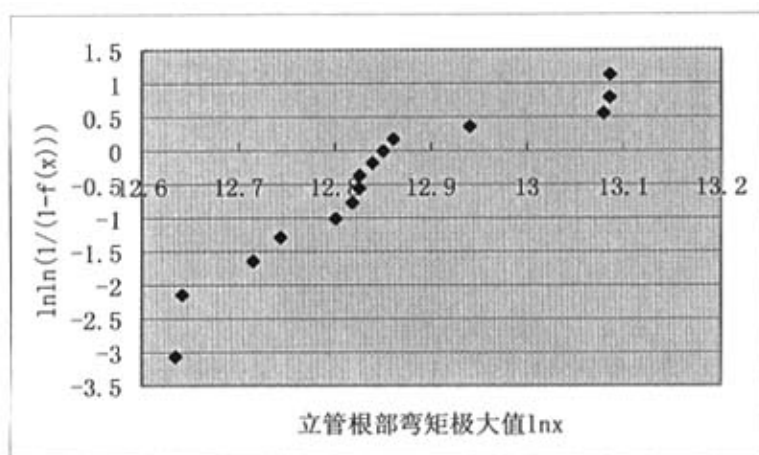


图 6.2 弯矩极值按威布尔分布统计图

6.3.2 分布参数的确定以及极值量的外推

利用获得的极值概率纸来确定贡布尔分布参数的方法如下：

在极值概率纸上，找出所绘的拟合线与 x 轴的交点 A ，在 x 轴上读取该交点的值，这就是分布众数 u 的估计值 \hat{u} ，在拟合线上任取两点 (x_1, Y_1) ，

(x_2, Y_2) ，通过 $\hat{k} = \frac{Y_2 - Y_1}{x_2 - x_1}$ ，求出参数 k 的估计值 \hat{k} ，利用下式求出均值 u

的估计值 \hat{u} ，标准差 σ 的估计值 $\hat{\sigma}$ ，见文献[33]。

$$\hat{u} = \hat{u} + \frac{0.57772}{\hat{k}}$$

$$\hat{\sigma} = \frac{1.282}{\hat{k}}$$

按以上方法，由图 6.1 可得到：

$$\hat{u} = 3.5303 \times 10^4 \text{ N} \cdot \text{m}$$

$$\hat{k} = 2.0 \times 10^{-5}$$

立管根部弯矩极大值的的均值估计值为 $\hat{u} = 382016 \text{ N} \cdot \text{m}$

立管根部弯矩极大值的的标准差估计值为 $\hat{\sigma} = 64100 \text{ N} \cdot \text{m}$

其中参数

$$B = \frac{\pi}{\sqrt{6}} \frac{1}{\sigma_x} = 2.0 \text{E-}5$$

$$C = E(x) - \frac{\sqrt{6}}{\pi} 0.577 \sigma_x = 353164$$

则立管弯矩极大值的累积分布函数为：

$$p(x) = \exp\{-\exp[-2.0 \times 10^{-5}(x - 353164)]\} \quad -\infty < x < +\infty$$

在工程设计中，我们只要限定一个可能的超越率 p ，一个限定的时间间隔 t ，就可以根据分布函数求出设计极值。

$$P(x_\alpha, t) = 1 - \alpha$$

x_α 称为设计极值， α 取决于设计者的要求，这个方法经常被用在生命周期的设计中，假设选取 $\alpha = 0.01$ ，则可以估算出保证率为 99% 的极值：

$$P(x_{0.01}, 1\text{年}) = 0.99$$

$x_{0.01}$ 表示了一年期间有 0.01 的可能性能超过这个值，即我们通常所说的百年一遇。

6.4 本章小结

本章主要对立管的根部弯矩极值进行了统计分析，摒弃了以往使用传统概率纸的方法，而是使用 Microsoft Excel 中的插入图表功能，形成不同类型的简单易用的概率纸。对通常的两种分布类型进行了比较验证，并确定了适合于立管弯矩极值的分布类型。根据拟合线求出了分布参数，进而确定分布函数，使之可以在实际的工程设计中确定所需要的设计极值。

结 论

本文主要研究“浮筒式深海钻井装置 ABS 系统”在海洋环境中的动态响应,考虑立管在波流耦合作用下的立管的极值响应情况,为中国南海海域钻井开采作业提供技术保障和支持。

总结论文的工作,主要有以下内容和结论:

1. 使用大型软件 ABAQUS /AQUA 模块对模型进行动态的时域分析。使用了非线性 Stokes 五阶波进行加载计算,考虑了波高的有限性,相比于线性波浪理论的微幅假设的局限性,响应结果更加准确。

求解动力方程时考虑了几何非线性的影响,使用 Newton-Raphson 方法求解。输出了立管位移和应力随时间变化的曲线,并得到立管产生的最大位移、最大应力等参数,得到了波流耦合作用下立管的一些响应极值,所得数据作为对深水海洋立管研究时的参考,并可得出以下结论:

(1) 深水立管在动力响应的求解过程中,几何非线性的影响是不可忽略的,否则就可能得出错误的结果。

(2) 通过以上计算分析的结果,立管在工况下分析的应力均在许用应力的范围内,满足安全性要求。

(3) 整条管道在 ABS 所处位置和底端的应力比较大,建议应当采取一些办法来加强这部分结构(如改变结构尺寸、改变约束条件等)。

2. 对多种工况下立管的根部弯矩极值进行了统计分析,使用了常用的两种分布函数威布尔分布和贡贝尔分布对响应的弯矩极大值进行分析,因为现在很难找到概率纸,本文使用 Microsoft Excel 中的插入图表功能,形成不同类型的简单易用的概率纸,对两种分布类型进行了比较验证,贡贝尔分布更适合于立管的弯矩极值的分布。根据拟合线求出了分布参数,进而确定分布函数,确定了极值分布类型和分布函数,使之可以在实际的工程设计中确定设计极值,也可以在可靠性设计中预测结构在整个寿命期间可能遇到的最大荷载值(极值)。

然而,由于时间和本人精力有限,还有许多方面有待于进一步完善:

1. 本文采用的是具有一定周期和波高的设计波法,要更加准确的体现实际海浪的不规则性,对一定频率范围内的波浪载荷和动力响应进行分析,可以进一步采用随机分析方法,利用海浪谱进行不规则波的计算,将会使响应结果更加准确。

2. 本文在简化模型时,把立管上端的边界条件设为一个沿波浪方向的给定位移,这样处理不能准确反映平台对立管的影响,如果能够加入用户子程序,模拟为一动态效应的影响,将会与实际情况更接近。立管下部的边界条件设为刚性固定,实际上泥面以下部分应该考虑土质具有不同的土层,以施加地基对立管的约束。因为缺乏实测的土层资料,本文做了简化处理。

3. 海洋立管在有内容物的情况下,管的内部和外部具有压力差,这对立管的应力影响是比较大的,在以后的立管结构的计算研究中应当被考虑。另外,立管在海上受到波浪载荷的循环作用,会出现疲劳现象,立管的疲劳问题是今后的研究中需要重点考虑的问题。

海洋立管在实际波浪场中的动力响应分析和极值响应的确定是一个极其复杂的问题,将作为本人今后研究和工作的重点,把本文的成果进一步修正和完善。

参考文献

- [1] 李润培. 海洋工程发展战略研讨汇总报告, 2004. 12
- [2] 杨建民, 胡志强, 肖龙飞等. 深水钻井装置动力性能研究报告. 上海交通大学, 2005
- [3] 聂武, 刘玉秋编. 海洋工程结构动力分析. 哈尔滨工程大学出版社, 2002. 4
- [4] 陈茂华. 非线性波浪载荷作用下自升式平台响应研究. 哈尔滨工程大学硕士论文, 1999. 3
- [5] 海上固定平台入级与建造规范. 中国船级社, 1992
- [6] 潘斌编. 移动式平台设计. 上海交通大学出版社, 1995. 11
- [7] 罗伯特.E. 兰德尔著, 杨樵, 包丛喜译. 海洋工程基础. 上海交通大学出版社, 2002. 2
- [8] 徐继祖, 李维扬, 汪克让等. 海洋工程结构动力分析. 天津大学出版社, 1990
- [9] 李治彬编. 海洋工程结构. 哈尔滨工程大学出版社, 2000. 2
- [10] 邱大洪编. 波浪理论及其在工程上的应用. 高等教育出版社, 1985. 7
- [11] 陈宽编. 近海工程导论. 海洋出版社, 1988
- [12] 徐学光主编. 中国海洋平台. 中国船舶工业总公司出版, 1999. 1—2000. 5
- [13] 天津大学水文水力学教研室编. 海洋石油工程环境水文分析计算. 石油工业出版社, 1983. 4
- [14] 孙丽萍, 聂武编. 海洋工程概论. 哈尔滨工程大学出版社, 2000. 2
- [15] 于秀坤. 立管在波、流作用下动态响应的频域分析. 哈尔滨工程大学硕士论文, 1991
- [16] Silvio B. C. Martins, Sergio H. Sphaier, F. Silva Neto. Integrated Fluid-Structure Model for Riser Analysis[A]. Proceeding of The

- Fourteenth (2004) International .Offshore and Polar Engineering Conference[C]. Toulon, France: The International Society of Offshore and Polar Engineers, 2004: 105-112P
- [17] Hidetaka Senga, Yongpyo Hong and Wataru Koterayama. A Numerical and Experimental Study on the Vortex Induced Vibration of a Flexible Riser[A].Proceedings of The Fourteenth (2004) International Offshore and Polar Engineering Conference [C]. Toulon, France: The International Society of Offshore and Polar Engineers, 2004: 503-510P
- [18] 朱克强. 驳船升沉与横荡运动下的海洋立管动力响应[J]. 中外船舶科技, 2002. 3
- [19] 李远林. 近海结构水动力学 [M]. 广州: 华南理工大学出版社, 1999: 25-27 页
- [20] Nie Wu. Stochastic Time Domain Analysis of Jake-up Structure, 1994
- [21] Claudio Marcio Silva Dantas, Marcos Queija de siqueira, Gilberto Ellwamger, Ana lucia F, Lima torres, and Marcio Martins, Morrelle. A Frequency Domain Approach for Random Fatigue Analysis of Steel Catenary Risers at Brazil' s Deep Waters, 2004
- [22] Nicholas Cunliffe, Carl Baxter, Timothy McCarthy, and Andrew Trim. Evolutionary Design of Marine Risers Systems, 2004
- [23] 王福军, 计算流体动力学分析-CFD 软件原理与应用, 清华大学出版社, 2004.
- [24] 李勇, 刘志友, 安亦然, 介绍计算流体力学通用软件-Fluent[J] 水动力学研究与进展, 6 (2): 254-258 页
- [25] 聂孟喜, 王旭升, 张琳. 单锚腿系泊系统动力响应的时域计算方法. 海洋工程, 2004, 22 (2): 58-61 页
- [26] O.C. 津基威兹, R.W. 路易斯, K.G. 斯塔格. 近海工程数值方法. 海

洋出版社, 1984

- [27] 聂武, 孙丽萍. 船舶计算结构力学. 哈尔滨工程大学出版社, 1999
- [28] C.A 布雷比亚, S. 沃克. 近海结构物动力分析, 1985
- [29] 杨代盛, 桑国光, 李维杨, 戴仰山. 船舶强度的概率方法. 哈尔滨工程大学出版社, 1994
- [30] [日] 塩見 弘, 三笥 武 斋藤元雄等. 可靠性分析用概率纸的使用方法[M]. 陆振海译. 北京: 机械工业出版社, 1988
- [31] 俞聿修. 随机波浪及其工程应用. 大连理工大学出版社, 2003
- [32] 丁皓江, 何福保, 谢贻权, 徐兴. 弹性和塑性力学中的有限单元法. 机械工业出版社, 1981
- [33] 蔡克霞, 塔器上所受基本风压的分布参数的确定. 宁夏大学机械工程学院优秀学术论文, 2003
- [34] 鲍莹斌, 李润培, 顾永宁. 张力腿平台系索疲劳可靠性研究. 上海交通大学学报. 2000, 34 (1): 87-90 页
- [35] Hibbitt, karlsson, Sorensen, INC. 著, 庄茁等译. ABAQUS/Standard 有限元软件入门指南. 清华大学出版社, 1998

攻读硕士学位期间发表的论文和取得的科研成果

- [1] 深水立管在非线性波浪载荷下的极值响应研究（待发表）

致 谢

首先感谢我的导师聂武教授！

本文自始至终是在导师聂武教授的悉心关怀和精心指导下完成的。从选题、工作直至最后的完成，每一步无不渗透着聂老师大量的心血。聂老师严谨治学的态度、孜孜不倦的求知精神和丰富渊博的专业知识给学生留下了深刻的印象。这些书本上学不到的东西将使受益匪浅。生活中先生又如慈父一般，时刻关心着我。

同时，我要衷心感谢在论文期间给予我很大帮助的孙丽萍教授、刘玉秋副教授，感谢他们对我的论文工作无私的帮助和大力的支持！

另外,我还要感谢对在我的论文工作期间给予我关心和帮助的陈国龙、马山博士，赵丽刚、艾尚茂硕士以及教研室给予我各种帮助的同学！

最后感谢我的父母，是他们的理解、无私奉献，使我战胜一个又一个困难，步步前进，完成论文。

论文中引用了不少参考文献，对这些文献的作者同时表示衷心的感谢。