

# 上海交通大学

SHANGHAI JIAO TONG UNIVERSITY

## 学士学位论文

BACHELOR'S THESIS



论文题目：平台运动诱导立管涡激振动的  
数值重构与机理分析

学生姓名：代思宇

学生学号：5120109001

专业：船舶与海洋工程

指导教师：付世晓

学院(系)：船舶海洋与建筑工程学院

## 上海交通大学 毕业设计（论文）学术诚信声明

本人郑重声明：所呈交的毕业设计（论文），是本人在导师的指导下，独立进行研究工作所取得的成果。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发表或撰写过的作品成果。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。

作者签名：

日期： 年 月 日



## 上海交通大学 毕业设计（论文）版权使用授权书

本毕业设计（论文）作者同意学校保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，允许论文被查阅和借阅。本人授权上海交通大学可以将本毕业设计（论文）的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存和汇编本毕业设计（论文）。

保密口，在\_\_\_\_年解密后适用本授权书。

本论文属于

不保密口。

（请在以上方框内打“√”）

作者签名：

指导教师签名：

日期： 年 月 日

日期： 年 月 日

# 平台运动诱导立管涡激振动的数值重构与机理分析

## 摘要

随着海洋油气开采作业逐渐走向深海，钢悬链立管（Steel Catenary Riser, SCR）在油气运输中的作用越来越重要。然而当平台受到风浪流的作用而产生剧烈运动时，钢悬链立管这种细长柔性构件会发生复杂的大幅度的动力响应，对油气开发作业的安全性造成了威胁。本文针对试验中观察到的顶部平台的面内垂荡运动能够诱导 SCR 产生垂直平面的横向响应这一现象，通过建立有限元模型来对试验工况进行数值模拟，分析了 SCR 触底点附近发生动力屈曲以及平台垂荡形成的振荡流对 SCR 作用的涡激力两种因素对 SCR 横向运动的影响，完成了对试验现象的数值重构与机理分析。

本文分析的结果显示，当平台垂荡运动的幅值较小、周期较长时，SCR 不会在触底点附近发生屈曲现象，平台运动诱导的 SCR 横向运动也不显著；而当平台垂荡十分剧烈时，即使没有涡激力的作用，SCR 也会出现轴向负张力以及横向大位移，即屈曲对于平台垂荡诱导的 SCR 横向振动起到了重要作用。但是，没有施加涡激力的作用时，SCR 横向位移的数量级远小于试验实际观测到的横向大位移的数量级，故本文运用模态叠加法和逆有限元法，通过试验测量的 SCR 应变数据计算出了 SCR 所受到的涡激力数据并将涡激力施加到该工况下的数值模型中，重构出了与试验现象十分接近的数值模型，说明了涡激振动也是平台垂荡诱导立管横向振动这一现象的重要原因。之后，本文将该数值重构模型应用于其他计算工况中，分析了涡激力幅值、平台垂荡频率与涡激力主导频率等变量对 SCR 横向振动现象的影响，并深入挖掘了平台运动诱导 SCR 横向运动这一现象的机理。

本文解释了平台垂荡运动诱导立管发生横向振动的产生机理以及影响因素。本文的研究成果对于分析平台运动时立管的动力响应有着重要意义，为改进立管设计提供了思路，对提高海洋油气开发作业的安全性有重要的参考价值。

**关键词：**钢悬链立管，屈曲，涡激振动，触底点，平台垂荡

# NUMERICAL RECONSTRUCTION AND MECHANISM ANALYSIS ON VORTEX-INDUCED-VIBRATION OF STEEL CATENARY RISER CAUSED BY PLATFORM MOVEMENT

## ABSTRACT

As the deep sea gradually grasped the attention of offshore oil and gas developer, the significance of Steel Catenary Riser (SCR) has become more and more remarkable. Nevertheless, SCR is one of the slender and flexible bodies used in marine engineering tasks, which may subject to complex, large-amplitude movement when the platform respond sharply to the wind, wave and current loads. This movement of SCR may bring about threats to the safety of offshore oil and gas development tasks. In this paper, the phenomenon found in a previous experiment is analyzed that the SCR will experience out-of-plane cross-flow movement when the platform heaves in the plane. Finite element models of the SCR is established in order to conduct numerical analysis on the effects of dynamic buckling near the Touchdown Point (TDP) of SCR and the vortex loads acted on the SCR, which results from the oscillatory flow caused by the heave motion of the platform, on the out-of-plane lateral movement of SCR. The numerical reconstruction and mechanism analysis of the practical experiment phenomenon is also conducted.

The analysis in the paper shows that platform heave motion with small amplitude and long period will not give rise to dynamic buckling near the TDP of SCR. Neither will remarkable lateral movement happen under these conditions. On the contrary, even if the effect of hydrodynamic forces is not taken into consideration, violent platform movement itself can also cause negative axial tension and notable lateral movement of SCR. This phenomenon reveals that dynamic buckling would happen under violent platform movement and will case remarkable out-of-plain lateral response of SCR. However, without the effect of vortex loads, the lateral response in the numerical model is far smaller than that measured in the experiment. Therefore, the vortex forces acted on the SCR is calculated from the strain data measured in the experiment through modal superposition method and inverse finite element method, and then added to the numerical model to analyze the coupled effect of hydrodynamic loads and dynamic buckling. After comparison with experimental data, it is proved that relatively precise result is reconstructed through the numerical model, validating that vortex induced vibration is another significant factor contributing to the lateral oscillation of SCR under platform heave motion. Subsequently, the numerical reconstruction model established in this paper is utilized to analyze the influence of vortex-induced force amplitude, the

frequency of heave motion and the dominant frequency of vortex-induced force on the lateral movement of SCR, as well as explore the mechanism of the lateral vibration phenomenon caused by platform heave motion.

In this paper, the forming mechanism and contributing factors of the lateral movement of SCR caused by the heave motion of the platform. The analysis of this paper is beneficial to the study of riser response to platform movement. This paper provides ideas for improving the design of deep-sea risers, as well as reference for enhancing the safety in offshore oil and gas exploitation tasks.

**Key words:** Steel Catenary Riser, Buckling, Vortex Induced Vibration, Touchdown Point,

Platform Heave Motion



## 目 录

<b>第一章 绪论</b>	1
1. 1 课题研究背景与意义	1
1. 2 课题研究现状	1
1. 3 文章主要内容	2
<b>第二章 涡激振动与屈曲基本理论</b>	4
2. 1 涡激振动基本理论	4
2. 1. 1 流体基本参数	4
2. 1. 2 边界层分离现象	5
2. 1. 3 涡激振动	7
2. 2 屈曲基本理论	7
2. 2. 1 屈曲的概念	7
2. 2. 2 临界载荷	8
2. 3 本章小结	10
<b>第三章 数值重构模型建立</b>	11
3. 1 悬链线方程	11
3. 2 三维有限元分析基本原理	14
3. 2. 1 平衡方程	14
3. 2. 2 几何方程	15
3. 2. 3 应力应变关系	15
3. 2. 4 最小势能原理	16
3. 3 数值重构模型的建立与验证	19
3. 3. 1 ABAQUS 模型建立	19
3. 3. 2 Orcaflex 模型建立	20
3. 3. 3 静态模型的验证	21
3. 4 本章小结	22
<b>第四章 无涡激励作用时立管响应计算</b>	23
4. 1 试验工况立管动力响应计算	23
4. 1. 1 计算工况	23
4. 1. 2 法向速度计算	24
4. 1. 3 触底点位置变化计算	27
4. 1. 4 轴向应力计算	28
4. 1. 5 弯曲应力计算	31
4. 2 剧烈垂荡工况立管动力响应计算	33
4. 2. 1 振幅相同、周期不同的工况下动力响应分析	35
4. 2. 2 振幅不同、周期相同的工况下动力响应分析	50
4. 3 本章小结	60
<b>第五章 涡激励作用下立管响应计算</b>	61



---

5.1 试验工况涡激力计算 .....	61
5.1.1 模态分析理论 .....	61
5.1.2 逆有限元方法 .....	63
5.1.3 涡激力计算结果 .....	65
5.2 试验工况涡激力作用下立管横向运动数值重构 .....	69
5.3 数值重构模型在其他工况中的应用 .....	79
5.3.1 平台垂荡频率对立管响应的影响 .....	79
5.3.2 涡激力幅值对立管响应的影响 .....	97
5.4 本章小结 .....	111
<b>第六章 平台垂荡诱导立管横向运动机理分析 .....</b>	<b>112</b>
6.1 平台运动诱导立管横向运动的机理分析 .....	112
6.2 本文数值重构模型误差分析 .....	113
6.3 改进立管设计方案设想 .....	115
6.4 本章小结 .....	116
<b>第七章 总结与展望 .....</b>	<b>117</b>
7.1 全文总结 .....	117
7.2 研究展望 .....	117
参考文献 .....	119
谢辞 .....	123
攻读学士学位期间撰写的学术论文 .....	125
攻读学士学位期间科研成果、获奖或专利情况 .....	126

# 第一章 绪论

## 1.1 课题研究背景与意义

在深海油气资源开发中，钢悬链线式立管（Steel Catenary Riser, SCR）由于其较低的制造成本、良好的耐高温性能<sup>[1, 2]</sup>以及与多种不同平台的兼容性<sup>[3]</sup>而逐渐成为最受欢迎的油气运输装置<sup>[4]</sup>。但是，在进行海洋油气开发作业时，在风浪流的作用下，SCR 顶部平台可能发生各种方向的剧烈运动，从而带动 SCR 也发生压缩或者弯曲等变形，这不仅加大了油气开采的难度，还对开采作业的安全性形成了威胁。

在王俊高<sup>[5]</sup>于上海交通大学海洋工程国家重点实验室进行的 SCR 试验中，试验者发现在 SCR 顶部连接的平台的垂荡运动下，SCR 触底点附近出现了大幅度的垂直于平台运动平面的横向运动，这一现象引起了试验者的关注。当顶部平台发生垂荡运动时，SCR 触底点产生的大幅横向振动可能在管内形成较大的弯曲应力，严重时可能使触底点附近形成裂痕。另外，这一周期性大幅应力还可能缩短 SCR 的疲劳寿命。为了减轻甚至避免这一现象对海洋油气开采作业的安全性产生不利影响，我们应当明确这一现象产生的机理，并针对这一问题对 SCR 的设计进行完善工作。然而，关于这一现象产生的原因，至今还没有学者给出过确切的解释。因此，本文从试验中观察到的这一现象入手，通过数值计算的方法探究顶部平台垂荡运动以及涡激振动对 SCR 的影响，并试图重构出这一试验现象，从而解释这一现象产生的机理。本文的研究对于分析 SCR 疲劳特性以及改进 SCR 设计有着重要意义，有助于确保深海油气开发工作的安全性。

## 1.2 课题研究现状

在海洋工程领域对于 SCR 的研究，主要集中在动力响应、涡激振动以及触底点疲劳等问题上。

关于 SCR 的动力响应问题，目前已有许多国内外学者进行了深入的研究。Chatjigeorgiou 使用有限差分方法分析了悬链线立管的动力平衡<sup>[6]</sup>，提出了用频域分析方法研究悬链线立管的二阶非线性动力响应问题<sup>[7]</sup>，并研究了内部流体对立管三维非线性运动的影响<sup>[8, 9]</sup>；Aguiar 改进了多层管梁模型并对立管进行了非线性动力学分析<sup>[10]</sup>；Rivero-Angeles 使用模态分析方法研究了 SCR 非线性动力响应问题<sup>[11]</sup>；Khan 使用有限元方法分析了立管在随机波浪载荷下的非线性动力响应<sup>[12]</sup>。

SCR 的涡激振动（Vortex Induced Vibration, VIV）一直以来都是广大学者关注的重点。Lee 通过实验研究了结构刚度对立管涡激振动幅度的影响<sup>[13, 14]</sup>；Song 在试验中探究了均匀流诱发的面内以及横向涡激振动主导模态、主导频率等特征<sup>[15]</sup>；Gao 通过叠加法计算了三维 SCR 模型的疲劳损伤<sup>[16]</sup>；Gu 采用广义积分变换方法（Generalized Integral Transform Technique, GIT）和尾流振子模型预测了立管的涡激振动响应<sup>[17, 18]</sup>；Meng 基于大变形理论提出了一种便捷有效的非线性模型，用于分析 SCR 在洋流作用下的涡激振动<sup>[19]</sup>；Bourdier 在试验中尝试用终点制动装置（end-stop）来限制涡激振动<sup>[20]</sup>；Morooka 在拖曳水池中进行了 SCR 涡激振动试验，并重点分析了行波响应现象<sup>[21]</sup>；Xue 分析了非均匀流下涡激振动造成的疲劳损伤<sup>[22]</sup>，并采用了时域方法对 SCR 面内以及横向涡激振动进行预测<sup>[23]</sup>；Borges 提出了使用粘弹性材料芯层来抑制 SCR 涡激振动的方法<sup>[24]</sup>；Sun 采用虚拟激励方法对涡激振动造成的 SCR 疲劳损伤进行了研究<sup>[25]</sup>。

SCR 开始与海底接触的一点被称为触底点（Touchdown Point, TDP），触底点是 SCR 上最容易发生疲劳破坏的位置<sup>[26-28]</sup>。触底点处发生的疲劳破坏可能对整个油气生产系统的安全

造成影响，甚至对环境造成污染<sup>[27]</sup>，因此它的疲劳问题也受到了许多学者的关注<sup>[29-32]</sup>。王俊高<sup>[5]</sup>在涡激振动实验中观察发现，当连接 SCR 的顶部平台在 SCR 所在平面内发生垂荡运动时，SCR 的触底点水平位置会在垂直于 SCR 平面的方向上发生大幅变化。这种平台面内垂荡引起 SCR 横向运动的现象被 Cunff 称为 Heave-Induced Lateral Motion (HILM)<sup>[33]</sup>。关于顶部平台的面内运动导致立管发生垂直平面的横向运动这一现象，目前已有很多学者提出了不同观点。Chang<sup>[34]</sup>、王俊高<sup>[35-38]</sup>等人考虑了平台运动引起的振荡流诱发的立管涡激振动对这一现象的影响，探索了平台运动、SCR 动力响应、立管周围振荡来流、涡激振动四者之间的内在关联特性，并与现有的涡激振动频域预报理论相结合，发展了振荡来流条件下具有“分时特性”（涡激振动在不同时间段表现出不同特性）的柔性立管涡激振动预报方法。杨和振<sup>[39]</sup>、吴学敏<sup>[40]</sup>、王丽元<sup>[41]</sup>等人研究了平台运动造成的立管参激振动，即由振动系统参数（刚度、阻尼、惯性）随时间变化而激起的振动，认为平台垂荡形成的参数激励与振荡流造成的涡激力耦合会增大立管横向运动幅度。Kim<sup>[42]</sup>发现，在恶劣海况下，FPSO 平台会产生剧烈的运动响应，进而导致了立管在触底点附近区域发生局部动力屈曲，从而造成触底点附近轴向应力、弯曲正应力和横向位置均会发生周期性剧烈变化。

在本文中，对于平台面内垂荡造成 SCR 面外横向运动这一现象的探究将主要聚焦于屈曲和涡激振动两个方面，通过对这一试验现象进行数值重构与分析，探究平台垂荡运动时 SCR 发生横向运动的原因，并据此提出改善 SCR 设计、加强海洋油气开发安全性的思路。

### 1.3 文章主要内容

本文采用了 ABAQUS 和 Orcaflex 两种软件对 SCR 顶部平台垂荡运动导致 SCR 产生显著横向运动这一现象进行了数值重构，将两种软件的计算结果相互对比，并分别与试验测量数据进行比较，最终提出了是在平台垂荡运动导致的 SCR 触底点附近发生屈曲以及平台垂荡产生的振荡流对 SCR 的涡激力的双重作用下，SCR 触底点附近出现了大幅度的横向振动。两种软件数值计算结果的相互比较以及数值结果与实验结果的比较双重验证了本文数值重构模型的准确性以及分析结果的可靠性。

本文的主要内容将按以下思路展开：

第一部分，课题研究背景以及意义。这一部分将主要介绍选题的原因以及相关背景，并对国内外学者在这一领域的研究现状进行综述，说明了目前学术界对该问题仍众说纷纭，进而阐释了对这一问题进行研究的重要性。

第二部分，理论基础部分。这一部分主要阐释了涡激振动以及屈曲的概念，并介绍了描述流场的基本参数、边界层分离的原理以及屈曲中临界载荷的计算方法等基本理论，为后文分析平台垂荡诱导立管发生横向振动的机理做了理论基础的铺垫工作。

第三部分，数值计算模型建立部分。这一部分分析了 ABAQUS 与 Orcaflex 在计算理论上的异同，对悬链线理论、有限元计算理论进行了详细阐释，并介绍了本文静态模型的建立方法以及验证了静态模型的正确性。

第四部分，忽略涡激振动作用时平台垂荡导致的立管动力响应计算部分。这一部分首先对若干试验工况中顶部平台垂荡运动工况下 SCR 的响应进行了分析，探究了不施加涡激力的情况下当顶部平台垂荡运动时 SCR 上各节点处法向速度、轴向张力、弯曲应力、弯曲应变、横向位移等变量的变化趋势，并分析了平台垂荡周期和振幅对于这些变量的影响，说明了垂荡较为平缓的工况下没有明显屈曲现象出现；之后，这一部分又对试验中观察到明显 SCR 触底点附近出现横向振动的 H\_A370T435 工况进行忽略涡激振动作用的数值模拟，并通过改变平台垂荡周期和振幅来形成若干剧烈垂荡工况，通过分析平台垂荡周期和振幅对 SCR 屈曲现象的影响，从而进一步探究平台垂荡时 SCR 产生横向运动的机理以及影响因素。

第五部分，涡激振动作用下平台垂荡诱导 SCR 横向响应的数值重构部分。由于在忽略涡激振动的立管动力响应计算一章中算出的 SCR 横向位移与试验实际观测到的横向位移数量级上仍有差距，故推测流场对 SCR 横向振动有着一定影响。这一部分首先介绍了通过应变数据计算位移数据的模态分析方法以及通过位移数据计算水动力数据的逆有限元方法，并采用这两种理论，由试验测得的横向弯曲应变计算出了横向涡激力数据。之后，根据模态分

析方法与逆有限元方法计算得到的横向涡激力数据被引入数值重构模型中，通过数值计算发现在平台垂荡运动本身使 SCR 产生的屈曲以及垂荡产生的振荡流对 SCR 的涡激力二者的双重影响下 SCR 发生了显著的横向运动，通过将这一数值计算结果与试验观测结果进行对比来验证数值重构的准确性，进一步说明了屈曲以及涡激振动是面内垂荡能导致面外横向运动的原因。接下来，本章继续将这一数值重构模型应用于其他计算工况中，通过改变平台垂荡频率以及涡激力主导频率、涡激力幅值等变量来进一步探究在平台垂荡运动诱导 SCR 发生横向振动这一现象中各个因素的影响与贡献。

第六部分，平台垂荡诱导立管横向运动的机理分析与工程应用。根据上文数值重构的结果，这一部分对于平台面内垂荡运动诱导钢悬链立管发生垂直平面的横向运动这一现象的产生机理和影响因素进行了深入分析，并对本文数值重构模型可能的误差来源进行了讨论。最后，这一部分还提出了在立管设计工作中可以减轻这种平台运动诱导立管横向振动现象的思路，为深海油气开采作业的安全性提出了意见。

第七部分，总结与展望部分。这一部分将全文的分析做了总结，得出涡激振动与屈曲是平台运动诱导立管发生横向振动的原因。此外，这一部分还分析了本文中数值模型存在的局限性，并为未来关于平台运动诱导立管动力响应的研究方向提出了设想。

## 第二章 涡激振动与屈曲基本理论

### 2.1 涡激振动基本理论

#### 2.1.1 流体基本参数

(1)  $Re = \frac{vL}{\nu}$  称为雷诺 (Reynolds) 数

$$Re = \frac{vL}{\nu} = \frac{\rho v L}{\mu} = \frac{\rho v^2 / L}{\mu v / L^2} = \frac{[惯性力]}{[粘性力]}, \quad (2-1)$$

表示流体流动中惯性力与粘性力比值。式中,  $v$  表示流体的速度,  $L$  表示结构的特征长度,  $\nu$  和  $\mu$  分别表示流体的运动和动力粘性系数。

$Re$  越大, 流体的粘性影响就越小, 反之  $Re$  越小, 粘性的影响就越大。在研究粘性流体运动中的相似问题时,  $Re$  是决定性的相似准数, 粘性流体运动中的许多现象 (如流动状态由层流至湍流的转变, Karman 涡街发生的周期等) 与它的大小有密切关系。

(2)  $Fr = \frac{v}{\sqrt{gL}}$  称为傅汝德 (Froude) 数

$$Fr^2 = \frac{v^2}{gL} = \frac{\rho v^2 / L}{\rho g} = \frac{[惯性力]}{[重力]}, \quad (2-2)$$

表示流动中惯性力与重力的比值。式中,  $g$  表示重力加速度。

当所考虑的流动现象具有自由表面, 或者说重力的影响不能忽略时,  $Fr$  便也是一个决定性的相似准数。当所考虑的流场其范围为无限大或被一有限固体界壁包围而处于密封状态 (如管内流动、空泡水筒) 时,  $Fr$  便不再是决定性的准数, 可以不予考虑。

(3)  $St = \frac{L}{vt}$  称为斯托哈尔 (Strouhal) 数

$$St = \frac{L}{vt} = \frac{\rho v / t}{\rho v^2 / L} = \frac{[局部惯性力]}{[变位惯性力]}, \quad (2-3)$$

表示局部惯性力与变位惯性力的比值。式中,  $t$  表示时间。

当流体作定常运动时, 局部惯性力为零, Strouhal 数也就没有意义。所以它是反映流体费定常运动影响的相似准数, 当研究流体的非定常运动时,  $St$  便是一决定性的相似准数。

当流速作周期性变动时,  $St$  可以改写为

$$St = \frac{nL}{v} \quad (2-4)$$

式中,  $n = \frac{1}{\tau}$  为变动的频率,  $\tau$  为变动的周期。



当均匀来流流过圆柱状物体时，在某一  $Re$  范围内会自动地产生 Karman 涡街，使流动出现周期性振动现象，这时可参照式 (2-4) 来定义一个 Strouhal 数， $St = \frac{nL}{v}$ 。但由于 Karman 涡街的发生频率取决于 Reynolds 数  $Re$ ，所以这时  $St$  不是一个独立的相似准数，而是  $Re$  的函数，即  $St = f(Re)$ ，目前这一函数关系还只能用试验方法来求得。

### 2.1.2 边界层分离现象

当不可压缩粘性流体流过平板时，在边界层外边界上沿平板方向的速度都是相同的，而且整个流场和边界层内的压强都保持不变。当粘性流体流经曲面物体时，边界层外边界上沿曲面方向的速度是改变的，所以曲面边界层内的压强也将发生变化，并对边界层内的流动产生影响，从而发生曲面边界层的分离现象。

如图 1 所示，当不可压缩流体绕流圆柱体时，在圆柱体前驻点 D 处，流速为零，该处尚未形成边界层，即边界层厚度为零。在 DE 段，流体加速减压，沿流动方向形成顺压梯度，在 E 点流速达到最大；过了 E 点之后，流体减速增压，沿流动方向形成逆压梯度。

如图 1 b)，当流体绕过圆柱体最高点 E 流到后半部时，压强增加，速度减小，更促使边界层内流体质点的减速，从而使动能消耗更大。当到达 S 点时，近壁处流体质点的动能已被消耗尽，流体质点不能再继续向前运动，于是一部分流体质点在 S 点停滞下来。过了 S 点之后，压强继续增加，在压强差的作用下，除了壁上的流体质点速度仍等于零外，近壁处的流体质点开始倒退，从而导致接踵而来的流体质点在近壁处都同样被迫停滞和倒退，以至于越来越多的被阻滞的流体在短时间内圆柱体表面和主流之间堆积起来，使边界层剧烈增厚，边界层内流体质点的倒流迅速扩展。此时，边界层以外的主流仍继续向前流动，这样在这个区域内就以 ST 线为界，形成了 ST 线内是倒流，ST 线外是向前的主流的状况。由于两者流动方向相反，从而形成了漩涡。

边界层分离现象形成的漩涡，不断地被主流带走，在圆柱体后面形成了一个尾涡区。尾涡区内的漩涡不断地消耗有用的机械能，使该区域内的压强逐渐降低，即尾涡区内的压强小于圆柱体前和尾涡区外面的压强，从而在圆柱体前后产生了压强差，形成了压差阻力。

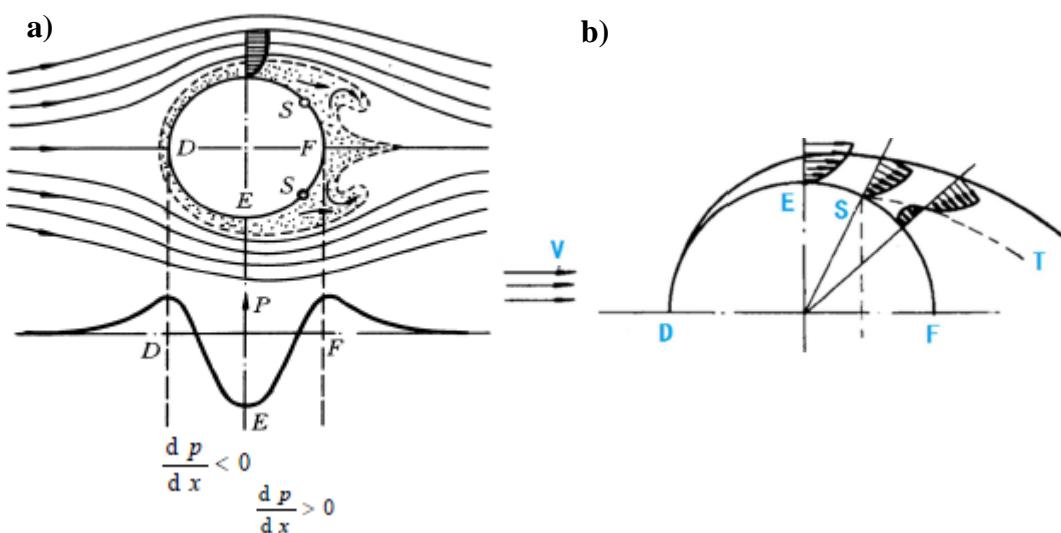


图 1 圆柱绕流时的边界层分离现象



从上述分析中可以看出，边界层产生分离需要两个必要条件：一是壁面通过粘性对于流动的阻滞作用，二是逆向压力梯度的存在。这两个条件是产生分离的必要条件而非充分条件。由于自由剪切层很容易变不稳定，即使在分离点处的流动是层流，从分离点后很短的距离处流动也会变为不稳定的湍流。也就是说，尾流总是湍流，即使是层流边界层也是如此<sup>[43]</sup>。

边界层分离后在圆柱体后方形成的尾流的形式与雷诺数  $Re$  的值有关。 $Re$  数较小时，粘性力起主导作用，流场中的其他扰动因素是衰减的，故流动比较稳定；而当  $Re$  数较大时，惯性力的作用增强，流动开始不稳定，容易形成湍流<sup>[44]</sup>。Lienhard<sup>[45]</sup>对均匀流绕过光滑圆柱体时不同雷诺数下的尾流形式进行了整理，结果如图 2 所示。

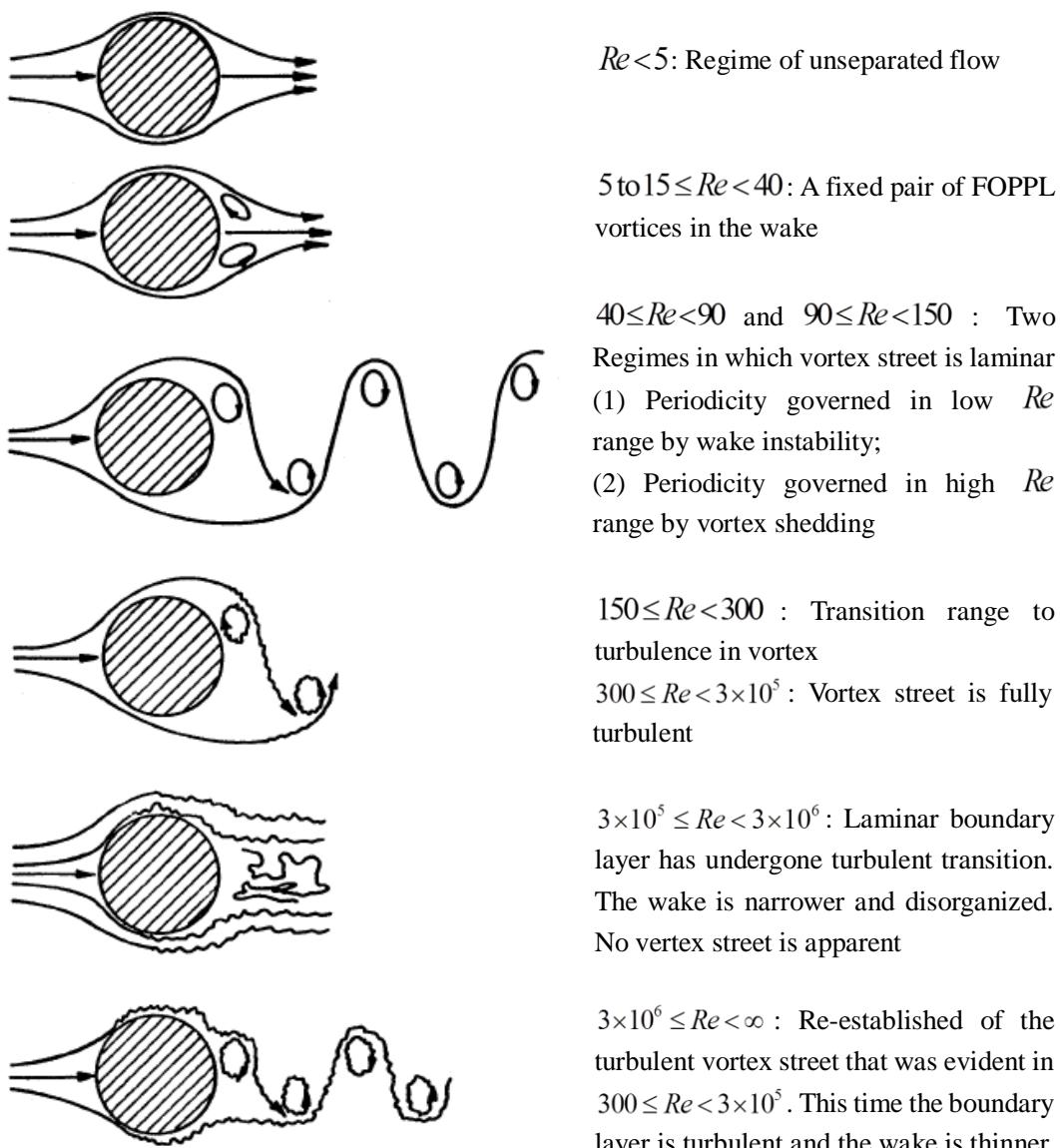


图 2 不同雷诺数下均匀流中光滑圆柱尾流形式<sup>[45]</sup>

### 2.1.3 涡激振动

当流体流经圆柱体时，边界层分离现象会导致漩涡交替脱落，从而使圆柱体受到周期性变化的水动力并进行周期性运动，这就是涡激振动<sup>[46]</sup>。与刚性圆柱体不同，深海立管属于细长柔性结构，而且立管本身的物理参数可能会随水深而变化，因此深海立管的涡激振动要比圆柱体涡激振动更为复杂。

在深海立管的涡激振动中，立管会受到沿着来流方向（In-Line, IL）的拖曳力作用以及垂直来流方向（Cross-Flow, CF）的升力作用<sup>[47]</sup>，这些力的作用常用无因次的水动力系数来描述，如拖曳力系数（也称阻力系数） $C_D$ ，升力系数 $C_L$ 和附加质量系数 $C_a$ 等。

如果只有一个单一的泄涡频率 $f_v$ ，则单位长度上的升力可近似为：

$$F_L(t) = |F_L| \cos(2\pi f_v t + \alpha) \quad (2-5)$$

式中， $\alpha$  为相位角， $|F_L|$  为单位长度上的升力幅值，通常用升力系数 $C_L$  来表达，对于圆柱体，

$$C_L = \frac{|F_L|}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 D} \quad (2-6)$$

式中， $\rho$  为流体密度， $U_\infty$  为入射流速， $D$  为圆柱体直径。

如果只有一个单一的泄涡频率 $f_v$ ，则单位长度上的阻力可近似为：

$$F_D(t) = \bar{F}_D + A_D \cos(4\pi f_v t + \beta) \quad (2-7)$$

式中， $\bar{F}_D$  与时间无关，并且是通常定义的阻力系数的主要成分。阻力震荡部分 $A_D$  的典型数值为 $\bar{F}_D$  的 20%。<sup>[43]</sup>

阻力系数可表示为：

$$C_D = \frac{1}{T} \frac{\lim_{T \rightarrow \infty} \int_t^{t+T} F_D(t)}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 D} \quad (2-8)$$

式中， $T$  为整数个振荡周期。

从式（2-5）和式（2-7）中可以看出，阻力振荡部分的振荡频率是泄涡频率和升力振荡频率的 2 倍，其原因是：漩涡从圆柱体脱落的周期是 $1/2f_v$ ，而且不管从哪一边发生漩涡脱落都不会影响到阻力。但是对于升力来说，漩涡从圆柱的不同方向脱落会影响到升力的方向，因而升力振荡周期是 $1/f_v$ 。<sup>[43]</sup>

## 2.2 屈曲基本理论

### 2.2.1 屈曲的概念

构件受载产生弹性变形，处于弹性平衡状态。在弹性平衡状态下，如果构件受到外界细微的扰动使它偏离原平衡位置，去除扰动之后，仍能回复到它原有的平衡状态，这种平衡称为稳定弹性平衡。相反，如果在扰动去除之后，构件不能恢复到原有平衡状态，就称为不稳定弹性平衡。如果构件受到外界扰动，不能保持它原有的平衡状态，我们就称它为丧失稳定



性或失稳，构件的失稳现象有时称为屈曲（buckling）。<sup>[48]</sup>

承受压缩的细长杆，它的直线平衡状态是否稳定，与压缩力  $F$  的大小有关，当压缩力超过某一极限值  $F_{cr}$  时，外来扰动导致杆件发生弯曲，再去除扰动之后，杆件不能回复至原平衡状态，而是达到了一个新的弯曲平衡状态，这个平衡状态是不稳定的，表示杆件丧失了稳定性。杆件屈曲时相应的压力叫做杆的临界力（critical force）或临界载荷（critical load）<sup>[49]</sup>，它代表从稳定平衡转变至不稳定平衡的分界点。

### 2.2.2 临界载荷

由于临界力是压杆保持曲线状态下平衡的最小力，也是压杆在临界状态下的极限载荷，故确定临界力可从杆的微弯曲变形挠曲线入手。

如图 3 a) 所示，两端铰支的细长杆处于弯曲平衡的临界状态时，若杆内应力不超过材料的比例极限，则压杆内任一截面  $m-n$  处的弯曲变形与截面弯矩的关系仍为：

$$EI \frac{d^2y}{dx^2} = M(x) \quad (2-9)$$

其弯矩  $M(x)$  是在轴向力  $F$  的作用下因产生弯曲变形  $y$  而产生的，即

$$M(x) = -Fy \quad (2-10)$$

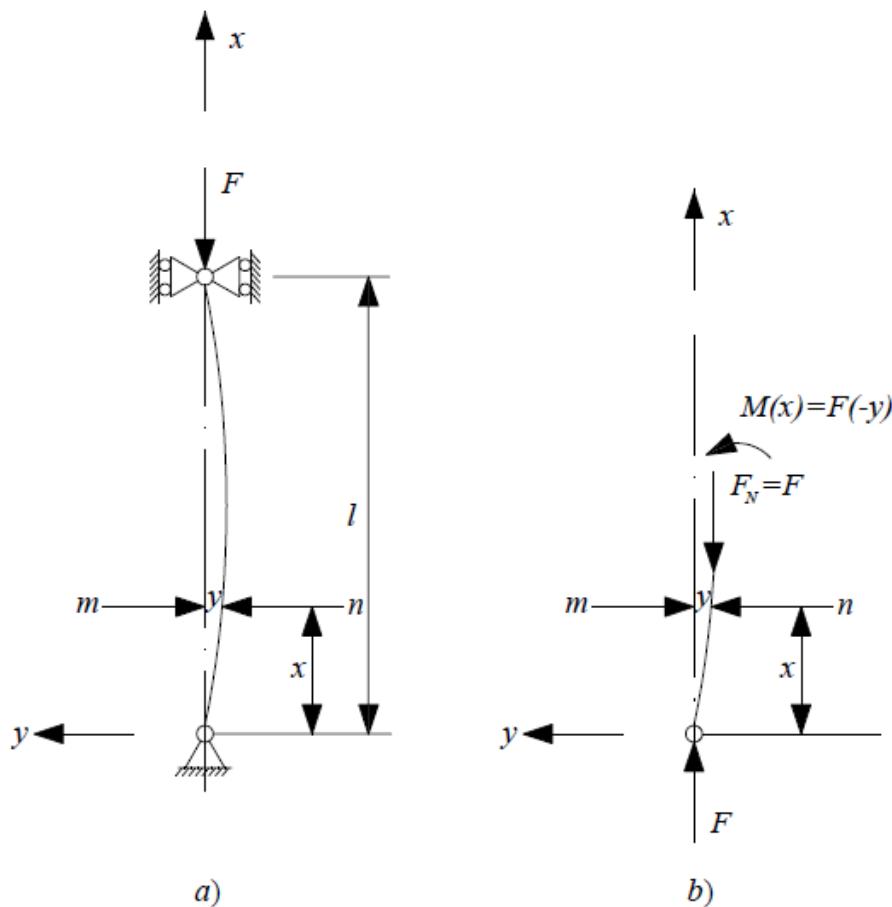


图 3 屈曲临界载荷示意图

于是式 (2-9) 可写成

$$\frac{d^2y}{dx^2} = -\frac{Fy}{EI} \quad (2-11)$$

由于两端铰支, 故压杆总在它抗弯能力最小的纵向平面内变形, 所以式 (2-11) 中的  $EI$  为压杆的最小抗弯刚度。从图 3 b) 可以看出, 当压杆挠曲线向右突出时,  $y$  取负值, 而  $\frac{d^2y}{dx^2}$  取正值, 二者异号, 反之亦然。

令  $\frac{F}{EI} = k^2$ , 则式 (2-11) 可写成

$$\frac{d^2y}{dx^2} + k^2 y = 0 \quad (2-12)$$

这个二阶线性常系数微分方程的通解为

$$y = a \sin kx + b \cos kx \quad (2-13)$$

满足式 (2-13) 的条件为  $\sin kl = 0$ , 即  $kl = n\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ), 又根据  $k = \sqrt{\frac{F}{EI}}$ , 故

$$\sqrt{\frac{F}{EI}} = \frac{n\pi}{l}, F = \frac{n^2\pi^2 EI}{l^2} \quad (2-14)$$

当  $n = 1$  时, 根据式 (2-14) 可求得压杆在微弯曲状态下保持平衡得最小力, 也就是细长压杆在两端铰支时的临界力  $F_{cr}$ , 可表示为

$$F_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{l^2} \quad (2-15)$$

式中,  $F_{cr}$  是压杆的临界力,  $E$  是压杆材料的弹性模量,  $I$  是压杆横截面的最小惯性矩,  $l$  是压杆的长度。式 (2-15) 即为欧拉 (Euler) 公式。

当压杆两端非铰支时, 欧拉公式可以表示为

$$F_{cr} = \frac{\pi^2 EI}{(\mu l)^2} \quad (2-16)$$

式中  $\mu l$  称为相当长度,  $\mu$  称为长度系数, 它反映了压杆两端的不同约束情况对临界力的影响, 其值在 0.5~2.0 之间变化。<sup>[48]</sup>

压杆在临界力的作用下开始弯曲时的平均应力称为临界应力  $\sigma_{cr}$ , 若杆的截面面积为  $A$ , 并将压杆横截面的最小惯性矩  $I$  写为  $I = i^2 A$ , 其中  $i$  为压杆横截面的最小惯性半径, 则有:

$$\sigma_{cr} = \frac{F_{cr}}{A} = \frac{\pi^2 EI}{(\mu l)^2 A} = \frac{\pi^2 E}{(\mu \frac{l}{i})^2} \quad (2-17)$$

引入柔度  $\lambda = \frac{\mu l}{i}$ , 则临界应力公式可改写为:

$$\sigma_{cr} = \frac{\pi^2 E}{\lambda^2} \quad (2-18)$$

由于推导欧拉公式时应用了挠曲线近似微分方程，这个方程是在材料服从胡克定律的条件下提出的，因此欧拉公式也只有在临界应力不超过比例极限，即  $\sigma_{cr} \leq \sigma_p$  时，才适用。根据式 (2-18) 可以推得欧拉公式的适用条件可写成

$$\lambda \geq \lambda_p = \sqrt{\frac{\pi^2 E}{\sigma_p}} \quad (2-19)$$

满足  $\lambda \geq \lambda_p$  的压杆称为大柔度杆。在本文中，钢悬链立管 (SCR) 即属于大柔度杆，故适用欧拉公式。

### 2.3 本章小结

本章主要介绍了涡激振动以及屈曲的基本原理，为后文分析平台运动诱导 SCR 产生大幅度横向运动的机理做铺垫。

在涡激振动的基本原理方面，本章首先介绍了描述流场的主要参数，之后分析了边界层分离的形成机理，并介绍了尾流的产生原因以及尾流形式与雷诺数之间的关系。边界层分离在尾流中形成的漩涡脱落会对柱体形成周期性作用力，本章进一步分析了涡激振动的形成机理以及圆柱在涡激振动中所受到的升力和阻力的计算方法。

在屈曲的基本原理方面，本章首先阐释了屈曲现象的基本概念以及产生原因，并进一步分析了屈曲临界载荷的计算方法。

由于本文主要分析的是涡激振动与屈曲在平台垂荡诱导 SCR 横向振动这一现象中的贡献，故本章的涡激振动与屈曲基本原理是后面数值计算部分的理论基础。



### 第三章 数值重构模型建立

为了进一步确保数值重构的准确性，本文采用 ABAQUS 和 Orcaflex 两种软件分别建立数值计算模型，并将结果与实验测量数据进行比较，进而验证了数值计算结果的可靠性。为了让读者对本文所运用的数值模型有更为清晰的认识，本章主要介绍两种软件的计算理论与数值模型建立方法。

#### 3.1 悬链线方程

悬链线理论是 Orcaflex 进行静态计算时应用的基础理论，也是在 ABAQUS 中建立静态模型时所用到的主要理论依据。本节主要介绍悬链线方程的推导过程，为本文数值计算模型的建立提供理论基础。

悬链线是一种具有均质、完全柔性而无延伸的链或索自由悬挂于两点上时所形成的曲线<sup>[50]</sup>。在重力和浮力的作用下，钢悬链线立管（SCR）的悬垂段满足悬链线方程，下面从静力的观点来分析 SCR，进而推导悬链线方程：

图 4 为 SCR 的示意图，假设海底是水平的，水深为  $h$ ；坐标原点位于 SCR 触底点正上方， $x$  轴沿海平面方向， $z$  轴垂直海平面向上，SCR 是在与  $x-z$  平面相一致的垂直平面内，忽略弯曲刚度，忽略 SCR 上的动力作用。

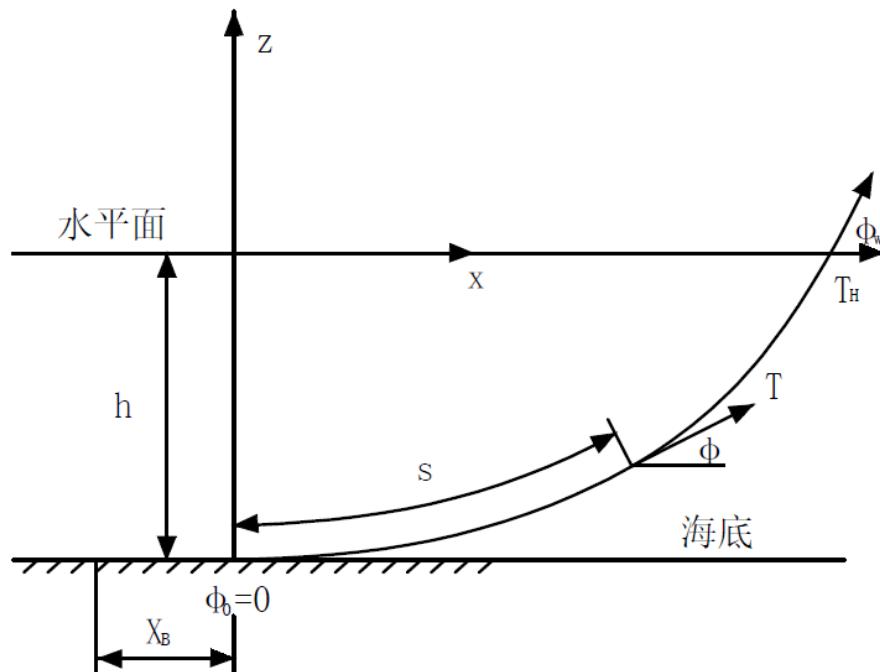


图 4 钢悬链线立管示意图



图 5 给出了 SCR 的一个微单元。力 D 和 F 分别是作用在微单元上单位长度平均水动力的法向和切向分量，w 是 SCR 在水中单位长度的重量，A 为 SCR 的横截面积，E 为弹性模量，T 是 SCR 张力。因为微单元两段事实上不受流体压力，而在计算浮力时候按其排水体积计算，两端流体压力也已经计入，故在微单元受力分析时应注意引进修正项，即单元上下两端张力中分别扣除  $T + dT - \rho g z A - \rho g A dz$  和  $T - \rho g z A$ <sup>[43]</sup>。从图 5 可知，当这些力静平衡时，有如下关系式：

$$dT - \rho g A dz = \left[ w \sin \phi - F \left( 1 + \frac{T}{AE} \right) \right] ds \quad (3-1)$$

$$Td\phi - \rho g A z d\phi = \left[ w \cos \phi + D \left( 1 + \frac{T}{AE} \right) \right] ds \quad (3-2)$$

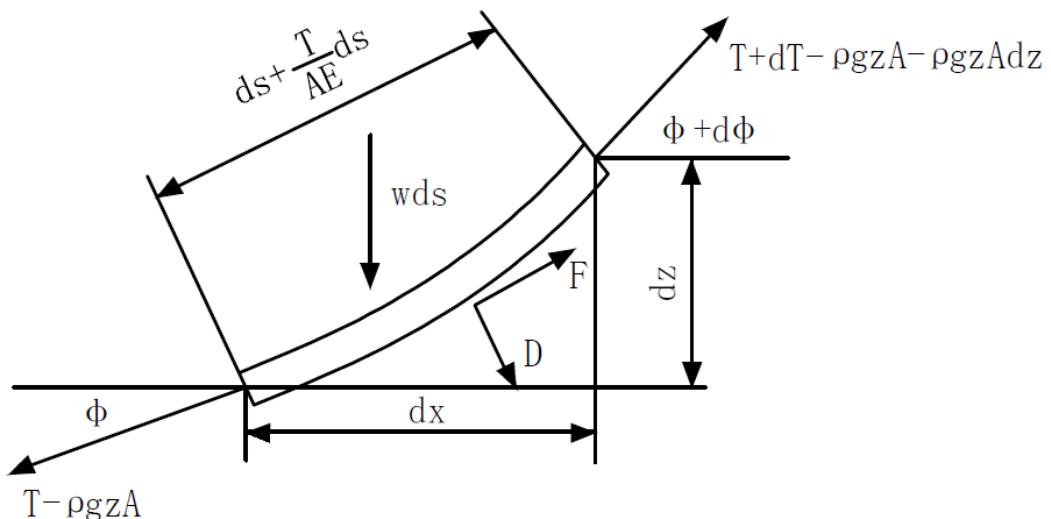


图 5 作用在钢悬链线立管微单元上的力示意图

上述方程式非线性的，一般不能找到明确的解，但是在 SCR 工作环境流速比较低，可以认为流体作用力影响不大，另外可暂时忽略弹性的影响来简化分析，并假设 SCR 单位长度重量为常数。引入：

$$T' = T - \rho g z A \quad (3-3)$$

则平衡方程可写为

$$dT' = w \sin \phi ds \quad (3-4)$$

$$T' d\phi = w \cos \phi ds \quad (3-5)$$

将上述两式相除，得到

$$\frac{dT'}{T'} = \frac{\sin \phi}{\cos \phi} d\phi \quad (3-6)$$

即

$$T' = T'_0 \frac{\cos \phi_0}{\cos \phi} \quad (3-7)$$

积分式(3-5)可得

$$s - s_0 = \frac{1}{w} \int_{\phi_0}^{\phi} \frac{T'}{\cos \theta} \frac{\cos \phi_0}{\cos \theta} d\theta = \frac{T'_0 \cos \phi_0}{w} [\tan \phi - \tan \phi_0] \quad (3-8)$$

因为  $dx = \cos \phi ds$ ，所以

$$\begin{aligned} x - x_0 &= \frac{1}{w} \int_{\phi_0}^{\phi} \frac{T'_0 \cos \phi_0}{\cos \theta} d\theta \\ &= \frac{T'_0 \cos \phi_0}{w} \left[ \ln\left(\frac{1}{\cos \phi} + \tan \phi\right) - \ln\left(\frac{1}{\cos \phi_0} + \tan \phi_0\right) \right] \end{aligned} \quad (3-9)$$

而  $dz = \sin \phi ds$ ，所以

$$z - z_0 = \frac{1}{w} \int_{\phi_0}^{\phi} \frac{T'_0 \cos \phi_0 \sin \theta}{\cos^2 \theta} d\theta = \frac{T'_0 \cos \phi_0}{w} \left( \frac{1}{\cos \phi} - \frac{1}{\cos \phi_0} \right) \quad (3-10)$$

选择  $\phi_0$  为 SCR 与海底之间接触点，即  $\phi_0 = 0^\circ$ 。由式(3-7)得到

$$T'_0 = T' \cos \phi \quad (3-11)$$

在水平面处张力的水平分量可以写为

$$T_H = T \cos \phi_w$$

比较(3-3), (3-10)和(3-11)式可得

$$T'_0 = T_H$$

这也符合力的总体平衡。通过式(3-9)， $\phi$  角可以从式(3-8)和式(3-10)中消去，而式(3-9)可以写为

$$\frac{xw}{T_H} = \ln\left(\frac{1 + \sin \phi}{\cos \phi}\right)$$

即

$$\sinh\left(\frac{wx}{T_H}\right) = \frac{1}{2} \left( \frac{1+\sin\phi}{\cos\phi} - \frac{\cos\phi}{1+\sin\phi} \right) = \tan\phi \quad (3-12)$$

$$\cosh\left(\frac{wx}{T_H}\right) = \frac{1}{2} \left( \frac{1+\sin\phi}{\cos\phi} + \frac{\cos\phi}{1+\sin\phi} \right) = \frac{1}{\cos\phi} \quad (3-13)$$

所以现在可以写出

$$s = \frac{T_H}{w} \sinh\left(\frac{w}{T_H} x\right) \quad (3-14)$$

$$z + h = \frac{T_H}{w} \left[ \cos\left(\frac{w}{T_H} x\right) - 1 \right] \quad (3-15)$$

这就是悬链线方程。

## 3.2 三维有限元分析基本原理

本节主要介绍在 ABAQUS 有限元计算中用到的三维有限元分析基本原理。

### 3.2.1 平衡方程

一个三维微元体有九个应力分量

$$\begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{bmatrix}$$

它的平衡方程为：

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zx}}{\partial z} + \bar{F}_x &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zy}}{\partial z} + \bar{F}_y &= 0 \\ \frac{\partial \sigma_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} + \bar{F}_z &= 0 \end{aligned} \quad (3-16)$$

由对原点的力矩为零可得：

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji} \quad (i, j = x, y, z) \quad (3-17)$$

即为剪应力互等定理。由此，微元体的独立应力分量变为六个

$$[\sigma] = [\sigma_{xx} \quad \sigma_{yy} \quad \sigma_{zz} \quad \sigma_{xy} \quad \sigma_{yz} \quad \sigma_{zx}]^T$$

### 3.2.2 几何方程

对于一个微元体，位移与应变的关系称为几何方程。为了求得几何方程，首先需要得到三维微元体应变与位移的关系为：

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x} \\ \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y} \\ \varepsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \\ \gamma_{xy} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \\ \gamma_{yz} = \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \\ \gamma_{zx} = \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \end{array} \right. \quad (3-18)$$

据此可以得到三维微元体几何方程如下：

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \gamma_{xy} \\ \gamma_{yz} \\ \gamma_{zx} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial y} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\partial}{\partial z} \\ \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial x} & 0 \\ 0 & \frac{\partial}{\partial z} & \frac{\partial}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial z} & 0 & \frac{\partial}{\partial x} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} = [L][u] \quad (3-19)$$

需要注意的是，它与结构是否为弹性体并不相关。

### 3.2.3 应力应变关系

根据广义胡克定律可以得到微元体正应力与正应变和切应力与切应变之间的关系如式(3-20) 和式 (3-21)：

$$\begin{aligned}\varepsilon_{xx} &= \frac{1}{E} [\sigma_{xx} - \mu(\sigma_{yy} + \sigma_{zz})] \\ \varepsilon_{yy} &= \frac{1}{E} [\sigma_{yy} - \mu(\sigma_{zz} + \sigma_{xx})] \\ \varepsilon_{zz} &= \frac{1}{E} [\sigma_{zz} - \mu(\sigma_{xx} + \sigma_{yy})]\end{aligned}\quad (3-20)$$

$$\begin{aligned}\gamma_{xy} &= \frac{2(1+\mu)}{E} \sigma_{xy} = \frac{\sigma_{xy}}{G} \\ \gamma_{yz} &= \frac{2(1+\mu)}{E} \sigma_{yz} = \frac{\sigma_{yz}}{G} \\ \gamma_{zx} &= \frac{2(1+\mu)}{E} \sigma_{zx} = \frac{\sigma_{zx}}{G}\end{aligned}\quad (3-21)$$

其中剪切模量  $G = \frac{E}{2(1+\mu)}$

令：

$$[D] = \frac{E(1-\mu)}{(1+\mu)(1-2\mu)} \begin{bmatrix} 1 & \frac{\mu}{1-\mu} & \frac{\mu}{1-\mu} & 0 & 0 & 0 \\ & 1 & \frac{\mu}{1-\mu} & 0 & 0 & 0 \\ & & 1 & 0 & 0 & 0 \\ & & & \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} & 0 & 0 \\ & & & & \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} & 0 \\ & & & & & \frac{1-2\mu}{2(1-\mu)} \end{bmatrix} \quad (3-22)$$

$$[C]^{-1} = [D] \quad (3-23)$$

其中  $E$  为弹性模量，  $\mu$  为泊松比。

则微元体应力与应变之间的关系可以表示为  $[\varepsilon] = [C][\sigma]$  或  $[\sigma] = [D][\varepsilon]$

### 3.2.4 最小势能原理

根据材料力学知识可以得到，单元应变能  $E = \iiint_V \frac{1}{2} [\sigma][\varepsilon] dv$

将单位体积上惯性力表示为  $\rho\{\ddot{u}\}$ , 则单元惯性力做功为  $W_M = \iiint_V (\rho\{\ddot{u}\})^T [u] dv$

将单位体积上阻尼力表示为  $c\{\dot{u}\}$ , 则单元阻尼力做功  $W_C = \iiint_V (c\{\dot{u}\})^T [u] dv$

假设单元所受单位体积力表示为  $[\bar{F}]$ , 单位表面力表示为  $[\bar{T}]$ , 则单元外载荷做功

$$W_F = -\iiint_V [\bar{F}]^T [u] dv - \iint_S [\bar{T}]^T [u] ds$$

由此, 微元体的势能可表示为

$$\begin{aligned} \Pi &= \iiint_V \frac{1}{2} [\sigma][\varepsilon] dv + \iiint_V (\rho\{\ddot{u}\})^T [u] dv + \iiint_V (c\{\dot{u}\})^T [u] dv - \iiint_V [\bar{F}]^T [u] dv \\ &\quad - \iint_S [\bar{T}]^T [u] ds \\ &= \iiint_V \frac{1}{2} [\varepsilon]^T [D][\varepsilon] dv + \iiint_V \frac{1}{2} [\sigma][\varepsilon] dv + \iiint_V (\rho\{\ddot{u}\})^T [u] dv \\ &\quad + \iiint_V (c\{\dot{u}\})^T [u] dv - \iiint_V [\bar{F}]^T [u] dv - \iint_S [\bar{T}]^T [u] ds \\ &= \Pi(u) \end{aligned} \quad (3-24)$$

最小势能原理的基本思想是, 如果  $u$  为满足所有控制方程的精确解, 则所有满足位移边界的  $\bar{u}=u+\delta u$  均为近似解, 真实解对应势能最小, 即

$$\Pi(u+\delta u) \geq \Pi(u)$$

令

$$[\varepsilon] = [L][u] = [L][N][u_e] = [B][u_e] \quad (3-25)$$

$$[\sigma] = [D][\varepsilon] = [D][B][u_e] = [S][u_e] \quad (3-26)$$

故可以将所有待求变量用节点位移表示:

$$\begin{aligned} [u] &= [N][u_e] \\ [\varepsilon] &= [B][u_e] \\ [\sigma] &= [S][u_e] \end{aligned} \quad (3-27)$$

代入最小势能原理可以得到:

$$\begin{aligned}
 \Pi_p &= \iiint_V \frac{1}{2} [\varepsilon]^T [D] [\varepsilon] dv + \iiint_V (\rho \{\ddot{u}\})^T [u] dv + \iiint_V (c \{\dot{u}\})^T [u] dv \\
 &\quad - \iiint_V [\bar{F}]^T [u] dv - \iint_S [\bar{T}]^T [u] ds \\
 &= \sum_{e=1}^N \iiint_V \frac{1}{2} [u_e]^T [B]^T [D] [B] [u_e] dv + \sum_{e=1}^N \iiint_V (\rho \{\ddot{u}\})^T [N] [u_e] dv \\
 &\quad + \sum_{e=1}^N \iiint_V (c \{\dot{u}\})^T [N] [u_e] dv - \sum_{e=1}^N \iiint_V [\bar{F}]^T [N] [u_e] dv - \sum_{e=1}^N \iint_S [\bar{T}]^T [N] [u_e] ds \quad (3-28) \\
 &= \sum_{e=1}^N \frac{1}{2} [u_e]^T [k_e] [u_e] + \sum_{e=1}^N (\rho \{\ddot{u}\})^T [u_e] + \sum_{e=1}^N (c \{\dot{u}\})^T [u_e] - \sum_{e=1}^N [p_e^f]^T [u_e] \\
 &\quad - \sum_{e=1}^N [p_e^T]^T [u_e]
 \end{aligned}$$

定义单元的刚度矩阵为

$$[k_e] = \iiint_V [B]^T [D] [B] dv \quad (3-29)$$

单元的质量矩阵为

$$[m_e] = \iiint_V \rho [N]^T [N] dv \quad (3-30)$$

单元的阻尼矩阵为

$$[c_e] = \iiint_V c [N]^T [N] dv \quad (3-31)$$

体积力等效节点载荷列阵为

$$[p_e^f] = \int_{A_e} [N]^T [\bar{F}] t dx dy \quad (3-32)$$

表面分布力等效节点载荷列阵为

$$[p_e^T] = \int_{\Gamma_e} [N]^T [\bar{T}] t ds \quad (3-33)$$

此时势能为节点位移的函数，即

$$\Pi = \Pi(u_e) \quad (3-34)$$

根据最小势能原理，进一步有

$$\frac{\partial \Pi}{\partial [u_e]} = 0 \quad (3-35)$$

则有：

$$\sum_{e=1}^N [k_e][u_e] + \sum_{e=1}^N [m_e]\{\ddot{u}_e\} + \sum_{e=1}^N [c_e]\{\dot{u}_e\} = \sum_{e=1}^N [p_e^f] + \sum_{e=1}^N [p_e^T] \quad (3-36)$$

用  $[M]$ ,  $[C]$ ,  $[K]$ ,  $[P]$  分别表示结构整体质量矩阵、阻尼矩阵、刚度矩阵、外载荷矩阵, 得到有限元平衡方程为

$$[M]\{\ddot{U}\} + [C]\{\dot{U}\} + [K]\{U\} = [P] \quad (3-37)$$

式(3-37)的有限元平衡方程即为 ABAQUS 和 Orcaflex 进行有限元计算时所应用的基本理论依据。

### 3.3 数值重构模型的建立与验证

为了验证在 ABAQUS 中建立的有限元静态计算模型以及 Orcaflex 中根据悬链线理论建立的静态计算模型的准确性, 本节主要介绍在 ABAQUS 与 Orcaflex 中建立立管与海床模型的过程, 并将 ABAQUS 的有限元模型与 Orcaflex 的悬链线模型结果进行对比, 进而验证静态模型的正确性。

#### 3.3.1 ABAQUS 模型建立

由于本文主要基于王俊高<sup>[5]</sup>关于平台运动对钢悬链立管涡激振动影响的试验来进行数值重构与分析, 所以在建立 ABAQUS 有限元模型时, 主要的参数取值均参考模型试验中的参数。

在有限元模型中, 主要有两个部件 (Part), Part-1 为钢悬链立管 (SCR) 模型, Part-2 为海床模型。在 Part-1 中, 由于 SCR 采用的是各向同性材料, 而且不需要分析 SCR 内部性质, 故为了减少网格数目从而减少计算量, 这里采用了 wire 模型来简化分析。截面属性选择 beam 截面, 截面为半径 0.012m 的实心圆。SCR 总长 23.71m。划分网格时, 采用 B31H 线性剪切变形混合梁单元, SCR 全长划分为 200 段, 共 201 个节点 (Node)。在 Part-2 中, 采用 3D Analytic Rigid Shell 模型, 无需划分网格。整个海床视作刚体, 并且在整个模型运动过程中始终保持六个自由度固定。

在静态模型分析中, 首先将 SCR 顶端上移至 9m 处, 并保持 SCR 水平方向长度 21.07m, 通过施加重力与浮力来使 SCR 呈现悬链线形状。SCR 与海床之间的法向相互作用视作刚性, 切向取摩擦系数 0.1。

ABAQUS 静态计算模型如图 6 所示, 图中体现了静态模型的 Mises 应力分布。模型中, X 方向为顺流向 (In-Line 方向, 即 IL 方向), Y 方向为竖直方向, Z 方向为横向 (Cross-Flow 方向, 即 CF 方向)。在本文的 ABAQUS 模型中, 顶部平台的运动被简化为 SCR 顶部的运动, 采用对 SCR 顶端节点施加位移边界条件的方式来模拟平台垂荡运动, 故没有建立出顶部平台的模型。

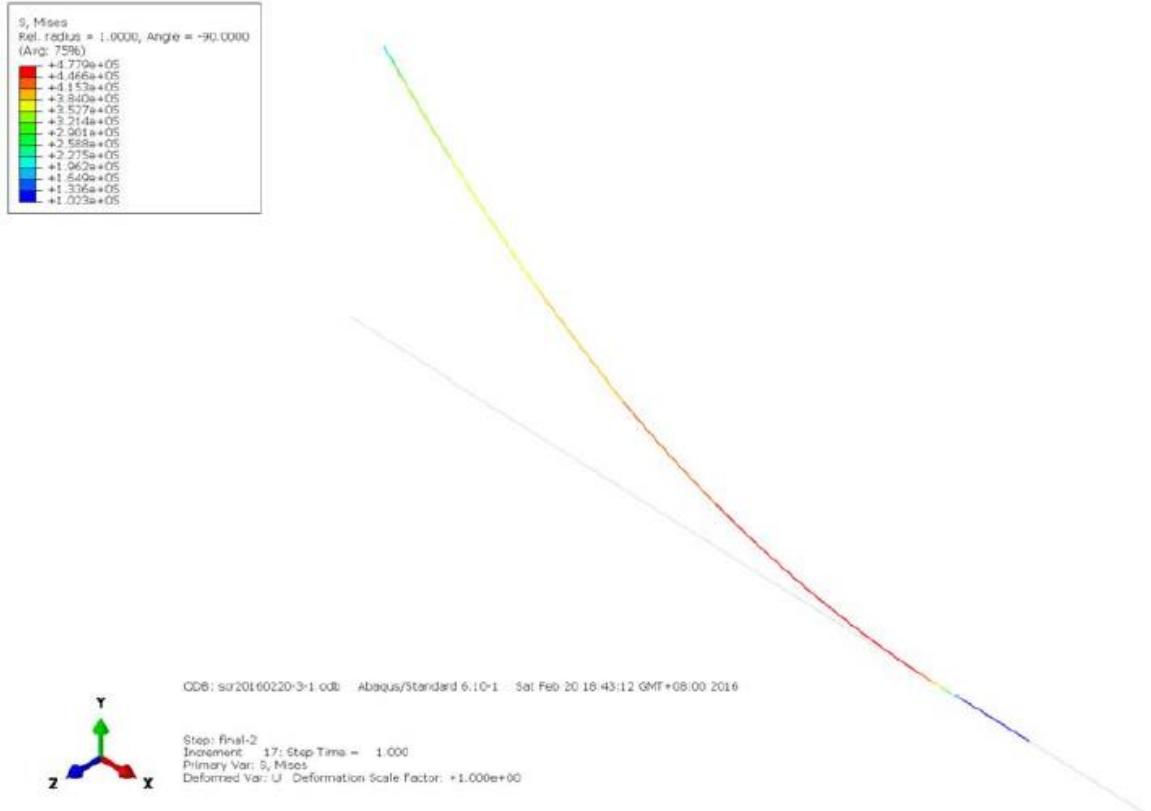


图 6 ABAQUS 模型图

### 3.3.2 Orcaflex 模型建立

本文在 Orcaflex 中建立立管模型时的主要参数取值均与在 ABAQUS 中相同，故这里不再赘述。

尽管在动态模型计算时，两种软件均采用有限元方法，但在静态模型计算时，Orcaflex 与 ABAQUS 计算理论并不相同。在 ABAQUS 中，静态的模型是通过对 SCR 施加一定的边界条件与作用力，并用有限元计算方法来寻求 SCR 在这些条件下的平衡状态。而在 Orcaflex 中，静力学计算分为两个步骤，第一个步骤通过一种选定的方法来计算立管的外形，并以此作为第二步骤迭代的起点，在本文使用的 Orcaflex 模型中第一步骤采用的是悬链线方法。第二个步骤中，采用“Full Statics”计算方法，将所有力的作用、弯曲刚度、形状的影响等因素全部考虑进去，在第一步骤计算出的立管形状的基础上进行不断迭代，直到找到真正的平衡状态。

Orcaflex 静态计算模型如图 7 所示。模型中，X 方向为 IL 方向，Y 方向为 CF 方向，Z 方向为竖直方向。在本文的 Orcaflex 模型中，顶部平台的简化模型也建立了出来，在动力计算时是通过对顶部平台施加垂荡运动来带动 SCR 上端的运动并进而分析 SCR 的动力响应。在图 7 中，为了更清晰的展示 SCR 模型，平台模型已被隐藏，仅展示了 SCR 与海床部分的模型。

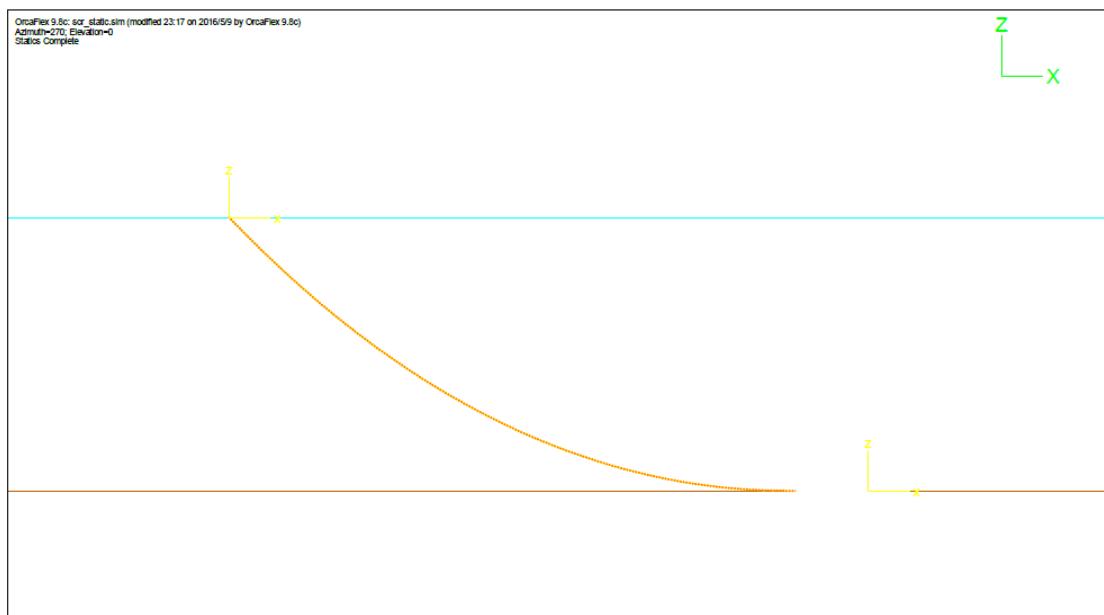


图 7 Orcaflex 模型图

### 3.3.3 静态模型的验证

本文将 Orcaflex 中根据悬链线方法对静态模型进行计算的结果与 ABAQUS 中根据有限元方法对静态模型进行计算的结果进行了对比, 如图 8 所示, 两种软件虽然静态计算的方法不同, 但计算结果几乎完全重合, 可以证明所建立的两种静态模型是较为准确的, 可以用于后文的动态数值重构。

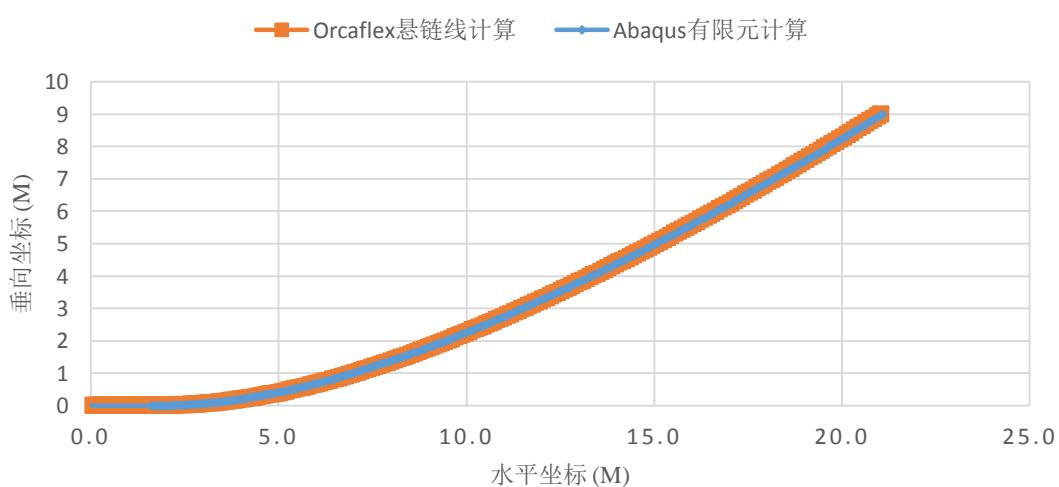


图 8 ABAQUS 中 SCR 静态模型有限元计算与 Orcaflex 中 SCR 静态模型悬链线理论计算结果对比

### 3.4 本章小结

本章主要对比了 ABAQUS 与 Orcaflex 两种软件在计算理论上的异同，并详细阐释了悬链线方程与三维有限元基础理论，这是本文进行数值建模与计算的重要理论基础。另外，本章还详细说明了数值重构模型的建立过程，并展示了静态计算模型，通过两种软件静态模型的对比验证了数值重构模型在静力学方面的正确性，这是保证后面动态工况计算准确性的基本前提。

在计算理论介绍部分，本章首先从静力学角度推导了悬链线方程，之后又建立了三维有限元平衡方程。这两部分内容是本文数值计算的理论，有助于读者更深入理解本文数值模型的计算原理。

在静态模型建立部分，本章详细阐释了 ABAQUS 模型建立的步骤与参数取值，并简要概述了 Orcaflex 的建立过程。由于本文的数值计算结果是通过与试验测量数据对比来进行验证的，故本章中所建立的数值模型采用的是试验中所用 SCR 模型的参数。ABAQUS 和 Orcaflex 两个软件建立静态模型所应用的计算理论不同，ABAQUS 采用有限元理论，而 Orcaflex 采用悬链线理论，而用两种软件分别建立出的两个静态数值模型经过对比发现几乎没有差异，可以说明静态数值模型的正确性。

## 第四章 无涡激力作用时立管响应计算

本章主要分为两个部分：第一部分选取了王俊高<sup>[5]</sup>试验中的三个典型平台垂荡工况，在不施加涡激力的情况下进行立管动力响应分析，分别对三个工况下的立管的触底点位置变化、法向速度分布、轴向应力分布以及弯曲应力分布进行了分析，探究顶部平台垂荡振幅和周期对流场性质以及 SCR 动力响应的影响；第二部分则针对试验中在 SCR 触底点附近出现了大幅横向位移的 H\_A370T435 工况进行了不施加涡激力情况下的数值重构，并对 H\_A370T435 工况分别采取了增大垂荡幅值、减小垂荡周期两种方法形成了共九种剧烈垂荡工况，通过对九种工况的动力响应计算来探究平台剧烈垂荡时垂荡振幅和周期对 SCR 触底点附近屈曲现象的影响，并进一步探究屈曲在平台垂荡诱导 SCR 横向振动这一现象中的贡献。

### 4.1 试验工况立管动力响应计算

#### 4.1.1 计算工况

根据试验中的工况，本节选取如下三种典型工况进行分析

- (1) H\_A370T504 工况：顶端正弦运动振幅 0.37m，周期 5.04s，为平台运动振幅较大，周期较大工况；
- (2) H\_A210T481 工况：顶端正弦运动振幅 0.21m，周期 4.81s，为平台运动振幅中等，周期中等工况；
- (3) H\_A105T596 工况：顶端正弦运动振幅 0.105m，周期 5.96s，为平台运动振幅较小，周期较大工况。

在 ABAQUS 中对立管进行动力响应计算时，可以通过对 SCR 顶部节点施加正弦变化的位移约束来实现各个工况，并可以通过提取顶部节点的垂向位移数据来验证所施加的顶部运动符合所要实现的工况。在 Orcaflex 中，可以通过设定平台的周期性正弦运动来实现不同工况。图 9 以 H\_A370T504 工况为例展示了在两种数值重构模型中所施加的平台正弦垂荡运动曲线。

对于以上每一种工况，本节分别完成了 50s 的动力响应计算，并根据提取的位移、速度数据计算出了 SCR 每一节点在每一计算步的法向速度，也就相当于得到了在各节点处的相对来流速度，从而可以据此研究平台运动下瞬时等效流场分布，这一步骤对于分析垂荡运动产生的振荡流以及振荡流作用在 SCR 上的涡激力是一个重要基础；此外，本节还分析了 SCR 触底点位置的变化，以及 SCR 轴向应力和横向弯曲应力分布，分析这些非线性因素的变化有助于了解这些非线性因素对于 SCR 的屈曲以及进而发生的横向运动现象的影响。

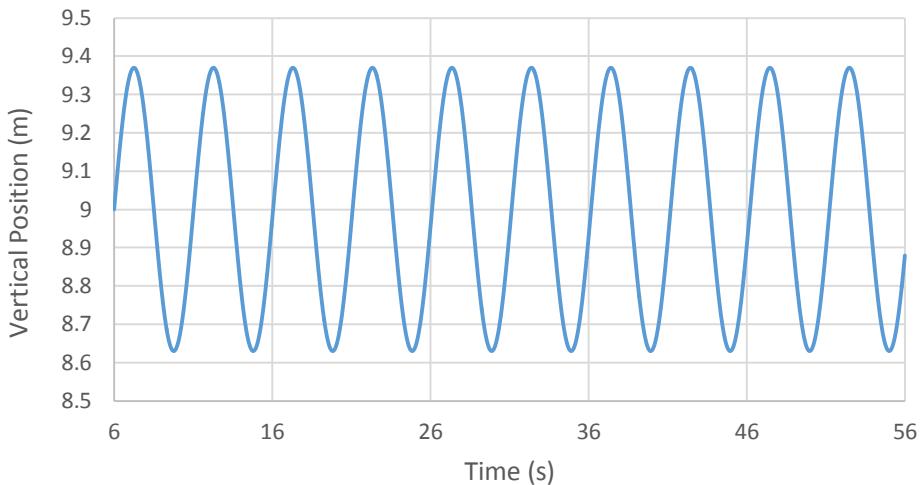


图 9 H\_A370T504 工况顶部边界条件

#### 4.1.2 法向速度计算

在平台垂荡运动诱发立管产生涡激振动这一现象中，涡激振动产生的根本原因为：立管在平台的带动下与静水质点产生相对运动，从而形成相对立管的振荡来流，这种振荡来流对立管作用了涡激力，进而诱导柔性立管产生涡激振动。相对立管的振荡来流流速在立管各节点处流速可通过计算立管各节点法向速度来得到。这里法向速度是指，立管某一节点处的面内速度垂直于该节点处立管切线方向的速度分量。

流场对立管产生的水动力与相对来流速度的关系为：

$$F = C \cdot \frac{1}{2} \rho D U^2 \quad (4-1)$$

其中  $F$  为水动力， $C$  为水动力系数， $\rho$  为流体密度， $D$  为立管直径， $U$  为相对来流速度，可以通过计算 SCR 上各处法向速度得到。因此，本节对不同工况下 SCR 各节点法向速度进行了计算，并以此作为分析 SCR 涡激振动的基础。

##### 4.1.2.1 法向速度计算方法

SCR 任一节点处法向速度计算方法如下：

如图 10 所示，节点坐标为  $(x_i, z_i)$ ，该节点沿  $x$  轴方向瞬时速度为  $\vec{v}_{xi}$ ，沿  $z$  轴方向瞬时速度为  $\vec{v}_{zi}$ ，该节点处法向量为  $\vec{n}_i$ 。

由于相邻节点之间间距很小，所以可近似用两节点之间割线的垂向量代替该节点处法向量，即  $\vec{n}_i = \frac{(-(z_{i+1} - z_i), x_{i+1} - x_i)}{\sqrt{(z_{i+1} - z_i)^2 + (x_{i+1} - x_i)^2}}$ 。则该节点处法向速度  $\vec{v}_{ni}$  可如下式计算：



$$\vec{v}_{ni} = \vec{v}_i \cdot \vec{n} = \frac{v_{zi}(x_{i+1} - x_i) - v_{xi}(z_{i+1} - z_i)}{\sqrt{(z_{i+1} - z_i)^2 + (x_{i+1} - x_i)^2}} \quad (4-2)$$

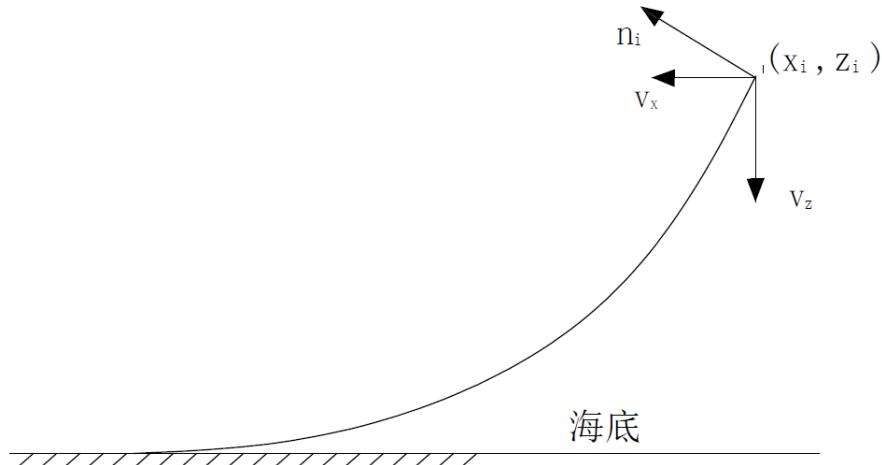


图 10 法向速度计算示意图

#### 4.1.2.2 法向速度计算结果

H\_A105T596、H\_A210T481 和 H\_A370T504 三种工况下立管法向速度时空分布云图如图 11 至图 13 所示。

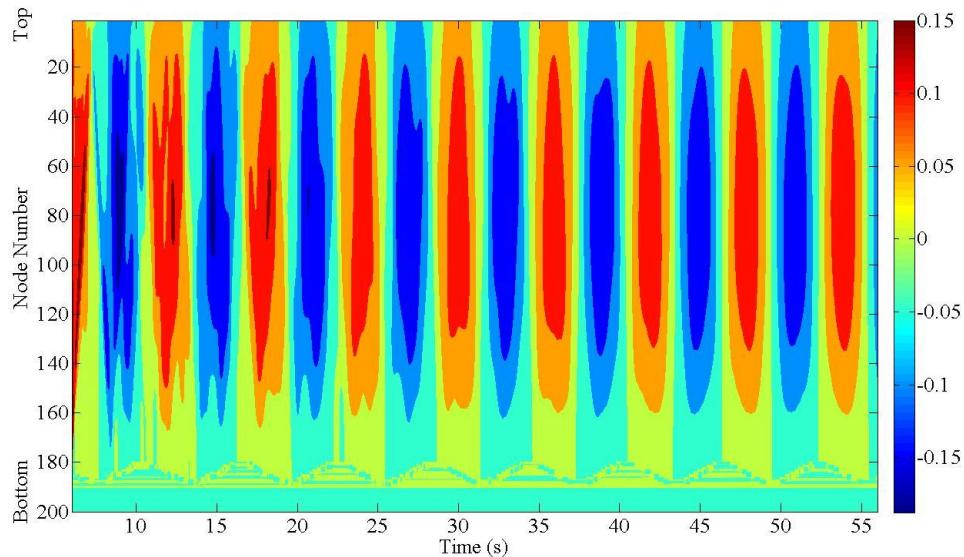


图 11 无涡激力作用时 H\_A105T596 工况各节点法向速度云图

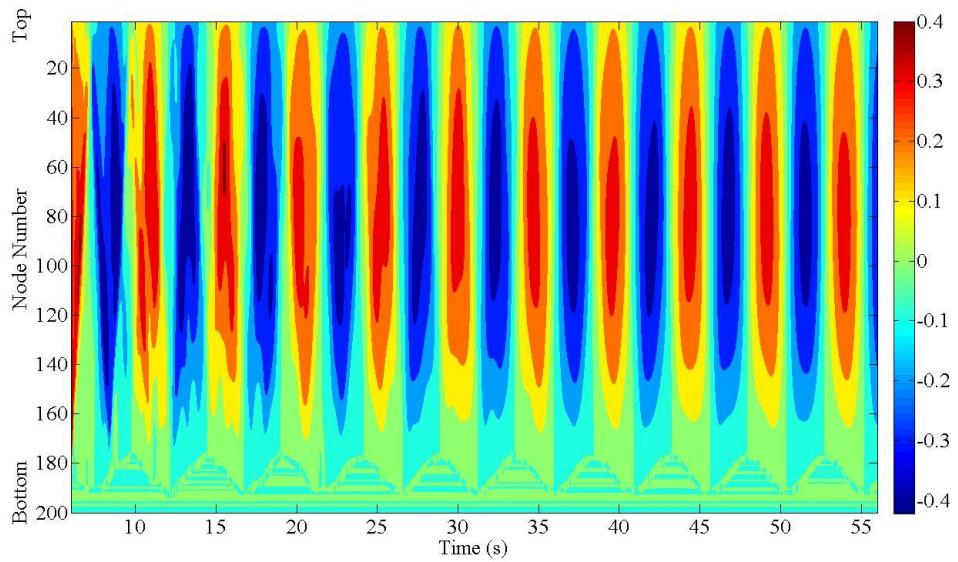


图 12 无涡激力作用时 H\_A210T481 工况各节点法向速度云图

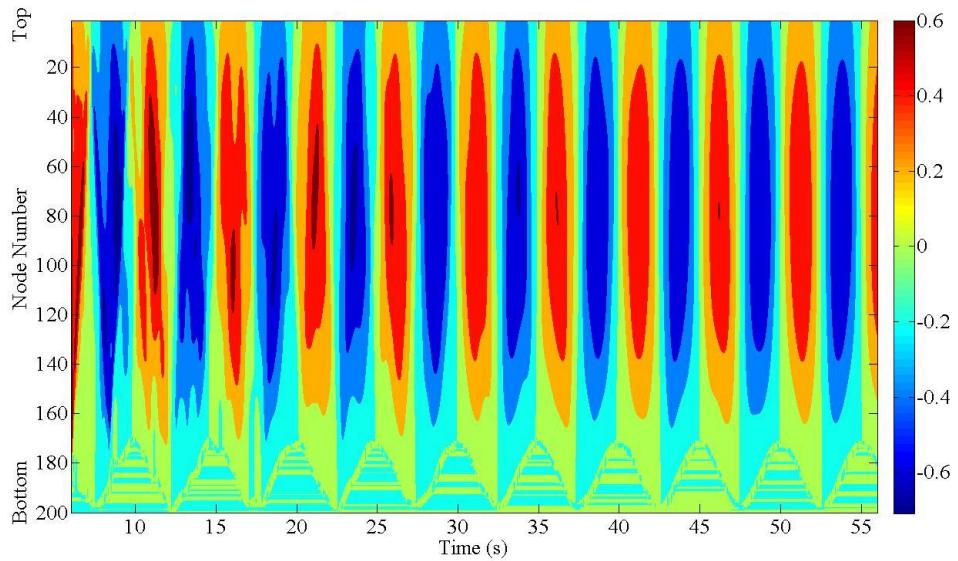


图 13 无涡激力作用时 H\_A370T504 工况各节点法向速度云图

从法向速度时空分布云图中可以看出,立管各节点处法向速度随时间变化呈周期性分布,其变化周期近似于立管顶端运动周期。立管顶端开始间歇运动时法向速度周期尚不稳定,其达到稳定周期的时间与立管顶部垂向运动幅值有关,顶部运动幅值越大,达到稳定的周期数越多。**H\_A105T596**工况大约在第四周期达到稳定,**H\_A210T481**工况大约在第五周期达到稳定,而**H\_A370T504**工况则大约在第六周期达到稳定。

对比图 11、图 12 和图 13 三副云图可以发现,随着立管顶部运动幅值增大,各节点处法向速度也随之增大。另外,当顶部运动幅值相同时,顶部运动周期越大,法向速度越小。

另外,从图 11、图 12 和图 13 三副云图中均可以看出,法向速度沿管长分布规律为:

立管中部法向速度较大，两端法向速度较小。另外，在立管顶端上行阶段各节点处法向速度为正值，在立管顶端下行阶段各节点处法向速度为负值，上下行阶段法向速度变化规律近似对称。

此外，观察图 11、图 12 和图 13 三幅图的 Node 180 附近可以发现每个周期都会出现一个近似三角形的区域，该区域内法向速度约为零，这是由于触底点水平位置的周期性变化。从三幅图中可以看出，立管顶端运动幅度越大，触底点位置变化越大。

#### 4.1.3 触底点位置变化计算

当平台进行垂荡运动时，触底点位置会沿 SCR 管长方向发生变化。当触底点位置变化时，SCR 的躺底段与海床之间的相互作用会发生变化，立管上速度发生突变的位置也会变化，这些因素会对 SCR 发生屈曲的位置以及作用在 SCR 触底点附近区域的涡激力产生影响，进而会影响到 SCR 的横向位移响应，故本节对 SCR 触底点沿管长方向位置的变化做了分析，进而探讨当顶部平台垂荡运动时 SCR 触底点位置的变化规律。

图 14 将无涡激力作用时 H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 三种不同工况下 50s 内的触底点在 SCR 上所在位置的变化进行了对比。在图 14 中，横坐标为运动时间，其中立管顶端的周期性垂荡运动从第 6 秒开始施加；纵坐标为立管上的节点号，从小到大分别为从立管顶端到立管底端。

从图 14 中观察可知，三种工况下立管触底点的变化周期均与各自顶部平台垂荡运动的周期相同，在立管顶端上行阶段触底点逐渐向底端移动，当立管顶端即将达到最高点之前 1/6 个周期左右时触底点开始向顶端移动，之后在立管顶端下行阶段触底点继续逐渐向顶端移动，并在立管顶端即将到达最低点之前 1/6 个周期左右时触底点开始向底端移动。随着立管顶端运动幅度的增大，触底点位置变化幅度也逐渐增大。在三种工况中均可以发现，当平台刚开始运动时，触底点位置的变化会经历一个不稳定的阶段，而经历若干个周期之后触底点沿管长方向位置开始平稳变化，说明 SCR 已经开始稳定地跟随顶部平台的运动而运动。

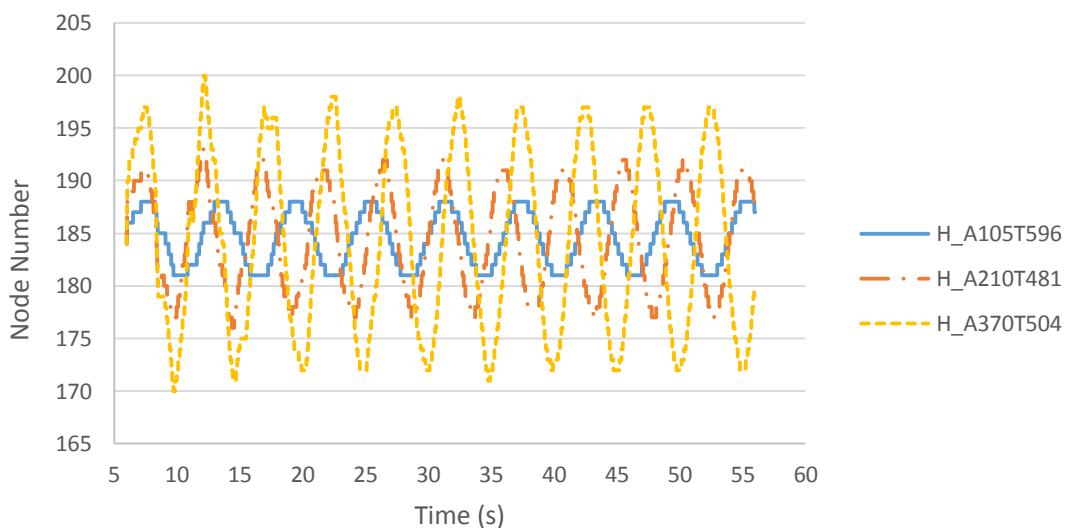


图 14 无涡激力作用时 H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 三种工况触底点位置变化对比



#### 4.1.4 轴向应力计算

根据材料力学知识，圆截面柱体的正应力可以表示为：

$$\sigma_n = \frac{P}{A} \pm \frac{M_x}{I_x} y \mp \frac{M_y}{I_y} x \quad (4-3)$$

式中  $P$  为轴向力， $A$  为横截面积， $M_x$  为  $x$  轴方向弯矩， $I_x$  为截面对  $x$  轴惯性矩， $M_y$  为  $y$  轴方向弯矩， $I_y$  为截面对  $y$  轴惯性矩。正应力分解图示见图 15。

在 ABAQUS 中进行轴向应力计算时需要提取 S11 正应力数据。ABAQUS 中输出的 S11 正应力数据有四个方向：SP3、SP7、SP11、SP15，其在立管截面上的位置如图 16 所示。

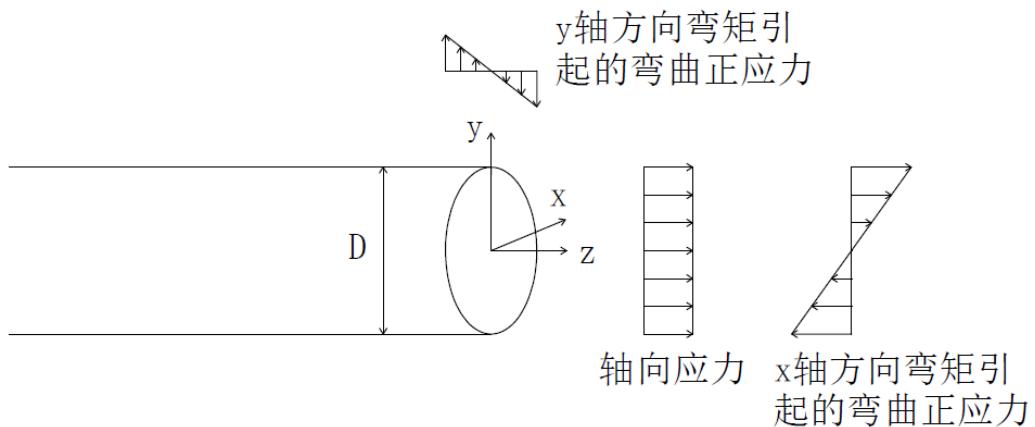


图 15 立管截面正应力分析

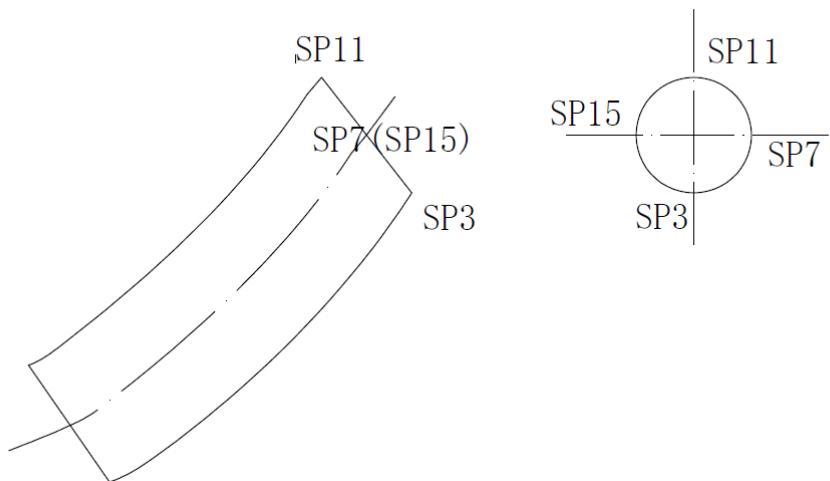


图 16 应力位置示意图



图 16 中 SP3 和 SP11 方向是轴向力产生的正应力与  $x$  轴方向弯矩产生弯曲正应力叠加, SP7 和 SP15 是轴向力产生的正应力与  $y$  轴方向弯矩产生的弯曲正应力叠加。因为 SP3 与 SP11、SP7 和 SP15 方向的弯曲正应力分别大小相等、方向相反, 所以可以将四个方向的正应力值相加取平均值得到轴向应力。SP3 与 SP11 正应力做差可得到面内弯曲应力, SP7 与 SP15 正应力做差可得到垂直平面方向弯曲应力。弯曲应力的计算将在下一节中进行, 本节主要介绍轴向应力的计算结果。

本节通过提取并分析处理数值重构模型的计算数据得到 H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 三种不同工况下立管各节点处的应力值。在数值重构模型中, 位移边界条件从第 6s 开始施加。由于初始施加位移的一段时间内立管运动形式发生突变, 导致应力值很大, 这一段对于分析 SCR 应力变化规律并没有意义, 而且又影响绘制出云图的可观性, 因此对于每一种工况在绘制应力云图时均从 6.5s 开始。H\_A105T596、H\_A210T481 以及 H\_A370T504 三种工况下立管各轴向节点应力云图分别如图 17、图 18 和图 19 所示。

从图 17、图 18 和图 19 三幅云图中可以看出, 在每一种工况下, 各节点轴向应力均随时间呈周期性变化, 且变化周期近似等于立管顶部平台正弦垂荡运动的周期。在平台上行时各节点轴向应力逐渐减小, 在平台下行时各节点轴向应力逐渐增加。从立管顶端至立管底端, 轴向应力呈减小趋势。

对比图 17、图 18 和图 19 三幅云图可以发现, 随着 SCR 顶部平台垂荡振幅的增加, SCR 上各节点轴向应力周期性变化的幅值也会增大, 而且应力值本身也会相应增大。另外, 当平台垂荡运动振幅较大时, 刚刚施加顶部平台运动的初始阶段 SCR 轴向应力波动则较大, 轴向应力达到稳定的周期性变化所需的周期数也更长。

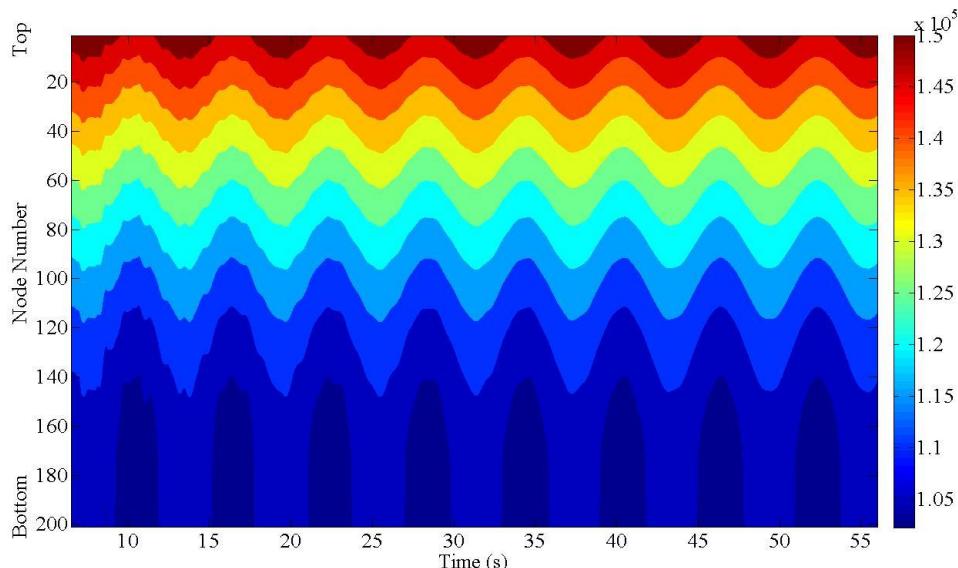


图 17 无涡激力作用时 H\_A105T596 工况各节点轴向应力云图

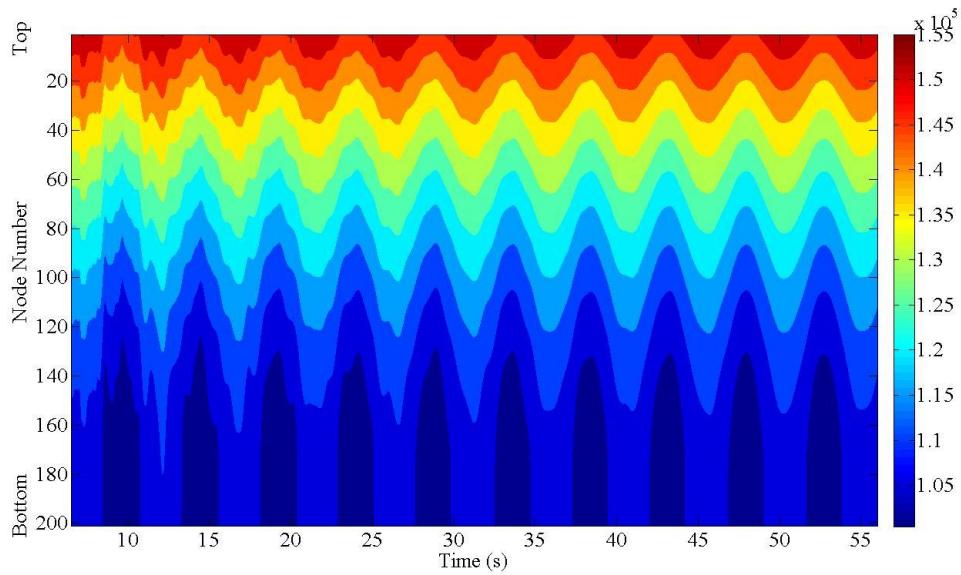


图 18 无涡激力作用时 H\_A210T481 工况各节点轴向应力云图

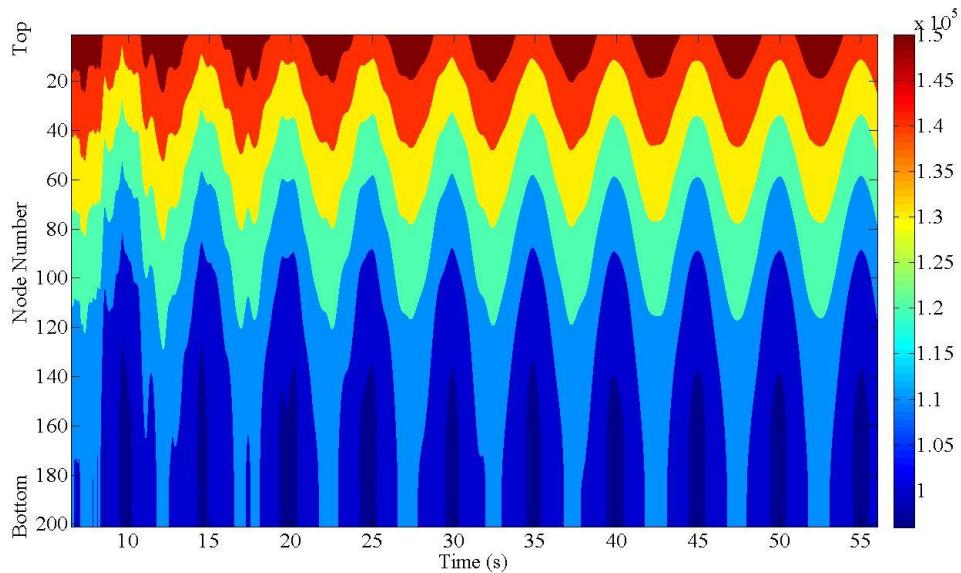


图 19 无涡激力作用时 H\_A370T504 工况各节点轴向应力云图

H\_A105T596、H\_A210T481 以及 H\_A370T504 三种工况下 SCR 上每一节点在整个 50s 的运动过程中轴向应力最大值如图 20 所示。由于初始 0.5s 内轴向应力发生剧变，如果考虑初始 0.5s 在内那么最大轴向应力图将很难看出后面稳定状态时的变化趋势，因此取最大轴向应力时忽略前 0.5s，从第 6.5s 开始计算。从图 20 中可以看出，随着立管顶端振幅增大，立管各节点轴向应力最大值也会增大，并且当振幅相同时，周期较小者轴向应力最大值也较小。另外，不论平台垂荡振幅与周期如何，从立管顶端到立管底端，轴向应力最大值均呈减小趋势。

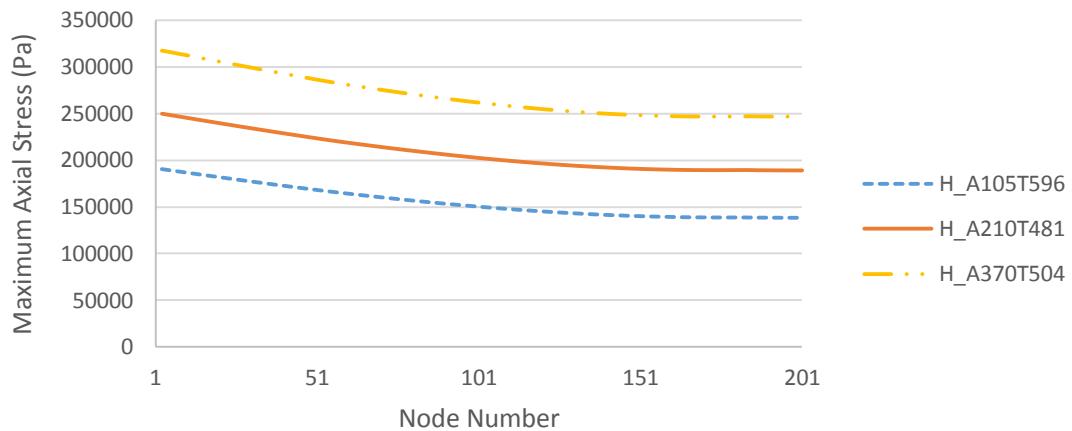


图 20 无涡激力作用时 H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 三种工况各节点轴向应力最大值对比

#### 4.1.5 弯曲应力计算

分析 ABAQUS 数值模型计算出的应力结果可以发现，在 H\_A105T596、H\_A210T481 和 H\_A370T504 这三种工况中，SP7 和 SP15 方向的应力值十分相近，即这三种工况下基本没有发生横向弯曲，垂直平面方向的横向弯曲应力极小，而相比之下下面内弯曲应力则较大。这一结果与实际试验中观察到的现象比较接近，从试验录制的视频中可以看到，H\_A105T596、H\_A210T481 和 H\_A370T504 这三种工况均未在触底点附近出现显著横向位移，故也没有明显的横向弯曲。因此，本节主要分析通过 SP3 方向正应力与 SP11 方向正应力做差得到的面内弯曲应力。

由于弯曲应力在初始 0.5s 内没有发生突变，与后面稳定状态时的值接近，因此弯曲应力云图绘制以及最大值计算均从第 6 秒开始。H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 三种工况下立管各节点弯曲应力云图分别如图 21、图 22 和图 23 所示。

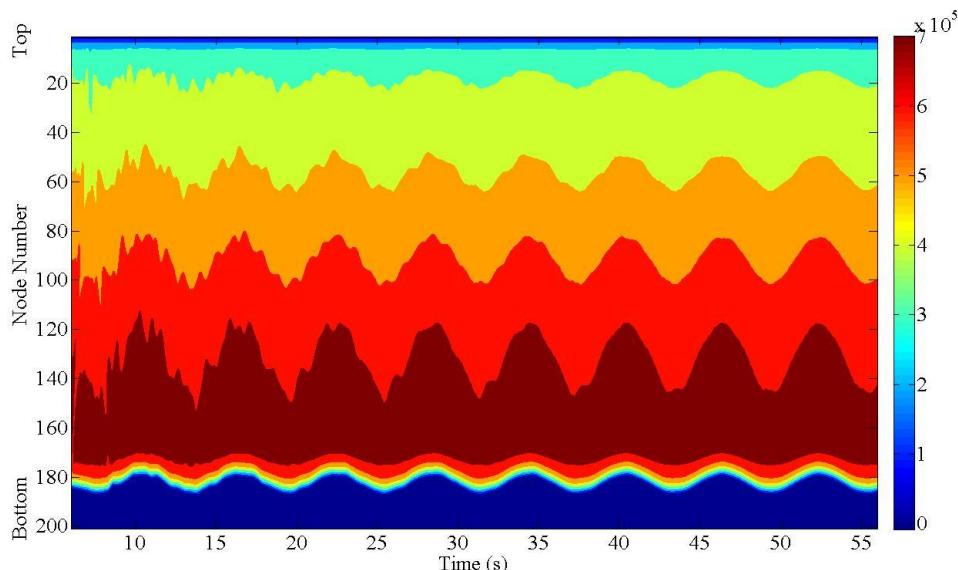


图 21 无涡激力作用时 H\_A105T596 工况各节点弯曲应力云图

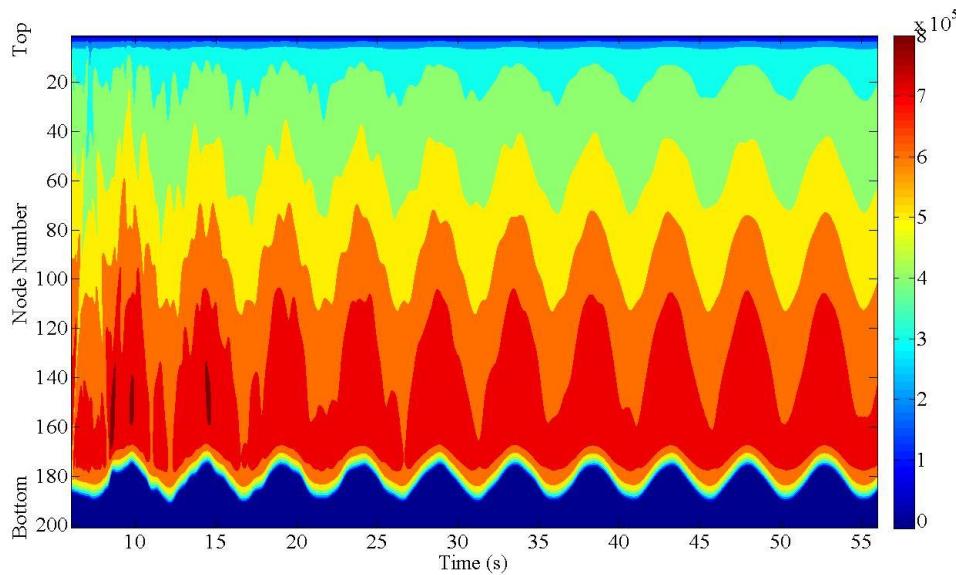


图 22 无涡激力作用时 H\_A210T481 工况各节点弯曲应力云图

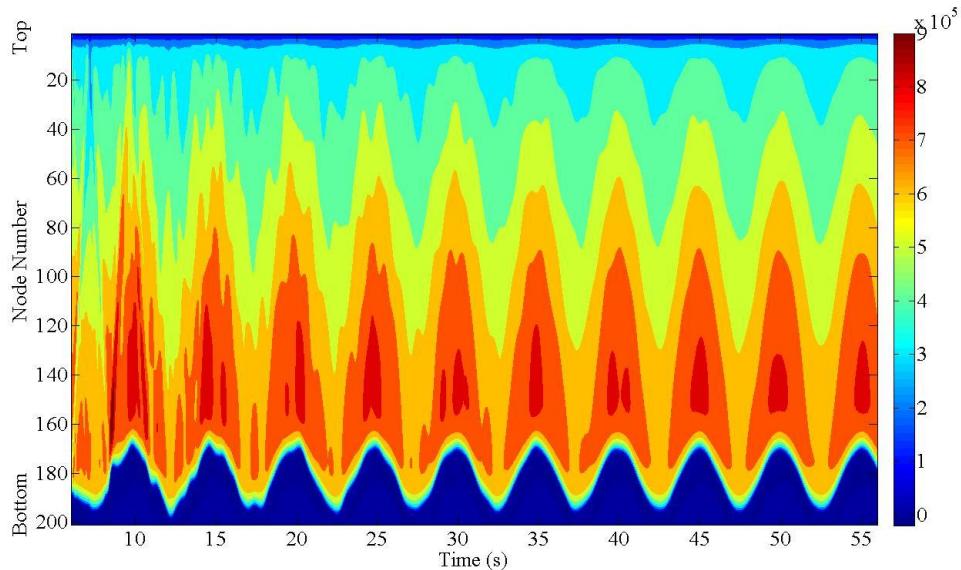


图 23 无涡激力作用时 H\_A370T504 工况各节点弯曲应力云图

观察图 21、图 22 和图 23 三幅弯曲应力云图并与图 14 中显示的触底点位置变化情况相比较可以看出，在触底点上方附近位置弯曲应力达到最大，从触底点附近向两端弯曲应力逐渐减小。各节点弯曲应力呈周期性变化，变化周期近似为立管顶端运动周期。随着立管顶端振幅增大，各节点弯曲应力也随之增大，并且周期性波动幅度也增大。

另外，对比图 21、图 22 和图 23 的弯曲应力云图与图 17、图 18 和图 19 的轴向应力云图可以发现，轴向应力在触底点附近并没有较大波动，而弯曲应力在触底点附近则骤增。这里，弯曲应力沿管长方向的变化可能与悬链线的形状有关。

图 24 表示了三种工况下，立管各节点处在整个运动过程中弯曲应力的最大值。从图



24 可以看出，在立管顶部附近弯曲应力最大值波动较大，而在触底点附近弯曲应力达到峰值。对比三种工况下弯曲应力最大值可以发现，随着立管顶端运动幅值增大，弯曲应力最大值也增加。

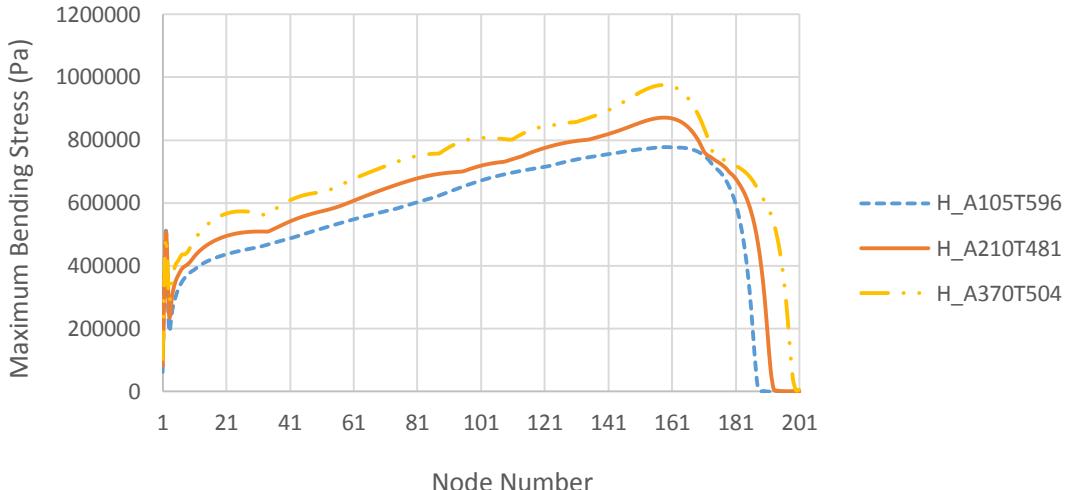


图 24 无涡激力作用时 H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 三种工况各节点弯曲应力最大值对比

综合对轴向应力和弯曲应力分析的结果来看，在 H\_A105T596、H\_A210T481 以及 H\_A370T504 这三种工况下几乎没有出现负的轴向张力，横向弯曲应力也很小，说明在这三种工况下并 SCR 没有发生明显的屈曲。另外，由于又没有计入横向涡激力的影响，故 SCR 也没有垂直于平面的横向运动，这一结论与试验观察结果相一致。本节的分析表明，当平台垂荡的振幅较小、周期较大时，SCR 不会发生明显屈曲现象，故下一节中将针对试验中观察到触底点附近发生显著横向运动的 H\_A370T435 工况以及其衍生出的一些更为剧烈的垂荡工况进行动力响应分析，探究 SCR 屈曲发生的条件，并通过增大振幅和缩短周期两种方法来探究平台垂荡振幅和周期对 SCR 屈曲的影响，从而进一步探究屈曲现象在平台内垂荡运动诱导 SCR 垂直平面的横向响应这一现象中的贡献。

## 4.2 剧烈垂荡工况立管动力响应计算

从 4.1 节的分析以及实际试验观测结果中均可以看出，当平台垂荡的振幅较小、周期较大时 SCR 触底点附近没有明显横向运动。而在王俊高<sup>[5]</sup>进行的试验中，试验者发现在 H\_A370T435 工况下 SCR 的触底点附近发生了显著的横向运动，因此可以推测这一现象是在平台垂荡十分剧烈的工况下才会发生。故本节主要分析几个振幅较大、周期较小的工况中 SCR 的动力响应，并探究这一垂直于平面的横向运动产生的原因。

试验录制的 H\_A370T435 工况视频中触底点附近的横向振动示意图如

图 25 所示。图中两条红线标注了触底点附近的横向振动幅值的位置，通过将横向振动幅值与 SCR 直径进行比较可以看出，触底点附近节点的左右振动峰值之间的距离约为 SCR 直径的 35 倍，SCR 直径为 0.024m，故可以计算出触底点附近横向振动左右峰值之间距离约为 0.84m，即横向振动幅值约为 0.42m。而相比之下，前一节计算的 H\_A105T596、H\_A210T481

和 H\_A370T504 这三种工况的视频中几乎看不出横向位移。因此，本节选取 H\_A370T435 工况作为剧烈垂荡的代表，并通过减小这一工况的周期以及增大这一工况的振幅来衍生出其他剧烈振荡工况，通过分析在这些工况中 SCR 横向位移与轴向张力、垂向加速度等因素之间的关系来探究屈曲在 SCR 横向响应现象中的贡献，从而进一步研究 SCR 在平台剧烈垂荡工况中的横向动力响应以及其产生机理。



图 25 试验观测 H\_A370T435 工况触底点附近横向振动示意图

基于 H\_A370T435 工况，本文通过增大垂荡振幅和缩短垂荡周期两种方法来获取平台垂荡剧烈的工况，并以此来研究垂荡振幅和周期对 SCR 横向运动的影响，从而进一步探究平台垂荡诱导 SCR 横向运动这一现象的产生机理与影响因素。本节选取了三种振幅：0.37m、0.40m、0.43m，以及三种周期：4.35s、3.00s、2.00s，来研究周期和振幅对触底点横向运动的影响。本节所分析的九种计算工况如表 1 所示：

表 1 动力响应计算工况总结

工况		周期		
		4.35s	3.00s	2.00s
振幅	0.37m	H_A370T435	H_A370T300	H_A370T200
	0.40m	H_A400T435	H_A400T300	H_A400T200
	0.43m	H_A430T435	H_A430T300	H_A430T200

#### 4.2.1 振幅相同、周期不同的工况下动力响应分析

本节以平台垂荡振幅 0.37m 的三种工况来分析振幅相同、周期不同时 SCR 的动力响应变化。图 26, 图 27 和图 28 分别节选了无涡激力作用时 H\_A370T435、H\_A370T300、H\_A370T200 三种工况下 40s 内的 SCR 触底点附近动力响应情况，每幅图中 a) 为顶部平台运动曲线, b) 为触底点处轴向张力变化曲线, c) 为触底点处横向位移时历, d) 为触底点处弯曲应变时历, e) 为触底点处弯曲应力时历。

从图 26 中可以看出，顶部平台向下运动时触底点附近出现负张力，当顶部平台运动到最高点后开始向下运动不久时，负张力就达到峰值。另外可以观察到，尽管该工况没有施加横向载荷，触底点附近却出现了周期性横向运动。另外，这个周期性横向运动的周期和触底点附近有效张力的变化周期均与顶部平台运动周期相近，说明顶部平台垂荡运动是导致 SCR 的垂直平面的横向运动的原因，可以推测是平台垂荡导致 SCR 在触底点附近发生了屈曲，进而导致了横向运动。观察平台垂荡时触底点附近的弯曲应变和弯曲应力可以发现，应变和应力也在周期性变化，且这个周期与顶部平台垂荡运动的周期相近。弯曲应变和弯曲应力在顶部平台运动到最高点后开始向下运动时达到峰值，由于顶部平台做正弦运动，故根据正弦运动加速度和位移的关系可知当平台运动到最高点时平台向下的加速度达到最大值，因此推测顶部平台的加速度与触底点附近的加速度、轴向压应力以及屈曲造成的弯曲应变间存在联系，这一关联将在本节后面的图 29 和图 30 中进行进一步探讨。

从图 26 中观察仅有顶部平台运动造成的立管动力响应时的 H\_A370T435 工况，可以发现此时的触底点横向运动数量级很小，在  $10^{-3}$  左右，远小于试验测量得到的  $10^{-1}$  数量级的横向运动，说明仅在顶部平台运动作用下的动力响应并没有形成大幅的触底点横向运动，说明平台垂荡造成的 SCR 屈曲现象并不是导致触底点附近发生显著的横向运动的唯一原因，故在本文第五章、第六章研究了顶部平台运动形成的振荡流对 SCR 产生的涡激力，以此来探究涡激力对于这一横向运动是否也有影响。

对比图 26、图 27 和图 28 可以发现，当 SCR 顶部振幅相同均为 0.37m 时，周期对于触底点横向运动有较大影响。尽管周期不同时每一周期内 SCR 各个变量响应的趋势不变，但是 SCR 触底点附近轴向张力和横向运动的周期均随着顶部平台运动周期的变化而变化。当周期减小时，触底点附近轴向张力和横向运动的幅值均迅速增大，弯曲应变和弯曲应力也会增大。说明当顶部平台运动周期减小时，SCR 发生屈曲更为剧烈，进而造成了更为显著的触底点横向运动。

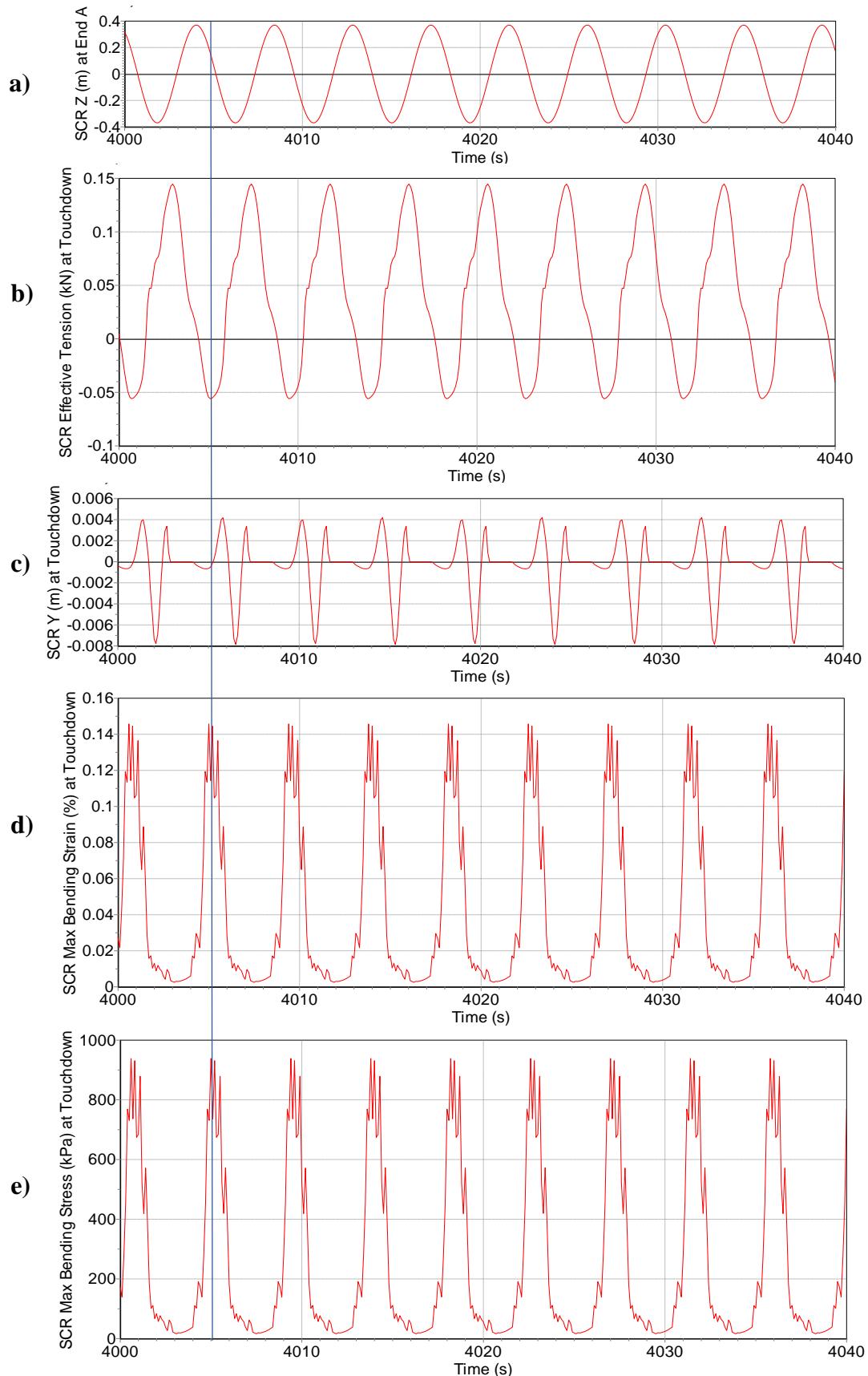


图 26 无涡激力作用时 H\_A370T435 工况触底点处响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

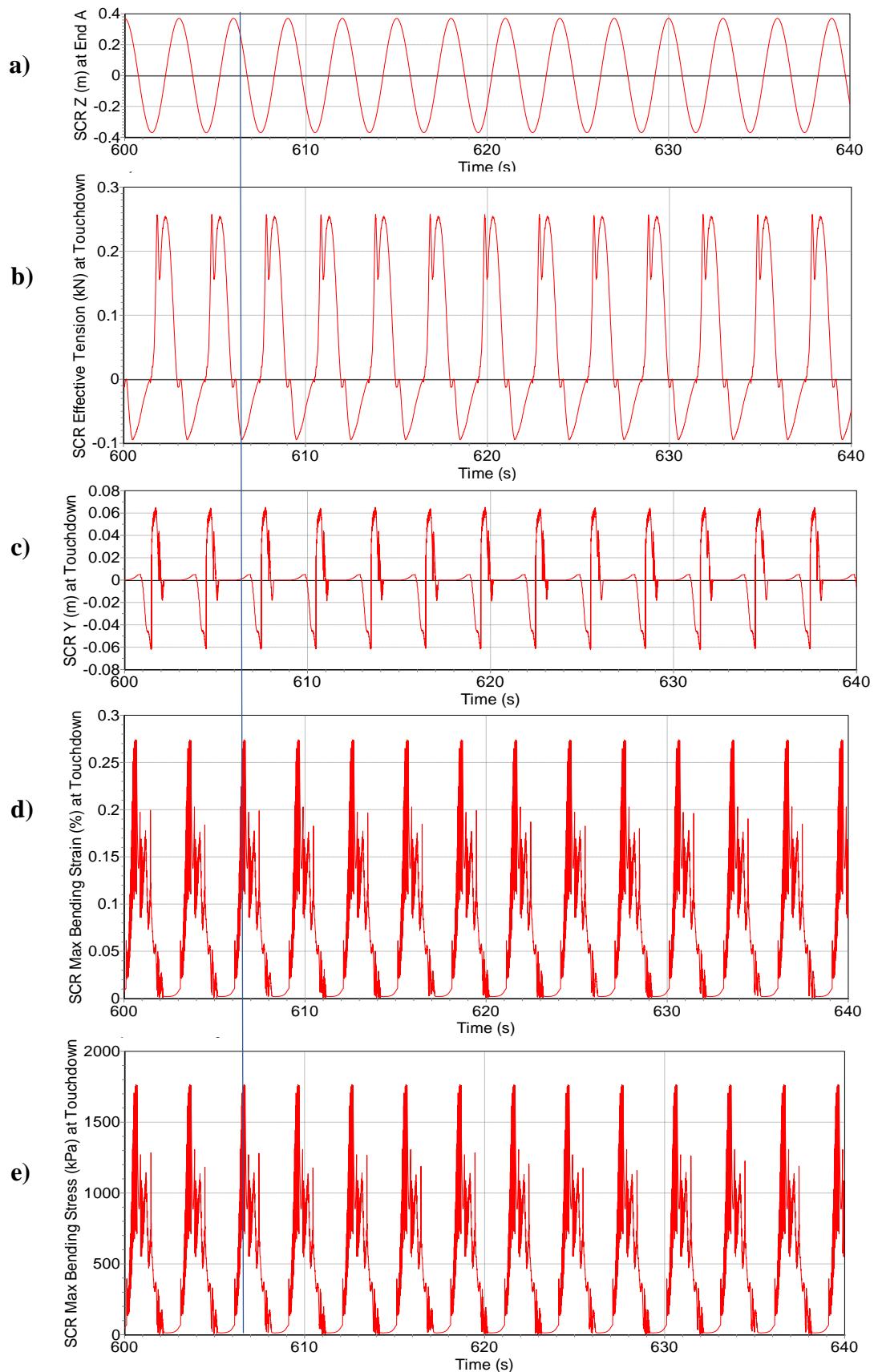


图 27 无涡激力作用时 H\_A370T300 工况触底点处响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

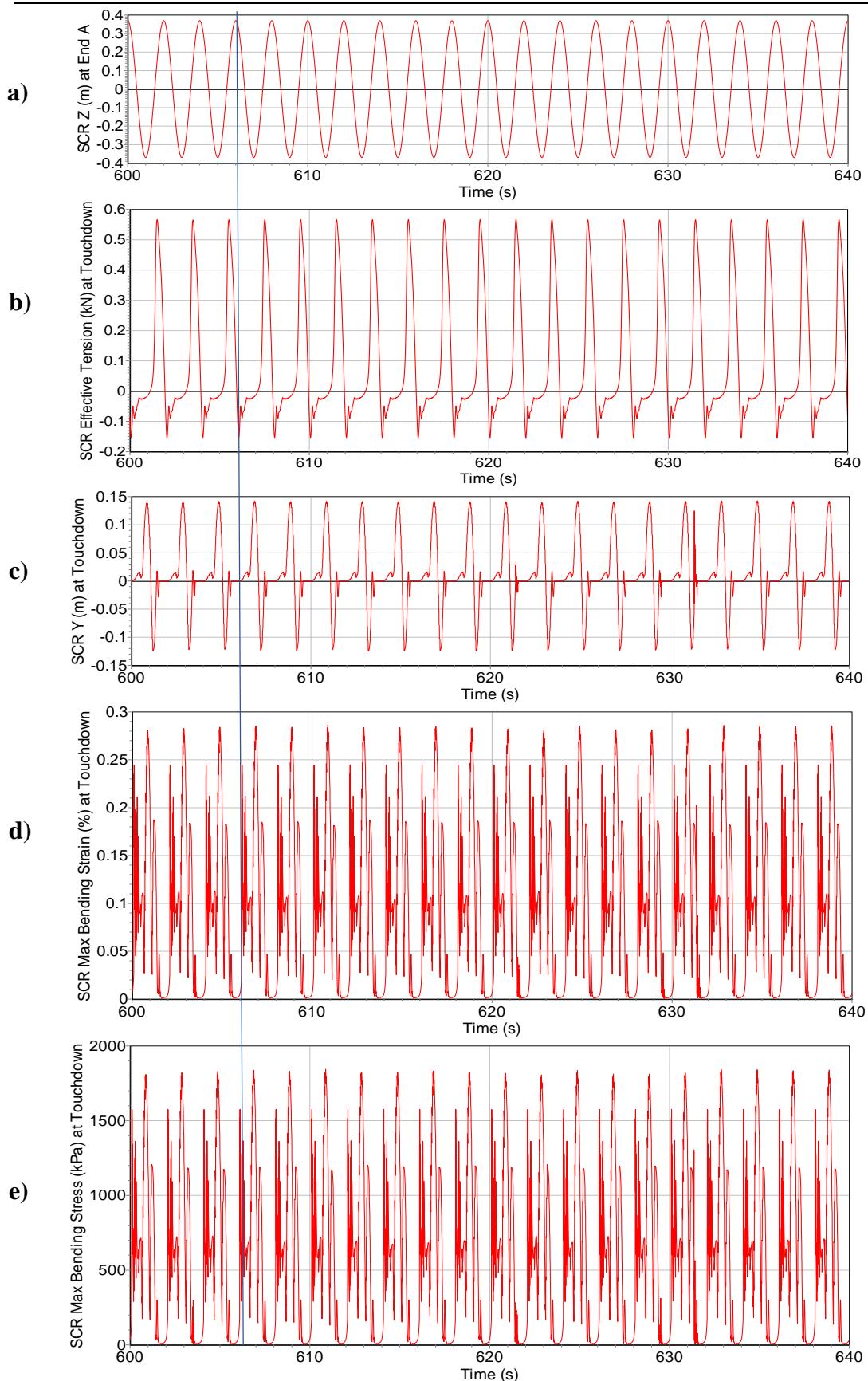


图 28 无涡激力作用时 H\_A370T200 工况触底点处响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

在分析过无涡激力作用时三种周期不同的工况下 SCR 触底点附近横向运动与弯曲应力等变量的响应之后，本节继续从触底点处垂向加速度、垂向速度以及触底点位置变化等方面来探究横向运动产生的机理。图 29、图 31 和图 33 分别节选了无涡激力作用时 H\_A370T435、H\_A370T300、H\_A370T200 三种工况下 40s 内的 SCR 触底点处垂向加速度与轴向应力的响应情况，每幅图中 a) 为顶部平台垂荡加速度曲线，b) 为触底点处垂向加速度曲线，c) 为触底点处轴向应力曲线。图 30、图 32 和图 34 分别节选了无涡激力作用时 H\_A370T435、H\_A370T300、H\_A370T200 三种工况下 40s 内的 SCR 触底点位置变化以及垂向速度响应情况，每幅图中 a) 为触底点位置变化时历曲线，b) 为顶部平台垂荡速度曲线，c) 为触底点处垂向速度曲线。

综合图 26a)、图 29 和图 30 可以看出，当顶部平台运动到最高点后不久，SCR 顶端的垂向加速度达到负向最大值，与此同时 SCR 触底点处的垂向速度从负向的最大值骤减并迅速变为向上的速度，触底点处的垂向加速度则达到了峰值，可以推测 SCR 是在触底点处受到了海床的挤压，并产生了较大的轴向负张力，因此触底点处的轴向压应力达到峰值。另外，从图 30a) 中也可以发现，当平台运动到垂荡的最高点后开始变为向下运动时，触底点的位置不断上移，直至移动到距 SCR 顶端弧长 18m 左右的位置。从这一点也可以直观的看出，当平台刚刚到达最高点并开始向下运动后，原本位于触底点上方的一段受到了挤压并向下降运动，致使触底点位置向上移动，这便是触底点附近区域发生屈曲时的过程。

另外，对比图 29、图 31 和图 33 可以发现，当平台垂荡振幅不变、周期减小时，平台垂荡与触底点响应的对应规律仍不变，即在顶部平台运动到垂荡最高点，也就是 SCR 顶端垂向加速度达到负向最大值之后不久，各个工况下 SCR 触底点处就都会出现垂向加速度以及轴向压应力的峰值。但是，随着垂荡周期的减小，触底点处垂向加速度的波动会比较大，加速度峰值也有随周期减小而增大的趋势。从图 31 b) 中可以发现 H\_A370T300 工况的触底点垂向加速度峰值每个周期变化会比较大，并且在相邻峰值之间还会出现若干小峰值，整体上垂向加速度的波动也比较快；从图 33 b) 中可以发现 H\_A370T200 工况的触底点垂向加速度尽管每个周期的峰值均相近，但在相邻加速度峰值之间也会出现若干小峰值，并且在一个周期内会发生剧烈的波动。另外，在轴向压应力方面，当垂荡周期为 4.35s 时 SCR 触底点处轴向压应力还比较接近于正弦变化，但是当周期减小到 3s 以及 2s 时，这一变化就变得不规律了起来，在一个周期内触底点处的轴向压应力会有一定的上下波动，而且随着垂荡周期的减小，触底点处轴向压应力的峰值会变大。从触底点处垂向加速度和轴向压应力随顶部平台垂荡周期的变化而变化的趋势来看，当垂荡周期减小时，触底点附近受压的情况会变得剧烈，垂向加速度和轴向压应力峰值均会增大，而且它们的变化也会变得不稳定，每个周期内的波动均会变大。

通过对比图 30、图 32 和图 34 可以得到，随着顶部平台垂荡运动周期的减小，触底点的位置沿管长方向的变化幅度会减小，但变化的过程会变得不稳定，每个周期内的波动会比较大。另外，当顶部平台垂荡周期减小时，触底点处仍会在顶部平台运动到最高点后开始向下运动的时候收到海床的挤压并发生速度突变，这一垂向速度峰值会随着垂荡周期减小而增大，并且当周期减小时触底点处垂向速度在每个周期内的波动也会变大。

综合图 29、图 31、图 33 以及图 30、图 32、图 34 的比较可以发现，当顶部平台垂荡振幅不变、周期减小时，SCR 触底点处在平台刚开始向下运动后受到挤压的现象会变更剧烈，可以推测这就是当垂荡周期更小时 SCR 触底点处发生的屈曲更为明显的原因。

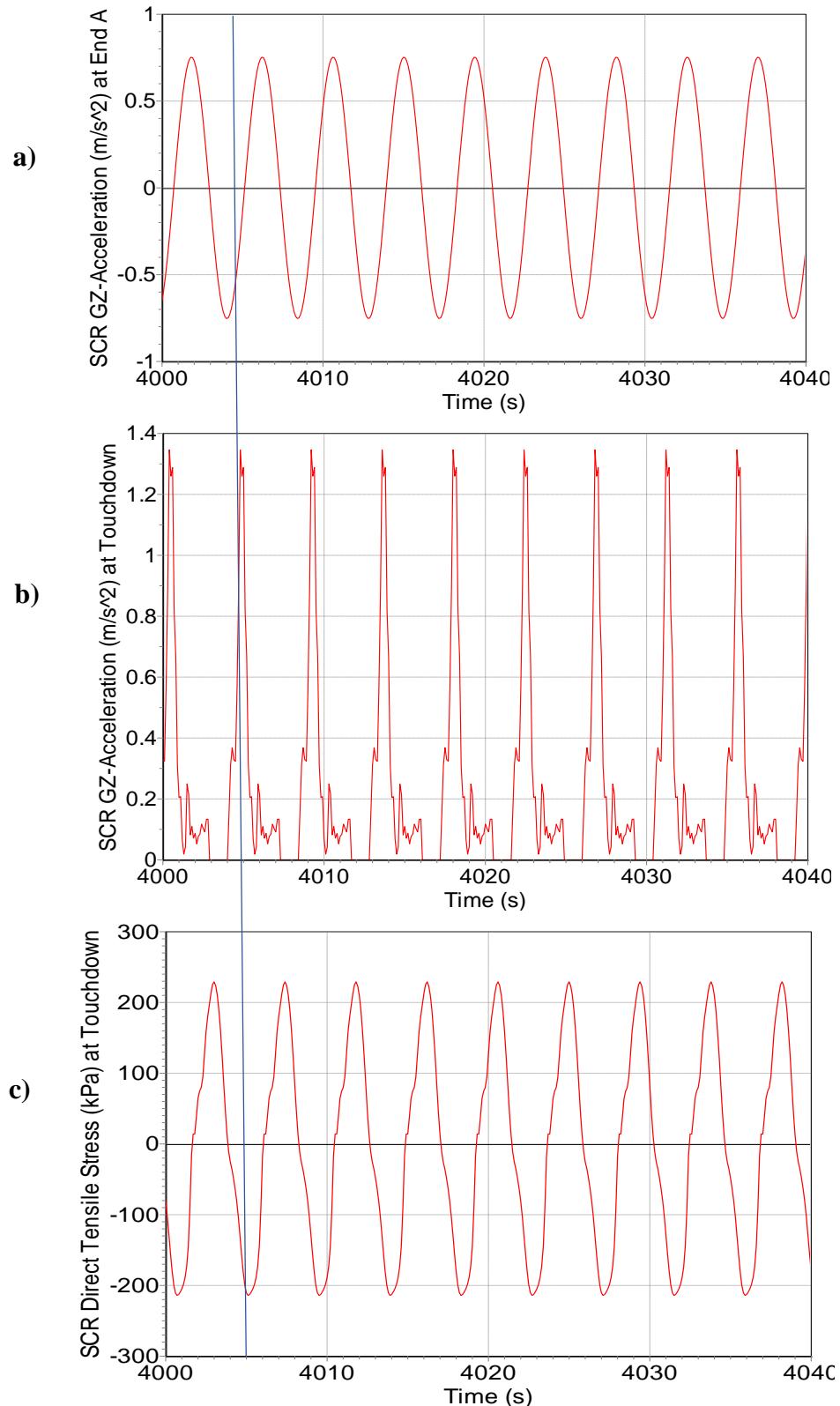


图 29 无涡激力作用时 H\_A370T435 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值计算结果：a) 顶部平台垂荡加速度曲线；b) 触底点处垂向加速度曲线；c) 触底点处轴向应力曲线

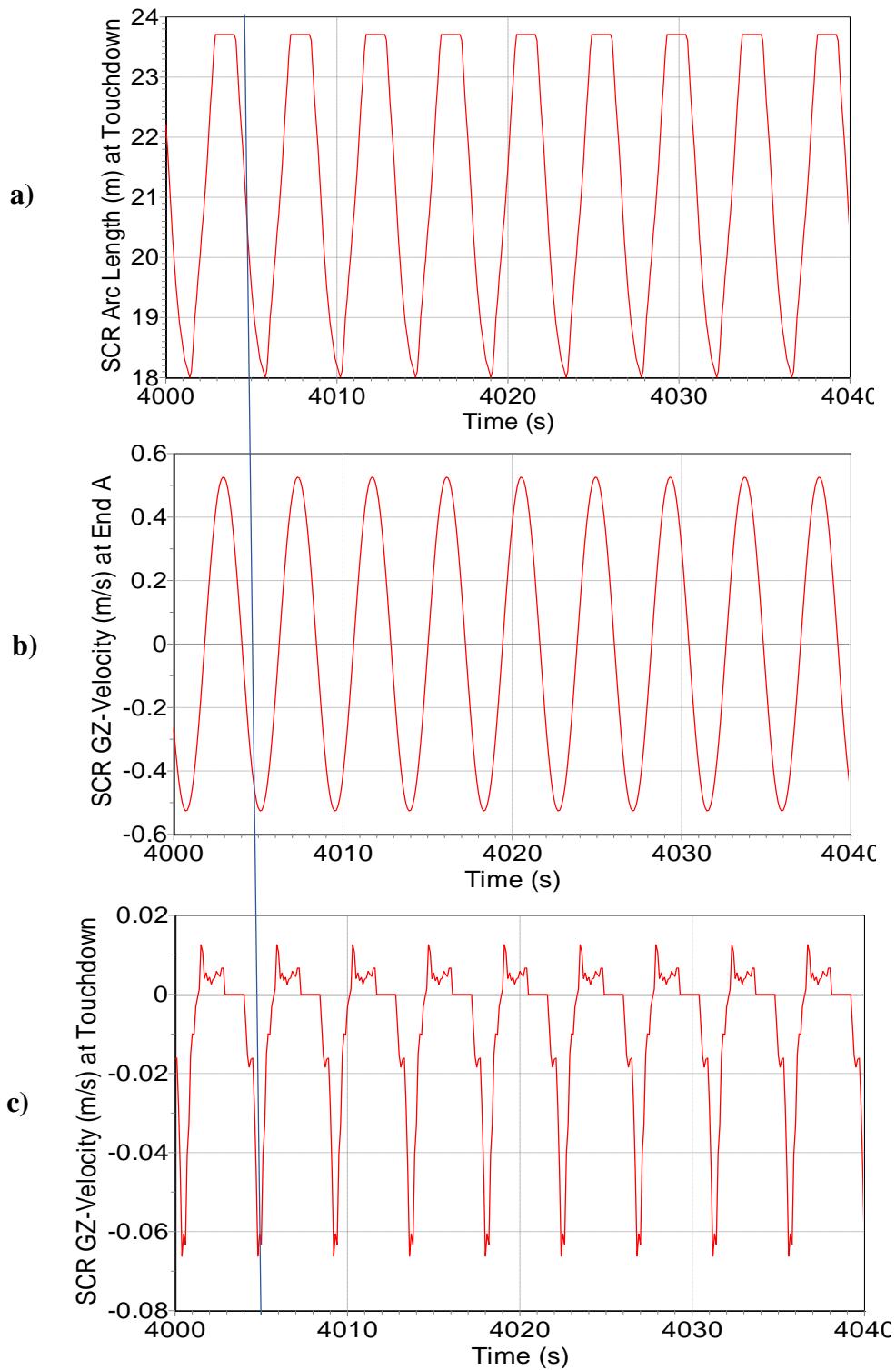


图 30 无涡激力作用时 H\_A370T435 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值计算结果: a) 触底点位置变化时历; b) 顶部平台垂荡速度曲线; c)触底点处垂向速度曲线

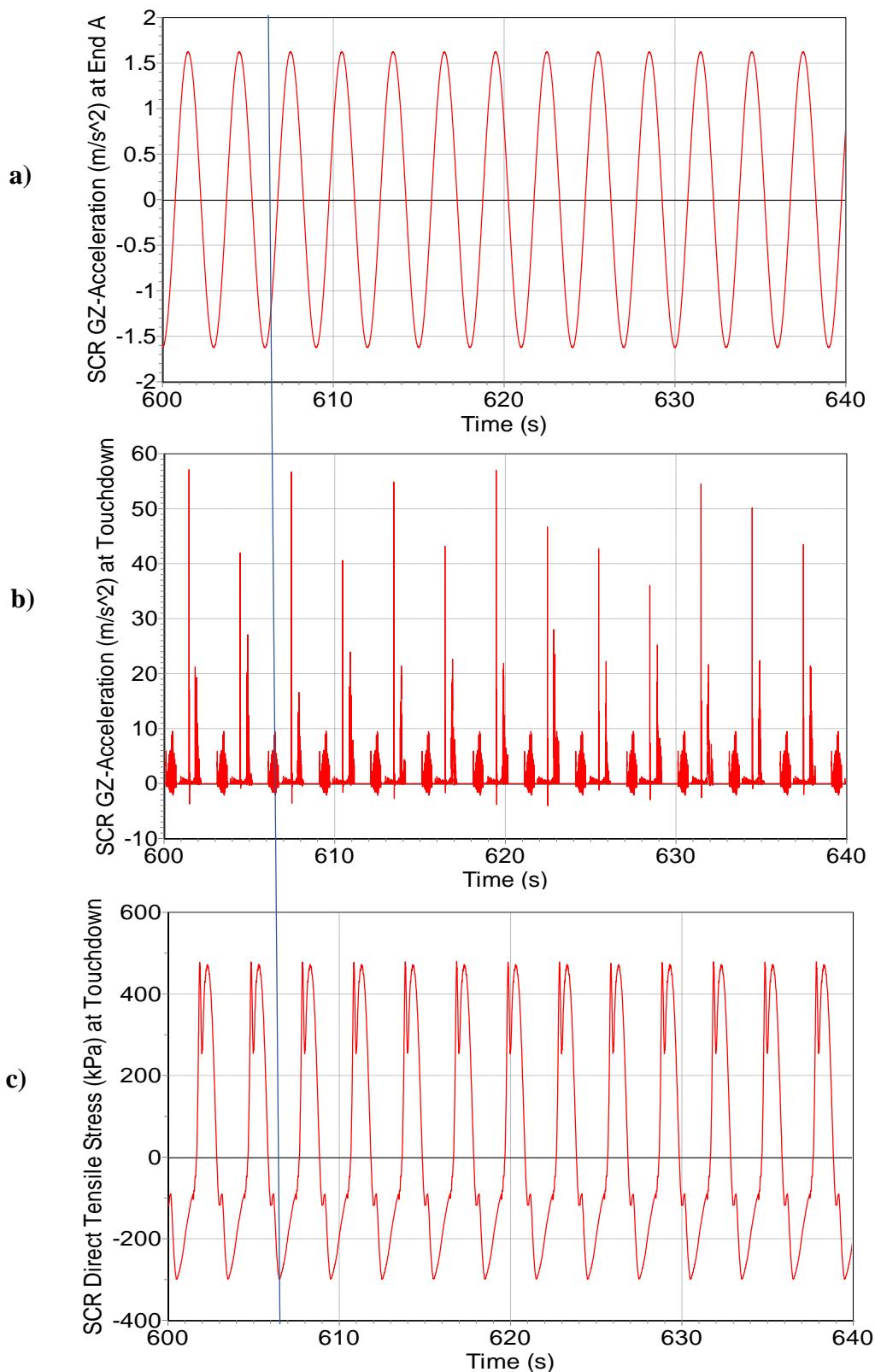


图 31 无涡激力作用时 H\_A370T300 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡加速度曲线; b) 触底点处垂向加速度曲线; c) 触底点处轴向应力曲线

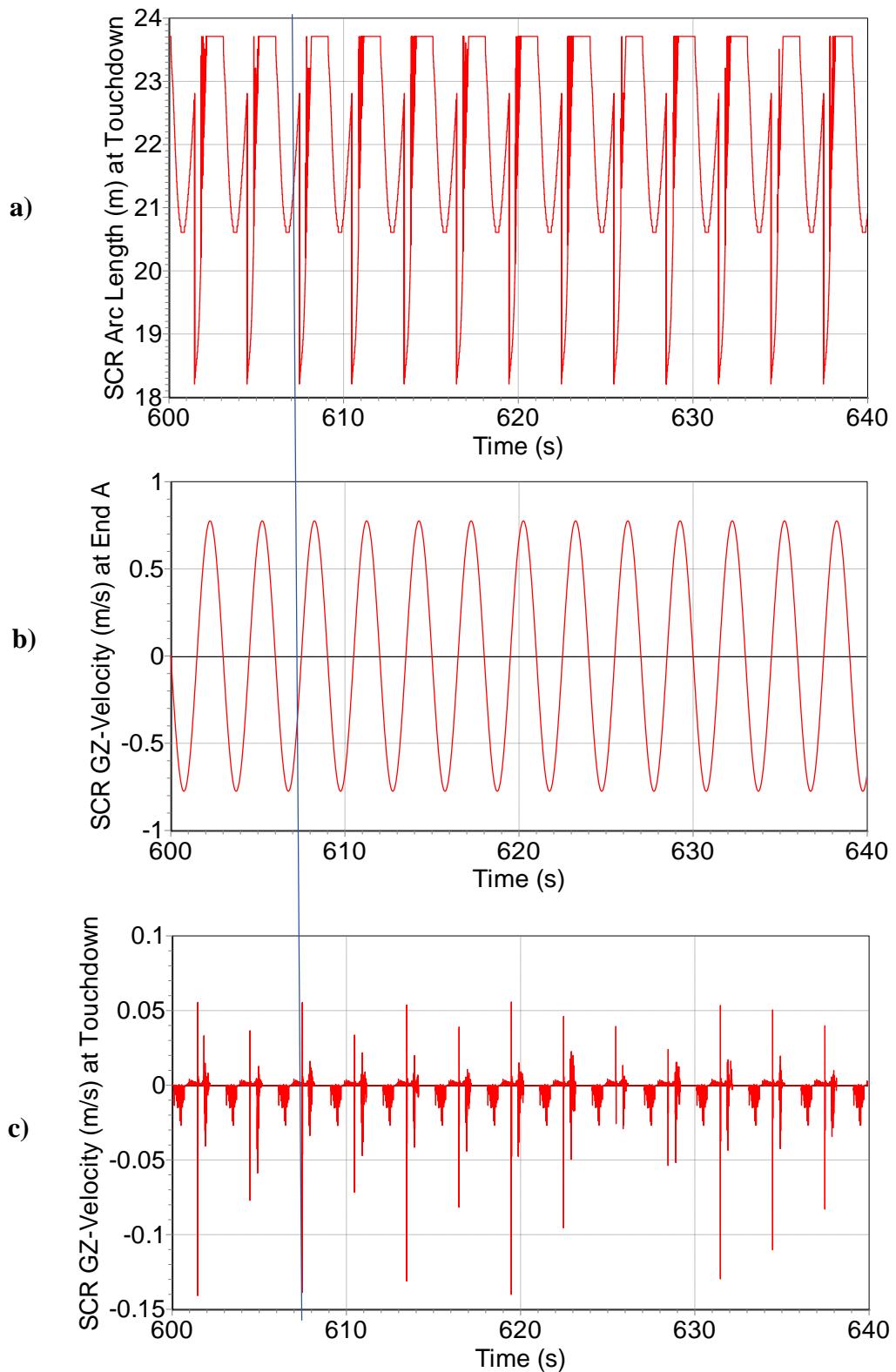


图 32 无涡激力作用时 H\_A370T300 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值计算结果: a) 触底点位置变化时历; b) 顶部平台垂荡速度曲线; c)触底点处垂向速度曲线

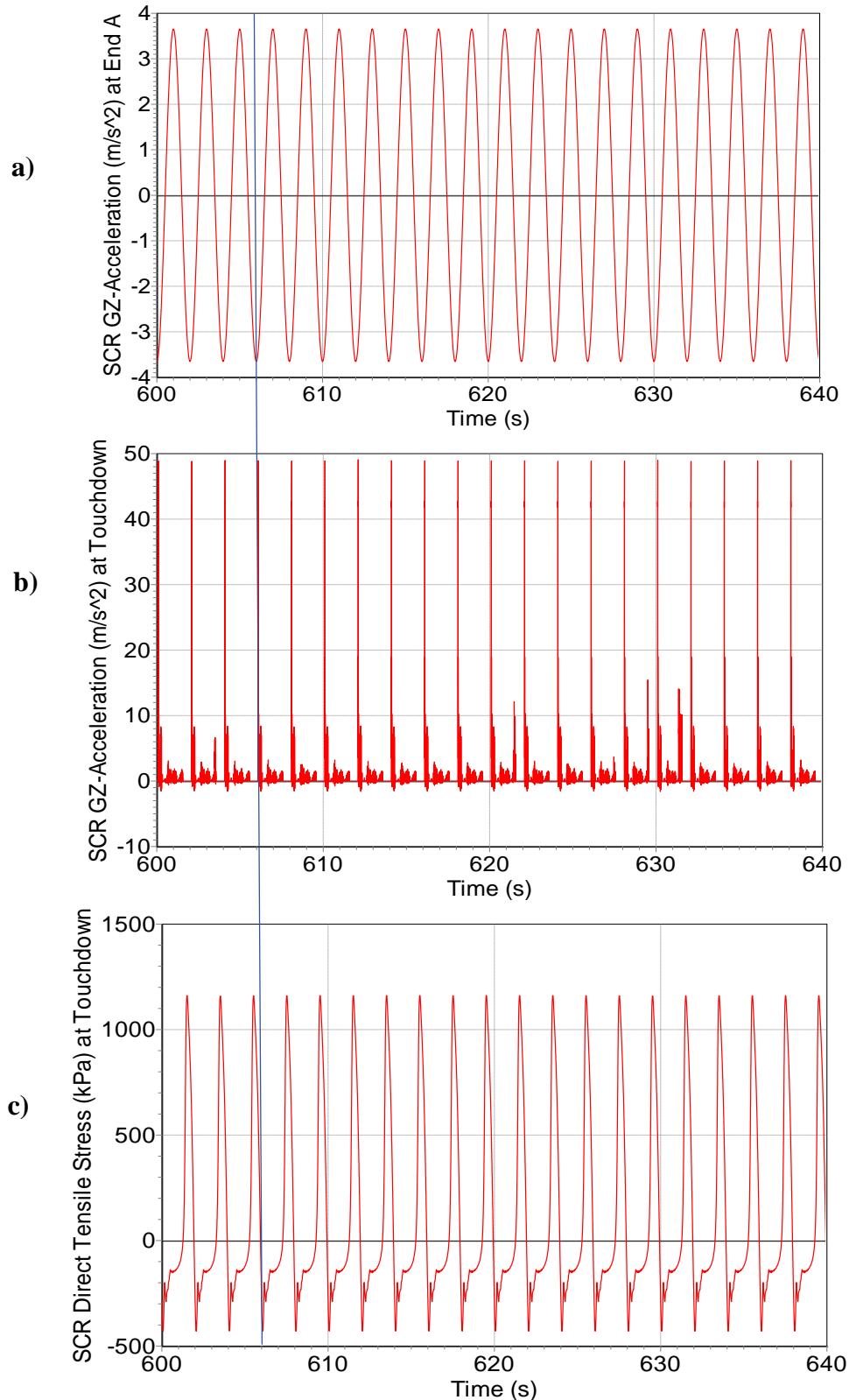


图 33 无涡激力作用时 H\_A370T200 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡加速度曲线; b) 触底点处垂向加速度曲线; c) 触底点处轴向应力曲线

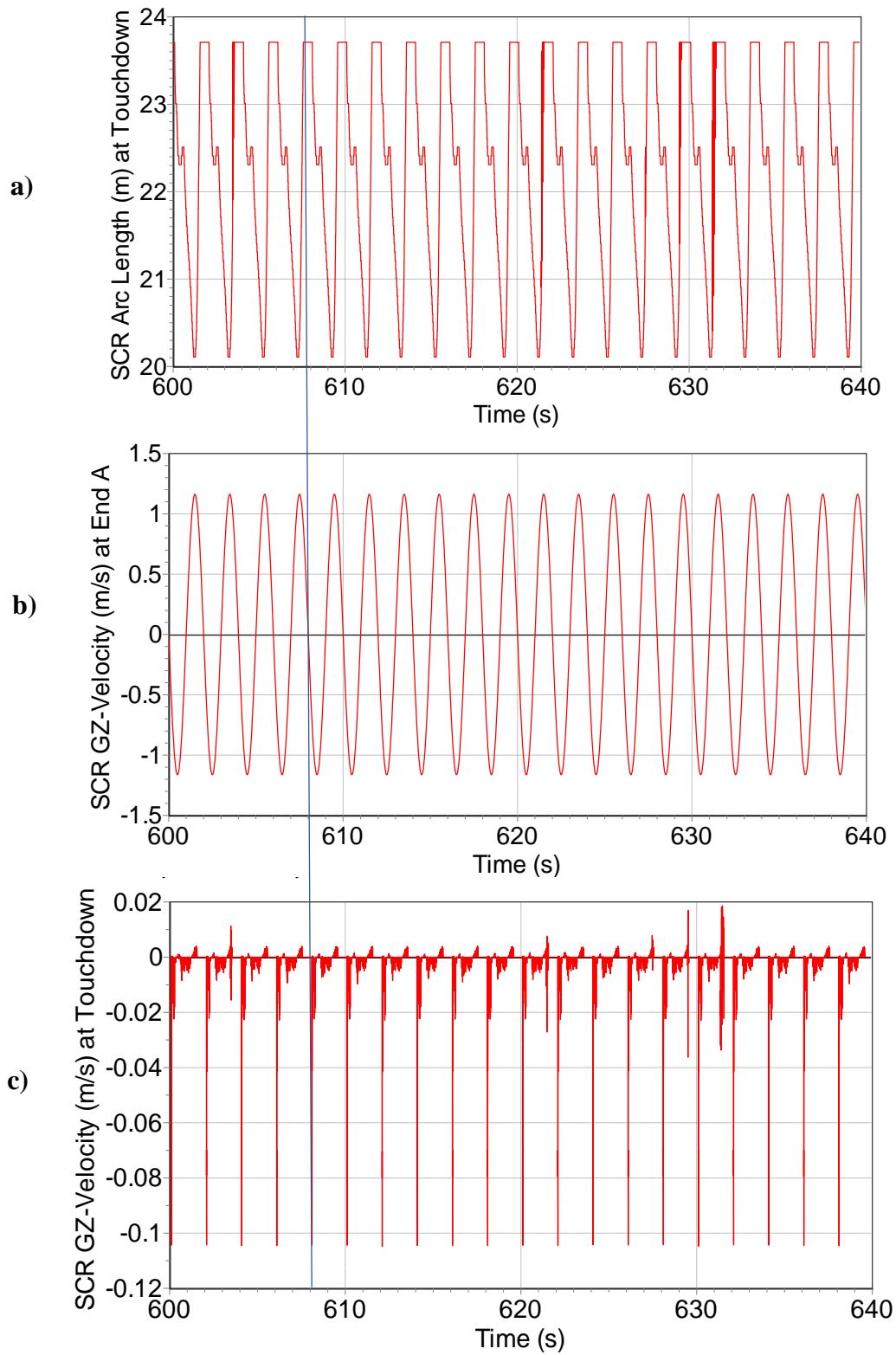


图 34 无涡激力作用时 H\_A370T200 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值计算结果: a) 触底点位置变化时历; b) 顶部平台垂荡速度曲线; c)触底点处垂向速度曲线

图 35、图 36 和图 37 表示了 H\_A370T435、H\_A370T300、H\_A370T200 三种工况下 SCR 的轴向张力、横向位移、垂向速度、垂向加速度、弯曲应力的最大、最小值沿管长分布，每幅图中 a) 为 SCR 轴向张力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，b) 为 SCR 的 CF 方向位移最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，c) 为 SCR 垂向速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，d) 为 SCR 的垂向加速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，e) 为 SCR 弯曲应力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线。

从图 35 a) 中可以看出，SCR 的轴向张力从顶端到底端逐渐减小，但变化幅度不大，所以认为从顶端到底端的轴向张力差异几乎可以忽略，这一结论使得第五章涡激力计算中轴向张力一项的计算变得更为简便。从图 35 b) 和 d) 中可以看出，SCR 的横向振幅沿管长方向的峰值出现在 SCR 的中下部而非触底点处，垂向加速度的峰值也处于 SCR 中部偏下的位置，距触底点还有一定距离，这一点与实际试验中 H\_A370T435 工况下观察到的 SCR 横向振动相符。试验中观察到触底点附近的横向运动逐渐向立管中部偏下的位置传播，并且振幅越来越大。而对比图 36 b) 和 d) 以及图 37 b) 和 d) 可以发现，当顶部平台垂荡运动周期减小时，触底点横向振幅的峰值点以及垂向加速度的峰值点均下移到触底点附近，并且周期越小，峰值点越偏下。出现这一现象的可能原因是当顶部平台垂荡运动周期减小时，在触底点附近发生的屈曲造成的横向振动还没来得及向上传播就发生了下一次屈曲，就出现了新一波的振动，从而造成了横向振动峰值没有向上移动而是出现在了触底点附近。

观察图 35 e) 可以发现，在 SCR 的中下部出现了弯曲应力的峰值，另外在 SCR 的中部到下部之间也有好几个较小的峰值。对比图 36 e) 以及图 37 e) 可以发现，弯曲应力的峰值区域向下偏移，并且峰值数目也增加了，原因可能跟上述周期减小造成横向振幅峰值下移的原因相同，即周期较小时触底点附近发生的屈曲造成的横向振动无法向上传播太远。另外还可以注意到，随着周期的减小，在 SCR 顶部附近也出现了弯曲应力的峰值，原因可能是在周期很小的时候，SCR 的横向振动剧烈，而顶部连接的海洋平台没有横向运动，导致在 SCR 顶部附近出现了剧烈的弯曲，进而导致了弯曲应力出现峰值。

对比图 35、图 36 和图 37，当顶部平台垂荡运动的周期减小时，SCR 的轴向张力、横向振幅、垂向速度、垂向加速度以及弯曲应力普遍明显增大，说明平台运动周期越小屈曲现象越剧烈。但是值得注意的是，当顶部平台运动周期为 3s 时，SCR 垂荡加速度和弯曲应力沿管长方向最大值均比周期为 2s 的时候还大，分析顶部平台振幅为 0.40m 和 0.43m 工况时也观察到了同样的现象。进一步去分析 SCR 固有频率可以发现，垂直方向一阶固有频率为 0.307Hz，固有周期 3.253s，当顶部平台垂荡周期为 3s 时，面内运动的频率与 SCR 垂向固有频率接近，这可能是导致垂向加速度异常增大的原因。

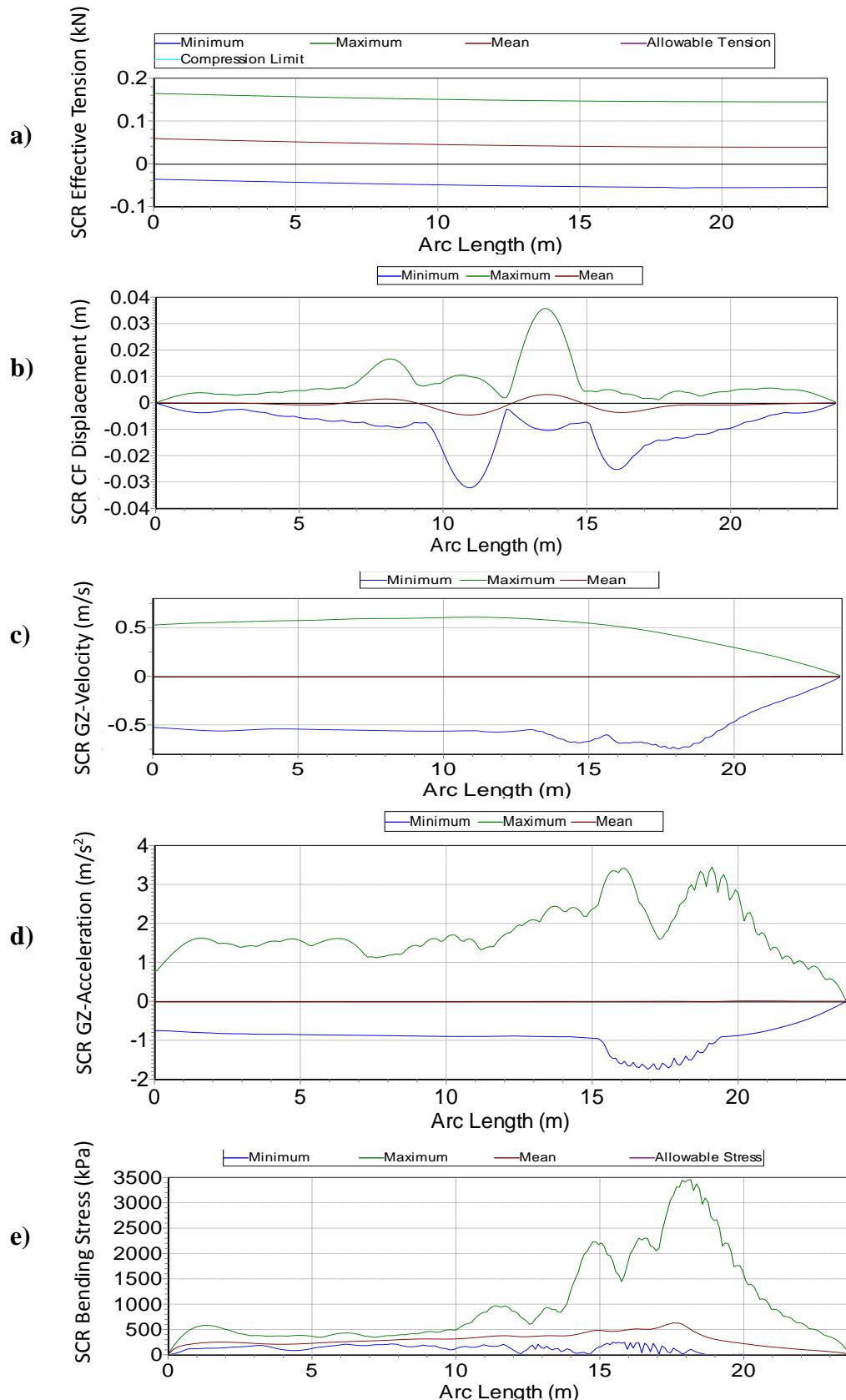


图 35 无涡激力作用时 H\_A370T435 工况动力响应变量数值计算结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

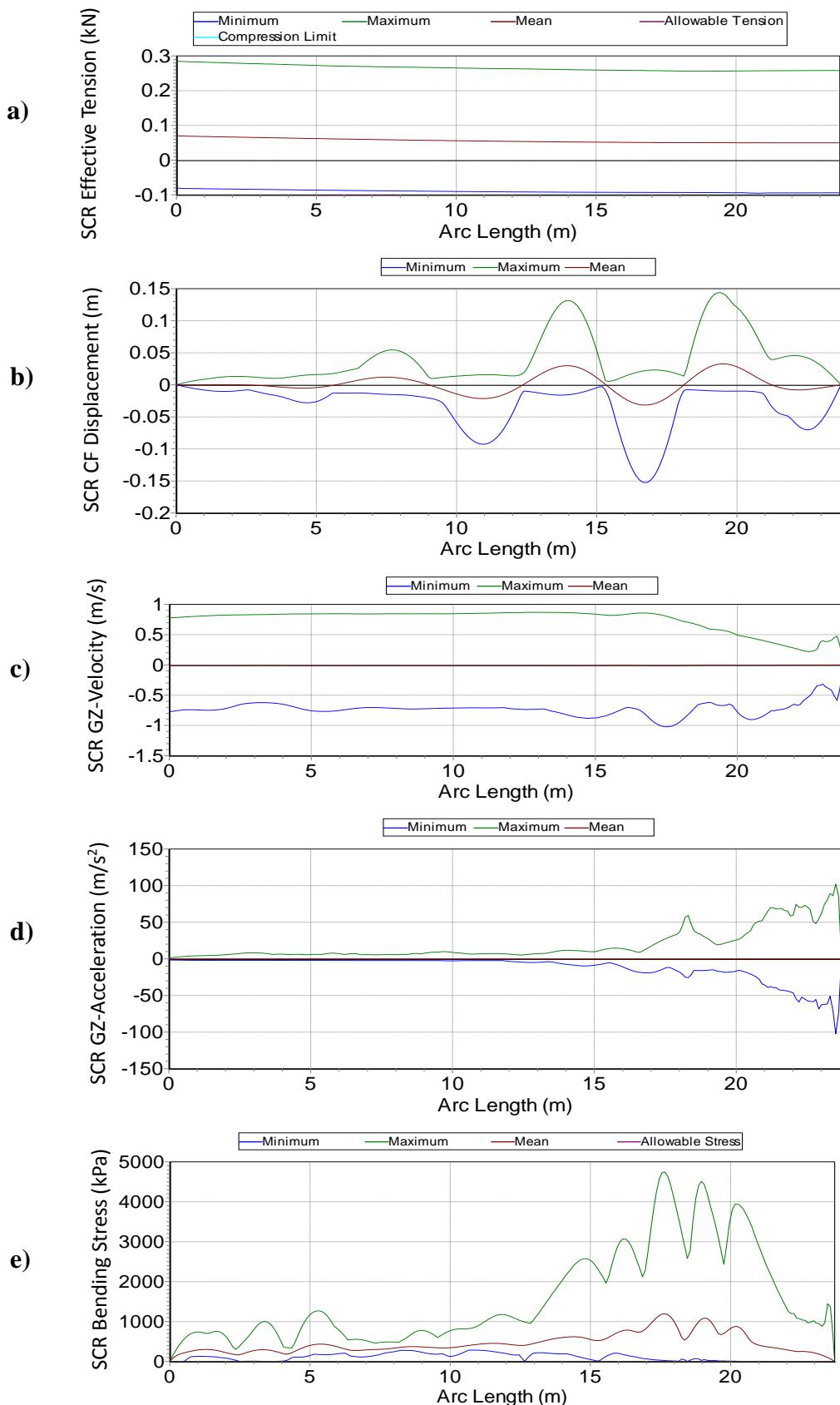


图 36 无涡激力作用时 H\_A370T300 工况动力响应变量范围数值计算结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

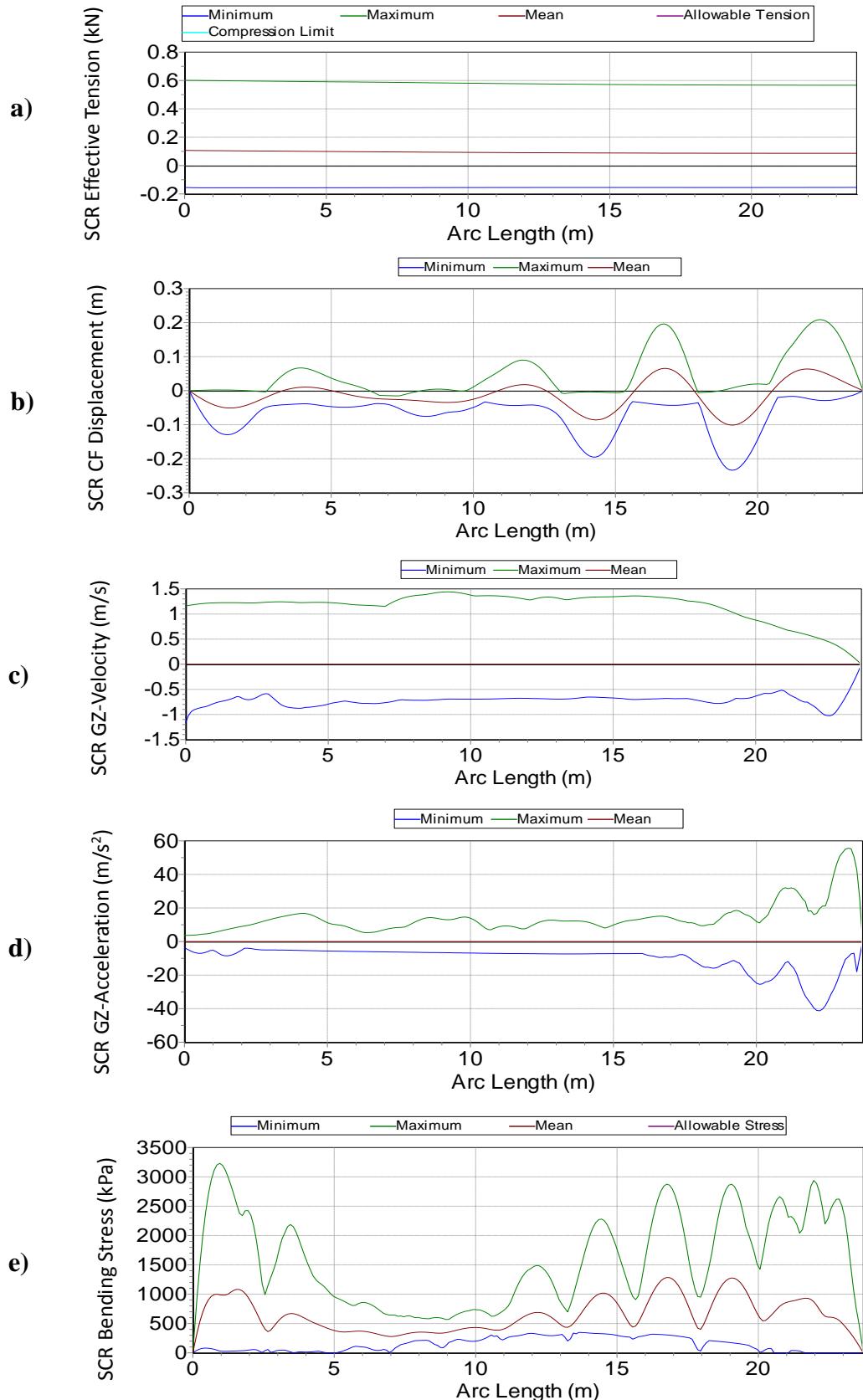


图 37 无涡激力作用时 H\_A370T200 工况动力响应变量数值计算结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

#### 4.2.2 振幅不同、周期相同的工况下动力响应分析

除了顶部平台运动振幅 0.37m 的三种工况外，振幅为 0.40m 以及 0.43m 时也分别对周期 4.35s、3.00s、2.00s 的工况进行了动力响应计算，这里仅选取周期 4.35s 时振幅为 0.40m 以及 0.43m 的工况来与 H\_A370T435 工况进行对比，周期为 3.00s 和 2.00s 时分析结果与 4.35s 时的结果类似。

图 38 和图 39 分别节选了 H\_A400T435 和 H\_A430T435 两种工况下 40s 内的 SCR 动力响应，每幅图中 a) 为顶部平台运动曲线，b) 为触底点处轴向张力变化曲线，c) 为触底点处横向位移时历，d) 为触底点处弯曲应变时历，e) 为触底点处弯曲应力时历。

对比图 26、图 38 和图 39 可以发现，周期同为 4.35s 但振幅不同时，每周期内 SCR 的动力响应趋势没有明显变化，但是触底点处轴向张力、横向位移、弯曲应变和弯曲应力的幅值均略有增大，说明当顶部平台垂荡振幅增大时，SCR 触底点附近的屈曲现象会更为明显。

从图 38 和图 39 中可以看出，H\_A400T435 和 H\_A430T435 两种工况中触底点横向振动周期均与平台垂荡周期 4.35s 接近，且轴向负张力最大值也出现在顶部平台运动到最高点，即垂直向下加速度达到最大值的时候。当轴向负张力达到最大值的时候，触底点横向位移以及弯曲应变、应力也最大。不过值得注意的是，图 39 d) 和 e) 中可以看到，H\_A430T435 工况下，弯曲应变和应力在本应出现峰值的时候下陷，原因可能是这个时候触底点横向位置从一侧幅值处迅速移动到另一侧的幅值处，导致弯曲应力应变迅速减小，以至于绘制出的 H\_A430T435 工况的弯曲应变和应力时历的幅值要小于 H\_A400T435 工况下的应变应力幅值。

图 40 和图 42 分别节选了无涡激作用时 H\_A400T435 和 H\_A430T435 两种工况下 40s 内的 SCR 触底点处垂向加速度与轴向应力的响应情况，每幅图中 a) 为顶部平台垂荡加速度曲线，b) 为触底点处垂向加速度曲线，c) 为触底点处轴向应力曲线。图 41 和图 43 分别节选了无涡激作用时 H\_A400T435 和 H\_A430T435 两种工况下 40s 内的 SCR 触底点位置变化以及垂向速度响应情况，每幅图中 a) 为触底点位置变化时历曲线，b) 为顶部平台垂荡速度曲线，c) 为触底点处垂向速度曲线。

对比图 29、图 40 和图 42 可以发现，当垂荡周期不变、振幅增大时，触底点处垂向加速度以及轴向压应力的峰值仍出现在顶部平台运动到最高点后刚刚开始向下运动的时候，但垂向加速度以及轴向压应力的峰值均会随平台垂荡振幅的增大而增大。在 H\_A400T435 和 H\_AT430T435 工况中，轴向压应力的变化波动不是很大，仍是接近于正弦变化趋势，而且轴向压应力的峰值增长也没有很剧烈，比较改变周期、振幅不变时得到的结论可知，垂荡周期对于触底点处垂向加速度和轴向压应力的影响比垂荡振幅更大。

对比图 30、图 41 和图 43 可知，当平台垂荡振幅增大时，SCR 触底点位置沿管长方向的变化幅度会略有增加，SCR 触底点处的速度突变幅度也会变大，而且速度变化过程中发生的波动也会更为剧烈。另外从图 43 c) 可以看出，尽管 H\_A430T435 工况中触底点处负向的垂向速度峰值比另两个工况要小，但正向的垂向速度幅值明显大于另外两个工况，故可以说明 H\_A430T435 工况触底点处垂向速度突变的幅度还是大于垂荡振幅较小的两个工况，即增大平台垂荡幅值会加剧 SCR 触底点处的速度突变。

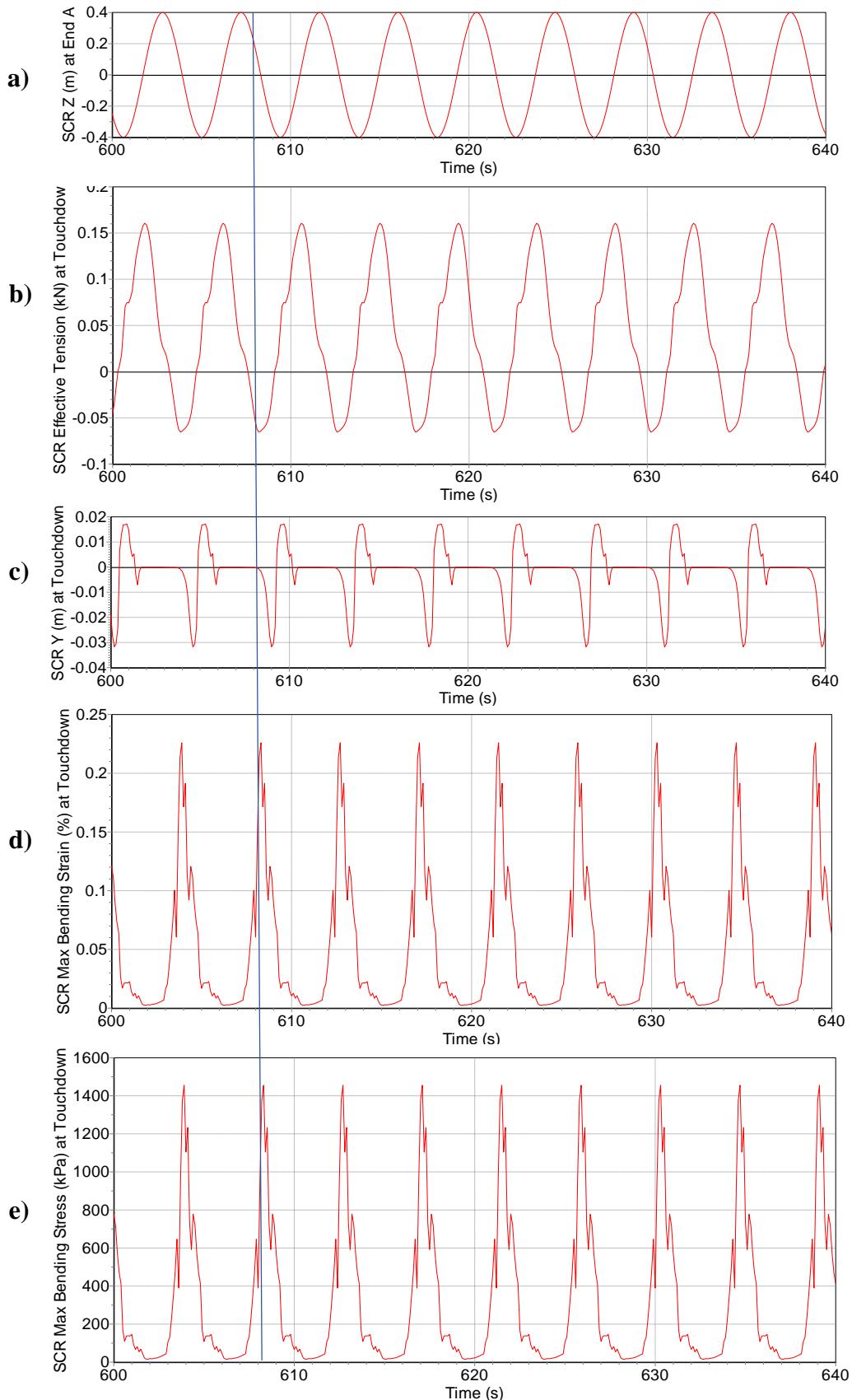


图 38 无涡激力作用时 H\_A400T435 工况触底点处响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

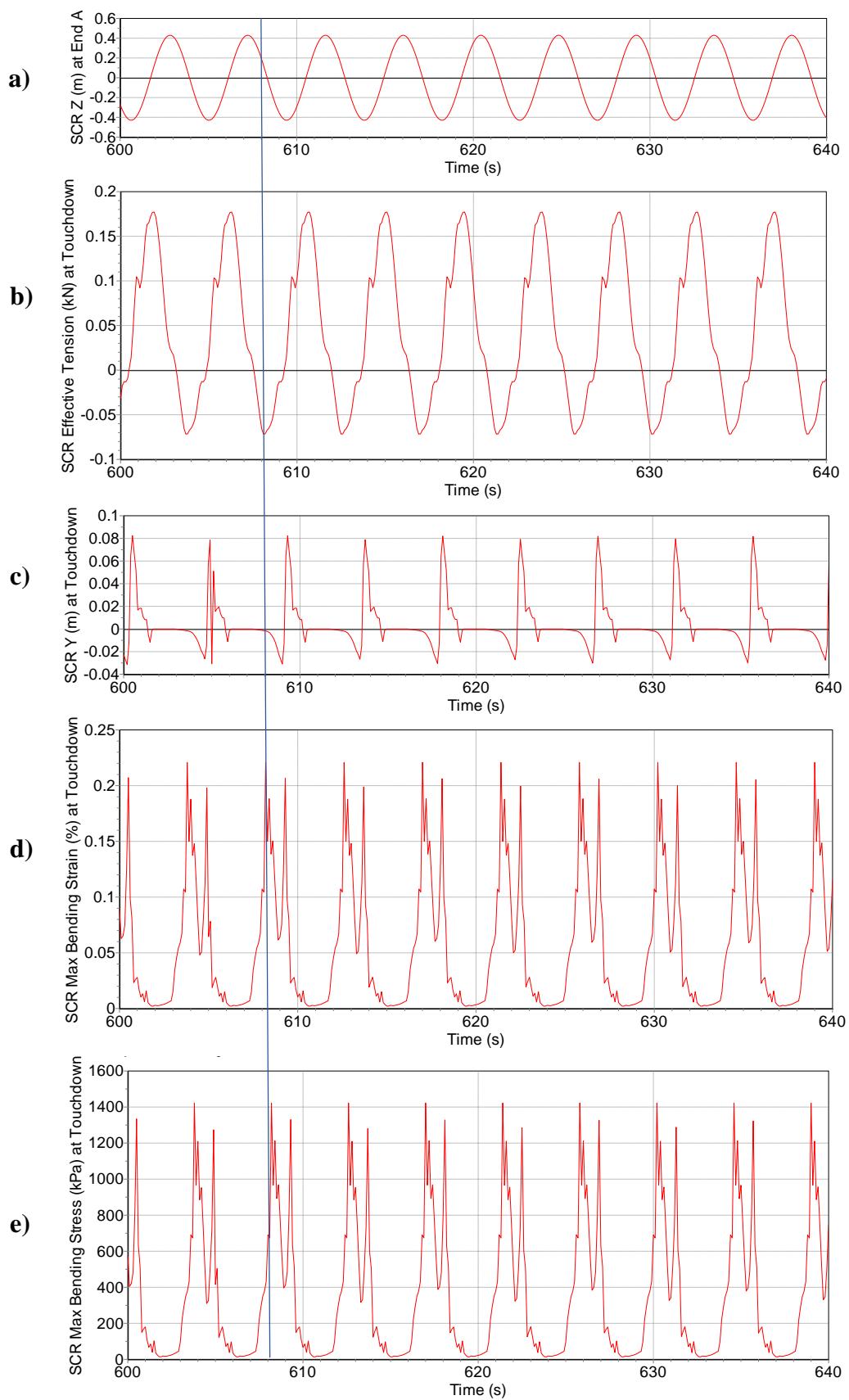


图 39 无涡激力作用时 H\_A430T435 工况触底点处响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

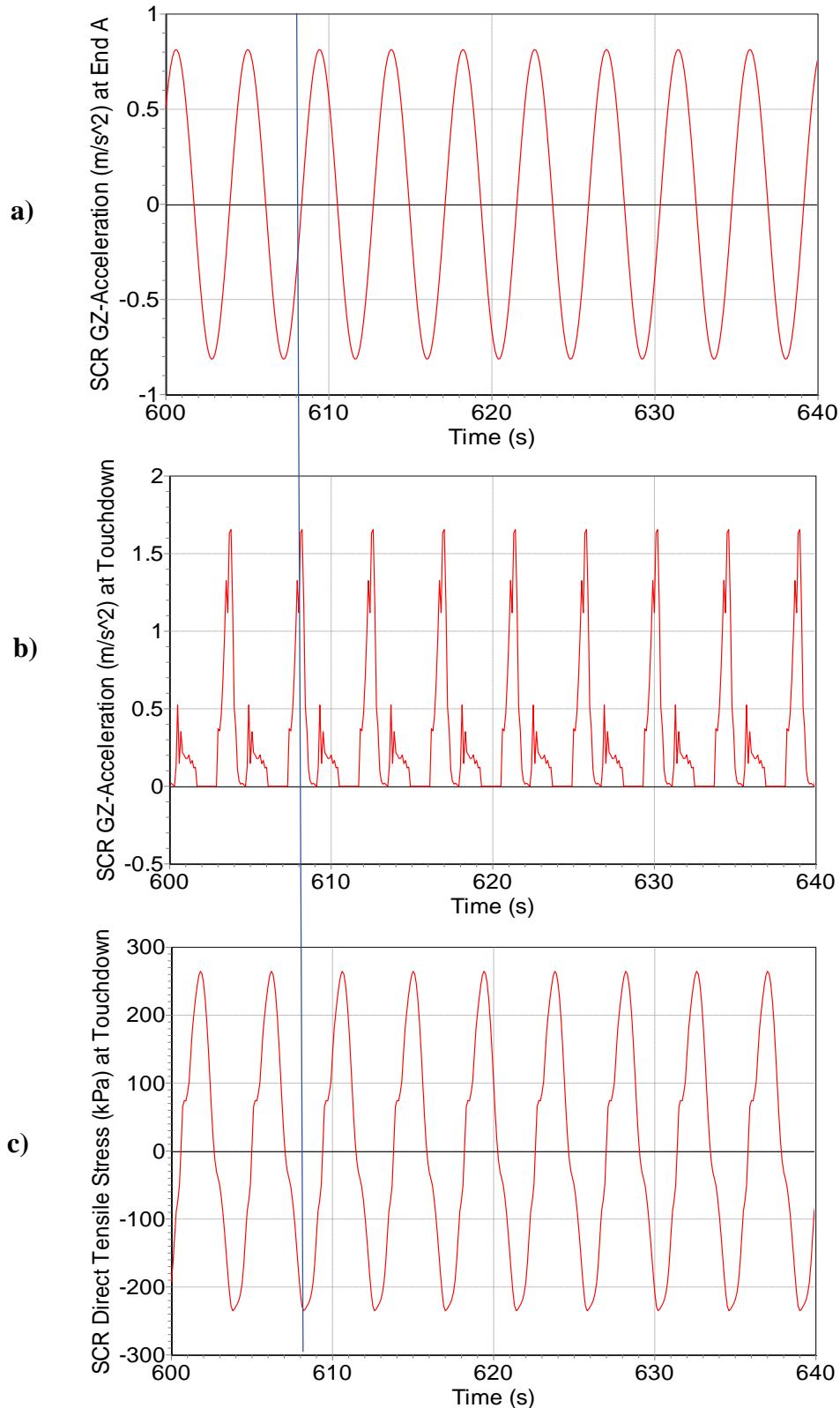


图 40 无涡激力作用下 H\_A400T435 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡加速度曲线; b) 触底点处垂向加速度曲线; c) 触底点处轴向应力曲线

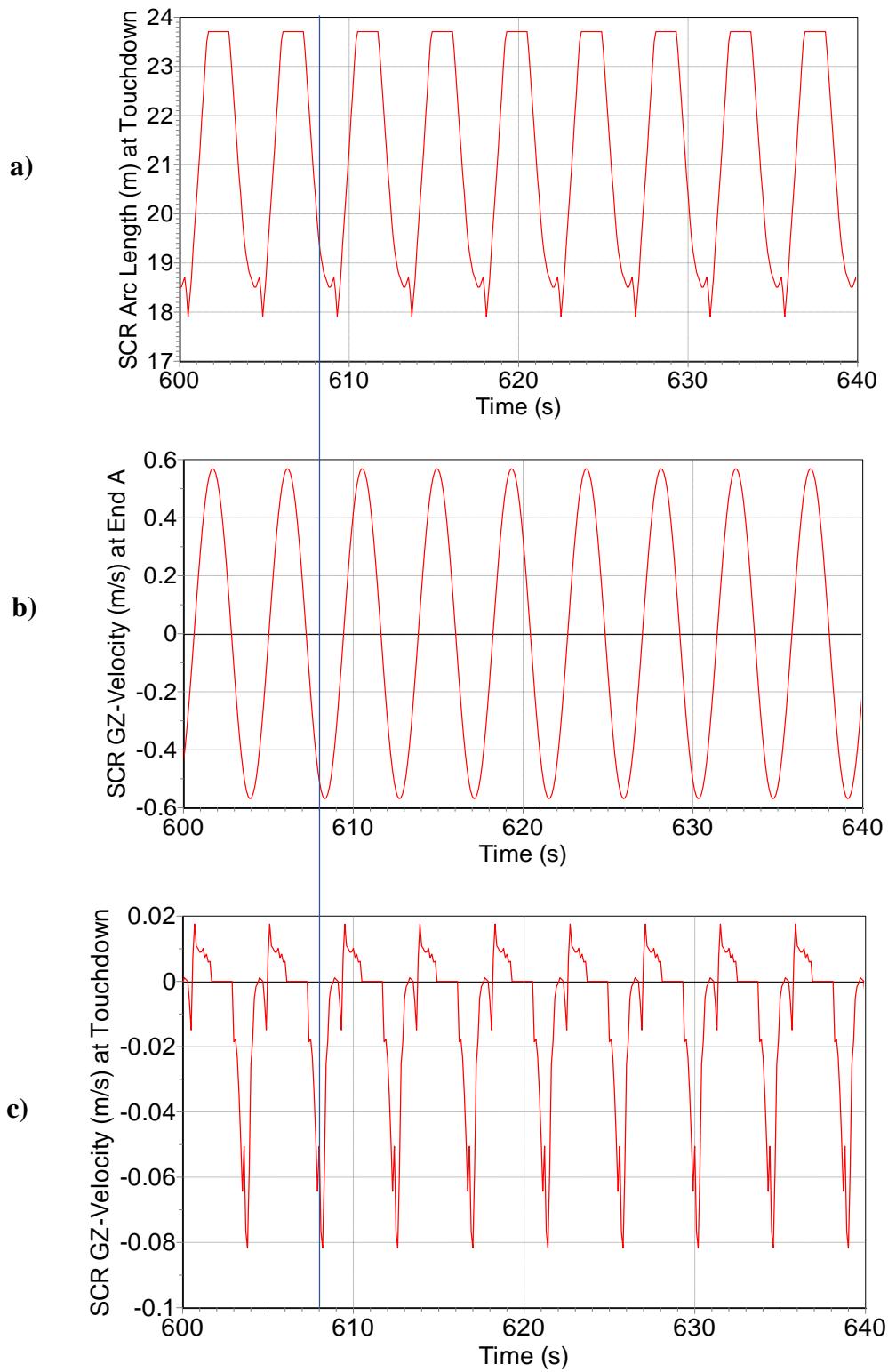


图 41 无涡激力作用下 H\_A400T435 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值计算结果: a) 触底点位置变化时历; b)顶部平台垂荡速度曲线; c)触底点处垂向速度曲线

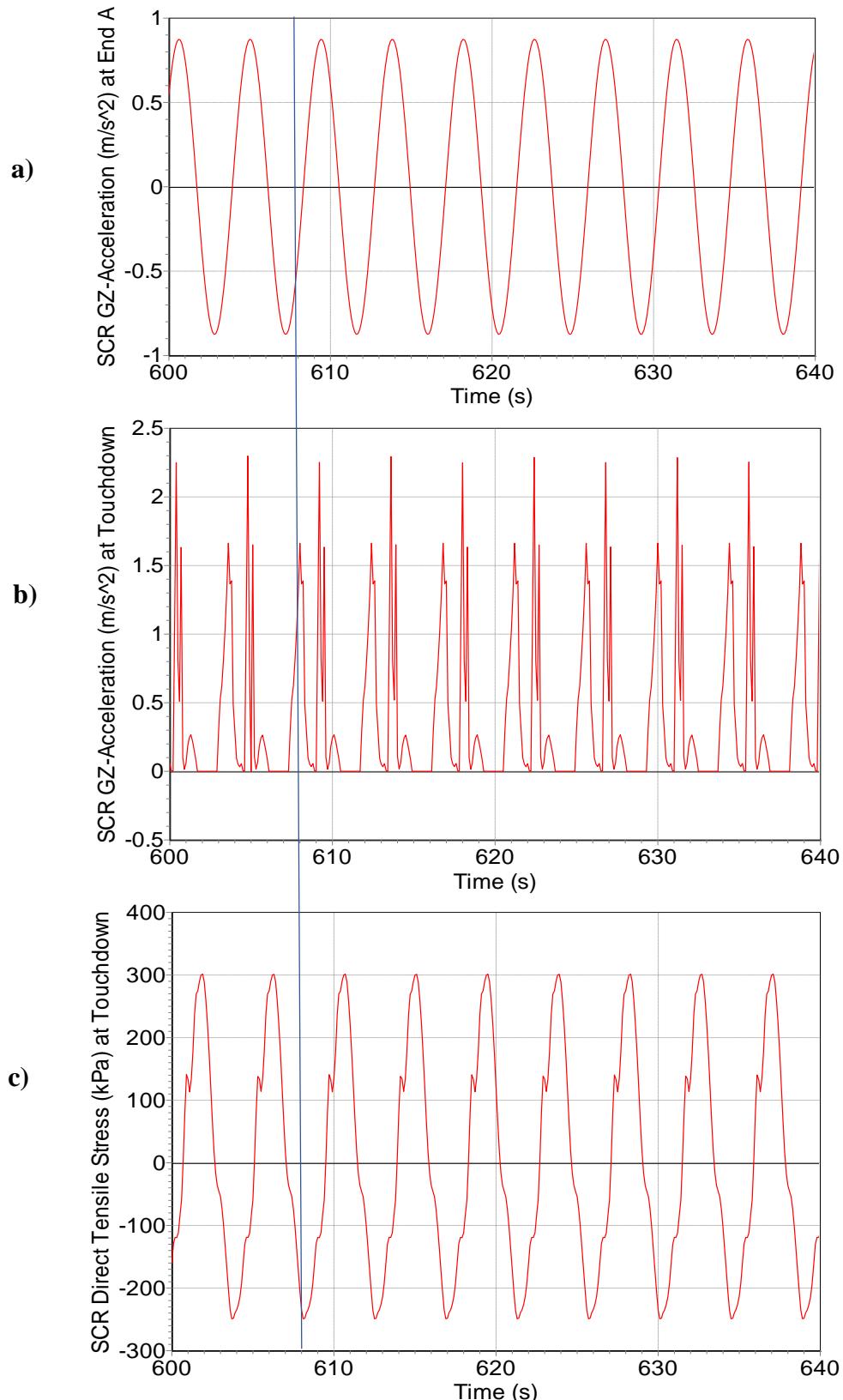


图 42 无涡激力作用下 H\_A430T435 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值计算结果: a) 顶部平台垂荡加速度曲线; b) 触底点处垂向加速度曲线; c) 触底点处轴向应力曲线

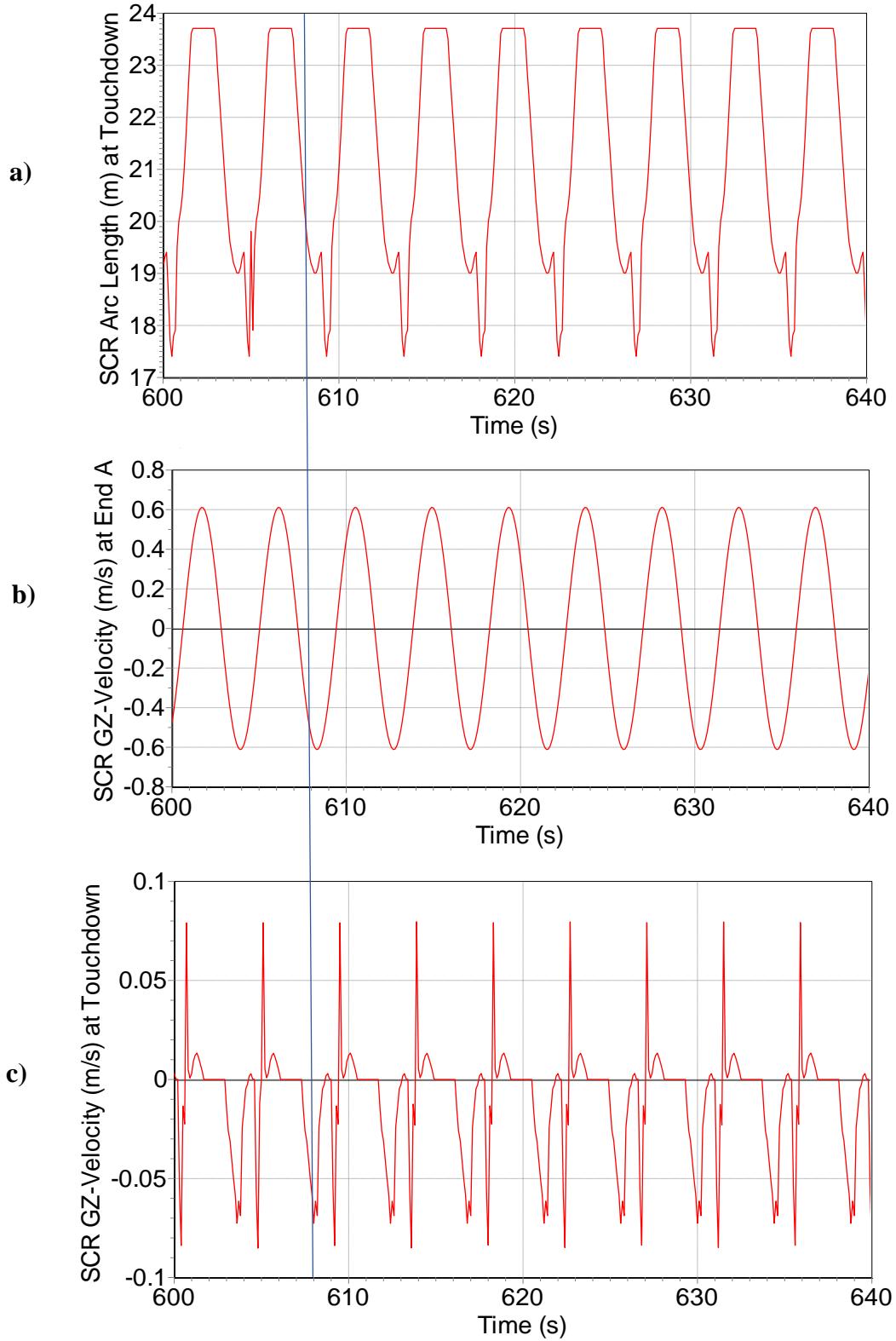


图 43 无涡激力作用下 H\_A430T435 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值计算结果: a) 触底点位置变化时历; b) 顶部平台垂荡速度曲线; c) 触底点处垂向速度曲线

下面再观察 H\_A400T435、H\_A430T435 两个工况下的各变量沿管长变化范围。图 44 和图 45 分别表示了 H\_A400T435 和 H\_A430T435 工况下 SCR 的轴向张力、横向位移、垂向速度、垂向加速度、弯曲应力的最大、最小值沿管长分布，每幅图中 a) 为 SCR 轴向张力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，b) 为 SCR 的 CF 方向位移最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，c) 为 SCR 垂向速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，d) 为 SCR 的垂向加速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，e) 为 SCR 弯曲应力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线。

对比图 35、图 44 和图 45 可以发现，随着顶部平台垂荡幅值的增大，SCR 有效张力最大值、横向位移最大值、垂向速度最大值、垂向加速度最大值以及弯曲应力最大值均逐渐增大。尽管 H\_A370T435、H\_A400T435 和 H\_A430T435 三种工况下横向位移、垂向速度、垂向加速度以及弯曲应力在 SCR 管长方向上的峰值的大小并不相同，但是不同工况中峰值出现的位置均相似，说明顶部平台垂荡幅值对于 SCR 沿管长方向横向振动分布的影响并不大，结合垂荡周期不同、垂荡振幅相同的三种工况对比得出的结论可知，主要是周期对这些变量沿 SCR 管长的分布有着显著影响。

本节的分析结果显示，当顶部平台发生剧烈垂荡时，即使没有考虑涡激振动对 SCR 的影响，SCR 还是会出现显著的横向振动，且这一横向振动的周期与顶部平台垂荡的周期相同，再结合对轴向张力的分析，可以推测是垂荡导致 SCR 在触底点附近发生了屈曲从而形成横向运动。

对比不同垂荡工况中 SCR 的响应可知，顶部平台垂荡的周期和振幅对于 SCR 的横向运动均有一定的影响。当垂荡周期减小或者振幅增大时，SCR 的轴向负张力会变得更大，SCR 的横向运动也会变得更为剧烈，即 SCR 发生了更为剧烈的屈曲现象。另外，平台垂荡周期对立管横向振动的影响比垂荡振幅的影响要更为显著，而且垂荡振幅基本不影响 SCR 横向响应沿管长方向的分布。

但是，比较实际试验的 H\_A370T435 工况和在不考虑涡激作用下的数值重构的 H\_A370T435 工况可以发现，单纯在屈曲的作用下，触底点附近发生的横向位移仅为实际试验观察得到的横向位移的 1%，说明屈曲并不是使 SCR 在触底点处发生大幅横向运动的唯一原因，因此在本文第五章和第六章中将继续探讨平台垂荡诱发的振荡流作用在 SCR 上的涡激作用对于该横向位移的贡献，进而更为深入地分析平台面内垂荡诱导 SCR 产生垂直平面的横向位移的形成机理。

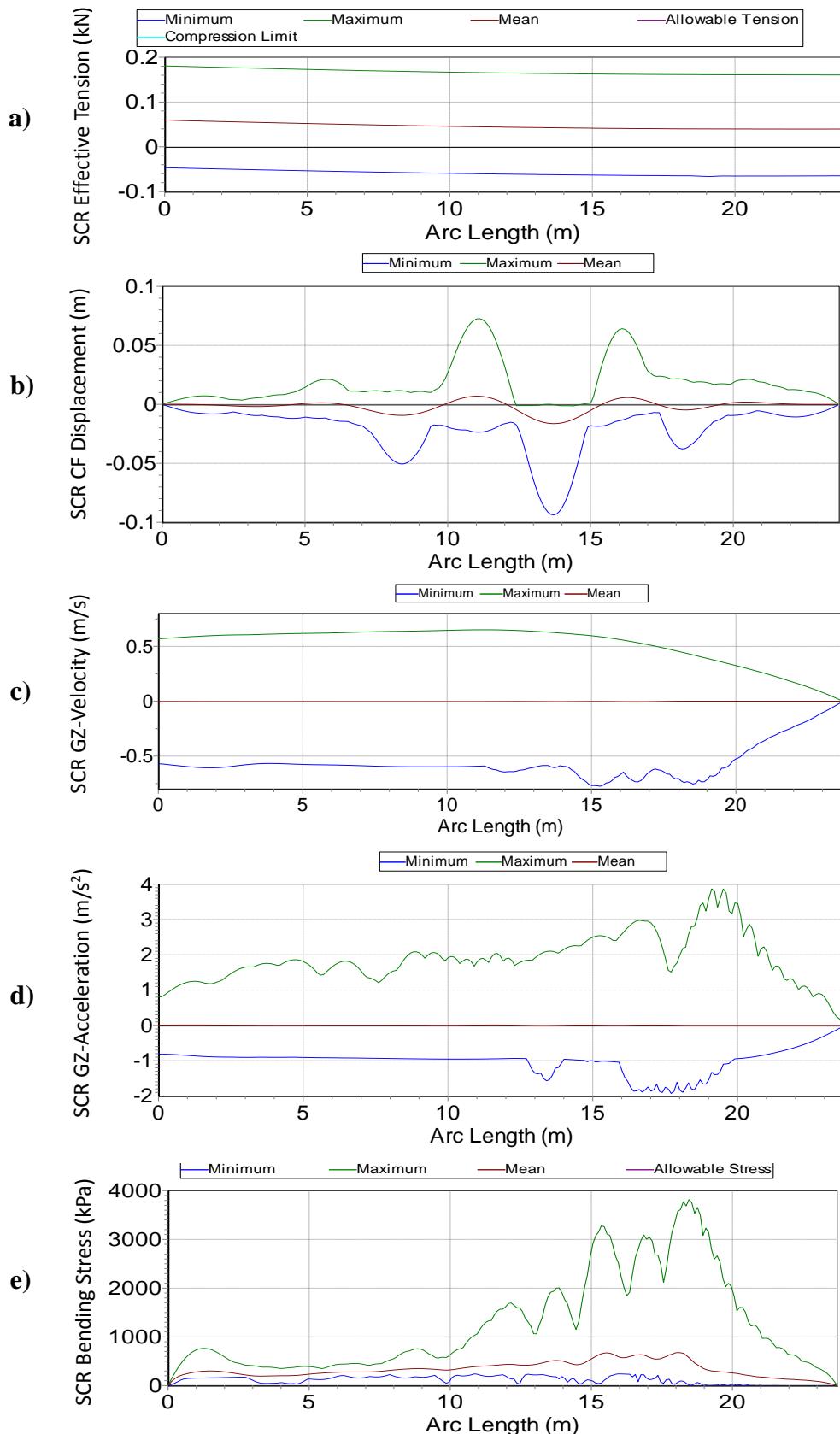


图 44 无涡激力作用时 H\_A400T435 工况动力响应变量数值计算结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

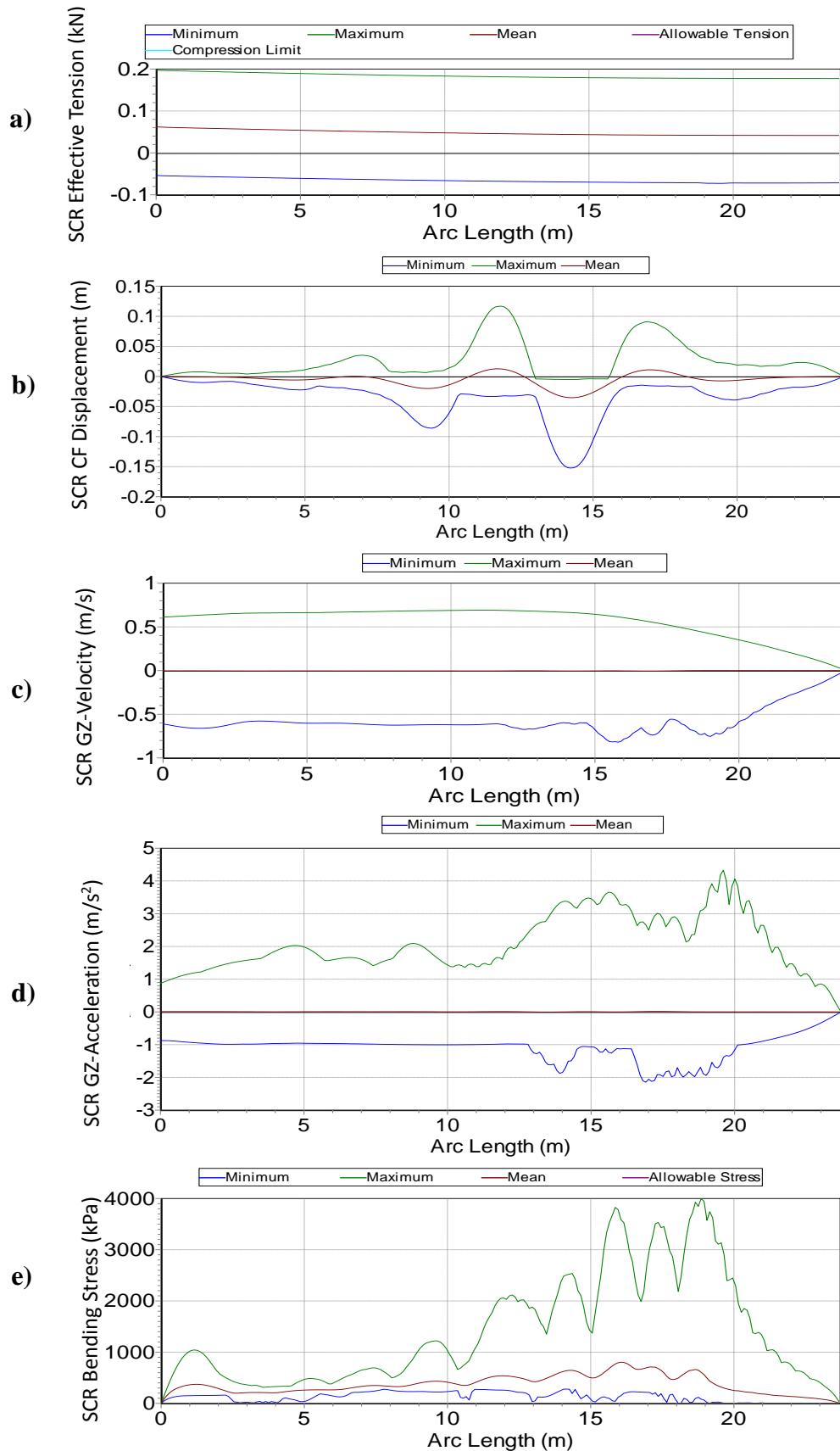


图 45 无涡激力作用时 H\_A430T435 工况动力响应变量范围数值计算结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

### 4.3 本章小结

本章主要分析了在不计涡激振动的影响时，单纯顶部平台垂荡运动使 SCR 产生的动力响应。

本章主要由两个部分组成，第一个部分选取了试验中的几个典型工况进行数值重构，分析在平台垂荡运动影响下 SCR 的法向速度、触底点位置变化、轴向应力以及弯曲应力的分布与周期性变化。在这几个工况中，SCR 没有出现明显的轴向负张力，也没有显著的横向弯曲应力，可以认为在顶部平台垂荡比较平缓的工况下，SCR 没有发生显著屈曲现象，另外由于本章的计算中没有施加横向涡激力的作用，故 SCR 也因此没有明显的横向振动。

因此，要研究 SCR 在平台垂荡时产生的大幅横向振动，需要关注更为剧烈的垂荡工况。本章的第二部分则从试验中观察到 SCR 触底点附近发生显著横向运动的 H\_A370T435 这一工况出发，通过增大垂荡振幅和减小垂荡周期两种方法创造了九种数值计算工况，并据此来分析垂荡周期和振幅对 SCR 屈曲现象以及横向振动现象的影响，并分析屈曲在平台垂荡诱导立管横向振动这一现象中的贡献。

本章分析的结果显示，当平台垂荡较为平缓时，单纯顶部平台的运动并不会使 SCR 发生横向运动，可以推测这些工况下发生的小幅横向振动可能与垂荡形成的振荡流引起 SCR 的涡激振动有关。而当平台垂荡振幅足够大、周期足够小时，即使不计入涡激振动的影响，单纯顶部平台的垂荡运动也能导致 SCR 出现显著横向振动，根据这一大幅横向运动的周期与垂荡周期相同以及 SCR 出现轴向负张力等现象，可以推测是垂荡导致了 SCR 在触底点附近发生屈曲，进而使 SCR 形成横向位移。

但是，对比 H\_A370T435 工况的数值计算结果和该工况的实际试验结果可以发现，仅有平台垂荡的影响时 SCR 横向振动的幅度远没有试验观测到的实际横向振动幅值大，无涡激力作用时数值重构出的 H\_A370T435 工况触底点附近横向位移仅为实际试验该工况触底点横向位移的 1% 左右，故笔者认为平台垂荡造成的 SCR 在触底点附近发生屈曲并不是 SCR 横向振动的唯一原因，进一步推测平台垂荡形成的振荡流作用在 SCR 上的涡激力也应该是使 SCR 产生横向振动的原因之一。故在本文后面的章节中，将对 H\_A370T435 工况下作用在 SCR 上的涡激力进行计算，并将计算出的涡激力施加到数值模型中，进而探讨涡激力对 SCR 横向运动的贡献，并通过将数值计算结果与试验测量数据进行对比来进一步研究平台垂荡运动下 SCR 产生横向振动的原因。

## 第五章 涡激力作用下立管响应计算

根据平台垂荡运动下 SCR 动力响应试验结果可以发现，在 H\_A370T435 工况下 SCR 在触底点附近有较为显著的横向运动，但从本文第四章的分析结果中可以看出，屈曲并不是这一横向运动的唯一原因。因此，本文推断涡激振动也是促使 SCR 发生横向运动的原因之一，故本章对该工况下横向 (CF) 涡激力进行研究，并将计算得出的涡激力结果代入数值计算模型中，通过重构 H\_A370T435 这一工况下的试验现象来分析平台垂荡使 SCR 发生屈曲以及平台垂荡产生的振荡流作用在 SCR 上的涡激力的耦合作用下 SCR 的动力响应，从而进一步分析 SCR 产生横向运动的机理，并通过分析不同垂荡频率以及涡激力幅值工况中 SCR 的响应来探究对这一横向运动产生影响的因素。

本章首先根据 H\_A370T435 工况测得的横向应变试验数据，通过模态分析方法来计算 SCR 上各处的横向位移数据，并运用逆有限元方法通过横向位移数据计算得到横向涡激力数据，之后将这一涡激力计算结果代入数值重构模型来分析 SCR 的横向运动响应，并通过改变涡激力幅值来进一步探究涡激力幅值对 SCR 横向响应的影响。此外，本文还依据王俊高<sup>[35]</sup>在 2015 年提出的斯特劳哈尔定律 (Strouhal Law)，通过计算所得的 H\_A370T435 工况下的涡激力来估算其他工况的涡激力，并进一步分析其他工况中 SCR 的动力响应，以此来深入探究平台运动频率、涡激力主导频率等因素对于 SCR 响应的影响。

### 5.1 试验工况涡激力计算

本文在计算平台垂荡的 H\_A370T435 工况下作用在 SCR 上的涡激力时主要采用的时模态分析理论以及逆有限元理论，首先采用模态分析方法通过试验测量的各节点应变时历得到各节点位移时历，再使用逆有限元方法通过位移数据计算出涡激力数据。本节首先介绍模态分析理论与逆有限元理论，再给出 H\_A370T435 工况的涡激力计算结果。

#### 5.1.1 模态分析理论

首先，根据模态分析理论，可以根据试验测得的 CF 方向应变来计算出涡激振动在 CF 方向产生的位移。

基于小变形理论，在时间域内 SCR 轴线在 CF 方向上的位移可表示为：

$$w(t, z) = \sum_{i=1}^{\infty} p_i(t) \phi_i(z), \quad z \in [0, l] \quad (5-1)$$

其中， $t$  为时间， $z$  为 SCR 轴向坐标， $w(t, z)$  是 SCR 的  $z$  位置在  $t$  时刻的位移， $i$  表示第  $i$  阶模态， $p_i(t)$  为 SCR 第  $i$  阶位移模态权重 (Model Weight)， $\phi_i(z)$  为 SCR 第  $i$  阶位移模态振型， $l$  为 SCR 的长度。用一有限数值  $N$  来代替上式中的无穷大，则上式可表示为：

$$w(t, z) = \sum_{i=1}^N p_i(t) \phi_i(z), \quad z \in [0, l] \quad (5-2)$$

则 SCR 曲率可表示为:

$$\kappa(t, z) = \frac{d^2 w}{dz^2} = \sum_{i=1}^N p_i(t) \phi_i''(z) \quad (5-3)$$

令  $\theta_i(z) = \phi_i''(z)$ , 则  $\theta_i(z)$  为 SCR 轴线横向曲率的模态函数。由此可见, SCR 位移函数  $w(t, z)$  与曲率函数  $\kappa(t, z)$  的模态权重相同, 但模态振型不同。在本次试验中, SCR 可以看做两端简支, 则位移模态振型可以表示为:

$$\phi_i(z) = \sin \frac{i\pi}{l} z \quad (5-4)$$

带入到曲率表达式(5-3)中可得:

$$\kappa = \sum_{i=1}^N p_i(t) \theta_i(z) = - \sum_{i=1}^N p_i(t) \left( \frac{i\pi}{l} \right)^2 \phi_i(z) \quad (5-5)$$

另外, 根据 SCR 曲率与应变的关系:

$$\kappa(t, z) = \frac{\varepsilon(t, z)}{R} \quad (5-6)$$

其中,  $\varepsilon(t, z)$  为 SCR 的  $z$  位置在  $t$  时刻的横向应变,  $R$  为 SCR 半径。将式(4-5)代入式(5-6)可以得到:

$$\varepsilon(t, z) = \kappa R = - \sum_{i=1}^N R \left( \frac{i\pi}{l} \right)^2 p_i(t) \phi_i(z) = \sum_{i=1}^N p_i(t) \theta_i(z) = \sum_{i=1}^N e_i(t) \phi_i(z) \quad (5-7)$$

其中,

$$\theta_i(z) = -R \left( \frac{i\pi}{l} \right)^2 \phi_i(z) \quad (5-8)$$

$$e_i(t) = -R \left( \frac{i\pi}{l} \right)^2 p_i(t) \quad (5-9)$$

$e_i(t)$  表示 SCR 的第  $i$  阶应变模态权重。如果求得了 SCR 表面横向应变  $\varepsilon(t, z)$  的模态权重  $e_i(t)$ , 那么 SCR 轴线的横向位移  $w(t, z)$  可以通过式(5-9)求得。

应变测量点沿 SCR 轴线防线的坐标为  $z_m$ , 令试验中测点总数为  $M$ , 则  $m = 1, 2, \dots, M$ 。本次试验中实际测点数目为 25, 即  $M = 25$ 。通过模态分析方法, SCR 轴线的横向位移  $w(t, z)$  可以根据这  $M$  个离散点的应变测量信号计算得出。

按照模态函数  $\phi_i(z) = \sin \frac{i\pi}{l} z$  的假设, 第  $i$  阶模态振型  $\phi_i(z)$  在  $M$  个测点处的矩阵表

达式为：

$$\phi_i = [\sin \frac{i\pi}{l} z_1, \sin \frac{i\pi}{l} z_2, \dots, \sin \frac{i\pi}{l} z_M]^T \quad (5-10)$$

则  $N$  阶模态振型在  $M$  个测点展开为  $M \times N$  矩阵：

$$\Phi = [\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N] \quad (5-11)$$

试验中对每个测点共测得  $s$  个应变信号，则应变测量信号矩阵可表示为：

$$B = \begin{bmatrix} \varepsilon(t_1, z_1), \varepsilon(t_2, z_1), \dots, \varepsilon(t_s, z_1) \\ \varepsilon(t_1, z_2), \varepsilon(t_2, z_2), \dots, \varepsilon(t_s, z_2) \\ \vdots \quad \vdots \quad \cdots \quad \vdots \\ \varepsilon(t_1, z_M), \varepsilon(t_2, z_M), \dots, \varepsilon(t_s, z_M) \end{bmatrix} \quad (5-12)$$

模态权重矩阵可表示为：

$$E = \begin{bmatrix} e_1(t_1), e_1(t_2), \dots, e_1(t_s) \\ e_2(t_1), e_2(t_2), \dots, e_2(t_s) \\ \vdots \quad \vdots \quad \cdots \quad \vdots \\ e_N(t_1), e_N(t_2), \dots, e_N(t_s) \end{bmatrix} \quad (5-13)$$

则 SCR 横向应变与横向位移的关系可用矩阵表示为：

$$B = \Phi \times E \quad (5-14)$$

当  $M = N$  时，上式的解可根据  $E = \Phi^{-1}B$  求得。但是一般情况下  $M \neq N$ ，此时需要对式(5-14)进行变换：将式(5-14)两端分别乘以  $\Phi^T$ ，得到：

$$\Phi^T B = \Phi^T \Phi E \quad (5-15)$$

此时由于  $(\Phi^T \Phi)$  为方阵，故可以计算逆矩阵，于是再将上式两端分别乘以  $(\Phi^T \Phi)^{-1}$ ，最终可以得到

$$E = (\Phi^T \Phi)^{-1} \Phi^T B \quad (5-16)$$

即为式(5-14)的解。之后，再根据式(5-9)可以得到对应的 SCR 轴线横向位移模态权重  $p_i(t)$ ，代入式(5-2)可以最终得到 SCR 轴线的位移函数  $w(t, z)$ 。

### 5.1.2 逆有限元方法

得到了 SCR 的涡激振动位移函数之后，可以采用逆有限元方法来计算涡激力。因为 SCR 数值计算中对立管的分析采用梁模型，故下面首先建立梁模型的横向振动微分方程。

在模型建立中，考虑轴向力沿长度方向变化，初始轴向预张力为  $T_0$ ，变张力为  $\Delta T$ ；系



统阻尼为 $C(x)$ , 如图 46(a)所示。从梁上截取长为 $dx$ 的微段, 如图 46(b)所示, 图中 $N$ 为剪力,  $M$ 为弯矩, 梁的剖面面积为 $A$ , 材料密度为 $\rho$ , 剖面的抗弯刚度为 $EI(x)$ 。

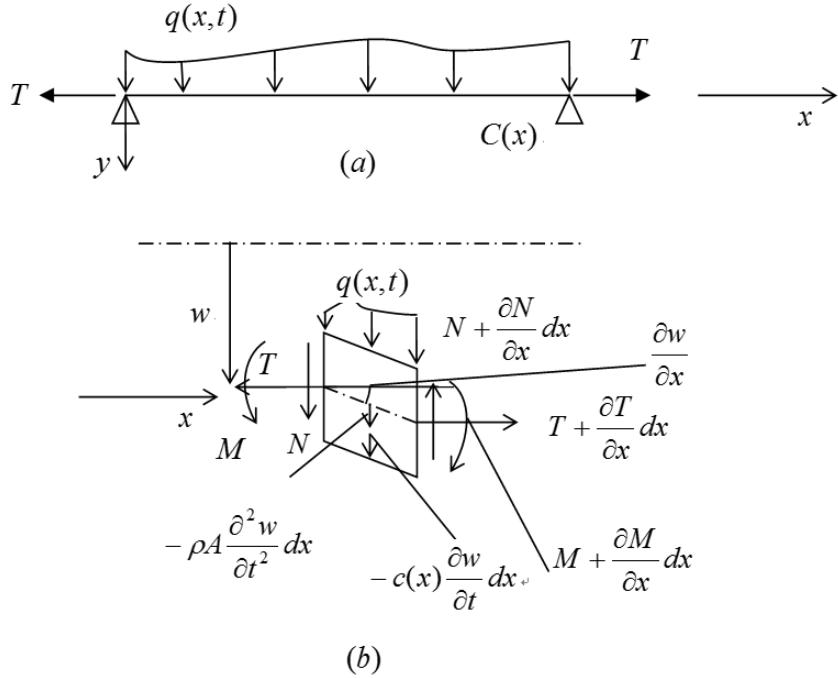


图 46 梁模型以及微段受力分析

则根据垂向力的平衡可以得到:

$$\left( N + \frac{\partial N}{\partial x} dx \right) + C(x) \cdot \frac{\partial w(x, t)}{\partial t} dx + \rho A \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2} dx = N + q(x, t) dx \quad (5-17)$$

化简之后可得:

$$\frac{\partial N}{\partial x} = q(x, t) - \rho A \frac{\partial^2 w(x, t)}{\partial t^2} - C(x) \cdot \frac{\partial w(x, t)}{\partial t} \quad (5-18)$$

再根据微段的力矩平衡可得:

$$\begin{aligned} & \left( M + \frac{\partial M}{\partial x} dx \right) - \left( T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right) \cdot dx \cdot \tan \theta + \frac{1}{2} q(x, t) (dx)^2 \\ &= M + \left( N + \frac{\partial N}{\partial x} dx \right) dx + \frac{1}{2} \rho A \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} (dx)^2 + \frac{1}{2} C(x) \cdot \frac{\partial w(x, t)}{\partial t} (dx)^2 \end{aligned} \quad (5-19)$$

其中

$$\tan \theta = \frac{\frac{\partial w(x,t)}{\partial x} dx}{dx} = \frac{\partial w(x,t)}{\partial x}$$

略去高阶小量 $(dx)^2$ ，则式(5-19)可化简为：

$$N + T(t,x) \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial M}{\partial x} = 0 \quad (5-20)$$

根据梁的弯曲理论可知，弯矩与曲率之间的关系为：

$$M = EI(x) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \quad (5-21)$$

由于试验中实际采用立管被视作常截面梁，即 $EI(x) = EI$ ，则将式(20)、(21)代入式(5-18)可以整理得到计及轴向力与阻尼作用的梁的横向振动方程式：

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( EI \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) - T(t,x) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + C(x) \frac{\partial w}{\partial t} + \rho A \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = q(x,t) \quad (5-22)$$

考虑阻尼系数在各阶模态下分别为常数的情况，即各阶模态均有 $C(x) = C$ ，其中 $C = \zeta^* 2\rho A \omega_{ni}$ ，式中： $\zeta$  为结构的无因次阻尼， $\rho A$  为结构单位长度质量， $\omega_{ni}$  为结构的第*i* 阶固有频率。另外，只考虑轴向力 $T$  随时间变化，认为 $T$  沿杆长方向不变，则可以将 $T$  取为试验中测得的顶端轴向力。

考虑 SCR 的横向涡激振动时，振动方程中 $q(x,t)$  为 CF 方向涡激载荷 $F_{fluid}(x,t)$ ，则该振动方程可写为：

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left( EI \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) - T(t) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + C \frac{\partial w}{\partial t} + m_o \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = F_{fluid}(x,t) \quad (5-23)$$

将通过模态分析方法计算出的 SCR 横向振动幅值 $w(x,t)$  代入式(5-23)，即可计算该试验工况下 SCR 各节点处涡激载荷时历。

### 5.1.3 涡激力计算结果

根据前面两节所介绍的模态分析理论以及逆有限元理论，本节对 H\_A370T435 工况下测量得到的试验数据进行了处理，并计算出了该工况下作用在 SCR 上的横向涡激力。这里选择 H\_A370T435 这一工况是因为在试验的各个工况中，这一工况中 SCR 触底点附近出现了显著的横向运动，故本文选择计算这一工况下作用在 SCR 上的涡激力，并据此来对该工况进行数值重构，进而探究平台垂荡下 SCR 发生横向振动的机理。

首先根据 H\_A370T435 工况中试验测量得到的 CF 方向应变数据，通过模态叠加法，可以计算出 CF 方向的位移数据。试验中 SCR 模型的前十阶固有频率计算结果如表 2 所示，



试验测量得到的应变数据经过 FFT 变换后的频谱如图 47 所示。

表 2 SCR 前十阶固有频率

	Mode 1	Mode 2	Mode 3	Mode 4	Mode 5
Period (s)	6.33494	3.16684	2.09151	1.54693	1.21599
Frequency (Hz)	0.15785	0.31577	0.47812	0.64644	0.82238
	Mode 6	Mode 7	Mode 8	Mode 9	Mode 10
Period (s)	0.99259	0.8312	0.709	0.61328	0.53636
Frequency (Hz)	1.00746	1.20308	1.41043	1.63058	1.86443

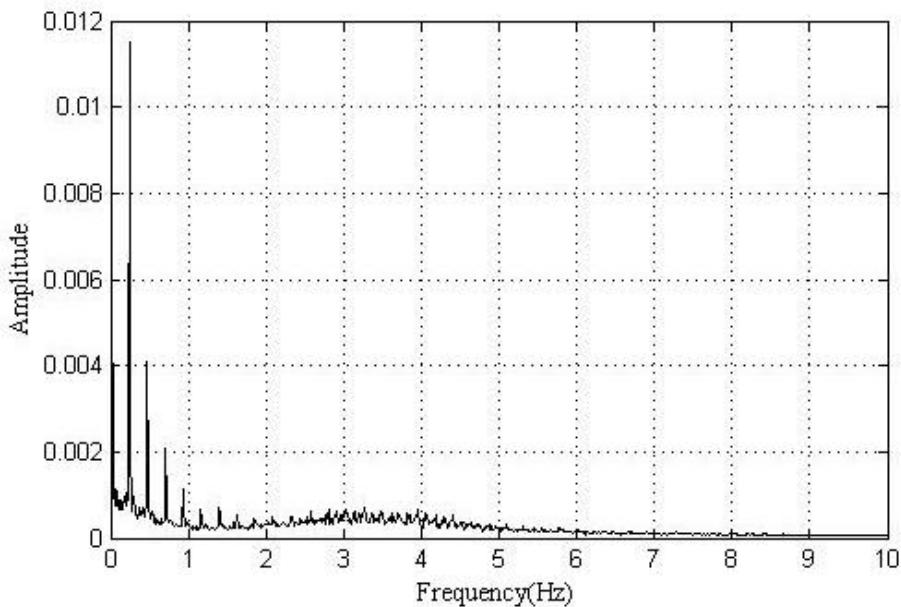


图 47 试验测量应变数据频率分布图

从图 47 中可以看出，试验测得的应变主导频率在 0.25Hz 左右，再与表 2 中的 SCR 模型固有频率相比较可以发现，该主导频率最接近于 SCR 的二阶固有频率，可以认为应变数据主要是二阶模态主导。实际计算中发现，若将一阶模态代入模态叠加法计算则会对叠加结果造成较大误差，含有第一阶模态的计算结果与实验观察现象严重不符；另外，根据应变主导频率与 SCR 固有频率的比较结果可知一阶模态不是主导模态，故在本文进行模态叠加计算中将一阶模态略去，采用第 2 至第 25 阶模态相叠加，叠加结果与实际试验观察得到的 CF 方向位移大小十分近似。

模态叠加法计算所得的横向位移云图如图 48 所示。在试验中，节点编号从小到大对应着从 SCR 底端到 SCR 顶端，静态时触底点在节点 2 和节点 3 之间。从图 48 中可以看出，在 SCR 中下部横向位移较为明显，而中部及以上横向位移则较小。另外，每个节点处横向位移波动的周期均为 4.35s 左右，即横向位移变化周期与平台垂荡周期相同。由此可见，如此大幅的 SCR 横向位移很可能与平台的周期性垂荡运动有着密切的关系。

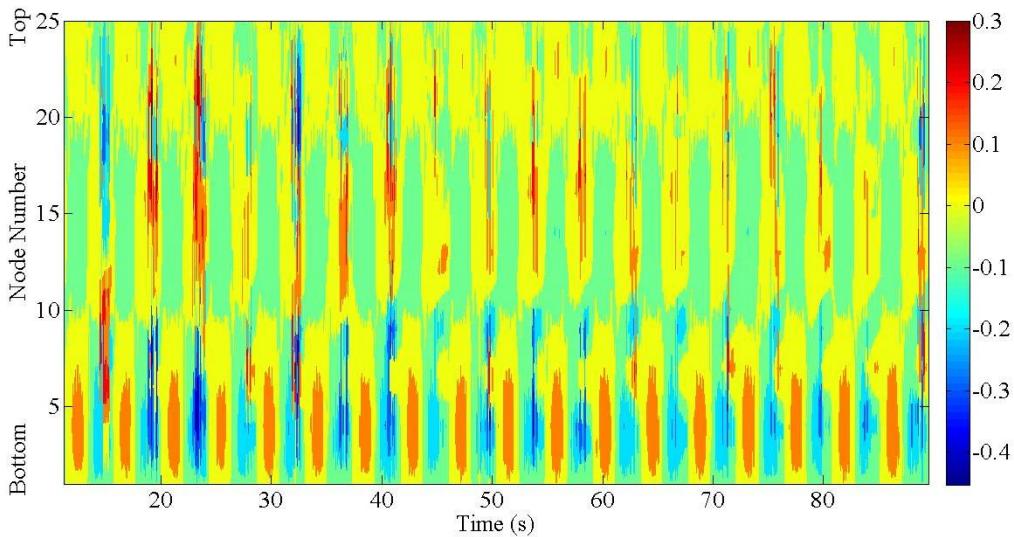


图 48 横向位移云图

模态叠加法计算所得的 A370T435 工况下横向位移的均方根 (RMS) 值如图 49 所示。在图 49 中可以看出,触底点附近横向位移比较大,在触底点区域的上方,随着节点数增大,横向位移的 RMS 值整体呈减小趋势。根据王俊高<sup>[5]</sup>在论文中提到的试验中得到的涡激振动幅值响应特性可知, H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 这几个工况下涡激振动横向位移 RMS 值均在 0.2D-0.4D 之间,而从图 49 中看到的 H\_A370T435 工况下 SCR 横向位移的 RMS 值却远大于 0.4D, 最大 RMS 值甚至接近 5D。王俊高<sup>[5]</sup>在论文中所分析的是在较为平缓侧平台垂荡工况下涡激振动对 SCR 响应的影响,而从计算结果和实际试验现象中均可以看出,涡激振动对 SCR 动力响应的影响的这些规律已经不再适用于平台剧烈垂荡的工况,再结合本文第三章的结论可知,当平台剧烈垂荡时 SCR 会在触底点附近发生屈曲,这会显著加剧 SCR 的横向振动,在这样的工况下,SCR 已经不仅仅收到涡激振动的影响,而是会受到涡激振动与屈曲耦合的影响。因此,下面将运用逆有限元方法,通过模态叠加法算出的位移数据来得到 SCR 所受到的涡激力数据,并将涡激力数据代入数值模型中,进而探究涡激振动与屈曲共同作用下 SCR 的响应。

通过模态叠加法计算出各节点横向位移时历之后,即可通过逆有限元方法计算作用在 SCR 上的横向力。计算中,无因次阻尼系数取  $\zeta = 0.3\%$ 。另外,从第四章的分析中可以看出轴向张力沿 SCR 管长方向的变化很小,故在涡激力的计算中,轴向张力忽略沿管长方向的变化,采用试验所测量的顶部轴向力数据。另外,由于在计算横向位移时所采用的应变数据为原始实验测量值,未经过任何滤波,因此难免混有高频噪声,导致横向位移计算值也存在高频噪声。高频噪声的存在对  $\frac{\partial w}{\partial t}$  项和  $\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}$  项造成了较大影响,从而在涡激力计算中引入了较大误差,因此在计算涡激力时,首先对位移数据进行了滤波。图 50 为对通过模态叠加法计算得出的位移数据进行频谱分析的结果,从图 50 中可以看出,除了我们所关心的与平



台运动频率相近的低频大位移之外，位移数据还在 0.4723Hz 处有一个峰值，这一高频位移分量影响涡激力的计算，并将对本文分析 SCR 横向大位移造成较大的影响，故实际操作中将 0.45Hz 以上的高频位移噪声滤掉，提取出我们所关心的较为低频的大位移分量，并根据这一滤波后的位移数据来进行涡激力数据的计算。

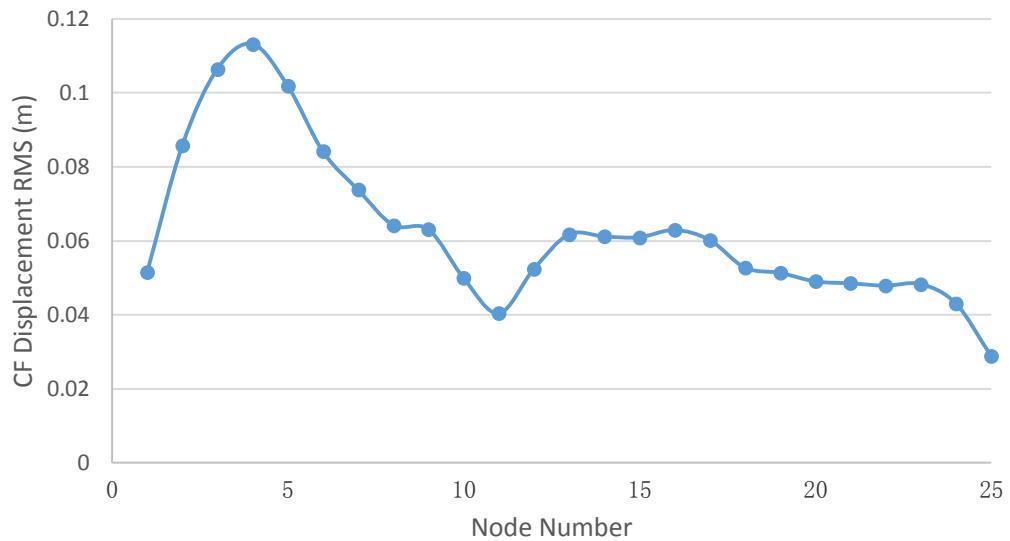


图 49 横向位移 RMS 值

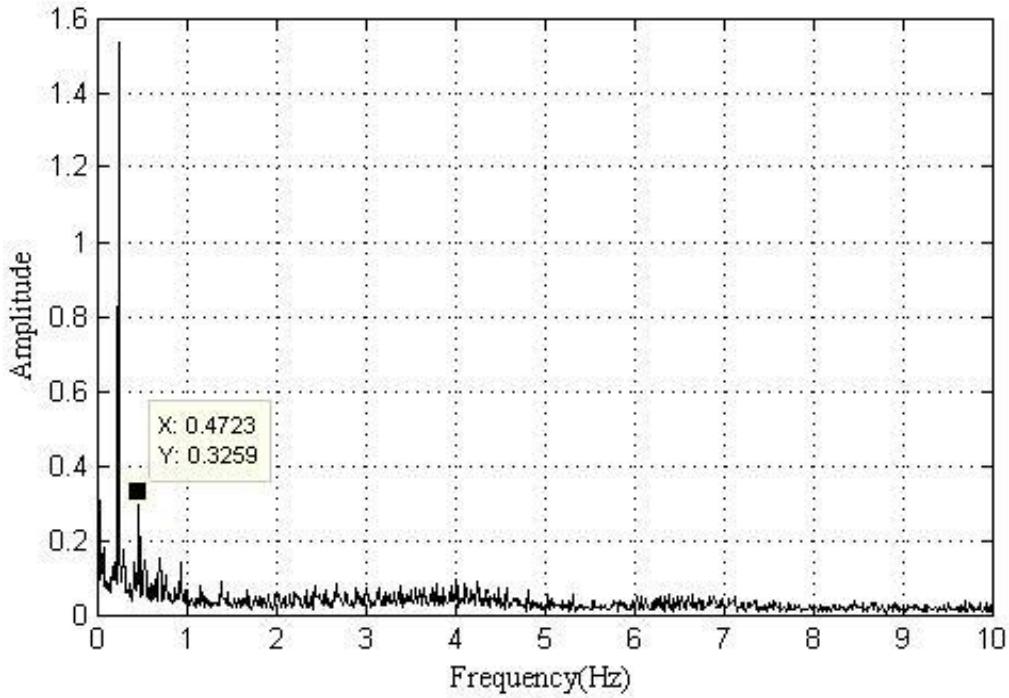


图 50 立管横向位移计算结果频谱分析

根据滤波之后的位移数据运用逆有限元方法计算所得的横向涡激力结果如图 51 的涡激力云图所示。从图 51 中我们可以看出，计算所得的横向涡激力最大幅值在 15N 左右，另外，SCR 底部触底点附近横向涡激力较大，SCR 中上部横向力值整体偏小。横向涡激力变化的周期与顶部平台垂荡的周期相似，也约为 4.35s。这一涡激力的计算结果将应用于 5.2 节中对于涡激振动作用下的 H\_A370T435 工况的数值重构，以及用于 5.3 节中通过改变涡激力幅值来分析 H\_A370T435 工况下涡激力振幅对 SCR 响应的影响，并据此进一步探究平台垂荡运动诱导 SCR 发生垂直平面的横向振动这一现象的产生机理以及影响因素。

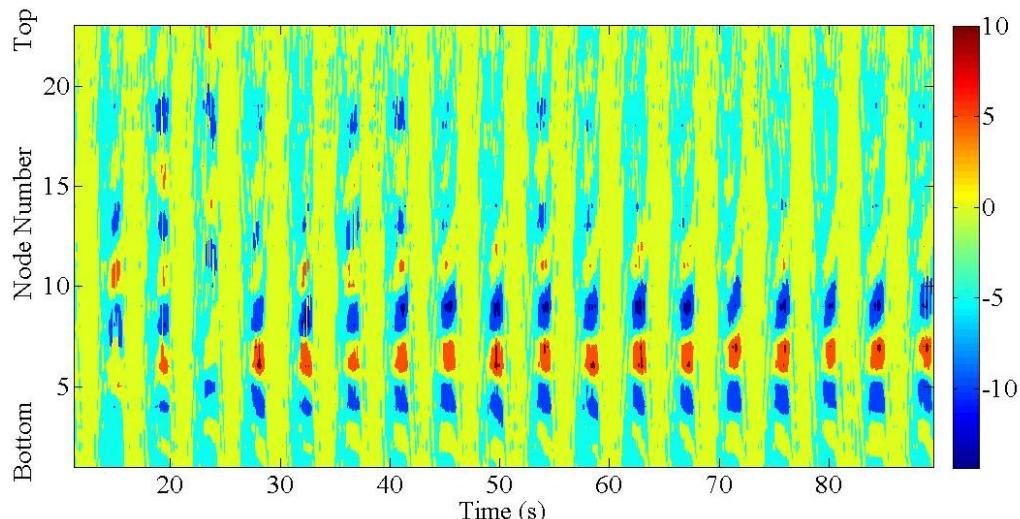


图 51 横向涡激力云图

## 5.2 试验工况涡激力作用下立管横向运动数值重构

从第四章的分析中可以发现，没有流场的影响时，单纯在屈曲的作用下 SCR 横向运动的幅值是很小的，从 H\_A430T200 工况的计算结果中可以看出，即使周期达到 2s、振幅达到 0.43m，SCR 横向振幅的最大值也仅在 0.2m 左右，与试验中实际观察到的 0.42m 左右的振幅还有一定差距。这一现象说明了 SCR 出现如此显著的横向大位移并不仅仅是顶部平台垂荡造成的屈曲作用的结果，而顶部平台垂荡形成的振荡流对 SCR 作用的涡激力也可能对这一横向运动有贡献。下面便分析涡激振动与屈曲耦合作用对于 SCR 横向振动产生的影响。

图 52 绘制了加入涡激力影响的 H\_A370T435 工况下 200s 内的 SCR 动力响应，图中 a) 为顶部平台运动曲线，b) 为触底点处轴向张力变化曲线，c) 为触底点处横向位移时历，d) 为触底点处弯曲应变时历，e) 为触底点处弯曲应力时历。这里对 SCR 施加的涡激力是前面对试验测量的横向应变数据采用模态分析法以及逆有限元法计算而得的横向涡激力结果。由于这里我们仅考虑了 CF 方向的涡激力，而忽略了 In-Line 方向的水动力，故数值重构出的 SCR 运动可能与实际试验结果存在一定偏差。另外，对 SCR 施加涡激力时仅在试验的测点处施加了集中力，这一集中力数值是通过该测点处计算出的涡激力数值乘以该分段立管长度得到的，而实际中作用在 SCR 上的涡激力应该是分布力。这也是可能导致数值重构结果与试验实际结果之间存在差异的原因之一。

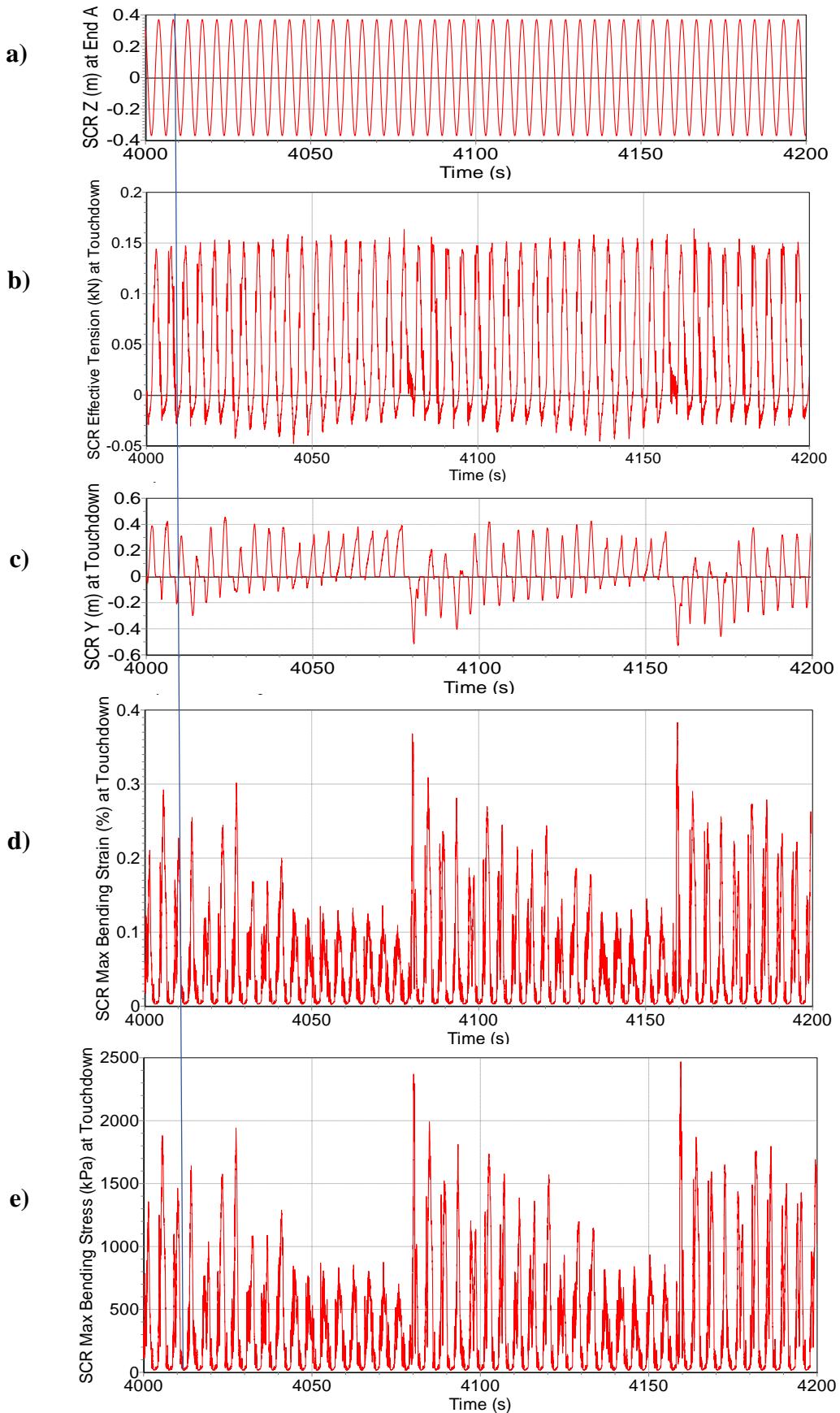


图 52 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况动力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

观察图 52 b) 可以发现，涡激力影响下的轴向张力变化趋势与没有施加涡激力时相同，仍是在顶部平台运动到最高点时达到触底点处负张力的最大值，且轴向张力的变化周期与顶部平台垂荡周期相同。对比图 26 b) 和图 52 b) 可以发现，有无涡激力的作用对 SCR 触底点处的轴向张力大小的影响不大，整体张力范围仍在 -0.05kN 到 0.15kN 之间，但施加了涡激力之后的触底点轴向张力偶尔会有一些波动，没有单纯动力响应的 H\_A370T435 工况时那么平稳。

从图 52 c) 中可以看出，此时重构出的涡激振动作用下的 H\_A370T435 工况 SCR 触底点处横向位移振幅已达到 0.4m，与实际试验中观测到的触底点上方附近 0.42m 左右的横向振幅已经比较接近，数值重构结果约为试验观测结果的 95%，与不考虑涡激振动时重构出的 1% 横向振幅相比较可以发现涡激振动对于平台垂荡诱导 SCR 横向振动这一现象的贡献十分显著。另外，相比于触底点轴向张力在涡激力影响下产生的波动，触底点横向位移的波动则大得多，观察图 52 c) 可以看到，触底点横向位移除了以 4.35s 的小周期变化以外，还存在着一个大约 80s 的大周期，80s 内触底点的横向平衡位置会左右移动，但每隔约 80s 这个变化就会重现一次。这一现象可能与施加的涡激力时长有关，由于试验测量所得的应变时历时长 80s，所以计算出的涡激力也只有 80s，施加在 SCR 上 200s 的涡激力时历是由 78.3s (18 个周期) 的涡激力计算结果循环得到的，因此可能造成了触底点横向位移出现这 80s 左右的大周期。另外，观察触底点横向位移在每个 4.35s 小周期内的变化可以看出，每个周期的振幅大约都在 0.4m-0.6m 之间，与试验观察到的触底点横向位移十分接近。

从图 52 d) 和图 52 e) 中可以得到，弯曲应变与弯曲应力也在以 4.35s 的周期变化，而且弯曲应变、应力达到峰值的时刻与轴向压应力达到最大值的时刻相近，说明了屈曲对于这种横向弯曲的影响。另外，在每隔 80s 周期结束的时候应变和应力会出现一个较大的峰值，这可能是因为所施加的涡激力并不是真实的测量结果计算得到的 200s 涡激力，而是用 78.3s 的结果循环得到的，在两个 78.3s 周期的交接点处可能变化不连续，进而使 SCR 横向弯曲应变和应力产生了突变。若忽略这几处的突变，则应变的峰值在 0.3% 左右，应力的峰值在 2000kPa 左右，与试验测量结果十分接近。

图 53 节选了涡激振动作用下的 H\_A370T435 工况下 80s 内的 SCR 触底点处垂向加速度与轴向应力的响应情况，图中 a) 为顶部平台垂荡加速度曲线，b) 为触底点处垂向加速度曲线，c) 为触底点处轴向应力曲线。图 54 节选了涡激振动作用下的 H\_A370T435 工况下 80s 内的 SCR 触底点位置变化以及垂向速度响应情况，图中 a) 为触底点位置变化时历曲线，b) 为顶部平台垂荡速度曲线，c) 为触底点处垂向速度曲线。

观察图 53 可以看出，施加了涡激力之后的 H\_A370T435 工况中，触底点处垂向加速度和轴向压应力仍与顶部垂荡以相同周期变化，而且垂向加速度和轴向压应力的峰值仍出现在顶部平台经过垂荡最高点、刚刚开始向下运动时。另外，对比图 29 和图 53 可以发现，对 SCR 施加了涡激振动的影响之后，触底点处垂向加速度的峰值明显增加，而且波动比较大，涡激振动作用下 SCR 触底点处垂向加速度峰值最大时能达到  $8\text{m/s}^2$ ，而最小则在  $3\text{m/s}^2$  左右，而没有涡激振动的时候峰值则在  $1.4\text{m/s}^2$  左右。此外，值得注意的是，在涡激力的作用下触底点处的轴向压应力峰值变小了，而轴向拉应力峰值变化不大。没有施加涡激力时 H\_A370T435 工况中 SCR 触底点处轴向压应力峰值在 210kPa 左右，而施加了涡激振动的影响之后这一峰值变为 160kPa 左右。出现这一现象的可能原因是，涡激振动的作用加剧了 SCR 的横向振动，而这一横向振动可能会对 SCR 造成一定的拉伸，从而减轻了平台向下运动时 SCR 在触底点附近受到挤压的现象，进而导致触底点附近轴向压应力的峰值变小。

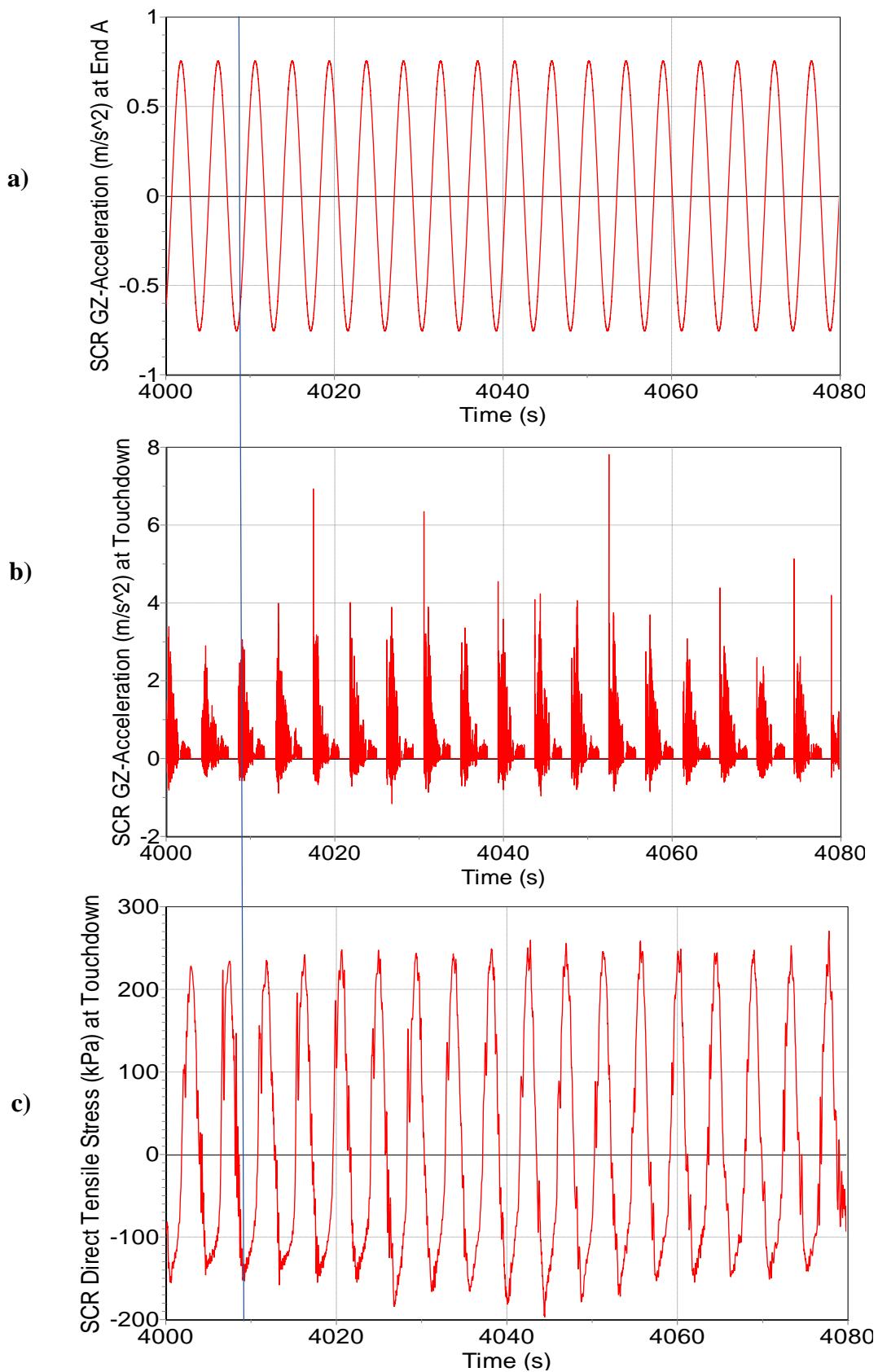


图 53 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡加速度曲线; b) 触底点处垂向加速度曲线; c) 触底点处轴向应力曲线

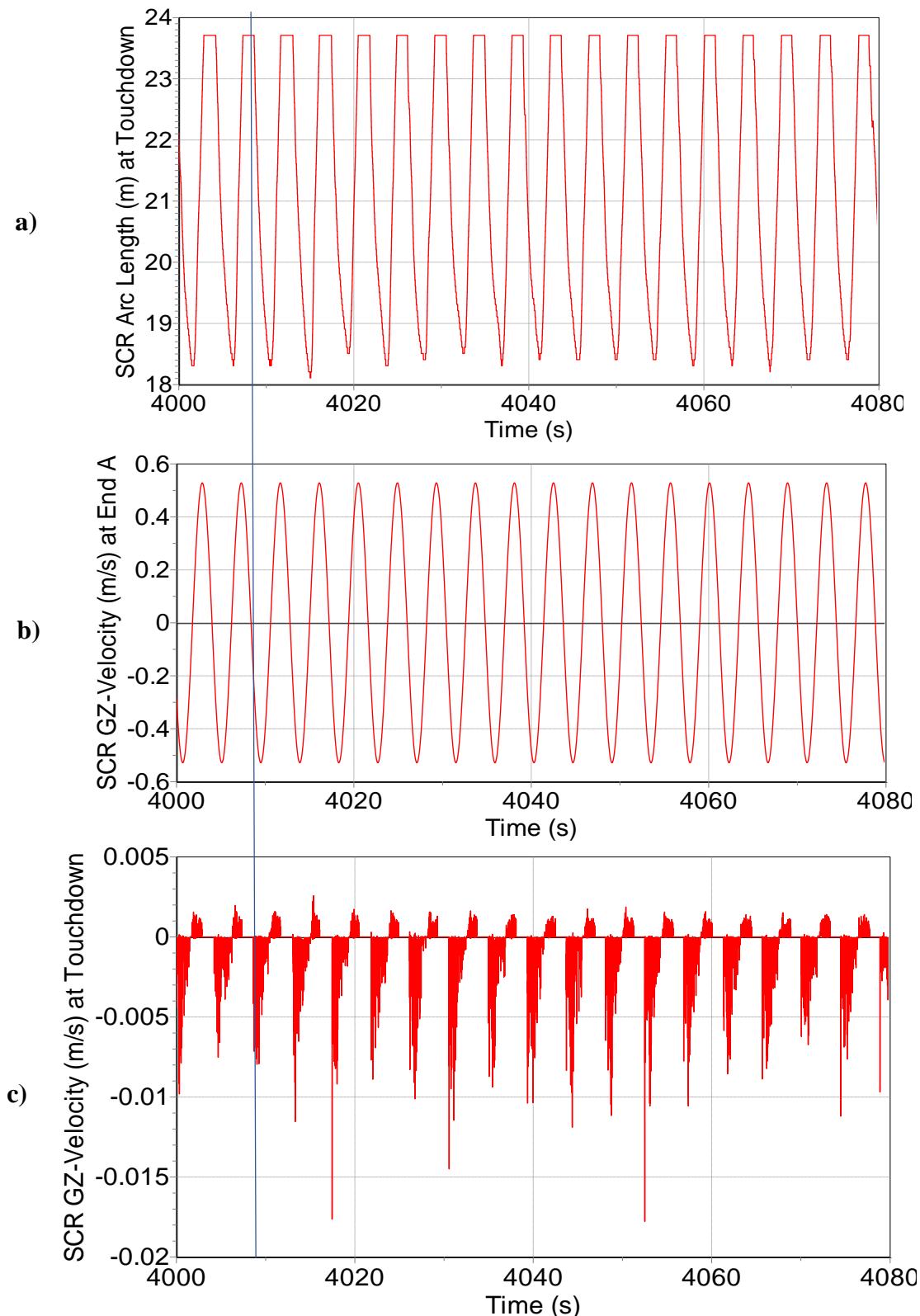


图 54 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值重构结果: a) 触底点位置变化时历; b)顶部平台垂荡速度曲线; c)触底点处垂向速度曲线

从图 54 中可以得到, 涡激振动作用下的 H\_A370T435 工况中, 触底点的位置仍是在顶部平台向下运动时沿管长方向上移, 而在顶部平台向上运动时沿管长方向下移。不过, 对比图 30 a) 和图 54 a) 可以看出, 当施加了涡激力之后触底点在 SCR 上的位置变化幅度就会略微变小, 这一现象出现的原因可能与触底点的横向运动有关, 当触底点附近发生大幅横向振动时, 在相同的水平距离下 SCR 需要更长的悬垂段, 这也就缩短了躺底段的长度, 从而使得触底点的位置下移。另外, 比较图 30 c) 和图 54 c) 可以看出, 在涡激振动作用下的 H\_A370T435 工况中, 触底点处垂向速度的幅值比没有涡激力作用时要小, 也就是说涡激振动实际上减轻了平台垂荡时 SCR 触底点附近的速度骤变现象。出现这一现象同样可以归功于 SCR 的横向位移, 在涡激振动作用的工况中 SCR 产生的大幅横向运动使得 SCR 触底点附近出现横向速度, 这一横向速度分解了 SCR 触底点附近的合速度, 从而减小了垂直向下的速度, 即这种横向运动能够减缓平台向下运动时 SCR 触底点附近位置在竖直方向上对海床的冲击。

通过以上分析可以发现, 尽管作用了涡激力之后, 触底点附近的垂向加速度、弯曲应力以及横向位移等变量均明显增大, 但触底点处发生的屈曲却有所减轻, 因为涡激振动导致 SCR 横向运动明显增大, 而这一横向运动能够使 SCR 在平台向下运动时所受的挤压减轻, 进而减弱屈曲现象。因此, 可以推测平台垂荡形成的振荡流作用在 SCR 上的涡激振动与平台运动诱导 SCR 在触底点附近发生的屈曲这两种因素之间实际上有相互削减的作用, 故可以认为两种因素耦合作用时所产生的 SCR 横向位移应该小于两种因素单独作用各自产生的横向位移的总和。

下面继续分析 H\_A370T435 工况的数值重构模型中 SCR 响应变量沿管长变化规律。图 55 表示了涡激力作用下的 H\_A370T435 工况中 SCR 的轴向张力、横向位移、垂向速度、垂向加速度、弯曲应力的最大、最小值沿管长分布, 图中 a) 为 SCR 轴向张力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线, b) 为 SCR 的 CF 方向位移最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线, c) 为 SCR 垂向速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线, d) 为 SCR 的垂向加速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线, e) 为 SCR 弯曲应力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线。

从图 55 a) 中可以看出, SCR 的轴向张力从顶端到底端逐渐减小, 但变化幅度不大, 轴向张力沿管长方向的变化几乎可以忽略, 这一特征与没有施加涡激力的时候相同, 这也说明了在计算涡激力的时候忽略轴向张力沿管长方向的变化对于涡激力的计算结果影响不大, 也就是说计算涡激力时的这一假设是可行的。另外, 对比图 35 a) 图 55 a) 发现两种工况下 SCR 轴向张力范围相近, 进一步说明了是否施加涡激力对于 SCR 轴向张力的影响不大。观察图 55 b) 和 d) 并与图 35 b) 和 d) 比较可以看出, 施加了涡激力之后, 整个 SCR 上的横向运动与垂向加速度均显著增大, 并且峰值出现的位置也沿管长方向向上移动, 而且横向位移的峰值变得没有那么明显, 从 SCR 一直到触底点附近横向振动幅值都很大。从图 55 b) 中可以看出, SCR 触底点上方附近一段的横向振幅在 0.45m 左右, 与通过试验视频测量出的触底点附近发生 0.42m 左右的横向振幅比较接近, 而且从第四章的分析中我们知道触底点上方, 即 SCR 中下部的横向振幅应该是大于触底点处的横向振幅的, 因此数值重构模型中得到的触底点上方、SCR 中下部内的最大横向振幅达到 0.45m, 大于试验观测到的触底点处 0.42m 左右的横向位移, 这一结果是合理的, 说明本文的数值模型较好的重构出了试验中实际观测到的现象。

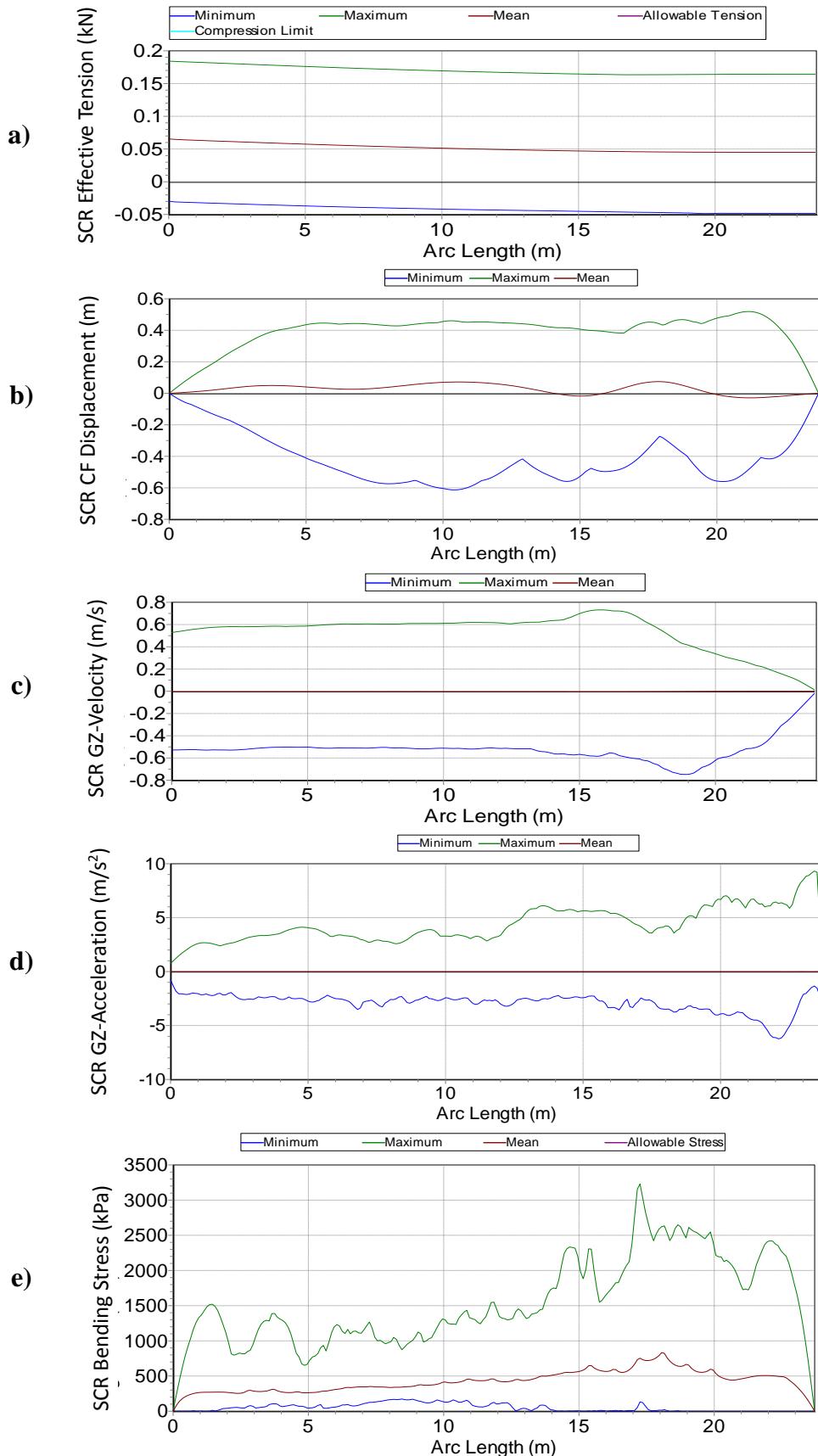


图 55 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况动力响应变量数值重构结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

从没有施加涡激力的 H\_A370T435 工况与施加了涡激力的 H\_A370T435 工况的对比中可以看出，涡激振动对于 SCR 横向运动响应的贡献明显大于屈曲的贡献。涡激振动对 SCR 的横向振动产生了很大的影响，涡激力使 SCR 的垂向加速度明显增大，另外作用在 SCR 上的横向涡激力也会促使 SCR 产生剧烈横向运动，二者的作用叠加就使得 SCR 的面外运动变得更为剧烈。

相比于横向位移和垂向加速度的显著增加，垂向速度以及弯曲应力受涡激力的影响则不是很明显。从图 55 c) 和 e) 中可以看出，有涡激力和没有涡激力的 H\_A370T435 两种工况中 SCR 垂向速度和弯曲应力无论是在沿管长方向的变化趋势方面还是峰值的大小方面，它们的区别都不大，说明涡激力对于垂向速度和弯曲应力的影响较为微弱。受涡激力作用时，横向弯曲应力的峰值依然出现在触底点附近，但是不同的是在 SCR 顶部也出现了几个小峰值，而在没有涡激力作用时顶部弯曲应力很小。这一现象的可能原因是，在没有流场对 SCR 的作用力时，由于屈曲主要发生在触底点附近，故 SCR 顶部没有明显弯曲，而计入流场对 SCR 作用的横向力的时候，由于这一横向涡激力是在整条 SCR 上都有作用的，从而在涡激力的作用下 SCR 中上部也发生了横向运动并产生弯曲，故 SCR 中上部内也出现了较大的弯曲应力。

实际试验中，H\_A370T435 工况下测量了 SCR 顶部轴向张力以及 SCR 上 25 个测点处的应变值，图 56 将试验测量的顶部轴向张力与数值计算得到的顶部轴向张力进行了对比，图 57 和图 58 将试验测量与数值计算得到的横向弯曲应变结果进行了对比。

从图 56 中可以看出，数值重构得到的轴向张力比实际试验中测量得到的张力略小，但变化规律基本一致。从图 57 中可以看出，数值重构所得的横向弯曲应变的最大值与试验测量所得的应变的最大值变化规律相似，均是在 SCR 中上部略有波动，而在触底点附近达到峰值。不过值得注意的是，数值重构结果中 SCR 中上部的应变最大值在比试验测得的 SCR 中上部的应变最大值要小，而在 SCR 触底点附近即横向弯曲应变出现峰值的位置，数值重构结果要比试验测量结果略大。另外，数值重构得到的应变最大值的波动比较多，而不像试验测量的应变最大值那样平滑。从图 58 中可以看出，数值计算得到的 SCR 横向弯曲应变均方值整体还是比试验测量值小的，但在 SCR 中下部横向弯曲应变出现峰值时，数值结果却明显大于试验结果。

综合图 56、图 57 与图 58 的对比结果，可以认为整体来看数值重构工况总 SCR 的横向运动比实际试验中 H\_A370T435 工况下横向运动略小，但沿管长分布没有实际试验中均匀，峰值更为突出。

分析数值重构得到的横向运动较小这一现象，其发生的原因主要可能有以下几点。首先，运用模态分析法通过 SCR 应变测量数据来计算 SCR 位移数据时，由于将一阶模态代入计算会引起较大误差，故滤掉了一阶模态而选取了第 2 阶至第 25 阶模态来进行计算，因此可能导致计算所得 H\_A370T435 工况 SCR 横向位移值小于实际横向位移值，进而导致后面根据逆有限元法计算出的涡激力小于实际涡激力。另外，在运用逆有限元方法计算 H\_A370T435 工况中作用在 SCR 上的涡激力的时候，由于位移中夹杂着测量中产生的高频噪声，从而使位移对时间导数一项对涡激力计算结果影响很大，而本文主要研究的是与平台运动同频率的低频大位移，故在计算位移对时间导数之前先进行了滤波，滤去了高频噪声，这一步骤也可能导致了涡激力的计算结果小于实际涡激力。若数值重构中所施加的涡激力小于实际试验中作用在 SCR 上的涡激力，那么很有可能就导致数值重构模型中 SCR 的横向弯曲小于实际试验中的横向弯曲。

另外，关于 SCR 中下部横向弯曲应变出现峰值处，数值重构结果大于实际试验测量结



果的原因可能是，数值重构模型中代入的涡激力数据是离散的集中力，而实际试验中作用在 SCR 上的涡激力是遍布在整条 SCR 上的分布力。施加离散的集中力可能使施加力的位置处横向运动幅度比较大，而未施加力的位置则运动幅度比较小，这样就有可能造成力的施加点附近出现突变，从而弯曲应变的最大值可能会比较大。除此之外，由于施加在节点上的集中力是该节点处实际计算出来的涡激力乘以该分段的长度计算出来的，因此可能会大于该节点处实际的涡激力，也有可能会导致计算出的横向弯曲应变最大值偏大。另外，由于数值重构模型中，立管与海床设定为刚性接触，这也可能造成触底点附近加速度的突变加剧，增大轴向负张力的幅值，进而使触底点附近 SCR 的横向弯曲加剧。

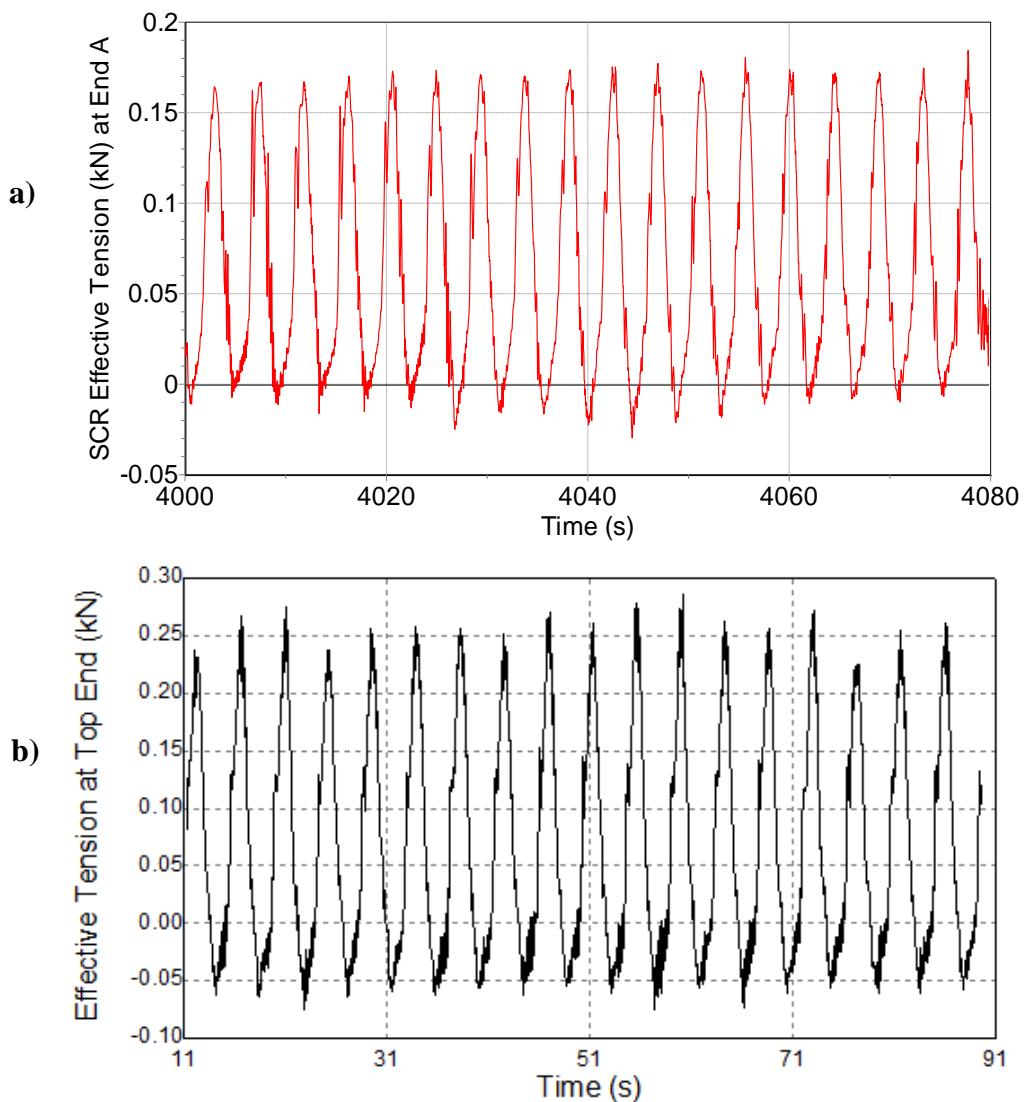


图 56 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况数值计算与实验测量顶部张力对比: a) 数值计算顶部张力曲线; b) 实验测量顶部张力曲线

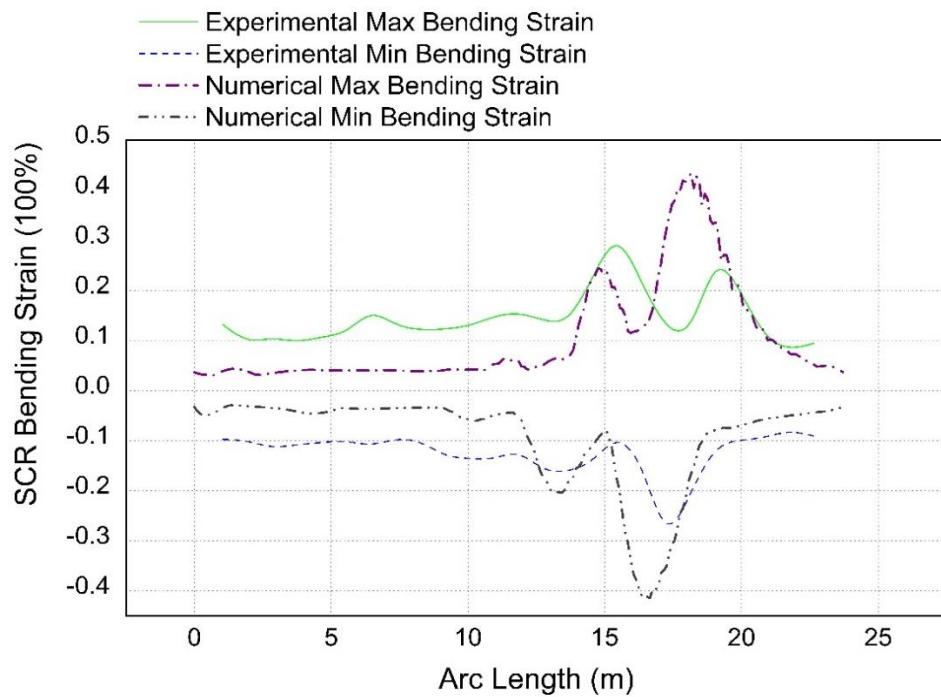


图 57 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况数值重构与试验测量所得横向弯曲应变对比

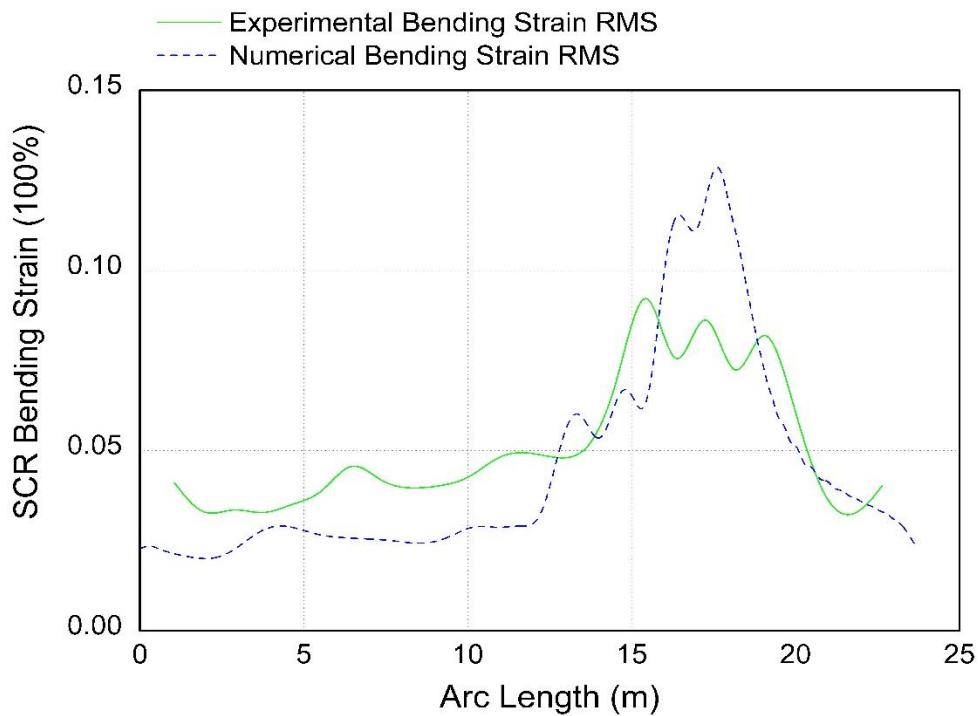


图 58 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况数值重构与试验测量所得横向弯曲应变均方值对比



为了分析平台垂荡运动产生的振荡流场，图 59 提取了数值计算中 SCR 上各处法向速度的数值范围。SCR 与流场的相对法向速度即为相对来流速度，它是决定流体在该处涡激力大小的重要因素。从图 59 中可以看出，法向速度最大值在整条 SCR 上分布较为均匀，基本处在 0.5m/s 至 0.8m/s 区间范围内。在触底点附近法向速度达到峰值，说明该处流场对 SCR 的作用最为剧烈，可以说明除了因为 SCR 在触底点附近发生屈曲之外，这也是导致 SCR 横向运动在触底点附近最为剧烈的原因之一。

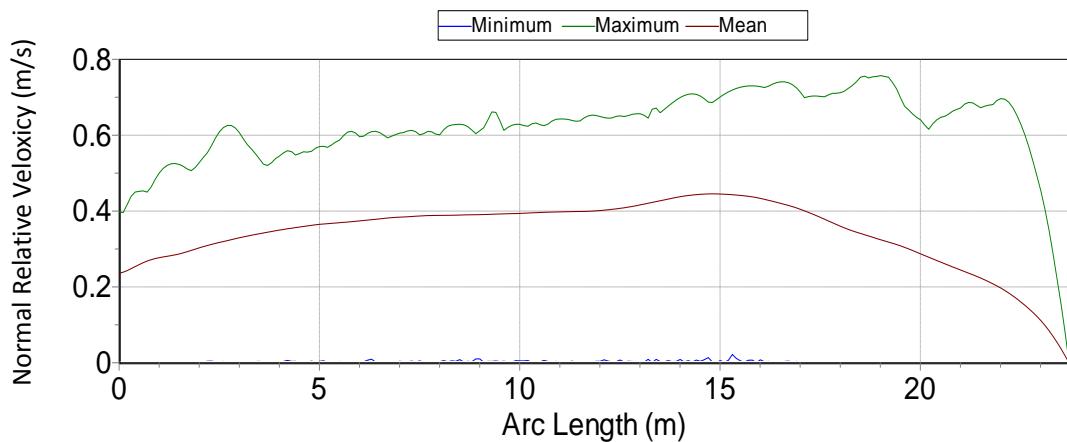


图 59 涡激振动作用下 H\_A370T435 工况法向速度幅值沿 SCR 管长方向分布

### 5.3 数值重构模型在其他工况中的应用

由 5.2 节的数值重构结果与试验结果的对比可知，本文的数值重构模型具有较高的可靠性，故本节将该模型应用于第四章中由 H\_A370T435 工况衍生出的其他工况中，进一步探究当顶部平台垂荡周期和涡激力幅值变化时涡激振动对 SCR 横向振动的贡献，从而深入分析 SCR 的横向响应产生的机理以及影响 SCR 横向响应的因素。

#### 5.3.1 平台垂荡频率对立管响应的影响

基于本章第二阶介绍的数值重构模型，笔者对第四章中其余八个工况进行了涡激振动作用下 SCR 横向振动的数值重构，本节选取了其中的 H\_A370T300 工况和 H\_A370T200 工况进行结果分析，并探讨了当顶部平台运动周期不同时涡激振动对 SCR 横向响应的影响。

由于其他工况没有进行实际试验，故不能通过模态叠加法和逆有限元法来计算涡激力数据，因此本文实际采用的是王俊高<sup>[35]</sup>提出的斯托劳哈尔定律来估算涡激力的主导频率，而由于涡激力的幅值受众多因素影响而较难估计，因此忽略各工况下涡激力幅值之间的差异。关于涡激力幅值对于 SCR 横向响应的影响将在下一节中进行深入探讨。另外，根据本章第一节的分析可知，试验工况中涡激力数据为二阶模态主导，因此本节估算涡激力时即采用二阶振型。本节首先估算了各工况下作用在 SCR 上的涡激力，之后将这些涡激力数据分别加到对用工况的数值模型中，进而分析不同平台垂荡工况中 SCR 在屈曲与涡激振动耦合作用下的响应。

##### 5.3.1.1 涡激力计算

王俊高在 2015 年的研究中发现，试验中各工况下涡激振动的主导频率均与最大等效流

速成线性关系，且斯托劳哈尔数约为 0.14，该关系写成表达式即为<sup>[35]</sup>：

$$St = \frac{f_{domi} \cdot D}{V_{n\_max}} = 0.14 \quad (5-24)$$

这里，最大等效流速可以通过计算 SCR 上最大法向速度来得到。

对试验工况 H\_A370T435 计算所得的涡激力进行快速傅里叶变换（FFT）可以得知该工况中的涡激力主导频率为 0.2425Hz，其结果如图 60 所示。

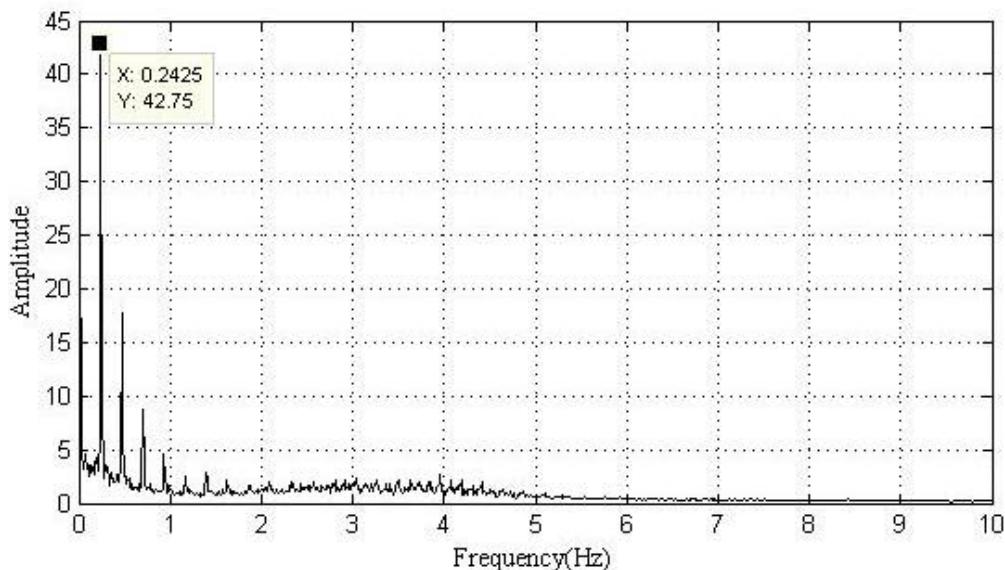


图 60 H\_A370T435 工况涡激力计算结果频谱分析

根据图 59 的 H\_A370T435 工况最大法向速度分布图可以得知，该工况下最大法向速度为 0.7405m/s。图 61 和图 62 分别表示了无涡激力作用时 H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况的法向速度幅值分布，从最大法向速度计算结果可知这两种工况的最大法向速度分别为 0.9983m/s 和 1.4114m/s，故可以根据式(5-24)估算得 H\_A370T300 工况的涡激力主导频率约为 0.3269Hz，H\_A370T200 工况的涡激力主导频率约为 0.4622Hz。这里，由于尚没有涡激振动作用下的 H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况数据，故暂用无涡激力作用工况的最大法向速度数据来代替实际的最大法向速度数据，这种估算所带来的误差将在计算出施加涡激力之后的数值重构结果后再进一步分析。H\_A370T435、H\_A370T300 和 H\_A370T200 三个工况的平台运动频率和涡激力频率整理如表 3。

表 3 平台垂荡频率与涡激力主导频率对比表

频率	工况		
	H_A370T435	H_A370T300	H_A370T200
平台垂荡频率 (Hz)	0.2299	0.3333	0.5000
涡激力主导频率 (Hz)	0.2425	0.3269	0.4622

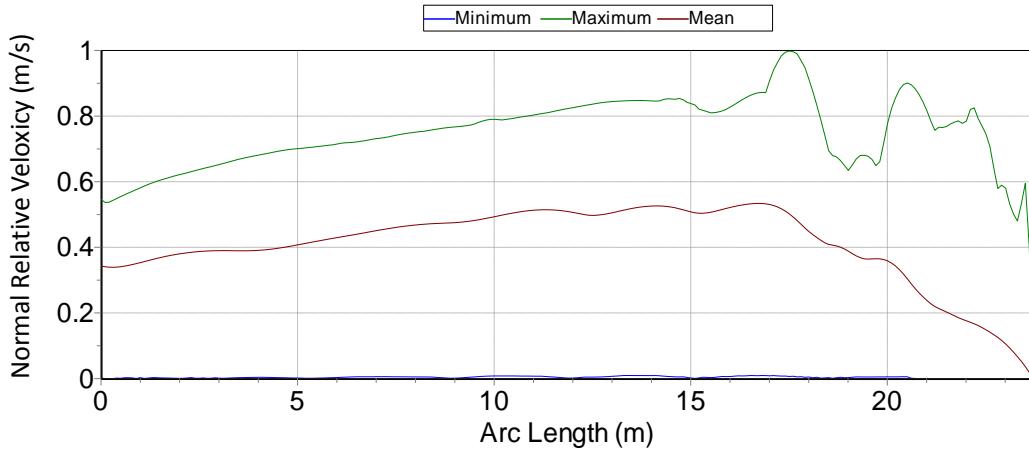


图 61 无涡激力作用时 H\_A370T300 工况法向速度幅值沿 SCR 分布图

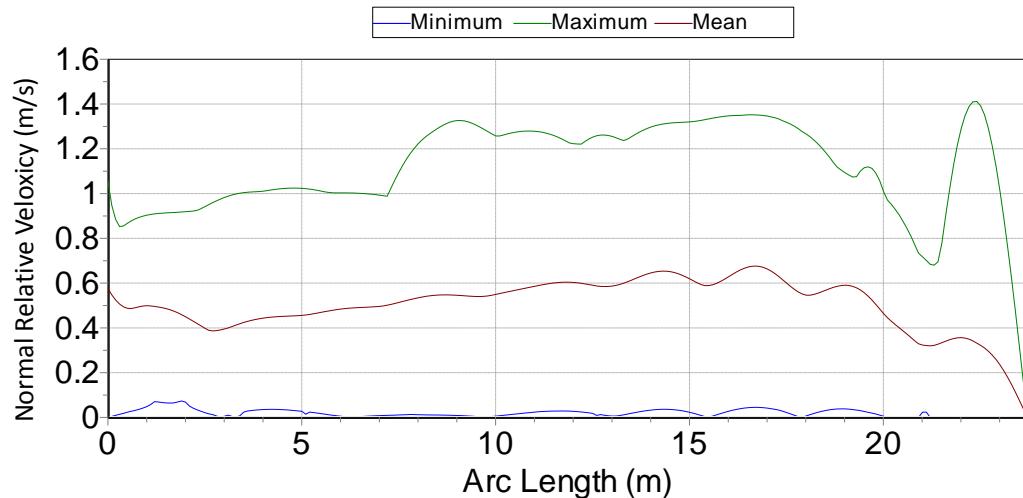


图 62 无涡激力作用时 H\_A370T200 工况法向速度幅值沿 SCR 分布图

另外,尽管涡激力的实际沿 SCR 管长方向的分布为多重模态叠加的结果,为简化分析,本节采用 H\_A370T435 工况中涡激力的主导模态,即二阶模态,作为各个工况涡激力的振型来施加到 SCR 上。此外,由于涡激力实际振幅受到诸多因素的影响,其与平台垂荡周期之间的关系难以判断,因此本节暂时忽略不同垂荡周期下涡激力振幅的差别,均采用 H\_A370T435 工况中计算得到的各节点涡激力振幅来作为各个工况下涡激力在各节点处的振幅,而关于涡激力幅值对与平台垂荡诱导 SCR 横向响应的影响将在下一节进行深入探讨。因此,本节中实际代入 H\_A370T300 和 H\_A370T200 工况数值重构模型进行计算的涡激力为沿空间分布为二阶振型、时域上为各自工况对应的主导频率的正弦涡激力,其中每一节点上涡激力的振幅分别等于 H\_A370T435 工况计算所得涡激力在各个节点上的振幅,即忽略平台运动周期变化时涡激力振幅的变化。

H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况的涡激力计算结果如图 63 和图 64 中的云图所示,其中每幅图均为节选 80s 的涡激力计算结果。

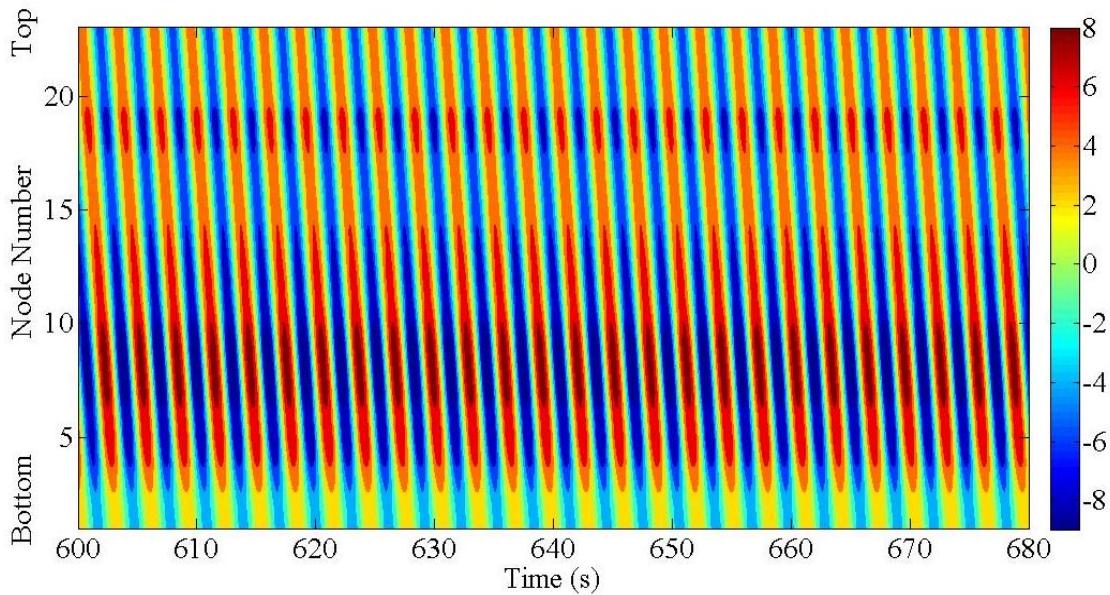


图 63 H\_A370T300 工况涡激力估算结果云图

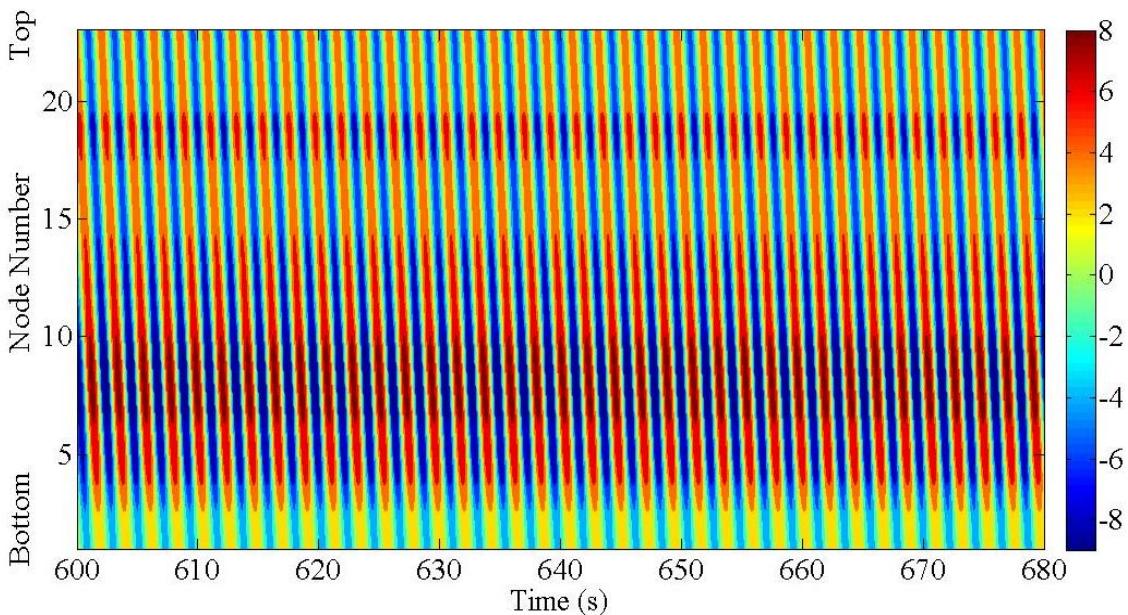


图 64 H\_A370T200 工况涡激力估算结果云图

### 5.3.1.2 涡激力作用下 SCR 响应数值重构

本节分别将 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两种工况中估算得到的涡激力结果加到各自对应的数值重构模型中，并据此分析了平台垂荡频率对于 SCR 大幅横向运动现象的影响。

图 65 和图 66 分别节选了涡激振动作用下的 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两种工况下 40s 内的 SCR 动力响应，每幅图中 a) 为顶部平台运动曲线，b) 为触底点处轴向张力变化曲

线, c) 为触底点处横向位移时历, d) 为触底点处弯曲应变时历, e) 为触底点处弯曲应力时历。

对比图 27 和图 65 可以看出, 施加了涡激力之后的 H\_A370T300 工况中 SCR 的横向运动响应变得更为剧烈。首先, 对比图 27 b) 和图 65 b) 可以发现, 施加涡激力之后在 H\_A370T300 工况中 SCR 触底点附近的轴向负张力峰值变小了, 这一结论与试验工况 H\_A370T435 工况计算得到的结果相同, 即涡激振动增大了 SCR 横向运动的幅度, 进而对 SCR 造成一定程度的拉伸, 减轻了 SCR 在触底点附近受压的现象, 进而减小了触底点附近的轴向负张力, 说明涡激振动对于平台垂荡造成的 SCR 在触底点附近的屈曲现象有所减缓。另外, 对比图 27 c) 和图 65 c) 我们可以得到, 施加了涡激力之后在 H\_A370T300 工况中, 触底点附近的横向振幅增大了 10 倍左右, 这一增长幅度相比于 H\_A370T435 工况来讲略小, 不过还是可以说明在涡激振动的影响下 SCR 的横向振动变得更为显著。还有一点值得注意的是, 施加了涡激力之后触底点的横向振动平衡位置会出现偏移, 而不像没有涡激力时那样左右对称, 推测其原因可能是触底点在涡激力的作用下向一侧运动, 而还没来得及恢复到平衡位置就已经落地, 因此下一个周期触底点运动的起始位置就是偏离中心线的, 如此循环往复造成了触底点的水平位置向一侧偏移。继续对比图 27 d) 和 e) 以及图 65 d) 和 e), 施加涡激力之后 SCR 触底点附近弯曲应力和应变有一定增加, 但增幅不是很大, 而且随着触底点水平位置的偏移, 每个周期的弯曲应力和应变幅值也会有变化。

继续对比图 28 和图 66, 发现施加涡激力之后的 H\_A370T200 工况的变化规律与 H\_A370T300 工况相似。首先, 对比图 28 b) 和图 66 b) 可以发现, 施加涡激力之后轴向张力的幅值减小了。此外, 对比图 28 c) 和图 66 c) 可以看出, 施加了涡激力之后 SCR 在触底点附近的横向位移增大了约 4 倍, 并且同 H\_A370T300 工况一样也出现了水平方向平衡位置的偏移现象。但是, 这个偏移的周期在 H\_A370T200 工况中要明显比在 H\_A370T300 工况中小, 从图 66 c) 中可以看出每隔 25s 左右 SCR 触底点附近的横向振动平衡位置就周期性变化一次。这种周期性的横向振动平衡位置偏移可能与平台垂荡频率与涡激力主导频率之间的差频有关, 涡激力作用在 SCR 上导致触底点附近的某点在被提起时发生了大幅横向振动, 而平台垂荡频率与涡激振动主导频率之间的差异可能导致在该点横向振动还没回复到平衡位置时就已落地, 从而使其横向位置偏离了原本的中心线, 而下一次该点被抬起时就从这样一个偏离中心线的位置开始横向振动, 故使其横向振动的平衡位置产生偏离。关于这一问题在后文的频谱分析中会进一步探究。之后, 进一步对比图 28 d) 和 e) 以及图 66 d) 和 e), 可以看出在施加了涡激力之后, H\_A370T200 工况的弯曲应变和应力有明显增大, 增幅要大于 H\_A370T300 工况中的增幅, 但还是比 H\_A370T435 工况中弯曲应变和应力的增幅小。

进一步对比图 52、图 65 和图 66, 可以发现涡激振动作用下的 H\_A370T435 工况、H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况的触底点附近横向振幅比较接近, 说明在涡激振动的作用下, 平台垂荡周期的影响已经较为不明显, 即在 SCR 这一横向响应中涡激力起到了比较主导的作用。相比于横向振幅, 三种工况下轴向张力的差异则比较大, 说明 SCR 的轴向张力受平台垂荡的影响较大。

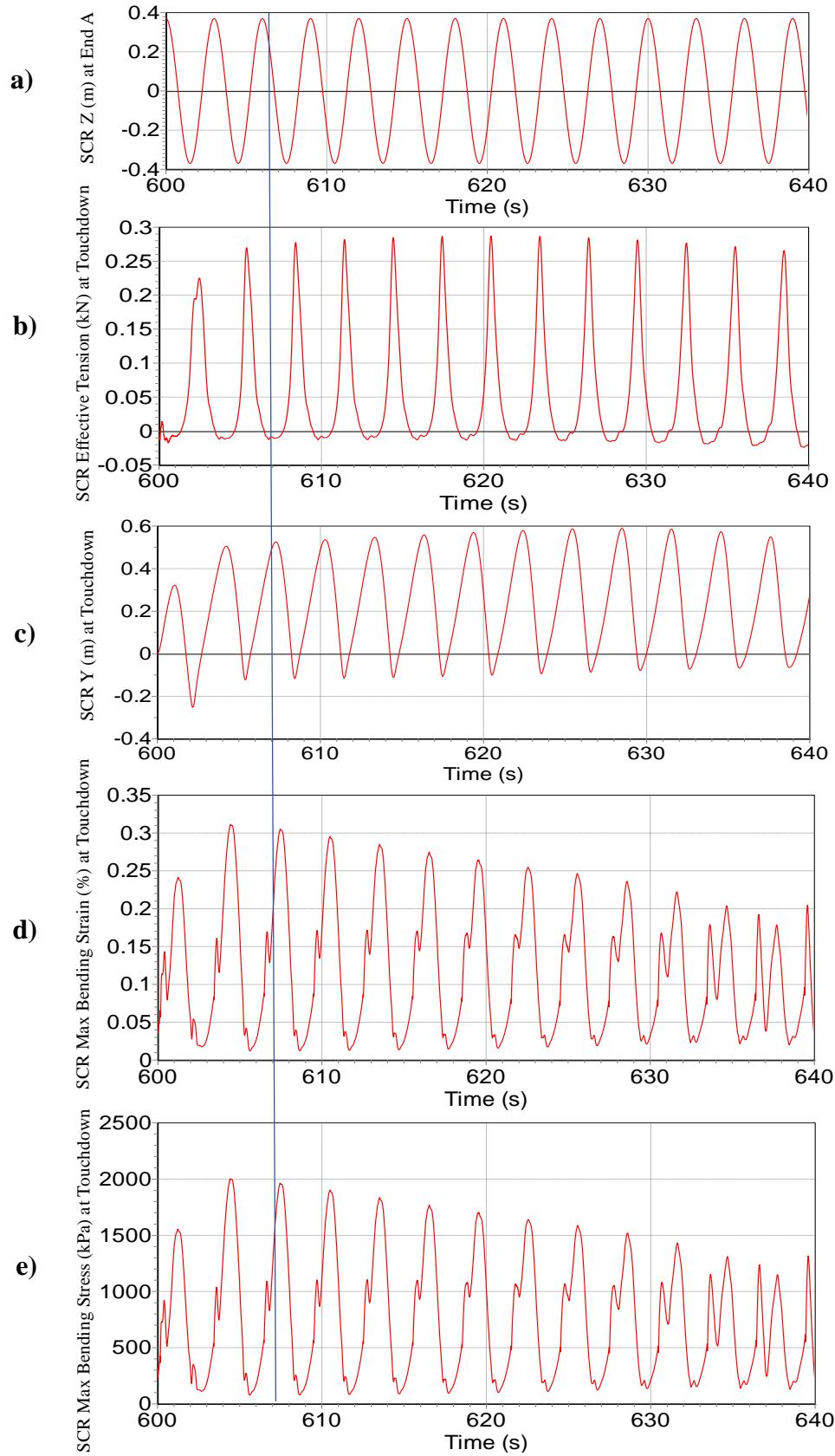


图 65 涡激振动作用下 H\_A370T300 工况动力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

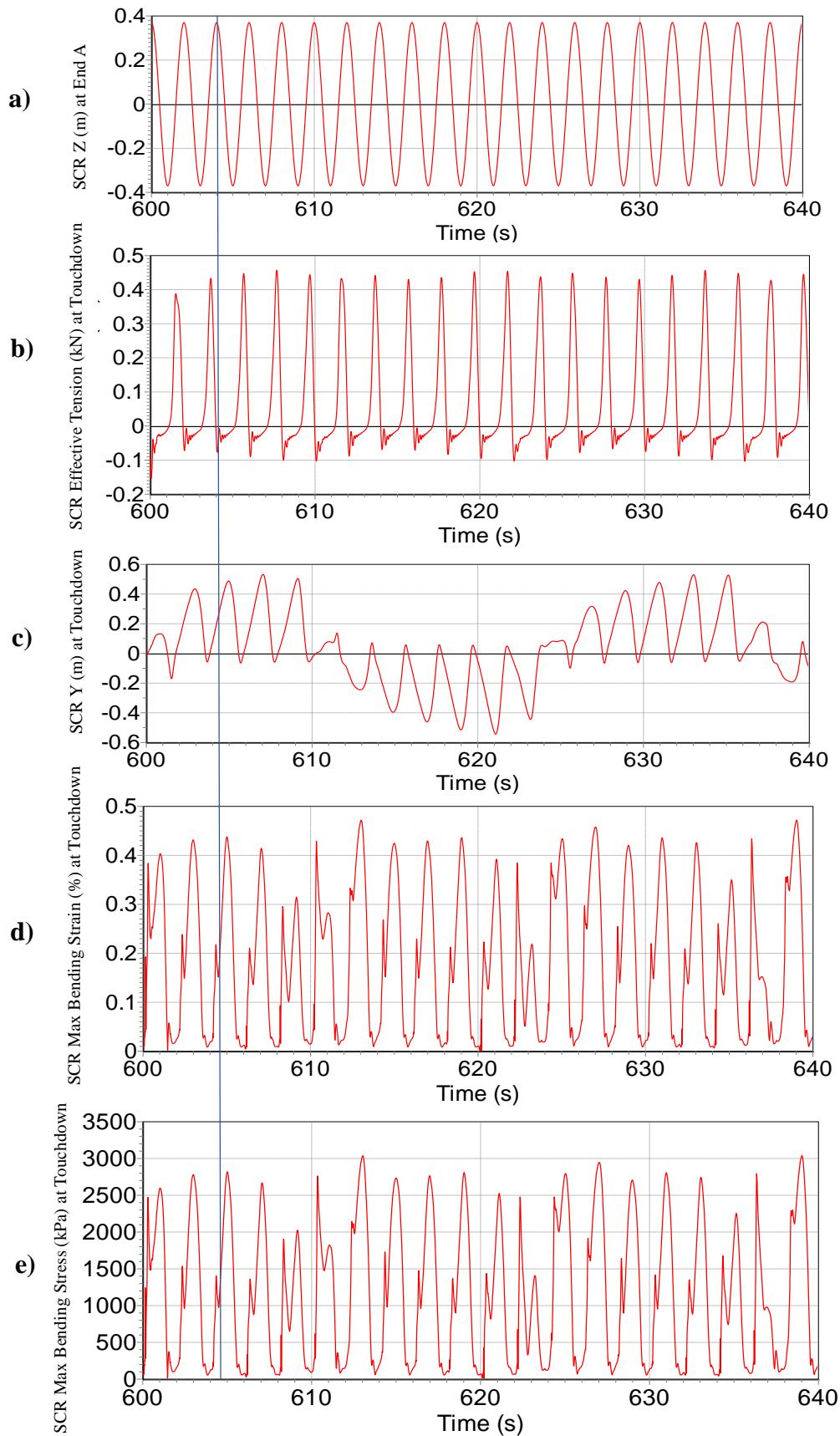


图 66 涡激振动作用下 H\_A370T200 工况动力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

下面分析涡激振动作用下 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两种工况中垂向加速度与垂向速度的响应。图 67 和图 69 分别节选了涡激振动作用下的 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两种工况下 40s 内的 SCR 触底点处垂向加速度与轴向应力的响应情况，每幅图中 a) 为顶部平台垂荡加速度曲线，b) 为触底点处垂向加速度曲线，c) 为触底点处轴向应力曲线。图 68 和图 70 分别节选了涡激振动作用下的 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两种工况下 40s 内的 SCR 触底点位置变化以及垂向速度响应情况，每幅图中 a) 为触底点位置变化时历曲线，b) 为顶部平台垂荡速度曲线，c) 为触底点处垂向速度曲线。

对比图 31 和图 67 可以看出，施加了涡激振动的影响之后，H\_A370T300 工况触底点处的垂向加速度和轴向负张力的幅值均有所减小，这一结论与前面的分析一致，说明涡激振动对 SCR 触底点处的屈曲有减轻作用。另外，SCR 触底点附近垂向加速度以及轴向压应力的最大值依然是在平台运动到最高点并开始向下运动时出现，再结合图 68 可以发现此时触底点的垂向速度也是从负向峰值处迅速变化到正向峰值，并且触底点的位置也沿管长方向向上移动，这一结论与没有施加涡激力时候 H\_A370T300 工况的变化规律相同。再对比图 32 和图 68 可以发现，在涡激振动的影响下，H\_A370T300 工况中 SCR 的触底点沿管长方向的位置变化幅度也有所减小，但垂向速度幅值与施加涡激力之前的幅值相近。整体来看，涡激振动的施加没有对 SCR 在触底点处发生屈曲的周期性造成明显影响，而仅仅是略微减轻了屈曲的程度。

从图 33 和图 69，以及图 34 和图 70 的对比中也可以发现，在 H\_A370T200 工况中施加涡激力之后其变化规律与 H\_A370T300 工况的变化规律相似，也是施加涡激振动的影响之后触底点处垂向加速度以及轴向负张力会减小，触底点沿管长方向位置变化幅度也会减小。另外，整体来看，在施加了涡激力之后 H\_A370T200 工况中 SCR 在触底点处的垂向速度幅值会比没有涡激力的时候略有减小，但施加了涡激力之后每个周期的触底点垂向速度幅值差异较大，此时 SCR 触底点处最大垂向速度甚至超过了没有涡激力时候触底点处的最大垂向速度。

接下来再对比图 53、图 67 和图 69，我们可以发现当平台垂荡频率以及涡激力主导频率减小时，SCR 在触底点附近的垂向加速度有所增大，轴向正张力也有所增大，而轴向负张力的变化则不大。而相比于没有施加涡激力时 H\_A370T435、H\_A370T300 和 H\_A370T200 三种工况的对比则可以发现，没有施加涡激力的时候若平台垂荡周期减小则 SCR 触底点附近轴向负张力会明显增大，而施加了涡激力之后这三种工况轴向负张力幅值却相近，再一次说明了涡激振动对于 SCR 在触底点附近的屈曲现象有削弱作用，施加了涡激力之后减小平台垂荡周期就不会再明显加剧触底点附近的受压情况，即轴向负张力不会再因平台垂荡频率增大而显著增大。另外再对比图 54、图 68 和图 70，可以看出平台垂荡周期小的时候触底点位置变化幅度也会变小，这一规律与未施加涡激振动时三种工况对比得出的规律相一致，这是因为当平台运动周期减小的时候，SCR 的触底点位置还没移动到较为偏上的位置就已经开始下一个周期的运动，故触底点位置沿管长变化会减小。另外，随着平台垂荡周期的减小，SCR 触底点附近的垂向速度幅值会增大，这也是垂荡周期小的时候屈曲更为剧烈的原因之一。

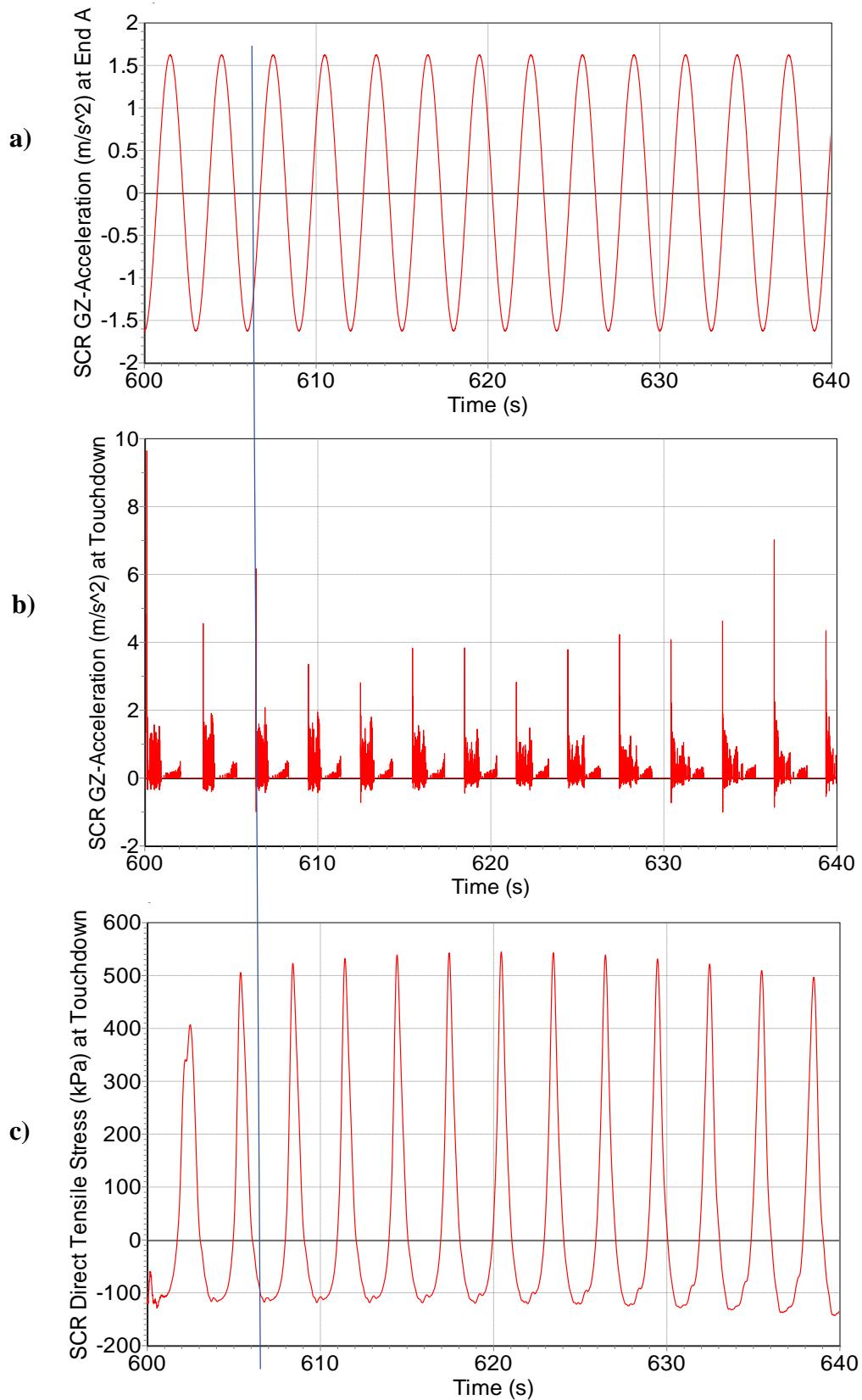


图 67 涡激振动作用下 H\_A370T300 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值重构结果：a) 顶部平台垂荡加速度曲线；b) 触底点处垂向加速度曲线；c) 触底点处轴向应力曲线

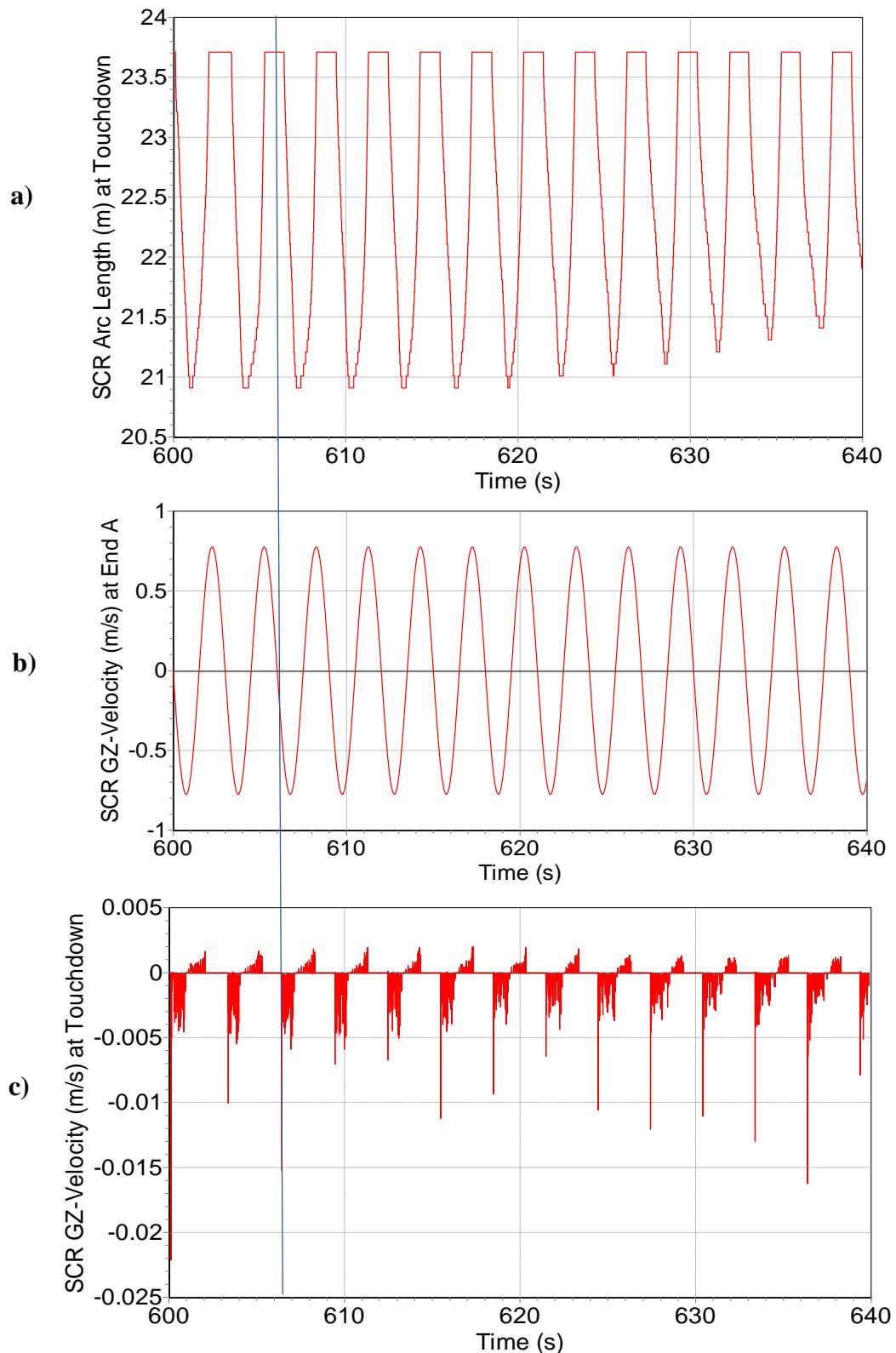


图 68 涡激振动作用下 H\_A370T300 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值重构结果: a) 触底点位置变化时历; b) 顶部平台垂荡速度曲线; c) 触底点处垂向速度曲线

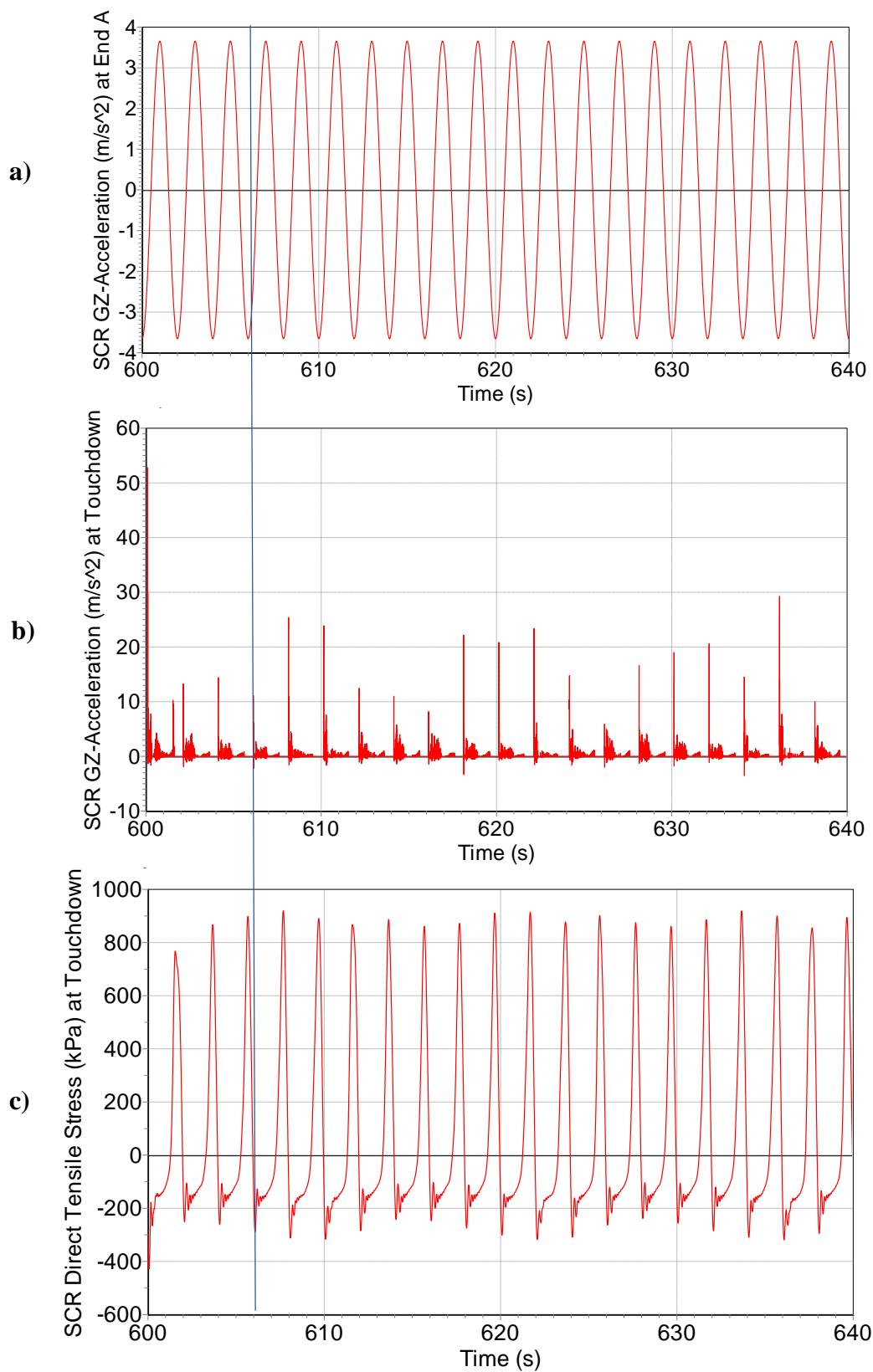


图 69 涡激振动作用下 H\_A370T200 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡加速度曲线; b) 触底点处垂向加速度曲线; c) 触底点处轴向应力曲线

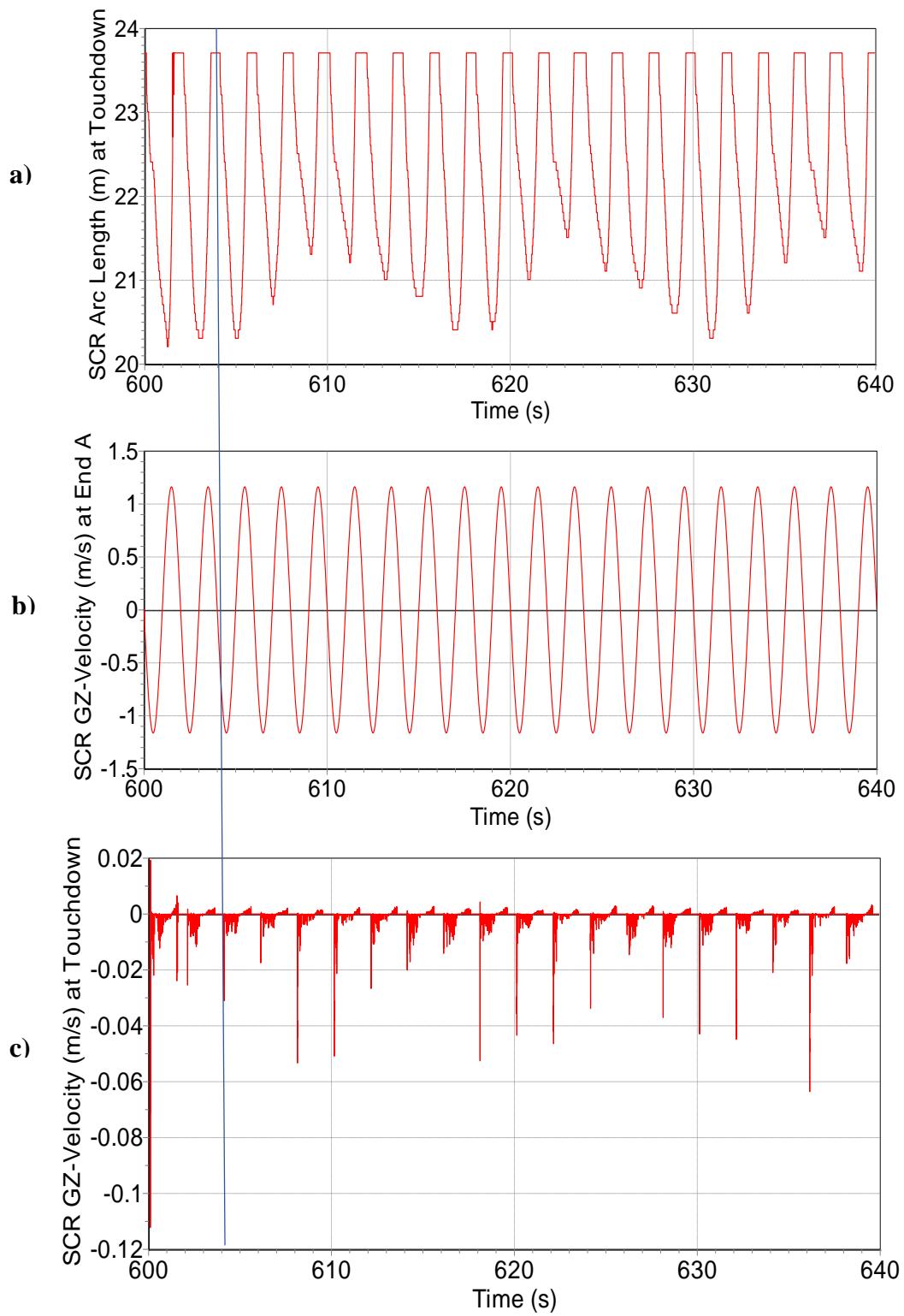


图 70 涡激振动作用下 H\_A370T200 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值重构结果: a) 触底点位置变化时历; b)顶部平台垂荡速度曲线; c)触底点处垂向速度曲线

下面分析涡激振动作用下 H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况中各响应变量沿 SCR 管长方向的分布规律。图 71 和图 72 分别表示了涡激力作用下的 H\_A370T300 和 H\_A370T200 工况中 SCR 的轴向张力、横向位移、垂向速度、垂向加速度、弯曲应力的最大、最小值沿管长分布，每幅图中，a) 为 SCR 轴向张力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，b) 为 SCR 的 CF 方向位移最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，c) 为 SCR 垂向速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，d) 为 SCR 的垂向加速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，e) 为 SCR 弯曲应力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线。

比较图 36 a) 和图 71 a) 以及图 37 a) 图 72 a) 可以看出，在施加了涡激振动的影响之后，H\_A370T300 工况和 H\_A370T200 工况中整个 SCR 每个节点上的轴向负张力峰值均略有减小，而轴向正张力的变化则不是很大，这一结论与图 55 中显示的 H\_A370T435 工况施加涡激力之后的变化规律相同，这也就说明在各个工况下，施加涡激力对于轴向正张力的峰值影响均不大，而却会减小轴向负张力峰值，也就是说会削弱 SCR 受压的情况，进而减轻屈曲的程度。

此外，对比图 36 b) 和图 71 b)，以及图 37 b) 和图 72 b) 我们可以发现，在 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两种工况中，施加涡激力不仅使得 SCR 横向振幅沿管长方向的峰值处的横向振幅值明显变大，而且还使得横向振幅沿管长方向得峰值变得不明显，即整个 SCR 管上各处横向振幅均相差不多。从图 36 b) 和图 37 b) 中均可以看出，无涡激力作用时的 H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况中横向振幅值沿 SCR 管长方向正向和负向各有三个左右的峰值，而在图 71 b) 和图 72 b) 则并不能看到明显峰值，除了靠近 SCR 上下两个铰接点的位置横向振幅很小之外，涡激振动作用下 H\_A370T300 工况和 H\_A370T200 工况中整条 SCR 上的横向振幅差异不是很大。出现这一现象可能是因为，当没有涡激振动的作用时，造成 SCR 横向振动的主要原因是 SCR 触底点处受到挤压而发生的屈曲，这一横向振动在 SCR 触底点处产生之后便以波的形式逐渐向上传播，故在 SCR 上产生了若干峰值；而当涡激力的影响施加到 SCR 上之后，由于平台垂荡产生的振荡流是沿整个 SCR 管长方向上均有分布的，其对 SCR 产生的涡激力与每个节点处相对来流速度有关，故当涡激振动的影响施加到 SCR 上之后，屈曲时产生的横向运动的波的传播现象便不再显著，横向振幅变为与各处相对流速关系密切。

另外，对比图 55 b)、图 71 b) 和图 72 b) 可以发现，在 H\_A370T435、H\_A370T300 和 H\_A370T200 三个工况中，随着顶部平台垂荡周期的减小，SCR 上横向振幅最大值所在的位置逐渐向 SCR 顶端移动，这一结论与未施加涡激力时不同，可能是因为是否施加涡激力时影响 SCR 上横向振幅的主导因素不一样。施加涡激力之后主导横向振动的因素是涡激力，而涡激力的大小与法向速度有关。观察图 59、图 61 和图 62 可以看出，随着平台垂荡周期减小，SCR 上最大法向速度沿管长方向峰值出现的位置逐渐上移（尽管图 62 中法向速度最大值出现在触底点附近，但可以看出 SCR 中上部仍有法向速度峰值出现，而在 H\_A370T435 工况和 H\_A370T300 工况中 SCR 中上部则是法向速度逐渐减小，并没有峰值出现），故最大横向振幅的峰值位置也逐渐上移。而当没有涡激力的影响时，主导横向振动的因素是屈曲，屈曲发生在触底点处，向上传播需要一定时间，当平台垂荡周期很小时该横向振动便没有太多时间向上传播即发生下一个周期的振动，故周期越小，横向振幅峰值的位置越偏下。

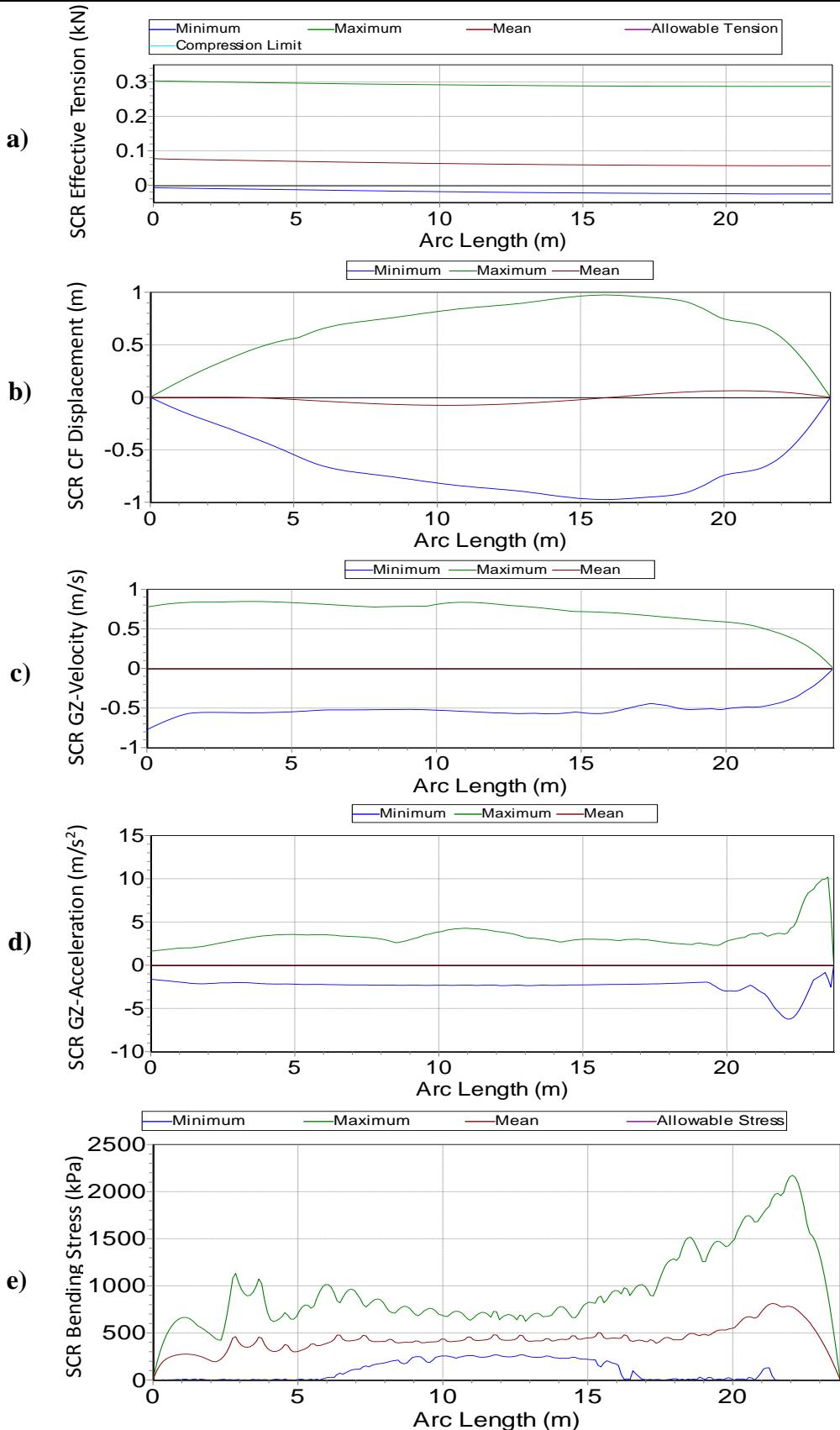


图 71 涡激振动作用下 H\_A370T300 工况动力响应变量范围数值重构结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

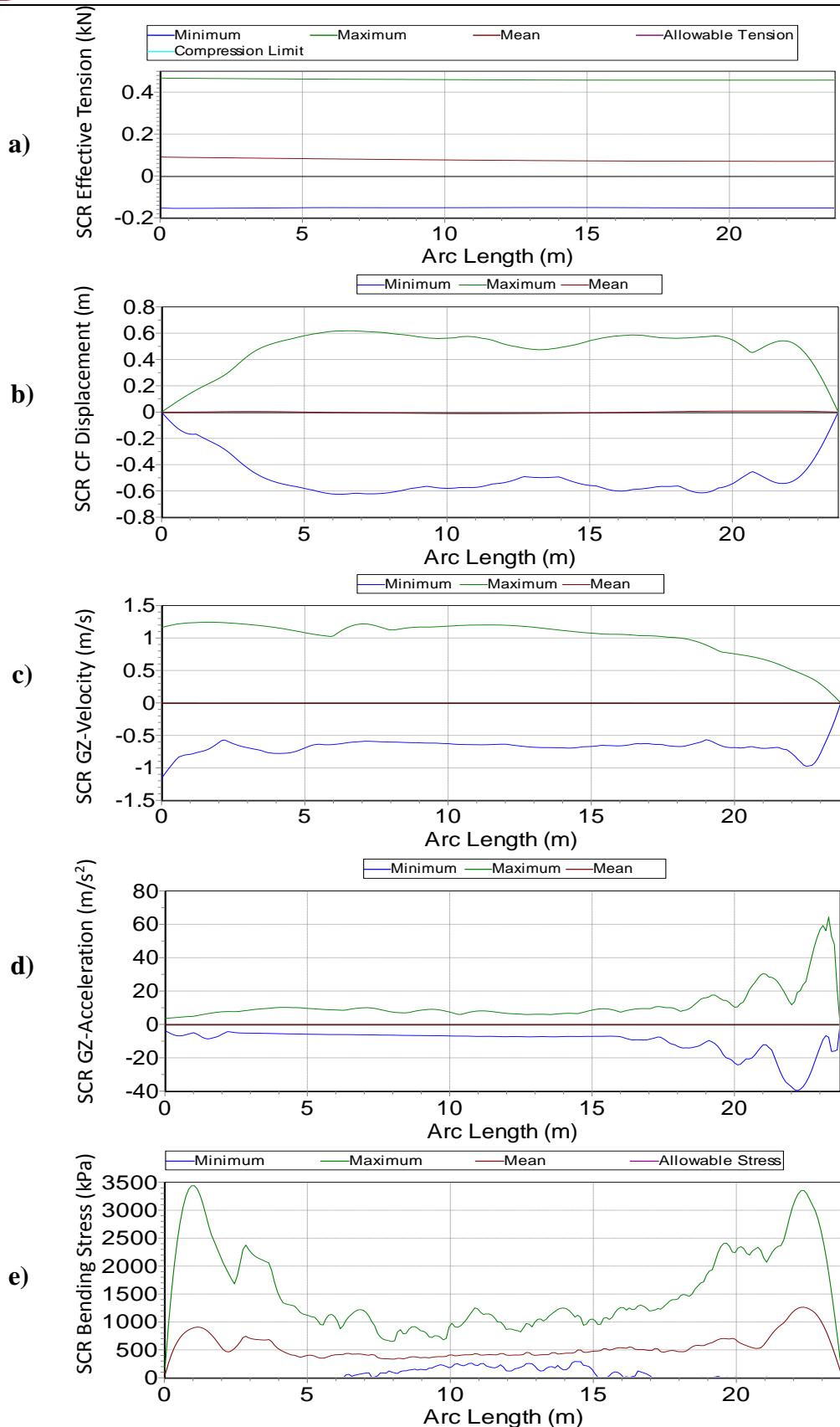


图 72 涡激振动作用下 H\_A370T200 工况动力响应变量范围数值重构结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围



此外, 对比图 55 b)、图 71 b) 和图 72 b) 我们还可以得出, 施加了涡激力之后 H\_A370T435、H\_A370T300 和 H\_A370T200 三种工况 SCR 横向运动最大幅值的大小关系发生了变化: H\_A370T300 工况的横向运动最大幅值最大, 其次是 H\_A370T200, 最小的是 H\_A370T435。而没有施加涡激力的时候则是垂荡周期越小, 最大横向响应幅值越大。这一差异可能依旧是因为是否施加涡激力 SCR 横向响应的主导因素不同, 没有涡激力的时候是平台垂荡造成 SCR 触底点处受压屈曲而产生, 平台垂荡周期越小, 平台下行时触底点附近收到冲击越剧烈, 因此屈曲越严重, 故横向振幅越大; 而有涡激力的时候可能涡激振动的程度与平台垂荡频率间没有明显线性关系, 故没有这种规律。

对比图 36 c)、d) 和 e) 以及图 71 c)、d) 和 e) 可以看出, 涡激振动减小了 SCR 触底点附近的垂向速度和垂向加速度, 另外, 触底点附近的弯曲应力也变小了, 三者综合说明了屈曲现象被削弱。图 37 c)、d) 和 e) 和图 72 c)、d) 和 e) 的结论与此相似。

下面对施加了涡激振动的作用之后 H\_A370T300 与 H\_A370T200 数值重构工况中 SCR 各节点处法向速度幅值分布进行分析。图 73 和图 74 分别反映了施加了涡激振动的作用之后 H\_A370T300 工况与 H\_A370T200 工况中数值重构得到的 SCR 各节点处的法向速度幅值。

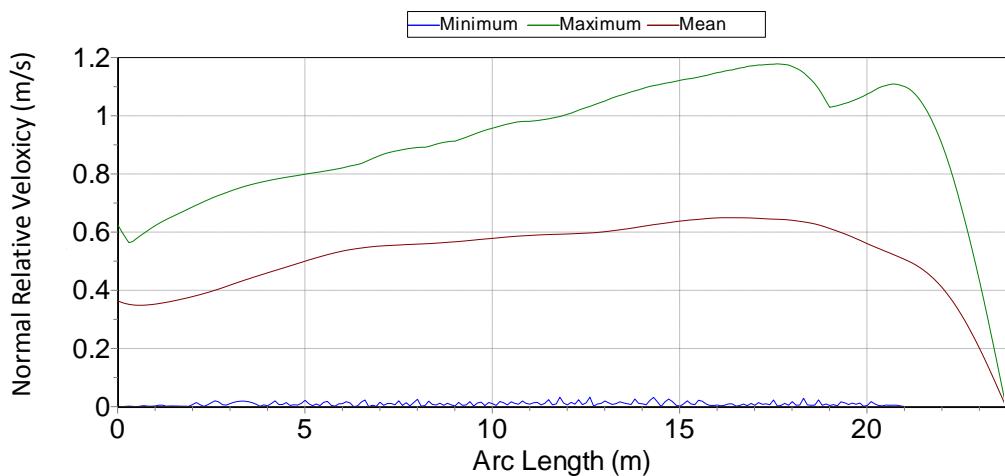


图 73 涡激振动作用下 H\_A370T300 工况法向速度幅值沿 SCR 分布图

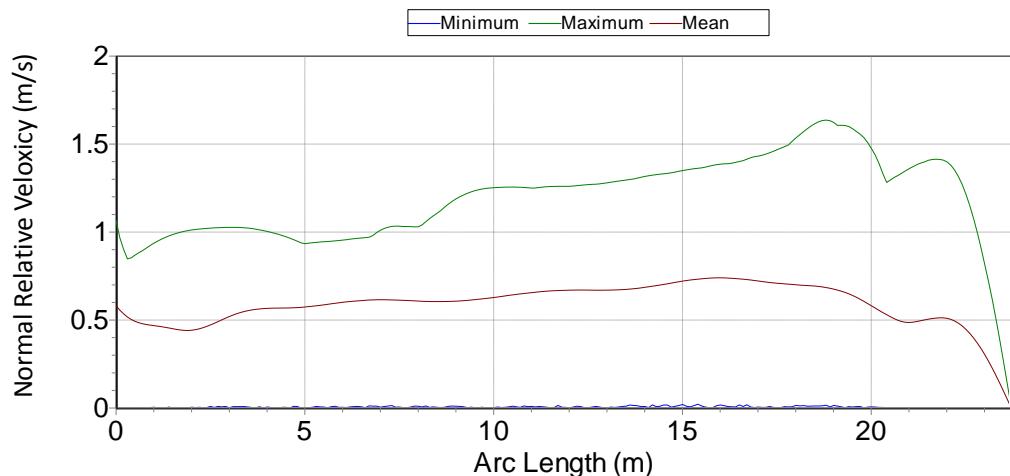


图 74 涡激振动作用下 H\_A370T200 工况法向速度幅值沿 SCR 分布图



从图 73 与图 61 和图 74 与图 62 的对比中可以看出，两种工况下 SCR 的法向速度幅值均比没有施加涡激力的时候略有增加，但沿 SCR 管长方向分布规律基本不变。从最大法向速度的计算结果可以得知 H\_A370T300 工况的最大法向速度增加到了 1.1784m/s，而 H\_A370T200 工况的最大法向速度增加到了 1.6363m/s。从式 (4-1) 中我们可以看出涡激力的幅值与法向速度幅值的二次方成正比，即涡激力的大小其实是由法向速度决定的。因此，再结合本节的分析我们可以发现涡激力与 SCR 法向速度之间其实是相互影响的，在忽略涡激力的工况中计算所得的法向速度会偏小，故用没有涡激振动作用时的最大法向速度代替涡激振动作用下的最大法向速度来估算涡激力主导频率其实是有一定误差的，实际涡激力主导频率应该比本文计算出的涡激力主导频率更大一些。

下面对施加了涡激振动影响之后 H\_A370T435、H\_A370T300 和 H\_A370T200 三种工况的频率响应进行分析。图 75、图 76 和图 77 分别绘制出了在涡激力作用下 H\_A370T435、H\_A370T300 和 H\_A370T200 三种工况中 SCR 各节点 200s 的横向位移时历的快速傅里叶变换结果。

从图 75 中可以看出，H\_A370T435 工况的横向位移响应除了在 0.24Hz 处有一个峰值之外，在 0.46Hz 处也有一个较小的峰值。对比图 50 的 H\_A370T435 试验工况横向位移的频谱分析结果可以发现，尽管施加在 H\_A370T435 计算工况上的涡激力是根据滤波之后的位移数据计算出的，已经滤去了 0.45Hz 以上的分量，但是在计算工况的位移响应中还是在 0.46Hz 处出现了一个小峰值，与图 50 中的 0.47Hz 十分接近，而这一频率值十分接近该工况下顶端垂荡频率的 2 倍。另外，再观察图 76 和图 77 可以看出，除了在 H\_A370T300 和 H\_A370T200 工况各自的涡激力主导频率附近有一个峰值之外，在顶部垂荡频率的整数倍位置也有若干个小峰值。关于这一现象，Enrique<sup>[51]</sup>在 2001 年曾提出过他在试验中发现的现象，即当立管固有频率、平均泄涡频率和平台运动频率的整数倍中有两个相等时就会发生共振。因此，图 75、图 76 和图 77 中在平台运动频率的整数倍附近出现横向运动的小峰值这一现象即可解释为，当平台运动频率的整数倍与泄涡频率重合时，SCR 在横向发生了共振。

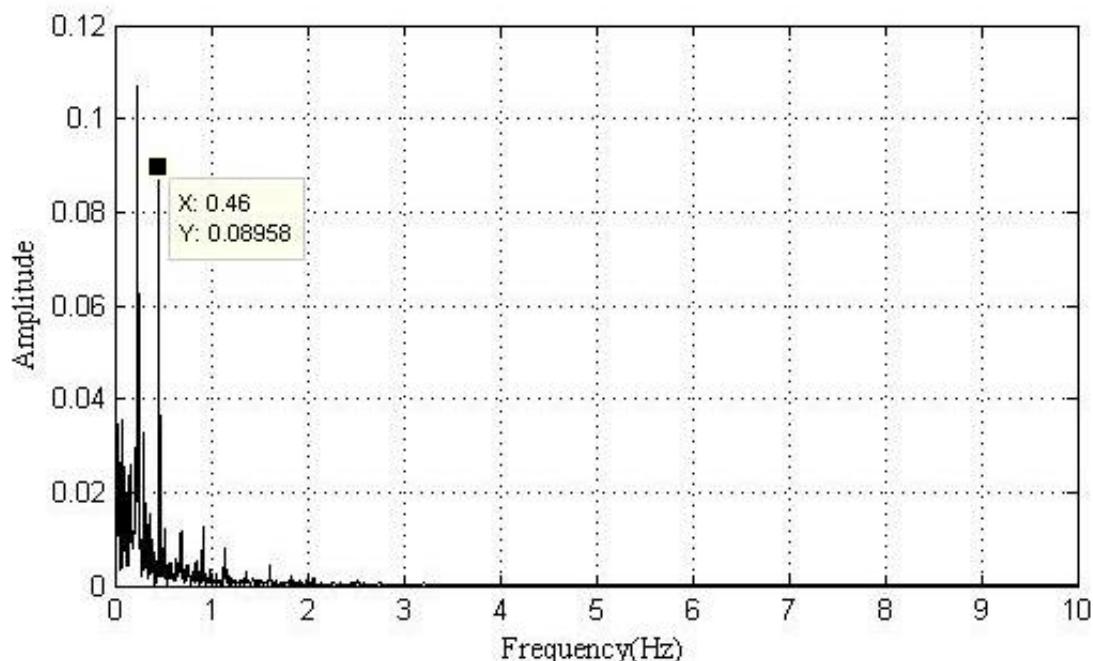


图 75 涡激力作用下 H\_A370T435 工况横向位移数值重构结果频谱分析

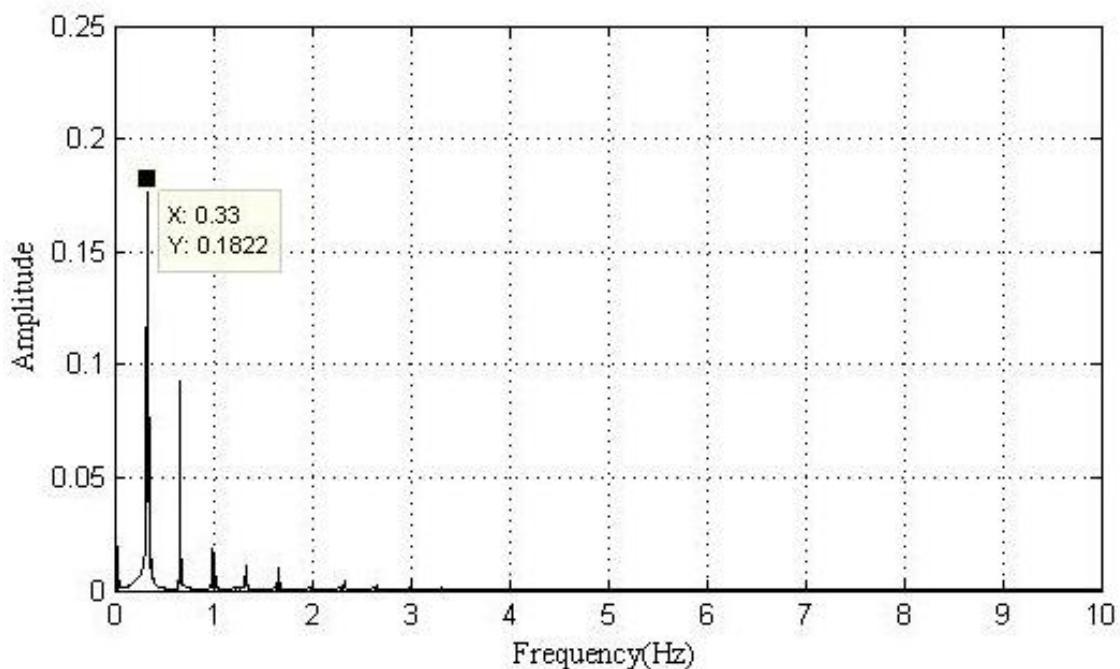


图 76 涡激力作用下 H\_A370T300 工况横向位移数值重构结果频谱分析

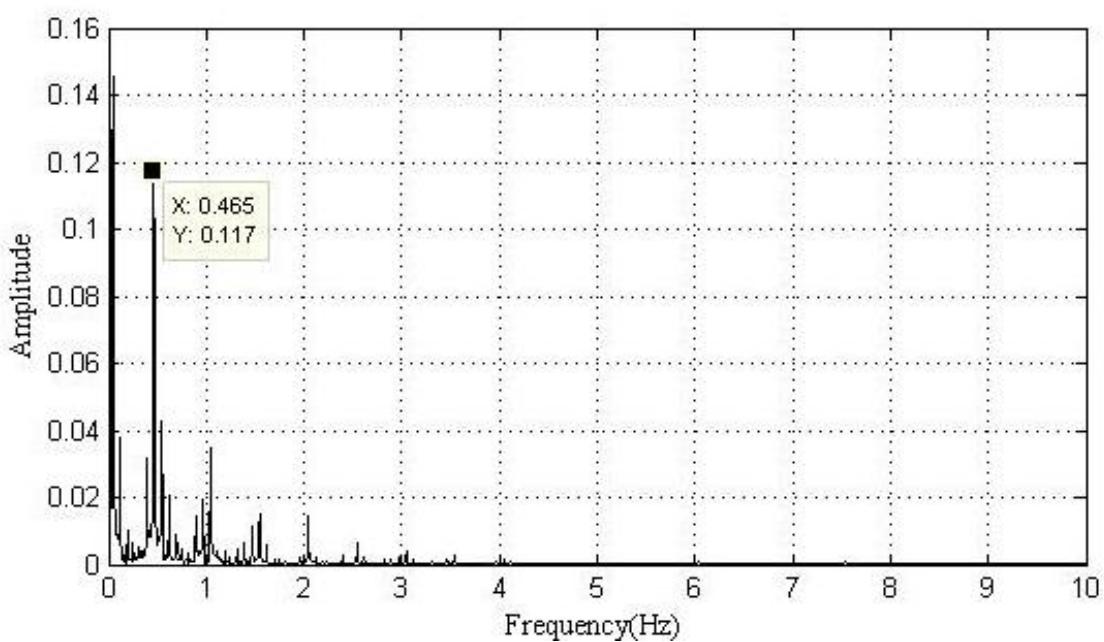


图 77 涡激力作用下 H\_A370T200 工况横向位移数值重构结果频谱分析

另外，在图 76 和图 77 中还可以看出在 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两个工况中均会在低频区域出现一个较大的峰值，其中 H\_A370T300 工况的低频峰值出现在 0.01Hz 左右，而 H\_A370T200 工况的低频峰值出现在 0.04Hz 左右。根据表 3 可以得出，H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况中平台垂荡频率与涡激力主导频率间的差频分别约为 0.01Hz 和 0.04Hz，与低频峰值出现的位置相似。再结合上文对于图 65 和图 66 的分析，可以认为这便是 SCR 横向振动平衡位置发生偏移的周期。当涡激力主导频率与平台垂荡频率之间存在一定差异时，SCR 就有可能在还没有回复到横向振动平衡位置的时候就已经落地，而在下一次被抬起的时候其横向振动的平衡位置就发生了偏移。由于这一偏移是由涡激力主导频率与平台垂荡频率之间的差异导致的，故 SCR 横向位移会在二者差频的位置处出现一个峰值。

此外，仅有 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两个工况中会出现该低频峰值，而 H\_A370T435 工况并没有出现这样的低频峰值，其原因可能是施加在 H\_A370T300 和 H\_A370T200 两个数值重构工况中的涡激力是单一频率的正弦函数，而施加在 H\_A370T435 数值重构工况中涡激力是根据试验实际测量的横向应变数据通过模态叠加方法和逆有限元方法计算得出的，并不是单一频率的涡激力，故这一现象不是很明显，所以 H\_A370T435 工况的低频峰值比主导频率处的峰值要低很多。

综合以上的频率响应分析可以发现，各个工况的涡激振动主导频率与顶部平台垂荡频率相似，且 SCR 的横向动力响应的主导频率也在这个频率附近。另外，在平台垂荡频率的整数倍处，SCR 在横向会发生共振现象，故在各个工况的横向位移频谱中，除了位于平台垂荡频率与涡激力主导频率附近的大峰值之外还会出现若干小峰值。

本节的分析显示，在涡激振动的影响下，SCR 的横向振幅明显比只有屈曲作用时要大，而且平台垂荡周期越大，这一增幅越显著。另外，尽管涡激振动与屈曲耦合作用时 SCR 的横向振幅比仅有屈曲时大很多，但是可以发现涡激振动其实略微削弱了屈曲现象，也就是说涡激振动减小了屈曲造成的横向位移，但是涡激振动本身却造成了十分显著的横向位移。因此，在平台垂荡诱导立管横向运动这一现象中，涡激振动的贡献起到了主导作用。另外，对比平台垂荡幅值相同、周期不同的三种数值重构工况我们可以发现，尽管平台垂荡以及涡激力频率不同，但 H\_A370T435、H\_A370T300、H\_A370T200 三种涡激振动作用下的工况中触底点附近的横向振幅比较接近，也就是说在涡激振动的影响下平台垂荡的周期对这一现象的影响已经不明显，可以推测涡激力的振幅在这一现象中起到重要作用，故下一节中将针对涡激力的振幅对 SCR 响应的影响这一问题进行深入分析。此外还可以发现，在施加了涡激力之后的工况中，横向振幅沿 SCR 管长方向分布与无涡激振动作用的工况不同，横向振幅不再沿管长有明显波形，而是在整条 SCR 上变化较为平缓，这与涡激振动和屈曲二者使 SCR 产生横向振动的机理不同有关。

### 5.3.2 涡激力幅值对立管响应的影响

在 5.3.1 节中分析平台垂荡频率与涡激力频率对 SCR 横向响应的影响时，每种工况的涡激力幅值均采用根据试验中 H\_A370T435 工况测得的应变数据计算得到的涡激力数据的幅值，即上一节的计算仅考虑了频率的影响，而忽略了涡激力幅值的影响。而在图 59、图 73 和图 74 的对比中我们发现，当平台垂荡周期较小时，SCR 上法向速度会增大，即相对来流速度会增大，故实际 H\_A370T300 工况与 H\_A370T200 工况中的涡激力幅值应该大于 H\_A370T435 工况中涡激力幅值。故本节将通过改变施加在 H\_A370T435 工况数值重构模型中的涡激力幅值来对涡激力幅值对于 SCR 横向响应的影响进行进一步探究。

基于 H\_A370T435 工况的数值重构模型中涡激力的数据，本节分别将涡激力数据矩阵乘以 0.75 倍和 0.5 倍，进而获取了 0.75 倍涡激力的 H\_A370T435 工况以及 0.5 倍涡激力的 H\_A370T435 工况的数值重构模型（后文分别简称为 0.75 倍涡激力工况和 0.5 倍涡激力工况），并将重构结果与原 H\_A370T435 工况（后文简称为 1 倍涡激力工况）对比，从而分析涡激力幅值对于 SCR 响应的影响。

图 78 和图 79 分别节选了 0.75 倍涡激力以及 0.5 倍涡激力作用下的 H\_A370T435 工况中 40s 内的 SCR 动力响应，每幅图中 a) 为顶部平台运动曲线，b) 为触底点处轴向张力变化曲线，c) 为触底点处横向位移时历，d) 为触底点处弯曲应变时历，e) 为触底点处弯曲应力时历。

从图 52、图 78 和图 79 的比较中可以看出，对于 H\_A370T435 工况改变涡激力的幅值并没有影响每个周期内 SCR 响应的变化，0.75 倍涡激力工况与 0.5 倍工况中 SCR 触底点附近横向位移、轴向张力、弯曲应变以及弯曲应力出现幅值的位置仍与 1 倍涡激力工况相同。对比图 52 b)、图 78 b) 和图 79 b) 可以发现，在 1 倍涡激力、0.75 倍涡激力和 0.5 倍涡激力的三种 H\_A370T435 数值重构工况中，触底点附近轴向张力的差异并不明显，说明当平台垂荡周期和振幅相同时，涡激力幅值对于 SCR 触底点附近的轴向张力影响不大。

再对比图 52 c)、图 78 c) 和图 79 c) 我们可以得到，1 倍涡激力、0.75 倍涡激力和 0.5 倍涡激力的三种 H\_A370T435 数值重构工况中，SCR 触底点附近横向位移幅值依次减小，且 0.75 倍涡激力工况中触底点附近横向位移幅值近似为 1 倍涡激力工况中位移幅值的 3/4 倍，而 0.5 倍涡激力工况中触底点附近横向位移幅值近似为 1 倍涡激力工况中位移幅值的 1/2 倍，即当平台垂荡周期和振幅相同时，触底点附近横向位移幅值的比例关系近似为所施加的涡激力间的比例关系。另外，再结合图 26 c) 可以看出，0.75 倍涡激力工况与 0.5 倍涡激力工况中 SCR 触底点附近横向位移幅值均明显高于无涡激力作用时 H\_A370T435 工况中触底点附近横向位移幅值，进一步说明了涡激力对于 SCR 触底点附近的大幅横向位移贡献显著。

此外，比较图 52 d) 和 e)、图 78 d) 和 e) 以及图 79 d) 和 e) 我们可以发现，SCR 附近弯曲应变幅值以及弯曲应力幅值两个变量也随着涡激力幅值的减小而减小，但并没有像横向位移幅值那样与涡激力幅值成比例关系。另外，再结合图 26 d) 和 e) 可以发现，0.75 倍涡激力工况与 0.5 倍涡激力工况下 SCR 触底点附近的弯曲应变与应力幅值仍明显大于无涡激力作用时 H\_A370T435 工况下的弯曲应变和应力。

在上一节中对图 52、图 65 和图 66 的对比中我们得出的结论是，当平台垂荡振幅均为 0.37 但垂荡周期不同时，SCR 的轴向张力变化较大，而 SCR 触底点附近的横向振幅与弯曲应变、应力响应的变化不大，这与本节对图 52、图 78 以及图 79 分析所得出的结论完全不同。因此，综合两节的结论，我们可以认为 SCR 的轴向张力受平台垂荡频率与涡激振动主导频率的影响较大，当平台垂荡周期减小时，无论是轴向正张力峰值还是轴向负张力峰值均会明显增大，而当平台垂荡频率与涡激振动主导频率相同时，改变涡激力的幅值对于 SCR 的轴向张力的影响就很小；另外，SCR 触底点附近的横向位移幅值与弯曲应变、应力的幅值则受涡激力幅值的影响较大，当涡激力幅值减小时，触底点附近的横向响应会明显减小，而大个涡激力幅值相同时，改变平台垂荡频率与涡激振动主导频率则对于触底点附近横向响应的影响很小。

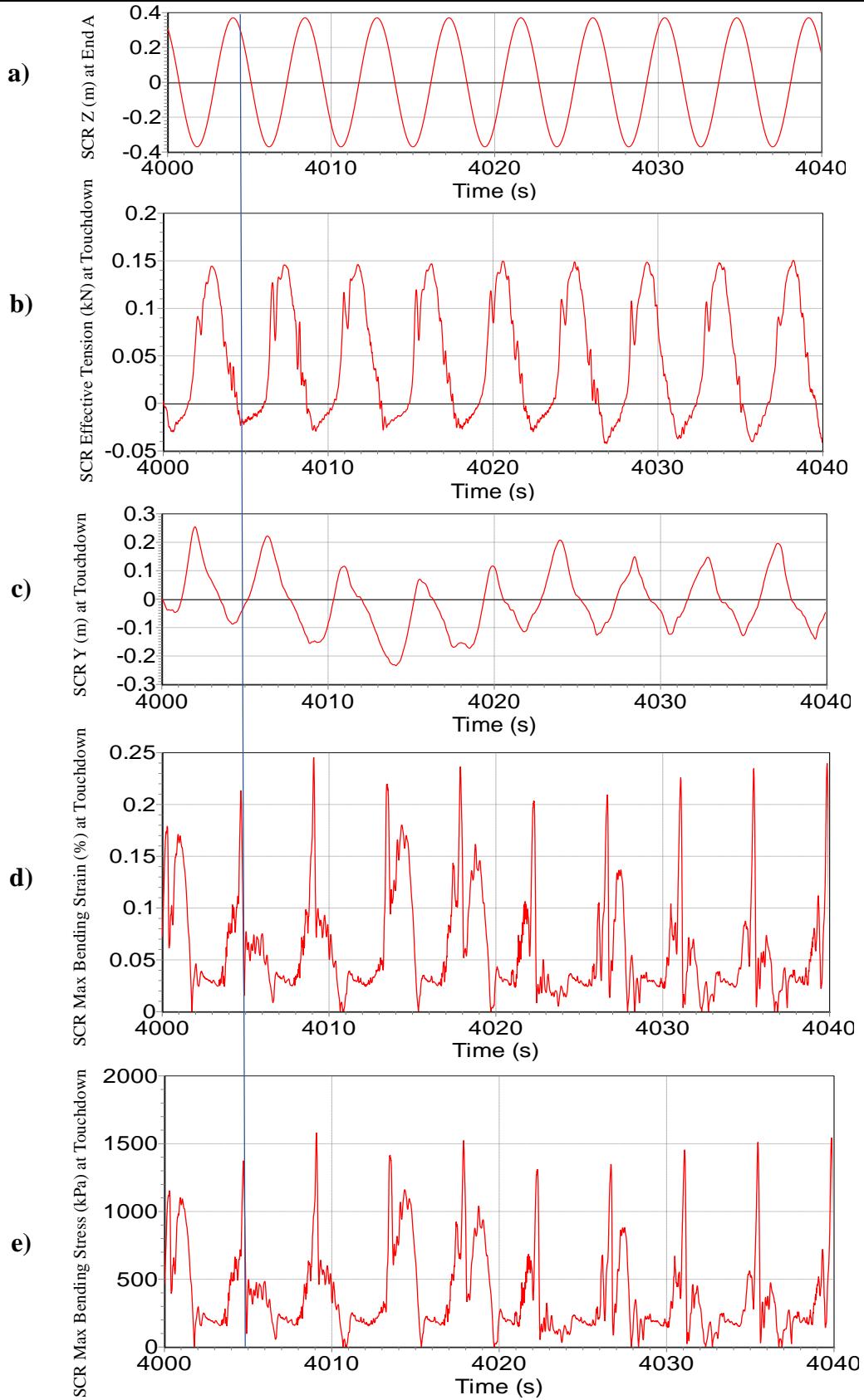


图 78 0.75 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况动力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

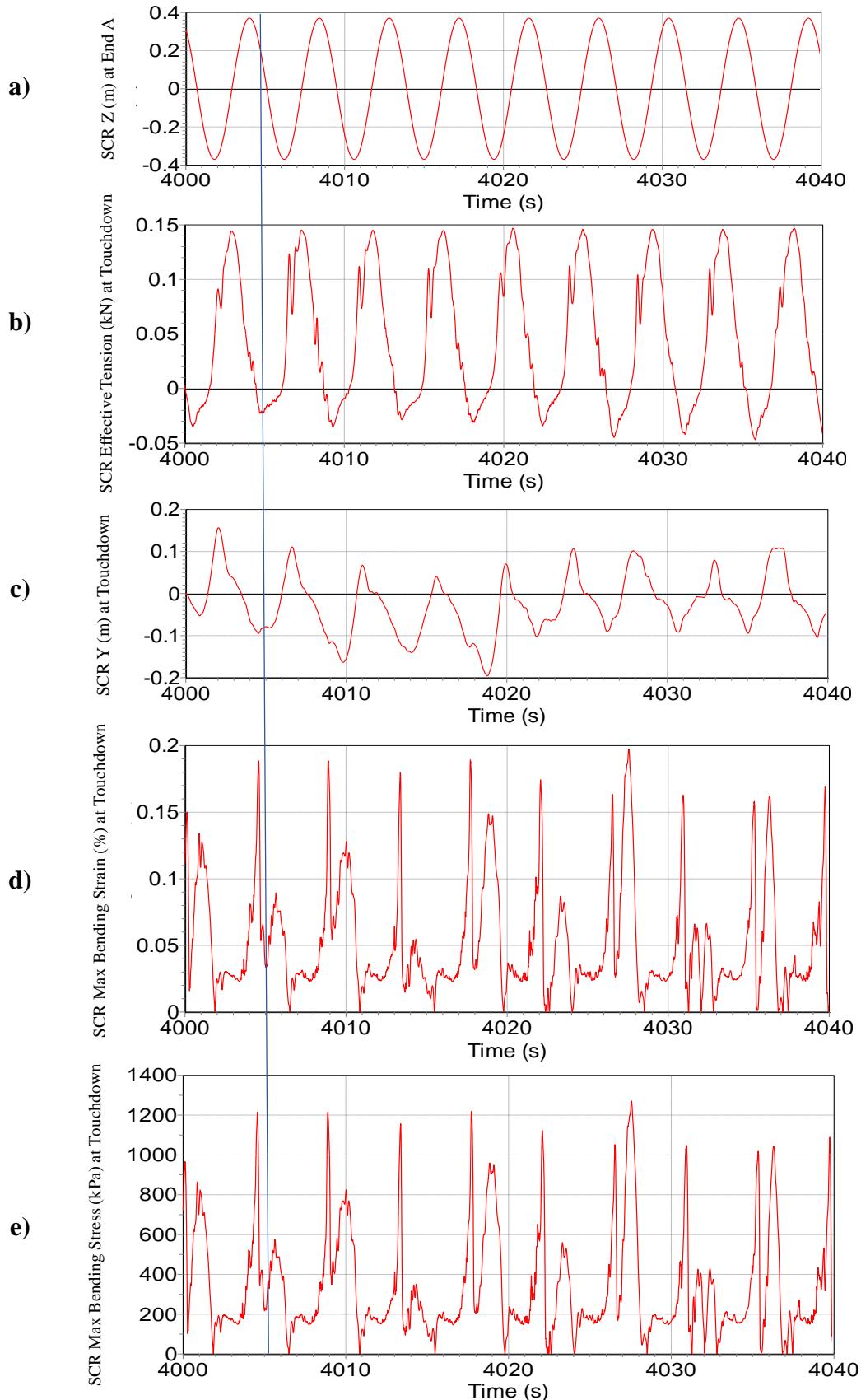


图 79 0.50 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况动力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡运动; b) 触底点处轴向张力; c) 触底点处横向位移; d) 触底点处弯曲应变; e) 触底点处弯曲应力

图 80 和图 82 分别节选了 0.75 倍涡激力以及 0.5 倍涡激力作用下的 H\_A370T435 工况中 40s 内的 SCR 触底点处垂向加速度与轴向应力的响应情况，每幅图中 a) 为顶部平台垂荡加速度曲线，b) 为触底点处垂向加速度曲线，c) 为触底点处轴向应力曲线。图 81 和图 83 分别节选了 0.75 倍涡激力以及 0.5 倍涡激力作用下的 H\_A370T435 工况中 40s 内的 SCR 触底点位置变化以及垂向速度响应情况，每幅图中 a) 为触底点位置变化时历曲线，b) 为顶部平台垂荡速度曲线，c) 为触底点处垂向速度曲线。

对比图 80 和图 82，以及图 81 和图 83，可以发现施加 1 倍涡激力、0.75 倍涡激力以及 0.5 倍涡激力的 H\_A370T435 数值重构工况中触底点附近的垂向速度、垂向加速度、轴向压应力以及触底点沿管长方向位置变化幅度均比较接近，说明涡激力的幅值对于这些变量的影响较小。在第四章的分析中我们知道，触底点附近垂向加速度、垂向速度、轴向压应力等变量是反映 SCR 在触底点附近屈曲程度的变量，故我们可以进一步得出涡激力的幅值对于 SCR 的屈曲影响不大。

从 5.3.1.2 节中对于图 53、图 67 和图 69，以及图 54、图 68 和图 70 的比较与分析中我们得出了结论，当平台垂荡周期减小时，SCR 触底点附近垂向速度、垂向加速度、轴向压应力等反映 SCR 在触底点附近屈曲的变量会明显增大，即平台垂荡频率以及涡激振动主导频率会对 SCR 的屈曲产生显著影响。而从本节的分析中我们可以发现，涡激力幅值对于这些变量的影响则比较微弱，说明 SCR 在触底点附近发生的屈曲受频率影响比较大，而几乎不受涡激力幅值的影响。

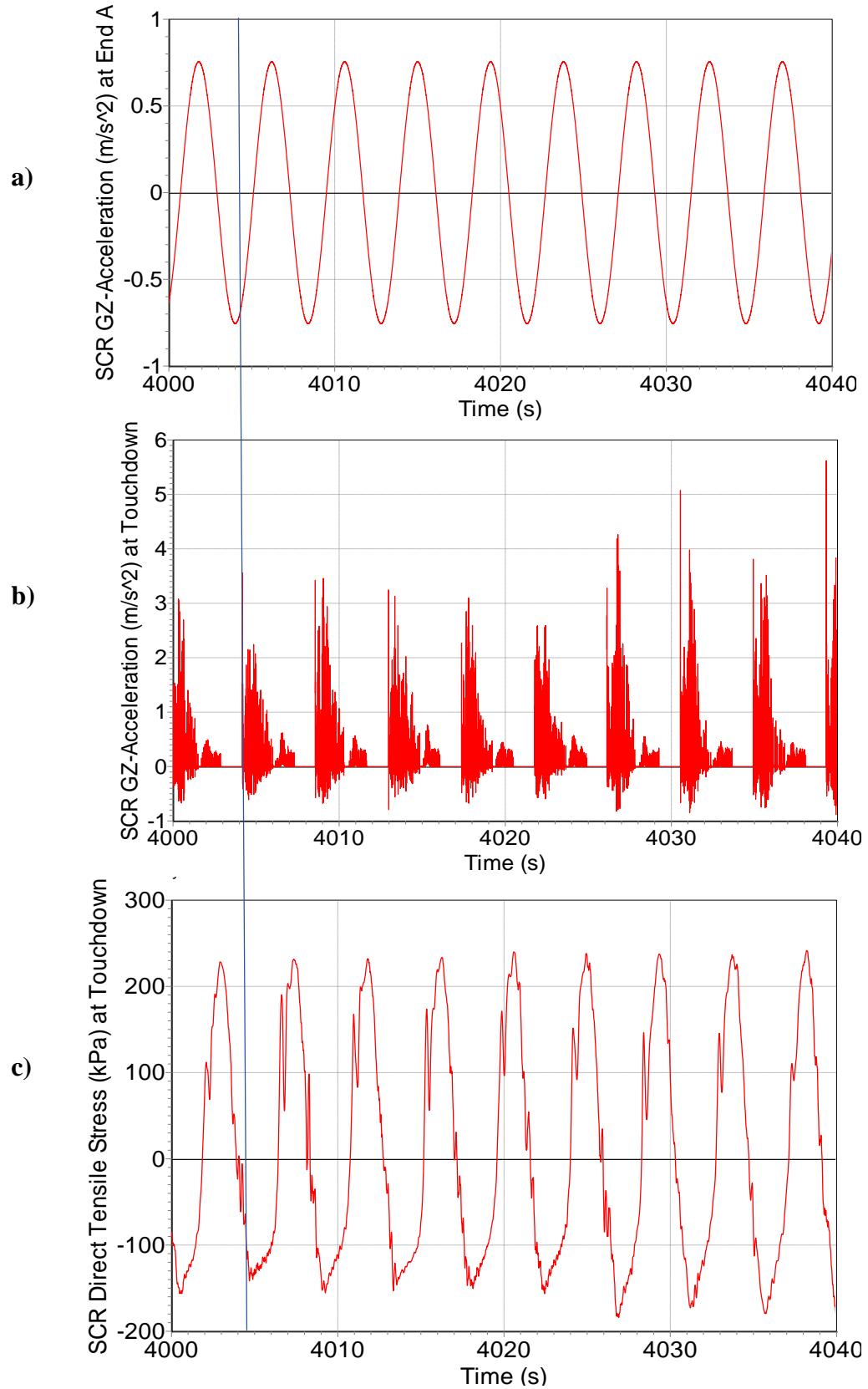


图 80 0.75 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值重构结果: a) 顶部平台垂荡加速度曲线; b) 触底点处垂向加速度曲线; c) 触底点处轴向应力曲线

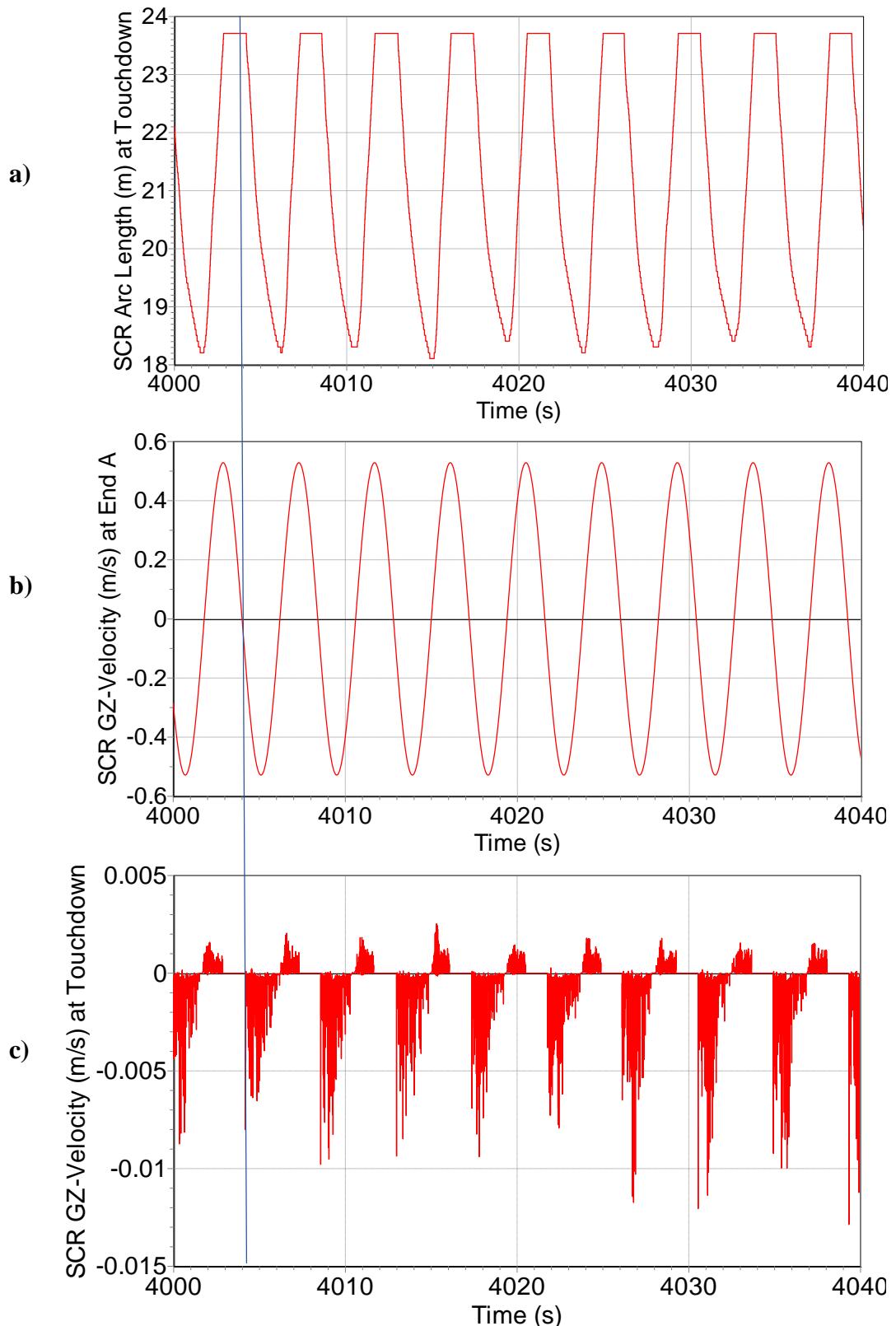


图 81 0.75 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值重构结果: a) 触底点位置变化时历; b) 顶部平台垂荡速度曲线; c) 触底点处垂向速度曲线

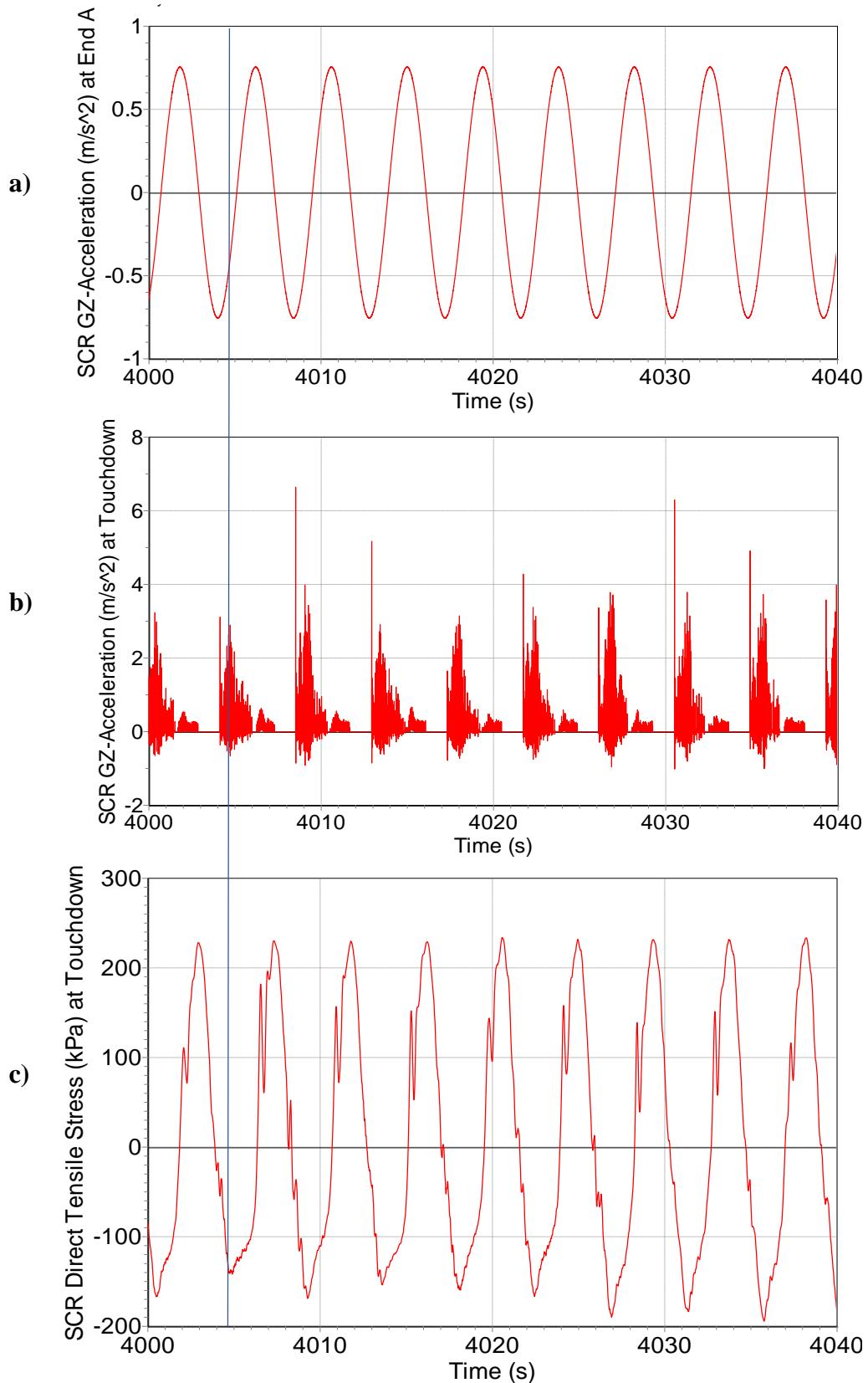


图 82 0.50 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况触底点处垂向加速度与轴向应力响应数值重构结果：a) 顶部平台垂荡加速度曲线；b) 触底点处垂向加速度曲线；c) 触底点处轴向应力曲线

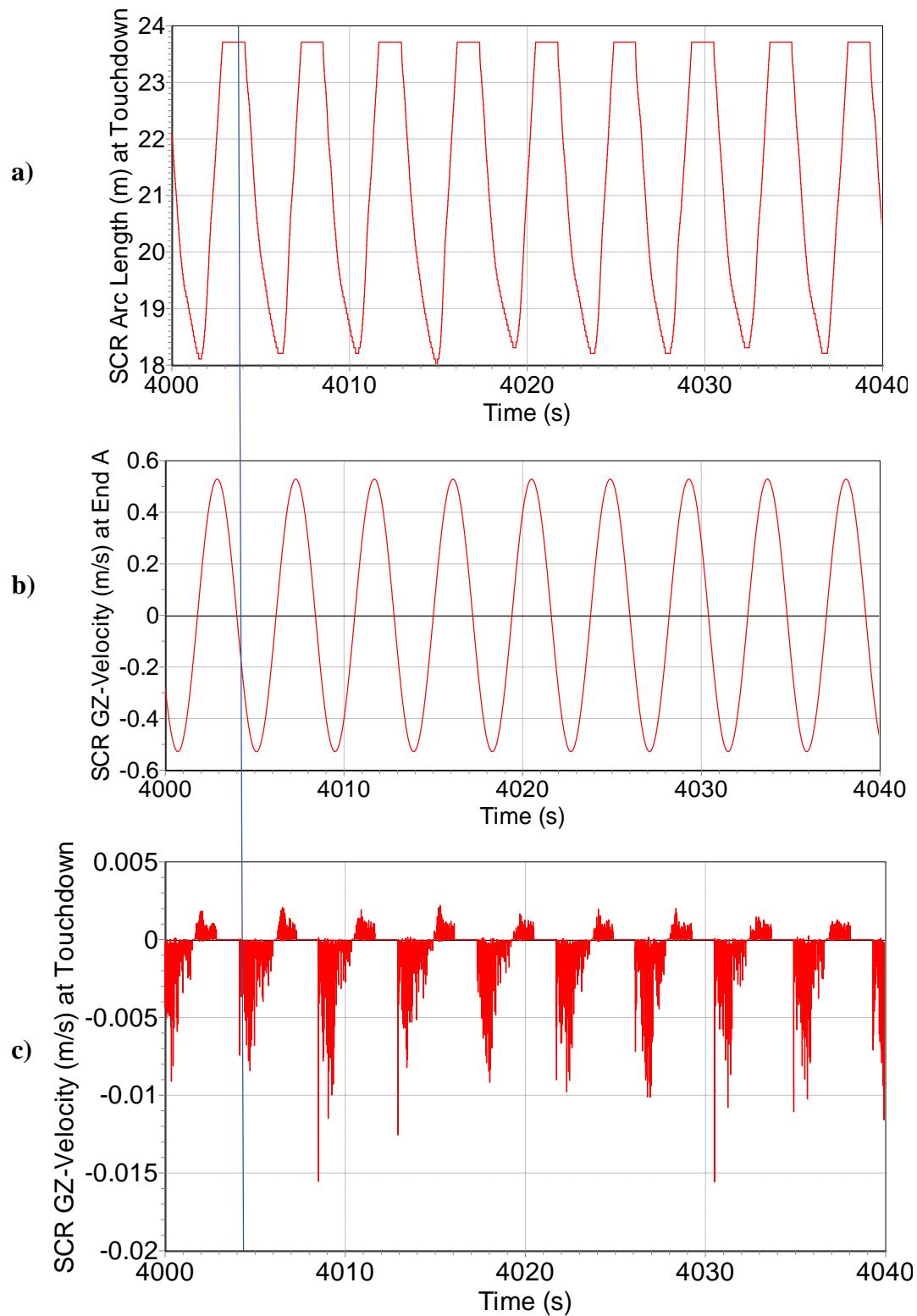


图 83 0.50 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况触底点位置变化以及触底点处垂向速度响应数值重构结果: a) 触底点位置变化时历; b) 顶部平台垂荡速度曲线; c) 触底点处垂向速度曲线

下面再观察 0.75 倍涡激力以及 0.5 倍涡激力作用下的 H\_A370T435 工况中的各变量沿管长变化范围。图 84 和图 85 分别表示了 0.75 倍涡激力以及 0.5 倍涡激力作用下的 H\_A370T435 工况中 SCR 的轴向张力、横向位移、垂向速度、垂向加速度、弯曲应力的最大、最小值沿管长分布，每幅图中 a) 为 SCR 轴向张力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，b) 为 SCR 的 CF 方向位移最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，c) 为 SCR 垂向速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，d) 为 SCR 的垂向加速度最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线，e) 为 SCR 弯曲应力最大、最小值以及平均值沿管长的分布曲线。

对比图 55 a)、图 84 a) 和图 85 a) 可以看出，在 H\_A370T435 工况中，当涡激力幅值减小时，SCR 的轴向负张力略有增大，但变化很微弱，可以说说明涡激振动越剧烈，其削弱 SCR 屈曲的作用越明显。但整体来讲轴向张力受到涡激力幅值的影响不是很大，再结合图 35 a)、图 36 a) 和图 37 a) 以及图 55 a)、图 71 a) 和图 72 a) 之间的对比我们可以得出，主要还是平台垂荡频率对于轴向张力的影响比较大。而轴向张力反应的是 SCR 受压以及屈曲的情况，故本节的分析可以说明 SCR 的屈曲还是受垂荡频率影响更大，而对于涡激力幅值变化的响应并不敏感。

对比图 55 b)、图 84 b) 和图 85 b) 我们可以发现，1 倍涡激力、0.75 倍涡激力以及 0.5 倍涡激力三种工况下 SCR 的横向振幅沿管长分布曲线的形状几乎没有差异，但横向振幅的值却随着涡激力振幅的减小而明显减小。再结合图 55 e)、图 84 e) 和图 85 e) 的对比可以发现弯曲应力也有着相似的变化规律，即当涡激力振幅减小时弯曲应力沿 SCR 管长分布曲线的形状几乎没有变化，而其弯曲应力的值却有所减小。这一结论进一步说明了 SCR 的横向运动响应与涡激力的幅值有着密切的联系。

对比图 55 c) 和 d)、图 84 c) 和 d) 以及图 85 c) 和 d)，我们可以观察到 SCR 各节点处的垂向速度以及垂向加速度幅值并没有随着涡激力幅值的变化而发生明显变化，即涡激力振幅对于垂向速度以及垂向加速度的影响不大。而在 5.3.1.2 节对于图 55 b) 和 c)、图 71 b) 和 c) 以及图 72 b) 和 c) 的分析中我们得出的结论是，随着平台垂荡频率以及涡激振动主导频率的减小，SCR 各节点处垂向加速度和垂向速度会明显增大。综合这两个结论我们可以发现，垂向速度以及垂向加速度等代表了 SCR 屈曲程度的变量主要受平台垂荡频率以及涡激振动主导频率的影响比较大，而对于涡激力振幅的变化则并不敏感。

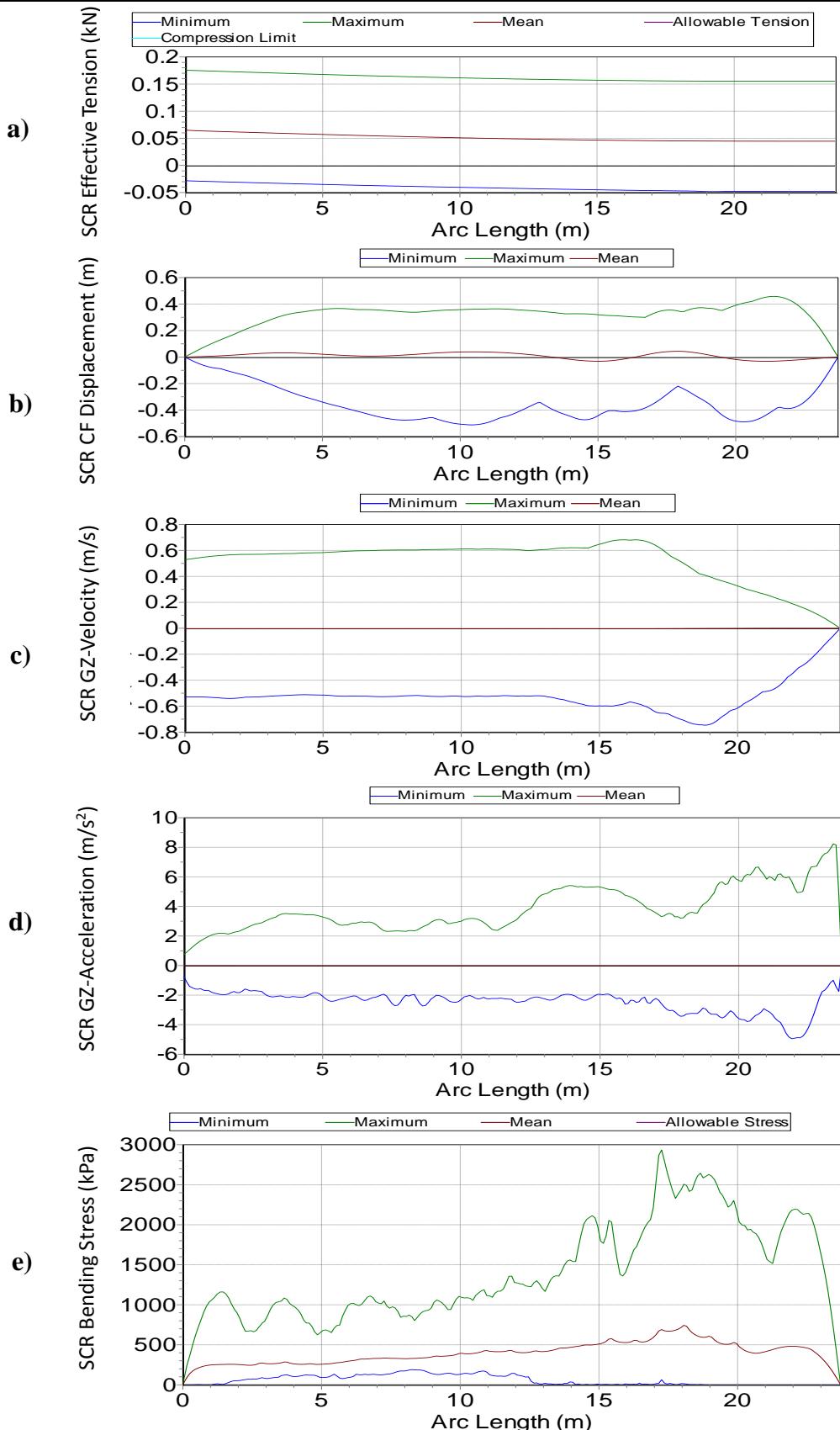


图 84 0.75 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况动力响应变量范围数值重构结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围

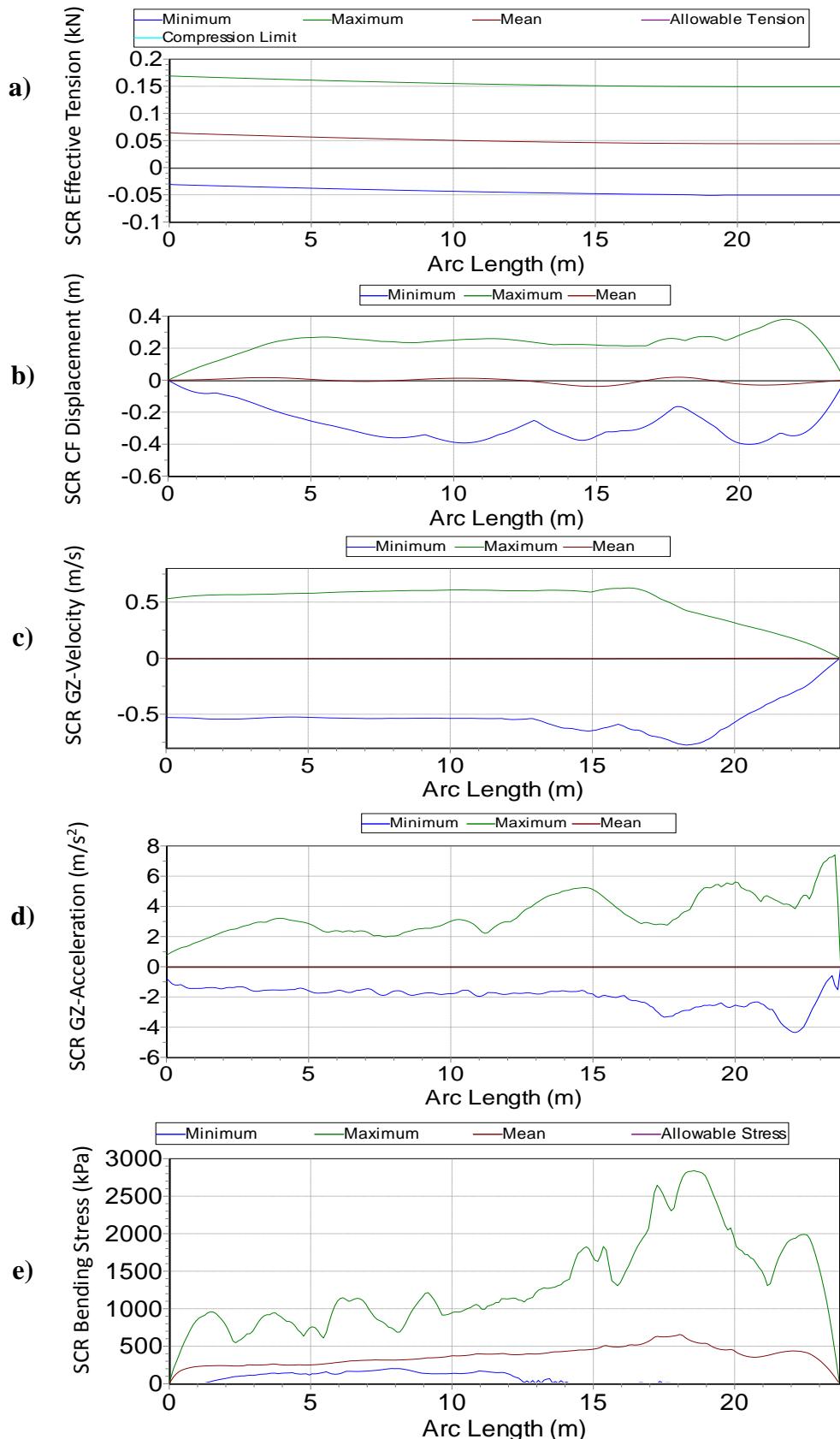


图 85 0.50 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况动力响应变量范围数值重构结果: a) SCR 有效张力范围; b) SCR 横向位移范围; c) SCR 垂向速度范围; d) SCR 垂向加速度的范围; e) SCR 弯曲应力范围



图 86 和图 87 分别表示了施加了 0.75 倍涡激力以及施加了 0.5 倍涡激力的 A370T435 数值重构工况的最大法向速度沿 SCR 管长分布。将图 86 和图 87 与图 59 对比我们可以看出，减小对 H\_A370T435 工况中外加的涡激力幅值时，SCR 各节点处的法向速度幅值也会略有减小。这与在第 5.3.1.2 节中关于图 73 和图 74 的分析中得出的结论是一致的，即涡激力的幅值与 SCR 法向速度之间其实是相互影响的。

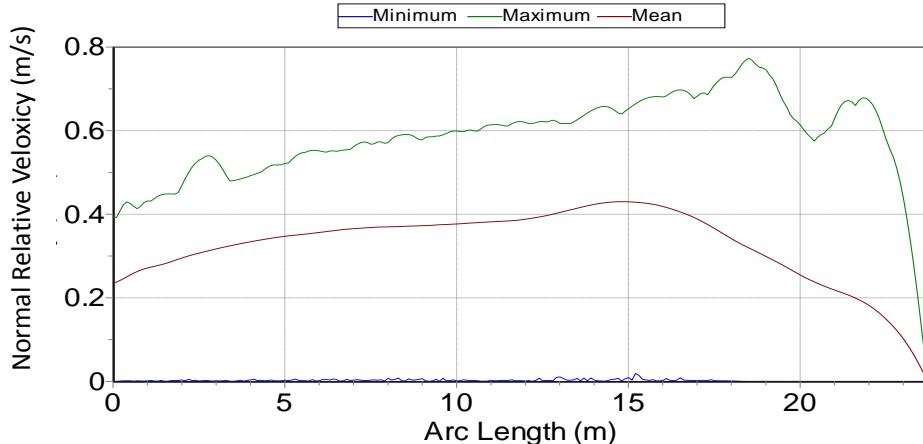


图 86 0.75 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况法向速度幅值沿 SCR 管长方向分布

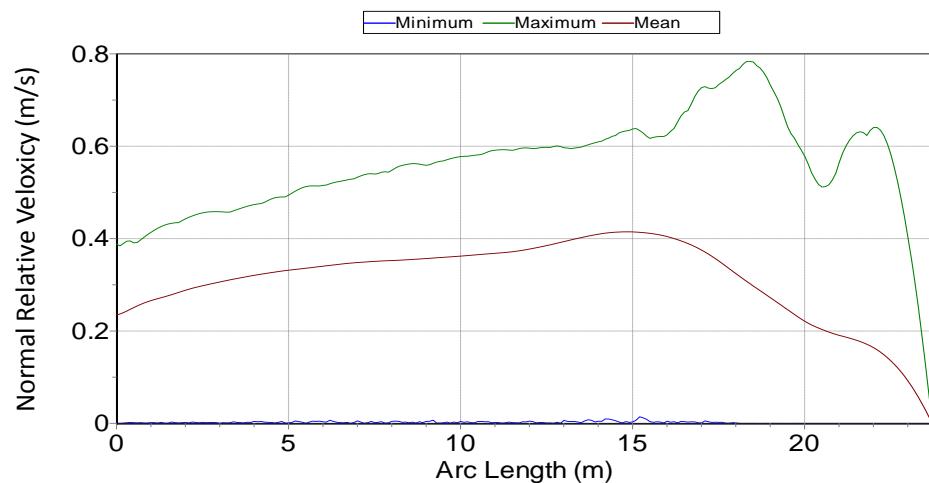


图 87 0.50 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况法向速度幅值沿 SCR 管长方向分布

图 88 和图 89 分别表示了对施加了 0.75 倍涡激力以及施加了 0.5 倍涡激力的 A370T435 数值重构工况的 SCR 横向位移实施 FFT 变换的结果。对比图 75、图 88 与图 89 可以发现，当施加的涡激力幅值改变时，SCR 横向位移的频谱中出现峰值的位置几乎不变，依然是在平台运动频率与涡激力主导频率（二者十分接近）附近出现最大峰值，并在其整数倍位置处出现若干小峰值，说明改变所施加的涡激力幅值对 SCR 的频率响应影响不大。

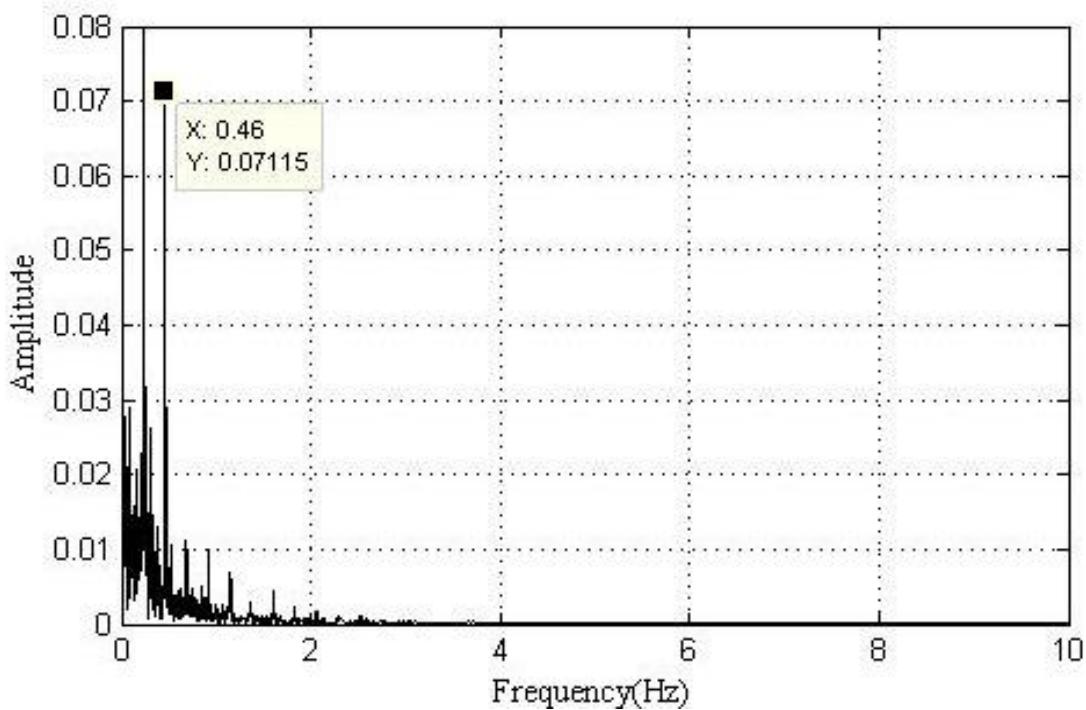


图 88 0.75 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况横向位移数值重构结果频谱分析

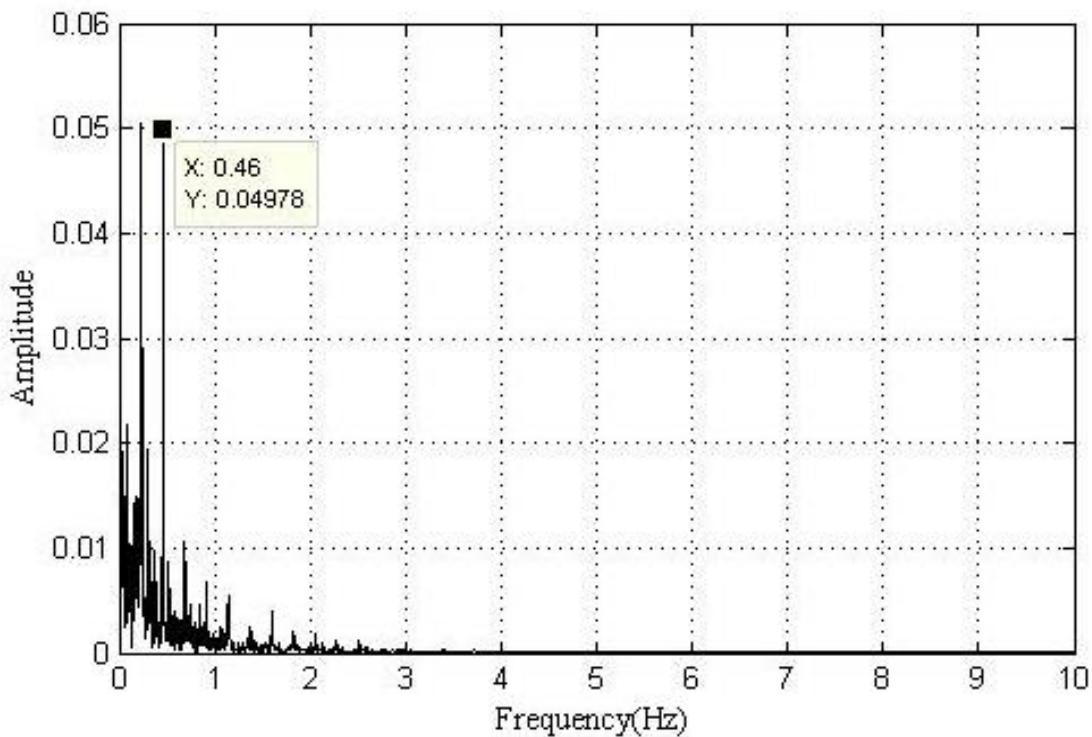


图 89 0.50 倍涡激力作用下 H\_A370T435 工况横向位移数值重构结果频谱分析

本节的分析结果显示，当顶部平台垂荡周期和振幅一定的时候，SCR 的横向响应会随着外加涡激力幅值的减小而减小，其中横向振幅几乎与涡激力振幅成正比变化，而轴向应力、垂向速度、垂向加速度等屈曲相关的变量则受涡激力幅值的影响比较小。再结合上一节中对平台运动频率与涡激力主导频率的分析，可以得出当平台运动工况改变造成 SCR 横向振幅改变时，主要是因为不同工况下涡激力的幅值不同，进而造成 SCR 响应不同，即涡激力的幅值在 SCR 横向响应中起到了主要的贡献作用。

## 5.4 本章小结

本章首先阐释了根据试验测量的应变数据来计算作用在 SCR 上的涡激力数据的理论依据，再对试验中发现 SCR 大幅横向运动的 H\_A370T435 工况进行了涡激力计算，进而分析了涡激振动作用下 SCR 在平台垂荡工况下的响应，探究了涡激振动与屈曲耦合作用对 SCR 横向运动的影响，并深入剖析了在顶部平台垂荡时 SCR 产生横向振动这一现象的机理以及影响因素。

首先，根据模态分析理论，SCR 的横向位移可以通过对横向应变进行模态叠加来得到，之后再根据逆有限元理论，可以通过横向位移数据来计算横向涡激力数据。因此，本章依次采用模态分析方法和逆有限元方法对实际进行了试验的 H\_A370T435 工况进行了涡激力计算，之后，将计算得到的 H\_A370T435 工况下作用在 SCR 上的涡激力数据代入数值重构模型中，分析了涡激力与屈曲共同作用时 SCR 的动力响应并与试验实际测量结果进行了对比，验证了本文数值重构模型的正确性以及机理分析的合理性。接下来，根据 H\_A370T435 工况中涡激力的计算结果，本章又估算了 H\_A370T300 工况以及 H\_A370T200 工况的涡激力数据并代入数值重构模型进行计算，分析了平台垂荡频率与涡激力频率对平台垂荡诱导立管横向振动这一现象的影响。最后，本章还进一步通过改变 H\_A370T435 工况中的涡激力幅值，探究了涡激力幅值对 SCR 横向响应的影响。

本章的分析得出了以下主要结论：

- (1) 在数值重构模型中施加了涡激力之后会使 SCR 横向响应显著增大；
- (2) 在屈曲与涡激振动的耦合作用下数值重构得到的 SCR 横向振幅与实际试验观测结果十分近似，说明这两个因素是导致平台面内垂荡诱导 SCR 垂直平面的横向振动这一现象的主要原因；
- (3) 在平台运动诱导 SCR 横向振动这一现象中，涡激振动的贡献远大于屈曲的贡献；
- (4) 当 SCR 发生涡激振动时，其在触底点附近的屈曲现象会略有减轻，但二者耦合作用导致的 SCR 横向振动还是比单独屈曲作用时的横向振动更为剧烈；
- (5) 在考虑了涡激振动的工况中，增大平台垂荡频率与涡激力主导频率对 SCR 横向振动的幅值影响不大，而轴向应力等屈曲相关的变量却会明显增大；
- (6) 在考虑了涡激振动的工况中，当平台垂荡周期和振幅一致时，减小涡激力的幅值会使 SCR 横向振幅显著减小，而对于屈曲相关的变量则影响不大。

本章的计算结果是第六章中进行的平台运动诱导立管横向运动机理分析以及数值重构模型评估的基础。

## 第六章 平台垂荡诱导立管横向运动机理分析

基于第五章中对涡激振动作用下 H\_A370T435 工况 SCR 大幅横向运动的数值重构结果以及该结果与实际试验观测结果的对比，再结合 5.3 节中数值重构模型的影响因素分析，本章对顶部平台在平面内进行垂荡运动时会诱发 SCR 在触底点附近发生大幅度的垂直平面的横向运动这一现象进行了机理分析，并对本文所建立的数值重构模型进行了评估，提出了可能造成数值重构误差的一些因素。最后，本章基于本文发现的现象对改进 SCR 的设计提供了思路，为提高深海油气开发作业安全性提供了参考。

### 6.1 平台运动诱导立管横向运动的机理分析

通过本文的分析可以看出，通过数值模型重构出的平台垂荡运动工况 H\_A370T435 中 SCR 的动力响应与实际试验中测量到的数据以及观测到的现象比较接近，从而可以认为本文成功地通过数值模型重构出了试验现象，因此说明本文中对于平台面内垂荡造成 SCR 垂直平面的横向运动这一现象的机理分析也是比较可靠的，即：平台剧烈垂荡时会在触底点附近产生极大的加速度，进而形成较大的轴向负张力，使 SCR 在触底点附近发生了屈曲现象；另外，平台垂荡运动会造成振荡流，这一振荡流场作用在 SCR 上的横向涡激力也会导致 SCR 发生横向振动。本文的研究结果显示，涡激振动与屈曲的耦合作用是 SCR 产生垂直平面的横向振动的主要原因。

通过分析不同平台运动工况下 SCR 的动力响应可以发现，当平台的垂荡周期较长、振幅较小时，SCR 不会在触底点附近出现屈曲现象，而当垂荡周期缩短、振幅增大到一定程度时，屈曲现象就会出现。在本文中表现为，H\_A105T596、H\_A210T481、H\_A370T504 三种工况下没有显著屈曲现象出现，而从 H\_A370T435 工况开始，包括后面缩短周期的 H\_A370T300、H\_A370T200 工况以及增加振幅的 H\_A400T435、H\_A400T300、H\_A400T200、H\_A430T435、H\_A430T300、H\_A430T200 工况，均会有显著屈曲现象出现。在平台平缓垂荡工况中没有显著屈曲现象发现，而在平台剧烈垂荡工况中则出现了明显的屈曲，这一现象出现的原因可能是，SCR 出现屈曲现象存在一个临界应力，当负的轴向应力没有到达临界应力的时候就不会出现屈曲现象，而当负的轴向应力超过这一临界应力时，屈曲现象就开始出现。当平台垂荡变得剧烈，即垂荡振幅增大、垂荡周期减小时，在 SCR 触底点附近的加速度骤增也变得剧烈，从而使 SCR 的轴向负张力增大，轴向应力逐渐超过临界应力，则屈曲现象开始出现。

另外，通过改变平台垂荡运动的振幅和周期可以发现，SCR 横向运动的幅值随平台垂荡振幅的增大和垂荡周期的减小而增大，其中周期对于横向运动幅值变化的影响比振幅更大。另外，SCR 的横向振动始终是周期性振动，而且在任何一种工况下，该周期均与平台垂荡周期相同，说明了屈曲在这一横向振动现象起到了重要作用。

尽管屈曲对于平台垂荡诱导的立管横向运动作用明显，但它并不是 SCR 出现横向运动的唯一原因，因为在对 H\_A370T435 工况的动力响应分析中可以发现，不对 SCR 施加涡激力的时候，SCR 的横向运动幅值远小于（约为 1%）实际试验观测到的横向运动幅值，而将逆有限元法计算出的涡激力施加到数值计算模型上之后，重构的结果就跟试验实际观测的结

果比较相近(约为95%)。这也说明了涡激振动也是平台垂荡诱导SCR产生横向振动的重要原因之一。

在考虑了涡激振动影响的工况中改变平台垂荡的频率与涡激振动的主导频率频率时,本文发现,频率对SCR横向振动幅值的影响较小,而频率减小会使SCR轴向应力、触底点处垂向加速度等屈曲相关的变量明显减小,说明平台垂荡频率和涡激力主导频率是影响SCR屈曲的重要因素。而由于屈曲在SCR横向振动中的贡献很小,主要是涡激振动在SCR的横向振动中的贡献比较大,故可以认为频率变量对SCR的涡激振动的影响较小,进而导致它对SCR横线振动幅值的影响较小。

在改变施加在H\_A370T435数值重构工况的涡激力幅值时本文发现,涡激力幅值对于SCR横向振幅的影响是显著的,SCR的横向振幅近乎与涡激力幅值成比例变化。而相比之下,屈曲相关的变量,如轴向负张力、触底点处垂向加速度等,受施加的涡激力幅值的影响则比较小。这也就说明SCR的涡激振动受外加涡激力幅值的影响较为明显,而SCR在触底点附近发生的屈曲则受涡激力幅值的影响较小。由于SCR的横向振动主要是涡激振动的贡献比较大,而屈曲的影响较为微弱,故总体来看改变外加的涡激力幅值对于SCR的横向响应影响很大。

另外,本文在数值重构过程中还发现,涡激振动虽然加剧了SCR的横向振动,但却减轻了SCR在触底点附近的屈曲现象,也就是说我们可以推测在同一种平台垂荡工况中,在涡激振动与屈曲的耦合作用下SCR产生的横向振动应该略小于两种因素各自导致的横向振动的总和。但是由于屈曲导致的横向振动本来就远小于涡激振动对这一横向振动的贡献,故这一差异可能并不明显。

但是,本文的数值重构结果与实际试验结果的差异仍然存在,可能是因为本文重构模型中误差仍然存在,也可能是因为还有其他的因素也对SCR产生这种横向运动有贡献。因此,后文将对本文的数值重构模型中可能出现的误差因素进行分析,并对于其他可能造成平台垂荡运动时SCR的横向响应的因素提出设想。

## 6.2 本文数值重构模型误差分析

尽管本文的数值重构模型已经与实际试验数据十分接近,但差距仍然是存在的。本节主要对本文的数值重构模型进行评估,讨论可能引入误差的因素。

本文中数值重构模型的误差来源主要有如下几种可能:

### (1) 模态叠加法计算位移的误差

在运用模态叠加法时,有一个假设是立管的位移应当是小位移,这样才能保证这种线性叠加的误差控制在较小的范围内,位移值越大,运用模态叠加法导致的误差也就越大。而本文所研究的是低频的SCR横向大位移,所以模态叠加法本身的适用范围问题就导致了在计算大位移时使用模态叠加法可能会产生较大的误差。因此,为了提高位移计算的精度,模态叠加法具体的适用范围以及误差分析应该有更为深入的讨论,以及应该探索更为精确的计算方法来代替模态叠加法完成从应变计算位移这一步骤。

另外,除了模态叠加法这一方法本身带来的误差以外,在运用这一方法的过程中也会产生误差。在模态叠加法中,选取的叠加模态也会影响位移计算的结果。本文的计算发现,若不去掉应变的一阶模态则叠加得到的位移数据最大值达到了3m,明显不符合实际试验所观察到的结果,因此选择滤掉了一阶模态,选取了第2阶到第25阶模态来叠加。但是,一阶模态所造成这么大的误差的原因尚不清楚,去掉一阶模态所带来的影响也不清楚,这些均是可能在数值重构过程中带来误差的原因,在后期进行更高精度的数值重构时应该努力解决这

些问题。

#### (2) 逆有限元法计算涡激力的误差

在运用逆有限元方法通过位移数据计算涡激力数据的时候,很多参数的取值问题也可能在涡激力的计算中引入误差。

首先, 涡激力的计算中用到了位移对节点位置的二次导数以及位移对时间的二次导数。由于实际计算中发现, 采用模态叠加法计算出的原始位移数据来计算涡激力时, 位移对时间的二次导数计算出的结果数量级很大, 明显与实际情况不符, 因此对于位移数据进行了滤波, 提取了本文所关心的低频大位移分量。但是, 滤波之后的位移数据就会比原本的位移数据要小, 可能会导致涡激力的计算产生误差。

其次, 涡激力的计算中还有一个重要参数就是轴向张力。本文进行涡激力计算的时候, 轴向张力是取的试验中测量得到的顶部轴向张力, 即忽略了轴向张力沿管长方向的变化。这里忽略轴向张力沿管长方向变化的原因是, 数值计算结果显示各个工况下轴向张力沿管长方向变化均较为规律, 均是从 SCR 顶端到底端平缓减小, 而且顶端轴向张力与底端轴向张力之间差距不大。但是, 尽管轴向张力沿管长方向变化不大, 忽略这一变化却依旧可能给涡激力的计算带来误差。

另外, 本文的计算中把每一阶的阻尼系数视作相等, 而实际上阶数不同阻尼系数的取值也不同。此外, 本文根据经验选取无因次阻尼系数为 0.3%, 而实际试验中的无因次阻尼系数尚为未知。尽管阻尼系数对于涡激力计算结果的影响没有位移和轴向张力那么大, 但也是误差产生的原因之一。

除了上述几个因素之外, 本文计算中所采用的数值微分方法也可能引入误差。在对位移数据求导时, 本文采用的是比较简便的中点公式法, 该方法的精度也比较低。如要提高微分计算的精度, 可以换用精度较高的样条插值或辛普森插值等其他数值微分方法。

#### (3) 涡激力施加方式造成的误差

在计算出涡激力数据之后, 本文对数值计算模型施加涡激力的方式是仅在试验中贴应变片的节点处, 即有涡激力数据的位置处, 施加集中力, 用这样的集中力来代替实际的分布涡激力, 这可能会导致 SCR 受力不均匀, 从而影响数值重构出的 SCR 横向响应结果。另外, 在时间上, 由于试验测量的时间较短, 在数值计算时是通过选取几个周期的涡激力数据并循环来得到所需的计算之间的涡激力数据的, 而实际中如果延长试验采样时间所得到的涡激力数据可能与循环前几个周期所得到的涡激力数据有差异。因此, 本文对数值模型施加涡激力的方式无论在时间上还是在空间上均与实际试验情况有差异, 这些都是造成数值计算误差的原因。

#### (4) 没有考虑面内水动力作用造成的误差

本文在施加涡激力的时候仅仅考虑了横向涡激力, 而没有计算面内涡激力。忽略面内的水动力对 SCR 的影响也可能对数值重构的结果造成影响。

#### (5) 立管与海床接触造成的误差

在本文的数值模型中, 立管与海床之间均视作刚性接触, 而实际中海床可能发生形变, 故本文的数值模型这种处理方法可能加剧触底点附近的加速度骤增以及增大轴向负张力的幅值, 使 SCR 触底点附近发生的横向运动更为显著。不过, 针对这一问题, 笔者尝试过将海床与立管的接触调整为线性模型以及指数模型, 发现接触对 SCR 横向运动影响的范围比较小, 仅在触底点附近的一小段内会有明显的影响, 而对触底点以上的大部分立管没有明显影响。

#### (6) 计算精度问题造成的误差

除了在数据处理中可能出现的各种误差之外, 数值计算模型本身的计算精度也可能导致

误差，比如选取单元类型、划分单元个数等各种因素均可能在数值计算中引入误差。

(7) 没有考虑其他可能影响横向运动的因素造成的误差

除了平台垂荡运动使 SCR 在触底点附近发生屈曲现象，以及平台垂荡形成的振荡流对 SCR 作用的涡激力之外，可能还存在其他因素对平台面内垂荡诱导 SCR 横向运动这一现象有贡献。由于本文的分析仅涉及屈曲和涡激振动两个因素，而没有考虑到其他可能的因素，因此数值重构的结果与实际试验的结果之间可能存在一定误差。在今后对本文的数值重构模型进行修正时可以继续探索其他可能造成 SCR 横向运动的因素。

### 6.3 改进立管设计方案设想

本文分析的结果显示，当顶部平台受到风浪流作用而产生剧烈的垂荡运动时，SCR 可能在触底点附近发生明显的屈曲现象，并在平台垂荡运动产生的振荡流作用下 SCR 可能出现涡激振动，二者的耦合作用导致 SCR 在触底点附近会发生大幅度的周期性横向振动。这一现象对于海洋油气开采作业来说是一个严重的安全隐患，因为这种大幅度的横向运动会在 SCR 内产生较大的弯曲应力，长期周期性的横向运动可能会缩短 SCR 的疲劳寿命。因此，在设计 SCR 时应考虑减轻这种横向运动，改善立管的设计，从而提高海洋石油开采作业的安全性。

关于改善立管设计，可以从缓解 SCR 触底点附近的加速度骤增现象进而缓解屈曲这一角度开始考虑。通过本文前面的分析可以得知，当平台垂荡剧烈时，平台运动到最高点附近时，即向下的加速度达到最大时，轴向负张力会达到峰值，说明这时触底点附近的向下的加速度达到很大，导致 SCR 触底点附近受到挤压从而产生负的轴向张力，进而导致了触底点附近的屈曲现象。因此，如果能够在平台垂荡的时候减轻 SCR 触底点附近的加速度剧烈变化，便可以减轻 SCR 发生的屈曲，进而减小 SCR 触底点附近的横向运动。针对这一问题，使用缓坡钢悬链立管（Lazy-Wave SCR）可能会有很好的效果。Kim<sup>[42]</sup>在 2015 年的研究显示，使用缓坡钢悬链立管可以显著减弱触底点附近加速度骤增的程度，进而减轻局部屈曲现象，并且缓坡钢悬链立管不会出现触底点附近弯曲应力骤增的现象，立管的横向位移也会整体减小，对于提高立管的疲劳寿命有很大的好处。因此，通过改进立管的安装方式来减弱触底点附近发生屈曲的程度是改善立管设计的一种思路。

另外，除了屈曲之外，减轻立管的涡激振动也是改善立管设计的一种角度。本文的分析结果显示，当没有涡激力的作用而仅仅是立管在触底点附近发生屈曲的时候，SCR 的横向运动幅值很小，弯曲应力也较小，对立管的损害整体都比较轻，但当屈曲与涡激振动耦合作用时，立管在触底点附近的横向振幅和弯曲应力数量级都迅速增大，也就是说，涡激振动对于平台垂荡诱导立管横向振动这一现象的作用十分显著。因此，如果能够减轻 SCR 在水动力的作用下发生涡激振动，便可以减轻这一横向振动现象，进而减轻 SCR 收到的损伤。减轻立管涡激振动的措施有很多，常用的被动控制方法有安装螺旋列板<sup>[52]</sup>、导流板<sup>[53]</sup>、整流罩<sup>[54]</sup>，也有学者提出可以通过调整立管表面粗糙度来进行被动湍流控制（Passive Turbulence Control, PTC）<sup>[55]</sup>，以及使用非线性能阱<sup>[56]</sup>等新型方法。另外，一些主动控制方法，如合成射流（Synthetic Jets, SJs）<sup>[57]</sup>，甚至还有学者尝试用电磁场来控制流体进而抑制涡激振动<sup>[58]</sup>的方法，这些主动控制的方法虽然目前应用较少，成本较高，但也是值得探究的方向。

总之，通过本文研究的结果可以看出，在立管设计时考虑减小触底点附近的加速度骤增和减轻立管涡激振动有利于减轻顶部平台垂荡时 SCR 的横向大幅振动现象，进而减少立管的疲劳损伤，提高海洋油气开采作业的安全性。

## 6.4 本章小结

本章主要是深入剖析了在顶部平台垂荡时 SCR 产生横向振动这一现象的机理并分析了影响这一现象的因素，以及提出了在 SCR 设计阶段可以做的改进，体现了本文在提高深海采油作业安全性中的意义。

本章首先基于全文分析的结果阐释了在顶部平台垂荡运动时 SCR 发生横向振动这一现象的产生机理，说明了平台垂荡运动导致 SCR 在触底点附近发生的屈曲以及平台垂荡运动导致的振荡流施加在 SCR 上的涡激力是造成平台垂荡运动时 SCR 产生了垂直平面的横向振动的主要原因。之后，本章还分析了屈曲以及涡激振动各自在平台垂荡诱导 SCR 横向响应中的贡献，以及在这一过程中平台垂荡频率、平台垂荡振幅以及涡激力幅值等各种因素产生的影响。接下来，本章对本文所建立的数值重构模型进行了评估，分析了在该模型中可能引入误差的因素以及改进数值重构模型的思路。之后，本章基于这一机理提出了未来 SCR 设计中可以解决 SCR 横向振动这一问题的思路，为未来 SCR 设计提供了参考。

## 第七章 总结与展望

### 7.1 全文总结

本文运用 ABAQUS 和 Orcaflex 两种软件进行数值建模，将两种软件的计算结果相互对比并与实际试验数据作比较，揭示了涡激振动以及触底点附近的动力屈曲是平台垂荡运动诱导钢悬链立管（SCR）在触底点附近发生大幅横向运动的原因，并提出了在立管设计过程中减轻这一横向运动的设计思路。

本文的分析结果显示，当顶部平台的垂荡较为平缓，即垂荡幅值较小、垂荡周期较长时，钢悬链立管不会在触底点附近出现屈曲现象，可能是因为此时触底点上方的局部加速度没有出现骤增，轴向负张力没有达到临界值，故没有出现显著屈曲现象，因此立管没有出现大幅的横向振动。而当顶部平台垂荡振幅较大、垂荡周期较小时，屈曲现象就开始在触底点附近出现。数值计算的结果显示，剧烈垂荡工况下触底点附近的轴向张力会出现负值，垂向加速度也会有一个明显的峰值，且轴向张力与垂向加速度的变化周期均接近于顶部平台垂荡运动的周期，另外，立管在触底点附近会出现周期性横向位移，这一横向振动的周期也与平台垂荡周期相近。种种迹象均表明，当顶部平台剧烈垂荡时，SCR 会在触底点附近发生屈曲进而导致横向运动。但是，将同一工况下的数值计算结果与试验数据对比可以发现，此时的数值计算结果得到的横向运动明显比试验观测得到的横向运动要微弱，说明屈曲不是这一横向运动发生的唯一原因。

因此，本文后半部分中选择了试验中观测到 SCR 出现明显横向运动的一个工况，根据试验测量得到的应变数据运用模态叠加法和逆有限元法计算出了施加在立管上的涡激力数据，并将这一数据加到该工况下的数值计算模型中，分析涡激力与屈曲耦合作用下 SCR 的动力响应，并与试验观测到的横向振动进行对比，发现此时数值计算结果与试验数据十分接近，说明涡激振动和屈曲均是平台运动诱导立管发生横向振动的原因。此后，本文将该数值重构模型应用于其他计算工况，探究了涡激振动和动力屈曲各自在平台垂荡诱导立管横向响应中的贡献，并分析了平台垂荡频率以及涡激力主导频率和振幅在 SCR 横向响应中的影响。

文章的最后，笔者分析了平台运动诱导立管横向振动的机理，以及本次数值计算模型中可能出现的误差，并探索了将来 SCR 设计中可以改进的思路，揭示了本文在增强深海油气开采作业安全性方面的意义。

### 7.2 研究展望

由于本文尚未考虑 SCR 平面内的水动力作用以及 SCR 与海床之间的弹性接触等其他可能影响到立管在平台垂荡时发生横向运动的因素，故本文的数值模型仍待完善。

未来关于平台运动诱导立管涡激振荡的研究可以从以下几个方面改进：

（1）提高数值计算模型的精度

本文第六章中的误差分析提到，本文的数值计算在模态叠加法计算试验工况位移数据、逆有限元法计算试验工况涡激力数据、以节点为单位将涡激力数据施加到数值计算模型等

诸多步骤中可能会存在计算误差，因此提高模型的计算精度是更为准确地分析立管横向运动产生机理的前提。

（2）探究其他对平台运动诱导立管横向振动这一现象有贡献的因素

由于本文数值计算的结果与试验实际观测的数据之间尚有一定差距，可以推測除了数值计算中的误差之外，可能还存在其他会影响这一横向运动现象的因素，故今后关于平台运动诱导立管横向振动这一问题的研究还可以探索除了涡激振动和屈曲之外还有哪些因素对这个现象有影响。

（3）探究平台在其他方向上的运动对立管横向振动的影响

在剧烈的风浪流作用下的实际海况中，顶部平台可能出现的运动形式远不止垂荡这一种，纵荡等其他五个自由度的运动均有可能影响 SCR 在触底点附近的运动。因此，在今后的研究中，可以将其他自由度的运动引入数值计算模型，探究在实际海况下 SCR 触底点附近的动力相应形式。

综上所述，尽管本文揭示了涡激振动与屈曲两种因素在平台运动诱导立管横向振荡这一现象中起到的重要作用，但本文的数值模型在精度方面以及所考虑的影响因素方面均尚有局限性，因此关于实际风浪流的作用下平台所产生的运动对于 SCR 动力响应的影响仍值得后续学者来进一步探究。

## 参考文献

- [1] J. Wang, M. Duan, J. Luo. Mathematical model of steel lazy-wave riser abandonment and recovery in deepwater[J]. *Marine Structures*, 2015, 41, 127-153.
- [2] J. Wang, M. Duan. A nonlinear model for deepwater steel lazy-wave riser configuration with ocean current and internal flow[J]. *Ocean Engineering*, 2015, 94, 155-162.
- [3] K. Wang, H. Xue, W. Tang, J. Guo. Fatigue analysis of steel catenary riser at the touch-down point based on linear hysteretic riser-soil interaction model[J]. *Ocean Engineering*, 2013, 68, 102-111.
- [4] L. Wang, J. Zhang, F. Yuan, K. Li. Interaction between catenary riser and soft seabed: Large-scale indoor tests[J]. *Applied Ocean Research*, 2014, 45, 10-21.
- [5] 王俊高. 平台垂荡运动诱发钢悬链立管涡激振动响应研究[D]. 上海交通大学, 船舶与海洋工程, 2015.
- [6] I.K. Chatjigeorgiou. A finite differences formulation for the linear and nonlinear dynamics of 2D catenary risers[J]. *Ocean Engineering*, 2008, 35 (7), 616-636.
- [7] I.K. Chatjigeorgiou. Second-order nonlinear dynamics of catenary pipelines: A frequency domain approach[J]. *Computers & Structures*, 2013, 123, 1-14.
- [8] I.K. Chatjigeorgiou. Three dimensional nonlinear dynamics of submerged, extensible catenary pipes conveying fluid and subjected to end-imposed excitations[J]. *International Journal of Non-Linear Mechanics*, 2010, 45 (7), 667-680.
- [9] I.K. Chatjigeorgiou. On the effect of internal flow on vibrating catenary risers in three dimensions[J]. *Engineering Structures*, 2010, 32 (10), 3313-3329.
- [10] L.L. Aguiar, C.A. Almeida, G.H. Paulino. Dynamic analysis of risers using a novel multilayered pipe beam element model[J]. *Marine Structures*, 2015, 44, 211-231.
- [11] F.J. Rivero-Angeles, A.O. Vázquez-Hernández, U. Martínez. Vibration analysis for the determination of modal parameters of steel catenary risers based on response-only data[J]. *Engineering Structures*, 2014, 59, 68-79.
- [12] R.A. Khan, A. Kaur, S.P. Singh, S. Ahmad. Nonlinear Dynamic Analysis of Marine Risers under Random Loads for Deepwater Fields in Indian Offshore[J]. *Procedia Engineering*, 2011, 14, 1334-1342.
- [13] L. Lee. The effect of structural stiffness variations on the onset of cross-flow VIV[J]. *Journal of Fluids and Structures*, 2013, 37, 232-237.
- [14] L. Lee, D. Allen, J.P. Pontaza. In-line motion of subsea pipeline span models experiencing vortex-shedding, 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE2009, Honolulu, Hawaii, 2009.
- [15] J.-n. Song, L. Lu, B. Teng, H.-i. Park, G.-q. Tang, H. Wu. Laboratory tests of vortex-induced vibrations of a long flexible riser pipe subjected to uniform flow[J]. *Ocean Engineering*, 2011, 38 (11-12), 1308-1322.
- [16] Y. Gao, Z. Zong, L. Sun. Numerical prediction of fatigue damage in steel catenary riser due to vortex-induced vibration[J]. *Journal of Hydrodynamics, Ser. B*, 2011, 23 (2), 154-163.
- [17] J.-j. Gu, C. An, C. Levi, J. Su. Prediction of vortex-induced vibration of long flexible

- cylinders modeled by a coupled nonlinear oscillator: Integral transform solution[J]. Journal of Hydrodynamics, Ser. B, 2012, 24 (6), 888-898.
- [18] J. Gu, Y. Wang, Y. Zhang, M. Duan, C. Levi. Analytical solution of mean top tension of long flexible riser in modeling vortex-induced vibrations[J]. Applied Ocean Research, 2013, 41, 1-8.
- [19] D. Meng, L. Chen. Nonlinear free vibrations and vortex-induced vibrations of fluid-conveying steel catenary riser[J]. Applied Ocean Research, 2012, 34, 52-67.
- [20] S. Bourdier, J.R. Chaplin. Vortex-induced vibrations of a rigid cylinder on elastic supports with end-stops, Part 1: Experimental results[J]. Journal of Fluids and Structures, 2012, 29, 62-78.
- [21] C.K. Morooka, R.I. Tsukada. Experiments with a steel catenary riser model in a towing tank[J]. Applied Ocean Research, 2013, 43, 244-255.
- [22] H. Xue, W. Tang, X. Qu. Prediction and analysis of fatigue damage due to cross-flow and in-line VIV for marine risers in non-uniform current[J]. Ocean Engineering, 2014, 83, 52-62.
- [23] H. Xue, K. Wang, W. Tang. A practical approach to predicting cross-flow and in-line VIV response for deepwater risers[J]. Applied Ocean Research, 2015, 52, 92-101.
- [24] F.C.L. Borges, N. Roitman, C. Magluta, D.A. Castello, R. Franciss. A concept to reduce vibrations in steel catenary risers by the use of viscoelastic materials[J]. Ocean Engineering, 2014, 77, 1-11.
- [25] L. Sun, C.F. Liu, Z. Zong, X.L. Dong. Fatigue damage analysis of the deepwater riser from VIV using pseudo-excitation method[J]. Marine Structures, 2014, 37, 86-110.
- [26] K. Wang, H. Xue, W. Tang. Time domain prediction approach for cross-flow VIV induced fatigue damage of steel catenary riser near touchdown point[J]. Applied Ocean Research, 2013, 43, 166-174.
- [27] J. Fu, H. Yang. Fatigue Characteristic Analysis of Deepwater Steel Catenary Risers at the Touchdown Point[J]. China Ocean Engineering, 2010, 24 (2), 291-304.
- [28] 张举. 深海钢悬链线立管触底区管土相互作用试验研究[D]. 浙江大学, 2014.
- [29] L.M. Quéau, M. Kimiae, M.F. Randolph. Sensitivity studies of SCR fatigue damage in the touchdown zone using an efficient simplified framework for stress range evaluation[J]. Ocean Engineering, 2015, 96, 295-311.
- [30] L.M. Quéau, M. Kimiae, M.F. Randolph. Artificial neural network development for stress analysis of steel catenary risers: Sensitivity study and approximation of static stress range[J]. Applied Ocean Research, 2014, 48, 148-161.
- [31] L.M. Quéau, M. Kimiae, M.F. Randolph. Analytical estimation of static stress range in oscillating steel catenary risers at touchdown areas and its application with dynamic amplification factors[J]. Ocean Engineering, 2014, 88, 63-80.
- [32] B.J. Elliott, A. Zakeri, A. Macneill, R. Phillips, E.C. Clukey, G. Li. Centrifuge modeling of steel catenary risers at touchdown zone part I: Development of novel centrifuge experimental apparatus[J]. Ocean Engineering, 2013, 60, 200-207.
- [33] C.L. Cunff, F. Biolley, G. Damy. Experimental and Numerical Study of Heave-Induced Lateral Motion (HILM), 24th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE 2005), Halkidiki, Greece, 2005.
- [34] S.-H.M. Chang, M. Isherwood. Vortex-Induced Vibrations of Steel Catenary Risers and Steel Offloading Lines due to Platform Heave Motions, 2003 Offshore Technology Conference, Houston, Texas, USA, 2003.

- [35] J. Wang, S. Fu, R. Baarholm, J. Wu, C.M. Larsen. Out-of-plane vortex-induced vibration of a steel catenary riser caused by vessel motions[J]. Ocean Engineering, 2015, 109, 389-400.
- [36] J. Wang, S. Fu, R. Baarholm, J. Wu, C.M. Larsen. Fatigue damage of a steel catenary riser from vortex-induced vibration caused by vessel motions[J]. Marine Structures, 2014, 39, 131-156.
- [37] J. Wang, S. Fu, R. Baarholm, J. Wu, C.M. Larsen. Fatigue damage induced by vortex-induced vibrations in oscillatory flow[J]. Marine Structures, 2015, 40, 73-91.
- [38] J. Wang, R. Baarholm, S. Fu. Vortex-induced vibration of steel catenary riser under vessel motion, 33rd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE 2014. American Society of Mechanical Engineers(ASME), San Francisco, 2014.
- [39] H. Yang, H. Li. Instability Assessment of Deep-Sea Risers Under Parametric Excitation[J]. China Ocean Engineering, 2009, 23 (4), 603-612.
- [40] 吴学敏. 考虑大变形的深水立管涡激振动非线性方法研究[D]. 中国海洋大学, 2013.
- [41] 王丽元. 平台随机垂荡及涡激引起的深海立管动力响应分析[D]. 天津大学, 2012.
- [42] S. Kim, M.-H. Kim. Dynamic behaviors of conventional SCR and lazy-wave SCR for FPSOs in deepwater[J]. Ocean Engineering, 2015, 106, 396-414.
- [43] O.M. Faltinsen. 船舶与海洋工程环境载荷[M]. 上海交通大学出版社, 上海, 2013.
- [44] 潘志远. 海洋立管涡激振动机理与预报方法研究[D]. 上海交通大学, 船舶海洋与建筑工程学院, 2005.
- [45] J.H. Lienhard. Synopsis of Lift, Drag, and Vortex Frequency Data for Rigid Circular Cylinders[J]. College of Engineering Research Division Bulletin 300, Washington State University, 1966.
- [46] R.D. Belvins. Flow-Induced Vibration[M]. Van Nostrand Reinhold Co., Inc, New York (USA), 1990.
- [47] 李琳. 带浮力块的柔性立管涡激振动特性研究[D]. 上海交通大学, 船舶海洋与建筑工程学院, 2012.
- [48] 金忠谋. 材料力学 (1) [M]. 机械工业出版社, 北京, 2008.
- [49] 陈铁云, 陈伯真. 船舶结构力学[M]. 上海交通大学出版社, 上海, 1991.
- [50] 王艳妮. 海洋工程锚泊系统的分析研究[D]. 哈尔滨工程大学, 2006.
- [51] E.C. Gonzalez. High Frequency Dynamic Response of Marine Risers with Application to Flow-Induced Vibration[D]. Massachusetts Institute of Technology, Ocean Engineering, 2001.
- [52] J. Sui, J. Wang, S. Liang, Q. Tian. VIV suppression for a large mass-damping cylinder attached with helical strakes[J]. Journal of Fluids and Structures, 2016, 62 (April), 125-146.
- [53] F.J. Huera-Huarte. On splitter plate coverage for suppression of vortex-induced vibrations of flexible cylinders[J]. Applied Ocean Research, 2014, 48, 244-249.
- [54] G.R.S. Assi, P.W. Bearman, M.A. Tognarelli. On the stability of a free-to-rotate short-tail fairing and a splitter plate as suppressors of vortex-induced vibration[J]. Ocean Engineering, 2014, 92, 234-244.
- [55] H. Parka, R.A. Kumar, M.M. Bernitsas. Suppression of vortex-induced vibrations of rigid circular cylinder on springs by localized surface roughness at  $3 \times 10^4 \leq Re \leq 1.2 \times 10^5$ [J]. Ocean Engineering, 2016, 111 (January), 218-233.
- [56] A.A. H.L. Dai , L. Wang. Vortex-induced vibrations mitigation through a nonlinear energy sink[J]. Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 2016, accepted manuscript.

- [57] C. Wang, H. Tang, F. Duan, S.C.M. Yu. Control of wakes and vortex-induced vibrations of a single circular cylinder using synthetic jets[J]. Journal of Fluids and Structures, 2016, 60, 160-179.
- [58] H. Zhang, B.-c. Fan, Z.-h. Chen, H.-z. Li. Numerical study of the suppression mechanism of vortex-induced vibration by symmetric Lorentz forces[J]. Journal of Fluids and Structures, 2014, 48, 62-80.

## 致辞

从大一时候怀揣着对大学生活的美好憧憬踏入交大校园，到如今即将满载着收获与喜悦离开这陪伴我四年的母校，四年时光转瞬即逝，而留在心中不变的是美好的回忆以及成长的印记。在本科四年期间，我能够有这么多的收获，主要要感谢家人的支持、老师的教导以及同学的陪伴。

首先，在完成本次毕业设计的过程中，指导老师付世晓老师以及张萌萌师姐、蔡曦师兄、王俊高师兄、宋磊建师兄给予了我很大的帮助。从一开始选择题目时候，宋磊建师兄、张萌萌师姐就给了我很多的建议，之后我带着跟师兄师姐讨论出的想法去跟付老师交流，在付老师的帮助之下最终敲定了毕业设计题目。在完成毕业论文的过程中，付老师时刻关心着我的进度，每周为我的报告提出建议；师兄师姐也总是能在我遇到困难时跟我讨论，帮我解决问题，帮我提供实验数据以及重要的参考资料，这半年的时间里我从师兄师姐那里学习到了很多模型建立的技巧、数值计算的方法以及数据处理的注意事项等等。可以说如果没有老师的指导和师兄师姐的帮助，我不可能在半年时间里完成这样一份毕业设计。

此外，我还要感谢本科期间在科研方面给予我指导的徐雪松老师、田新亮老师、陈飞儿老师，以及在科研项目中合作的同学。大二时候的我第一次参加 PRP 项目，可以说是徐雪松老师带领我走上了科研的道路，从徐老师那里我学习到了进行科研项目整体思路以及学术论文撰写的基本方法，在徐老师的指导下我跟陈威同学合作完成了两篇论文的撰写任务。之后，我又主动参加了实验室的波浪爬升实验项目，在田新亮老师的指导下我学习了许多实验仪器的使用方法以及实验数据处理的基本方法，此外熊宏师兄在实验进行过程中也给了我很多帮助，以及我与徐彬、陈熠画同学的默契合作也促进了我们实验项目的顺利进行。另外，出于个人兴趣，我又参加了国际航运系陈飞儿老师的科研项目，在陈老师的引导下，我了解到了许多船舶运费率的基础知识，以及时序的一些计算方法，并在于曾亚东同学的合作中完成了若干篇论文的撰写与投稿工作。

另外，我还要感谢的是在我申请中给予我帮助的付世晓老师、肖龙飞老师、田新亮老师、陈飞儿老师、夏丽娟老师以及曾赛星老师。这些老师不仅指引了我的申请方向，为我未来的发展提出宝贵意见，还耐心为我撰写推荐信。尤其是付世晓老师以极其严谨认真的态度对待我的推荐信，修改了很多稿，还特意针对不同学校的特殊要求撰写了不同的版本，很感谢付老师能够如此重视我的申请。付老师不仅是我的学术上的导师，更是我的人生导师，他不仅帮助我提升科研水平，更对我在做学术、做人的基本道理上提出了宝贵的指导意见。没有老师的指导与帮助，就没有本科四年间收获的成长，更没有我申请季结束斩获无数名校录取的这份欣喜。

除此之外，我还要感谢四年间家人对我的关怀与支持。上大学以来，虽然我离家的距离远了，但是随着我的成熟，我变得更懂得与父母沟通与理解，感觉到我与父母之间心的距离其实更近了。无论是学业的压力还是感情的变故，父母都会帮我排解、给我支持，无论遇到什么困难只要想到还有父母的支持，我就能重新鼓起勇气勇敢面对。父母为我付出的一切我无以回报，我会尽我所能去实现你们对我的期望。

最后，我还要感谢在每一堂课上教导我的老师们和四年来自身边的朋友。正是课堂上老师的耐心讲解让我能在大学期间收获这么多知识，让我在即将走出大学校园

的这一刻感到自己满载着收获。另外，我还要感谢我的室友林易、陈熠画、杨奔帆同学，无论在学术上还是生活上，每当我需要帮助的时候总是最先想起你们，是你们给我的帮助让我顺利走过这么多坎坷。我还要感谢我的班主任熊凌志学长，感谢熊学长总是对我寄予厚望，先后让我担任团支书、班长的职务，让我从学生工作中收获颇丰；另外，学长还总是在科研方面给我帮助，当我有投身科研的热情时学长带领我参与到水池的科研项目中，当我在论文撰写方面需要指导的时候学长愿意抽出自己的宝贵时间为我耐心修改论文。此外，我还要感谢班级里的每一个同学在学业上、生活上对我的帮助，以及社团里的伙伴们陪我度过美好的课余时光，还有 GAU 的同学们在申请上给予我的支持与帮助。

四年的时光一晃而过，可以说这四年我走过的每一步都有周围人的支持与陪伴，短短的谢辞远不够表达对你们的感激之情，千言万语汇成一句，感谢一路走来有你们相伴！

## 攻读学士学位期间撰写的学术论文

### SCI/SSCI 源论文：

- [1] **Siyu Dai**, Yadong Zeng, Feier Chen, 2016. "The Scaling Behavior of Bulk Freight Rate Volatility," International Journal of Transport Economics. XLIII(1-2): 85-104
- [2] **Siyu Dai**, Xiaoxu Ding, Feier Chen, Yuqi Miao, Kang Tian, Yadong Zeng. "Long Memory and Scaling Behavior Study of Bulk Freight Rate Volatility with Structural Breaks," Transportation Letters. (accepted)
- [3] **Siyu Dai**, Wei Chen, Xuesong Xu. "Response Analysis of Long Drilling Risers in Re-Entry to Horizontal Oscillation of Mother Vessels," China Ocean Engineering. (submitted)
- [4] **Siyu Dai**, Yadong Zeng, Feier Chen. "Noise Reduction Application in Analyzing the Influence of Ship Size on Bulk Freight Rate Volatility," Economics of Transportation. (submitted)
- [5] Leijian Song, Shixiao Fu, **Siyu Dai**, Mengmeng Zhang, Yifan Chen. "Drag Force Coeffcients Distribution along a Flexible Riser Undergoing Vortex-Induced Vibration in Sheared Flow," Ocean Engineering. (under third review)
- [6] Xuesong Xu, Wei Chen, **Siyu Dai**. "End-to-End Inline Response Analysis of Marine Vertical Flexible Slender Bodies," Marine Structures. (submitted)

### EI 源论文：

- [7] **Siyu Dai**, Yadong Zeng, Feier Chen. "Long Memory Analysis of Bulk Freight Rate under Structural Breaks," Proceedings of International Forum on Shipping, Ports and Airports, 2015.
- [8] **Siyu Dai**, Yadong Zeng, Feier Chen. "Scaling Behavior of Bulk Freight Rate Volatility before and after Noise Reduction," Journal of Shanghai Jiao Tong University (Science). (accepted)
- [9] Yadong Zeng, **Siyu Dai**, Feier Chen. "The Effect of Noise Reduction on Long Memory Test of Bulk Freight Rate Index," Proceedings of International Forum on Shipping, Ports and Airports, 2015.

## 攻读学士学位期间科研成果、获奖或专利情况

### 专利：

- [1] 付世晓, 代思宇, 吴天昊, 卢子琦, 吴剑桥, 亢思汗. 流速转向点可变的双向剪切流下张力腿涡激振动测试装置, 201510916930.6
- [2] 王磊, 代思宇, 蒋政, 卢杭凯, 程铖. 一种可调角的码头缓冲装置, 201610058226.6
- [3] 付世晓, 亢思汗, 刘畅, 代思宇, 卢子琦, 蔡曦. 双向剪切流下端部可运动的张力腿涡激振动测试装置, 201510920144.3
- [4] 付世晓, 吴剑桥, 欧绍武, 代思宇, 亢思汗, 卢子琦. 船模试验中模拟风流载荷的装置, 201510812078.8
- [5] 王磊, 蒋政, 程铖, 代思宇, 卢杭凯. 海洋平台靠泊多级缓冲装置, 201610057601.5

### 获奖情况：

- [1] 2016年5月, 上海市优秀毕业生
- [2] 2015年11月, 国家奖学金
- [3] 2014年11月, 常石奖学金
- [4] 2013年11月, 上海市奖学金

# NUMERICAL RECONSTRUCTION AND MECHANISM ANALYSIS ON VORTEX-INDUCED-VIBRATION OF STEEL CATENARY RISER CAUSED BY PLATFORM MOVEMENT

As offshore oil and gas development tasks gradually approach deep sea, the length of marine risers also keep increasing, which adds to the difficulty of riser movement control. Therefore, Steel Catenary Riser (SCR) starts to stand out in deep sea oil exploitation tasks due to its low cost, high-temperature resistance and compatibility with various platforms. However, during an experiment in the State Key Laboratory of Ocean Engineering in Shanghai Jiao Tong University, it is found that when the platform experience violent heave motion, notable out-of-plane lateral movement will happen to SCR, especially in the Touchdown Point (TDP) area. To the best knowledge of the author, there is still no exact explanation on the mechanism of this phenomenon up to now. Therefore, based on the phenomenon observed in the experiment, this paper established numerical model and reconstructed the experimental phenomenon so as to explore the reason for the out-of-plane lateral movement of the SCR under platform heave motion.

In this paper, two different finite element model softwares, ABAQUS and Orcaflex, are employed to reconstruct the lateral movement of SCR under the heave motion of platform. The comparison between these two softwares and with the experimental data validated the accuracy of the numerical model and the reliability of the results. The analysis of this paper proved that both vortex-induced-vibration (VIV) and dynamic buckling are the causes for the lateral oscillation near the TDP of SCR.

The analysis of this paper mainly contains the following seven sections:

In the first section of this paper, brief introduction of the lateral SCR response phenomenon during platform heave motion is described and the debate on the mechanism of this phenomenon is also illustrated. It is proved that SCR response to the movement of the platform is crucial to the evaluation of marine oil exploitation task safety, while still no agreement is currently reached on the cause of the out-of-plain lateral SCR response to heave motion of the platform. Consequently, research into this phenomenon is in desperate need and can contribute much to enhancing the safety of marine oil exploitation tasks.

The second section of this paper provides the theoretical foundation for the analysis on SCR lateral response. In this paper, it is supposed that the large-amplitude lateral oscillation of SCR is caused by the vortex induced forces resulted from the oscillatory flow field developed in platform heave conditions, as well as the dynamic buckling happened along with the heave movement of the platform. Therefore, basic theories of vortex-induced-vibration and dynamic buckling is explicated in this section. Apart from providing the definition of VIV, the fundamental parameters for flow

field description are also introduced, and the mechanism of boundary-layer separation is demonstrated. As for the theory of buckling, this section explained the mechanism of how buckling happens and the conditions under which buckling would occur. The expression of the critical force for a certain beam to experience buckling is also deducted in this section. The theoretical foundation provided in this section is a crucial basis for the analysis in the rest sections, which validated that VIV and buckling are two factors that contributed to the lateral response of SCR.

The establishment of the numerical models is conducted in the third section of this paper. In this chapter, the author elucidated the numerical calculation theory of the two finite element analysis softwares, ABAQUS and Orcaflex, and explained the differences and similarities between them. For the sake of better illustrating the calculation theory of these numerical calculation tools, the basic theories of finite element analysis and catenary theory are elaborated, and the contrast of the two static numerical models is conducted. The comparison between ABAQUS model and Orcaflex model proved the accuracy of the static numerical model, which forms the basic foundation for the dynamic calculation implemented in the following sections.

In the fourth section of the paper, the influence of platform movement on SCR dynamic response is analyzed, which didn't take into account the effect of VIV. This chapter is divided into two main parts. In the first part, the author calculated the dynamic response of SCR under several experimental conditions, and contrasted the normal velocity, axial stress, bending stress and bending strain under different heave amplitudes and periods. The results of part one show that under mild platform heave conditions, no considerable lateral oscillation will occur near SCR TDP area. As a result, the second part of this chapter is conducted. The case of H\_A370T435, in which researchers have observed notable lateral movement in the SCR TDP area, is reconstructed with the numerical models in the second part. In order to test the influence of heave amplitude and heave period on the lateral response of SCR, another eight conditions are derived from H\_A370T435 condition by varying the amplitude and period of platform heave motion. It is concluded in the second part that violent heave motion of the platform, i.e. heave motion with large amplitudes and small periods, can give rise to remarkable lateral dynamic response of SCR, especially near the TDP area. Since the peak of TDP lateral displacement coincides with the peaks of downwards vertical acceleration and the negative axial tension, while no influence of hydrodynamic loads is taken into consideration in this stage of calculation, it is deducted that dynamic buckling is the main cause of SCR lateral oscillation in the conditions calculated in this chapter. Nevertheless, comparison with the experimental phenomenon would reveal that simply the contribution of dynamic buckling is far from enough to result in the large-amplitude lateral movement observed in the experiment. Consequently, the influence of vortex induced loads is probed into so as to explore other possible factors which may contribute to the lateral response of SCR.

The fifth section introduced vortex-induced-vibration into the numerical reconstruction model. In the first part of this section, the calculation process of the vortex induced loads acted on the SCR in H\_A370T435 condition is demonstrated, which is devided into the following steps. First, the fundamental theory of modal superposition method and inverse finite element analysis method are explicated. Subsequently, the lateral displacement time series of each node on SCR is calculated from the experimental strain data through modal superposition method, and the lateral hydrodynamic forces data is obtained from the calculated displacement data through inverse finite element analysis method. Filtering is conducted on displacement data in order to eliminate the

influence of high frequency noises in the calculation process of hydrodynamic loads. In the second part of this section, the calculated vortex induced loads are added to the numerical calculation model for the case H\_A370T435. The experimental phenomenon is reconstructed under the coupled effect of VIV and bulking caused by platform heave motion, which indicated that the VIV caused by the oscillatory flow resulted from platform heave motion and the dynamic bulking brought about by the vertical displacement of the top end of SCR are two vital factors that contribute to the lateral SCR response under platform heave movement conditions. Comparisons between the numerical calculation results and the experimental phenomenon are conducted, which proved the accuracy of the numerical reconstruction model and the reliability of the analysis. Afterwards, in the third part of the fifth section, influencing factors of the lateral response of SCR caused by platform heave motion is analyzed. It is concluded that the frequency of platform heave movement and the dominant frequency of vortex induced loads mainly affect the buckling-related variables, such as the negative axial tension and the vertical acceleration of SCR TDP, while the amplitude of vortex induced force has remarkable influence on the vortex-induced-vibration of SCR, which consequently contribute most to the influence on the lateral vibration amplitude of SCR under platform heave motion.

The numerical reconstruction mode is evaluated and the engineering application of this paper is proposed in the sixth section of this paper. The possible sources of errors which can influence the accuracy of the numerical reconstruction model established in this paper are discussed in this section. Ultimately, the potential methods of improving SCR design and enhancing the safety of oil transportation are also proposed.

The seventh section of this paper contains the conclusion of the whole research work and the discussion of future research directions in this area. VIV and buckling are supposed to be the causes of the lateral response of SCR TDP area under platform heave movement, and the limitations of the research in this paper is stated in order to inspire future work on this phenomenon.

Since violent platform movement may be stimulated in fierce sea states, which can result in complicated large-amplitude dynamic response in SCR connected to the platform. Therefore, study of the dynamic response of SCR under violent platform movement is beneficial for improving the design of SCR and prolonging the fatigue life of SCR. To conclude, the research in this paper provides new insights into the dynamic response study of SCR and contributes to guaranteeing the safety of deep-sea oil and gas exploitation tasks.