

# 硕士学位论文

## 海岸破波带内悬移质时变扩散特征和推移质输 移规律研究

**Study on the time-varying vertical diffusion characteristics of  
suspended sand and the process of bedload transport in surf zone**

作者姓名: 焦一冰

学科、专业: 港口、海岸及近海工程

学号: 21906231

指导教师: 邹志利 教授

完成日期: 2022年6月1日

**大连理工大学**

Dalian University of Technology

---

## 大连理工大学学位论文独创性声明

作者郑重声明：所提交的学位论文，是本人在导师的指导下进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用内容和致谢的地方外，本论文不包含其他个人或集体已经发表的研究成果，也不包含其他已申请学位或其他用途使用过的成果。与我一同工作的同志对本研究所做的贡献均已在论文中做了明确的说明并表示了谢意。

若有不实之处，本人愿意承担相关法律责任。

学位论文题目：海岸破波带内悬移质时变扩散特征和推移质输移规律研究

作者签名：焦一冰 日期：2022年6月12日

## 摘 要

在近岸破波带内,破碎波浪会对泥沙运动产生很大的影响,造成水底处的泥沙向上悬移或跃移运动,从而造成海岸地貌的变化,因此研究破碎波浪下的泥沙运动规律具有十分重要的意义。通过分析大尺度水槽波浪引起泥沙悬移的动床实验数据并结合理论分析,实验得到了破波带内 13 个悬沙浓度和流速的沿水深测量断面的时间历程和时均值,分析了规则波和波群在爬坡区、内破波区、沙坝凹槽区和沙坝坝峰区的悬沙产生机理和垂向扩散时变特征,给出了悬沙垂向扩散时变特征的理论结果,得到了实验结果的验证,并提出了一个简单的时均悬沙浓度垂向分布公式。建立了一个考虑波浪加速度和推移质颗粒碰撞力影响的时变跃移质输沙率模型和考虑波浪加速度和滑移摩擦力影响的时变滑移质模型,分析了公式中各项力的影响因素和推移质运动速度与载沙量的时变特征,并用加权结果预报了破波带内的时变和时均的推移质输沙率。结果表明:

(1) 对于规则波情况,破波带内不同区域悬沙浓度产生机理和垂向扩散特征不同。在沙坝坝峰和爬坡区,水底悬沙波动主要受到破碎波波峰处的速度增大和湍动能增大的驱动,悬沙波动垂向分布可以由悬沙扩散理论进行分析;在内破波区和凹槽区,水底悬沙的波动主要受水底边界层湍流猝发运动所控制,时变特征为瞬变形态,不同水深层悬沙波动的依赖关系更为复杂,其规律现还无法进行理论描述。

(2) 对于波群情况,波浪破碎湍动能是水底悬沙峰值产生的占优驱动力。破波带内不同区域波浪发生集中破碎的原因不同:在沙坝坝峰和爬坡区,波浪集中破碎是低频长波波谷引起水深变浅、波高水深比增大所导致;在内破波区和凹槽区,波浪集中破碎是波群中大波高引起波高水深比增大所导致。采用悬沙扩散理论可以给出各水深层悬沙波动峰值出现的规律,理论预报的时间滞后与实验结果符合。理论分析给出的悬沙波动幅值垂向衰减可以应用于解释实验结果。

(3) 提出的时均悬沙浓度垂向分布公式简单有效,能够通过水底悬沙浓度预报不同波况下破波带内的时均悬沙浓度垂向扩散呈指数型分布,与实验结果相符。

(4) 跃移质载沙量的时变特征为一个周期内有一个主峰和较小的波动;滑移质载沙量的时变特征为一个周期出现两个幅值不同的峰值。跃移质运动速度波峰尖锐波谷平坦,滑移质运动速度增长较慢而减小较快,出现了短暂的停顿。跃移质输沙率和滑移质输沙率的时变特征是由载沙量的时变特征和速度的时变特征决定的,也呈现出不对称性。综合考虑了跃移质和滑移质的时变输沙模型预报破波带内不同位置处的时均推移质输沙率与实验结果较为符合,在破波带内推移质向岸输沙。

**关键词:** 破波带;垂向分布;扩散特征;输沙率

## Study on the time-varying vertical diffusion characteristics of suspended sand and the process of bedload transport in surf zone

### Abstract

In the nearshore surf zone, breaking waves will have a great influence on the sediment movement, causing the sediment at the bottom of the water to suspend or leap upward, thus causing changes in the coastal geomorphology, so it is very important to study the sediment movement law under breaking waves. By analyzing the dynamic bed experimental data of sediment suspension caused by large scale flume waves and combining with the theoretical analysis, the time course and time average values of 13 sediment concentration and flow velocity along the bathymetric section within the wave breaking zone are experimentally obtained. This paper analyzes the mechanism of suspended sand generation and the time-varying characteristics of vertical diffusion of regular waves and wave groups in the climbing zone, inner wave breaking zone, sand dam notch zone and sand dam crest zone, gives the theoretical results of the time-varying characteristics of suspended sand vertical diffusion, and is verified by the experimental results, and proposes a simple equation for the vertical distribution of time-averaged suspended sand concentration. A time-varying leap bedload transport rate model considering the effects of wave acceleration and bedload particle collision force and a time-varying slip bedload transport rate model considering the effects of wave acceleration and slip friction force are developed, and the influencing factors of the forces in the equation and the time-varying characteristics of the bedload motion velocity and sand load are analyzed, and the time-averaged and time-varying bedload sand transport rates in the surf zone are predicted by the weighted results. The results show that.

(1) For the case of regular waves, the mechanism and vertical diffusion characteristics of suspended sand concentration generation in different regions within the surf zone are different. In the crest and climbing area of the dam, the fluctuation of suspended sand under water is mainly driven by the increase of velocity and turbulent kinetic energy at the crest of the breaking wave, and the vertical distribution of suspended sand fluctuation can be analyzed by the suspended sand diffusion theory; in the inner surf zone and the notch area, the fluctuation of suspended sand under water is mainly controlled by the turbulent burst motion of the bottom boundary layer, and the time-varying characteristics are transient patterns. It is not possible to describe theoretically.

(2) For the wave group case, the wave breaking turbulent kinetic energy is the dominant

driving force for the peak generation of suspended sand under water. The reasons for concentrated wave breaking in different areas of the surf zone are different: in the crest and climbing area of the sand dam, concentrated wave breaking is caused by the shallowing of the water depth and the increase of the wave height to water depth ratio caused by the low frequency long wave trough; in the inner surf zone and the notch area, concentrated wave breaking is caused by the increase of the wave height to water depth ratio caused by the large wave height in the wave swarm. Using the theory of suspended sand diffusion can give the law of the peak appearance of suspended sand fluctuation in each water depth layer, and the time lag of the theoretical forecast is consistent with the experimental results. The vertical attenuation of the suspended sand fluctuation amplitude given by the theoretical analysis can be applied to explain the experimental results.

(3) The proposed equation for the vertical distribution of time-averaged suspended sand concentration is simple and effective, and can predict the exponential distribution of time-averaged suspended sand concentration in the surf zone under different wave conditions by the suspended sand concentration under water, which is consistent with the experimental results.

(4) The time-varying sand load of the leap bedload is characterized by a main peak and smaller fluctuations in one cycle; the time-varying sand load of the slip bedload is characterized by two peaks of different amplitudes in one cycle. The wave of leap bedload velocity has a sharp peak and a flat trough, while the slip bedload velocity increases more slowly and decreases more rapidly, with a short pause. The time-varying characteristics of sand transport rate of leap bedload and sand transport rate of slip bedload are determined by the time-varying characteristics of sand load and the time-varying characteristics of velocity, which also show asymmetry. The time-varying sand transport models of leap bedload and slip bedload are considered together to predict the time-averaged sand transport rate of bedload at different locations in the surf zone, which is more consistent with the experimental results, and the sand transport of bedload to the shore in the surf zone.

**Key Words:** Surf Zone; Vertical Distribution; Diffusion characteristics; Sediment Transport Rate

## 目 录

摘 要 .....	I
Abstract .....	II
目 录 .....	IV
1 绪论 .....	1
1.1 研究背景及意义 .....	1
1.2 国内外研究现状 .....	2
1.2.1 悬移质运动相关研究进展 .....	2
1.2.2 推移质运动相关研究进展 .....	4
1.3 主要研究内容 .....	5
2 悬沙实验介绍及数据处理 .....	7
2.1 实验模型 .....	7
2.2 实验波浪 .....	8
2.3 测量方法 .....	10
2.3.1 波面测量 .....	10
2.3.2 流速和悬沙浓度测量 .....	12
2.4 实验数据处理方法 .....	13
2.5 本章小结 .....	17
3 时均悬沙垂向扩散特征 .....	18
3.1 时均悬沙浓度垂向分布公式推导 .....	18
3.2 时均悬沙浓度垂向分布公式验证 .....	21
3.3 本章小结 .....	30
4 时变悬沙垂向扩散特征 .....	31
4.1 规则波情况时变悬沙浓度垂向分布 .....	31
4.1.1 悬沙形成机理分析 .....	31
4.1.2 悬沙垂向扩散特征 .....	35
4.2 波群情况时变悬沙浓度垂向分布 .....	39
4.2.1 悬沙形成机理分析 .....	40
4.2.2 悬沙垂向扩散特征 .....	45
4.2.3 波群参数的影响 .....	48

4.3 本章小结 .....	48
5 推移质输沙率时域计算模型 .....	50
5.1 新时变推移质输沙率模型的建立 .....	50
5.1.1 现有的推移质输沙率公式 .....	50
5.1.2 跃移质输沙率模型 .....	51
5.1.3 滑移质输沙率模型 .....	55
5.2 载沙量分析 .....	57
5.2.1 近底短波流速经验表达式 .....	57
5.2.2 不同波形对跃移质模型载沙量的影响 .....	59
5.2.3 不同波形对滑移质模型载沙量的影响 .....	61
5.3 推移质运动速度特征分析 .....	62
5.3.1 各种力引起的推移质运动速度特征 .....	62
5.3.2 跃移质运动速度特征分析 .....	66
5.3.3 滑移质运动速度特征分析 .....	68
5.4 推移质输沙率计算 .....	69
5.5 本章小结 .....	72
6 结论与展望 .....	73
6.1 结论 .....	73
6.2 展望 .....	74
参 考 文 献 .....	75
附录 参数推导 .....	79
攻读硕士学位期间发表学术论文情况 .....	80
致 谢 .....	81
大连理工大学学位论文版权使用授权书 .....	82

# 1 绪论

## 1.1 研究背景及意义

二十一世纪是一个属于海洋的世纪,随着全球人口的极速扩增和陆上资源的日渐枯竭,许多国家都将发展的目标从陆地转移到海洋,能够深入了解和认识海洋的国家就能在探索利用海洋资源的道路上抢占先机。作为一个海洋大国,我国拥有长达 18000km 的大陆海岸线和近三百万平方公里的海洋国土,其中蕴藏着丰富的自然资源。习总书记明确提出:“坚持陆海统筹,加快建设海洋强国”的战略目标。

海岸作为陆地与海洋的交界区域,是海洋中与人类关系最为密切的区域。海岸区域的物理作用过程比较复杂,总的来说是水流、波浪以及泥沙间的相互作用。水流,波浪等水动力作用于泥沙,使其产生输移从而进一步引起水底的地形演变;水底地形的变化也会反过来影响水流,波浪的形态。在风暴浪的情况下,泥沙会大量启动,产生泥沙输移,可能会在码头等建筑物附近造成淤积问题。岸线附近的泥沙输移也会对海岸地貌形态产生重要影响。波浪正向入射所产生的沙坝是一种常见的海岸地貌形态。风暴浪情况时,波浪增水较大,因此将会直接打击在滩面上,从而引起水底泥沙悬移并向着离岸方向输移,堆积形成沙坝。研究者已经认识到了破波带内的泥沙输移是形成沙坝的重要原因,但是破波带的泥沙输移是较为复杂的过程,对其认识还不够深入。因此研究破波带内的泥沙运动规律对于预报海岸地形演变和解决工程上的淤积问题具有重要意义。

除此之外,沙坝可以减小近岸区的海滩坡度,使得波浪可以在距离海岸较远的地方发生破碎,进而减弱了击打海岸的波浪力,削弱了对海岸的侵蚀,在一定程度上保护了海岸,被称为“软防护”<sup>[1]</sup>。这种海岸的自我保护机制对环境影响较小,且造价较低,越来越受到人们的关注。研究人员已经开始利用沙坝来保护岸线,在一些地势较低的地区已经引入了人造沙坝,并取得了较好的成果。所以研究破碎波浪影响下的泥沙运动输移规律,进而研究保护岸线的方法具有重要的工程实际价值。

现场观测,理论分析,物理模型试验和数值模拟是目前研究海岸泥沙运动的四种主要方法。现场观测是最符合实际情况,最直观的研究方法,避免了实验室的比尺效应,研究人员可以获得大量的一手数据。但是在观测统计数据的现场的气候条件较为复杂,要考虑柯氏力和风的影响,尤其是当大风大浪的情况下很难进行测量统计,难以分离不同因素的影响,并且其成本较为高昂,使得该方法不能得到广泛应用。理论分析是根据基本的力学原理,建立各因素之间的数学关系。但是由于自然条件往往比较复杂,要在理论上做近似简化的处理,因此理论分析往往用于处理较为简单的问题,很多复杂的问

题还需要进一步研究。物理模型实验是通过实验水槽、实验水池等利用缩尺模型来模拟实际情况。该方法相较现场观测克服了易受外部环境因素影响的缺点，并且便于改变试验的参数来进行对比试验。然而这一方法难以模拟复杂动力学的条件，为了消除比尺效应通常会构建大尺度的水池或水槽，也需要投入大量的人力物力财力，并且在测量过程中往往是接触测量，也会在一定程度上干扰流场，同时实验结果也会受到测量精度的制约。数值模拟是随着计算机的广泛应用而产生的研究方法，基于控制方程和数值计算理论，研究者可以通过编程来模拟解决实际问题。由于其拥有周期短，投资小，不存在比尺效应，可以综合考虑不同因素的影响等优点，成为当今主流的研究方法之一。

## 1.2 国内外研究现状

关于海岸处的泥沙运动和输移规律一直以来都受到国内外学者的广泛关注，但是在研究过程中依然面临两方面的困难：一方面是近岸水动力运动的规律较为复杂，涉及到波浪破碎和破碎后产生的湍流等强非线性流体运动；二是泥沙运动机理的情况也较为复杂，至今处于理论分析与经验公式相结合的阶段。

### 1.2.1 悬移质运动相关研究进展

对于粒径相对较小的泥沙颗粒，当水动力的作用较大时，泥沙颗粒将会长时间在水体中处于悬浮状态，这部分泥沙颗粒被称为悬移质<sup>[2]</sup>。悬移质输沙率主要有两种计算方式：一是通过能量原理计算，认为悬移质输沙率正比于水平流速的四次方<sup>[3]</sup>；二是利用水流或波浪的速度来计算水底处的悬沙浓度和扩散系数<sup>[4]</sup>，通过控制方程来预报悬沙浓度的垂向分布<sup>[5]</sup>，再把流速和悬沙浓度的乘积沿着水深积分从而得到悬移质输沙率<sup>[6]</sup>。但是以上两种方法都没有考虑波浪破碎带来的影响，当波浪破碎之后，产生的湍流沿水体向下输运<sup>[3]</sup>，进而作用于水底的泥沙造成泥沙运动。除此之外，波浪破碎也会通过影响流场来影响输沙率<sup>[7]</sup>。因此有的研究人员认为计算悬移质输沙率时应加入破碎波浪的影响<sup>[8]</sup>。

目前一部分研究者通过现场实地观测来研究破碎波浪对悬沙浓度的影响。**Smith** 和 **Mocke**<sup>[15]</sup>分析现场的实测数据发现长波波谷的破碎短波是造成外破波区和内破波区悬沙浓度峰值的原因之一。**Brinkkemper** 等<sup>[16]</sup>通过分析现场实测数据指出在破碎波的情况下，湍流是造成大部分悬沙浓度峰值出现的主要原因，并且当破碎波浪为卷破波时，这一情况更加明显。**Voulgaris** 和 **Collins**<sup>[17]</sup>在现场观测指出破碎波产生的旋涡影响悬沙浓度的大小。**Aagaard** 和 **Jensen**<sup>[18]</sup>研究了卷破波和崩破波两种破碎波产生的悬沙浓度沿水深的垂向分布特征。发现这两种破碎波的悬沙浓度的产生原因不一样：当破碎波为卷破

波时，悬沙浓度是由对流产生的；当破碎波为崩破波时，悬沙浓度是由扩散产生的。Antsyferov 等<sup>[19]</sup>通过现场观测积累了大量风暴浪期间的数据，发现在破碎线向海区域，固定水平的悬沙浓度变化直接跟随风暴变化，悬沙浓度在爬坡区较小。Russell 等<sup>[20]</sup>通过现场测量波浪，水流，悬沙浓度的同步时间序列数据发现悬沙浓度依赖于入射波的不对称流动。

研究者同时也通过物理模型实验来研究破碎波浪对悬沙浓度的影响。Ogston 和 Sternberg<sup>[21]</sup>利用模型实验分析了破碎波情况和非破碎波情况下悬沙浓度沿水深垂向分布的不同，在破碎波情况下的悬沙浓度垂向分布表现得更均匀。Otsuka 等<sup>[22]</sup>发现当波浪破碎后会生成有序结构的旋涡，该旋涡会产生向上的水流，使悬沙浓度沿水深的垂向分布更均匀。Alsina 和 Cáceres<sup>[23]</sup>发现悬沙浓度峰值的出现是短波破碎和长波波谷共同作用造成的，在内破波区表现得最为显著。Cáceres 和 Alsina<sup>[24]</sup>还指出在爬坡区，水流和波浪的相互作用是造成水底泥沙启动的主要原因；在外破波区和内破波区，破碎波浪是造成水底泥沙启动的主要原因。Nadaoka 等<sup>[25]</sup>发现破碎波浪会产生一个向斜下方传播的涡，涡会影响水底泥沙的悬移。van der Zanden 等<sup>[26]</sup>通过物理模型实验发现，相比于破波带外，破波带内的悬沙浓度更大，并且水底处的时均悬沙浓度与时均湍动能有较好的相关性。Oumeraci 等<sup>[27]</sup>通过大尺度水槽模型试验测量悬沙浓度，结果发现在不规则波情况下，沙坝区悬沙浓度数值大于内破波区，并且在沙坝区的悬沙浓度沿水深垂向分布更均匀。Yoon 和 Cox<sup>[12]</sup>分析常浪情况和风暴浪情况的试验数据发现超过一半的悬沙浓度峰值的出现和湍流有关，剩下的和低频波浪有关，即湍流和对流是悬沙浓度峰值出现的两个主要原因。

根据上述现场观测结果和模型试验结果，研究者们尝试在数值模型中加入破碎波相关的物理量来计算悬沙浓度。Yoon 等<sup>[28]</sup>提出应用时均湍动能来预报悬沙浓度垂向分布的方法，并且与实验结果较为吻合。Smith 和 Mocke<sup>[29]</sup>提出了包含水滚能力耗散的悬沙浓度计算公式。Yoon 等<sup>[30]</sup>利用神经网络来分析悬沙浓度的垂向分布，发现悬沙浓度峰值的出现与破碎波浪的湍流密切相关。Roelvink 和 Stive<sup>[31]</sup>利用能量原理计算输沙率时加入了破碎波湍流的作用，数值模拟结果与实验结果更加吻合。Kobayashi 等<sup>[32]</sup>提出了一个考虑波能耗散的时均悬沙输沙公式。Otsuka 等<sup>[33]</sup>在悬沙浓度的控制方程中加入了一个由波浪破碎产生的向上水流的贡献，使得预报的结果更准确。Butt 等<sup>[34]</sup>在能量输沙率公式中加入了湍动能的影响，大幅度提高了公式的预报能力。

### 1.2.2 推移质运动相关研究进展

对于粒径相对较大的泥沙颗粒,往往在海床底面运动,并且会与其他泥沙颗粒产生频繁的接触,这部分泥沙被称为推移质<sup>[2]</sup>。按照运动形式可以将推移质分为三类:(1)接触质。泥沙颗粒始终与海床底面接触,在床面上滚动或者滑动。(2)跃移质。顾名思义,泥沙颗粒会在水动力的作用下发生跃起离开海床底面,跟随流体运动一段时间又落回到了床面上。(3)层移质。当水流强度很大时,泥沙颗粒将会成层地滚动或移动。

推移质输沙率主要有两种计算方式:一是对泥沙颗粒进行受力分析,得到的推移质输沙率公式可用希尔兹数来表示;二是利用能量原理来计算推移质输沙率,得到的结果与水平流速的立方成正比。

在恒定均匀流的情况下, Meyer-Peter 和 Mueller<sup>[35]</sup>通过分析实验数据,提出一个输沙率经验公式并得到广泛应用。van Rijn<sup>[36]</sup>对通过分析泥沙颗粒受到的力,提出一个利用泥沙粒径和水平流速计算推移质颗粒速度的公式,并且描述了推移质颗粒的跳跃情况。Einstein<sup>[37]</sup>应用概率统计的思想,通过受力分析得到一个广泛应用的推移质输沙率公式。Bagnold<sup>[38]</sup>利用能量的思想,提出推移质的输沙率与水流的能量耗散成正比。

研究者提出准静态假设,即认为在某一时刻推移质的输沙率只受剪应力的影响,可以将上述适用于水流的输沙率应用在波浪或者波流共存情况。van Rijn<sup>[39]</sup>利用准静态假设把之前提出的推移质输沙率推广到波流共存的情况中。Bailard 和 Inman<sup>[40]</sup>通过准静态假设把 Bagnold 输沙公式推广到波浪情况。Ribberink<sup>[41]</sup>分析了实验数据得出当粒径大于 0.2mm 时,可以在波浪情况下利用准静态假设使用 Mueller 和 Meyer-Peter 的推移质输沙率公式。但是研究人员发现只有当泥沙颗粒的离开海床底面的时间相比于波浪周期为一个很小的值时,准静态假设才适用。Dohmen-Janssen<sup>[42]</sup>提出粒径小于 0.2mm 的泥沙颗粒移动方式为层移,与剪应力有一个很大的相位差,在这种情况下不能使用准静态假设。van Rijn<sup>[39]</sup>则认为存在相位差不重要,因为这种情况下泥沙以悬移质的形式运动。van der A<sup>[43]</sup>等通过分析数据,提出一个同时考虑加速度与相位滞后影响的输沙率公式。

研究发现推移质输沙受到水质点的加速度的影响<sup>[44]</sup>。Gonzalez-Rodriguez 和 Madsen<sup>[45]</sup>新提出了一个剪应力表达式,包含了加速度的影响。Nielsen<sup>[46]</sup>提出一个摩阻流速公式,当考虑加速度的影响后与实验结果更符合。Hoefel 和 Elgar<sup>[47]</sup>和 Guannel<sup>[48]</sup>考虑流速的加速度影响后,通过数值模拟得到了沙坝向岸运动的结果。

因为海岸波浪有垂直于海床底面的速度,因此在水底边界层存在向岸方向的水流(streaming)<sup>[49]</sup>。Schretlen 等<sup>[50]</sup>通过实验发现推移质输沙率会受到 streaming 的影响。Nielsen<sup>[46]</sup>在推移质输沙率的计算中加入 streaming 的影响后发现更加接近试验的结果,

进一步证明了 streaming 是影响推移质输沙率的重要因素。Kranenburg<sup>[51]</sup>等通过数值模型模拟实验结果验证了 streaming 的影响。

研究人员提出破碎波浪产生的湍流不仅对悬移质有影响,同时也会影响推移质泥沙颗粒的运动。Sumer 等<sup>[52]</sup>通过物理模型实验结果发现湍流是通过增大水底剪应力来对推移质运动造成影响。van der Zanden 等<sup>[53]</sup>利用模型实验结果指出,湍动能将会在沙坝位置处对推移质输沙率造成强烈影响。Lanckriet 和 Puleo<sup>[54]</sup>发现,湍流会使得爬坡区位置的推移质沉积。然而,研究者目前只是认识到破碎波浪产生的湍流会影响推移质输沙,但是在计算推移质输沙率时如何考虑湍流的作用目前还不清楚,仍需进一步的研究。

### 1.3 主要研究内容

目前研究人员已经发现了波浪破碎会对水底悬沙的启动和悬沙浓度的垂向分布有显著的影响,但是并没有分不同的区域进行深入研究。研究者也认识到了加速度也会对推移质输沙率产生影响,但是目前没有在波浪周期内考虑该影响的输沙率公式。针对目前国内外对悬移质和推移质的研究现状,本文的主要研究工作为:

- (1) 处理现有的泥沙悬移物理模型实验数据,为研究工作提供实验数据基础。
- (2) 根据处理的实验结果,并结合理论分析研究规则波和波群情况下破波带内不同区域处水底悬沙产生机理和垂向扩散特征。
- (3) 给出和分析时变悬沙的垂向分布实验结果,并进行相应的理论分析。
- (4) 建立一个考虑波浪加速度和推移质颗粒碰撞力的跃移质输沙率波浪分辨的时域计算模型和一个考虑波浪加速度和滑移摩擦力的滑移质输沙率波浪分辨的时域计算模型,并分析在波浪周期内推移质输沙率的时变特征。

根据主要研究工作,论文各章节的主要内容如下:

第一章绪论部分,阐述了本文研究的背景和意义,介绍了国内外对悬移质运动和推移质运动的研究现状和问题以及本文的主要研究工作。

第二章介绍了悬沙的物理模型实验,内容包括实验所采用的沙质海岸模型,实验应用的不同波况,测量的方法和实验数据处理。

第三章提出了一个时均悬沙浓度垂向分布的公式,介绍了公式提出的过程,利用该公式预报了时均悬沙浓度垂向分布,并通过实验测量结果与其他公式的预报结果进行对比,验证了公式在不同波况下的适用性和公式中参数选取的合理性。

第四章分析了规则波和波群这两种波况下,破波带内四个代表性位置(爬坡区、内破波区、沙坝凹槽区和沙坝坝峰区)的悬沙产生机理和垂向扩散时变特征,给出了振荡型悬沙垂向扩散时变特征的理论结果,并得到了实验结果的验证。

第五章建立了时变跃移质输沙率模型和时变滑移质输沙率模型，分析波浪运动周期内的推移质运动特征，载沙量的时变特征和输沙率的时变特征，并用加权结果与实验结果进行对比验证。

第六章对研究做了总结与展望。

## 2 悬沙实验介绍及数据处理

本文所使用的实验数据来自于张洋的博士学位论文<sup>[60]</sup>，所以这里给出该实验的内容和实验方法，特别是对应同一波浪的不同测量层悬沙浓度垂向分布实验结果的建立。

所叙述的内容如下：2.1 节介绍实验模型；2.2 节介绍实验波浪；2.3 节介绍测量方法；2.4 节介绍实验数据处理方法；2.5 节是本章小结。

### 2.1. 实验模型

实验采用的大尺度波浪水槽长度为 60m，宽度为 4m，深度为 2.5m。实验水槽一端为推板式造波机，另一端为沙质海岸模型，如图 2.1 所示。水槽中的水泥隔离墙是为了保证垂向二维性。

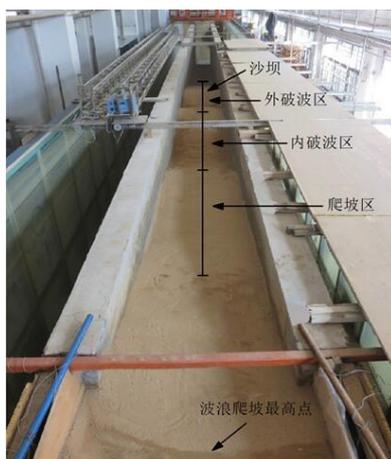


图 2.1 实验水槽和沙质海岸模型布置

Fig. 2.1 Experimental tank and sandy shore model layout

沙质海岸模型长度为 25.5m，高度为 2.45m，坡脚距造波位置 19m。初始海岸模型为 1:10 的斜坡地形（长 24.5m，高 2.45m）和水平平面地形（长 1m，高 2.45m）。图 2.2 为例给出了模型的初始剖面和在波群 G2 情况下测量得到的平衡剖面（后续所使用的实验数据均是在平衡剖面的基础上测量得到的）。实验中使用的坐标系为： $x$  轴以离岸方向为正， $z$  轴以垂直向上为正。沙质海岸模型所使用的天然沙特征粒径为  $d_{50} = 0.25\text{mm}$ ， $d_{10} = 0.16\text{mm}$ ， $d_{90} = 0.39\text{mm}$ 。图 2.3 给出了实验用沙的粒径级配曲线。

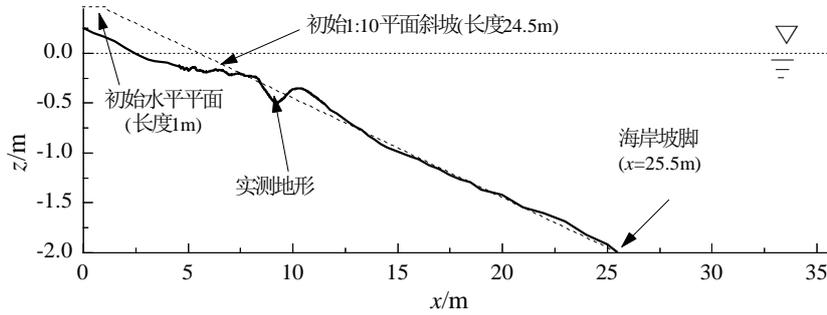


图 2.2 海岸初始剖面（虚线）和波群 G2 情况海岸平衡剖面（实线）

Fig. 2.2 Initial profile (dash line) and equilibrium beach profile for wave group G2 (solid line)

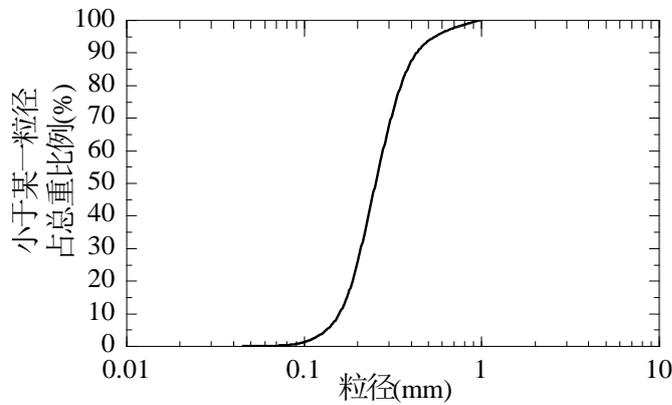


图 2.3 泥沙粒径级配曲线

Fig. 2.3 Particle size distribution

## 2.2 实验波浪

为了分析不同波浪形态下悬沙浓度的分布特征，实验选取了规则波、波群和不规则波。不规则波使用 JONSWAP 谱，谱峰因子取 3.3。在波群情况下考虑了不同调制系数  $\delta$  和周期的影响，波群的波面升高  $\eta$  通过下式计算，

$$\eta(t) = A(t) \sin\left(\frac{2\pi}{T} t\right) \quad (2.1)$$

$$A(t) = a \left[ 1 + \delta \sin\left(\frac{2\pi}{T_G} t\right) \right] \quad (2.2)$$

波群的短波波幅包络为  $A(t)$ ；波群的周期为  $T_G = nT$ ， $T$  为短波的周期， $n$  为一个波群周期内的短波个数。通过实验观察发现，三种波况下波浪的破碎形式都为卷破波。表 2.1 为实验中的波浪要素。通过计算 Irribarren 数  $\xi_0 = \tan \beta / (H_0 / L_0)^{1/2}$ （ $\tan \beta$  为波浪破碎处的海岸坡度， $H_0$  和  $L_0$  分别是均方根波高和波长）也可以判断实验中波浪破碎类型是卷破波（ $0.5 < \xi_0 < 3.3$  对应卷破波）。

表 2.1 实验波浪要素

Tab. 2.1 Experimental wave parameters

实验波浪	波浪类型	入射均方根波高 $H_{rms}(m)$	短波周期 $T(s)$	调制系数 $\delta$	短波个数 $n$	Irribarren 数	破碎类型
RW	规则波	0.34	3.3			0.68	卷破波
G1	波群	0.34	3.3	0.25	10	0.68	卷破波
G2	波群	0.34	3.3	0.5	10	0.68	卷破波
G3	波群	0.34	2.2	0.5	10	0.55	卷破波
IR	不规则波	0.21	2.2				卷破波

这里所采用的海岸模型并非针对某一特定海岸的比例模型，而是对应于一般的实际风暴浪情况中沙或粗沙构成的沙坝海岸。对于规则波和波群情况，根据 Froude 数相似准则，取长度比尺  $\lambda_L = 4$  和时间比尺  $\lambda_T = \sqrt{\lambda_L} = 2$  时，物理模型实验对应的原型波浪条件为波高  $H = 1.36m$  和周期  $T = 6.6s$ （或  $4.4s$ ），接近实际风暴浪情况。同时，由海岸冲淤相似，即使得模型和原型海岸冲淤相似参数  $C = H \tan \beta / (\omega T)$  相等，可以得到以下的比例关系：

$$\lambda_\omega = \frac{\lambda_h^{3/2}}{\lambda_L} \quad (2.3)$$

其中  $\lambda_\omega$  是泥沙沉速比尺， $\lambda_L$  和  $\lambda_h$  分别为水平和垂向长度比尺。当取  $\lambda_L = \lambda_h = 4$  时，则  $\lambda_\omega = 2$ 。实验中泥沙中值粒径  $d_{50} = 0.25mm$ ，对应的原型沙种植粒径  $d_{50} \approx 0.5mm$ ，为中沙或粗沙。

对于不规则波情况，没有采用以上比尺，因为若采用以上比尺（对应谱峰周期  $T_p = 3.3s$ ），则地形与波群情况的相差很大，这将不利于不同波况悬沙浓度垂向分布的相互比较，所以对该波况谱峰周期  $T_p$  取为  $2.2s$ ，均方根波高  $H_{rms}$  取为  $0.21m$ ，以使得波浪产生的地形与波群情况的接近（见图 2.5 中地形平衡剖面）。

## 2.3 测量方法

### 2.3.1 波面测量

波面升高 $\eta$ 采用电容式浪高仪测量，浪高仪频率为50Hz。波面升高的测点布置为：距离造波板5.5m到38.5m处布置了三列共23个固定位置的浪高仪，见下图2.4。其中在中间列布置了9个间距为3m的浪高仪，在左右两侧各布置7个间距为3m或6m的浪高仪。在破波点到岸线布置了12~13个位置依赖于入射波浪的浪高仪。浪高仪布置以可以测量到不同特征地形位置处的浪高为原则。例如规则波情况海岸的显著特征是存在两个沙坝（ $x=5.7\text{m}$ ， $x=7.5\text{m}$ ），所以在这两个沙坝位置布置两个浪高仪。此外在沙坝凹槽、爬坡区和内破波区也根据地形特征布置了11个浪高仪，从而测量浪高沿海岸变化。因为不同的入射波浪会形成不同的地形特征，所以不同的波况浪高仪布置的位置也不同。各波况破碎点到岸线之间的浪高仪具体位置见表2.2和图2.5。

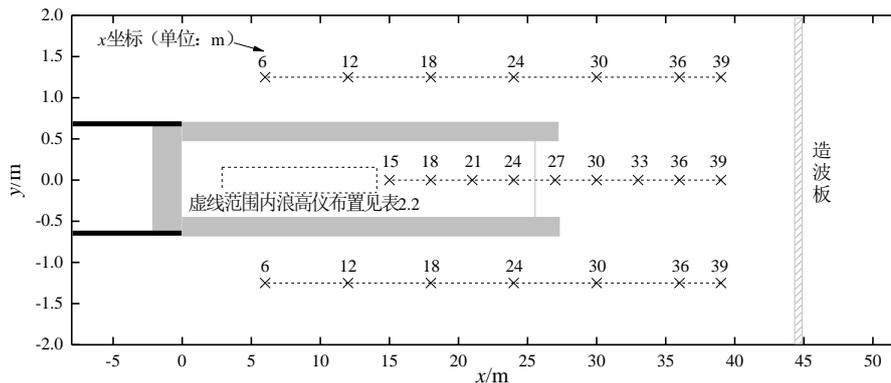


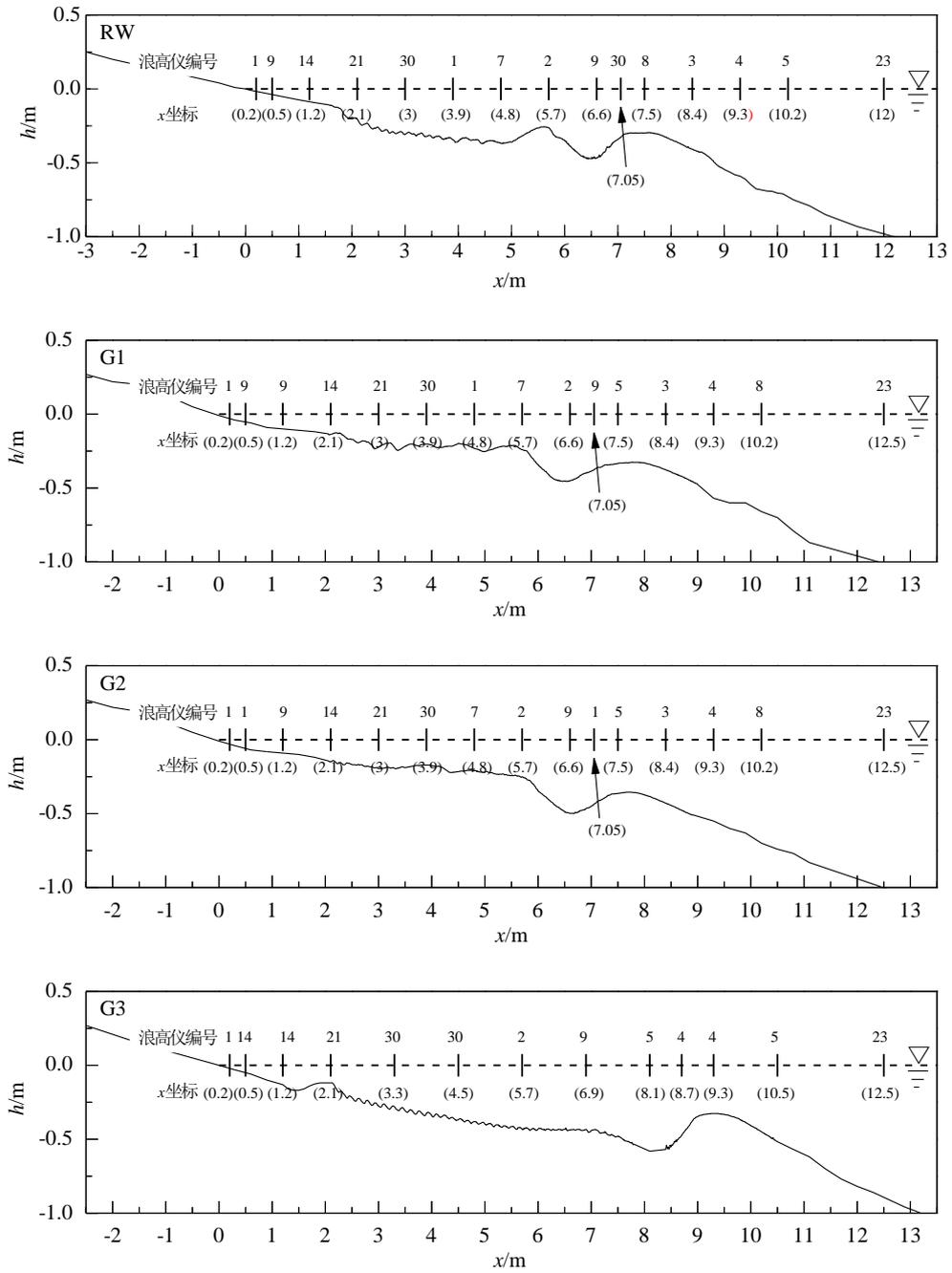
图 2.4 破波带外浪高仪布置平面图

Fig. 2.4 Layout plan of wave height gauge outside the breaking wave band

表 2.2 各波况破波带内浪高仪位置

Tab. 2.2 Positions of wave gauges in the surf zone for different wave cases

实验波浪	浪高仪位置 $x$ 坐标(m)
RW	0.2, 0.5, 1.2, 2.1, 3, 3.9, 4.8, 5.7, 6.6, 7.05, 7.5, 8.4, 9.3
G1	0.2, 0.5, 1.2, 2.1, 3, 3.9, 4.8, 5.7, 6.6, 7.05, 7.5, 8.4, 9.3
G2	0.2, 0.5, 1.2, 2.1, 3, 3.9, 4.8, 5.7, 6.6, 7.05, 7.5, 8.4, 9.3
G3	0.2, 0.5, 1.2, 2.1, 3.3, 4.5, 5.7, 6.9, 8.1, 8.7, 9.3, 10.5
IR	0.2, 0.5, 1.2, 2.4, 3.7, 4.9, 6.1, 7.4, 8.6, 9.2, 9.8, 11



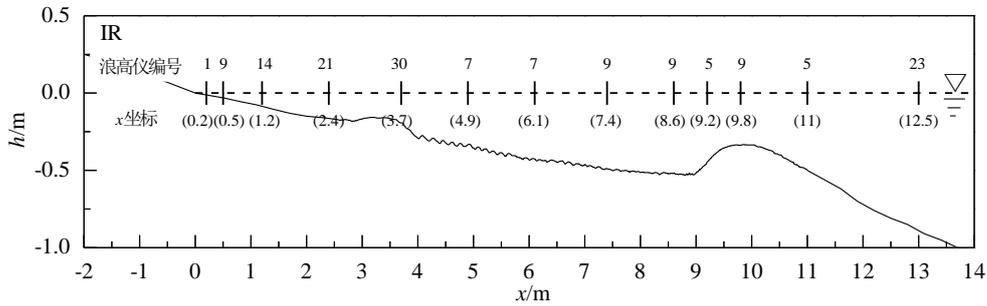


图 2.5 不同波况下破波带内浪高仪布置侧面图

Fig. 2.5 Side view of wave height meter arrangement in the breaking wave band under different wave conditions

### 2.3.2 流速和悬沙浓度测量

为方便进行同步时域分析，将波面升高、流速和悬沙浓度采取同步测量的方法。流速仪为三维多普勒流速仪，浊度仪为 PCT-2503 光学浊度仪，如图 2.6 所示。流速仪测量流速时探头需要完全淹没在水中，由于侧向探头和竖向探头的结构有所不同，前者更适合测量静水水深较小的测量断面上测点的流速，后者更适合测量静水水深较大的测量断面上测点的流速。所以，实验中侧向探头测量距静水岸线 1.2m 范围内测量断面上测点的流速，竖向探头测量距静水岸线 1.2m 范围外测量断面上测点的流速。

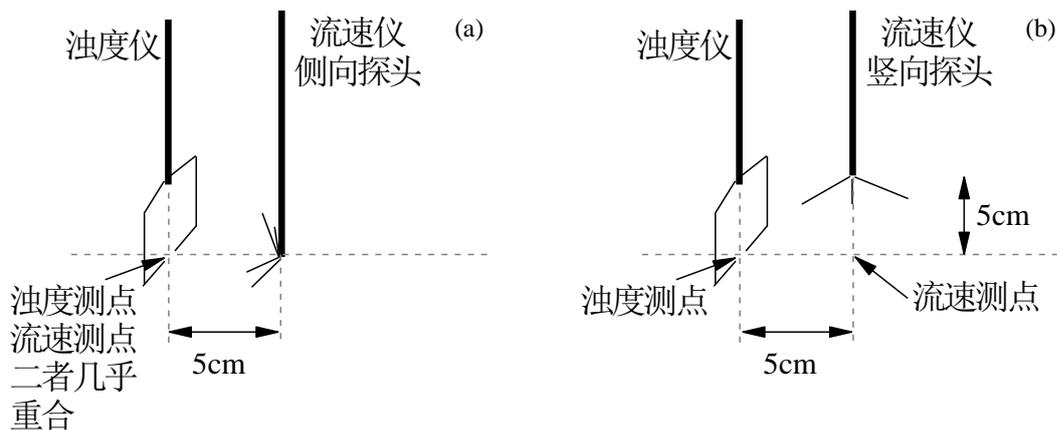


图 2.6 流速仪测点和浊度仪测点相对位置

Fig. 2.6 The relative position of the measuring point of the flow meter and the measuring point of the turbidity meter

为了可以同时测量流速和悬沙浓度，将流速仪和浊度仪一起绑在测量杆上。测量杆

贴有标尺（精度 1mm），从而可以上下移动指定的距离测量不同高程位置的流速和浊度，将测量杆固定到不同水平位置可以测量不同断面的流速和浊度。测量时，首先调节测量杆使得流速和浊度测点距离水底 0.5cm 位置进行测量，然后调节测量杆使得仪器上升指定距离测量不同高程位置流速和浊度。

为了测量流速和悬沙浓度的垂向分布情况，破波带内共布置了 12~13 个与浪高仪位置相同的垂向测量断面。每个断面布置垂向间隔为 0.5~10cm 的 3~8 个测点。测量断面垂向测点的位置选取原则为：测点数量由静水水深决定，水深大的位置则布置的测点数量多，水深小的位置则布置的测点数量少。因为悬沙浓度在水底处变化幅度较大，因此靠近水底位置的测点数量密度大于水体中上部。

各波况的流速和悬沙浓度测点数较多，而实验可用的流速仪和浊度仪分别仅有三个，因此要分组进行测量。每组利用造波机造波 40min。造波机启动前，先将三组仪器放置在三个测量断面，并将探头分别调整到对应测点位置。启动造波机后，0~10min 不进行测量，使得流速和悬沙浓度达到稳定；10~20min 通过三组仪器测量不同测量断面上的三个测点流速和悬沙浓度；20~30min 调整测量杆高程，将三组仪器的探头分别对应下一个测点位置；30~40min 通过三组仪器测量对应测点流速和悬沙浓度。在测量流速和悬沙浓度时，同时记录波面升高的数据。

## 2.4 实验数据处理方法

### (1) 降噪处理方法。

对于实验测量值的时间历程中出现毛刺的现象，要进行降噪处理。本文采用了低通滤波的方法对悬沙浓度进行降噪。图 2.7 给出了悬沙浓度  $C$  降噪前后时间历程的对比。从图中可以看出，通过低通滤波降噪后， $C$  时间历程中的毛刺基本消失。

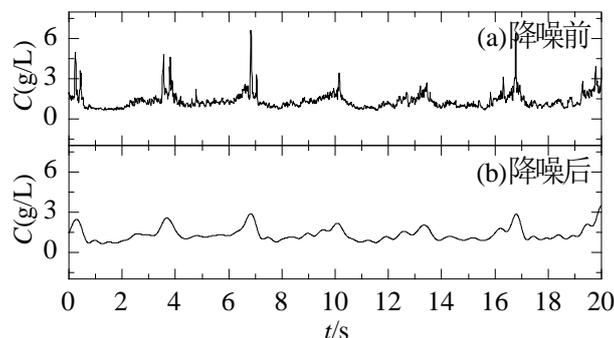


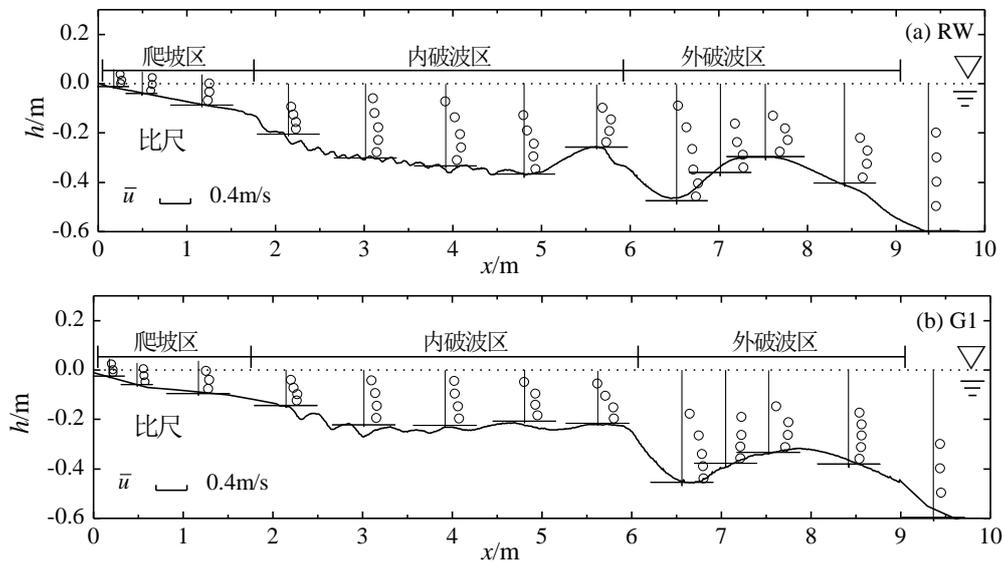
图 2.7 降噪前后悬沙浓度时间历程

Fig. 2.7 Time series of suspended sand concentration before and after removing spikes

## (2) 时均流速和时均悬沙浓度的计算方法。

对于流速  $u$  和悬沙浓度  $C$  的时均值，要通过下面方法得到：对于规则波和不规则波的情况，时均流速  $\bar{u}$  和时均悬沙浓度  $\bar{C}$  通过对测量所得 10min 长度的  $u$  和  $C$  时间历程（规则波和不规则波情况，分别包含约 180 个短波和 270 个短波）求平均值得到。对于波群情况，首先在测量所得 10min 长度的  $u$  和  $C$  时间历程中选取包含整数个波群的时间段（G1 和 G2 选取 18 个波群，G3 选取 27 个波群），然后对该时间段进行时间平均得到  $\bar{u}$  和  $\bar{C}$ 。

不同波况下的时均悬沙浓度  $\bar{C}$  空间分布的实验结果在第四章中展示。图 2.8 给出了不同波况下的时均流速  $\bar{u}$  空间分布的实验结果。水面升高  $\bar{\eta}$  的梯度是时均水流的驱动力之一<sup>[12]</sup>（另一驱动是是与波高平方成正比的辐射应力），其总体是向离岸方向减小的，因此驱动了向离岸方向流动的平均水流  $\bar{u}$ 。由图可见，不同波况的时均流速  $\bar{u}$  空间分布特征相似，时均流速在水平方向的分布特征为：在沙坝坝峰附近达到最大值，在内破波区位置次之，在爬坡区位置值最小。时均流速沿水深分布的特征为：在破波带外  $\bar{u}$  从水底到水面逐渐增大，近似为直线；在破波带内近似呈抛物型的， $\bar{u}$  从水底到水面先增大后减小，拐点位置大约为距水底 1/4 水深处。



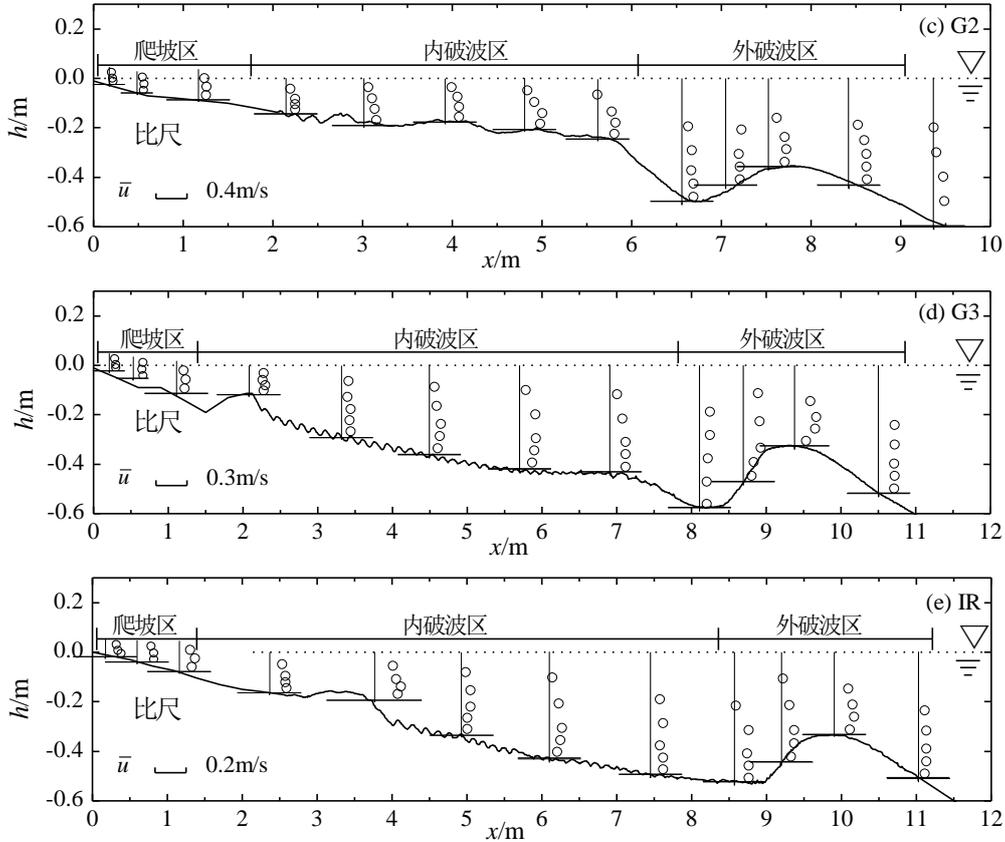


图 2.8 不同波况的时均流速空间分布实验结果

Fig. 2.8 Experimental results of spatial distribution of time-averaged velocity in different wave conditions

(3) 湍动能的计算方法。

计算湍动能  $k$  的表达式为:

$$k = 0.5(u'^2 + v'^2 + w'^2) \quad (2.4)$$

式中,  $u'$ 、 $v'$  和  $w'$  分别是  $x$ 、 $y$  和  $z$  三个方向的湍流流速。为了得到  $k$  的时间历程, 首先要分离湍流流速和流速的其他分量 (包括短波分量和长波分量)。对于规则波和波群, 流速的时间历程具有重复性, 可采用整体平均方法; 对于不规则波, 流速的时间历程为随机性, 则采用高通滤波方法得到湍流。

整体平均方法中湍流流速  $u'$ 、 $v'$  和  $w'$  可以通过下式计算:

$$u'_i = u_i - \hat{u}_i \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.5)$$

式中的  $\hat{u}_i$  是整体平均流速, 可通过下式计算:

$$\hat{u}_i = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{n=N-1} u_i(t+nT_s), \quad i=1,2,3, \quad 0 < t < T_s \quad (2.6)$$

式中，对规则波情况， $N$  是短波个数， $T_s = T$ ；对波群情况， $N$  是波群个数， $T_s = T_g$ 。

对于高通滤波的方法，首先要通过傅里叶变换得到流速能量谱密度函数，确定湍流的截断频率。本研究通过谱密度函数图像斜率突变方法确定湍流的截断频率。图 2.9 给出不规则波情况一个测点位置利用对数坐标绘制的流速谱密度函数图像。由图可见，在  $4f_b$  附近，谱斜率突变发生在高频惯性子区和波浪频率范围之间，因此将  $4f_b$  定义为湍流的截断频率。确定湍流截断频率后，即可通过傅里叶逆变换方法得到湍流流速。

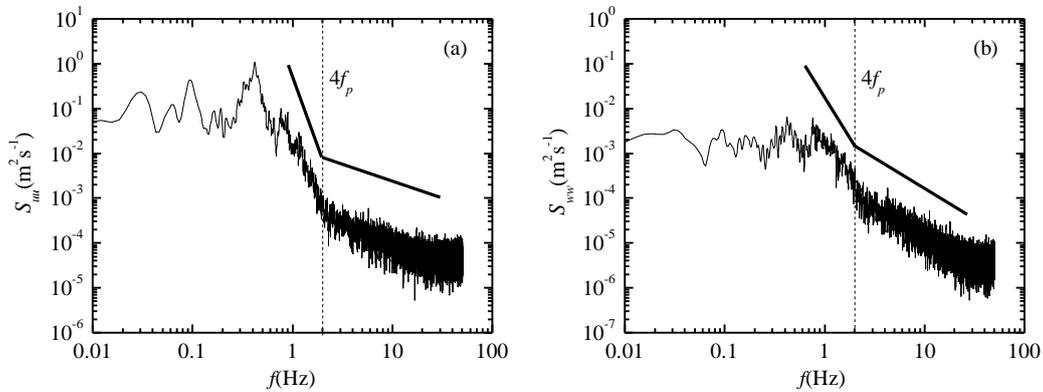


图 2.9 水平和垂向流速能量谱密度函数 ( $x=11.8\text{m}$ ,  $z'=5\text{mm}$ )

Fig. 2.9 Energy spectra of horizontal and vertical velocities ( $x=11.8\text{m}$ ,  $z'=5\text{mm}$ )

(4) 对应同一波浪的不同测量层垂向分布实验结果的建立。

由于流速仪和浊度仪数量较少，同一断面不同水深处的悬沙浓度不是同一时间测量的，各层的速度和悬沙浓度是对应于不同时刻的波面升高，所以要得到同一测量断面不同水深测点同一时刻的流速和悬沙浓度的时间历程，需要先截取具有相同形态的波面升高，然后将各层对应的悬沙浓度和流速时间历程作为该波面形态的悬沙浓度和流速的时变特征结果（即视所得结果为同一时刻测量的）。以上处理方法的基础是，在稳定的平衡地形上，观察到爬坡区和沙坝区的实验结果随测量时间的延长是稳定的，即在不同的时间段上，结果具有相同的幅值特征、均值特征和周期特征，说明悬沙运动达到了稳定，也说明波况和泥沙的级配也是稳定的。为了说明其稳定性，图 2.10 给出了规则波情况下沙坝坝峰和爬坡区较长时间段（90 个周期）的波面，流速和各层悬沙浓度的测量结果。黑色实线为前 30 个周期的悬沙浓度平均值，黑色虚线为中间 30 个周期的悬沙浓

度平均值，黑色点划线为后 30 个周期的悬沙浓度平均值，从图中可看出三条线段连在一起，说明其结果是稳定的。对于没有周期性的区域（如凹槽区和内破波区），实验结果随测量时间的延长是不稳定的。采用该方法对于有稳定的周期性变化的含沙量可以给出较为近似的结果，但对于没有周期性变化的而是表现为随机性的含沙量，这一方法是不适合的。但是由于本文的理论分析主要针对有固定周期的情况，因此该方法具有一定实用性。

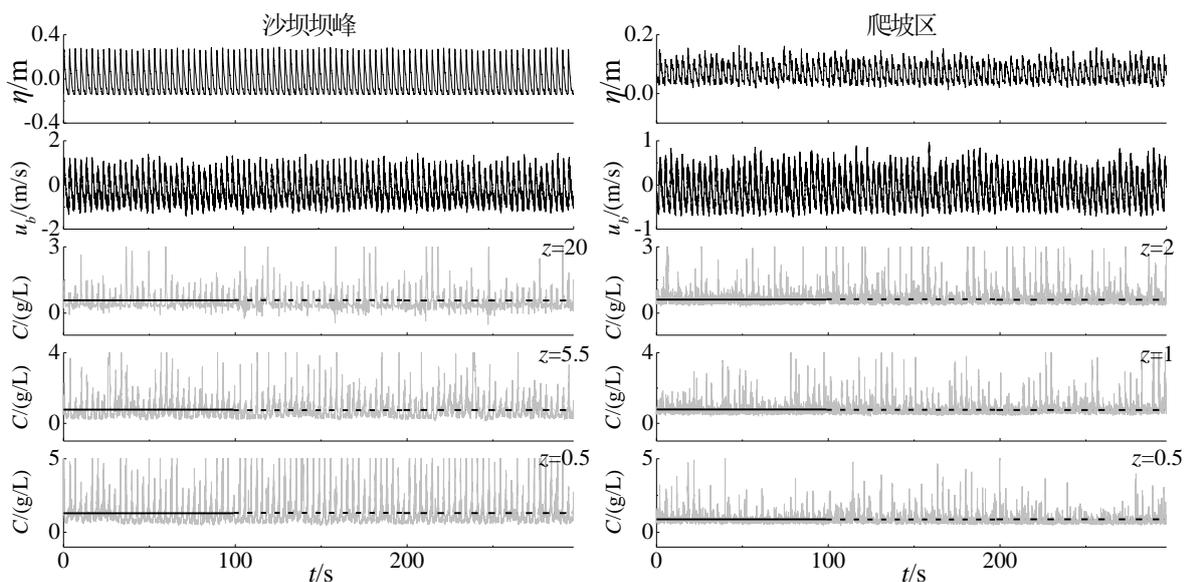


图 2.10 规则波情况下沙坝坝峰和爬坡区处的波面、流速、各层悬沙浓度测量结果和其均值

Fig. 2.10 Measurements of wave surface, flow velocity, concentration of suspended sand in each layer and its average value at the crest and climbing area of the sand dam under regular wave conditions

## 2.5 本章小结

本章主要介绍了研究所采用的实验数据的获得方法，该实验是悬移质的物理模型实验。实验介绍的内容包括实验模型，实验波浪和测量方法。实验模型主要介绍了实验水槽和沙质海岸模型。实验波浪详介绍了不同波况的波浪要素。测量方法介绍了实验中测量仪器、测量点的布置和测量的方法。实验数据处理方法主要介绍了不同水深处对应同一波浪的悬沙浓度获得方法，测量值中毛刺现象的降噪处理以及流速和悬沙浓度的时间平均值的计算方法和湍动能的计算方法。

### 3 时均悬沙垂向扩散特征

本章研究实验结果中时均悬沙浓度的垂向分布特征，为此给出一个较为简单的指数型的时均悬沙垂向分布公式，并与已有的有关公式结果进行了对比，通过实验结果的验证考察了所提出的时均悬沙垂向分布公式的适用性。

所叙述的内容如下：3.1 节给出时均悬沙浓度垂向分布公式的推导过程；3.2 节将本公式的预报结果与三个前人推导的公式预报结果通过实验结果来对比分析，验证本公式的适用性与合理性；3.3 节为本章小结。

#### 3.1 时均悬沙浓度垂向分布公式推导

下面给出时均悬沙垂向扩散公式的理论推导过程和公式中的参数选取方法。悬移质泥沙以絮动的形式悬浮在水体中，这使得含沙量是随时间不断变化的，存在随波浪的周期波动值，随水流絮动的随机脉动值和非零的时间平均值。这里的非零的时间平均值即为悬移质的时均浓度。在分析时均悬沙浓度的垂向分布时，可以借助平衡输沙来考虑，平衡输沙是指时均悬沙浓度只随着垂向变化，不随时间和水平坐标变化。

悬移质含沙量的垂向分布一般是距离水底越近值越大，水流中脉动湍流的存在会产生一个向上的泥沙净扩散（具体内容可参考文<sup>[1]</sup>）。平衡输沙时，向上的泥沙净扩散会被泥沙沉速导致的向下泥沙沉降所抵消，即

$$\overline{wC} = \overline{\omega C} \quad (3.1)$$

式中  $C$  为悬沙浓度， $w$  为垂向速度， $\omega$  为泥沙沉速，横杠表示取时间平均。

垂向速度  $w$  和悬沙浓度  $C$  都分解为时均值，随波浪波动和随湍流脉动三部分：

$$w = \bar{w} + \tilde{w} + w' \quad (3.2)$$

$$C = \bar{C} + \tilde{C} + C' \quad (3.3)$$

其中上横线表示在波浪周期上做时间平均，上波浪线表示随波浪波动部分，上角标撇表示湍流脉动部分。将式 (3.2) 和式 (3.3) 带入式 (3.1) 中，发现  $\bar{w} = 0$ ， $\overline{\tilde{w}} = \overline{w'} = 0$ ， $\overline{\tilde{C}} = \overline{C'} = 0$ ，并假定  $\overline{w' \tilde{C}} = \overline{\tilde{w} C'} = 0$ ，即波浪波动变化与湍流脉动变化是正交的过程，可以得到：

$$\overline{w' C'} + \overline{\tilde{w} \tilde{C}} = \omega \bar{C} \quad (3.4)$$

引入泥沙扩散系数  $\varepsilon_s$ ，使得：

$$\overline{w'C'} + \overline{\tilde{w}\tilde{C}} = -\varepsilon_s \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} \quad (3.5)$$

式 (3.5) 是基于上文所述的泥沙扩散原理分析得到的，即时均悬沙浓度沿水深分布不均匀 ( $\partial \bar{C} / \partial z \neq 0$ ) 导致了泥沙净向上扩散 ( $\overline{w'C'} > 0$  和  $\overline{\tilde{w}\tilde{C}} > 0$ )，等式右端的负号是考虑了时均悬沙浓度  $\bar{C}$  在水体下部较大，在水体上部较小使得  $\partial \bar{C} / \partial z < 0$  的特征。将式 (3.5) 带入式 (3.4) 中可得悬沙平衡方程：

$$-\varepsilon_s \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} = \omega \bar{C} \quad (3.6)$$

求解该方程即可得到时均悬沙浓度沿水深的垂向分布。

泥沙扩散系数  $\varepsilon_s$  取不同的分布，会使得方程 (3.6) 有不同的解。

这里将泥沙扩散系数  $\varepsilon_s$  选为常数，即取  $\varepsilon_s = \kappa u_* h / 6$  (抛物线型分布  $\varepsilon_s = \kappa u_* z (1 - z/h)$  的水深平均值<sup>[1]</sup>)。式中  $\kappa$  为卡门常数，取为 0.4； $u_*$  为摩阻流速，这里取为  $u_* = 0.1\sqrt{gh}$ ，这里这样取主要考虑  $\sqrt{gh}$  是破波带内波浪水质点速度的代表值，而目前研究得到的结果发现湍流流速比主要流动的流速小一个量级，摩阻流速是用来衡量湍流流速，与湍流流速为同一量级，因此取为  $0.1\sqrt{gh}$ 。可得到指数型函数的解：

$$\bar{C}(z) = C_a e^{-\frac{\omega}{\varepsilon_s} z} \quad (3.7)$$

式中  $C_a$  为水底处 ( $z = 0.5\text{cm}$ ) 的时均悬沙浓度， $z$  为距水底的距离。

文<sup>[1]</sup>中介绍了泥沙扩散系数  $\varepsilon_s$  的四种取值方法，在此做简单的介绍，在下一节中给出不同取值方法的对比验证结果。

(1)  $\varepsilon_s$  取为常数。 $\varepsilon_s$  的表达式为

$$\varepsilon_s = 8.7 \left( \frac{u_* d_{50}}{\nu} \right)^{-2.2} a_m u_* \quad (3.8)$$

式中  $u_*$  为摩阻流速，仍可取为  $u_* = 0.1\sqrt{gh}$ ， $a_m$  为水底处波浪水质点位移幅值。在此情况下方程 (3.6) 的解与式 (3.7) 形式相同：

$$\bar{C}(z) = C_a e^{-\frac{\omega}{\varepsilon_s} (z - z_a)} \quad (3.9)$$

(2)  $\varepsilon_s$  取为线性分布, 即取:

$$\varepsilon_s = \kappa u_* z \quad (3.10)$$

式中  $\kappa$  为卡门常数,  $u_*$  为摩阻流速, 取值方法与上文相同。所得方程 (3.6) 的解为:

$$\bar{C}(z) = C_a \left( \frac{z_a}{z} \right)^{\frac{\omega}{\kappa u_*}} \quad (3.11)$$

式中  $z_a = 2.5d_{50}$ 。

(3)  $\varepsilon_s$  取为抛物型分布, 即取:

$$\varepsilon_s = \kappa u_* z \left( 1 - \frac{z}{h} \right) \quad (3.12)$$

所得方程 (3.6) 的解即为著名的 Rouse 分布:

$$\bar{C}(z) = C_a \left( \frac{z_a}{z} \frac{h-z}{h-z_a} \right)^{\frac{\omega}{\kappa u_*}} \quad (3.13)$$

(4)  $\varepsilon_s$  取为混合型分布, 即在水体的上半部分取为常数, 在水体的下半部分取为抛物型分布, 所得方程 (3.6) 的解为:

$$\bar{C}(z) = \begin{cases} C_a \left( \frac{z_a}{z} \frac{h-z}{h-z_a} \right)^{z_*}, & z_a < z < \frac{h}{2} \\ C_a \left( \frac{z_a}{h-z_a} \right)^{z_*} e^{-4z_* \left( \frac{z}{h} - \frac{1}{2} \right)}, & \frac{h}{2} < z < h \end{cases} \quad (3.14)$$

式 (3.14) 使得时均悬沙浓度在自由表面不为零, 克服了 Rouse 分布的不足。

除以上四种方法外, 文<sup>[60]</sup>提出利用湍动能计算时均悬沙垂向分布的公式, 其认为在破波带内时均悬沙浓度的垂向分布符合幂函数:

$$\bar{C} = C_a \left( \frac{z_a}{z} \right)^{1/m} \quad (3.15)$$

该公式中的参数为时均参考浓度  $C_a$  和悬沙垂向混合系数  $m$ 。这两个参数的表达式可通

过求解二维时均悬沙浓度的控制方程得到，在此只给出  $C_a$  和  $m$  的表达式，具体内容可参考文献<sup>[1]</sup>，

$$C_a = e_c \frac{\bar{k}_e}{\omega^2} \quad (3.16)$$

$$m = e_m \frac{\bar{k}_m^{1/2}}{\omega} \quad (3.17)$$

将泥沙扩散系数选为常数  $\varepsilon_s = \kappa u_* h / 6$ ，得到的时均悬沙浓度垂向分布公式，相较于文<sup>[1]</sup>中提出的泥沙扩散系数  $\varepsilon_s$  四种取法得到的时均悬沙浓度垂向分布公式和文<sup>[60]</sup>利用湍动能得到的时均悬沙浓度垂向分布公式更为简单易于计算，且与实验结果符合较好，在下一节给出验证结果。

### 3.2 时均悬沙浓度垂向分布公式验证

本节以三种波况（规则波、波群和不规则波）为例，对比将泥沙扩散系数取为  $\varepsilon_s = \kappa u_* h / 6$  得到的式（3.7）、将  $\varepsilon_s$  取为  $\varepsilon_s = 8.7(u_* d_{50} / \nu)^{-2.2} a_m u_*$  得到的式（3.9）、将  $\varepsilon_s$  取为线性分布得到的式（3.11）和利用湍动能计算得到的式（3.15）预报得到的破波带内的时均悬沙浓度垂向分布结果，并与实验结果进行对比，验证公式（3.7）的适用性和参数选取的合理性。

为了定量的描述时均悬沙浓度预报值的准确性，通过误差估计公式（3.18）计算预报结果与实验数据的误差  $WIA$ ：

$$WIA = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n [z_c(i) - z_r(i)]^2}{\sum_{i=1}^n [ |z_c(i) - \bar{z}_c| + |z_r(i) - \bar{z}_r| ]^2} \quad (3.18)$$

式中  $z_c$  和  $z_r$  分别为预报结果和测量结果，上一横杠代表相应的平均值，预报结果和实验结果完全一致对应的是  $WIA = 1$ ，而完全不一致的结果是  $WIA = 0$ ，一般来说，只有当  $WIA$  大于 0.6 时，才认为预报结果的实用性较强。

图 3.1 给出了规则波情况下时均悬沙浓度  $\bar{C}$  的垂向分布理论预报结果和实验结果。表 3.1 给出了规则波情况下利用式（3.18）计算得到的四个公式的预报结果与实验结果的误差分析。从图中可以看出时均悬沙浓度  $\bar{C}$  的空间分布特征为：在外破波区  $\bar{C}$  的数值最大，在爬坡区的位置次之，在内破波区数值最小；其垂向分布特征是近似为指数衰减

型的。

式 (3.7) 预报的结果与实验结果相比, 在爬坡区和沙坝坝峰靠近水面处的几个测点存在一定的偏差, 其余所有位置都拟合很好。根据表 3.1 误差分析可知仅在爬坡区岸线处的两个测点 ( $x=0.2\text{m}$  和  $x=0.5\text{m}$ ) 误差值小于 0.6, 其余位置处均大于 0.6, 且整体均值大于 0.6, 证明扩散系数的选取是有效的。与式 (3.9)、式 (3.11) 和式 (3.15) 的预报结果对比来看, 由于式 (3.9) 也是将扩散系数取为常数, 其预报结果与式 (3.7) 的结果相似, 但整体来说不如式 (3.7) 的结果与实验结果更为接近, 这也可以从表 3.1 误差分析值大小定性的看出, 所有测量断面处式 (3.7) 的  $WIA$  均大于式 (3.9) 的  $WIA$ 。式 (3.11) 预报的结果在整个破波带内都与实验结果拟合较好,  $WIA$  均大于 0.6, 说明将扩散系数取为线性分布适合预报规则波波况下破波带内时均悬沙垂向分布。式 (3.15) 除了在沙坝坝峰处 ( $x=7.5\text{m}$ ) 预报结果偏小  $WIA$  小于 0.6 外, 其余位置都拟和较好。

表 3.1 规则波情况下四个时均悬沙浓度垂向分布预报公式误差分析

Table 3.1 Error analysis of four time-averaged suspended sand concentration vertical distribution forecasting equations in the case of regular waves

公式	位置 $x$ 坐标(m)													均值
	爬坡区		内破波区						外破波区					
	0.2	0.5	1.2	2.1	3	3.9	4.8	5.7	6.6	7.05	7.5	8.4	9.3	
(3.7)	0.46	0.51	0.67	0.81	0.87	0.88	0.85	0.68	0.77	0.73	0.75	0.85	0.88	0.75
(3.9)	0.42	0.39	0.63	0.75	0.77	0.79	0.58	0.54	0.59	0.61	0.66	0.81	0.88	0.65
(3.11)	0.76	0.77	0.84	0.87	0.88	0.86	0.79	0.67	0.83	0.72	0.71	0.88	0.89	0.81
(3.15)	0.82	0.75	0.79	0.88	0.89	0.82	0.83	0.73	0.85	0.78	0.51	0.76	0.87	0.79

图 3.2, 图 3.3 和图 3.4 分别给出了三个波群情况下时均悬沙浓度  $\bar{C}$  的垂向分布理论预报结果和实验结果。表 3.2、表 3.3 和表 3.4 分别给出了三个波群情况下利用式 (3.18) 计算得到的四个公式的预报结果与实验结果的误差分析。由图可见, 波群情况的  $\bar{C}$  的空间分布特征与规则波情况相似, 不同的波群调制系数  $\delta$  (对比波群 G1 和 G2 的结果) 和不同的波群周期  $T_G$  (对比波群 G1 和 G2 的结果) 对  $\bar{C}$  的空间分布无明显的影响。

式 (3.7) 预报的结果与实验结果相比, 波群 G1 和 G2 情况与规则波类似, 在爬坡区和沙坝坝峰靠近水面处的几个测点存在一定的偏差, 其余所有位置都拟合较好; 波群 G3 情况只有在爬坡区处预报值和实验值存在小偏差, 在其余所有位置都拟合较好。式 (3.9) 预报结果与式 (3.7) 预报结果类似, 但整体精度不如式 (3.7) 预报结果。式 (3.11) 预报结果除了在波群 G2 坝峰处和波群 G3 的爬坡区处偏小外, 其余位置都拟和较好。式 (3.15) 预报结果在波群 G1 爬坡区和坝峰处偏小, 在凹槽处偏大; 在波群 G2 的内破

波区处偏大，在坝峰处偏小；波群 G3 情况整体拟合较好，三个波况下误差均值均大于 0.6，说明在整个破波带内是适用的。

表 3.2 波群 G1 情况下四个时均悬沙浓度垂向分布预报公式误差分析

Table 3.2 Error analysis of four time-averaged suspended sand concentration vertical distribution forecasting equations in the case of wave group G1

公式	位置 $x$ 坐标(m)													均值
	爬坡区			内破波区					外破波区					
	0.2	0.5	1.2	2.1	3	3.9	4.8	5.7	6.6	7.05	7.5	8.4	9.3	
(3.7)	0.59	0.57	0.53	0.66	0.85	0.78	0.71	0.67	0.80	0.82	0.68	0.81	0.85	0.72
(3.9)	0.58	0.55	0.60	0.66	0.75	0.68	0.70	0.65	0.69	0.63	0.65	0.77	0.82	0.67
(3.11)	0.86	0.73	0.68	0.83	0.83	0.77	0.79	0.68	0.78	0.73	0.61	0.79	0.86	0.76
(3.15)	0.45	0.54	0.72	0.80	0.81	0.72	0.68	0.65	0.62	0.75	0.65	0.55	0.83	0.68

表 3.3 波群 G2 情况下四个时均悬沙浓度垂向分布预报公式误差分析

Table 3.3 Error analysis of four time-averaged suspended sand concentration vertical distribution forecasting equations in the case of wave group G2

公式	位置 $x$ 坐标(m)													均值
	爬坡区			内破波区					外破波区					
	0.2	0.5	1.2	2.1	3	3.9	4.8	5.7	6.6	7.05	7.5	8.4	9.3	
(3.7)	0.51	0.58	0.65	0.78	0.83	0.80	0.77	0.75	0.78	0.72	0.53	0.83	0.86	0.72
(3.9)	0.48	0.52	0.59	0.66	0.78	0.77	0.76	0.71	0.66	0.63	0.48	0.66	0.83	0.66
(3.11)	0.75	0.73	0.77	0.87	0.86	0.88	0.82	0.73	0.80	0.67	0.58	0.79	0.88	0.78
(3.15)	0.65	0.57	0.63	0.80	0.53	0.56	0.65	0.67	0.68	0.71	0.55	0.52	0.85	0.64

表 3.4 波群 G3 情况下四个时均悬沙浓度垂向分布预报公式误差分析

Table 3.4 Error analysis of four time-averaged suspended sand concentration vertical distribution forecasting equations in the case of wave group G3

公式	位置 $x$ 坐标(m)													均值
	爬坡区			内破波区					外破波区					
	0.2	0.5	1.2	2.1	3.3	4.5	5.7	6.9	8.1	8.7	9.3	10.5		
(3.7)	0.53	0.57	0.72	0.73	0.82	0.83	0.82	0.83	0.82	0.78	0.79	0.86	0.76	
(3.9)	0.51	0.52	0.68	0.67	0.77	0.79	0.86	0.78	0.81	0.70	0.77	0.85	0.73	
(3.11)	0.55	0.65	0.80	0.82	0.86	0.85	0.86	0.85	0.79	0.76	0.80	0.82	0.78	
(3.15)	0.73	0.60	0.78	0.80	0.85	0.82	0.80	0.85	0.77	0.73	0.61	0.79	0.76	

图 3.5 给出了不规则波情况下时均悬沙浓度  $\bar{C}$  的垂向分布理论预报结果和实验结果。表 3.5 给出了不规则波情况下利用式 (3.18) 计算得到的四个公式的预报结果与实验结果的误差分析。由图 3.3 可见，不规则波情况的  $\bar{C}$  的空间分布特征与规则波和波群的情况相似。

式 (3.7) 预报的结果与实验结果相比，与波群 G3 的情况类似，只有在爬坡区处靠

近岸线处两个点 ( $x=0.2\text{m}$  和  $x=0.5\text{m}$ ) 预报值和实验值存在偏差, 计算误差值小于 0.6, 在其余所有位置都拟合很好。式 (3.9) 预报结果与本文预报结果类似, 但整体精度不如本文预报结果。式 (3.11) 和式 (3.15) 的预报结果在整个破波带内都与实验结果拟合较好, 计算误差值均大于 0.6。

表 3.5 不规则波情况下四个时均悬沙浓度垂向分布预报公式误差分析

Table 3.5 Error analysis of four time-averaged suspended sand concentration vertical distribution forecasting equations in the case of irregular waves

公式	位置 $x$ 坐标(m)												均值
	爬坡区		内破波区						外破波区				
	0.2	0.5	1.2	2.4	3.7	4.9	6.1	7.4	8.6	9.2	9.8	11	
(3.7)	0.56	0.59	0.60	0.81	0.80	0.87	0.87	0.88	0.73	0.80	0.78	0.86	0.76
(3.9)	0.52	0.59	0.57	0.77	0.70	0.84	0.88	0.87	0.71	0.77	0.81	0.82	0.74
(3.11)	0.75	0.73	0.71	0.86	0.81	0.86	0.86	0.85	0.86	0.88	0.87	0.85	0.82
(3.15)	0.69	0.82	0.85	0.68	0.79	0.82	0.80	0.80	0.77	0.79	0.86	0.87	0.80

通过利用式 (3.7) 的预报值与实验测量值对比发现, 不同波况下在爬坡区预报值与实测值都存在一定的偏差, 但偏差较小。规则波、波群 G1 和波群 G2 在沙坝坝峰靠近水面处的几个测点也存在一定的偏差, 其余位置都符合良好。根据整个破波带内误差分析可知: 规则波情况下, 式 (3.11) 误差均值为 0.81 最大, 式 (3.15) 误差均值为 0.79 次之, 式 (3.7) 误差均值为 0.75 再次之, 式 (3.9) 误差均值为 0.65 最小; 波群 G1 情况下, 式 (3.11) 误差均值为 0.76 最大, 式 (3.7) 误差均值为 0.72 次之, 式 (3.15) 误差均值为 0.68 再次之, 式 (3.9) 误差均值为 0.67 最小; 波群 G2 情况下, 式 (3.11) 误差均值为 0.78 最大, 式 (3.7) 误差均值为 0.72 次之, 式 (3.9) 误差均值为 0.66 再次之, 式 (3.15) 误差均值为 0.64 最小; 波群 G3 情况下, 式 (3.11) 误差均值为 0.78 最大, 式 (3.15) 和式 (3.7) 误差均值均为 0.76, 式 (3.9) 误差均值为 0.63 最小; 不规则波情况下, 式 (3.11) 误差均值为 0.82 最大, 式 (3.15) 误差均值为 0.80 次之, 式 (3.7) 误差均值为 0.76 再次之, 式 (3.9) 误差均值为 0.64 最小。

根据以上定量的误差分析结果可知, 将扩散系数取为常数  $\kappa u_* h / 6$  所预报的结果精度优于式 (3.8) 所取的常数所预报的结果, 但整体来看, 将扩散系数取为线性分布更适合描述破波带内悬移质垂向分布。这里采用的扩散系数取值方法一方面是可以满足精度要求, 另一方面也是为了求解析解服务的, 若采用线性分布则不易求出解析解。

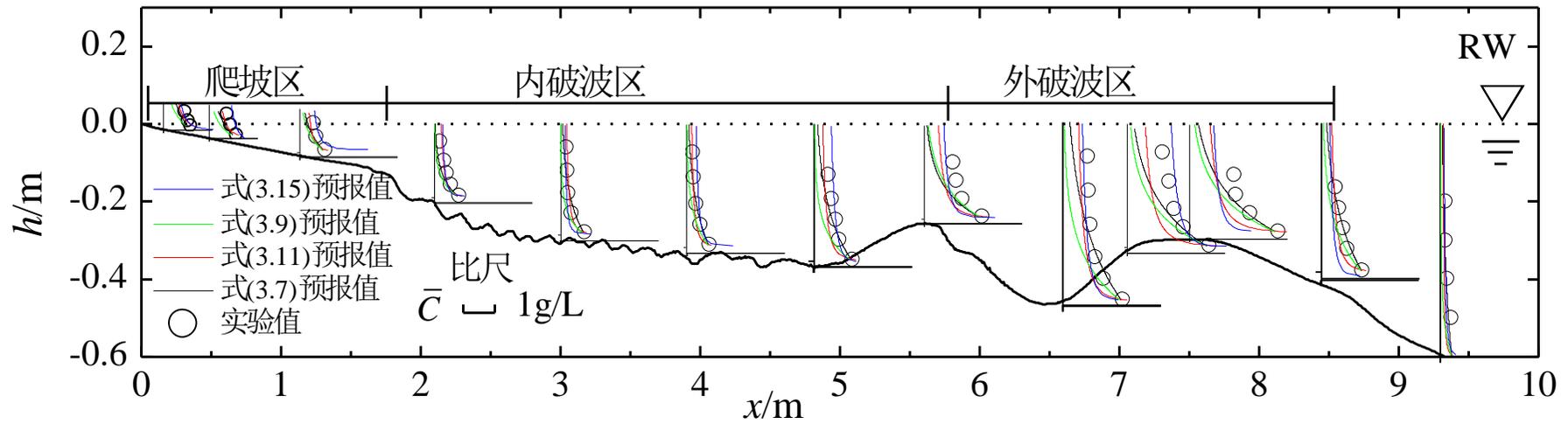


图 3.1 规则波时均悬沙浓度垂向分布实验结果及其预报值

Fig. 3.1 Experimental results and predicted values of vertical distribution of time-averaged suspended sediment concentration in regular wave

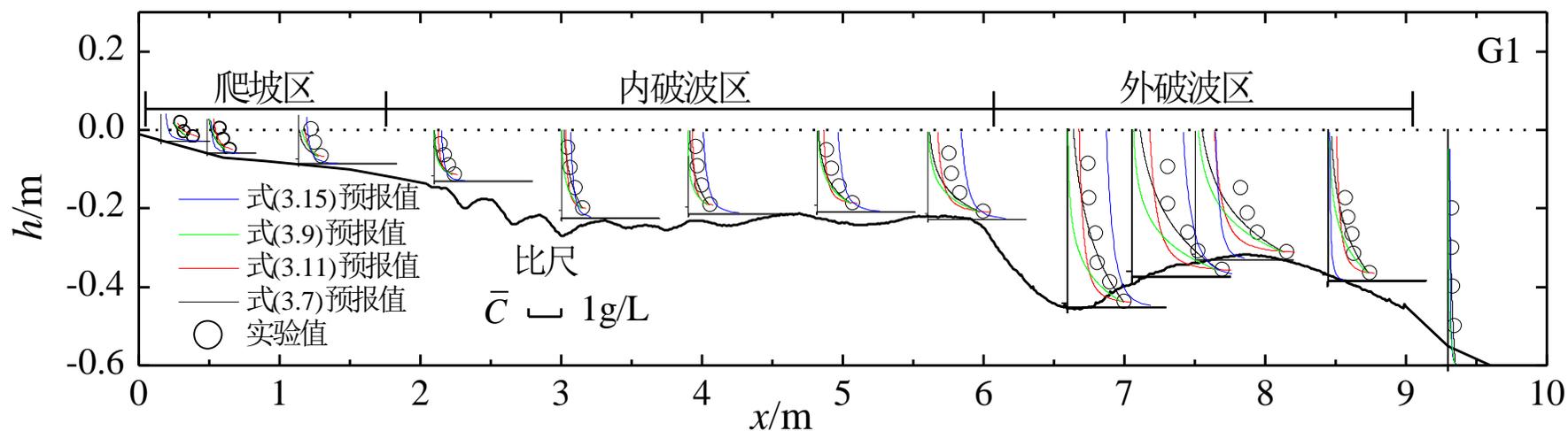


图 3.2 波群 G1 时均悬沙浓度垂向分布实验结果及其预报值

Fig. 3.1 Experimental results and predicted values of vertical distribution of time-averaged suspended sediment concentration in wave group G1

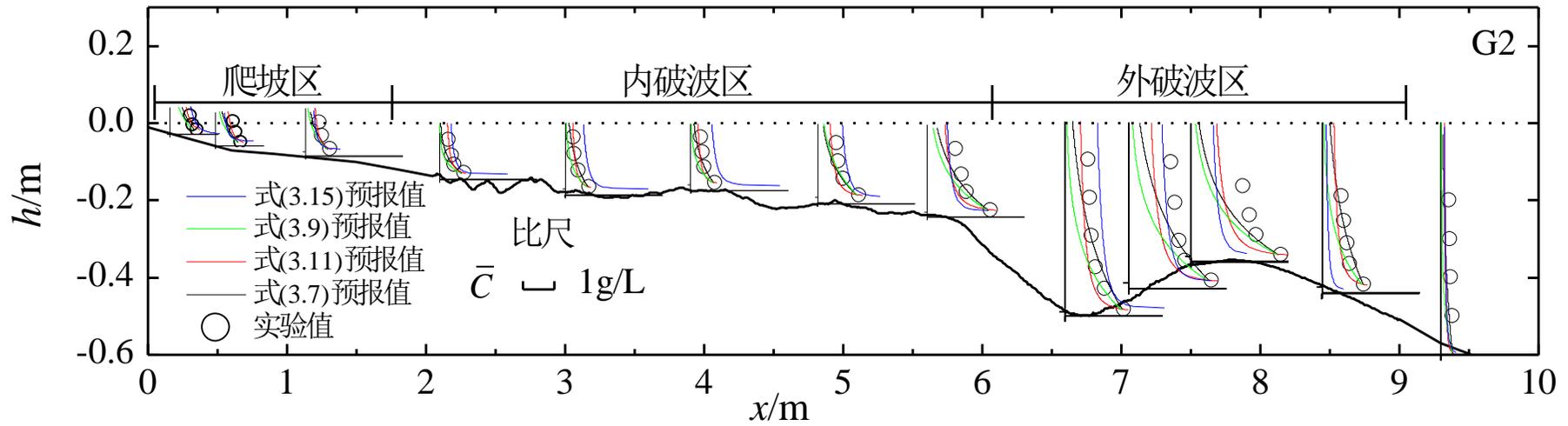


图 3.3 波群 G2 时均悬沙浓度垂向分布实验结果及其预报值

Fig. 3.1 Experimental results and predicted values of vertical distribution of time-averaged suspended sediment concentration in wave group G2

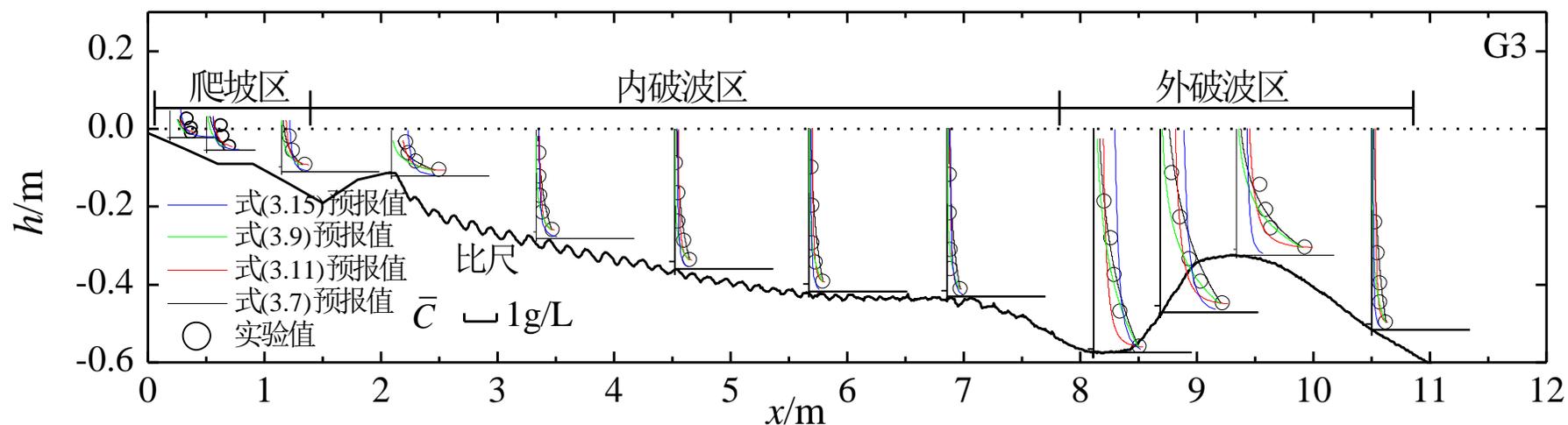


图 3.4 波群 G3 时均悬沙浓度垂向分布实验结果及其预报值

Fig. 3.4 Experimental results and predicted values of vertical distribution of time-averaged suspended sediment concentration in wave group G3

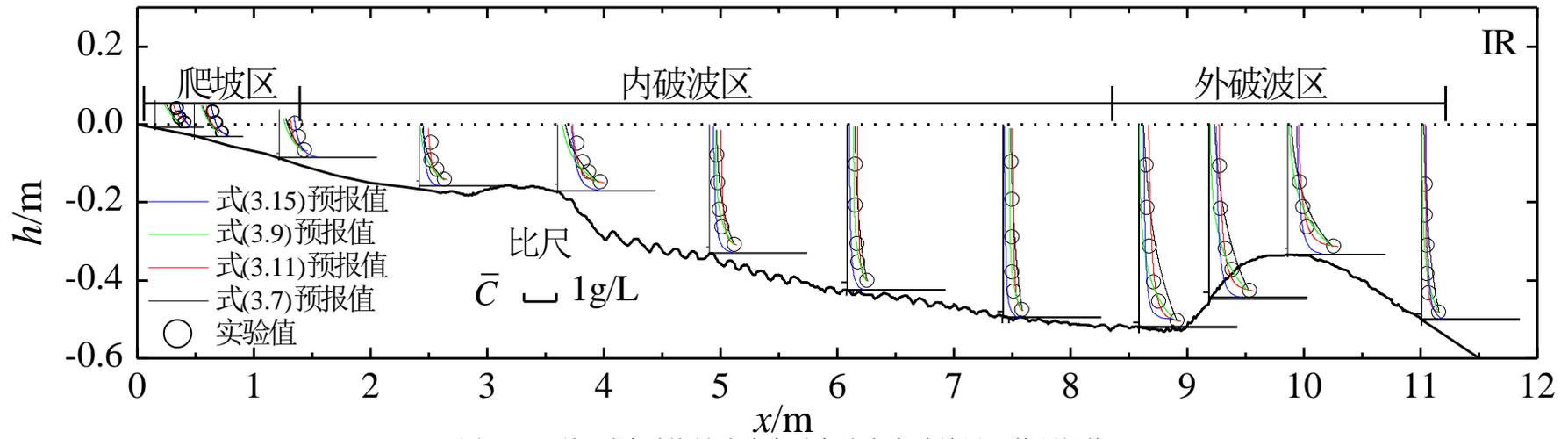


图 3.5 不规则波时均悬沙浓度垂向分布实验结果及其预报值

Fig. 3.3 Experimental results and forecast values of vertical distribution of time-averaged suspended sediment concentration in irregular waves

### 3.3 本章小结

本章利用理论分析提出了一个时均悬沙浓度垂向分布的公式，并与在不同的波况（规则波，波群，不规则波）下实验实测结果进行对比分析，发现与实验实测结果在部分位置处存在一定偏差，但偏差较小，整体符合良好。验证了公式的适用性和参数（泥沙垂向扩散系数，摩阻流速）选取的合理性。与其他公式相比，该公式的优点在于简单有效，参数选取方便，与实验结果符合较好，可以为今后的工作提供参考。

## 4 时变悬沙垂向扩散特征

本章给出了规则波和波群情况下的，破波带内 13 个泥沙浓度和流速的沿水深测量断面的时间历程，分析了爬坡区、内破波区、沙坝凹槽区和沙坝坝峰区的悬沙产生机理和垂向扩散时变特征，给出了振荡型悬沙垂向扩散时变特征的理论结果，并得到了实验结果的验证。

叙述各节内容如下：4.1 节分析了规则波情况下水底悬沙形成机理和悬沙的垂向扩散特征；4.2 节分析了波群情况下水底悬沙形成机理和悬沙的垂向扩散特征；4.3 节为本章小结。由于不规则波难以得到相同的波面形态，因此较难分析同一断面不同水深测点在同一时刻的时间历程，这里暂不做讨论。

### 4.1 规则波情况时变悬沙浓度垂向分布

本节给出了规则波情况下破波带内波面升高，水底流速，湍动能和不同水深的悬沙浓度时间历程，进而分析悬沙的形成机理和悬沙的垂向扩散特征。

#### 4.1.1 悬沙形成机理分析

图 4.1 分别给出了破波带内不同位置（沙坝坝峰区、沙坝凹槽区、内破波区和爬坡区）处的波面，流速，水底处湍动能，不同水深的悬沙浓度的时间历程（灰线）及其低通滤波值（黑线）。图中波面时间历程曲线向前倾斜，波峰前段直立，后段变化较为平坦，表明波浪产生剧烈破碎，破碎形态为卷破波。为了研究悬沙浓度随时间波动的产生机理，这里给出水底（ $z=0.5\text{cm}$ ）悬沙浓度  $C_a$  与水底剪切应力  $\tau_b$  和湍动能  $k_b$  的相关系数，相关系数定义为

$$\text{Cov} = \frac{\sum_{i=1}^n (C_i - \bar{C})(Y_i - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (C_i - \bar{C})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (Y_i - \bar{Y})^2}} \quad (4.1)$$

式中,  $i$  表示在时间系列中取值, 变量上一杠表示平均值,  $C$  取为  $C_a$ ,  $Y$  取为  $\tau_b$  或  $k_b$  ( $\tau_b = \rho f_w u_b^2 / 2$ ,  $\rho$  和  $f_w$  为流体密度和摩擦系数)。图 4.2 给出了破波带内不同位置两者相关系数的值。这里相关程度的判断根据皮尔逊相关系数指标: Cov 值为 0.2~0.4 时认为是弱相关, 0.4~0.6 时认为是中等相关, 0.6~0.8 时认为是强相关, 0.8~1.0 时认为是极强相关。

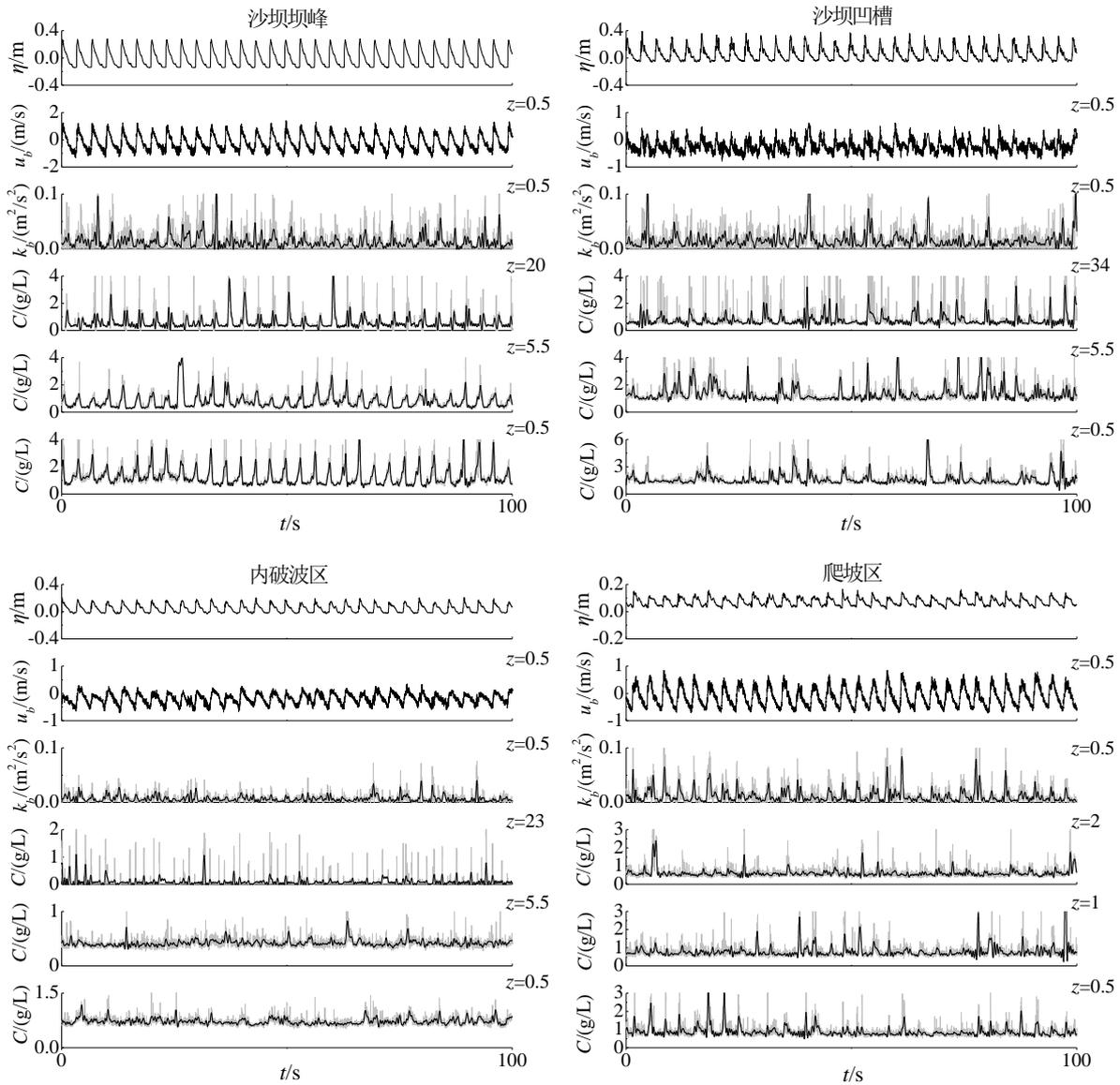


图 4.1 各测量层的悬沙浓度及对应的波面、近底水平流速和近底湍动能的时间历程  
z 为距水底距离，单位为 cm

Fig. 4.1 The concentration of suspended sand in each measurement layer and the corresponding wave surface, near-bottom horizontal flow rate and near-bottom turbulence kinetic energy time course  
z is the distance from the bottom of the water, in cm

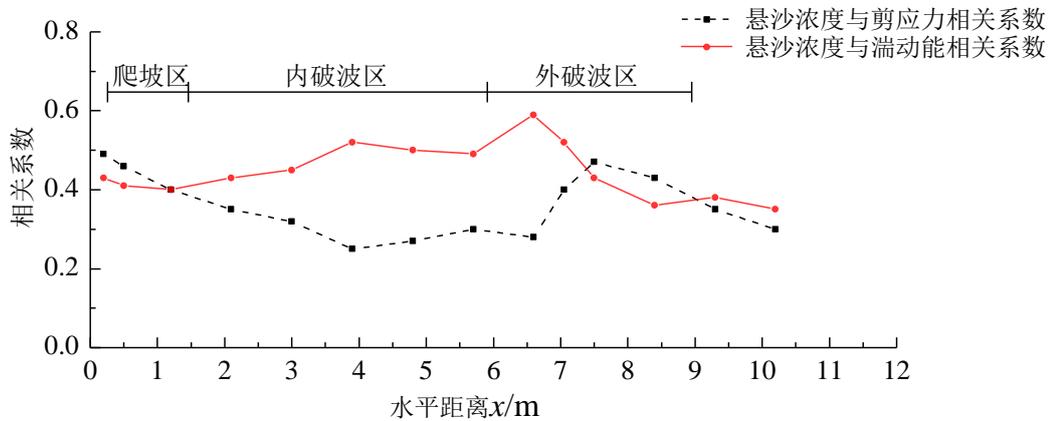


图 4.2 水底泥沙浓度与水底剪应力和湍动能相关系数空间分布

Fig. 4.2 Spatial distribution of coefficients related to bottom sediment concentration and bottom shear stress and turbulence kinetic energy

下面首先分析水底泥沙悬移机理，即分析其与水动力因素  $\tau_b$  和  $k_b$  的相关性，这一相关性可由图 4.1 中水底处 ( $z=0.5\text{cm}$ ) 泥沙浓度随时间变化与上述水动力因素随时间变化的对应性直观看出，也可图 4.2 相关系数大小定量看出，分析结果按以下不同区域分别给出。

(1) 沙坝坝峰区( $x=7.5\text{m}$ 附近)。悬沙浓度的时间历程呈现明显的随破碎波波动的周期性，周期与波浪周期相同为 3.3s。悬沙浓度与水底剪应力相关系数为 0.47，表明其泥沙悬移一部分是由水底剪应力引发的。因为在沙坝坝峰处波浪破碎处于开始阶段，有较大的波浪能量转化为湍流动能，并且由于水深较浅，这些湍流能量大部分能够穿透水深到达水底，因而可以驱动水底泥沙悬移。

(2) 沙坝凹槽区( $x=6.6\text{m}$ 附近)。该处水深为 45cm，沙坝坝峰处波浪破碎产生的湍流在该区域集中，水底处悬沙浓度波动幅值较大，但波动没有明显的固定周期，浓度峰值的出现不再与每一个波峰破碎一一对应，水体底部和中部的悬沙浓度峰值在相隔几个波浪峰值才会出现一个悬沙浓度峰值或者是接连几个浓度峰值。这种情况的原因可能是悬沙的悬扬不是对波浪作用的受迫响应，而是水底湍动能所激发的。

(3) 内破波区( $x=1.5\sim 6\text{m}$ )。该区域水底悬沙浓度峰值出现也呈现出间歇形式，不与波峰一一对应，但出现的频率要较凹槽区小，表明受波浪控制更为减弱（悬沙浓度与水底剪应力相关系数降为 0.3 以下），而主要受湍流运动控制，特别是水底边界层湍流运动的控制，这可由悬沙浓度与湍动能的相关系数具有较高数值(0.52)而悬沙浓度与水底剪应力相关系数较小看出。该区域地形变化平缓，波高变化也平缓，水底边界层容易得到稳定发展。水底边界层猝发现象<sup>[18]</sup>，成为悬沙浓度峰值形成的主要动力。1976 年

Kline<sup>[56]</sup>等人在实验研究中用流动显示观察到了边壁上湍流近壁区沿展向存在快慢相间的条纹结构,而且流体具有抬升、震荡、喷射和破碎等重复出现的准周期过程,即猝发现象。目前认为<sup>[57]</sup>,猝发现象和壁湍流中的大尺度相干结构运动有关,而且它在维持湍流,传递动量和能量等方面作用很大。研究表明<sup>[56]</sup>,猝发过程开始时先形成一种“涡对结构”,当该涡对向下游移动时,由于壁面的作用使得涡对不断抬高而离开壁面并变形导致水流结构发生剧烈变化。图 4.3 给出了这一情况的描述,即边界层中形成的马蹄涡,其受拉伸和变形所产生的水流上冲和下扫,这些湍动能猝发所产生较大的向上速度将带动泥沙起动和上扬,形成浓度峰值。由于这一过程是间歇发生的,所以悬沙浓度峰值的出现也是间歇性的。

(4) 爬坡区 ( $x < 1.2m$ )。该区邻近岸线,水深很浅,所以波浪可直接作用于水底,悬沙受波浪控制突出。与沙坝坝峰处类似,悬沙峰值的出现具有周期性,周期与波浪周期接近。悬沙浓度与水底剪应力和湍动能的相关系数较高,表明这两者共同带动泥沙悬扬。

相关性的分析是以时间历程的对应性为基础的,在沙坝坝峰和爬坡区,悬沙浓度幅值与波浪破碎波高出现的幅值以及湍动能的幅值对应,说明与剪切应力(剪切应力依赖于波浪的变化,在波峰波谷处有最大值)是对应的,湍动能也是由于波浪破碎引起的,因此悬沙浓度主要受波浪控制;在沙坝凹槽和内破波区,悬沙浓度并未表现出周期性,悬沙浓度主要受水底边界层湍流运动控制。相关性也可以通过相关系数大小进行定性分析,不同区域相关系数的大小是不同的,即水底剪应力和湍动能都会对泥沙悬移产生影响,两者的影响作用大小不同。在沙坝坝峰和爬坡区,悬沙浓度与水底剪应力、湍动能的相关系数都较大,可达到 0.4~0.6,可以认为泥沙悬移是由水底剪应力和湍动能共同引起的。在沙坝凹槽和内破波区,悬沙浓度和湍动能相关系数较大,可达到 0.4~0.6,悬沙浓度和水底剪应力的相关系数较小,可以认为悬沙悬移主要是由湍动能引起的。

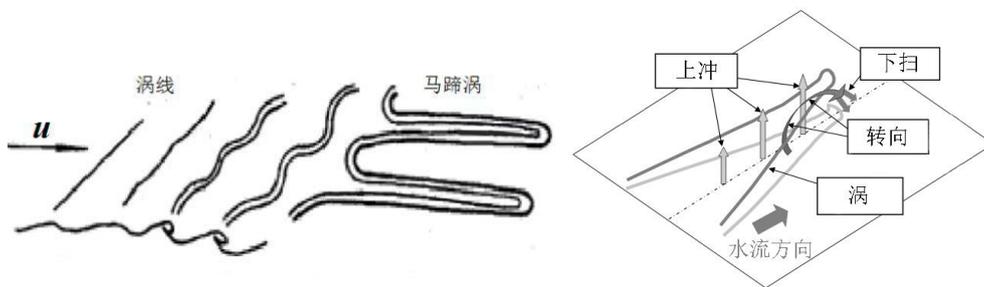


图 4.3 左图:边界层中马蹄涡的形成;右图:马蹄涡引发的湍流猝发运动。  
Fig. 4.3 Left: formation process of the horse-shoe vortex; Right: the ejection and sweep of velocity Ocaused by the horse-shoe vortex.

#### 4.1.2 悬沙垂向扩散特征

由上节对水底悬沙产生机理分析可知,坝峰区和爬坡区水底悬沙的波动主要受波浪控制,其随时间变化具有稳定的形态,是跟随波浪变化的周期波动,但内破波区和凹槽区水底悬沙的波动主要受水底边界层湍流猝发运动控制,其随时间变化不具有稳定的形态,是间歇式变化的,瞬态性很强。由于这样的原因,坝峰区和爬坡区的悬沙浓度在各测量层波动情况具有很强的对应性,而内破波区和凹槽区各测量层的悬沙浓度不存在明显的对应性。所以,下面仅对坝峰区和爬坡区的悬沙垂向分布测量结果进行分析。

图 4.4 给出了在沙坝坝峰处 ( $x=7.5\text{m}$ ) 较短时间内波面升高和不同水深处的悬沙浓度时间历程,由于对结果的放大作用,该图相较图 4.1 可以更清楚看清各测量层的悬沙浓度  $C$  随时间的变化,从而更能看清各层悬沙随时间变化的对应性以及它们与波浪随时间变化的对应性。图中结果显示,各层悬沙浓度都与水底处悬沙浓度一样呈现出明显的周期性,其周期与波浪周期相同 ( $3.3\text{s}$ )。水底 ( $z=0.5\text{cm}$ ) 处悬沙浓度峰值的时刻与一个波浪峰值的时刻对应,说明该泥沙峰值是由这一波浪峰值的波浪破碎所激发产生的,而在它以上的其它各层的浓度可以看成是该水底处悬沙浓度向上扩散的结果。这由各层悬沙浓度波动的对应性看出,即从底层向水面各层悬沙浓度时间历程峰值的出现存在滞后(悬沙峰值随着离开水底的距离  $z$  向时间轴偏移),这一偏移随离开水底的距离的增大逐渐增大,这由图中虚线标志出,该斜虚线近似为沿水深各层悬沙浓度峰值的连线,可见从水底到水面各层悬沙浓度沿时间是线性移动的,即从水底到水面各层悬沙浓度依次存在时间滞后,这一滞后与到水底距离  $z$  呈现出线性关系,即迟滞时间与  $z$  的关系为  $\Delta t = \tau_s(z/h_D)$ ,  $\tau_s$  为比例常数、 $h_D$  为泥沙扩散水深,见下面的定义。对本实验泥沙,有  $h_D = 0.14\text{m}$ ,这样由图 4.4 中斜虚线可以定出  $\tau_s = 1.1\text{s}$ 。图 4.4 中也给出了爬坡区的有关结果,结果显示各测量层悬沙浓度随时间的波动具有与上述坝峰区类似的由水底向上扩散的特征,但由于该区域位于岸线附近,要受到波浪爬坡产生的上爬和下冲水流的影响,所以虽然向上扩散的特征可以看出(从下层到上层悬沙波动峰值存在时间滞后),但不如以上坝峰区的结果突出。

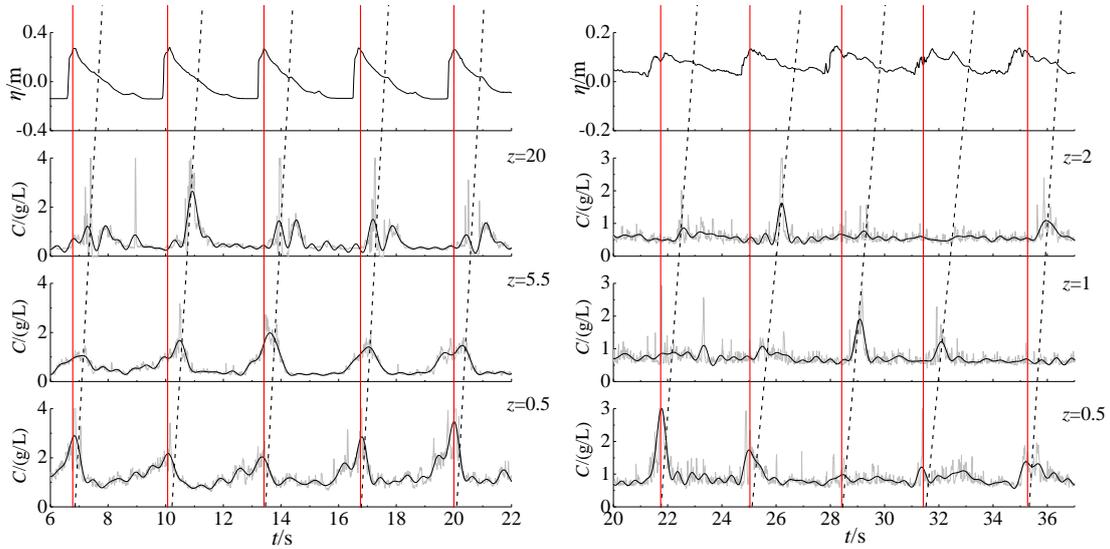


图 4.4 坝峰区(左图)和爬坡区(右图)各水深测量层上悬沙浓度波动时间历程。实线:波峰前侧出现时刻;虚线:由水底向上悬沙浓度峰值偏移。

Fig. 4.4 The time history of the fluctuation of sand concentrations on each bathymetric layer in the dam peak area (left) and the climbing area (right). Solid line: the moment of occurrence in front of the peak; the dashed line: offset by the peak of the sand concentration hanging upward from the bottom of the water.

由图 4.1 和图 4.4 的实验结果可知,对坝峰区和爬坡区水底处悬沙浓度  $C_a$  可将其表达为定常和波动的两部分之和:

$$C_a = C_0 + C_1 \cos(kx - \sigma t) \quad (4.2)$$

式中  $C_0$  和  $C_1$  为常数,  $k = 2\pi / L_s$  和  $\sigma = 2\pi / T_s$  为水底处悬沙浓度变化的波数和频率,  $L_s$  和  $T_s$  为这一变化的波长和周期。这里将悬沙波动周期  $T_s$  取为波浪波动周期,因为由图 4.1 和图 4.4 结果可以证实水底悬沙浓度的峰值是与同一时刻的波浪幅值对应的。以上水底含沙量的变化将引起水底上部水体中含沙量  $C$  沿水深的变化,这一变化可通过悬移质变化控制方程:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} = \varepsilon_s \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + \omega \frac{\partial C}{\partial z} \quad (4.3)$$

来确定,该方程忽略了  $x$  方向的扩散项。式中,  $\varepsilon_s$  和  $\omega$  分别为泥沙扩散系数和沉降速度,  $u = \bar{u} + \tilde{u}$  为水体水平速度,  $\bar{u}$  和  $\tilde{u}$  分别是时间平均速度和波浪速度。含沙量  $C$  分解为时均部分  $\bar{C}$  和波动部分  $\tilde{C}$  之和,即  $C = \bar{C} + \tilde{C}$ ,将该分解和速度分解代入方程 (4.3),并忽略乘积项(非线性项可以认为是小量),也忽略了时均流速  $\bar{u}$  引起的对流效应(该速

度较小，这可以在图 2.8 中看出），可得  $\bar{C}$  和  $\tilde{C}$  满足的方程为：

$$\varepsilon_s \frac{\partial^2 \bar{C}}{\partial z^2} + \omega \frac{\partial \bar{C}}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

$$\varepsilon_s \frac{\partial \tilde{C}}{\partial t} = \varepsilon_s \frac{\partial^2 \tilde{C}}{\partial z^2} + \omega \frac{\partial \tilde{C}}{\partial z} \quad (4.5)$$

进一步将含沙量  $C$  表达为：

$$C = C_0 f_0(z) + C_1 \operatorname{Re}\{f_1(z) e^{i(kx - \sigma t)}\} \quad (4.6)$$

代入方程 (4.4) 和 (4.5) 可知  $f_0(z)$  和  $f_1(z)$  分别满足方程：

$$\varepsilon_s \frac{d^2 f_0}{dz^2} + \omega \frac{df_0}{dz} = 0 \quad (4.7)$$

$$\varepsilon_s \frac{d^2 f_1}{dz^2} + \omega \frac{df_1}{dz} + i\sigma f_1 = 0 \quad (4.8)$$

当满足水底处条件： $C = C_a$ ，方程 (4.7) 的解是可以直接写出的： $f_0(z) = e^{-\frac{\omega}{\varepsilon_s} z}$ 。设方程 (4.8) 的解具有形式  $f_1(z) = e^{\alpha z}$  ( $\alpha$  为常数)，将其代入方程 (4.8) 中可得  $\varepsilon_s \alpha^2 + \omega \alpha + i\sigma = 0$ ，从而有  $\alpha = -(1 \pm \sqrt{1 - i4\beta})\omega / (2\varepsilon_s)$ ，其中  $\beta = \varepsilon_s \sigma / \omega^2 = 2\pi T_D / T_s$ ， $T_D = h_D / \omega$  和  $h_D = \varepsilon_s / \omega$  分别为泥沙垂向扩散时间尺度和长度尺度。可见， $\beta$  代表泥沙垂向扩散尺度与悬沙波动周期的比值，在泥沙颗粒不是很大（粗沙）的情况下（即  $T_D / T_s > 1$  的情况下），有  $\beta \gg 1$ ，于是作近似  $\sqrt{1 - i4\beta} \approx 2\sqrt{-i\beta} = (1 - i)\sqrt{2\beta}$ 。

上述结果也可以通过本实验得到验证，即取特征水深为  $h = 0.3\text{m}$ ，泥沙扩散系数表达式为  $\varepsilon_s = \kappa u_* h / 6$ （抛物线型分布  $\varepsilon_s = \kappa u_* z(1 - z/h)$  的水深平均值<sup>[1]</sup>），摩阻流速为  $u_* = 0.1\sqrt{gh} = 0.171\text{m/s}$ ，则有  $\beta = 16.23$ （计算所用泥沙参数见表 4.1）。将这一结果代入  $\alpha$  的表达式，并注意到为了保持含沙量  $C$  随  $z$  增大而衰减的特征将式中  $\pm$  取为正号，于是有  $\alpha \approx -(1 + \sqrt{2\beta}) - i\sqrt{2\beta} \omega / 2\varepsilon_s$ 。将以上  $f_0(z)$  和  $f_1(z)$  结果代入式 (4.6) 可得时均悬沙浓度  $\bar{C}$  和波动悬沙浓度  $\tilde{C}$  的幅值沿水深分布的表达式分别为：

$$\bar{C} = C_0 e^{-\frac{z}{h_D}} \quad (4.9)$$

$$\tilde{C} = C_1 \cos[kx - \sigma(t - \tau_s \frac{z}{h_D})] e^{-\frac{z}{2h_D}(1 + \sqrt{2\beta})} \quad (4.10)$$

其中  $\tau_s = \sqrt{\frac{T_s T_D}{4\pi}}$  为  $z = h_D$  处迟滞时间，即在泥沙垂向扩散特征深度处的迟滞时间，这里称其为时间迟滞因子。由上式可见，与水底含沙量  $C_a$  相对应，含沙量在任意水深处也存在定常部分和周期变化部分，二者都是水底含沙量  $C_a$  沿水深向上扩散的结果，这由上面的理论推导可以直接看出，其中任意水深处悬沙周期变化峰值是与水底悬沙周期变化峰值相对应的，只是存在时间滞后 ( $\Delta t = \tau_s(z/h_D)$ )，这一时间滞后恰是泥沙垂向扩散所需要的时间。

表 4.1 列出了爬坡区 ( $h = 0.1\text{m}$ ) 和沙坝坝峰区 ( $h = 0.3\text{m}$ ) 第三章提出的理论解和实验结果的对比。可见，对本实验沙坝坝峰区有  $T_D = 5.6\text{s}$  和  $T_s = 3.3\text{s}$ ，由以上理论解得  $\tau_s = 1.2\text{s}$ ，这与实验结果  $\tau_s = 1.1\text{s}$  在量值范围上是符合的。对爬坡区有  $T_D = 1.1\text{s}$  和  $T_s = 3.3\text{s}$ ，对应的理论解给出  $\tau_s = 0.5\text{s}$ ，这与上面实验结果  $\tau_s = 0.9\text{s}$  相比偏小，产生这一差别的原因在于理论解的近似性，即没有考虑到爬坡区强烈水流对悬沙扩散的影响。波浪跨越静水岸线上爬然后下落时会产生下落水流，这一水流会导致悬沙在水平方向的扩散，因而会削弱悬沙在垂向的扩散，导致垂向扩散减慢和滞后时间增大。另一原因是靠近岸线水域的波浪增水（平均水位变大），因为表 4.1 中水深  $h$  的取值是根据静水水深选取，若考虑这一增水，则可将  $h = 0.1\text{m}$  增大到  $h = 0.16\text{m}$ ，这也可使  $\tau_s$  理论值变大，缩小与实验结果的差距。

表 4.1 爬坡区和沙坝坝峰区悬移泥沙运动特征量

Tab. 4.1 Characteristic amount of overhanging sediment movement in climbing area and dam peak area

$h(\text{m})$	$D(\text{mm})$	$\omega(\text{m/s})$	$u_* (\text{m/s})$	$\varepsilon_s (\text{m}^2/\text{s})$	$h_D(\text{m})$	$T_D(\text{s})$	$\beta$	$\tau_s^{\text{理论}}$	$\tau_s^{\text{实验}}$
0.1	0.25	0.025	0.099	0.00066	0.03	1.1	2.0	0.5	0.9
0.3	0.25	0.025	0.171	0.00342	0.14	5.6	10.7	1.2	1.1

以上结果也显示了泥沙垂向扩散的另一特征：时均悬沙浓度  $\bar{C}$  和波动悬沙浓度  $\tilde{C}$  从水底向上的衰减率是不一致的，前者为  $1/h_D$ ，后者为  $(1 + \sqrt{2\beta})/2h_D$ ，后者比前者大，对本实验情况所大倍数  $(1 + \sqrt{2\beta})/2 = 3.35$ ，即大了 3 倍多，对应的悬沙波动部分  $\tilde{C}$  将随着离开水底的距离很快衰减，这与图 4.4 中实验结果不是很符合，这反映出悬沙扩散方程(4.5)

存在不适合之处,特别是扩散系数  $\varepsilon_s$  的选取存在没有考虑的动力因素的情况。对此问题,其他研究者也遇到过,如 Yoon 等<sup>[30]</sup>提出一个利用时均湍动能计算破波带内不同区域悬沙浓度沿水深分布的公式,该公式预报的悬沙浓度垂向分布与实验结果符合良好。Otsuka 等<sup>[22]</sup>应用悬沙浓度方程计算悬沙浓度垂向分布时,加入了一个破碎波引起的向上的水流的作用,从而使得计算的悬沙浓度与实测结果更加符合。Ogston 和 Sternberg 等<sup>[21]</sup>和 Aagaard 和 Jensen<sup>[18]</sup>也有类似研究结果(见绪论)。本文的扩散系数选取为  $\varepsilon_s = \kappa u_* h / 6$ , 即为抛物线型分布  $\varepsilon_s = \kappa u_* z(1 - z/h)$  的水深平均值,从本节结果看,这一选择对于表述泥沙扩散的时间迟滞效应是有效的,对悬沙浓度的时均部分  $\bar{C}$  也是有效的。但对于悬沙波动部分的垂向衰减不是很有效,原因是衰减中包含了边界层效应:所得波动悬沙仅出现在水底附近处。事实上,衰减因子中的  $\beta$  项是包含类似波浪边界层的速度衰减的,对应的指数项为  $\sqrt{2\beta} / (2h_D) = \sqrt{2\varepsilon_s \sigma / \omega^2} / (2\varepsilon_s / \omega) = \sqrt{\sigma / \varepsilon_s} / \sqrt{2}$ , 该项是波浪边界层厚度的倒数<sup>[22]</sup>,与泥沙沉速  $\omega$  无关,所以可以判定它是表达振动运动在粘性流体中的衰减现象。实验结果没有出现这样快的衰减说明,实际流动中存在着可以抵消这一衰减的动力因素,这一因素显然是波浪破碎所产生的湍流运动所导致。这一因素本应在扩散系数  $\varepsilon_s$  的选取时考虑,但本文的理论模型还没有考虑这一因素。但由于所得结果的时均部分  $\bar{C}$  的垂向分布是有效的,泥沙扩散时间迟滞效应是合理的、波动悬沙解(4.10)的形式也是合理的,所以本节所得理论模型总的来说仍然具有可取性。该可取性的另一个证明是:所采用的扩散系数  $\varepsilon_s$  对于  $T_D \ll T_s$  的粗颗粒泥沙或者水底悬沙波动周期较长(如长周期波群)的情况是可以给出合理的垂向衰减的(不存在悬沙幅值垂向衰减过快的情况),因为对较长周期的悬沙波动,其幅值在粘性流体中的衰减是很弱的,可以忽略的。这时悬沙波动幅值衰减与定常部分的衰减率是一样的,即也是按  $e^{-z/h_D}$  衰减。有关推导可利用这时有  $\beta \ll 1$  得到,所即可作近似  $\sqrt{1 - i4\beta} \approx 1 - i2\beta$ , 于是有:

$$\alpha = -[1 + (1 - i2\beta)] \frac{\omega}{2\varepsilon_s} = -(1 - i\beta) \frac{1}{h_D} = -(1 - i\sigma T_D) \frac{1}{h_D} \quad (4.11)$$

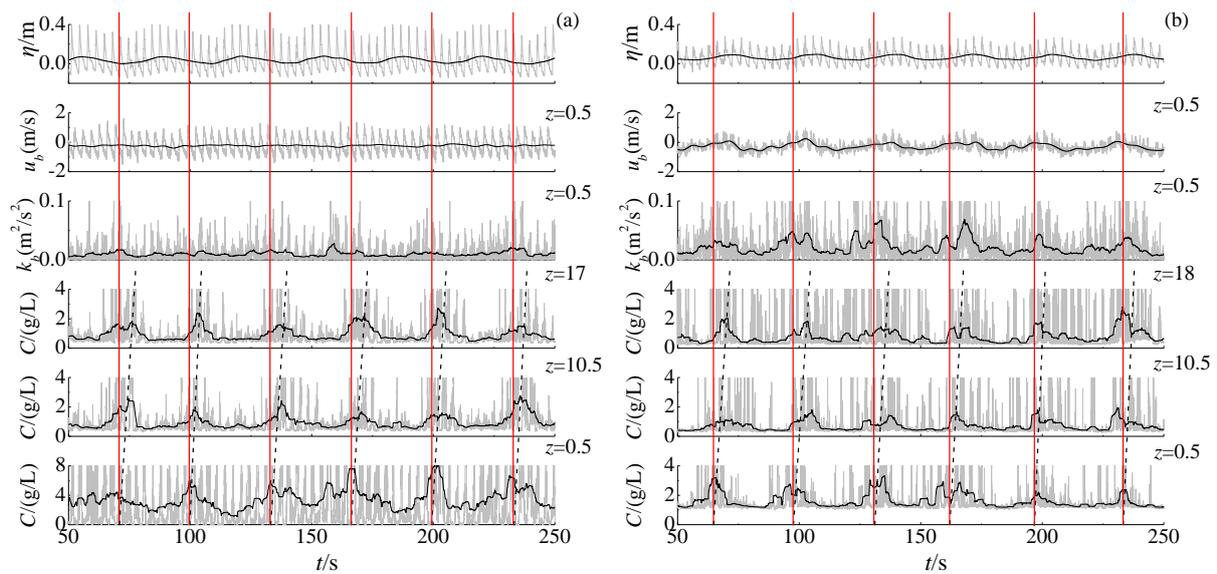
将由此得到的  $f_1(z) = e^{\alpha z}$  代入式(4.6)可知对应的悬沙波动的幅值是按规律  $e^{-z/h_D}$  衰减,迟滞时间等于  $T_D$  ( $\tau_s = T_D$ )。

## 4.2 波群情况时变悬沙浓度垂向分布

本节给出了波群情况下破波带内波面升高,水底流速,湍动能和不同水深的悬沙浓度时间历程,进而分析悬沙的形成机理和悬沙的垂向扩散特征。

#### 4.2.1 悬沙形成机理分析

驱动水底悬沙扬动的动力因素包括波浪产生的水底剪切力，波浪破碎湍动能、水底边界层湍动能和波峰前部压力突然增大（特别对于这里的锯齿形破碎波）。这些产生机理对悬沙时变作用可归结为它们产生水底悬沙峰值的能力，实验结果表明，水底悬沙峰值发生时刻是与波群波浪发生集中破碎时刻对应的，这表明波浪破碎湍动能成为水底悬沙峰值产生的占优驱动力。其它动力因素也有贡献，但相对较小。这些作用也依赖于破波带内的不同区域，特别是波群波浪发生集中破碎的原因在这些不同区域是不同的。为了显示这一结果，图 4.5 给出了波群 G1 情况分别在沙坝坝峰区( $x=7.5\text{m}$ )、沙坝凹槽区( $x=6.6\text{m}$ )、内破波区( $x=3\text{m}$ )和爬坡区( $x=0.2\text{m}$ )的波面升高，流速，水底处湍动能、不同水深的悬沙浓度的时间历程（灰线）及其短波平均值（黑线）。由这些量的峰值在发生时间上的对应关系可以了解它们之间的相互依赖性。



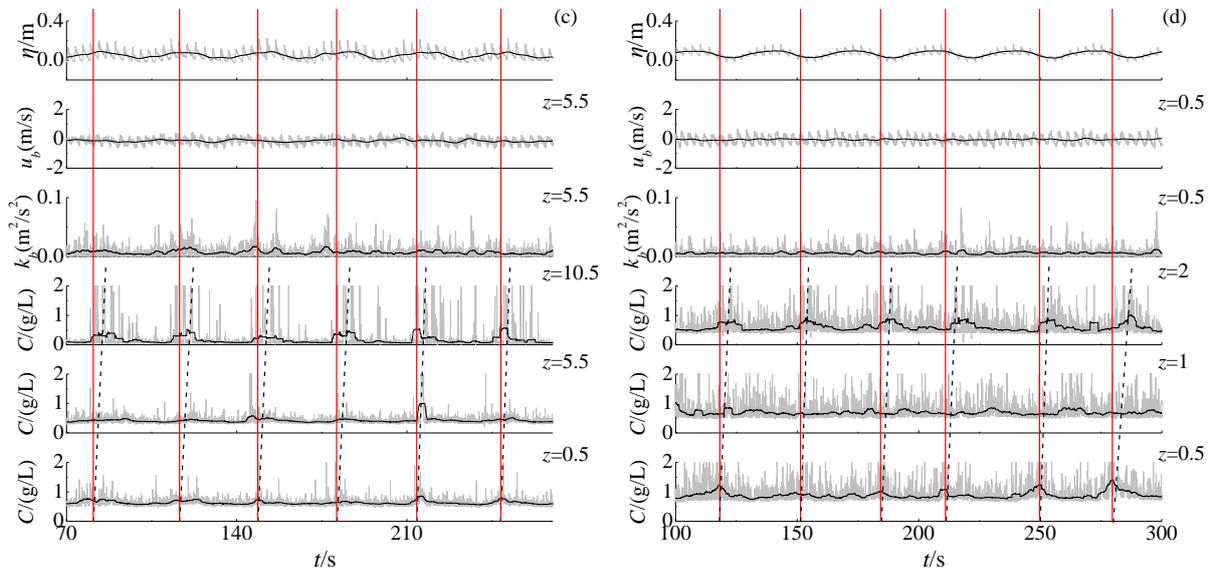


图 4.5 波群 G1 的波面升高  $\eta$ 、水底处流速  $u_b$  和湍动能  $k_b$ 、各测量层悬沙浓度  $C$

(a) 沙坝坝峰区；(b) 沙坝凹槽区；(c) 内破波区；(d) 爬坡区。

( $z(\text{cm})$ 为距水底的距离，竖线为波面升高、水底速度、水底湍动能和水底悬沙浓度出现峰值的时刻，斜虚线为从水底到水面各层悬沙浓度峰值的后移)

Fig. 4.5 Results of wave group G1 at sand bar crest (a), bar trough (b), inner surf zone (c) and swashing zone (d)

( $z$  represents the distance from sea bed in cm, solid vertical line connects the time moments of the peaks of  $\eta$ ,  $u_b$ ,  $k_b$  and the dash line represents the shifting of concentration peak in time series of  $C$ )

(1) 沙坝坝峰处。图 4.6 给出了波群 G2 和 G3 在沙坝坝峰处的有关实验结果（分别在  $x=7.5\text{m}$  和  $x=9.3\text{m}$ ），将其与图 4.5(a)中波群 G1 实验结果对比可见，三个波群的水底悬沙峰值发生的时刻都是低频长波的波谷时刻。这是因为波谷的出现导致了平均水深的降低，因而导致了波浪在该波谷时刻的强烈破碎。又由于坝峰处水深较浅，破碎波浪的湍动能能够深入到水底处（这可从水底湍动能  $k_b$  峰值时刻与波谷时刻对应看出），从而激发起水底泥沙的扬动，产生了悬沙峰值。由于这样的产生机理，峰值出现的周期与波群周期一致，也与湍动能峰值出现的周期一致。这表明了，长波波谷处波浪集中破碎是水底泥沙峰值产生的驱动因素。

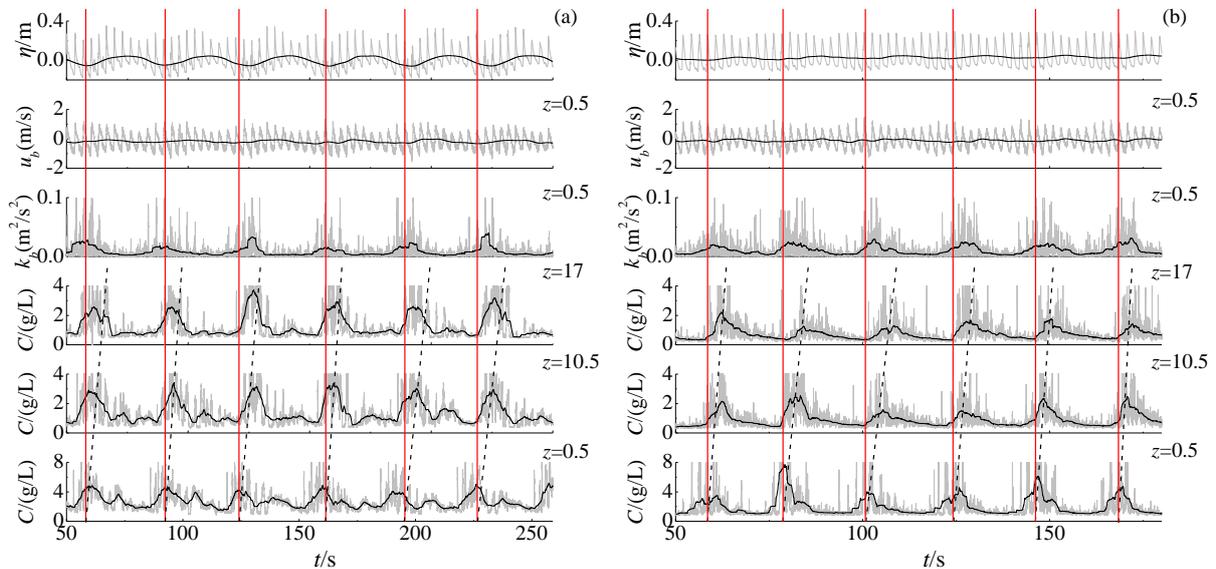


图 4.6 沙坝坝峰区不同波长波群的实验结果。(a) 波群 G1; (b) 波群 G2。(其它见图 4.5)

Fig. 4.6 Results for wave groups with different wave lengths at sand bar crest. (a) wave group G2; (b) wave group G3.(see Fig.4.5 for others)

(2) 波浪爬坡区。爬坡区水底泥沙悬移机理与上面坝峰区一致，所以这里优先给出有关结果。图 4.7 给出了爬坡区波群 G2 和 G3 的实验结果(分别在  $x=0.2m$  和  $x=0.2m$ )，将其与图 4.5(d)中波群 G1 实验结果对比可见，波群 G1 和 G2 情况与上面坝峰区三个波群的情况是一致的，水底悬沙峰值发生的时刻都是低频长波的波谷时刻，水底湍动能  $k_b$  峰值时刻也与该时刻对应，但水底速度  $u_b$  在该时刻并不存在峰值，所以该时刻波浪集中破碎是水底泥沙峰值产生的原因。但对波群 G3 的结果这样的对应性并不明显，这是由于该波群周期比较短，低频长波幅值较小，所以引起的波浪集中破碎较小的缘故。

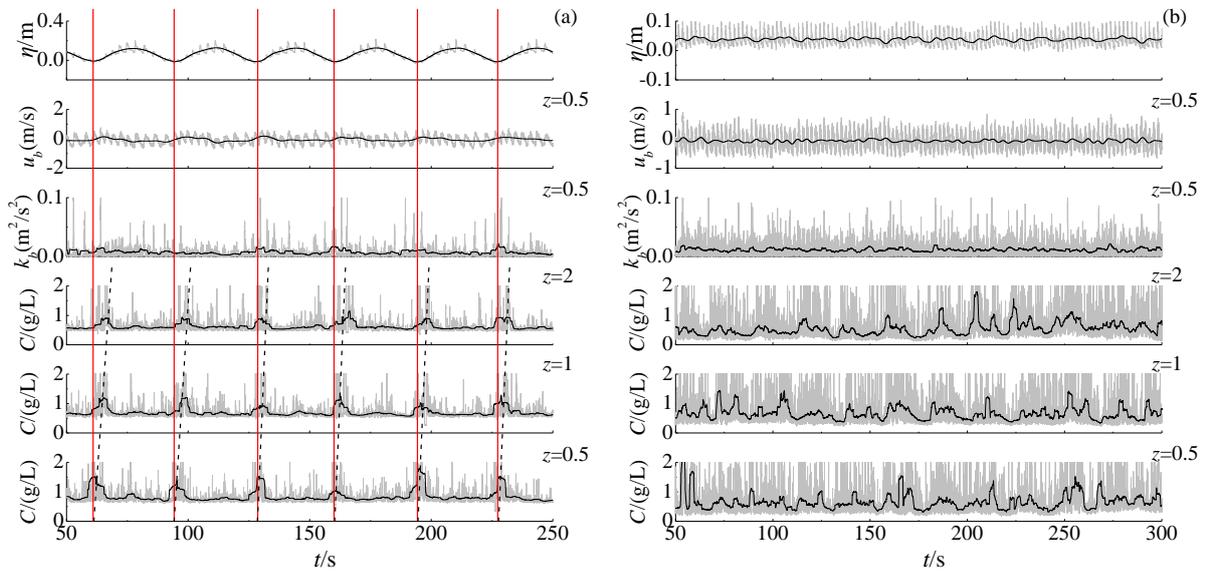


图 4.7 爬坡区不同波长波群的实验结果。(a) 波群 G1; (b)波群 G2。(其它见图 4.5)

Fig. 4.7 Results for wave groups with different wave lengths in inner surf zone. (a) wave group G2; (b) wave group G3.(see Fig.4.5 for others)

(3) 沙坝凹槽区。图 4.8 给出了波群 G2 和 G3 在沙坝凹槽处的有关实验结果（分别在  $x=6.6\text{m}$  和  $x=8.7\text{m}$ ），将其与图 4.5(b)中波群 G1 实验结果对比可见，与上面沙坝坝峰区和波浪爬坡区不同，沙坝凹槽区的水底悬沙峰值发生的时刻并不是低频长波的波谷时刻，而是接近低频长波的波谷的后 1/4，接近下一个波峰的时间段。事实上，这一时间段是波浪集中破碎时间。为了说明这一点，图 4.9 中给出了波群 G1, G2 和 G3 情况波浪破碎对波群包络时间序列形态的改变，图中结果为沙坝坝峰位置破碎波和邻近波浪破碎点浪高仪处未破碎波波面升高时间历程，从图中可以看出波浪未破碎时长波波谷处的大波已经在经过沙坝坝峰时发生了破碎，这导致波群序列中大波出现的时刻后移，发生在了波谷的后 1/4 时段，这部分大波传播到相邻的沙坝凹槽处 ( $x=6.2\text{m}$ ) 时，由于波高与水深之比较大，因而发生了该时段波浪集中破碎（这可从图中水底湍动能峰值时刻与此时刻对应看出，另外图中对应时刻的水底速度  $u_b$  没有出现峰值，所以不是水底剪切力所驱动）。因为沙坝凹槽处水深较大，低频长波的波谷（其导致水深降低）所处时段并不是波高水深比最大处，因而也不再是波浪集中破碎时段。

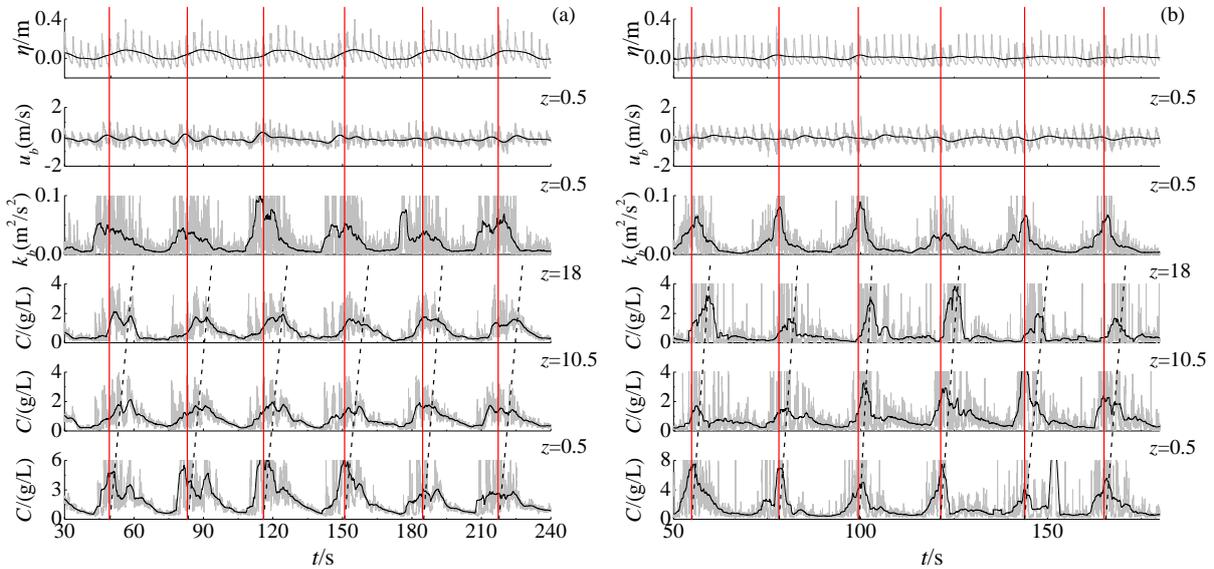


图 4.8 沙坝凹槽区不同长度波群的实验结果。(a) 波群 G1; (b) 波群 G2。(其它见图 4.5)

Fig. 4.9 Results for wave groups with different wave lengths at sand bar trough. (a) wave group G2; (b) wave group G3.(see Fig.4.5 for others)

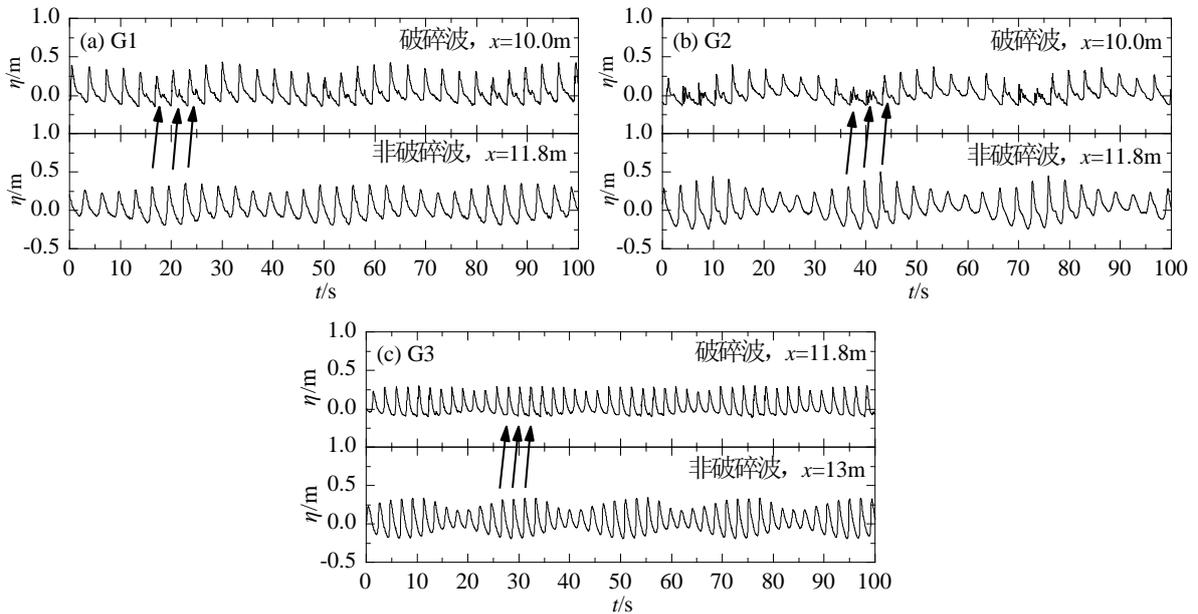


图 4.9 实验波群 G1、G2 和 G3 在沙坝上破碎前和破碎后的波面形状  
(箭头线所指为未破碎波峰所对应的破碎后的波峰)

Fig. 4.9 Time series of free water elevations of wave group G1, G2 and G3 before and after the beginning of wave breaking. (The arrow line points to the broken wave crest corresponding to the unbroken wave crest.)

(4) 内破波区。图 4.10 给出了内破波区波群 G2 和 G3 的实验结果（分别在  $x=3.0\text{m}$  和  $x=5.7\text{m}$ ），将其与图 4.5(c)中波群 G1 实验结果对比可见，波群 G1 和 G2 情况与上面沙坝凹槽区类似，水底悬沙峰值发生的时刻都是接近低频长波的波谷的后 1/4、接近下一个波峰的时间段，表明是由于波群时间序列在该时段存在大波，导致波高与水深之比比较大，因而引起该时段大波集中破碎和水底悬沙峰值的出现。由于水底速度  $u_b$  的峰值并不与水底悬沙峰值一一对应，所以水底剪切力并不是水底悬沙峰值产生的原因。对于波群 G3，水底悬沙峰值出现不再具有周期性，而是随机的。其原因可由波面升高时间历程看出，该时间历程中各个波峰在大小上变化不大，形态类似规则波，这也可从图 4.9 中波群 G3 时间序列在沙坝处破碎前后波包络形状看出：破碎前包络波动幅值很大（对应调制系数 0.5），但破碎之后包络波动幅值大幅度减小（这与图中波群 G1 和 G2 的明显不同，后者波浪破碎后波包络仍然能保持波浪破碎前的波动幅值），波列中各波高差别不大，波浪序列类似规则波，所以水底悬沙的时变特征也像规则波情况的类似，是由水底边界层湍流猝发运动激发的，而不是由波浪破碎所激发的。

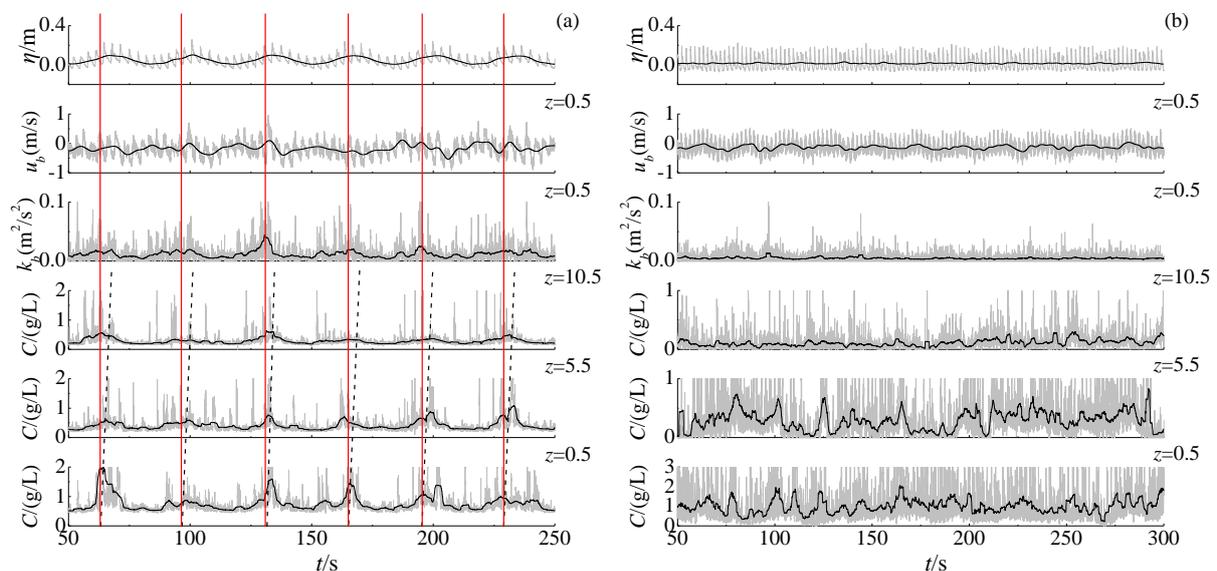


图 4.10 内破波区不同波长波群的实验结果。(a) 波群 G2; (b)波群 G3。(其它见图 4.5)

Fig. 4.10 Results for wave groups with different wave lengths in the internal break zone. (a) wave group G2; (b) wave group G3.(see Fig.4.5 for others)

#### 4.2.2 悬沙垂向扩散特征

由本文 4.1 节可知，对于水底边界处悬沙浓度为周期性变化的情况，水底边界处悬

沙浓度与各水深层处悬沙浓度的依赖关系可以通过悬沙垂向扩散理论来建立, 即它们之间满足扩散关系。所以, 对上节的水底悬沙浓度是周期性变化(与波群周期一致)的波群 G1 和 G2 悬沙时变浓度的垂向分布规律可以采用本文 4.1.2 节的扩散理论来作理论分析, 但需要考虑这里参数  $\beta$  为任意值的情况。

由本文 4.1.2 节可知  $\bar{C}$  和  $\tilde{C}$  的垂向分布表达式分别可写为

$$\bar{C} = C_0 e^{-\frac{\omega}{\varepsilon_s} z} \quad (4.12)$$

$$\tilde{C} = C_1 \operatorname{Re}\{e^{\alpha z} e^{i(kx - \sigma t)}\} \quad (4.13)$$

其中,

$$\alpha = -\frac{\omega}{2\varepsilon_s} \left[ 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} (1+16\beta^2)^{1/4} \left( \sqrt{1 + \frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}}} - i \sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}}} \right) \right] \quad (4.14)$$

$$\beta = \frac{4\varepsilon_s \sigma}{\omega^2} \quad (4.15)$$

具体推导过程见附录。则式 (4.12) 和式 (4.13) 的表达式可写为

$$\bar{C} = C_0 e^{-\frac{z}{h_D}} \quad (4.16)$$

$$\tilde{C} = C_1 \cos\left[kx - \sigma\left(t - \tau_s \frac{z}{h_D}\right)\right] e^{-\frac{z}{h_D^*}} \quad (4.17)$$

式中,

$$h_D^* = \lambda h_D \quad (4.18)$$

$$\tau_s = \frac{T_s}{4\pi\sqrt{2}} (1+16\beta^2)^{1/4} \sqrt{1 - \frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}}} \quad (4.19)$$

$$\lambda = 2 / \left[ 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} (1+16\beta^2)^{1/4} \sqrt{1 + \frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}}} \right] \quad (4.20)$$

上式  $h_D^*$  为悬沙波动部分的实际垂向扩散尺度, 其与悬沙定常部分的垂向扩散尺度  $h_D$  的比值  $\lambda$  小于 1, 即悬沙的波动部分的垂向衰减要快于定常部分衰减, 其原因是由于振荡

运动在粘性流体的衰减特征导致（参见本文 4.1.2 节）。对  $\beta \ll 1 (T_D \ll T_s)$ , 泥沙颗粒较粗或者水底悬沙波动周期较长)和  $\beta \gg 1 (T_D \gg T_s)$ , 泥沙颗粒较细或者水底悬沙波动周期较短),  $h_D^*$  和  $\tau_s$  的表达式可简化为:

$$h_D^* = \begin{cases} h_D & (\text{当 } \beta \ll 1) \\ 2h_D / (1 + \sqrt{2\beta}) & (\text{当 } \beta \gg 1) \end{cases} \quad \tau_s = \begin{cases} T_D & (\text{当 } \beta \ll 1) \\ \sqrt{T_s T_D / (4\pi)} & (\text{当 } \beta \gg 1) \end{cases} \quad (4.21)$$

对这里的波群情况,  $\beta$  的值在 1 附近(见表 4.2), 所以对  $\tau_s$  和  $\lambda$  需要采用一般的表达式 (4.19) 和 (4.20)。

表 4.2 爬坡区、内破波区、沙坝坝峰区和沙坝凹槽区 ( $h=0.1\text{m}, 0.2\text{m}, 0.3\text{m}, 0.4\text{m}$ ) 悬移泥沙运动特征量 (波群 G1 和 G2)

Tab. 4.2 Values of parameters of suspended sediment movement in different regions of surf zone of Test G1 and G2

$h(\text{m})$	$D(\text{mm})$	$\omega(\text{m/s})$	$u_* (\text{m/s})$	$\varepsilon_s (\text{m}^2/\text{s})$	$h_D (\text{m})$	$T_D (\text{s})$	$T_s (\text{s})$	$\beta$	$\lambda$	$\tau_s^{\text{理论}}$	$\tau_s^{\text{实验}}$
0.1	0.25	0.025	0.099	0.00066	0.03	1.1	33	0.2	0.97	0.98	1.7
0.2	0.25	0.025	0.140	0.00186	0.07	3.0	33	0.6	0.86	2.26	3.3
0.3	0.25	0.025	0.171	0.00342	0.14	5.6	33	1.1	0.75	3.37	4.1
0.4	0.25	0.025	0.198	0.00528	0.21	8.4	33	1.6	0.68	4.36	5.5

由以上理论结果可见, 悬沙浓度在任意水深处的定常和周期变化部分都是水底含沙量  $C_a$  沿水深向上扩散的结果, 其中任意水深处悬沙周期变化峰值是与水底悬沙周期变化峰值相对应的, 只是存在时间滞后 ( $\Delta t = \tau_s z / h$ ), 这一时间滞后恰是泥沙垂向扩散所需要的时间。本文 4.1.2 节对规则波情况应用实验结果验证了这一理论结果, 下面对波群情况来验证这一理论结果。如本文 4.1.2 节所述, 取泥沙垂向扩散系数  $\varepsilon_s = \kappa u_* h / 6$ , 摩阻流速为  $u_* = 0.1\sqrt{gh}$ , 波群 G1 和 G2 情况的爬坡区、内破波区、沙坝坝峰区和沙坝凹槽区 ( $h=0.1\text{m}, 0.2\text{m}, 0.3\text{m}, 0.4\text{m}$ ) 悬移泥沙运动特征量由表 4.2 列出。由表中理论解和实验结果的对比可见, 对以上四个区域有迟滞时间  $\tau_s$  的理论值与实验值在量值大小上是符合的。并且, 从  $\lambda$  的数值接近于 1 可知, 时均悬沙浓度  $\bar{C}$  和波动悬沙浓度  $\tilde{C}$  从水底向上的衰减率差别是不大的, 这是由于水底悬沙浓度峰值出现的周期与波群周期是一致的, 是长周期波动 ( $T_s \gg T_D$ ), 所以粘性流体中波动幅值衰减效应很小。这与本文 4.1.2 节中规则波情况水底悬沙峰值在短周期上波动的结果是不同的。

### 4.2.3 波群参数的影响

研究中采用的三个波群考虑了不同的调制系数（0.25 和 0.5）和波群长度（33s 和 22s），见表 2.1，所以将波群 G1 和 G2 的结果对比可以看出波群调制系数对所得研究结果的影响，将波群 G2 和 G3 的结果对比可以看出波群长度对所得研究结果的影响。其中，波群长度的影响是明显的，即波群长度由 33s 变为 22s 后，爬坡区和内破波区的水底悬沙浓度峰值的出现不再具有周期性，而是表现出随机性。原因是在这两个区域，波系列中波高变化变小，波群特征变弱，波浪类似于规则波，所以出现了规则波所引起的水底悬沙浓度的时变特征，峰值的出现表现出随机性（原因参见上节中的解释）。但在坝峰区和凹槽区，水底悬沙浓度峰值的出现仍然具有周期性，这是因为在这两个区域，波系列中波高变化仍然保持了波群特征，即有周期性的变化。

波群调制系数的影响不是很明显，因为在沙坝处波群大波都破碎了，破碎后波群中最终的大波波高取决于坝顶水深，导致不同调制系数的波群在破碎后波浪系列中波高差别变小，即不同调制系数的波群在波浪破碎后调制系数变得差别更小，这从图 4.10 三个波群在沙坝处破碎前后的波系列波高变化的对比可以直接看出，如在破碎前（ $x=11.8\text{m}$  处）尽管波群 G2 系列中的波高变化（调制系数为 0.5）比波群 G1 的（调制系数为 0.25）要明显大，但破碎后（ $x=10\text{m}$  处）两系列中的波高变化已经差别不大。这一波高均匀化对短波周期波群更为明显，这可由图中短周期波群 G3 破碎后波系列中波高均匀程度与长周期波群 G2 的结果对比看出，二者破碎前调制系数均为 0.5，但破碎后波群 G3 系列中波高变得更为均匀。

## 4.3 本章小结

本章通过物理模型实验结果和理论分析研究了海岸破波带在规则波和波群情况的悬沙垂向分布的时变特征，所得结果为如下内容。

对于规则波情况：

（1）实验结果表明，破波带内不同区域悬沙浓度波动的产生具有不同的机理。沙坝坝峰和爬坡区水深较浅的断面，水底悬沙浓度波动的主要受到波浪控制，悬沙浓度峰值出现时刻和波面峰值基本一致，水底泥沙波动部分主要受到锯齿形破碎波波峰处的速度增大和湍动能增大的驱动，对这一具有稳定波动形态的水底悬沙浓度变化，其所引起的悬沙波动垂向分布可以由悬沙扩散理论进行分析。但内破波区和凹槽区水底悬沙的波动主要受水底边界层湍流猝发运动所控制，其随时间变化具有间歇性，时变特征为瞬变形态，对应的悬沙波动的垂向分布主要也不是表现为由下向上的扩散过程，不同水深层

悬沙波动的依赖关系更为复杂，其规律现还无法进行理论描述。

(2) 采用悬沙扩散理论对坝峰区和爬坡区的各水深处悬沙波动变化的依赖关系进行分析表明，所得各测量层悬沙峰值的时间滞后的理论结果和实验结果符合。

(3) 理论分析表明，悬沙波动幅值的垂向衰减与时均悬沙的垂向衰减率是不一致的，后者仅受扩散过程控制，而前者初受扩散过程控制外，还受粘性流体中波动幅值衰减控制，因而前者要较后者的值大。但对悬沙波动的周期较大时 ( $T_D \ll T_s$ )，后一衰减作用很小，可以忽略不计，这时会出现悬沙波动幅值的垂向衰减与时均悬沙的垂向衰减率一致的情况。

对于波群情况：

(1) 实验结果表明，水底悬沙峰值发生时刻是与波群中波浪发生集中破碎的时刻相对应的，水底悬沙出现峰值的周期与波群周期一致，这表明波浪破碎湍动能是水底悬沙峰值产生的占优驱动力。但对破波带内不同区域内存在不同的波浪发生集中破碎的原因：在沙坝坝峰和爬坡区，波浪集中破碎发生在波群中低频长波波谷时段，是该波谷引起水深变浅、波高水深比增大所导致；在内破波区和凹槽区，波浪集中破碎发生在波群中大波高时段，是该大波高引起波高水深比增大所导致。

(2) 采用悬沙扩散理论可以给出各水深层悬沙波动峰值出现的规律，即实验所得的各测量层悬沙峰值出现的时间滞后是垂向扩散的过程所导致，理论预报的时间滞后与实验结果符合。

(3) 由于水底悬沙出现峰值的周期与波群周期一致，是长周期波动 ( $T_s \gg T_D$ )，所以粘性流体中波动幅值衰减效应很小，这导致悬沙波动幅值的垂向衰减与时均悬沙的垂向衰减率接近的，有关理论分析给出的悬沙波动幅值垂向衰减可以应用于解释实验结果，这与规则波情况水底悬沙峰值在短周期上波动的结果是不同的。

(4) 波群长度的减小（由 33s 变为 22s），对爬坡区和内破波区的水底悬沙浓度影响很大，其峰值的出现不再具有周期性，而是表现为随机的；但对坝峰区和凹槽区无显著影响，水底悬沙浓度仍然按波群周期波动。但是由于沙坝对波群中大波的削减作用（通过波浪破碎），不同调制系数（0.25 和 0.5）对波群的悬沙时变部分的结果影响不大。

## 5 推移质输沙率时域计算模型

本章给出了一个考虑了波浪加速度和泥沙颗粒碰撞力影响的时变跃移质输沙率模型和一个考虑了波浪加速度和滑移摩擦力影响的时变滑移质输沙率模型，研究在波浪运动周期内的推移质运动特征、载沙量特征和输沙率特征。最后利用实验的时均推移质输沙率结果与两个模型的预报加权结果进行对比，验证了模型的适用性。

叙述结构如下：5.1 节介绍了现有的推移质输沙率公式，建立了时变跃移质输沙率模型和时变滑移质输沙率模型；5.2 节分析了不同波浪形态下载沙量时变特征；5.3 节研究了推移质运动速度时变特征；5.4 节根据规则波实验结果验证了新时变推移质输沙率模型的适用性；5.5 节是本章小结。

### 5.1 新时变推移质输沙率模型的建立

本节介绍了已有的推移质输沙率模型，建立了跃移质时变输沙率模型和滑移质时变输沙率模型，并给出推导过程。

#### 5.1.1 现有的推移质输沙率公式

绪论中介绍到现有的推移质输沙率公式主要是通过两种方法获得的，即对推移质进行受力分析或应用能量原理。目前的输沙率公式中考虑波浪加速度的影响但没有考虑推移质颗粒之间碰撞力的影响。下面先介绍这两种现有的推移质输沙率公式。

对推移质进行受力分析得到的 Meyer-Peter 和 Muller 公式：

$$\Phi(t) = \begin{cases} 8[|\theta(t)| - \theta_c]^{1.5} \frac{\theta(t)}{|\theta(t)|} G_s, & |\theta(t)| \geq \theta_c \\ 0, & |\theta(t)| < \theta_c \end{cases} \quad (5.1)$$

式中  $\Phi(t) = q_b(t) / \sqrt{(s-1)gD_{50}^3}$  为无因次推移质体积输沙率； $\theta(t) = \tau_b / [(\rho_s - \rho)gD_{50}]$  为希尔兹数， $\theta_c$  为临界希尔兹数。Kobayashi<sup>[58]</sup>在公式中加入了坡度因子  $G_s$ 。 $G_s$  的表达式为  $G_s = \tan \phi / (\tan \phi \pm \nabla h)$  ( $\nabla h$  与  $\theta(t)$  同向时取负号，反向时取正号)，其中  $\tan \phi$  是泥沙内摩擦角， $\nabla h$  是水底坡度；当  $\nabla h \ll \tan \phi$  时， $G_s = 1 \mp \nabla h / \tan \phi$ 。

基于能量原理的推移质输沙率公式中最具代表性的是 Bailard 公式：

$$q_b(t) = \frac{C_f e_b}{g(s-1)\tan \phi} [ |u(t)|^2 u(t) + \frac{\nabla h}{\tan \phi} |u(t)|^3 ] \quad (5.2)$$

式中  $q_b$  为推移质体积输沙率,  $C_f$  是摩擦系数,  $e_b$  为推移质效率系数,  $s$  为比重,  $u(t)$  为近底水平流速。

上述公式都没有考虑水质点加速度的影响, 研究者对上述推移质输沙率公式进行了修正来加入加速度的影响, 代表性的例如 Nielsen 修正公式和增强 Bailard 公式。

Nielsen 修正公式是对受力分析得到的推移质输沙率公式修正后得到的:

$$\Phi(t) = m[|\theta(t)| - \theta_c]^n \frac{\theta(t)}{|\theta(t)|} G_s \quad (5.3)$$

式中的  $m$  和  $n$  为经验系数, 在 Meyer-Peter 和 Muller 公式中取  $m = 8$ ,  $n = 1.5$ 。Nielsen 修正公式主要是针对希尔兹数  $\theta(t)$  的计算方法进行修正。为考虑加速度的影响, 在计算希尔兹数  $\theta(t)$  使用泥沙驱动流速  $u_\theta$  来计算, 即

$$\theta(t) = u_\theta^2 / [(s-1)gd_{50}] \quad (5.4)$$

其中  $u_\theta$  的表达式为

$$u_\theta = \sqrt{\frac{1}{2} f_w (\cos \phi_\tau u + \sin \phi_\tau \frac{1}{\sigma} \frac{du}{dt})} \quad (5.5)$$

式中  $f_w$  是水底的摩擦系数;  $\phi_\tau$  为波浪水质点速度和水底剪应力之间的相位差, Nielsen 通过分析实验数据指出  $\phi_\tau = 51^\circ \pm 16^\circ$ ;  $\sigma$  为波浪角频率。

增强 Bailard 公式是 Guannel<sup>[48]</sup>在 Bailard 公式的基础上提出的:

$$q_b(t) = q_{bailard}(t) + q_{acc} \quad (5.6)$$

式中的  $q_{bailard}(t)$  为 Bailard 公式 (5.2),  $q_{acc}$  为加速度产生的推移质输沙率:

$$q_{acc} = \begin{cases} K_a [a_{spike} - \text{sgn}(a_{spike}) a_{crit}], & a_{spike} \geq a_{crit} \\ 0, & a_{spike} < a_{crit} \end{cases} \quad (5.7)$$

式中的  $K_a$  和  $a_{crit}$  是通过实验来确定的系数,  $\text{sgn}$  为符号函数,  $a_{spike} = \overline{a^3} / \overline{a^2}$ ,  $a$  为水质点的加速度, 上画横线是时均值。

### 5.1.2 跃移质输沙率模型

这里分析的推移质属于跃移质, 其运动方式为: 泥沙颗粒短时间跃离床面, 随水流前进一段距离又落回到床面, 如图 5.1 所示。推导时变跃移质输沙率公式过程中, 通过

对跃移质泥沙颗粒受力和概率平均得到跃移质泥沙颗粒运动均值速度  $u_s$ ，通过文献<sup>[59]</sup>得到跃移质载沙量  $W_s$  的经验公式，从而得到跃移质输沙率  $q_b$ ，即

$$q_b = u_s W_s \quad (5.8)$$

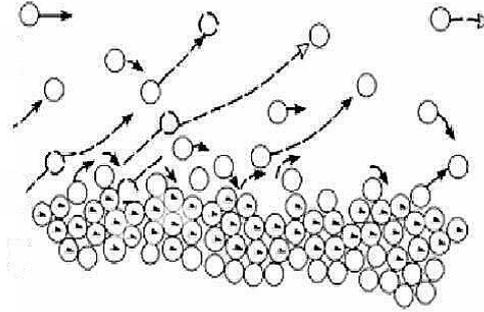


图 5.1 跃移质运动示意图

Fig. 5.1 Schematic of the movement of the saltation load

(1) 求解跃移质运动均值速度  $u_s$

通过对跃移质颗粒受力分析确定跃移质泥沙颗粒运动速度，与前人工作的不同之处在于通过将速度场取为锯齿形波浪来考虑波浪加速度的影响，并且加入了泥沙颗粒之间碰撞力的影响。由牛顿第二定律，可以得到单个跃移质泥沙颗粒水平方向运动的控制方程（其中下角标  $i$  代表单个泥沙颗粒的量值）：

$$m_i \frac{du_i}{dt} = F_{pi} + F_{Di} + F_{Gi} \quad (5.9)$$

式中， $F_{pi}$  为压力梯度力，其表达式为

$$F_{pi} = -\frac{\partial p}{\partial x} D \left( \frac{\pi}{4} D^2 \right) = \frac{\pi}{4} \rho D^3 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (5.10)$$

其中， $u$  为水底边界层上方的流速， $F_{pi}$  的表达式利用了流体运动方程并且忽略了非线性的影响。

$F_{Di}$  为拖曳力，其表达式为

$$F_{Di} = \frac{1}{2} \rho C_D \left( \frac{1}{4} \pi D^2 \right) |u - u_i| (u - u_i) \quad (5.11)$$

其中,  $\rho$  为水的密度;  $D$  是泥沙粒径, 在此取中值粒径即  $D = d_{50} = 0.25\text{mm}$ ;  $u$  是拖曳推移质运动的流速;  $C_D$  是拖曳力系数, 其数值大小依赖于雷诺数, 在常见的砂质海岸中, 雷诺数  $\text{Re} > 500$ , 因此  $C_D$  取 1.1。当泥沙运动速度小于流体速度时, 拖曳力为动力; 当泥沙运动速度大于流体速度时, 拖曳力为阻力。

$F_{Gi}$  为泥沙颗粒间的碰撞力, 模拟泥沙启动及其运动过程中的碰撞过程。假定碰撞力的大小正比于颗粒自身的动量大小 (因为大小均匀的泥沙颗粒速度越大, 颗粒间产生阻抗力对运动产生的反作用力越大), 其表达式为

$$F_{Gi} = -\Gamma_j(t)m_i u_i f_s \quad (5.12)$$

式中负号表示碰撞力总是与泥沙运动方向相反, 起到阻碍作用。  $f_s$  为碰撞力系数, 反应碰撞力的大小, 以求更逼近真实情况, 需要通过实验确定。  $\Gamma_j(t)$  为间歇函数, 其表达式为

$$\Gamma_j(t) = \tanh\left(\frac{\omega}{u_*} \frac{\alpha(t-t_0)}{T}\right) \quad (5.13)$$

为了描述跃移质的运动特征, 引入间歇函数  $\Gamma_j(t)$ , 表示泥沙颗粒处于“跃起”状态是间歇存在的。式中  $T$  为波浪周期,  $t_0$  是泥沙颗粒跃移开始的时间, 可取一个波浪周期内流速波峰结束的时刻 (在该时刻流速最大使得推移质颗粒跃起), 即当  $\frac{\partial u}{\partial t} < 0$  时,  $t > t_0$ , 当  $\frac{\partial u}{\partial t} > 0$  时,  $t < t_0$ 。  $\alpha$  为通过实验<sup>[60]</sup>确定的经验系数。  $\omega$  为泥沙颗粒沉降速度, 代表泥沙粒径越粗 (细), 跃移的时间越短 (长);  $u_*$  为摩阻流速, 可取  $u_* = 0.1A\sigma$  ( $A$  为波浪幅值,  $\sigma$  为波浪频率), 代表湍动能越大, 泥沙跃移时间越长。当间歇函数的值较小时, 认为跃移质泥沙颗粒处于跃移状态, 水体中的泥沙颗粒数量远小于水床底面的泥沙颗粒数量, 因此碰撞力较小; 当间歇函数的值接近 1 时, 认为跃移质泥沙颗粒落回到了水床底面, 因此碰撞力较大。

在这里认为泥沙颗粒是均匀相同的, 每个泥沙的质量相同  $m_i = m_s$ , 但是由于每一个泥沙颗粒所处的位置环境不同, 因此要取泥沙颗粒的均值速度, 均值速度为概率意义下的平均速度, 即单位面积上的泥沙中所含每一个泥沙颗粒的速度发生的概率的和,

$$u_s = \sum_{i=1}^n u_i p(u_i), \quad u_i \text{ 为每个泥沙颗粒速度, } p(u_i) \text{ 为其发生的概率。将单位面积上 } n_s \text{ 个泥}$$

沙颗粒所满足的方程 (5.9) 乘上速度发生的概率  $p(u_i)$  再求和, 即

$$\sum_{i=1}^{n_s} m_i p(u_i) \frac{du_i}{dt} = \sum_{i=1}^{n_s} p(u_i) (F_{Pi} + F_{Di} + F_{Gi}) \quad (5.14)$$

方程左端变为  $m_s \frac{du_s}{dt}$ , 方程右端的压力项不需要处理, 因为与泥沙无关, 只与波浪相关; 碰撞力项与速度为线性关系, 求和可直接得到平均速度; 而拖曳力项则要根据能量做功等效原理进行线性化处理。泥沙均值速度所满足的方程和各项内容如下:

$$m_s \frac{du_s}{dt} = F_D + F_P + F_G \quad (5.15)$$

$$F_D = \frac{1}{2} \rho C_D \left( \frac{1}{4} \pi D^2 \right) |u - u_s| (u - u_s) \quad (5.16)$$

$$F_G = -\Gamma_j(t) m_s u_s f_s \quad (5.17)$$

$$F_P = -\frac{\partial p}{\partial x} D \left( \frac{\pi}{4} D^2 \right) = \frac{\pi}{4} \rho D^3 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (5.18)$$

$m_s$  是泥沙颗粒的质量,  $\rho_s$  为泥沙颗粒的密度, 其表达式为

$$m_s = \frac{\pi}{6} \rho_s D^3 \quad (5.19)$$

为了提高精度减小误差, 在求解  $u_s$  是应用三阶预报四阶校正格式, 其求解过程为

$$F = \frac{F_D + F_P - F_G}{m}$$

$$u_s^n = u_s^{n-1} + \frac{\Delta t}{12} [23F^{n-1} - 16F^{n-2} + 5F^{n-3}] \quad (5.20)$$

$$u_s^n = u_s^{n-1} + \frac{\Delta t}{24} [9F^n + 19F^{n-1} - 5F^{n-2} + F^{n-3}]$$

(2) 求解跃移质载沙量  $W_s$

单位水底面积上跃移质载沙量  $W_s$  采用 van Rijn 公式<sup>[59]</sup> 计算得到, 表达式为

$$C_a = 0.015 \frac{d_{50}}{z_a} \frac{T^{1.5}}{D_*^{0.3}} \quad (5.21)$$

式中  $C_a$  为水底处单位体积的含沙量,  $z_a$  为测量的高度, 认为跃移质的载沙量等于近底处悬移质的载沙量, 因此单位水底面积上推移质载沙量  $W_s$  的表达式为

$$W_s = C_a z_a = 0.015 \frac{d_{50} T^{1.5}}{D_*^{0.3}} \quad (5.22)$$

$T$  为无量纲水底剪应力,  $D_*$  为无量纲泥沙颗粒粒径, 其表达式为

$$T = \frac{\tau_b - \tau_c}{\tau_c} \quad (5.23)$$

$$D_* = d_{50} \left[ (s-1)g / \nu^2 \right]^{0.3} \quad (5.24)$$

$s = \rho_s / \rho$  为比重,  $\nu$  为运动粘滞系数。为了考虑加速度对载沙量的影响, 在计算无量纲水底剪应力  $T$  的时候, 可取 Nielsen 公式 (5.5) 进行计算。

### 5.1.3 滑移质输沙率模型

这里分析的推移质属于滑移质, 其运动方式为: 泥沙颗粒在床面以滑移的方式进行运动。推导滑移质时变输沙率公式过程中, 通过对滑移质泥沙颗粒受力分析得到滑移质泥沙运动速度  $u_s$  和载沙量  $W_s$ , 两者乘积即为滑移质输沙率  $q_b$ 。

(1) 求解滑移质运动速度  $u_s$

求解滑移质的运动速度与求解跃移质的运动速度的过程相同, 通过牛顿第二定律得到滑移质运动控制方程:

$$m_s \frac{du_s}{dt} = F_D + F_P + F_f \quad (5.25)$$

$F_D$  为拖曳力表达式见式 (5.16),  $F_P$  为压力梯度力表达式见式 (5.18),  $F_f$  为滑移摩擦力, 表达式如下:

$$F_f = -\text{sgn}(u_s)(W - F_L) \tan \phi \Gamma_g \quad (5.26)$$

式中  $\text{sgn}$  为符号函数代表滑移摩擦力方向与滑移质运动方向相反,  $\Gamma_g$  为群体特性系数

(引入此系数考虑到水底处不仅只有一层泥沙, 在其上方也有泥沙覆盖, 根据经验一般可将此值取为 5, 即代表水底处泥沙颗粒的上层还有五层泥沙覆盖),  $\tan \phi$  为滑移摩擦力系数可取为 0.78 ( $\phi$  值取决于材料, 均匀沙一般取 38 度),  $W$  为泥沙颗粒水下重量 (浮重),  $F_L$  为流体压力差产生的升力, 其表达式分别为

$$W = (\rho_s - \rho) g \frac{\pi}{6} D^3 \quad (5.27)$$

$$F_L = \frac{1}{2} \rho C_L \left( \frac{1}{4} \pi D^2 \right) (u - u_s)^2 \quad (5.28)$$

式中  $C_L$  为升力系数，可取为  $0.1C_D$ 。

(2) 求解滑移质载沙量  $W_s$

单位水底面积上滑移质载沙量  $W_s$  为

$$W_s = n_s \rho_s g \frac{\pi}{6} D^3 \quad (5.29)$$

式中  $n_s$  为单位水底面积上能够产生滑移的泥沙颗粒数量。

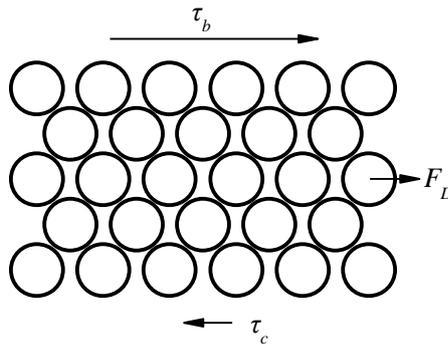


图 5.2 水底剪应力和泥沙颗粒拖曳力示意图

Fig. 5.2 Schematic diagram of bottom shear stress and sand particle drag force

注意到水底剪应力  $\tau_b$  与滑移质起动应力  $\tau_c$  之差为滑移质受到的水流拖曳力  $n_s F_D$  (见图 5.2 所示)，

$$\tau_b - \tau_c = n_s F_D \quad (5.30)$$

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho f_w u^2 \quad (5.31)$$

$$\tau_c = (\rho_s - \rho) g D \psi_c \quad (5.32)$$

其中  $\psi_c$  为临界希尔兹数， $f_w$  为波浪摩阻系数， $a_m$  为底部水质点最大运动幅值， $\Delta$  为当量糙度，对于平坦床底来说  $\Delta = D$ 。

$$f_w = \exp \left[ 5.5 \left( \frac{a_m}{\Delta} \right)^{-0.2} - 6.3 \right] \quad (5.33)$$

$$a_m = \frac{H}{2} \frac{1}{\sinh kh} \quad (5.34)$$

所以将拖曳力的表达式带入即可得到载沙量  $w_s$  的表达式为

$$W_s = \frac{4sgD(\tau_b - \tau_c)}{3C_D |u - u_s| (u - u_s)} \quad (5.35)$$

## 5.2 载沙量分析

本节首先介绍了一个锯齿波形状的近底短波流速的经验公式，随后比较了锯齿波和斯托克斯波作用下载沙量来分析波浪加速度对载沙量的影响以及跃移模型与滑移模型载沙量的时变特征。

### 5.2.1 近底短波流速经验表达式

计算推移质输沙率的过程中需要用到近底短波流速，当波浪尚未破碎时，近底短波流速可由线性波浪理论或非线性波浪理论给出；但当波浪破碎后处于破波带内，波浪的水质点速度和自由表面升高的剖面表现为锯齿形，不能使用现有波浪理论表达。下面介绍一种在已知水深，波高和波浪周期的条件下对波浪水质点速度建立经验解析表达式<sup>[60]</sup>，并与实验结果对比验证。

在破波带外，近底短波流速的特点为关于平均波形不对称，主要表现在上下不对称；在破波带内，近底短波流速的特点为既有上下不对称性，也有前后不对称性（类似于锯齿波）。文献<sup>[60]</sup>通过对锯齿波波形的傅里叶级数拓展得到适用于实际情况的近底短波流速的经验表达式。

锯齿波波形  $\tilde{u}_s$  的傅里叶级数为

$$\tilde{u}_s = \frac{2U_s}{\pi^2 (1-\beta)\beta} b \sum_{n=1}^N \frac{\sin[n\pi(1-\beta)]}{n^2} \sin[n\sigma t + (n-1)\phi] \quad (5.36)$$

式中， $\beta$  为波形参数，当  $\beta = 0.5$  时， $\tilde{u}_s$  波形为前后对称；当  $0.5 < \beta < 1$  时， $\tilde{u}_s$  的波形为向前倾斜；当  $0 < \beta < 0.5$  时， $\tilde{u}_s$  的波形为向后倾斜。因为实验所测的近底流速以及实际海岸中的近底流速都为前倾或对称，因此取  $\beta \in [0.5, 1)$ 。 $\phi$  为波形参数， $\phi \in [-\pi/2, 0]$ 。当  $\phi = 0$  时，只有不对称度，没有偏度；当  $\phi = -\pi/2$  时，只有偏度，没有不对称度， $\tilde{u}_s$  的

波形与 Stokes 波类似；当  $-\pi/2 < \phi < 0$  时，同时具有不对称度和偏度。 $b$  为归一化因子，其大小与项数  $N$  以及  $\beta$  和  $\phi$  有关。张洋<sup>[60]</sup>经过分析指出  $N=4$  时计算得到的  $\tilde{u}_s$  的不对称度和偏度基本可以反映实际情况短波近底流速的不对称度和偏度。

在应用 (5.36) 计算  $\tilde{u}_s$  时，首先需要确定如何计算参数  $U_s$ 、 $\beta$ 、 $\phi$  和归一化因子  $b$ 。在计算过程中需要使用到当地水深  $h$ ，波浪周期  $T$  和波高  $H$ 。下面介绍计算方法。

$U_s$  通过线性波理论来计算，表达式如下：

$$U_s = \pi H / T \sinh(kh) \quad (5.37)$$

式中的  $k$  为波数，可通过色散方程  $\sigma^2 = gk \tanh kh$  来迭代求解。

$\beta$  和  $\phi$  则要通过经验公式给出。得到经验公式的思路为首先将不对称度和偏度转化为  $\beta$  和  $\phi$  的函数，然后通过 Ruessink 经验公式<sup>[61]</sup>将不对称度和偏度表达成厄塞尔数  $Ur$  的函数，最后对比得到  $\beta$  和  $\phi$  关于厄塞尔数  $Ur$  的经验公式。具体计算过程参考文<sup>[60]</sup>，这里只给出最终结果：

$$\beta = \frac{1}{3} B + \frac{1}{2} \quad (5.38)$$

$$\phi = -\psi - \frac{\pi}{2} \quad (5.39)$$

式中参数  $B$  和  $\psi$  的表达式为

$$B = p_1 + \frac{p_2 - p_1}{1 + \exp(\frac{p_3 - \log U_r}{p_4})} \quad (5.40)$$

$$\psi = -\frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \tanh(\frac{p_5}{U_r^{p_6}}) \quad (5.41)$$

其中，经验系数  $p_1 = 0$ 、 $p_2 = 0.857 \pm 0.016$ 、 $p_3 = -0.471 \pm 0.025$ 、 $p_4 = 0.297 \pm 0.021$ 、 $p_5 = 0.815 \pm 0.055$ 、 $p_6 = 0.672 \pm 0.073$ 。厄塞尔数  $Ur = (3\sqrt{2}/8)(H_{ms}/h)/(kh)^2$ 。

归一化因子  $b$  的大小与项数  $N$  以及  $\beta$  和  $\phi$  有关，根据上文所述，也可以认为  $b$  的大小由  $N$  和  $Ur$  来确定，可以通过拟合得到  $b$  的经验表达式，详细过程可参考文献<sup>[60]</sup>，在此不作赘述。

$$b = a_1 \exp\left(\frac{-U_r^2}{a_2}\right) + a_3 \quad (5.42)$$

其中系数分别可取  $a_1 = 0.277 \pm 0.001$ 、 $a_2 = 0.893 \pm 0.008$ 、 $a_3 = 1.112 \pm 0.001$ 。

为了验证近底短波流速经验表达式是否合理，分别选取了沙坝坝峰、沙坝凹槽、内破波区和爬坡区四个具有代表性位置处实验中流速仪的实测结果与经验公式预报的结果进行对比，如图 5.3 所示。从对比结果可以看出，在沙坝坝峰区，经验公式的理论预报值与实测值相比，波峰的相位存在偏差但相差较小，波谷拟合较好；在沙坝凹槽区，波峰的相位存在偏差，波峰波谷理论预报值均偏小，其原因可能是在沙坝凹槽处存在漩涡的影响导致流速的形态发生改变；在内破波区，波峰的理论预报值偏大，波谷的理论预报值与实验值拟合较好；在爬坡区，在波谷处理论预报值均偏小，但相差不大。由此可以看出，经验公式预报的近底短波流速与实测值在破波带内虽有偏差，但是基本相符合，因此该公式适用于接下来的计算。

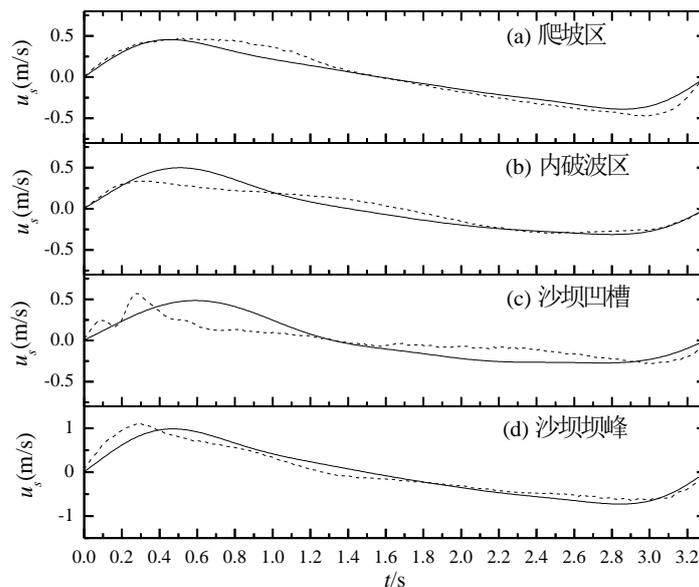


图 5.3 规则波情况实测近底短波流速（虚线）和经验公式结果（实线）

Fig. 5.3 Measured (dash line) and analytic (solid line) near-bed wave orbital velocity for regular wave

### 5.2.2 不同波形对跃移质模型载沙量的影响

为了对比不同波形对跃移质模型载沙量的影响，分别取锯齿波和二阶斯托克斯波进行对比分析。在对比分析前，首先要对计算载沙量  $w_s$  时用到的考虑加速度影响的速度公

式 (5.5) 中的水底摩擦系数进行修正。水底摩擦系数  $f_w$  的表达式为

$$f_w = \exp \left[ 5.5 \left( \frac{a_m}{\Delta} \right)^{-0.2} - 6.3 \right] \quad (5.43)$$

Nielsen 取  $\Delta = 2.5d_{50}$ ，根据本文实验结果 (图 3.1) 将其修正为  $\Delta = d_{50}$ ，与实验结果吻合更好。由于在波浪破碎后斯托克斯波已经不适用，因此在对比时调整波高水深等参数，使其速度幅值与锯齿波基本一致。

图 5.4 分别给出了跃移质模型不同位置处分别用锯齿波和二阶斯托克斯波引起的载沙量随时间变化过程。

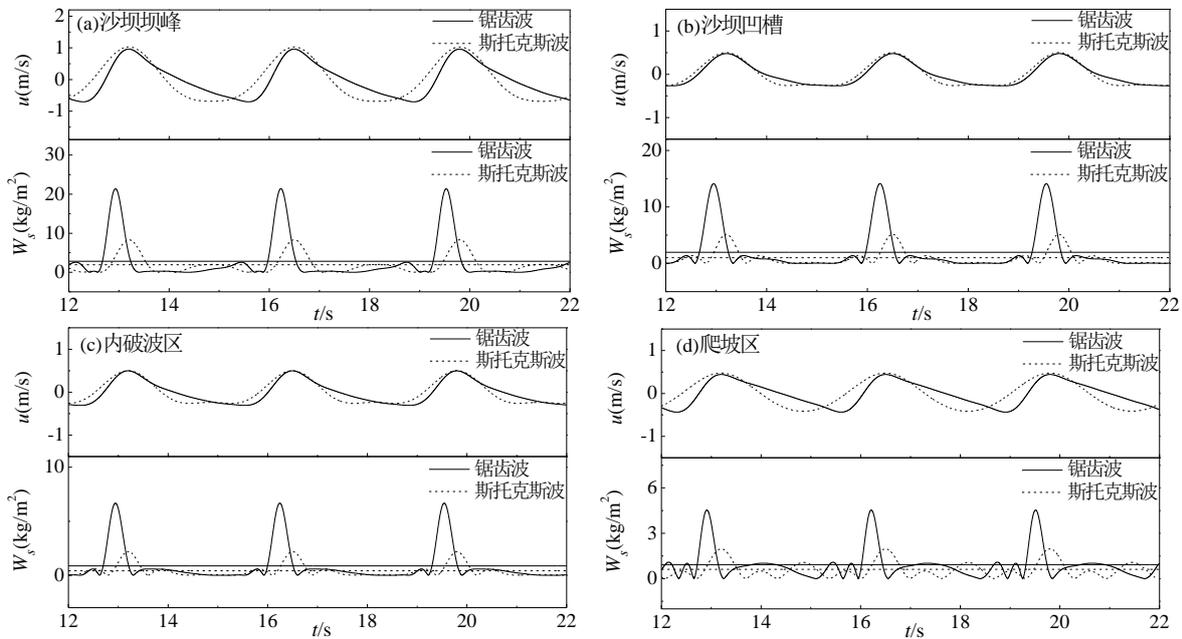


图 5.4 不同区域处锯齿波 (实线) 与斯托克斯波 (虚线) 速度和载沙量对比, 横线为载沙量的时间平均值

Fig. 5.4 Comparison of sawtooth (solid line) and Stokes wave (dashed line) velocity and sand load at different areas, the horizontal line is the time average of sand load

从跃移质载沙量的时间历程来看, 其时变特征为载沙量在一个波浪周期内有一个幅值较大主峰, 也有较小幅值的波动。这是由于载沙量的表达式与速度的三次方相关, 因为速度幅值具有上下不对称性 (速度峰值大于速度谷值), 速度峰值的三次方引起了一个周期内载沙量的幅值较大主峰的出现, 速度谷值的三次方引起了一个周期内载沙量的幅值较小波动的出现。

锯齿波与斯托克斯波最大的区别在于锯齿波的加速度很大，而斯托克斯波的加速度相对较小，因此二者的对比可以看出加速度对载沙量的影响。从图 5.4 的结果可以看出锯齿波作用下的载沙量的时变值和时均值均大于斯托克斯波作用下的载沙量，锯齿波作用下的载沙量时均值约为斯托克斯波作用下的时均载沙量的 1.4 倍，由此可见加速度对载沙量计算影响巨大。

### 5.2.3 不同波形对滑移质模型载沙量的影响

为了对比锯齿波和斯托克斯波对滑移质模型载沙量的影响，图 5.5 分别给出了滑移质模型不同位置处分别用锯齿波和二阶斯托克斯波引起的载沙量随时间变化过程。

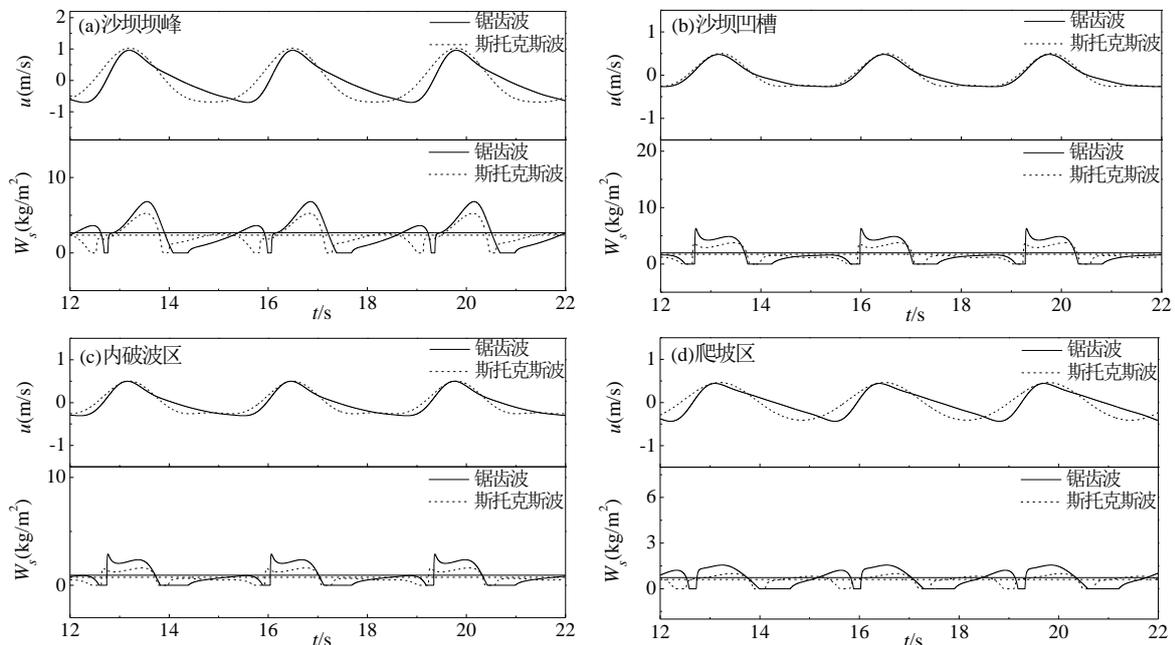


图 5.5 不同区域处锯齿波（实线）与斯托克斯波（虚线）速度和载沙量对比，横线为载沙量的时间平均值

Fig. 5.5 Comparison of sawtooth (solid line) and Stokes wave (dashed line) velocity and sand load at different areas, the horizontal line is the time average of sand load

从滑移质载沙量的时间历程来看，其时变特征为载沙量在一个波浪周期内有两个峰值，一个幅值较大另一个幅值较小。这是由于载沙量的表达式与速度的平方相关，因为速度幅值具有上下不对称性（速度峰值大于速度谷值），速度峰值的平方对应了一个周期内载沙量的幅值较大峰值的出现，速度谷值的平方对应了一个周期内载沙量的幅值较小峰值的出现。滑移质载沙量的另一个时变特征为在一个周期内存在两处载沙量为零的时间段，一段出现在波浪速度峰值前，一段出现在波浪速度峰值后。这是由于此时波浪

速度接近为零，水底剪应力  $\tau_b$  的值小于推移质起动应力  $\tau_c$  的值，因此泥沙未启动，载沙量为零。同时因为锯齿波具有前后不对称性，锯齿波速度的波峰前加速度较大速度变化较快，波峰后加速度较小速度变化较慢，因此在波峰后载沙量为零的时间段较长，在波峰前载沙量为零的时间段较短。

从图 5.5 的结果可以看出锯齿波作用下的载沙量的时变值和时均值均大于斯托克斯波作用下的载沙量，锯齿波作用下的载沙量时均值约为斯托克斯波作用下的时均载沙量的 1.2 倍，由此可见加速度会对推移质载沙量计算产生影响，但不如跃移质影响大。

### 5.3 推移质运动速度特征分析

本节首先分析推移质颗粒所受到的四种力（压力梯度力，拖曳力，泥沙颗粒之间碰撞力、滑移摩擦力）对推移质运动速度的影响。为了方便分析给出解析解，在此波浪速度场取为正弦型，幅值为 1m/s，周期为 3.3s。随后分析跃移质和滑移质的运动速度时变特征。

#### 5.3.1 各种力引起的推移质运动速度特征

(1) 压力梯度力对推移质速度的影响

当只考虑推移质受压力梯度力  $F_p$  作用时：

$$m_s \frac{du_s}{dt} = \frac{\pi}{4} \rho D^3 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (5.44)$$

方程两侧同时积分，可得到推移质运动速度的解析解正比于波浪运动速度：

$$u_s = \frac{3\rho}{2\rho_s} u \quad (5.45)$$

波浪和推移质的运动速度，如图 5.6 所示。从图中可见推移质运动速度与波浪速度形状和相位完全一致，只是在幅值上存在差别，推移质运动速度幅值约为波浪速度幅值的 0.6 倍。

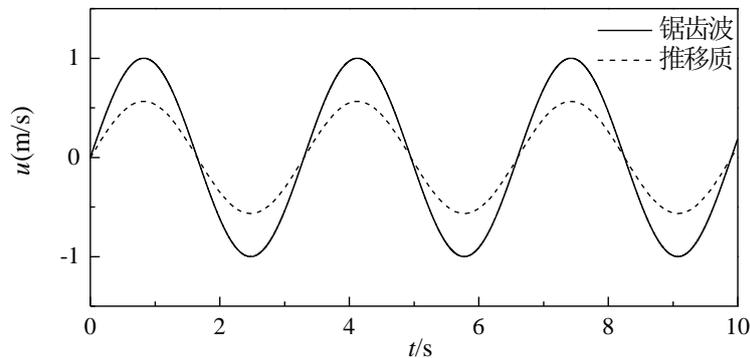


图 5.6 波浪速度和在压力梯度力作用下的推移质运动速度

Fig. 5.6 Wave velocity and bedload motion velocity under pressure gradient force

(2) 拖曳力对推移质速度的影响

当只考虑推移质受拖曳力  $F_D$  作用时:

$$m_s \frac{du_s}{dt} = \frac{1}{2} \rho C_D \left( \frac{1}{4} \pi D^2 \right) |u - u_s| (u - u_s) \quad (5.46)$$

可求得推移质的运动速度, 如图 5.7 所示。从图中可见推移质运动速度与波浪速度形状和幅值接近, 在相位上存在略微的滞后。

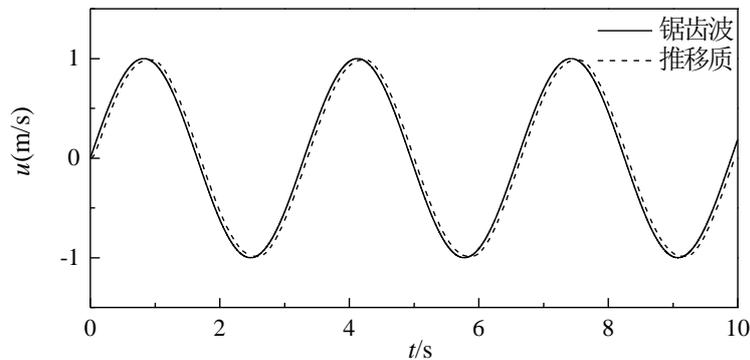


图 5.7 波浪速度和在拖曳力作用下的推移质运动速度

Fig. 5.7 Wave velocity and bedload motion velocity under dragging force

在求  $u_s$  的解析解时, 从数值计算结果来看, 推移质运动速度  $u_s$  和波浪速度  $u$  是很接近的, 所以在这里用一个正弦函数来近似代替  $u_s$ , 实际上从后面的结果可以看出  $u_s$  和正弦函数有一定差别, 但是这样做的近似很接近实际情况的。波浪速度  $u = \sin(\sigma t)$ , 根据

图 5.7 可以得到波浪速度与推移质运动速度之间的有一个相位差  $\theta = 0.05\pi$ ，则推移质运动速度可表示为  $u_s = \sin(\sigma t - \theta)$ 。

根据和差化积公式可计算波浪速度与推移质运动速度之间的速度差：

$$u - u_s = \sin(\sigma t) - \sin(\sigma t - \theta) = 2 \cos\left(\sigma t - \frac{\theta}{2}\right) \sin \frac{\theta}{2} \quad (5.47)$$

因为拖曳力的表达式中含有绝对值，因此应当取分段函数：

$$\begin{aligned} u \geq u_s, (u - u_s) |u - u_s| &= 4 \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2\left(\sigma t - \frac{\theta}{2}\right) \\ u < u_s, (u - u_s) |u - u_s| &= -4 \sin^2 \frac{\theta}{2} \cos^2\left(\sigma t - \frac{\theta}{2}\right) \end{aligned} \quad (5.48)$$

对  $F_D/m_s$  在从 0 开始在一个周期内做积分可得到推移质运动速度  $u_s$  的解析解：

$$u_s = \begin{cases} \frac{\rho C_D}{8 \rho_s D} \left[ 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \left( t + \frac{1}{2\sigma} \sin(2\sigma t - \theta) \right) \right], 0 < t \leq \frac{T}{4} \\ -\frac{\rho C_D}{8 \rho_s D} \left[ 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \left( t + \frac{1}{2\sigma} \sin(2\sigma t - \theta) \right) \right] + 1.92, \frac{T}{4} < t \leq \frac{3T}{4} \\ \frac{\rho C_D}{8 \rho_s D} \left[ 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \left( t + \frac{1}{2\sigma} \sin(2\sigma t - \theta) \right) \right] - 1.92, \frac{3T}{4} < t \leq T \end{cases} \quad (5.49)$$

图 5.8 给出了数值解与解析解的对比图，从图中可以看出解析解接近于数值解，近似为正弦形状波动，验证了结论的正确性。拖曳力的表达式 (5.42) 中可以看出二倍频项的影响，在推移质运动速度中没有发现有二倍频的影响是因为拖曳力引起的加速度积分从 0 开始积分，可以理解为推移质速度为加速度  $F_D/m_s$  沿时间的面积，消除了二倍频的影响。通过分析可知拖曳力  $F_D$  的作用就是带动泥沙颗粒运动，当只存在拖曳力时泥沙运动与波浪保持一致，只是存在一个相位滞后，拖曳力的峰值位置处即为波浪速度与泥沙速度相差最大的地方。当拖曳力很大时，相位滞后就很难看出了。

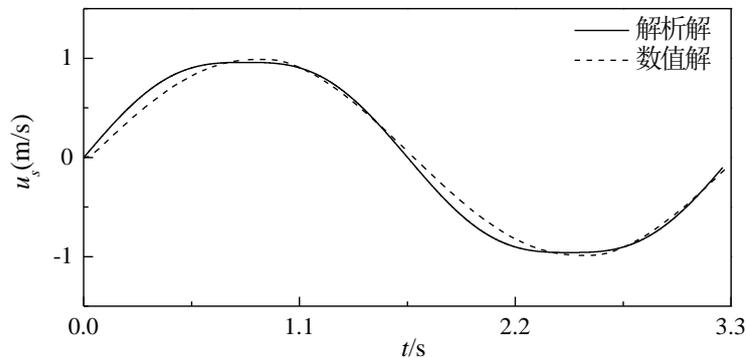


图 5.8 拖曳力作用下的推移质运动速度解析解与数值解对比  
Fig. 5.8 The moving speed of bedrock under the action of drag force

### (3) 碰撞力对推移质速度的影响

碰撞力  $F_G$  为泥沙颗粒之间的作用力，对泥沙颗粒的运动总是起到一个阻碍作用，因此碰撞力为阻力。为了给出当推移质颗粒仅受碰撞力时的解析解，需要首先给出一个推移质运动的初始速度  $u_{s0}$

推移质颗粒只受碰撞力时，方程可写为

$$m_s \frac{du_s}{dt} = -\Gamma_j(t) m_s u_s f_s \quad (5.50)$$

方程可转化为

$$\frac{1}{u_s} du_s = -\Gamma_j(t) f_s dt \quad (5.51)$$

方程两侧同时积分再取  $e$  为底数的幂，可得到  $u_s$  的解析解：

$$u_s = u_{s0} e^{-\int_0^t \Gamma_j(t) f_s dt} \quad (5.52)$$

$u_s$  的解析解中包含间歇函数  $\Gamma_j(t)$  中的参数  $\alpha$  和碰撞力系数  $f_s$ 。 $\alpha$  越大代表在一个泥沙运动周期内跃起时间所占比例越小，所受到的碰撞力越大（见 5.1.2 节分析）； $f_s$  越大则直接表现为碰撞力增大，因此这两个参数增大都反应为碰撞力增大。图 5.9 给出不同参数下给定初始速度的  $u_s$  衰减曲线，初始速度  $u_{s0} = 2\text{m/s}$ 。左图为  $f_s$  取 1 时， $\alpha$  分别取 1, 2, 3 时  $u_s$  的衰减曲线；右图为  $\alpha$  取 1 时， $f_s$  分别取 1, 2, 3 时  $u_s$  的衰减曲线。从图中可以明显看出碰撞力系数  $f_s$  对衰减作用更明显，因为直接增大了碰撞力，效果更明

显；而 $\alpha$ 则是控制碰撞力增大到最大值的时间，因此衰减作用相对较弱，与理论相符。推移质受到泥沙颗粒之间碰撞力时，其速度衰减近似为指数型衰减。

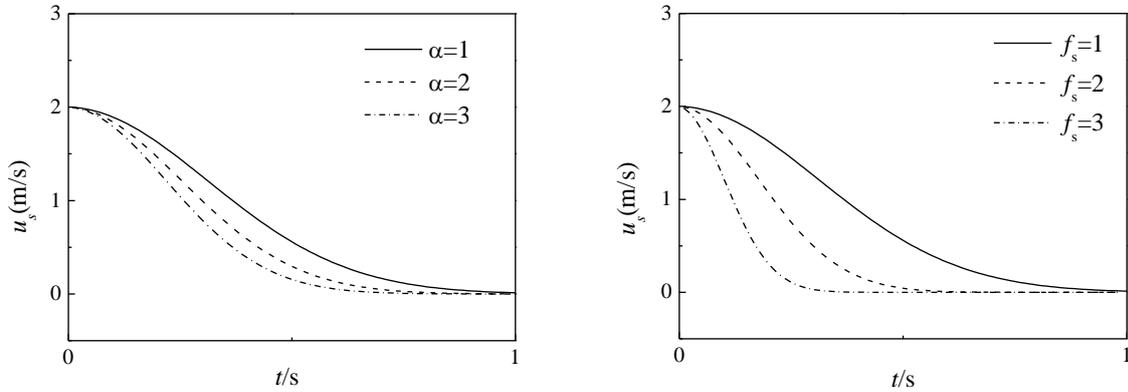


图 5.9 碰撞力作用下推移质运动速度衰减曲线

Fig. 5.9 The decay curve of bedding velocity under the action of collision force

#### (4) 滑移摩擦力对推移质速度的影响

推移质颗粒只受到滑移摩擦力时，方程可写为

$$m_s \frac{du_s}{dt} = -W \tan \phi \Gamma_g + F_L \tan \phi \Gamma_g \quad (5.53)$$

其中方程右端第二项升力与拖曳力表达式类似，只是系数不同，其对速度的影响可参考上文。在此只分析方程右端第一项 $-W \tan \phi \Gamma_g$ 对速度的影响。方程两侧同时积分可得到 $u_s$ 的解析解：

$$u_s = u_{s0} - \tan \phi (s-1) g \Gamma_g t \quad (5.54)$$

因此滑移摩擦力对推移质速度的影响为使得速度线性衰减。

### 5.3.2 跃移质运动速度特征分析

图 5.10 分别给出了跃移质在不同位置处（沙坝坝峰，沙坝凹槽，内破波区，爬坡区）在锯齿波作用下的速度时间历程。跃移质颗粒运动速度由于受到碰撞力的影响，与波浪的速度在形态和幅值上都产生了很大的改变，跃移质速度波峰尖锐，波谷平坦，呈现不对称的状态。泥沙颗粒开始在水底运动，速度从零开始增大，因为所受水底碰撞力较大，所以速度增长缓慢；当波浪速度达到峰值时，泥沙突然跃起，此时间歇函数从 1 变为 0，再从 0 开始逐渐增大，因此碰撞力开始较小，水流拖曳力和压力梯度力较大，其速度会

迅速增加；随后碰撞力增大，使得速度开始衰减，逐渐落到水底，间歇函数达到 1，碰撞力达到最大值。当下一个波浪峰值出现时，泥沙颗粒再次跃起，重复上述过程。

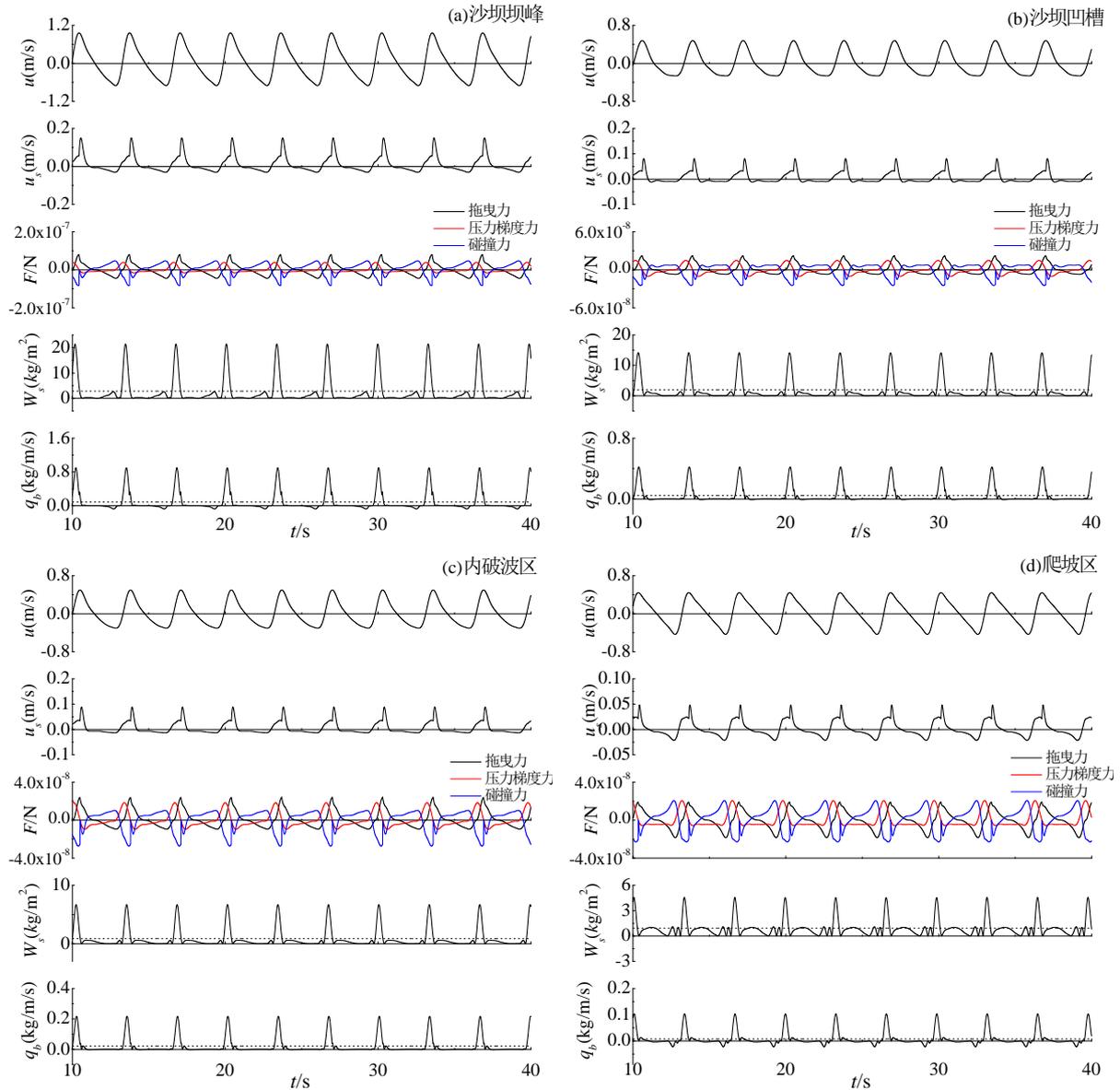
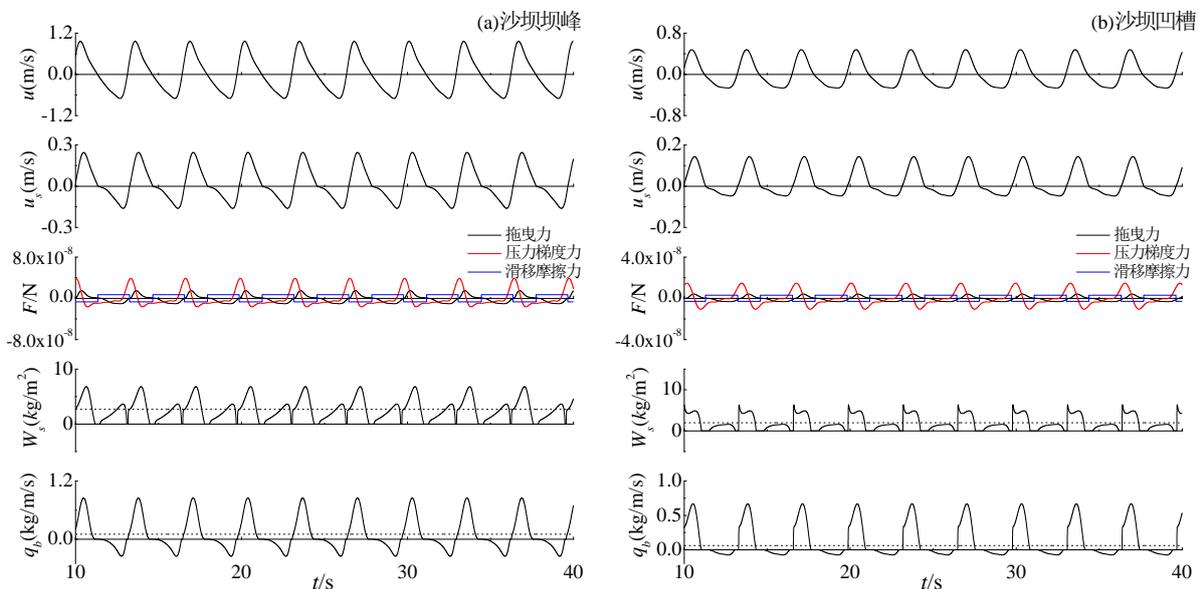


图 5.10 不同区域处波浪速度，跃移质运动速度，跃移质受力，载沙量和跃移质输沙率（虚线表示时均值）

Fig. 5.10 Wave velocity, leap bedload velocity, leap mass force, sand load and leap bedload transport rate at different areas (dashed lines indicate mean values)

### 5.3.3 滑移质运动速度特征分析

图 5.11 分别给出了滑移质在不同位置处（沙坝坝峰，沙坝凹槽，内破波区，爬坡区）在锯齿波作用下的速度时间历程。滑移质颗粒受到滑动摩擦力的影响，使得滑移质运动速度与波浪速度产生了相位差，且形状和幅值发生变化。滑移质运动速度的形状一个特点是速度增长较慢而减小较快，这是由于滑动摩擦力为阻力，始终阻碍滑移质运动。另一个特点是在波浪速度接近零时，会产生一个短暂的停顿，随后继续运动，这是由于此时的波浪速度很小，不足以带动滑移质运动，当波浪速度增大后，其会继续运动。同时注意到因为锯齿波具有前后不对称性，锯齿波速度的波峰前加速度较大，波峰后加速度较小，因此滑移质只在波峰后有一个短暂的停顿，在波峰前则不明显。



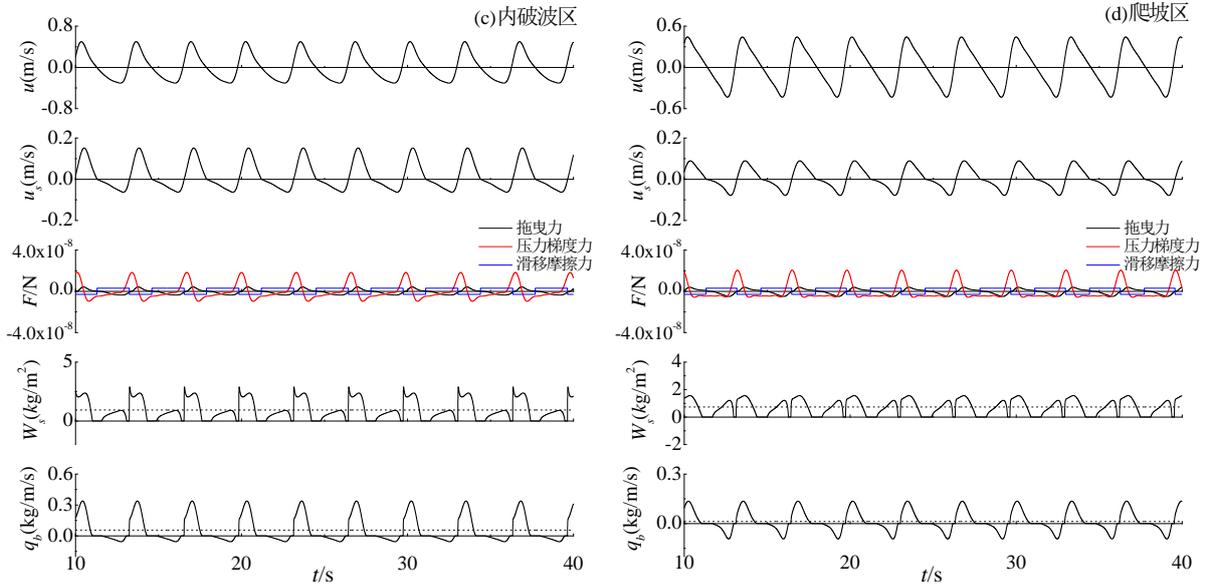


图 5.11 不同区域处波浪速度，滑移质运动速度，滑移质受力，载沙量和滑移质输沙率（虚线表示时均值）

Fig. 5.11 Wave velocity, slip bedload velocity, slip mass force, sand load and slip bedload transport rate at different areas (average values when dashed lines are shown)

## 5.4 推移质输沙率计算

在计算推移质输沙率时，考虑了推移质运动的两种状态，即推移质分别处于跃移状态下时变输沙率  $q_{b1}$  和滑移状态下时变输沙率  $q_{b2}$ 。时变推移质输沙率  $q_b$  可表示为

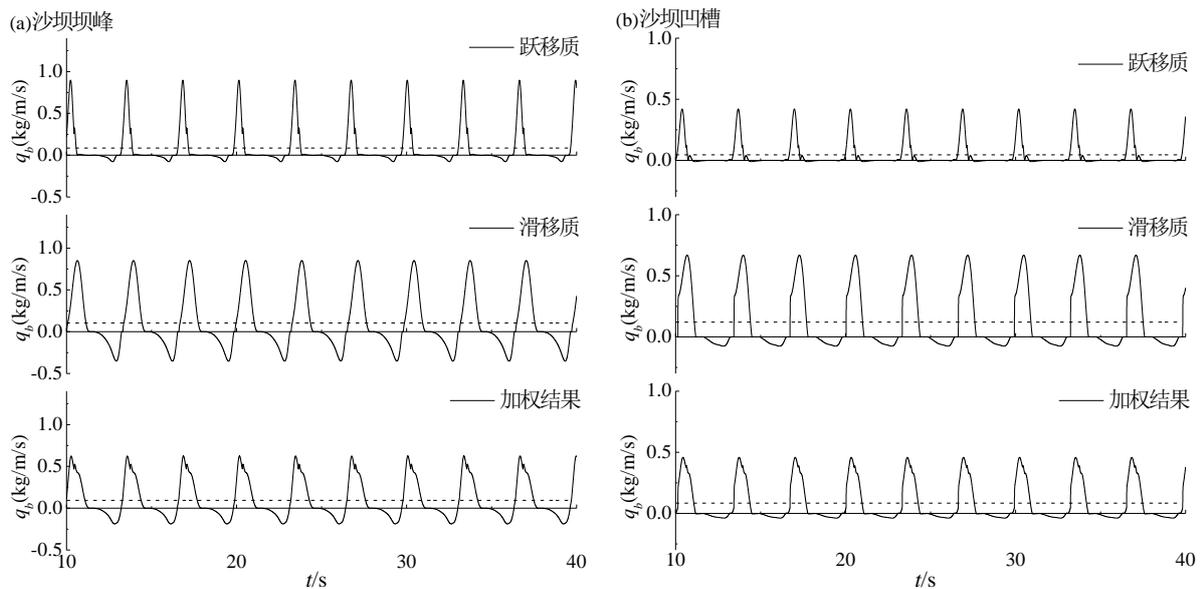
$$q_b = \beta_w q_{b1} + (1 - \beta_w) q_{b2} \quad (5.49)$$

式中  $\beta_w$  为跃移质所占的比重，取值依赖于不同的泥沙粒径，实验的泥沙粒径为  $d_{50} = 0.25mm$ ， $\beta_w$  值可取 0.5。

首先通过实验实测的时均推移质输沙率来确定碰撞力中间歇函数  $\Gamma_j(t)$  的参数  $\alpha$  和碰撞力系数  $f_s$ 。由 5.1.2 节中跃移质输沙率模型的建立过程中可知，输沙率的计算结果由两部分因素决定，即跃移质运动速度  $u_s$  和载沙量  $W_s$ 。其中载沙量  $W_s$  由近底处的波浪速度决定，在破波带内不同的位置处为定值。跃移质运动速度  $u_s$  由压力梯度力、拖曳力和碰撞力决定，只有改变碰撞力的系数才能改变  $u_s$ 。本文采用的方法是以沙坝坝峰处为例，改变碰撞力中的系数  $\alpha$  和  $f_s$ ，使得碰撞力增大减小跃移质运动速度  $u_s$ ，使得加权时均推移质输沙率与实验结果接近。再使用该参数计算破波带内其他位置处的时均推移质输沙率，与实验结果对比，验证参数选取的合理性和在破波带内该公式的适用性。经过

大量计算并与实验所测坝峰处的时均推移质输沙率对比，确定了间歇函数  $\Gamma_j(t)$  的参数  $\alpha$  取为 3，碰撞力系数  $f_s$  取为 35。

图 5.12 分别给出了不同位置处（沙坝坝峰，沙坝凹槽，内破波区，爬坡区）跃移质时变输沙率，滑移质时变输沙率和加权时变推移质输沙率  $q_b$  的时间历程。推移质运动速度的时变特征与载沙量的时变特征决定输沙率的时变特征。从图中可以看出跃移质时变输沙率波峰尖锐且数值较大，波谷平坦且数值较小，这是由于跃移质速度也表现出相同的时变特征，且载沙量数值较大的峰值对应速度的峰值，数值较小的峰值对应速度的谷值，使得其不对称性更加明显。滑移质时变输沙率也表现出上下不对称性，波峰数值较大，波谷数值较小，但不对称程度弱于跃移质时变输沙率。这是由于滑移质速度也表现为波峰处数值较大，波谷处数值较小，且载沙量存在两个大小不同的峰值，使得其乘积（输沙率）也呈现出不对称的特点。在一个周期内滑移质输沙率还存在两段为零的时刻，与载沙量为零的时刻相对应。



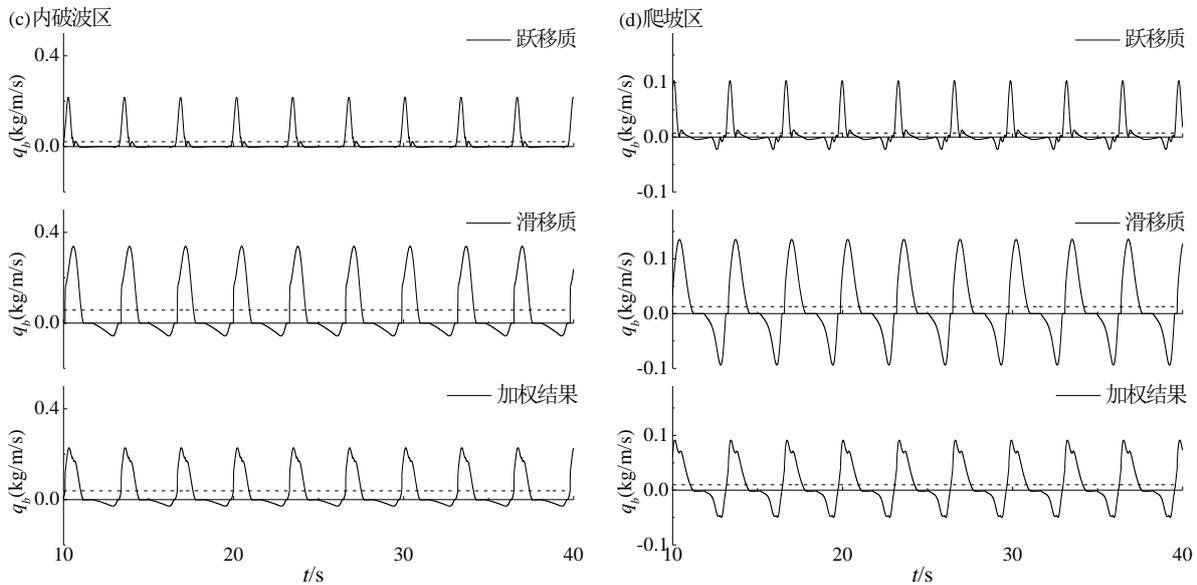


图 5.12 不同区域处跃移质输沙率、滑移质输沙率及其加权值（虚线）

Fig. 5.12 The rate of sand transport by leap bedload at different areas, the rate of sand transport by slip bedload and their weighted values (dashed lines) at different areas

图 5.13 给出了破波带内不同位置处利用上述公式计算的时均输沙率与实测结果的比较。由图 5.13 对比结果可见，利用跃移质输沙模型和滑移质输沙模型加权计算结果比实测结果偏大，但相差不多。推移质输沙率在破波带内的水平分布趋势为，在外破波区数值最大，在内破波区次之，在爬坡区数值最小。预报结果和实测结果在整个破波带内都为正值，意味着推移质向岸输沙，与实验观察到的现象相同，进一步验证了模型的合理性。

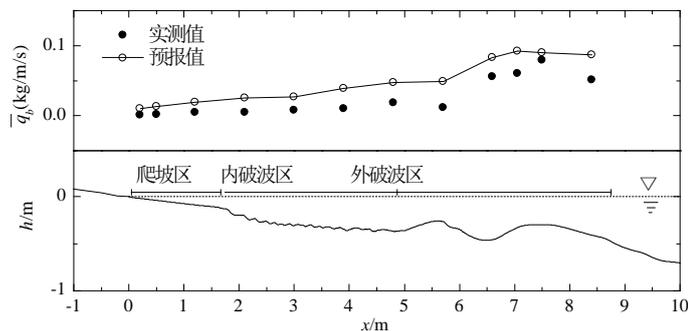


图 5.13 破波带内时均推移质输沙率水平分布

Fig. 5.13 Horizontal distribution of time-averaged bedload sediment transport rate in the surf zone

## 5.5 本章小结

本章建立了一个时变跃移质输沙率模型和时变滑移质输沙率模型。分析了加速度对载沙量的影响和载沙量的时变特征,研究了推移质所受力对推移质速度的影响和推移质速度的时变特征,讨论了跃移质和滑移质的输沙率时变特征和不同区域时均推移质输沙率分布,结果表明:

(1) 波浪加速度对载沙量有重要影响,对比具有相同波幅的锯齿波引起的时均载沙量比斯托克斯波引起的时均载沙量,跃移质情况下锯齿波引起的时均载沙量约为斯托克斯波引起的时均载沙量的 1.4 倍,滑移质情况下锯齿波引起的时均载沙量约为斯托克斯波引起的时均载沙量的 1.2 倍

(2) 不同的力对推移质运动起到不同的作用,压力梯度力使得推移质速度与波浪速度具有相同的形态,推移质速度幅值为波浪速度幅值的 0.6 倍;拖曳力使得推移质颗粒跟随波浪运动,推移质速度与波浪速度形态接近,存在一个相位差;泥沙颗粒之间的碰撞力使得推移质速度接近指数型衰减;泥沙颗粒所受水底滑动摩擦力使得推移质速度线性衰减。

(3) 跃移质载沙量的时变特征为一个周期出现一个幅值较大的主峰和较小的波动;滑移质载沙量的时变特征为一个周期出现两个峰值,一个幅值较大另一个幅值较小,且一个周期内存在两段为零的时刻。跃移质运动速度和滑移质运动速度都展现出上下不对称的特点,由于其受力情况不同,导致其速度形状存在较大差别。跃移质运动速度波峰尖锐波谷平坦,滑移质运动速度增长较慢而减小较快,出现了短暂的停顿。跃移质输沙率和滑移质输沙率的时变特征是由载沙量的时变特征和速度的时变特征决定的,也呈现出不对称性。

(4) 综合考虑跃移质和滑移质影响的时变输沙率模型预报的破波带内不同位置处的时变输沙率,其时均值与实验结果较为符合,在破波带内推移质向岸输沙。

## 6 结论与展望

### 6.1 结论

本文采用处理实验数据、理论分析与数值模拟相结合的方法,研究了规则波和波群情况下破波带内悬沙垂向扩散的时变特征和悬沙产生机理。提出了一个适用于不同波况的破波带内时均悬沙浓度的垂向分布公式。建立了一个考虑波浪加速度和泥沙颗粒碰撞力影响的时变跃移质输沙模型和一个考虑波浪加速度和水底滑移摩擦力影响的时变滑移质输沙模型,分析了载沙量,运动速度和输沙率在波浪周期内的时变特征,预报了破波带内时均推移质输沙率。主要结论如下:

(1) 规则波情况下,破波带内不同区域悬沙浓度波动的产生具有不同的机理。沙坝坝峰和爬坡区,水底悬沙浓度波动的主要受到波浪控制,悬沙浓度峰值出现时刻和波面峰值基本一致,水底泥沙波动部分主要受到锯齿形破碎波波峰处的速度增大和湍动能增大的驱动,悬沙波动垂向分布可以由悬沙扩散理论进行分析。内破波区和凹槽区水底悬沙的波动主要受水底边界层湍流猝发运动所控制,其随时间变化具有间歇性,时变特征为瞬变形态,不同水深层悬沙波动的依赖关系更为复杂,其规律现还无法进行理论描述。采用悬沙扩散理论对坝峰区和爬坡区的各水深处悬沙波动变化的依赖关系进行分析表明,所得各测量层悬沙峰值的时间滞后的理论结果和实验结果符合。悬沙波动幅值的垂向衰减与时均悬沙的垂向衰减率是不一致的,后者仅受扩散过程控制,而前者初受扩散过程控制外,还受粘性流体中波动幅值衰减控制,因而前者要较后者的值大。

(2) 波群情况下,波浪破碎湍动能是水底悬沙峰值产生的占优驱动力。破波带内不同区域内存在不同的波浪发生集中破碎的原因:在沙坝坝峰和爬坡区,波浪集中破碎是低频长波波谷引起水深变浅、波高水深比增大所导致;在内破波区和凹槽区,波浪集中破碎是波群中大波高引起波高水深比增大所导致。采用悬沙扩散理论可以给出各水深层悬沙波动峰值出现的规律,即实验所得的各测量层悬沙峰值出现的时间滞后是垂向扩散的过程所导致,理论预报的时间滞后与实验结果符合。波群长度的减小,对爬坡区和内破波区的水底悬沙浓度影响很大,其峰值的出现不再具有周期性,而是表现为随机的;但对坝峰区和凹槽区无显著影响,水底悬沙浓度仍然按波群周期波动。但是由于沙坝对波群中大波的削减作用(通过波浪破碎),不同调制系数对波群的悬沙时变部分的结果影响不大。

(3) 提出了一个指数型的时均悬沙浓度垂向分布公式,其形式简单,方便计算且适用于不同的波况,能够通过水底悬沙浓度有效预报破波带内的时均悬沙浓度垂向分

布。

(4) 跃移质载沙量的时变特征为一个周期内有一个主峰和较小的波动；滑移质载沙量的时变特征为一个周期出现两个幅值不同的峰值。由于不同类型的推移质受力情况不同，导致其速度形状存在较大差别。跃移质运动速度波峰尖锐波谷平坦，滑移质运动速度增长较慢而减小较快，出现了短暂的停顿。跃移质输沙率和滑移质输沙率的时变特征是由载沙量的时变特征和速度的时变特征决定的，也呈现出不对称性。在规则波情况下综合考虑了跃移质和滑移质的时变输沙模型预报破波带内不同位置处的时均推移质输沙率与实验结果较为符合，在破波带内推移质向岸输沙。

## 6.2 展望

(1) 由于实验时测量仪器数量较少，破波带内同一断面不同水深处的测点不是同时测量的，给处理数据时带来了一定的困难，导致无法分析不规则波悬沙浓度的时变特征。在后续的实验研究中希望可以弥补这一缺陷，分析不规则波悬沙浓度的时变特征。

(2) 规则波情况下内破波区和凹槽区的水底悬沙的波动主要被水底边界层湍流猝发运动所控制，情况较为复杂，因此未能得到各测量层悬沙浓度之间的对应关系，希望后续可以深入研究这一情况。

(3) 破波带内存在波浪破碎的湍流，本文推导的推移质输沙率公式未能考虑这一影响，希望在后续的研究中加入该影响，得到更符合实际的推移质输沙公式。

## 参 考 文 献

- [1] 邹志利. 海岸动力学[M]. 北京市:人民交通出版社, 2009.
- [2] 邹志利, 房克照. 海岸动力地貌[M]. 北京:科学出版社, 2018.
- [3] Bailard J A. An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach. [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1981, 86(C11):10938-10954.
- [4] Lu Y, Li S, Zuo L, et al. Advances in sediment transport under combined action of waves and currents [J]. *International Journal of Sediment Research*, 2015, 30(4): 351-360.
- [5] Lesser G R, Roelvink J A, van Kester J A T M, et al. Development and validation of a three-dimensional morphological model [J]. *Coastal Engineering*, 2004, 51(8-9): 883-915.
- [6] Zheng J, Zhang C, Demirbilek Z, et al. Numerical study of sandbar migration under wave-undertow interaction [J]. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 2014, 140(2):146-159.
- [7] Holman R A. Nearshore processes [J]. *Reviews of Geophysics*, 1995, 33:1237-1247.
- [8] Roelvink D, Stive M J F. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach [J]. *Journal of Geophysical Research*, 1989, 94:4785-4800.
- [9] Kobayashi N, Johnson B D. Sand suspension, storage, advection, and settling in surf and swash zones [J]. *Journal of Geophysical Research*, 2001, 106:9363-9376.
- [10] Butt T, Russell P, Puleo J A, et al. The influence of bore turbulence on sediment transport in the swash and inner surf zones [J]. *Continental Shelf Research*, 2004, 24: 757-771.
- [11] Hsu T. Toward modeling turbulent suspension of sand in the nearshore [J]. *Journal of Geophysical Research*, 2004, 109(C6).
- [12] Yoon H., Cox D. T. Cross-shore variation of intermittent sediment suspension and turbulence induced by depth-limited wave breaking [J]. *Continental Shelf Research*, 2012, 47: 93-106.
- [13] Grasso F, Castelle B, Ruessink B G. Turbulence dissipation under breaking waves and bores in a natural surf zone [J]. *Continental Shelf Research*, 2012, 43:133-141.
- [14] Van Der Zanden J, Fernández-Mora À, van der A D, et al. Inclusion of wave breaking turbulence in reference concentration models[C]. *Coastal Dynamics 2017*.
- [15] Smith G G, Mocke G P. Interaction between breaking/broken waves and infragravity scale phenomena to control sediment suspension transport in the surf zone [J]. *Marine Geology*, 2002, 187(3-4):329-345.

- [16] Brinkkemper J A, de Bakker A T M, Ruessink B G. Intrawave sand suspension in the shoaling and surf zone of a field-scale laboratory beach [J]. *Journal of Geophysical Research: Earth Surface* , 2017, 122(1):356-370.
- [17] Voulgaris G, Collins M B. Sediment resuspension on beaches Response to breaking waves [J]. *Marine Geology* , 2000, 167:167-187.
- [18] Aagaard T, Jensen S G. Sediment concentration and vertical mixing under breaking waves [J]. *Marine Geology* , 2013, 336:146-159.
- [19] Antsyferov, Sergey M, Ruben D Kos'yan. Study of Suspended Sediment Distribution in the Coastal Zone [J]. *Coastal Engineering* , 1990, 14 (2) :147-72.
- [20] Russell, Paul E. Mechanisms for beach erosion during storms [J]. *Continental Shelf Research* , 1993, 13(11):1243-265.
- [21] Ogston A S, Sternberg R W. Effect of wave breaking on sediment eddy diffusivity, suspended-sediment and longshore flux profiles in the surf zone [J]. *Continental Shelf Research* , 2002, 22:633-655.
- [22] Otsuka J, Saruwatari A, Watanabe Y. Vortex-induced suspension of sediment in the surf zone [J]. *Advances in Water Resources* , 2017, 110: 59-76.
- [23] Alsina J M, Cáceres I. Sediment suspension events in the inner surf and swash zone. Measurements in large-scale and high energy wave conditions [J]. *Coastal Engineering*, 2011, 58(8):657-670.
- [24] Cáceres I, Alsina J M. A detailed, event-by-event analysis of suspended sediment concentration in the swash zone [J]. *Continental Shelf Research* , 2012, 41:61-76.
- [25] Nadaoka K, Hino M, Koyano Y. Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone [J]. *Journal of Fluid Mechanics* , 1989, 204(1):359-387.
- [26] van der Zanden J, van der A D A, Hurther D, et al. Suspended sediment transport around a large-scale laboratory breaker bar [J]. *Coastal Engineering* , 2017, 125: 51-69.
- [27] Oumeraci, Hocine, Karsten Peters, et al. Characterization of sediment transport[C]. *Coastal Dynamics* 2001, 293-302.
- [28] Yoon H, Cox D, Mori N. Parameterization of time-averaged suspended sediment concentration in the nearshore [J]. *Water* , 2015, 7(11):6228-6243.
- [29] Smith G G, Mocke G P. Sediment suspension by turbulence in the surf zone [J]. *Suspended Materials* , 1993:112-115.
- [30] Yoon H, Cox D T, Kim M. Prediction of time-dependent sediment suspension in the surf zone using artificial neural network [J]. *Coastal Engineering* , 2013, 71:78-86.
- [31] Roelvink D, Stive M J F. Bar-generating cross-shore flow mechanisms on a beach [J]. *Journal of Geophysical Research* , 1989, 94:4785-4800.

- [32] Kobayashi N., Zhao H., Tega Y. Suspended sand transport in surf zones. [J]. Journal of Geophysical Research 2005, 110(C12).
- [33] Otsuka J, Saruwatari A, Watanabe Y. Vortex-induced suspension of sediment in the surf zone [J]. Advances in Water Resources , 2017, 110:59-76.
- [34] Butt T, Russell P, Puleo J A, et al. The influence of bore turbulence on sediment transport in the swash and inner surf zones [J]. Continental Shelf Research , 2004, 24: 757-771.
- [35] Meyer-Peter E. Formulas for bed-load transport [J]. Proc of Congress Iahr , 1948, 3.
- [36] van Rijn L C. Sediment transport. Part I: Bed load transport [J]. Journal of Hydraulic Engineering , 1984, 110(10):1431-1456.
- [37] Einstein H A. The bed load function for sediment transportation in open channel flow[R]. Washington, D.C.: U.S. Dep. of Agriculture, 1950.
- [38] Bagnold R. A. An approach to the sediment transport problem from general physics[R]. Washington, D.C.: Geol. Survey Prof. Paper 422-I, 1966.
- [39] van Rijn L C. Unified view of sediment transport by currents and waves. I: Initiation of motion, bed roughness, and bed-load transport [J]. Journal of Hydraulic Engineering, 2007, 133(6): 649-667.
- [40] Bailard J A, Inman D L. An energetics bedload model for a plane sloping beach: Local transport [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans , 1981, 86(C3):2035-2043.
- [41] Ribberink J S. Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows [J]. Coastal Engineering , 1998, 34(1): 59-82.
- [42] Dohmen-Janssen M. Grain size influence on sediment transport in oscillatory sheet flow[D]. Twente, The Netherlands: Univ. of Twente, 1999.
- [43] van der A D A, Ribberink J S, van der Werf J J, et al. Practical sand transport formula for breaking waves and currents [J]. Coastal Engineering , 2013, 76:26-42.
- [44] Miles J. Wave shape effects on sediment transport [J]. Journal of Coastal Research , 2013, 165:1803-1808.
- [45] Gonzalez-Rodriguez D, Madsen O S. Seabed shear stress and bedload transport due to asymmetric and skewed waves [J]. Coastal Engineering , 2007, 54(12): 914-929.
- [46] Nielsen P. Sheet flow sediment transport under waves with acceleration skewness and boundary layer streaming [J]. Coastal Engineering , 2006, 53(9):749-758.
- [47] Hoefel F, Elgar S. Wave-induced sediment transport and sandbar migration [J]. Science , 2003, 299(5614):1885-1887.
- [48] Guannel G E. Observations of cross-shore sediment transport and formulation of the undertow [J]. Undertow , 2009.
- [49] Longuet-Higgins M S. Mass transport under water waves. [J]. Philos. Trans. R. Soc. Lond. Ser. A Math. Phys. Sci 1953, 245(903): 535-581.

- [50] Schretlen J, Ribberink J S, O' Donoghue T. Boundary layer flow and sand transport under full scale surface waves [J]. Coastal Engineering Proceedings , 2011, 1(32).
- [51] Kranenburg W M, Ribberink J S, Schretlen J J L M, et al. Sand transport beneath waves: The role of progressive wave streaming and other free surface effects [J]. Journal of Geophysical Research: Earth Surface , 2013, 118(1):122-139.
- [52] Sumer B M, Guner H A A, Hansen N M, et al. Laboratory observations of flow and sediment transport induced by plunging regular waves [J]. Journal of Geophysical Research: Oceans , 2013, 118(11):6161-6182.
- [53] van der Zanden J, van der A D A, Hurther D, et al. Bedload and suspended load contributions to breaker bar morphodynamics [J]. Coastal Engineering , 2017, 129: 74-92.
- [54] Lanckriet T, Puleo J A. A semianalytical model for sheet flow layer thickness with application to the swash zone [J]. Journal of Geophysical Research , 2015, 120(2): 1333-1352.
- [55] 钱宁, 万兆惠. 泥沙运动力学[M]. 北京: 科学出版社, 1983:105-110.
- [56] Kline S J, Reynolds W C, Schraub F A, et al. The structure of turbulent boundary layers [J]. Journal of Fluid Mechanics Digital Archive , 1967, 30(04):741-773.
- [57] 王发民. 湍流中的相干结构[J]. 中国科学基金, 1990, (01):29-37.
- [58] Kobayashi N, Payo A, Schmied L. Cross-shore suspended sand and bed load transport on beaches [J]. Journal of Geophysical Research , 2008, 113(C7).
- [59] van Rijn L C. Unified View of Sediment Transport by Currents and Waves. II: Suspended Transport [J]. Journal of Hydraulic Engineering , 2007, 133(6):668-689.
- [60] 张洋. 海岸横向输沙和泥沙悬移规律实验和数值模拟研究[D]. 大连: 大连理工大学. 2020.
- [61] Ruessink B G, Ramaekers G, van Rijn L C. On the parameterization of the free-stream non-linear wave orbital motion in nearshore morphodynamic models [J]. Coastal Engineering , 2012, 65: 56-63.

## 附录 参数推导

4.2.2 节中参数  $\alpha$  和  $\beta$  推导过程为, 设  $\theta = \arctan(4\beta)$ , 则  $\cos \theta = \frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}}$ ,

$\sin \theta = \frac{4\beta}{\sqrt{1+16\beta^2}}$ , 根据半角公式可知

$$\cos \frac{\theta}{2} = \sqrt{(1+\cos \theta)/2} = \sqrt{(1+\frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}})/2} \quad (1)$$

$$\sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{(1-\cos \theta)/2} = \sqrt{(1-\frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}})/2} \quad (2)$$

$$\sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{(1-\cos \theta)/2} = \sqrt{\frac{1}{2}\theta^2/2} = \sqrt{\frac{1}{4}16\beta^2} = 2\beta \quad (3)$$

利用上面的公式, 可得参数  $\alpha$  的表达式为

$$\begin{aligned} \alpha &= -\frac{1}{2h_D}(1 \pm \sqrt{1-i4\beta}) = -\frac{1}{2h_D}(1 \pm (1+16\beta^2)^{1/4} e^{-i\frac{1}{2}\arctan(4\beta)}) \\ &= -\frac{1}{2h_D}[1 \pm (1+16\beta^2)^{1/4} (\cos \frac{\theta}{2} - i \sin \frac{\theta}{2})] \\ &= -\frac{1}{2h_D}[1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}}(1+16\beta^2)^{1/4} (\sqrt{1+\frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}}} - i \sqrt{1-\frac{1}{\sqrt{1+16\beta^2}}})] \end{aligned} \quad (4)$$

以上表达式形式复杂, 当  $\beta$  较小或较大时, 可以有近似的表达式。当  $\beta \ll 1$  时, 可得参数  $\alpha$  的表达式为

$$\begin{aligned} \alpha &= -\frac{1}{2h_D}[1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}}(1+16\beta^2)^{1/4} (\sqrt{2} - i\sqrt{8\beta^2})] \\ &= -\frac{1}{2h_D}[1 \pm \frac{1}{\sqrt{2}}(\sqrt{2} - i2\sqrt{2}\beta)] = -\frac{1}{h_D}(1-i\beta) \end{aligned} \quad (5)$$

当  $\beta \gg 1$  时, 可得参数  $\alpha$  的表达式为

$$\alpha = -\frac{1}{2h_D}[1 \pm \frac{\sqrt{4\beta}}{\sqrt{2}}(1-i)] = -\frac{1}{2h_D}[1 \pm \sqrt{2\beta}(1-i)] \quad (6)$$

## 攻读硕士学位期间发表学术论文情况

- 1 破波带内悬沙垂向扩散时变特征. 焦一冰, 邹志利. 大连理工大学研究生院网络期刊, 2022 年. 主办单位: 大连理工大学研究生院。(已录用, 硕士学位论文第三章、第四章)

## 致 谢

在论文完成之时，回顾三年研究生生涯，颇多感慨。这一路走来，既有汗水，也有泪水，既有意气风发的时刻，也有迷茫无助的处境，但当我落笔之时，内心更多的还是喜悦与充实。这三年的研究生时光教会了我太多的东西，我养成了良好的作息习惯，培养了严谨的学习态度，坚定了直面困难的勇气和信心，这些都是我人生成长过程中最宝贵的财富。

在论文完成之时，谨向我的研究生导师邹志利表示由衷的感谢。本文是在导师邹志利的悉心指导下完成的，从论文的选题、各章节的安排、实验数据的处理到最后论文的撰写，每个过程中老师都提出了许多非常宝贵的意见。在这三年中，邹老师不仅教会了我如何进行科研工作，更教会了我许多做人的道理，让我勇敢面对未来道路上的各种艰难险阻。邹老师是我求学道路上的一位恩师，更是我人生道路上的一位良师。学生在此感谢老师三年的指导和培养，祝老师在今后的生活中身体健康，工作顺利。

感谢海动研究所的所有老师，各位老师教授了我知识，帮助我开阔了眼界，能够在海动研究所学习得到各位老师的指导是我的荣幸。感谢同课题组的严开师兄、闫圣师兄、张洋师兄、徐杰师兄、卞宏伟师兄、常承书师姐和高森师兄在科研学习和日常生活中对我的帮助，各位师兄师姐都是我学习的榜样。尤其要感谢徐杰师兄，在我遇到困难时帮助我，在我沮丧时开导我，与师兄的谈心让我受益匪浅。感谢同门张雪超、张鹏飞和徐粼的帮助，让我在科研过程中少走了许多弯路。

感谢我的父母和家人，父母一直在我背后默默地付出，在我遇到挫折时鼓励我，在我失落时安慰我，父母始终是最坚强的后盾。感谢女友在研究生期间的陪伴，是她的支持和鼓励让我成为更好的自己。

最够，再次感谢所有关心帮助我的人，祝你们未来越来越好，祝海洋工程研究所越来越好，祝母校大连理工大学越来越好！

## 大连理工大学学位论文版权使用授权书

本人完全了解学校有关学位论文知识产权的规定，在校攻读学位期间论文工作的知识产权属于大连理工大学，允许论文被查阅和借阅。学校有权保留论文并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子版，可以将本学位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学位论文。

学位论文题目：海岸破波带内悬移质时变扩散特征和推移质输移规律研究

作者签名：焦一冰 日期：2022年6月12日

导师签名：郭志利 日期：2022年6月12日