风暴增水分析计算

叶锦昭、甘雨鸣、卢如秀 编译

广东高等教育出版社

风暴增水分析计算

叶锦昭　甘雨鸣　卢如秀　编译

广东高等教育出版社

风暴增水分析计算

叶锦昭　甘雨鸣　卢如秀　编译

*

广东高等教育出版社出版
广东省新华书店经销
华南理工大学印刷厂印刷
787×1092毫米　32开本　7印张　157千字
1989年6月第1版　1989年6月第1次印刷
印数：1—1000册
ISBN 7—5361—0389—1/P·2
定价：3.00元

内 容 摘 要

本书阐述在给定大气压场条件下，解大气边界层方程式的有限差分方法，讨论了用一维问题简化浅水方程式的可能性，提出了一维和二维浅水方程式数值积分方法，指出了确定极值增水的方式，并用海洋学和流体动力学的基本原理，计算出本书的结果。

本书适合高等院校海洋专业、水文气象专业师生与科技人员教学和研究参考，并可供水电、交通、航运、国防、围垦工程、水产养殖等工程技术人员参考。

目　　录

绪　论

海洋水体中，有一种振动范围很大，波长很长的波浪。它在外海传播时，相对于波长而言，其波高甚小，周期很大，一般为$10^2 \sim 10^5$秒，而且呈孤立波或强制孤立波的形式运动于海洋之中，这种波称为海啸长波。海啸长波可分两种：一种由海底地震或火山爆发而产生的地震海啸；另一种由大风或气压急剧变化而形成的气象海啸，又称风暴潮。

风暴潮是指大气或伴随大气扰动的气压急剧变化而导致的水体（指海洋、河口和湖泊等）异常升降现象，又叫“风暴增水”。也就是某些大气扰动系统形成时，风对海面或湖面的切应力和对波浪的背压力促使水体的流动，并使大量的水从背风岸向迎风岸迁移，从而引起迎风岸水位急剧上升。或者，由台风诱发的海面强制波的移动，到达海岸后，同样使水位急剧上升。这种现象均称为风暴增水。反之，由此引起的水位下降现象称为风暴减水。风暴潮则泛指增水或减水现象。

根据增水、减水的形成条件，增水、减水发生发展时水位的运动和水位变化特点，可把它分成两种类型：一类为不稳定的增减水现象。如果引起增减水现象的风速随时间变化，而风引起的漂流层所占的厚度和增减水的水位也随时间变化，则称为不稳定增减水，如台风暴潮；另一类为稳定的增减水现象，风作用的整个时期，增减水的水位和水面变化坡度是相对稳定的，如我国北方海区的大风增水或寒潮减水。

在外海，气压急剧下降和风场扰动产生增减水，以强制孤立波的形式随台风迫近陆地，到达浅水区后，因地形影响，使波高增幅，同时由于强风连续吹刮，迫使水体在海岸堆积，以致酿成灾害。据统计，一个台风释放的能量大约$2\sim8\times10^{16}$千焦耳/天，台风中心最大风速达60～70米/秒，甚至达110米/秒，其破坏力是巨大的。

许多国家都将风暴潮的灾害列为严重的自然灾害。美国、日本、菲律宾、英国、印度、苏联、中国等国家的沿海地区，都是风暴潮多发的地区。例如，1867年11月印度加尔各答地区一次旋风中，潮水位高达12米，灾区死亡10万多人。1900年9月8日，在美国加尔沃斯敦的一次飓风引起的风暴潮，使海水面高出平均海面5米多，该城市大部分被海浪摧毁，死亡6000多人。美国每隔10年左右发生1～2次特大风暴潮，每次经济损失为2～4亿美元，如1954年“海哲尔”飓风引起的风暴潮，使大西洋沿岸经济损失为2亿美元，1961年“卡里”飓风引起的风暴潮，经济损失为4亿美元，1965年“贝兹”飓风引起的风暴潮，经济损失为3.7亿美元。在日本，公元1603～1866年发生风暴潮总共249次，平均每年发生一次。1900年以来袭击日本的风暴潮达90多次，其中高出平均潮位2米者10次以上。1959年9月26日伊势湾遭受最大风速37米/秒的台风侵袭，潮水位增高3.45米，死亡5000人，受浸面积36万平方公里，经济损失超过852亿日元。

1970年11月13日发生在东巴基斯坦（现在的孟加拉国）的风暴潮，是世界上最大的一次强风暴潮。据官方统计，死亡16.5万人，非官方估计死亡人数更多，财产损失不计其数，使世界各国大为震惊。

我国是遭受风暴潮侵袭最厉害的国家之一，无论频率

或强度均列世界首位。北方沿海是冬季大风引起的大风暴潮，华南沿海为台风引起的台风暴潮。1895年4月28日渤海湾被风暴潮袭击，摧毁了大沽口的几乎全部建筑物，海防各地死亡2000多人。广东省1949年到1979年的30年中，有360个台风登陆，其中引起风暴潮较严重的有7次。如1969年7月28日台风在汕头地区惠来县登陆，其中心气压为936毫巴，中心风力12级，狂风暴潮在东溪口和妈屿一带分别造成3米左右的增水，使汕头市平均浸水1.5～2.0米，给人民生命和财产造成了巨大的损失。又如1980年7月22日在广东徐闻县登陆的台风所形成的暴潮，使湛江、海南地区淹死291人，经济损失5亿元多，损坏鱼船3561艘，沿海堤坝大部分被冲垮，房屋倒塌107275间，湛江码头新建的水产仓库2米高的大铁门被暴潮波打坏。

由此可见，风暴潮的破坏力是惊人的。为了防御风暴潮所造成的灾害，世界各国先后的进行了大量研究。1936年美国国会决定开展风暴潮研究，把任务下达给美军工程兵种。1955年再次下令美军工程兵种研究风暴潮的问题，1968年国会第三次决定进行风暴潮研究，任务下达住宅和城市发展部，该部同全国各有关研究单位签订合约进行系列性研究。

美国风暴潮研究机构分属三个体系：第一体系以国家海洋大气局（NOAA）为中心，其中国家天气服务局（NWS）进行风暴潮预报及观测，发布日常性的业务预报及警报；第二体系是美国军队方面，有美军工程兵种，该兵种下属各州均设分区，从事防潮工程设计，收集风暴潮的各种资料，而海军气象局、海军沿岸研究中心则研究风暴潮的预报方法及测报；第三体系是高等院校，凡属沿海一带有名望的高等院校海洋系和海洋研究所，均从事风暴潮的理论研究，如佛罗

里达大学、麻省理工学院等。此外，有些商业研究团体和公司，为原子能发电站在沿海选择厂址也要研究风暴潮的极值水位，比如有“堤坝和锚地”研究团体，“岩石与龙虾”工程公司等。

日本风暴潮研究较系统的开展始于1918年。当时，中村左卫门太郎和大森对东京湾的风暴潮进行了考察分析。从此一直进行经验预报方法的研究。1959年伊势湾发生特大台风暴潮后，引起了日本政府和科学研究团体的注目。日本气象厅、气象研究所、日本海岸协会、日本国立防灾研究中心及一些大学，对风暴潮研究非常活跃，形成研究热潮。日本政府组织了“伊势湾风暴潮对策协议会”，于1959年11月16日召开第一次会议，确定防灾对策的范围和内容。1960年又相继两次召开会议，确定防灾对策的基本方针和建防潮坝问题。在这段时间里，主要进行风暴潮的数值预报方法研究和防灾对策活动的研究。

苏联是风暴潮研究比较早的国家之一，在本世纪六十年代已经开展风暴潮数学模式研究，1973年以后取得了风暴潮数值预报及理论问题的较大进展。

我国风暴潮研究主要从本世纪六十年代开始，一些高等院校（如中山大学）首先进行研究。七十年代初水电系统派出大批研究人员到大学培训；国家海洋局主持组织了风暴潮情报网，从事风暴潮的预报服务。研究工作在水电、交通、海洋、军事、科研和大学等几十个部门、单位和近百个海洋站、水文站广泛展开。出版了刊物《风暴潮》，成立了中国风暴潮研究会。国家科委已把风暴潮研究列为我国第七个五年计划的重点科研项目之一，旨在从事风暴潮理论研究和数值计算预报。

在风暴潮预报研究中，一般采用经验预报方法和数值计算方法两种。经验预报方法是利用气象因子（如风、气压等）与风暴潮潮高建立经验相关式。数值计算方法是在理论上，根据流体力学的运动方程与连续方程联立，建立预报方程，然后加上初始条件和边界条件进行求解。

世界各国风暴潮预报研究，开始多数采用经验预报方法，随后发展到数值计算方法。1954 年基维西尔德（H•Kivisild）首次用手算式对美国奥基乔比湖的一场风暴潮进行数值计算。最早使用电子计算机计算风暴潮的是德国海洋学家汉森（W•Hansen），他在1956年对1953年1月31日到2月1日发生于北海的风暴潮进行数值模拟计算，但由于差分格式不稳定而出现虚假的误差短波。后来，杰尔尼斯基（P•Jelesnianski）提出了SPLASH 方法，它是基于计算一个所谓“标准海域”中，由“标准风暴”引起岸边的极值增水剖面，然后在符合实际海域和实际风暴下再简单修正这个增水剖面。该方法是近十五年来比较广泛使用的数值计算方法。最近，由SPLASH方法进一步演变成SLOSH 计算模式。这一模式的提出，对数值计算方法的进一步完善和理论研究都有重要的意义。

显然，数值模拟计算是当前风暴增水研究的主要方法。我们根据苏联出版的Л•А.奥加涅相和 С•В•西瓦辛斯基编著的《风暴增水分析计算》（Л•А•ОГанесяч, С•В•Сивелщнский 《ДцАгностцческце Расчеты ш—ТОРМОВых Нагонов》）编译了本书，其主题是风暴增水现象数学模式的理论和研究，提出了以浅水方程为基础的风暴增水现象数学模型。这对于我国进行风暴潮研究有着较大的实际意义。

第一章　风增水的数学模型

第一节　原始方程式

我们引入以地球中心为原点（O）的笛卡儿坐标 系 X、Y、Z，OZ 轴指向北极，OX 轴位于零度（O）经线平面上，OY 轴位于东经90度的经线平面上。假设I、J、K是相应于方向顺次为OX、OY、OZ 轴的单位长度矢量。

现在我们写出位于 $A(X、Y、Z)$点上的瞬时 τ 的气体质点，在地球重力作用下运动而投影在OX、OY、OZ 轴上的运动方程：

$$\rho a_X = -\frac{\partial p}{\partial X} + \rho g_X + \phi_X \quad ; \qquad (1.1.\mathrm{I})$$

$$\rho a_Y = -\frac{\partial p}{\partial Y} + \rho g_Y + \phi_Y \quad ; \qquad (1.1.\mathrm{II})$$

$$\rho a_Z = -\frac{\partial p}{\partial Z} + \rho g_Z + \phi_Z \quad . \qquad (1.1.\mathrm{III})$$

式中　$\rho=\rho(\tau, X, Y, Z)$——空气密度；a_X, a_Y, a_Z——加速度 $a=a(\tau, X, Y, Z)$ 的分量矢量；$p=p(\tau, X, Y, Z)$——压力；g_X, g_Y, g_Z——重力 $g=g(X, Y, Z)$ 的分量矢量；ϕ_X, ϕ_Y, ϕ_Z——分子摩擦力 $\Phi=\Phi(\tau, X, Y, Z)$ 的分量矢量。

因为坐标系X、Y、Z与地球同时转动，所以，某一质点A的加速度应当是三个加速度的总和：

$$\mathbf{a}=\mathbf{a}_e+\mathbf{a}_c+\mathbf{a}_r$$

式中，$\mathbf{a}_e$——瞬时输移加速度(Лереносное ускорениe)，即在瞬时τ中相应于点$A(X, Y, Z)$和相对于地球静止不动的A_e点上的加速度，由于地球均匀地转动，故有

$$\mathbf{a}_e=-\omega_*^2 D$$

式中ω_*为地球自转角速度，D为在A向上垂直于转动轴OZ的矢量。加速度$\mathbf{a}_r$是相对于质点A的加速度，也就是相对于坐标系X、Y、Z的A点上的加速度。$\mathbf{a}_r$的各组成部分是dU/dt，$dV/d\tau$，$dW/d\tau$，这里的U，V，W同样也是表示相对于坐标系X、Y、Z的质点A速度分量U的矢量（相对速度）。另外，$\mathbf{a}_c$是以矢量乘积的形式表示的科氏加速度：

$$\mathbf{a}=2\omega\times\mathbf{U}$$

式中　$\omega=(O, O, \omega_*)$表示地球自转角速度的矢量。对方式（1.1），我们还应加上连续方程：

$$\frac{\partial\rho}{\partial\tau}+\frac{\partial U_\rho}{\partial X}+\frac{\partial V_\rho}{\partial Y}+\frac{\partial W_\rho}{\partial Z}=0 \qquad (1.2)$$

那么，现在我们已经有四个方程式(1.1.1)—(1.1.Ⅲ)和（1.2），并有五个未知数p、ρ、U、V、W。

我们把状态方程(克拉珀龙方程)补进这些方程式中，得

$$p=\rho R_z t$$

式中，t—绝对温度；R_Z—已知常数。

就大气中某一种快速运动现象（Быстротечных явлений）（例如气旋的运动）而言，我们可以忽略动力过程中温度的影响，而采用质点的熵，或者（同一类型

的）位温

$$s=t\left(\frac{p_0}{p}\right)^{R_s/(c_v+R_s)} \qquad (1.3)$$

它单值地取决于熵，式中 p_0 是常数（一般情况下其值大约为10^5帕）；c_v 是在容积恒定的条件下，空气的热容量。对 s 恒定条件下的某些质点来说，可写成下列方程式的形式

$$\frac{ds}{d\tau}=0 \qquad (1.4)$$

方程式（1.1）—（1.4）和克拉珀龙方程式乃是一种具有闭合系统性质的方程式，因为方程式中的数目等于未知数的个数。

在方程（1.1）中以 a_e 和 a_c 变换左边项，而且，利用微分原理把复合函数$\phi(\tau, X(\tau), Y(\tau), Z(\tau))$对 τ 进行微分

$$\frac{d\varphi}{d\tau}=\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}+\frac{\partial\varphi}{\partial X}\frac{dX}{d\tau}+\frac{\partial\varphi}{\partial Y}\frac{dY}{d\tau}+\frac{\partial\varphi}{\partial Z}\frac{dZ}{d\tau}$$

$$=\frac{\partial\varphi}{\partial\tau}+\frac{\partial\varphi}{\partial X}U+\frac{\partial\varphi}{\partial Y}V+\frac{\partial\varphi}{\partial Z}W$$

（在这里 $dX/d\tau=U$，$dY/d\tau=V$，$dZ/d\tau=W$）

从公式（1.1.Ⅰ）—（1.1.Ⅲ）可获得方程

$$\rho\left(\frac{\partial U}{\partial\tau}+U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}+W\frac{\partial U}{\partial Z}\right)$$

$$=-\frac{\partial p}{\partial X}+\rho\omega_*^2D_x-\rho(a_c)_x+\rho g_x+\phi_x \qquad (1.5.\text{Ⅰ})$$

$$\rho\left(\frac{\partial V}{\partial \tau}+U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}+W\frac{\partial V}{\partial Z}\right)$$

$$=-\frac{\partial p}{\partial Y}+\rho\omega_*^2D_Y-\rho(\boldsymbol{a}_c)_Y+\rho g_Y+\oint_Y \quad (1.5.\mathrm{II})$$

$$\rho\left(\frac{\partial W}{\partial \tau}+U\frac{\partial W}{\partial X}+V\frac{\partial W}{\partial Y}+W\frac{\partial W}{\partial Z}\right)$$

$$=-\frac{\partial p}{\partial Z}+\rho\omega_*^2D_Z-\rho(\boldsymbol{a}_c)_Z+\rho g_Z+\oint_Z \quad (1.5.\mathrm{III})$$

方程式（1.5）、（1.2）、（1.3）、（1.4）和克拉珀龙方程式实质上是大气中气体运动的原始方程。

水体运动方程可以从公式（1.5）和（1.2）求得，其中，给定ρ＝常数。水体运动连续方程式可采用形式：

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}+\frac{\partial W}{\partial Z}=0 \quad (1.6)$$

基于这种理解，把方程式(1.5.Ⅰ)和U乘方程式(1.2)，相加起来，写成组合式(1.5.Ⅰ)$+U\times$(1.2)，把某些项进行合并，可以获得方程式

$$\frac{\partial\rho U}{\partial\tau}+\frac{\partial\rho U^2}{\partial X}+\frac{\partial\rho UV}{\partial Y}+\frac{\partial\rho UW}{\partial Z}=-\frac{\partial p}{\partial X}$$

$$+\rho(g_x+\omega_*^2D_x)-\rho(\boldsymbol{a}_c)_x+\oint_x \quad (1.7.\mathrm{I})$$

同理，建立组合式（1.5.Ⅱ）$+V$（1.2）和（1.5.Ⅲ）$+W\times$（1.2），也可以获得：

$$\frac{\partial\rho V}{\partial\tau}+\frac{\partial\rho UV}{\partial X}+\frac{\partial\rho V^2}{\partial Y}+\frac{\partial\rho VW}{\partial Z}=-\frac{\partial p}{\partial Y}$$

$$+\rho(g_Y+\omega_*^2D_Y)-\rho(\boldsymbol{a}_c)_Y+\oint_Y\ ; \quad (1.7.\mathrm{II})$$

$$\frac{\partial \rho W}{\partial \tau}+\frac{\partial \rho UW}{\partial X}+\frac{\partial \rho VW}{\partial Y}+\frac{\partial \rho W^2}{\partial Z}=-\frac{\partial p}{\partial Z}$$

$$+\rho(g_Z+\omega_*^2 D_Z)-\rho(\mathbf{a}_c)_Z+\phi_Z \qquad (1.7.\text{Ⅲ})$$

第二节　球面坐标系方程式

一、地方坐标系

现在我们讨论连续是液体的地球表面，也就是通常称为理想表面。在气象学问题研究中，不应把地球表面看成一个理想表面，因为地球围绕地轴自转可形成这样的一种形式，向量$\mathbf{G}=g+\omega_*^2 D$，在某一点上与理想表面相垂直。这是一个近似对称于地球自转轴的椭球体表面。位于地球赤道面上较大的长半轴，其长度为$l_1=6379$公里，较小的短半轴长度为$l_2=6357$公里，即是短半轴长度l_2比长半轴l_1短22公里。

现就通过称为“中心”区的A_0点来研究风暴增水现象。首先，我们详细地看看通过A_0点并与理想表面有相等距离的Γ面的情形，穿过A_0点上的N与Γ面垂直。

导入一个球面Σ，并在A_0点上与Γ面相切，且中心O_Σ置放于地转轴上。我们可以计算出面Γ与球面Σ的差值。通过N导入任意平面Π，并对此引入中心S的笛卡儿坐标λ，ν，且轴ν与N同向。假定$\nu=\nu_\Sigma(\lambda)$是球面Σ与平面Π相交时，所获得的曲线方程式，而$\nu=\nu_\Gamma(\lambda)$是Γ截面的曲线方程式。则可以设想为，这些曲线将会非常接近相应半径为R_Σ与R_Γ的圆周。如果Γ非常接近地球表面，那末，R_Γ大约等于平面Π截面上的地球曲率半径，所以，$R_{min}<R_\Gamma<R_{max}$，这里的R_{min}和