

海洋物理学

上册

B. B. 舒列金

傳世物學

卷之三

56322
22

海洋物理学

上册

B. B. 舒列金 著

尤芳湖	毛汉礼	管秉贤
周秀骥	孙国英	李宗元 译
章名立	郭其蕴	冯英远

В. В. ШУЛЕЙКИН
ФИЗИКА МОРЯ

Издание третье,
переработанное и дополненное
Издательство АН СССР
Москва 1953

內 容 簡 介

本书分上、下两册出版,上册包括原书的前五章。

书中作者总结了在此以前海洋物理学方面的最新理论,阐述了发生在海洋上的非周期性平移运动,对环流理论和风、摩擦力等在海水运动中的作用以及潮波的“沟渠”学说都作了较深入的论证,探讨了各种因素对潮汐的影响,并论述了表面波及内波的动力学。在海洋热力学部分,作者着重地阐述了海洋的热量平衡和海洋气候的某些特点。作者在本书中增加了“气候和天气的物理基础”部分,阐明了海洋和大陆与气候形成的关系,以及地质时代中和现代气候变迁的原因,并着重论述了季风场和大气中的温压场,这是前版所没有的。

本书可供海洋学研究人员、高等院校师生、气象学研究人员及其他地球物理学研究人员参考。

14

海 洋 物 理 学

上 册

В. В. Шулейкин 著
尤芳湖等译

*

科学出版社出版 (北京朝阳门大街 117 号)

北京市书刊出版业营业许可证出字第 061 号

中国科学院印刷厂印刷 新华书店总经销

*

1963 年 12 月 第 一 版 书号: 2926 字数: 617,000

1963 年 12 月 第一次印刷 开本: 787 × 1092 1/16

(京) 0001—1,400 印张: 29 1/4 插页: 5

定价: 4.50 元

譯 者 序

舒列金 (В. В. Шулейкин) 院士是苏联和国际上一位著名的海洋物理学家,他的主要著作“海洋物理学”一书,则是海洋物理学这门新兴学科的一部经典著作。我们认为这本书的特点主要有二:

1. 系统地概括了苏联、特别是舒列金院士本人近三十年来,在海洋物理学各分支领域中的研究成果,及观测实验的经验。例如,在海流动力学中,关于在某些实际情况下,海流的基本理论在海流要素计算上的应用;不均匀风场中的海流;冰原的漂流等;在潮汐动力学中,关于浅海和边缘海中潮汐现象的分析;在波浪动力学中,关于波浪在大陆棚上的折射和波浪的破碎及波浪对于障碍物的冲击以及应用风暴水池研究波浪传播等;在海洋热学中,关于海面与大气的热交换过程;尤其是关于所谓第一、第二和第三类热机的分析等等,舒列金都作出了许多杰出的贡献。

2. 奠定并扩展了海洋物理学这门新兴学科的研究范畴和领域。在本书中,不仅包括了通常所谓“物理海洋学”或“海洋动力学”中的海流、潮汐、波浪问题,而且首次以大量篇幅详细地阐述了海洋热学、海洋光学、海洋声学、海洋分子物理学等这些未经系统论述的新领域的主要内容。近年来的发展表明,这些领域已经成为海洋物理学的一些分支蓬勃地发展起来。

但是我们不能不指出,由于本书涉及的范围很广,更由于海洋物理学在近十年来发展很快,显然本书不可能把一切重要研究成果都包罗无遗。其中值得提请读者注意的主要有:热-盐环流理论、海浪谱理论、潮汐的数值计算、海洋光学中的水下光场理论和一些测量水下照度、透明度、亮度系数的新型仪器、海洋声学中的超远传播和波动声学理论以及海洋学中的一系列新型声学设备等等,在本书提得很少或者没有提到。但是,这些有的已经有专门的论著发表,有的也不难在有关海洋学或地球物理学的书籍、杂志中看到。

本书译本将分上、下两册出版。上册包括五章:第一章,海流动力学(尤芳湖译);第二章,潮波动力学(毛汉礼译);第三章,表面波及内波的动力学(管秉贤译);第四章,海洋热学(周秀骥、孙国英、李宗元译);第五章,气候与天气的物理基础(章名立、郭其蕴、冯英远译)。译完后,经尤芳湖、翁学传(第四、五章)校阅,并印成油印本,作为中国科学院海洋研究所海洋物理训练班的主要参考读物,且征求各方意见,加以修改订正。但由于参加翻译的人数较多,又限于译者和校者的水平,谬误自多,望读者不吝指教。

1963年1月

第二版序言

1932年出版了“海洋物理学”(两卷集)的第一卷,五年以后出版了第二卷。新的修订本将这两卷合订为一册,并包括了过去几年中所进行的工作。

但是,并不是无所不包的,为了不使本书变成一部庞大的参考书,决不能把苏联及国外海洋物理学上所出现的全部新的工作都反映到本书中来。

最近十年来,这些工作的重心已明显地由斯堪的那维亚国家(瑞典在其中占有首要的地位)转到我们的国家(按——指苏联)来,所以,本书的各章节就远远地不能均匀地用新的材料来补充了。热力学一章有了很大的扩展,其中引进了关于海洋热量平衡的学说,并加入了天气和气候的物理根源一章,这整个是在苏联发展起来的。

我预先料到,这新的一章在那些正统派的气候学家和天气学家中会遭到冷遇,他们只有在“罗盘的西象限内”才能接受新的思想和新的方法。但是,同样,我确切地知道,描述气候学和形式天气学的时代,仍然是落后的。生活要求问题的最终解决,即达到数字上的解决。而物理学家就有责任找到他们所研究的任何一个现象的特征数字。

仅仅在几年以前,北极边缘海热量平衡的物理数学分析,才促使我们断定,这个海是从北部、也即从大西洋发生的暖流里取得热量的。当时,在海洋-地理学者中有多少个怀疑论者啊!他们譏笑“为了热量平衡的补偿,勉强从北部去寻找热量,是物理学的穷途末路”。但是,正好三年以后,怀疑论者就在自己调查船的龙骨下发现这一暖流。

我毫不怀疑,我们的季风理论和温压假潮理论的基础一定会受到同样的遭遇。事实上处处都证实这些理论的原理;对于研究工作者来说,大洋和大气决不能分割地来进行研究,已一天天地变得越来越清楚了;大洋和大陆之间的热量差异通常会在大气中产生出比由于地球上各个纬度区间热量状况的不同所引起的还要巨大的环流,这也变得很清楚了。象工作在发热器和冷却器之间的热机一样,大洋和大气的数字特征一个一个地出现。这部热机的总的状况象气候一样,而状况的变化,则象天气。是不是需要特别谈谈研究这部热机的状况具有多么巨大而全面的实际意义呢?

我很希望,我在海洋物理学领域中的工作会彼此一致,并将为认识气候和天气的物理根源这一巨大和很有希望的事业中贡献自己的力量。

同样希望,在海洋学文献中很快地开始消除一个令人苦恼的不正常比例:海洋热量状态的研究将提出不少于海洋动力学方面的研究成果来。

海洋技术的需要,迫切地要求从事于海洋光学和声学的研究。海洋分子物理和海洋生物物理学的系统工作还仅仅是开始(而且是在苏联开始的),同样需要研究。

用不着说,海洋学家、地理学家和物理学家的的工作,能够带给新型船舶的建造和旧船的改装,以及潮汐和波浪能量的利用以多少益处。一句话,今天实践要求推进海洋技术物理学的研究。

苏联科学院黑海水文物理站 舒列金

(1940年12月)

序 言

自从“海洋物理学”上一版出版后的10年来，在我们这一门科学中，很多在当时还只是初具轮廓的方面都有了发展。现在已经没有必要证明，世界大洋的研究是不能把和它相互作用着的大气的研究割裂开来的。这种相互作用的一些新的方面被揭开了；表明，甚至平流层也通过辐射的热交换，承受到大洋和大陆这些下垫面的巨大影响。关于大洋和大气中“热机”功能的物理概念，带来了巨大的益处，它们使苏联的研究工作者能发展有关天气和气候的物理根源的学说，这一学说的基本原理在本书的上一版中就叙述过了。当时已经指明，不论在水或空气中，都会发生速度的、以及与此有关的热流的自激振动，正是这种自激振动引起了在长时间内的气候变迁，它也正是天气变化的实质。

在研究工作上，水流和气流的主要特征的描述仅仅是在10年前才出现的。海洋动力学方面的工作被新的概念、新的方法和可能性所丰富。在海洋物理学上，很多概念被证明为没有根据的；阐明了海流流速和紧贴着海流侧面的水团之间摩擦的决定性作用。这样，就要对仅仅建立在考虑大洋水平层间摩擦的基础上的海流理论，从新加以修订。海流的新理论还没有象旧的理论那样完整：由于数学上的困难，这一研究暂时还不能达到实用海洋学所需要的那样详细。特别是，对于考虑了侧向摩擦的复杂情况下，有关速度垂直分布这一重要问题的详细研究暂时还不能进行，还只能断定全流的性状。但是，希望祖国的科学在这方面所做的许多工作，最后将有可能克服这些困难。

我们的研究工作者促进了风浪物理学上的根本转变。消除了不久以前还存在的这样一种不正常的状况：有大量海浪动力学的文献，我们却长久地没有人了解到风和浪之间相互作用的动力学，也没有谁认识了在单位时间内风传递给浪的能量。苏联的科学，在这方面走向直接实验和建立风浪物理理论的新道路。

苏联的海洋物理学在各国的研究中占有主要的地位并牢固地维护着；没有任何一个国家为海洋物理学的发展创造了象胜利的社会主义国家所创造的那样的条件。在伟大的卫国战争的艰苦年代里，苏联的海洋水文物理学者继续自己的工作，解决基本的科学理论问题和紧急的实际任务。并且，纯粹实际的任务以新的、珍贵的材料丰富了理论，指引它走上新的、精确的道路。

医治了野蛮的法西斯侵略所引起的创伤，在恢复了黑海水文物理站的基础上，诞生了苏联科学院海洋水文物理研究所。来自高等学校的苏联海洋水文物理学家的新一代，继承着由罗蒙诺索夫在我国（按——指苏联）打下了基础的、并由我们光荣的俄罗斯航海家所小心爱护的传统。罗蒙诺索夫、契查戈夫（Чичагов）、林奇（Ленц）、戈洛夫宁（Головнин）、李相斯基（Лисянский）、马卡洛夫（Макаров）、索卡尔斯基（Шокальский）关于繁荣海洋科学的理想实现了，研究的范围也扩大了。

任何一本书都不能强求对这样迅速发展的科学进行全面的评述，毫无疑问，新版的“海洋物理学”在出版之前就落后于目前我们科学的状况。

只希望，科学界的同志们用自己的工作来改正它，希望这不致于等待得很久。

在本版准备付印的时候，研究所的同志——С. В. 多勃罗克朗斯基（Сергей Викторович Доброклонский）和 А. Г. 柯列斯尼科夫（Аркадий Георгиевич Колесников）给了我宝贵的帮助，他们把它作为海洋物理学的主要部分，在莫斯科大学讲授，对于书中材料提供了很多有价值的意见。

谨向同志们致以真诚的谢意。

苏联科学院水文物理研究所 舒列金

（1950年8月）

目 录

譯者序	vi
第二版序言	vii
序言	viii
第一章 海流动力学	1
第一节 发生非周期平移运动的原因和伴随着它的力	1
第二节 水圈中质量的分布和力場	4
第三节 流体动力学的基本方程式	8
第四节 关于环流的概念	10
第五节 环流理論在定常海流研究上的应用	14
第六节 在摩擦力参与下海流的发生与传布	18
第七节 梯度流和对流的理論	28
第八节 沿岸环流的理論, 水涨和水落	36
第九节 在自然条件下吹流的研究	46
第十节 在自然条件下涨落情况的研究方法	48
第十一节 海流中的水平环流, 海底地形的影响	57
第十二节 在某些实际情况下海流的基本理論在海流要素計算上的应用	66
第十三节 不均匀风場中的海流	74
第十四节 季风場中的对流和吹流	79
第十五节 赤道逆流的理論	84
第十六节 冰原的漂流	90
第十七节 当側向摩擦起着主要作用时大洋中的合成流	104
第十八节 楔入流理論对于墨西哥湾流及北大西洋流研究上的应用	110
第二章 潮波动力学	115
第一节 潮波的产生	115
第二节 潮汐的“沟渠”学說	119
第三节 潮波的波长及其能量	126
第四节 在变截面的沟渠中潮波的运动	128
第五节 潮波在浅水区运动时廓綫的畸变, 高次諧波	136
第六节 应用“沟渠”学說研究具体情况	138
第七节 按照“沟渠”学說計算潮流各要素	144
第八节 分析潮波二維传播的較严格方法, 假潮的形成	148
第九节 海底形状复杂的海区内的假潮	153
第十节 边缘海里的潮汐現象	157
第十一节 地球自轉对潮汐現象的影响	161
第十二节 摩擦对潮汐的影响	166

第十三节	根据潮流速度决定潮汐的各要素	167
第十四节	开闊海中潮波要素的直接测定	171
第十五节	地震所引起的海浪	174
第三章	表面波及内波的动力学	179
第一节	无限小振幅的二維波的普遍方程式、速度及能量	179
第二节	深海中有限振幅的波	182
第三节	表面波的性质, 其产生及发展	184
第四节	波能学的直接試驗研究方法	190
第五节	三維波、波羣及羣速度	192
第六节	波浪在大陆浅滩上的折射	197
第七节	波浪的破碎, 波浪对于障碍物的冲击	208
第八节	沿岸观测站所采用的几种测量波浪要素的方法	216
第九节	船上波浪廓綫的记录, 船舶在波浪上运动的某些海洋学特性	227
第十节	内 波	237
第十一节	波浪的涡动作用	243
第四章	海洋热学	247
第一节	热量的收入, 太阳的直接輻射与天穹的漫射輻射	247
第二节	蒸发所耗損的热量	262
第三节	与大气热量交换时所耗損的热量, 在海面上测定蒸发的方法	268
第四节	在輻射中損耗的热量	274
第五节	由于水团混合使温度趋于均匀的过程	282
第六节	水团混和对温度波传播的影响, 海洋气候的某些特点	287
第七节	根据水文观测資料确定混和系数的方法	293
第八节	冰层热学	298
第九节	海洋的总热量平衡	311
第十节	海面温度日变的計算	325
第五章	气候与天气的物理基础	329
第一节	几点总的概念	329
第二节	自海洋移向大陆的热流的近似計算試驗	334
第三节	海洋和大陆間热矛盾乃是季风場形成的基础	366
第四节	近似地保持在季风場中的近地面温度場和气压場要素間的基本关系	369
第五节	季风場中速度垂直分布的基本模式	374
第六节	海洋和大陆上空过剩空气的季节性再分布	377
第七节	海洋和大陆上空过剩空气的季节性再分布引起的地軸变动	380
第八节	冬季季风場要素与海洋热量平衡間的联系	387
第九节	夏季季风的特点	392
第十节	岸形对季风場强度的影响	394
第十一节	复杂岸綫問題的精确解	400
第十二节	緯向气流在形成地面气压場和温度場中的作用	406
第十三节	季风場中速度沿垂直方向的实际分布	411
第十四节	大气中的温压波	417
第十五节	温度場的二級近似图	426

第十六节	大气中温压定常波的其他型式·····	432
第十七节	旋动系统中长周期振动的某些特征·····	444
第十八节	温压定常波系统中的风速·····	447
第十九节	实验室条件下的自激温压波及其与自然界中所观测到的温压波的比较·····	450
第二十节	天气的物理基础·····	455
第二十一节	在地质时代中热状况变化的可能原因·····	457
第二十二节	现代气候变迁的可能原因·····	461

第一章 海流动力学

第一节 发生非周期平移运动的原因和伴随着它的力

尽管发生在世界大洋中的周期运动,具有各种各样的形式和性质,但是发生这些运动的根本原因,通常是一样的,即是太阳的辐射能.

这种能很不均匀地到达了大气圈和水圈的不同层,在地球的某一外壳中引起了各种扰动,因而产生了迫使空气团和水团运动的力.

其中,第一个力(也即是引起水的平移运动的第一个原因)是由于热水和冷水的密度不等.

其实,我们如果在海面下的同一深度处,划出两个完全相同的平面,并且,假设其中的一个平面之上是较热和密度较小的水层;而另外一个平面之上则是较冷而密度较大的水层,那末,十分清楚,作用在这选定的海洋的两点上的流体静力压是不等的,因此,在所有其它相等的条件下,水必然将进行运动.

当年彼得堡的科学院士林奇传播了这样一种整个地球的简单示意图,即为了简化起见,他假定水以同样厚度的连续层状布满地球. 考虑到热带的水是高温的而极地的水是低温的,那末,不难想象水运动的基本趋势,即在深层中由两极流向赤道. 很明显,连续条件要求在表层同时存在着由赤道流向两极的补偿流.

实际上,由于不可设想的大陆轮廓和复杂的海底地形,并且还有因为其它原因而产生的力的作用,林奇的基本图案将变得很复杂. 以后还要回到这一个问题来;这里只要指出,在不同海区里密度的变化将导向一个很复杂的深度压力分布图.

其实,如果密度在水平方向没有变化,那末在任何深度上划出的水平面上各点的压力也将是恒量. 在自然界中,这种情况是没有的. 在给定点附近,任意方向 r 的压力变化表为值

$$G_r = \frac{dp}{dr}. \quad (1)$$

很明显,在不同方向上 G_r 是不同的. 可以考虑这样一个方向,使

$$\frac{dp}{dr} = 0.$$

每一条通过给定点并满足这一条件的直线都和面元素相切,则在面上所有各点的压力都是恒量,这就称为等压面.

相反的,沿着向这等压面的法线方向 n 的压力(可以证明)变化得特别快. 我们把值

$$G = - \frac{dp}{dn} \quad (2)$$

称为給定点周围的压力梯度。

为了求单位质量的 G 值,显然只要将 G 除以水的密度值 δ , 或者乘以比容值 α :

$$\begin{aligned} \frac{G}{\delta} &= - \frac{1}{\delta} \cdot \frac{dp}{dn}, \\ \alpha G &= - \alpha \cdot \frac{dp}{dn}. \end{aligned} \quad (3)$$

(2)和(3)式中的負号,是因为法綫的正向是在压力减少的方面的緣故。

单位质量上的压力梯度越大,則水团的加速度也越大,也就有更大的海流在給定的海区里发生。

但是,除了所考虑的純粹內力外,还存在着同样会引起水运动的外力,这就是水和分布在水上的气流之間的表面摩擦力。

如果风速等于 V 厘米/秒,空气密度为 δ_a , 則这力将表为:

$$f_{dr} = k\delta_a V^2, \quad (4)$$

其中, k 是数值系数,約等于 0.002。

在很多情况下,风的作用在強大海流的形成上占有主导地位,这样形成的海流就叫做吹流。

吹流在它自己的运动路程中受到了阻碍时,就改变为垂直流。这在以后还将加以討論。

至于伴随着水的运动而产生的次級力, 首先必須提到由于地球繞着自己的軸旋轉而发生的科氏力。通常科氏力是在任一个物体相对于繞着一定軸旋轉着的座标系統中运动时发生的。如果用矢量 \mathbf{u} 表示相对运动的速度, 矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 表示該动座标系統的旋轉角速度, 則物体所得到的旋轉加速度 \mathbf{a} 可用下列关系式表示:

$$\mathbf{a} = 2[\boldsymbol{\omega}\mathbf{u}]. \quad (5)$$

这里用 $[\boldsymbol{\omega}\mathbf{u}]$ 表示矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 和 \mathbf{u} 的矢量积。那末,这一向量的模为:

$$a = 2\omega u \sin(\boldsymbol{\omega}, \mathbf{u}), \quad (5')$$

它的方向将垂直于矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 和 \mathbf{u} , 并且决定于下列法則: 如果觀測者向着沿科氏加速度 \mathbf{a} 的方向看, 則为了使矢量 \mathbf{u} 以最短的路程和矢量 $\boldsymbol{\omega}$ 相結合, 須使矢量 \mathbf{u} 以 \mathbf{a} 为旋轉軸沿着順时針*方向轉动。

利用(5')式, 不难确定作用在地球表面上以任意速度 \mathbf{u} 运动着的具有质量 m 的水质点的科氏力。

象离心力的方向总是和向心加速度的方向相反一样, 科氏力的方向是直接地与科氏加速度方向相反的。

* 应沿逆时針方向轉动(譯者注)。

显然,它的绝对值将等于:

$$f_c = 2m\omega u \sin(\omega, \mathbf{u}), \quad (5'')$$

式中, ω 是地球的自转角速度。总之,只有当速度 \mathbf{u} 的方向是沿着子午线的时候,科氏力才处于地球上某一给定点的水平面上;在其余的情况下,整个科氏力可以分解为水平的和垂直的两个分力。

其中,垂直分力只对于重力场的作用有某些微小的增减,没有什么意义;至于水平分力,则对于发生在海上的一系列现象具有决定性的作用,容易证明,它的值是

$$f_{\text{水平}} = 2m\omega u \sin \varphi, \quad (6)$$

式中, φ 是地球上给定点的纬度。以下为了书写上的简化起见,“科氏力”一词,我们将只指它的水平分力。

为了确定科氏加速度方向的基本法则,在应用到我们的问题时应当修订为:在北半球,科氏力偏向于相对速度 \mathbf{u} 的右边;在南半球则偏向于左边。

在极区,科氏力达到最大值(当 $\varphi = 90^\circ$ 时,在两极均为极大);相反地,在赤道上它转向于零,因为这里 $\sin \varphi = 0$ 。

取地球自转角速度 $\omega = 7.29 \cdot 10^{-5}$ 秒⁻¹,则不难确定科氏力的极大值为 $1.46 \cdot 10^{-4} \cdot u$ 达因/克。

这里相对运动速度 u 的单位用厘米/秒来表示。

上面还提到关于发生在水和在水上滑动的大气之间的表面摩擦,这种表面摩擦同样发生在海水的底层,这里的水沿着坚固的海底面运动着。有趣的是这里的摩擦系数也大约等于 0.002。

水层之间的内摩擦可以从两种观点来考虑。即是,当水在窄的管道中以极小的速度运动的时候,十分符合于层流的假设,和符合于稳定地互相滑动着的各水层之间具有分子摩擦(在物质动力学理论的含义上说)的假设。相反地,在海上正常的自然条件下,具有颇大的速度时,水的运动就很难认为是成层的,它是涡动的,而且,在这里分子摩擦为由涡旋形成所引起的涡动粘滞性所代替。

让分子摩擦系数 η 等于这样的力,它必须紧贴两个平行水层,并使两水层在一秒钟内移动距离等于水层间隙(单位表面上所受的力)。

如果由于分子摩擦的关系,速度依据某一法则随着深度的增加而减少,则摩擦力 f_r 、摩擦系数和速度梯度(沿向水层的法线方向)之间,存在着关系式:

$$f_r = \eta \frac{du}{dn}. \quad (7)$$

这里,在谈到关于系数 η 的概念的时候,所考虑的是在水层单位面积上所受的力。如果面积不等于一个单位,而等于某数 F ,则摩擦力较按式(7)求得的大 F 倍。

很遗憾,到现在,不同作者所求得的摩擦系数绝对值,很难认为是十足可靠的。对于蒸馏水在零度时,最有可能的值可以认为是:

$$\eta_0 = 0.018 \text{ 厘米}^{-1} \text{ 克秒}^{-1}.$$

分子粘滯性随着温度的增加而迅速地减少,例如,当 25° 时, $\eta = 0.0081$.

盐度的影响则表现得不那么急剧:例如,盐度为 35‰ 的海水的粘滯性仅比蒸馏水的粘滯性大 5%.

刚才提过,当水运动具有颇大的速度时,则必须认为它是涡动流而不是层流,因此,涡动粘滯系数 μ 将代替摩擦系数 η 的位置.

保持关系式(7)和纯由公式所导出的摩擦系数的概念不变,必须指出,涡动粘滯系数 μ 的绝对值超过 η 很多倍.

在自然条件下,由于各种附带于基本现象的因素的影响,系数 μ 的确定是很难的.而且这一系数在很大程度上取决于水运动的速度,它的准确意义并不是一个常数:当速度越大时,在形式上用系数 μ 来计算的涡旋生成的强度也大.

不同的作者断定了系数 μ 和引起吹流的风速 v 之间的不同经验关系,试验的结果可以认为 v 和 μ 的变化遵循着下列形式:

$$\begin{aligned} v &= 1 \quad 3 \quad 5 \quad 7 \quad 10 \quad 20 \quad \text{米秒}^{-1}, \\ \mu &= 1 \quad 28 \quad 110 \quad 220 \quad 430 \quad 1720 \quad \text{厘米}^{-1} \cdot \text{克} \cdot \text{秒}^{-1}. \end{aligned}$$

但是,必须注意在这序列中的第一个数字是极不可靠的,因为它是在风速很小(1米/秒)不能直接观测得到时,用小垛外推法得到的.还应当指出,对于所有运动水层的系数 μ 并不一样,因为这里流速和与之相联系的涡旋生成过程通常是极为不同的.在吹流情况下, μ 在表层中有最大值.

看来,当涡旋生成时,海水的分层起了很大的作用.在分层的水中,盐度和密度一层一层地变化,摩擦系数比在密度到处相同的均匀水中要小得多.

第二节 水圈中质量的分布和力场

关于力场和在力场中的位势的概念在海洋动力学的研究上有很大的作用.在水的非周期性平移运动的情况下,最重要的是重力场和压力场.

其中第一个场——引力场,作为这场中每一点的表征的是自由落体加速度 g 的数量;而这数量可以认为是重力场的强度或者沿高度的引力位势的梯度.严格地说,用某种方法测量 g 的数量,并计算用下列关系式与 g 相联系的引力位势 Γ :

$$g = - \frac{d\Gamma}{dh}, \quad (8)$$

同时,我们考虑到互相迭加的两个场:重力场和由于地球沿着它自己的轴转动(不考虑科氏力)而产生的离心力场.

靠近赤道的地方,因为离心力很明显地作用在与重力相反的方向,所以影响 g 的数量大大地减少.象所知道的,还存在着其它原因,也引起 g 值随着接近赤道而减少:这就是由于在两极被压扁的地球的形状所引起的.

1930 年在国际地球物理学会上,采用了以下的关系式来表明 g 值和緯度 φ 的关系¹⁾:

$$g = 978.049(1 + 0.005302 \sin^2\varphi - 0.000006 \sin^2 2\varphi). \quad (9)$$

根据这一公式,可以計算在任一緯度上的 g 值,同时假設所考虑的引力場上的点是在海平面上的. 在不同深度上的点, g 值大約是随着水深直綫地增加,但是在一般的海洋学問題中,这些可以自由地忽略掉,因为在水深 5,000 米的地方, g 值仅增加 0.1%. 十分清楚,在这样的程度上,不仅有观测的誤差(通常是很大的),而且还有由于引力不正常引起的重力变化. 在方程式(8)中,高度 h 应認为是沿着悬錘的方向,因为这正是重力作用的方向(准确的說,應該是上面已經提过的合成力). 在垂直于这力的方向上, $\frac{d\Gamma}{dx} = 0$, 因

而在这一方向上运动时,这一个力沒有做出任何的功. 总之,关系式 $\frac{d\Gamma}{dx} = 0$ 提供了这样一个面,在这面上所有的点的位势 Γ 是一样的,这就是所謂等位势面.

因为等位势面的每一个元素可以認为是水平面的元素,所以它也称为水平面.

理想海面是水平面中的一种,在这面上所有位势都等于零. 那末,在垂直深度 h 处的位势等于:

$$\Gamma = -gh.$$

不难得出一个貫穿在水圈中的等位势面族,其中,上一个等位势面与下一个等位势面相差一个位势单位;它們之間的距离就称为一动力分米. 因为这一距离的大小取决于 g 的数量,所以它应当在一个狹小的范围内随緯度和深度而变化.

取 $g = 9.81$ 并令 $gh = 1$, 我們得到: 1 动力分米大約相当于 1.02 几何分米. 但是不应当忘記,动力分米及其倍数的因次是不同于长度 L 的因次的,它等于 L^2T^{-2} .

通常我們应用的动力单位等于 10 动力分米,这称为动力米,如果深度用这种单位来表示,那末就記为字母 D .

因为 $D = \frac{gh}{10}$, 那末在深度 D 处位势的值是:

$$\Gamma = -10D. \quad (10)$$

在說明了引力場后,現在我們考虑另一个在海洋动力学中具有巨大意义的場,即流体靜力压場.

这压力在水深 h 米处等于:

$$p = \int_0^h \delta g dh \cdot 10^4 \text{ 达因/厘米}^2,$$

或者,令从表面到深 h 間的海水平均密度等于 $\bar{\delta}$, 則

$$p = \bar{\delta} gh \cdot 10^4 \text{ 达因/厘米}^2.$$

但是在压力测量上,应用更大的单位要方便得多,这单位是 1 分巴 = 10^5 达因/每平

1) 这里引入了足够精确的簡化形式.

方厘米。

它的高阶单位——巴——等于 10^6 达因/厘米²。“巴”一詞的提出是因为一个正常大气压大約等于这样的数量:当水銀柱高为 75 厘米时,它等于 $1.013 \cdot 10^6$ 达因/厘米²。

如果仍然用米(几何的)来測量深度,而重力加速度以每平方秒若干米計,那末在新的单位里,压力 p 表为:

$$p = \bar{\delta} \frac{gh}{10} \text{ 分巴.}$$

但,上面已經提过,数量 $\frac{gh}{10}$ 可直接地表为在动力米中的动力深度 D ,因而

$$p = \bar{\delta} D. \quad (11)$$

或者,用平均比容 α 代替平均密度,

$$D = \bar{\alpha} p. \quad (12)$$

在最一般的情况下,当用密度和比容对于每一单独水层进行計算时,則 p 和 D 之間的精确关系将是:

$$p = \int_0^D \delta dD, \quad (13)$$

$$D = \int_0^p \alpha dp. \quad (14)$$

在已知水层的动力深度时,关系式(11)和(13)能用来計算压力;而(12)和(14)則能計算在某一給定压力的深度上的动力深度。在靜力平衡的条件下,在任一等势面上各点的压力应当是恆量,但这并不是在水圈中存在着运动。

比較着压力場和引力場,我們不难得出水介質状况的良好特性。而且,对于压力場的特性,也只要找出等压面。每一个这样的面應該滿足要求: $p = \text{常数}$ 。

将水圈划分为若干面,在这些面上 p 等于分巴的某一整数值,我們就得到一族彼此之間压力相差一定值的等压面。

已經指出过,在靜力平衡的情况下,等压面应与等位势面平行。但只要水发生运动,这一面族就与另一面族相交,因为不同密度的水流为了滿足达朗伯的动力法則而重新分配。十分明显,在这种情况下,关系式(11),(12),(13)和(14)中 δ 和 α 的数值在不同的垂直方向上将有不同的变化。

为了断定发生在液体中的扰动,可以有两种方法,第一种方法是气象学家所采用的,它考虑着不同等压面与某一等位势面的交点,他們还采用海平面作为这一等位势面。在图 1 中用图解法說明了在基本水平面上不同等势面和等压面的分布。在海平面以下取若干动力深度 D_n 作为这一基本面的厚度。在图上,点綫表示等势面,实綫表示等压面。图的下部給出了一个一般的平面图,图中的曲綫是由水平面 D_n 相交于不同等压面所組成的綫。类似的曲綫經常是用来繪成表明所謂气压形势的天气图。图上的等压綫越密,很明

显,在水平方向的压力梯度越大,风的速度通常也越大。

动力海洋学上应用另一种方法:即在水圈中取一等压面,并考虑到它和不同等位势面的相交。在图2中,等位势面仍用点线、等压面仍用实线来表示。图的下部是由不同等位势面交于所选等压面(相对于压力 p_k 分巴)在平面上所绘出的线。这些等位势面之间,通常相隔5动力毫米。

图2下部出现的曲线,用动力等深线为名称。它们确定作为给定等压面特征的动力形势,这很象海底地形图上的几何等深线或者是山地景观上所给出的等高线的概念。

在图上,动力等深线的分布越密,则在给定区域中的动力“剖面”越“陡”,作用在海流上的能也越大。

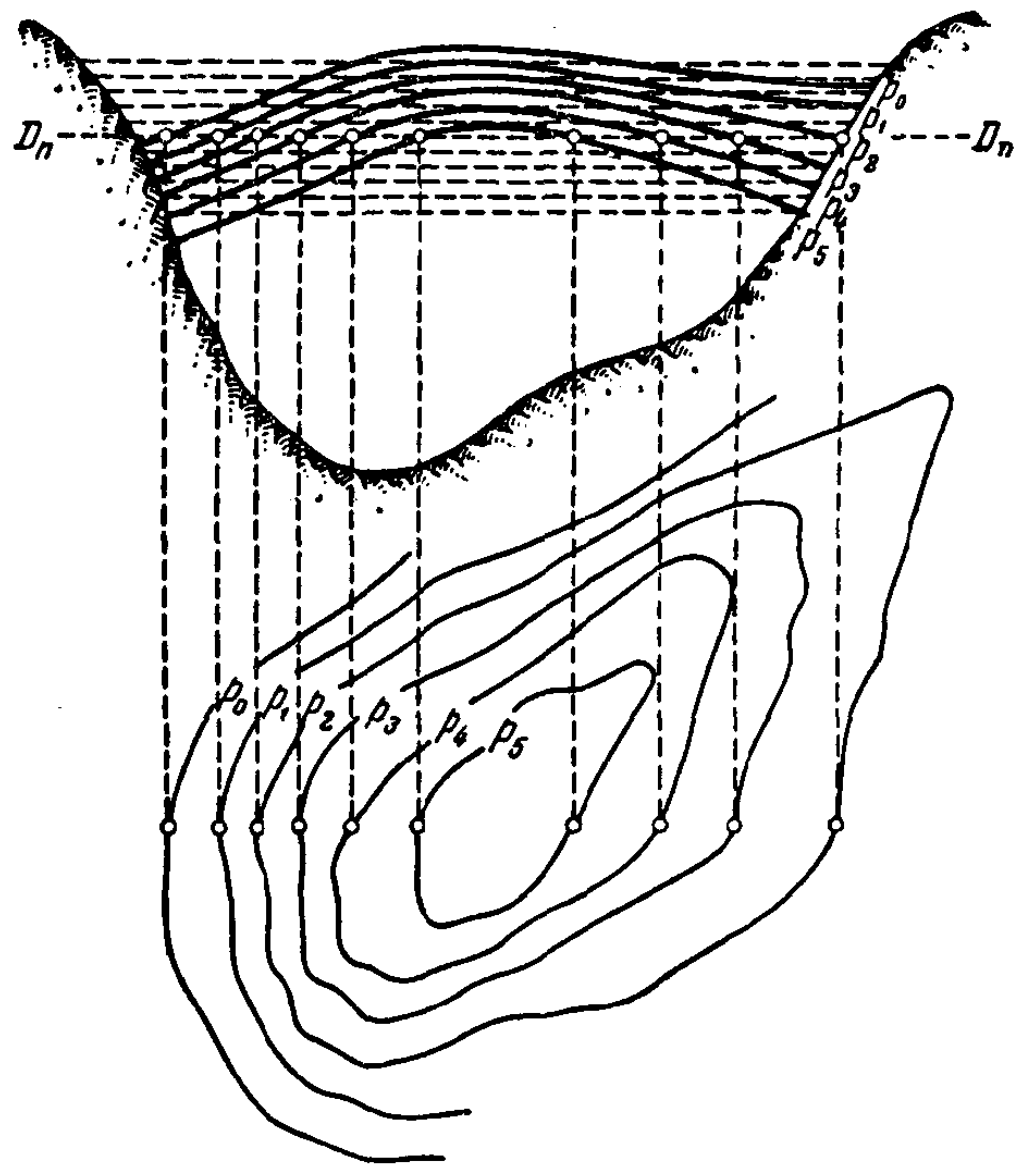


图1 等位势面和等压面(气象学的方法)

应进一步地指出,在等压面上任何一点引力位势的增加,通常决定于作用在运动着的水质点上并使水质点在北半球偏右南半球偏左的科氏力。

目前,研究动力等深线的频率,即研究两个相邻水文站M和N(图2)之间的等深线数值时,只能得出这一区域动力学的质量上的概念。

等压面的弯曲是由什么原因引起的呢?这种弯曲总是不可避免地和水的重新组合有关的。这是因为,除了等位势面族和等压面族以外,还必须估计到相等的比容面族,我们把它称做等容面(族)。

为了便于在图上建立等容线系统,和为了在动力剖面整理工作上的方便,我们不应用比容数值本身,而采

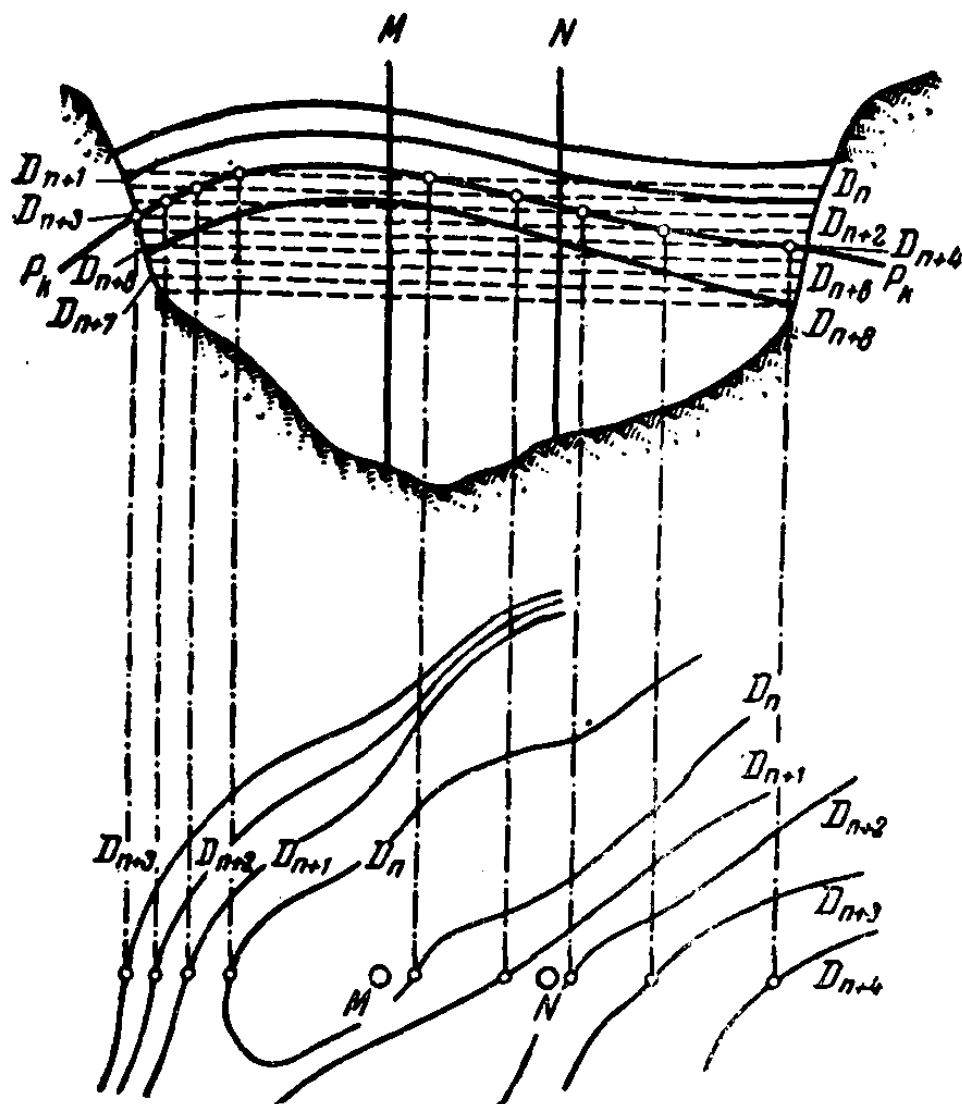


图2 等位势面和等压面(海洋学的方法)