

大气和海洋的相互作用

〔英〕 E. B. 柯劳斯 著

科学出版社

大气和海洋的相互作用

〔英〕E. B. 柯劳斯 著

山东海洋学院海洋气象专业 译

科学出版社

1979

内 容 简 介

本书是海-气相互作用问题较全面的专著。内容有：海-气两种介质中及其交界面处的物态，辐射加热和冷却，海浪，湍流传输及其对海面上下边界层结构的效应，以及依赖于海-气传输过程的特征扰动。

本书可供气象专业、物理海洋专业研究人员和教学人员参考。

E. B. Kraus

ATMOSPHERE-OCEAN INTERACTION

Clarendon Press · Oxford

1972

大气和海洋的相互作用

[英] E. B. 柯劳斯 著

山东海洋学院海洋气象专业 译

*

科学出版社出版

北京朝阳门内大街137号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1979年1月第一版 开本：787×1092 1/32

1979年1月第一次印刷 印张：9 1/4

印数：0001—6,330 字数：206,000

统一书号：13031·936

本社书号：1321·13-17

定价：0.95 元

译 者 的 话

大气和海洋从来就是人类进行生产斗争、阶级斗争和科学实验三大革命运动的重要场地。当前美苏两个超级大国妄图称霸和各国人民反霸的斗争十分尖锐激烈，大气和海洋科学也变成这一斗争的重要手段之一。

众所周知，大气和海洋的基本学科是气象学和物理海洋学。随着三大革命运动的深入进展，人们对气象学和物理海洋学提出更高的要求，从而促进了大气和海洋科学的发展。当人们研究气象学和物理海洋学时，海洋对大气和大气对海洋的影响早已是众所周知的事实，但是作为一个课题对大气和海洋的相互作用进行全面深入的研究还只是近二三十年的事情。为了便于有关读者了解资本主义和社会帝国主义国家近十几年来在这方面的研究内容和基本情况，我们翻译出版了柯劳斯著《大气和海洋的相互作用》

本书以简洁的文字和基本的物理解说较全面地论述了海-气两介质中及其交界面处的物态、辐射加热和冷却、海浪、湍流输送及其对交界面上下边界层结构的影响，以及依赖于海-气传输过程的特征扰动。其内容有一定的参考价值，可供从事气象学和物理海洋学的研究人员和教学人员参考。

由于本书是学术性专著，为保持其叙述的完整性，除对引言的开头极其错误的内容作了删略外，全书都是照译的。本书由吴增茂(第二章)、王赐震(第五、六章)、左中道(第七章)和张淮(其余各章)分工译出，并由陈成琳、张淮作了全书的核校。

作者序言

本书是根据大气和海洋的相互作用这一课程编著的，该课程是给迈阿密（Miami）大学的海洋与大气学院的气象学、物理海洋学，以及有关物理学或工程学的毕业生开设的。在我边讲授边学习的过程中得到多方面的帮助，特别是我的朋友 C. Rooth 在我感到外行的某些问题上同我进行了有启发的讨论，B. W. Burling 博士详尽地审阅了本书全稿，J. Pedlosky 博士、H. Gordon 博士和 R. Long 博士对本书不同章节提出的批评建议，特别是 P. Sheppard 教授对本书作了独具细心的编辑，谨此表示谢意。

在我来到美国后的十年间，我的研究工作一直得到国家科学基金会的资助。我不仅对此表示感谢，而且还要感谢该基金会的职员 F. White 博士、E. Bierly 博士和 F. Eden 博士同我联系业务问题时所采取的那种令人愉快的、不拘形式的和熟练的工作方式。

在本书中，有些首次发表的图表是许多学者热情提供的，其中有 D. C. Blanchard 博士（图 2.4, 2.5），E. L. Deacon 博士（图 3.1），P. Saunders 博士（图 3.2），M. Miyake 博士（图 5.1），L. Hasse 博士（图 5.2），K. Brocks 博士（图 5.3, 5.5），B. Miller 博士（图 5.4），R. A. Brown 博士（图 6.3），Ooyama 博士（图 7.3），Leipper 博士（图 7.6），以及 Geisler 博士（图 7.7, 7.8）。在这里，我无法对曾以各种方式帮助此书得以问世的各方人士逐一提名志谢，因为这会使本序言显得过于冗长，但是，我还要提到 J. Mower 女士，她极其耐心地打印原稿，并且有些章节曾不厌其烦地再三打印。

• • •

引 言

宇宙的原始状态随着时间的推移不断地演变着。在热力学规律的作用下,水总是要通过水-气分界面而往复循环。并且,往复穿越这个分界面的不仅仅是水……,海面区域的行动象某种具有控制能力的薄膜一样,时刻在调节着我们这个行星系统中的许多物质的循环速率。此外,它还通过这一薄膜进行着能量交换;在海洋中,除潮汐之外,几乎一切运动都直接或间接地为大气作用所驱动。而且,来自海洋的潜热又是一切大气环流的大部分能源。显然,如果不了解大气和海洋的共同边界所起的各种作用,则难以说明大气和海洋中发生的各种情况。

Sverdrup (1945)在《气象学者的海洋学》一书的序言中提到,他写书的目的在于让“……气象学者能够及时地充分掌握物理海洋学领域中与大气问题有关的已有研究成果”。Sverdrup 二十五年前写的这本书,出色地满足了当时的需要。其后,有关风产生的海浪,和海面上下的湍流输送等新概念得到了实验室里的实验和谱分析的系统应用。为了定量处理有限振幅扰动和进一步了解诸如风驱海洋环流的非对称性、成层海洋对风暴的大尺度响应或海洋供热对巨风(hurricane)维持的作用等现象,故发展对非线性运动方程进行常规数值积分的计算机便是必不可少的了。其他方面的发展,如海洋资料的连续积累和探索性新工具的问世(例如遥感卫星)都揭示出一些预想不到的变异现象。

从事海面及其邻域的物理学人员中也有了某些变化。二

十五年前 Sverdrup 写的那本书主要是给第二次世界大战以前和大战期间培养出来的一大批气象学者用的。他不必为海洋学者著述,因为那时的海洋学者人数甚少,甚至 Sverdrup 本人也许都认识他们。不管怎样说,他们的大多数最初是作为气象学者培养的。此后,物理海洋学者的人数扩充了,尽管他们写的或为他们写的书同样地增多了,可是这些书通常都不包括贴近海面的空气行为的许多系统化情报。由于海洋环流与大气过程的大量情报有关,现在不仅包括气象学者的海洋学课题,而且也包括海洋学者的某些气象学方面的课题可能是有价值的。

物理学的高度概括要经过抽象的过程,理论工作者在他的黑板上或实验工作者在他的实验室里都可以把过程隔离起来,至少能把“无关”现象的相互作用减至最小程度。这在处理自然环境时是不可能的。自然界是许多不同物理过程同时相互作用的舞台。研究实际自然的各个特定分区(海面就是一个例子)提供了一种能把许多概括纳入一个公共焦点的观点。这一观点的本身是可嘉的,它也有助于任何巧妙地处理一个以多种方式在变化着的而现在只是盯着它尚不能制止其变化的环境。

为了阐明本书的主题,需要用到流体力学方面的一些基础知识。基本概念的定义和物理解释可在第一章中找到。虽然这很难满足过去未接触过本学科的人的要求,但是作为一个重点提纲来阅读还是有用的。此外,在第一章中列出常用公式以便于前后对照和避免重复。熟悉气象学或物理海洋学的读者在阅读本书时,可以随便略去这一章。

本书主要叙述大气和海洋这两种介质内及其分界面处的物质状态、辐射加热和冷却、海浪、湍流输送及其对海面上下边界层结构的效应,最后讨论与海-气输送过程有关的几种有

特征意义的有限振幅扰动。当然某些课题在其他专著中也可以找到,例如 Roll 的《海洋大气物理学》(1965), Phillips 的名著《上层海洋动力学》(1966),以及最近 Китайгородский 的研究《大气和海洋的小尺度相互作用》(1970)。然而, Roll 的书大部分是汇编海上边界层研究者所得到的专门结果,并且这也是 Китайгородский 的研究内容,而这本书只有俄文版的¹⁾。Phillips 的书偏重于应用数学,特别是有关波浪问题的研究。本书涉及的题材较广泛,在写法上作者力求深入浅出,着重于有关理论或概念的系统阐述和物理解释,而避免涉及求解的数学计算方法和验证理论的实验设备等方面的细节。

本书既不讨论特征时间尺度大于数月的相互作用,也不涉及大洋对全球气候及其长期变化或地质年代变化的影响。这种删略并非说它们不重要,而是感到论述这些课题的时机尚未成熟。予期新的更大功率的计算机的出现将会促进海-气耦合环流开展新的数值研究。关于气候变迁的各种假说所作的论证,也许在不久的将来就可能被废弃了。

为了业务应用的需要,本书挑选了许多特殊的经验公式,固然其他的经验公式(可能基于同样好的观测)也可以在文献中找到。我希望我的同行会谅解这样作可能带有的主观片面性。评定不同的实验结果之优劣本来就是一件不容易的事情。在我看来,在难于判断的情况下,与其兼收并蓄不如权宜选择更好一些。在可能时,本书也引进其他一些公式,或至少指出同类公式的出处。

在本书的文献目录中开列的原始论文,大多是 1963 年以后发表的;而早期的论文,则由于在本书文献目录列出的一些专著中已作了归纳,故除了在本书编写过程中直接引用者外,

1) 现已有英文版——译者

其余一概不再列出。这并不是作者的有意疏忽。其实,这正如我们对待牛顿的原著《自然哲学原理》一样,无需在用到运动方程时都把它重提一遍。

目 次

译者的话	(iii)
作者序言	(iv)
引言	(v)
第一章 基本概念	(1)
§ 1.1 符号法	(1)
§ 1.2 物质守恒	(2)
§ 1.3 动量守恒	(5)
§ 1.4 运动方程的尺度分析	(11)
§ 1.5 能量守恒	(15)
§ 1.6 起伏速度的输送	(19)
§ 1.7 起伏量的统计描述	(24)
§ 1.8 各向同性湍流	(30)
§ 1.9 波浪	(35)
第二章 分界面附近的物质状态	(42)
§ 2.1 海水的特性	(42)
§ 2.2 湿空气的特性	(51)
§ 2.3 液体和气体分界面	(57)
§ 2.4 气泡和浪法	(62)
§ 2.5 海冰	(70)
第三章 辐射	(74)
§ 3.1 环境电磁辐射概述	(74)
§ 3.2 太阳辐射	(80)
§ 3.3 地球辐射	(88)
§ 3.4 海面辐射的经验公式	(95)
第四章 海浪	(101)

§ 4.1	小振幅波浪的速度场	(101)
§ 4.2	能量和动量	(114)
§ 4.3	风对水的作用	(122)
§ 4.4	波浪预报和半经验关系式	(134)
第五章	分界面附近的湍流输送	(142)
§ 5.1	准常通量层	(142)
§ 5.2	中性层结条件下的速度廓线	(145)
§ 5.3	耦合输送	(151)
§ 5.4	观测方法、结果及讨论	(163)
第六章	行星边界层	(177)
§ 6.1	粘滞埃克曼层	(177)
§ 6.2	行星边界层扰动的机制	(184)
§ 6.3	湍流边界层输送的参数表示	(192)
§ 6.4	混合层, 逆温层和温跃层	(200)
第七章	三维相互作用	(212)
§ 7.1	海-气相互作用的主要方向和变化	(212)
§ 7.2	海面温度和热带大气动力学	(215)
§ 7.3	海洋中的惯性重力波和行星波	(226)
§ 7.4	海洋对风暴的响应	(236)
§ 7.5	海流及其与大气的相互作用	(254)
常用符号表		(268)
参考文献		(273)

第一章 基本概念

§1.1 符 号 法

在本书中,张量和矢量这两个符号都要用到.对于概括性的讨论和处理近似各向同性的过程(例如小尺度湍流)应用张量比较方便.这意味着一个有正交轴 $x_i (i = 1, 2, 3)$ 的坐标系, x_3 轴一般取与局地铅直线重合,并以向上为正.在该坐标中,矢量总是以三个下标 i, j , 或 k 中的一个来表示.当这三个方向下标之中的任何一个在任一项中出现两次时,则按通常的求和法把所有方向上的分量相加.当一项为平方时也是这样($v_i^2 = v_i v_i = v_1^2 + v_2^2 + v_3^2$).任一符号的后面有两个或两个以上的下标就表示一个张量.特别是,单位张量 δ_{ik} 定义为这样一个张量:当 $i = k$ 时,其分量为 1,而当 $i \neq k$ 时,其分量是零.交错张量 ε_{ijk} 的分量定义为:当下标按循环次序 1、2、3, 2、3、1 和 3、1、2 排列时,其分量等于 +1;当下标为非循环次序排列时,其分量等于 -1;以及有两个下标相同时,其分量等于零.涡度矢量定义为:

$$\eta_i \equiv \varepsilon_{ijk} \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \equiv \frac{\partial v_k}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_k}.$$

式中符号 $\equiv$ 在本书中始终用来代表一个定义.

海面附近的状态通常是各向异性的,这就经常需要区别水平方向和铅直方向.我们将使用一个 x, y, z 坐标系,把原点放在平均海平面并且 z 轴垂直向上.如不另行规定,则 x 和 y 的方向分别指向东和指向北.铅直速度将以 w 表示,而

水平速度将以矢量 $\mathbf{v}$ 表示, 它有两个分量 u 和 v . 在 x, y, z 方向上的单位矢量分别以 $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ 表示. 常见的矢量运算符号仅用来表示水平面上的运算. 例如

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \nabla \times \mathbf{v} \equiv \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \eta_x.$$

在一流体中必需区别局地变化和个别流体元在附近运动时所经受的变化. 局地变化可用一个固定的传感器记录下来, 以时间偏微分表示. 个别变化只能用一个随流体元一起浮动的传感器才可以记录下来, 以时间全微分表示, 即

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + v_i \frac{\partial}{\partial x_i} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla + w \frac{\partial}{\partial z}. \quad (1.1)$$

在涉及如此众多课题的一本论著中, 用同一符号表示不同属性是不可避免的. 在本书中对不易混淆而显然不同的属性才用同一符号表示. 常用符号已列表附于书后.

§1.2 物质守恒

比密度 ρ 是在单位容积中的总质量. 连续方程

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = 0 \quad (1.2)$$

表明, 质量的局地变化率等于 ρv_i 的辐合¹⁾. 每单位面积的质量通量 ρv_i 普通称为流体的动量. 假定 ϕ 是个别流体元的某任意属性, 则从方程(1.1)和(1.2)易导出

$$\rho \frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho \phi) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \phi v_i). \quad (1.3)$$

这个关系式将常常用到.

1) 原文为辐散. ——译者

方程(1.2)可改写为另一形式

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = -\left(\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial w}{\partial z} \right). \quad (1.2')$$

除声波和包含深铅直位移的扰动之外, 方程(1.2')的第一项要比其他项小得多. 为说明这一点, 我们考虑较大水平范围的扰动(见 §1.4), 这时近似满足流体静力关系式

$$dp = -g\rho dz.$$

因此, 方程(1.2')的左边可用铅直速度 $w = dz/dt$ 和声速的平方 $c_s^2 = dp/d\rho$ 来表示,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} &= \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dp} \frac{dp}{dt} = -g \left(\frac{d\rho}{dp} \right)^{-1} \frac{dz}{dt} = -\frac{gw}{c_s^2} \\ &\equiv -\frac{w}{D_s}. \end{aligned} \quad (1.4)$$

式中 D_s 称为该介质的尺度深度. 在大气中, D_s 约为 8 千米; 在海洋中, 它比最大的海洋深度还要大得多.

在方程(1.2')的右边, $\partial w / \partial z$ 项的量级为 w/h , 其中 h 是铅直位移的极大值. 由此得知,

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \div \frac{\partial w}{\partial z} \approx \frac{h}{D_s}.$$

如果这个比值是小的, 则方程(1.2')的左边与右边各项比较起来可忽略不计. 这就是说, $\partial w / \partial z$ 几乎必为水平辐散项所平衡,

$$\nabla \cdot \mathbf{v} + \frac{\partial w}{\partial z} \equiv \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \approx 0. \quad (1.5)$$

近似关系式(1.5)在海水中是普遍适用的; 而在空气中, 只要铅直位移保持远小于尺度深度它也成立. 这里所谈到的海上边界层中的铅直位移往往都是如此.

在有限深度为 D 的不可压缩流体中, 如果水平速度的铅

直平均值为 $\bar{v}$, 则方程(1.5)的铅直积分除以 D 后可表示为

$$\nabla \cdot \bar{v} + \frac{1}{D} \frac{dD}{dt} = 0. \quad (1.6)$$

个别分子的速度仅通过它们的平均值影响质量流, 该平均值即流体介质的速度. 如果大多数分子在某一方向上移动, 那么这成为可观测的质量通量. 照此类比, 混合物中任一组份能够扩散到流体所占的空间而没有净质量流, 倘若其他组分在相反方向移动. 混合物中的任何组份可以产生也可能消失, 例如海上大气中的浪沫可能蒸发. 在此情况下, 散落可能是浓度变化的另一原因.

假定 q_n 是混合物第 n 组份的比浓度或质量分数. 该个别物质每单位容积的质量是 $\rho_n = q_n \rho$. 比浓度的总和

$$\sum_n q_n = 1. \quad (1.7)$$

如果没有沉淀, 则 q_n 的连续方程为

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho q_n) = -\frac{\partial}{\partial x_i}[\rho q_n v_i + d_{ni}] + \rho \frac{\partial^0 q_n}{\partial t}. \quad (1.8)$$

q_n 的通量由方括号内的表达式表示, 它包含两部分, 一是介质速度 v_i 所搬运的单体输送, 另一是分子无规运动所搬运的通量 d_{ni} . 当温度梯度或压强梯度不大时, 分子扩散通量完全为 q_n 的空间分布所决定, 即

$$d_{ni} \approx -\rho v_n \frac{\partial q_n}{\partial x_i}. \quad (1.9)$$

式中 v_n 称为运动学分子扩散率.

方程(1.8)的最后一项表示内部相变所引起的第 n 组份的局地产生率. 当没有相变时, 应用方程(1.3)对方程(1.8)进行变换, 在引入方程(1.9)后除以 ρ 并删去下标 n , 则得到

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho v \frac{\partial q}{\partial x_i} \right) \approx v \frac{\partial^2 q}{\partial x^2}. \quad (1.10)$$

这就是运动流体中扩散方程的常用形式。它隐含着这样的假设,即密度不因扩散过程而改变,并且任一组份的浓度变化不影响其他组份的浓度。对于海洋中盐的扩散或无云空气中水汽的扩散,这个假设是切合实际的。然而,当我们考虑几部分几乎相等的混合物或有任何相变时,则某一组份的浓度就不再与其他组份的浓度无关了。因此,适当的连续方程包括混合物中所有组份的和,

$$\sum_n \left\{ \frac{\partial}{\partial t} (\rho q_n) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho q_n v_i) \right\} = \sum_n v_n \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} (\rho q_n) = 0. \quad (1.11)$$

最后结果是从方程(1.2)和(1.7)得到的,它表明方程(1.11)等号的左边应恒等于零。

§1.3 动量守恒

动量是一个三维矢量,因而需要三个方程来确定它。这些方程的推导在流体动力学教科书里都有论述。它们的形式可写成

$$\frac{\partial \rho v_i}{\partial t} = -\rho \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{ijk} Q_j \rho v_k - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho v_i v_j + p \delta_{ij} - \sigma_{ij}). \quad (1.12)$$

方程(1.12)的左边是动量矢量的局地变化。右边第一项代表重力。局地铅直加速度是由重力位势 Φ 的梯度确定的,其量值是 $\partial \Phi / \partial x_i = g = 981 \text{ 厘米} \cdot \text{秒}^{-2}$,在本书中可以当作常数。右边第二项代表柯氏力,是出现在相对于旋转地球为固定

的坐标系中的表观惯性加速度,它等于地转矢量 $2\Omega_i$ 和动量矢量 ρv_k 的矢积。矢量 Ω_i 平行于极轴,其量值等于地球角速度

$$\Omega = 2\pi/24 \text{ 小时} = 0.76 \times 10^{-4} \text{ 秒}^{-1}. \quad (1.13)$$

方程(1.12)的最后一项代表动量通量的辐合。该通量是一个张量,这是由于三个动量分量场都可各自变形或在周围移动,而移动速度也有三个分量。括号内的表式给定这动量通量张量有三部分。第一部分表示介质速度矢量 v_i 输送的动量 ρv_i ;第二部分包含压强 p ,可解释为无规分子速度所输送的分子动量。由于分子运动是各向同性的,没有占优势的指向,故这一部分对于坐标系的任何旋转必然是不变的,故它只能用一个标量乘以单位张量 δ_{ij} 来表示;动量通量张量的第三部分表示分子的无规运动所产生的单体动量通量。分子的无规运动有拉平所有介质速度梯度与差别的趋势。假定 ν 表示粘滞率,则有

$$\sigma_{ij} = \rho\nu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) = \sigma_{ji}. \quad (1.14)$$

在自然条件下,空气和海水的特性,就粘滞效应来说,像不可压缩流体。因此,我们可以高度近似地得出

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} = \rho\nu \left\{ \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) \right\} = \rho\nu \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2}. \quad (1.15)$$

当穿越像空气和水这两种不混合实际流体的分界面时,速度矢量和动量通量张量必须是连续的。在自由表面上,它们的法向分量必须为零。这些要求叫做运动学边界条件和动力学边界条件。

假定 L 表示某一运动形态的几何特征尺度长度,而 U 表示它的特征速度,则介质速度对动量通量的贡献为 ρU^2 的量级,而分子速度的贡献为 $\rho\nu U/L$ 的量级。这两项的比为雷诺数