

海洋内部混合研究基础

(Research Fundamentals of Ocean Interior Mixing)

范植松 编著



海洋出版社

海洋内部混合研究基础

(Research Fundamentals of Ocean Interior Mixing)

范植松 编著

海洋出版社

2002年·北京

内 容 简 介

本书从海洋层结和海洋 Brunt - Väisälä 频率等基本概念出发,系统地阐述了有关海洋内部混合的基本概念、基本理论、重要的观测实验结果以及若干参数化方法。本书着重介绍近 20 年来国际物理海洋学界在海洋内部混合(主要是铅直混合)领域所取得的重要观察及研究成果,同时介绍了 5 种海洋内部混合的参数化方法,其中包括作者本人提出的大洋细结构混合参数化方法。在本书的最后部分,简述了两个与浅海内部混合相关的研究课题,即浅海内波的遥感监测问题和近岸海域的泥沙输运问题。

本书可供物理海洋专业作为研究生和本科生的教材使用,同时对于若干相关专业(诸如海气相互作用科学、海洋生态学、海洋沉积动力学、河口海岸动力学、遥感海洋学及海洋声学等)的科学工作者和研究生也是一本深有裨益的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

海洋内部混合研究基础/范植松编著. - 北京:海洋出版社,2002.11

ISBN 7 - 5027 - 5741 - 4

I. 海… II. 范… III. 海洋物理学 IV. P733

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2002)第 087587 号

责任编辑: 陈茂廷
刘亚军
责任印制: 刘志恒

海洋出版社 出版发行

<http://www.oceanpress.com.cn>

(100081 北京市海淀区大慧寺路 8 号)

北京海洋印刷厂印刷 新华书店发行所经销

2002 年 11 月第 1 版 2002 年 11 月北京第 1 次印刷

开本: 787×1092 1/16 印张: 8.5

字数: 220 千字 印数: 1~500 册

定价: 30.00 元

海洋版图书印、装错误可随时退换

序

毋庸讳言,在物理海洋学的众多分支中,海洋内部混合研究是一个重要的且难度很大的研究领域。该领域的许多课题的研究工作既要求使用高精度的测量仪器和先进的观测方法,又要求研究者具有较高水平的数理基础和流体力学知识,因为海洋内部混合紧密联系于各种尺度的海洋运动的不稳定过程。海洋是一个具有多样性的复杂系统,其中有各种不同时空尺度和不同层次的物质存在和运动形态。这一属性决定了海洋科学的多学科综合与交叉,而物理海洋学与其他分支海洋学科的交叉作用,在很大程度上是通过海洋内部混合过程实现的。

我国国民经济与国防建设的迅速发展对我国的物理海洋学研究,包括对海洋内部混合的研究,提出了更高的要求。因此,范植松同志编写的这部介绍海洋内部混合(主要是铅直混合)的中文专门著作是十分适时的和必要的。作者在本书中以 DRIFTER 实验和 PATCHEX 实验为例,较为详细地介绍了近 20 年来国际物理海洋学界在海洋内部铅直混合研究中的观测方法和观测结果,同时论述了若干相应的理论研究成果和参数化方法,其中包括作者本人与国内同行们的研究成果。这些内容很有参考价值。我很高兴地将本书推荐给大家,希望它在我国海洋内部混合的研究工作和物理海洋专业研究生的培养工作中能够发挥重要的作用。我相信本书对于广大的海洋科技工作者是一本深有裨益的参考书。

文 圣 常

2002 年 3 月

前 言

海洋内部混合研究是物理海洋学的一个重要研究领域,它集中地反映了海洋大尺度运动与小尺度过程之间的关系,并且与物理海洋学的其他研究领域以及海洋科学的其他分支学科联系密切。在上个世纪的80年代和90年代,伴随着海洋内波和小尺度湍流观测技术的迅速发展,许多有关海洋内部小尺度过程的新的令人惊异的观测结果不断涌现,海洋内部混合研究取得了长足的进步。回顾往事,过去有人曾认为海洋中必定处处是湍动状态,并且认为在海洋环流模式中混合系数是无足轻重的常数。现在看来,这些认识是十分幼稚和不切实际的。随着我国海洋科学的飞速发展,许多科学工作者和研究生迫切需要一本系统介绍有关海洋内部混合的基本概念、基本理论、基本方法,以及重要观测实验结果的书籍。为此,笔者以本人在青岛海洋大学多年从事“海洋内波”课教学的教材以及本人于2000年在中国科学院大气物理研究所所做关于大洋内部混合的报告为基础,编写了本书,以求达到抛砖引玉之目的。限于笔者的水平,本书中不当之处在所难免,恳请读者批评指正。

本书的得以问世,是与青岛海洋大学海洋环境学院的文圣常院士、冯士筭院士以及王景明教授、方欣华教授等老师对本人的长期教诲与支持分不开的。此外,青岛海洋大学地球科学学院的杨作升教授,中国科学院大气物理研究所的张学洪研究员,国家海洋局第二海洋研究所的黄韦良研究员,中国科学院海洋研究所的翁学传研究员、侯一筠研究员、王凡研究员、尹宝树研究员和何宜军研究员,国家海洋局第一海洋研究所的蒲书箴研究员、张杰研究员和乔方利研究员等学者对本人的研究工作均给予了宝贵的帮助与支持,在此谨表衷心的感谢。本书中的绘图任务是由陶乃蓉女士完成的,硕士研究生范宇和刘又毓帮助做了许多文字输入工作。在此一并致谢。

在本书成稿与出版的过程中,得到青岛海洋大学海洋环境学院领导的鼓励和支持。本书得到国家高技术研究发展计划(863计划)的支持和资助(课题编号:2002AA633120)。在此向各位领导和专家表示谢意。

作 者

2002年于青岛海洋大学海洋环境学院

目 次

序	文圣常 (1)
前言	(2)
第 1 章 绪论	(1)
1.1 海洋内部混合的基本概念	(1)
1.2 海洋内部混合研究的意义	(2)
1.3 海洋内部混合研究的概况	(3)
第 2 章 海洋内波	(4)
2.1 海洋内波基本知识	(4)
2.1.1 海洋的层结及 Brunt-Väisälä 频率	(4)
2.1.2 界面内波	(8)
2.1.3 三维平面波概念和波列运动学	(10)
2.1.4 WKB 近似	(11)
2.1.5 连续层结海洋中的线性小尺度内波	(12)
2.1.6 多维空间的群速	(15)
2.1.7 低频内波	(18)
2.2 大洋内波	(19)
2.2.1 海洋内波的观测	(19)
2.2.2 大洋内波场的 GM 谱	(22)
2.2.3 大洋内波场的 IWEX 谱	(25)
2.2.4 大洋惯性内波	(28)
2.3 浅海内波	(34)
2.3.1 浅海惯性内波	(34)
2.3.2 浅海内潮的生成	(34)
2.3.3 浅海内潮的传播	(36)
2.3.4 近岸海域次重力波	(40)
第 3 章 海洋细结构和内部湍流	(45)
3.1 海洋细结构的定义及问题的由来	(45)
3.1.1 海洋细结构的定义	(45)

3.1.2 海洋细结构问题的由来	(45)
3.2 海洋可逆和不可逆细结构	(47)
3.2.1 两类细结构问题的提出	(47)
3.2.2 不可逆细结构	(48)
3.2.3 非线性拉伸对温度观测的作用	(48)
3.2.4 可逆细结构的一个温度统计模式	(50)
3.3 海洋内部的剪切谱和拉伸谱	(52)
3.3.1 拉伸谱	(52)
3.3.2 剪切谱	(53)
3.4 DRIFTER 实验和 PATCHEX 实验	(56)
3.4.1 海洋内部小尺度运动观测技术的进步	(56)
3.4.2 DRIFTER 实验	(59)
3.4.3 PATCHEX 实验	(61)
3.4.4 关于大洋内波破碎和耗散问题的争论	(76)
3.5 大洋细尺度近惯性内波	(77)
3.5.1 地转水平分量对大洋内波方程的影响	(77)
3.5.2 大洋细结构的一个谱模式	(82)
3.5.3 大洋细尺度近惯性内波的破碎与混合	(92)
3.6 海洋内部湍流	(98)
3.6.1 Nasmyth 普适速度谱和 Batchelor 温度谱	(98)
3.6.2 依据温度和速度剪切的同步测量确定湍流能量耗散率	(100)
第 4 章 海洋内部混合参数化及几个相关问题	(106)
4.1 海洋内部混合的主要过程	(106)
4.1.1 中纬度大洋内部混合的主要过程	(106)
4.1.2 赤道大洋内部混合的主要过程	(107)
4.1.3 浅海内部混合的主要过程	(109)
4.2 海洋内部混合的参数化方法	(109)
4.2.1 简单函数形式的内部混合参数化方法	(109)
4.2.2 等势密度面混合参数化方法	(110)
4.2.3 赤道大洋 Richardson 数相关混合参数化方法	(113)
4.2.4 大洋细结构混合参数化方法	(113)
4.2.5 浅海考虑内波混合的 $k-\epsilon$ 模式参数化方法	(115)
4.3 几个相关问题	(118)
4.3.1 浅层内波遥感监测与表层混合	(118)
4.3.2 近岸海域泥沙输运与内部混合	(121)
参考文献	(124)

第 1 章 绪 论

1.1 海洋内部混合的基本概念

混合(mixing)是海水的一类重要的运动形式,混合的过程就是海水的各种特性量(诸如热量、浓度、动量等)逐渐趋向均匀的过程^[1]。海水混合的形式可分为如下 3 种:

(1) 分子混合 海水微团通过分子的随机运动与相邻微团进行特性交换,其交换强度小,且只与海水性质有关。尽管在下面将要述及的湍流混合在最小湍涡尺度其特性紧密联系于分子运动黏性(Kolmogoroff 定律)^[2,3],而且对流混合在本质上起源于热量和盐分的分子扩散^[4],但是在海洋动力学中很少直接考虑分子混合过程。

(2) 湍流混合 又称涡动混合,是海洋中海水混合的主要形式。在湍流运动中海水微团的随机运动造成特性量的交换,其交换强度比分子混合大许多量级。湍流混合的发生及其强度与海水的各种尺度运动的不稳定性密切相关。在这里我们强调指出,本书中的“湍流”一词均指小尺度湍流,而非所谓的“二维湍流”和“弱湍流”。

(3) 对流混合 是热盐作用引起的,主要表现在铅直方向上的水体交换。通常对流混合是湍流运动状态,而不是层流运动状态,只不过引起该类湍流运动的原因是热力的而不是动力的(或机械的)。

很明显,具备丰富的湍流知识对于研究海洋混合是必需的。限于本书的篇幅,我们不可能介绍有关湍流的大量的累积的知识和成果。我们向读者推荐参考文献[3]。有关海洋内部湍流的若干重要成果将在本书第 3 章介绍。这里我们强调湍流区别于层流的基本特性,即湍流在三维空间的随机性、非线性特性、扩散性和耗散性。在海洋中,若在某个区域能经常观测到小尺度湍流,则必定存在某一种或几种机制向它提供足够的能量,否则湍流运动会很快平息。

自从 Prandtl(1904)提出湍流边界层近似以来,流体力学在湍流边界层和自由切变湍流研究中的丰硕成果及其广泛应用无疑对海洋动力学的研究产生重要的影响。海洋学家们在海洋混合的研究中自然地首先考虑位于海-气界面的海洋表面混合层和位于海洋底部的海底混合层。由于风场引起的强烈动力过程和太阳辐射及降水引起的强烈热力过程,使海洋表面混合层成为海水混合最强烈的区域。海底混合主要取决于海流、潮流等动力因子及地形。然而,海水是由热盐因素(近海还有泥沙等因素)形成的密度层结的流体。因而其混合过程比一般密度均匀流体的湍流混合要复杂得多。例如,在海洋表面混合层的底部通常是一个密度(温度或盐度)的跃层,在该跃层有各种原因产生的内波活动。很明显,这些内波的传播和破碎过程必定对海洋表面混合层的厚度和强度产生重要的影响。至今许多海洋表面混合层的模式没有考虑上述过程,因此其使用结果与实际观测结果之间存在相当大的差异。

为了解决该问题,必须研究海洋内部混合,这正是本书讲述的主题。若干学者仅仅注意到密度(温度或盐度)跃层对海面的动量和热量向海洋内部的传递起到一定的抑制作用,但是却忽视了问题的另一面,即跃层中强烈的内波活动所引起的内部混合。该内部混合对海洋内部的动量和热量的铅直传递产生极为重要的作用。

海洋内部混合主要由两个方面的因素引起。

(1) 内波破碎 内波广泛存在于海洋内部。正如 Munk^[5]所言,“还没有人报道过一个平静的海洋内部”。类似于表面波的破碎^[6],内波破碎主要由两种不稳定机制产生,即剪切不稳定和浮力不稳定。由于海洋内波具有铅直群速度分量,所以由内波破碎引起的混合在海洋内部铅直混合中占有十分重要的地位。

(2) “双扩散”效应 该效应根源于分子混合效应。在层结稳定的海洋中,只要温度或盐度两者之一具有“不稳定”的铅直分布(即温度随深度增加而增高,或盐度随深度增加而减少),由于分子热传导系数大于盐扩散系数约 100 倍,便可能引起自由对流,从而大大地促进海洋内部的混合。

应当指出的是,海洋内部混合与海洋物理模型中的次网格参数化并非是两个等同的概念,尽管二者有密切的联系。正确理解“mixing”一词的物理含义是必要的,该问题将详述于本书第 4 章。

1.2 海洋内部混合研究的意义

海洋内部混合是物理海洋学中一个十分重要且发展迅速的研究领域,已成为制约许多研究领域(诸如大洋环流模式和海气相互作用模式,El Niño 的动力学机制,混合层模式,浅海环流模式,海洋生态模式,海洋沉积动力学,河口海岸动力学,遥感海洋学以及海洋声学等)的改进和发展的关键。

众所周知,海洋中存在各种类型的大、中、小尺度的运动,其能量传递过程一般是由大尺度到小尺度,最终以湍流混合的形式耗散。对于任一类型运动的研究,若要建立完善的物理模式,则必须考虑其最终的能量耗散过程。近 20 年来,若干海洋科学技术比较先进的国家已经能够对海洋内部小尺度湍流进行测量。他们的普遍的测量结果表明,海洋内部小尺度湍流的强度远低于早期若干学者由海洋大尺度运动平衡得出的估计结果。这样一来,早期若干学者所构想的海洋大尺度运动平衡便不再成立。有的学者提出这样的疑问——“Abyssal Mixing: Where It Is Not”。一部分学者在世界各地海洋寻找海洋内部小尺度湍流的高强度区域。另一部分学者开始思考以往海洋动力学中可能不正确不实际的环节。总之,物理海洋科学工作者面临着严峻的挑战。这种顽强的研究和探索必将加速物理海洋科学自身的发展。

海洋内部混合研究与众多的其他研究领域关系密切。在海洋环流的研究中,由于计算机的计算能力及计算技术的飞速发展使得细致地数值模拟海洋环流成为可能。然而,从事该项工作的学者们遇到一个棘手的难题,即如何处理次网格参数化问题,也就是模式中的耗散项问题。该问题的解决明显地依赖于对海洋内部混合过程的精确观测和对控制该过程的主要动力学机制的正确理解。在 El Niño 的动力学机制的研究中,关键在于对赤道大洋表面混合层和内部混合的研究。在赤道区域,混合的强度和特性具有强烈的时空变化。在遥

感海洋学中,如果我们对海洋表层混合和内部混合不了解或了解甚少,如何依据海洋表面的遥感资料精确反演海洋内部的运动?海洋生态学的发展也对海洋内部混合研究提出了很高的要求。只有在对海洋内部各种混合系量的空间分布和时间变化有较清楚了解的基础上,才有可能企望海洋生态学有长足的进步和发展。在本书的尾部,我们仅简述在这众多相关研究领域两个分支的有关问题,即浅层内波遥感监测问题和近岸海域泥沙输运问题。

1.3 海洋内部混合研究的概况

在海洋内部混合研究的早期,由于海洋的尺度是如此之大而且其主要成分是如此良好地被混合,加上观测水平的限制,人们认为海洋中必定处处是湍动的。为了将导出的动量或热量(盐分)的通量与其平滑的平均梯度相联系,人们自然地定义了涡旋黏性和涡旋传导率,又称为混合系数^[7]。时至20世纪70年代后期,由于各种新仪器能够测量温度、盐度和流速的振荡精确至厘米的尺度,人们对海洋的观念,尤其对混合的自然性质的了解发生了迅速的改变。各特性量的铅直梯度快速地变化,在许多情形其剖面呈现“阶梯”形。在某些时间,温度和盐度的变化几乎是相互独立的;而在另一些时间,它们以特定的方式紧密地相互联系。海洋在小尺度上并非处处是湍动的,恰恰相反,在深部海洋湍流仅仅间歇地发生于斑片(patch)中。受观测结果的启示,众多学者进行了大量的理论研究和室内的实验研究,以求解释海洋内部混合的动力学机制,并且取得了一定程度的成功。截止20世纪70年代末期的研究成果已由Turner^[8]做了权威性的概括和总结,读者可参阅之。本书着重介绍近20年来的若干重要成果和进展。

在20世纪70年代的末期,许多学者已经认识到为了进一步推动海洋内部混合研究的深入发展,必须在观测仪器和研究思想两个方面取得突破性的进展。80年代,美国和加拿大等国的若干学者研制了一批新的观测仪器,能够直接测量海洋内部湍流的动能耗散率等物理量,从而极大地促进了海洋内部混合的研究。美国的学者们利用这些新仪器进行了DRIFTER和PATCHEX等海洋动力学实验。在中纬度大洋,研究的焦点集中于可逆细结构的动力学。观测表明可逆细结构可以解释为细尺度近惯性内波,排除了将其解释为“二维湍流”等模型的可能性。此后,如何合理地从动力学上理解这些观测结果并建立适当的数学物理模式便成为关键。笔者提出了一种可能的机制并建立了一个新的模式。在赤道大洋,TOGA等实验揭示了大量有关内部混合的新的观测结果,对其动力学的研究正在艰难地进行之中。赤道Kelvin波和内重力波在混合中的作用是关键性的研究课题。在浅海海域,内部混合呈现较强的地域性和复杂性。总之,可以毫不夸张地说,海洋内部混合的研究正处于方兴未艾之中。

尚需提及的一个问题是海洋混合研究与湍流机理研究之间的关系问题。虽然湍流基本机理历经长达100多年顽强努力至今仍未被弄清楚,但是这并不意味着在海洋混合研究中遇到湍流问题我们会无所适从。事实上,在湍流基本机理研究中积累的大量概念、结果和方法为海洋混合研究提供了有力的武器。另一方面,在海洋混合研究中遇到的湍流问题有其独特的环境和特性,其研究工作大大丰富了湍流科学,并且有可能促进湍流基本机理的研究。

第2章 海洋内波

鉴于海洋内波在海洋内部混合中的重要作用,我们必须掌握有关海洋内波的基本知识,必须了解大洋和浅海内波研究的主要成果。本章内容是理解和掌握本书后面内容的必要基础。

2.1 海洋内波基本知识

2.1.1 海洋的层结及 Brunt - Väisälä 频率

海水是一种复杂的化学溶液,通常其密度 ρ 为热力学变量压强 p 、温度 T 和盐度 S 的函数。海水的状态方程

$$\rho = \rho(p, T, S) \quad (2.1.1)$$

没有简单的解析形式,但是其各种经验近似函数式已得到充分的发展。我们向读者推荐在一个标准大气压(海压为 0)下的海水状态方程和高压国际海水状态方程(参考文献[1])。

在物理海洋学问题中,一般地采用固结在所研究海区中的直角笛卡尔坐标系(f -平面或 β -平面近似),即原点在无扰动海面, x 、 y 、 z 轴分别为向东,向北和向上。在该坐标系中,经常假定运动的平衡状态为海水相对于旋转的地球为静止的状态。此时动量方程简化为铅直压强梯度力与重力之间的平衡:

$$\frac{\partial p_0(z)}{\partial z} + \rho_0(z)g = 0, \quad (2.1.2)$$

式中, $p_0(z)$ 和 $\rho_0(z)$ 分别为平衡状态的压强和密度; g 为重力加速度之值。由于重力场的作用,在平衡状态层结的海水是重力稳定的,即上轻下重。

在大洋中,平均而言,温度变化对密度变化的影响要比盐度大。因而密度随深度的变化主要取决于温度。大洋中水体铅直结构的鲜明的特点是存在一个或一个以上的温度跃层。所谓温跃层是指水面下的大的温度铅直梯度区域。通常在大洋中水深约 200 m 至 1 500 m 范围有一个主温跃层。它一般不受季节变化的影响,常言的大洋温跃层就是指这个主温跃层。同时,在上部约 200 m 的水深范围,也常有季节性剧烈变化的温跃层。在赤道大洋中,暖表层水和冷深层水之间的差别最大,因而温跃层最强。随着纬度的增加,温跃层变弱,在某些极地水中甚至消失。图 2.1 为 Hayes 等^[9]在 MODE 实验中对温度 T 、盐度 S 、密度 σ_t 、Brunt - Väisälä 频率 N 和温度梯度 T_p 的观测结果,地理位置为 69°45'W。该结果在中纬度大洋中是典型的,其中显示的细结构特征将在本书第 3 章中讨论。

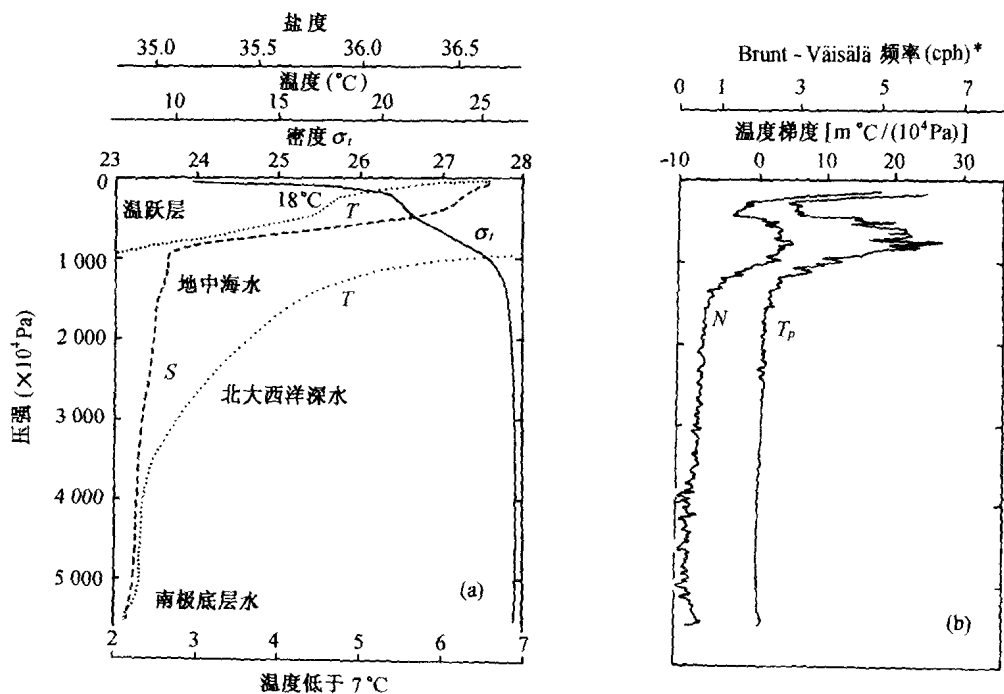


图 2.1 (a) 温度、盐度和密度 σ_t 的典型剖面; (b) 铅直温度梯度和 Brunt - Väisälä 频率剖面(引自文献[9])

在大陆架上的浅海海域, 海水密度的铅直结构呈现更为复杂的空间和时间变化。在靠近河口的海区, 除了温度和盐度的作用外, 还要考虑径流和泥沙对密度层结的影响。渤海、黄海和东海, 密度层结的季节变化十分明显。在冬季, 海面降温增盐剧烈, 对流混合在浅水海域使密度从表至底完全均匀。在夏季, 相应于温、盐的强跃层, 形成了密度的强跃层。图 2.2 为方欣华等^[10]在东海(31°30.5'N, 123°29.8'E)的观测结果。类似的观测结果在瑞典和挪威的近海也被发现^[11], 只是那里海水密度的变化主要取决于盐度的变化。

在稳定层结的流体中, 某一流体微团在铅直方向受扰后, 在重力和浮力的恢复作用下将产生浮力振荡。下面我们对这一重要的物理现象在海洋中的情形

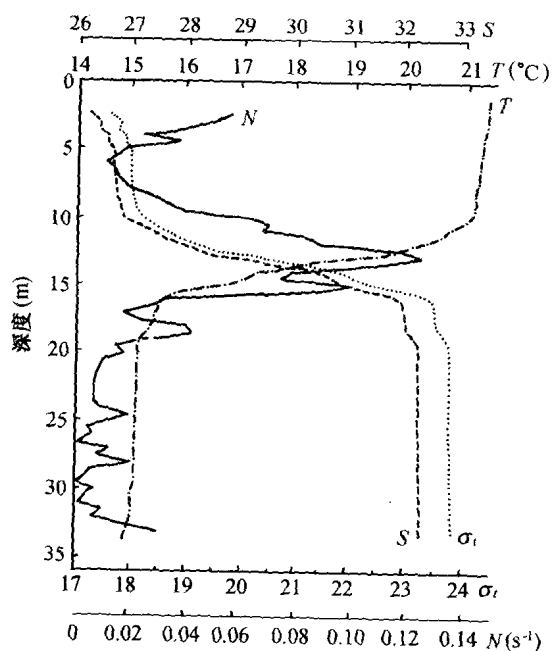


图 2.2 在东海(31°30.5'N, 123°29.8'E)12次观测的温度(T)、盐度(S)、密度 σ_t 的平均铅直剖面以及 Brunt - Väisälä 频率(N)的铅直分布(引自文献[10])

* 1 cph = 1 周/h。

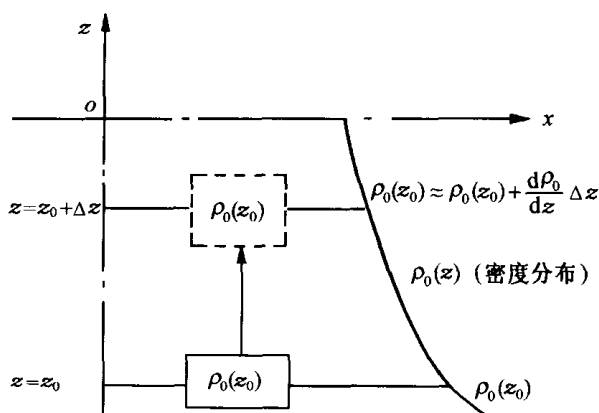


图 2.3 海洋中不同深度上流体微团和周围环境密度的分布情况

进行分析。如图 2.3 所示,取某深度 z_0 为流体微团的平衡位置,在该位置此流体微团的密度和周围流体的密度均为 $\rho_0(z_0)$ 。密度的分布是稳定层结的,即 $\frac{d\rho_0(z)}{dz} < 0$ 。

我们考虑 3 种不同的情况。首先,假定该流体微团在铅直移动过程中保持自身密度不变,到了深度 $z = z_0 + \Delta z$ 处仍为 $\rho_0(z_0)$,而周围流体的密度却是

$$\rho_0(z) \approx \rho_0(z_0) + \frac{d\rho_0(z)}{dz} \Delta z. \quad (2.1.3)$$

很明显,该流体微团上移 Δz 的高度后所受重力将大于其所受阿基米德浮力。因此控制该流体微团运动的方程为:

$$\rho_0 \frac{d^2(\Delta z)}{dt^2} = \left(g \frac{d\rho_0}{dz} \right) \Delta z. \quad (2.1.4)$$

该方程具有通解:

$$\Delta z = A_1 \cos Nt + A_2 \sin Nt, \quad (2.1.5)$$

式中 N 为振荡频率,

$$N = \left(- \frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} \right)^{1/2}, \quad (2.1.6)$$

通称为 Brunt - Väisälä 频率或浮力频率,也有人称其为重力稳定频率。它是海洋动力学中重要的环境参量。

其次,我们仍然假定该流体微团在铅直移动过程中保持自身密度不变,但是密度随深度的分布仅由温度的分布变化所致。此时状态方程(2.1.1)简化为:

$$\rho_0 = \rho_0(p, T_0), \quad (2.1.7)$$

式中 $T_0(z)$ 为稳定的温度分布。引入流体热膨胀系数 α , 其定义为:

$$\alpha \equiv \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial T_0} \right)_p. \quad (2.1.8)$$

由此可得:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial T_0} \right)_p \frac{dT_0}{dz} = - \alpha \frac{dT_0}{dz}. \quad (2.1.9)$$

将式(2.1.9)代入式(2.1.6)得到用温度变化表示的浮力振荡频率

$$N = \left(g \alpha \frac{dT_0}{dz} \right)^{1/2}. \quad (2.1.10)$$

细心的读者会发现,以上两种简单的物理模型与海洋中实际的浮力振荡是有相当差别的,尤其在大洋中。主要的差别在于假定该流体微团在铅直移动过程中保持自身密度不变。众所周知,海洋中海水的压力是很大的,而浮力振荡的铅直尺度可达数十米至数百米。因而必须考虑由于压力改变所致该流体微团自身密度的变化。我们考虑一个更接近实际的物理

模型,即假定该流体微团的铅直移动为绝热过程(等熵等盐),忽略该流体微团与周围流体的热量交换,但是计入由于压力改变所致该流体微团自身密度的变化。如此,图 2.3 应做如下修正。在深度 $z_0 + \Delta z$ 处,该流体微团自身密度为 $\rho_0(z_0) + \left(\frac{d\rho_0}{dz}\right)_{\eta, S} \cdot \Delta z$, 而周围流体的密度仍为 $\rho_0(z_0) + \frac{d\rho_0}{dz} \Delta z$ 。于是作用于该流体微团单位体积的合力为 $g \left[- \left(\frac{d\rho_0}{dz}\right)_{\eta, S} + \frac{d\rho_0}{dz} \right] \Delta z$ 。显然只有当

$$\frac{d\rho_0}{dz} < \left(\frac{d\rho_0}{dz}\right)_{\eta, S}, \quad (2.1.11)$$

才可能使该流体微团回到原平衡位置。定义

$$N^2 = - \frac{g}{\rho_0} \left[\frac{d\rho_0}{dz} - \left(\frac{d\rho_0}{dz}\right)_{\eta, S} \right]. \quad (2.1.12)$$

考虑到声速 C 之定义和式(2.1.2),则有

$$\left(\frac{d\rho_0}{dz}\right)_{\eta, S} = \left(\frac{\partial \rho_0}{\partial p_0}\right)_{\eta, S} \left(\frac{\partial p_0}{\partial z}\right) = - \frac{g\rho_0}{C^2}. \quad (2.1.13)$$

此时 Brunt - Väisälä 频率的表达式为:

$$N = \left(- \frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} - \frac{g^2}{C^2} \right)^{1/2}. \quad (2.1.14)$$

经常以下式代替式(2.1.14),

$$N = \left(- \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho_{pot}}{\partial z} \right)^{1/2}, \quad (2.1.15)$$

式中 ρ_{pot} 为势密度,其定义为:

$$\rho_{pot} = \rho - \int_{p_1}^p \left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_{\eta, S} dp = \rho - \int_{p_1}^p \frac{dp}{C^2}, \quad (2.1.16)$$

式中 p_1 习惯上取为一个标准大气压。所谓势密度就是当盐度不变时绝热地把流体微团的压强减至参考压强 p_1 时的密度。

在大气动力学中,与式(2.1.14)相对应的公式^[2]为:

$$N = \left[g\alpha \left(\frac{dT_0}{dz} + \frac{g\alpha T_0}{C_p} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.1.17)$$

式中 C_p 为定压比热。上式表明,在大气非逆温层情况,即使在上冷下暖流体中,只要温度的铅直分布满足 $|dT_0/dz| < g\alpha T_0/C_p$, 仍可出现浮力振荡。在海洋动力学中,以往有人忽视了式(2.1.14)与式(2.1.6)之间的区别,这是不正确的。易验证,在深度大约大于 200 m 的水层中, $-\frac{g^2}{C^2}$ 与 $-\frac{g}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz}$ 就有相同的量级而不能忽略^[12]。但是,采用式(2.1.14)并非意味着我们将海水视为可压缩流体来研究。实际上,我们仅是在海水的层结效应中考虑了压缩性的影响。在质量守恒方程中,仍然可用不可压缩流体的体积连续条件近似代替实际的质量连续条件^[13]。

由于 CTD(盐、温、深自记仪)的广泛使用, Brunt - Väisälä 频率 $N(z)$ 的确定已不困难。需注意的是,为确定 $N(z)$ 通常取跨越一个惯性周期的多次观测结果的平均值。在大洋主温跃层及深水中, $N(z)$ 为 $10^{-3} \sim 10^{-4} s^{-1}$ (相应周期为 1.7~17 h)。在大洋的季节性温跃

层中 $N(z)$ 之最大值为 10^{-2}s^{-1} (相应周期约为 10 min)。

2.1.2 界面内波

浮力振荡在层结的连续介质内的传播形成内波。实际海洋中的内波是相当复杂的。我们首先考虑一种简单的物理模型,即两层流体之间的界面波。应当指出的是,界面波的性质与连续层结流体中内波的性质之间有甚大的差别,界面波的性质更接近于表面波。实际上,自然界中的水面波是空气和水之间的界面波,只是经常不计及空气而已。在海洋中,界面内波的模式是有重要实际意义的。例如,图 2.2 所示东海(渤海、黄海亦如此)的层结情况下的内波问题就可用界面内波模式处理。此外,在热带和亚热带海域由于风暴或贸易风的作用经常使得接近海面的上层海洋充分的混合,此时温跃层的强度变得非常大,并把海水分成两个水体。在温跃层之上和之下的两个水体几乎都是均匀的,在温跃层里的分布曲线于极大值处呈现很尖的形态。此时的内波问题也可借助于界面内波模式来研究。在本段中我们简

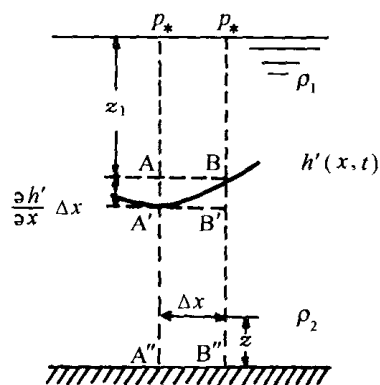


图 2.4 界面内波中的液高与压力间的关系(引自文献[2])

要介绍两种不同的界面内波模式。

我们首先考虑在浅水长波近似下线性界面内波的传播机制(参考文献[2],第六章)。如图 2.4 所示,设上轻下重 ($\rho_1 < \rho_2$) 流体间的界面受扰后的扰动高度为 $h'(x, t)$ 。对于下层流体而言可有线性方程组:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (2.1.18-1)$$

$$\frac{\partial h'}{\partial t} = -H \frac{\partial u'}{\partial x}. \quad (2.1.18-2)$$

上列第 2 个方程中的 H 为下层流体未受扰动时的深度,该方程实际为不可压缩流体连续方程在线性浅水长波条件下的近似形式。另外,在该近似条件下,可以依据流体静力方程来考虑流体内部的压力分布,即压强只与深度有关。所以在上层流体的表面未受扰动且为平面的情况下,上层流体的水平压强梯度应为 0。由图 2.4 可得:

$$p_A = p_B = p = p_* + \rho_1 g z_1, \quad (2.1.19)$$

式中 p_* 为大气压强。按照流体静压关系 $\partial p / \partial z = -\rho g$, 可推出流体中的水平压强梯度是不随高度变化的,即

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x} (-\rho g) = 0. \quad (2.1.20)$$

于是在下层流体中可有,

$$-\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_2} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} (p_B - p_A) = -\frac{1}{\rho_2} \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} (p_B - p_A). \quad (2.1.21)$$

由于

$$p_B = p_B + \left(\frac{\partial h'}{\partial x} \Delta x \right) \rho_2 g = p + \left(\frac{\partial h'}{\partial x} \Delta x \right) \rho_2 g, \quad (2.1.22-1)$$

$$p_A = p_A + \left(\frac{\partial h'}{\partial x} \Delta x \right) \rho_1 g = p + \left(\frac{\partial h'}{\partial x} \Delta x \right) \rho_1 g, \quad (2.1.22-2)$$

所以式(2.1.21)可改写为:

$$-\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p}{\partial x} = -g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{\partial h'}{\partial x}. \quad (2.1.23)$$

这就是用受扰后的界面坡度表示的流体水平压强梯度力。将式(2.1.23)代入式(2.1.18-1)得到下层流体的运动方程组:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -g \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{\partial h'}{\partial x}, \quad (2.1.24-1)$$

$$\frac{\partial h'}{\partial t} = -H \frac{\partial u'}{\partial x}. \quad (2.1.24-2)$$

将以上两个方程合并, 消去 u' , 可得

$$\frac{\partial^2 h'}{\partial t^2} = gH \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right) \frac{\partial^2 h'}{\partial x^2}. \quad (2.1.25)$$

由该方程不难求得界面内波的波速(相速)为:

$$c = \pm \sqrt{gH \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right)}. \quad (2.1.26)$$

如果上下两层流体在界面未受扰前分别具有流速 V_1 和 V_2 , 则界面内波的波速公式为:

$$c = \frac{\rho_1 V_1 + \rho_2 V_2}{\rho_1 + \rho_2} \pm \sqrt{\frac{(\rho_2 - \rho_1)g}{(\rho_2 + \rho_1)k} - \frac{\rho_1 \rho_2 (V_2 - V_1)^2}{(\rho_2 + \rho_1)^2}}, \quad (2.1.27)$$

式中 k 为波数。式(2.1.26)和式(2.1.27)均清楚地表明上下两层流体密度差在界面波中的重要作用, 即密度层结的重要作用。

下面我们介绍考虑地转效应的界面内波模式(参考文献[14], § 8.4)。对于低频内波, 地转效应是不可忽略的。考虑地转铅直分量(即通称的科氏参量) $f = 2\Omega \sin \phi$ 的作用, 这里 Ω 为地转角速度之值, 而 ϕ 为地理纬度。从线性三维运动基本方程组出发可得到仅含压强的方程如下:

$$\frac{\partial}{\partial t^2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} \right) + f^2 \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0. \quad (2.1.28)$$

考虑频率为 ω 、在 x 和 y 方向波数分别为 k 和 l 的波动, 则压强 p 可表示为:

$$p = p_0(z) + P(z) e^{i(\omega t - kx - ly)}, \quad (2.1.29)$$

其中 $p_0(z) \sim z$ 。将式(2.1.29)代入方程(2.1.28)可得波动诱导压强的振幅函数 $P(z)$ (常称为波函数)的方程:

$$\frac{d^2 P}{dz^2} - \frac{\omega^2(k^2 + l^2)}{\omega^2 - f^2} P = 0. \quad (2.1.30)$$

上列方程有解

$$P = A_0 e^{mz} + B_0 e^{-mz}, \quad (2.1.31)$$

式中 A_0 和 B_0 为积分常数, 而实数 m 满足下式,

$$m^2 = \frac{\omega^2(k^2 + l^2)}{\omega^2 - f^2}. \quad (2.1.32)$$

考虑厚度分别为 b_1 和 b_2 的上下两层海水, 即上层 $0 < z < b_1$, 而下层 $-b_2 < z < 0$ 。上层的密度为 ρ_1 , 下层的密度为 ρ_2 ($\rho_1 < \rho_2$)。对于界面内波可导出如下的频散关系:

$$\omega^2 = \frac{gm(\rho_2 - \rho_1) \text{sh} mb_1 \text{sh} mb_2}{\rho_1 \text{ch} mb_1 \text{sh} mb_2 + \rho_2 \text{ch} mb_2 \text{sh} mb_1}. \quad (2.1.33)$$

而且不难求出在上下两层的波致流速 (u_1, v_1, w_1) 和 (u_2, v_2, w_2) , 笔者在此不再赘述。这里仅简述该类界面内波的主要性质如下: 式(2.1.32) 实际为频散关系的一部分, 由该式知 $\omega^2 > f^2$, 即惯性频率为该界面内波的频率下限; 地转效应产生了与波动传播方向垂直的横向流动; 上下两层中的水平流动方向相反; 水平流速和铅直流速的振幅随着离开界面的距离增加而减小。

2.1.3 三维平面波概念和波列运动学

为了正确理解连续层结海洋中内波的性质, 我们应当掌握对于研究复杂三维空间波动必需的若干基本知识, 诸如三维平面波概念、波列运动学和 WKB 近似等。

现在取波致流速的铅直分量

$$w = W \exp[i(k_1 x + k_2 y + k_3 z - \omega t)] \quad (2.1.34)$$

作为例子, 来说明三维平面波概念^[2]。上式中 W 为实常数(一般情况 W 可以为复常数), 该式的实部是有意义的, 即

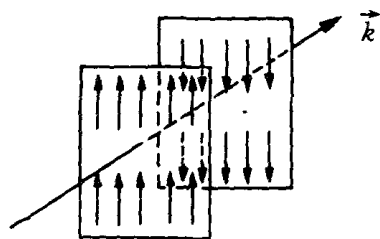
$$w = W \cos(k_1 x + k_2 y + k_3 z - \omega t). \quad (2.1.35)$$

定义波数矢量 $\vec{k}$ 如下:

$$\vec{k} = k_1 \hat{i} + k_2 \hat{j} + k_3 \hat{k}. \quad (2.1.36)$$

于某确定时刻 $t = t_0$, 取式(2.1.35)中余弦函数的相函数为常数, 即

$$k_1 x + k_2 y + k_3 z - \omega t_0 = \text{常数}, \quad (2.1.37)$$



上式中的 ωt_0 也可以并入到等式右方的常数中。显然该式为三维空间中的平面方程, 其法矢量为 (k_1, k_2, k_3) 。因此, 式(2.1.35) 所表示的波动的等位相面是三维空间中的平面, 所以称该波动为三维平面波(见图 2.5)。这种三维平面波沿 $\vec{k}$ 矢量方向传播, 其传播速度, 即波速为:

$$\vec{c} = \frac{\omega}{k^2} \vec{k} = \frac{\omega}{k^2} (k_1 \hat{i} + k_2 \hat{j} + k_3 \hat{k}), \quad (2.1.38)$$

图 2.5 三维平面波(引自文献[2])

式中,

$$k = |\vec{k}| = (k_1^2 + k_2^2 + k_3^2)^{1/2}. \quad (2.1.39)$$

读者或许会提出如下的问题, 即, 为何要研究三维平面波? 如果我们将 x 坐标轴取为沿 $\vec{k}$ 之方向, 任何三维平面波岂不可以简化为所谓一维平面波动? 该问题的答案存在于下面将要介绍的波列运动学和 WKB 近似的知识中。实际上, 在自然界中, 包括在海洋中, 真正的平面波动是不存在的。但是, 许多复杂波动在某个方向的局部范围内可近似为平面波。

现在我们考虑在一般条件下的复杂波动, 称之为波列(参考文献[15], § 2.6)。当没有波动时, 介质的状态在空间上可以是不均匀的, 在时间上也可以是变化的。但是, 通常均假定介质发生变化的空间和时间尺度远大于波动的波长和周期。如果以 ζ 代表扰动的某种瞬时性质, 例如流体微团的压强或位移等, 则波列可以表示为如下形式:

$$\zeta = a(x, y, z, t) \exp[iF(x, y, z, t)], \quad (2.1.40)$$

式中 a 为局地振幅, 是一个随空间和时间缓慢变化的函数, 而 F 为相函数。在波列的传播过程中, 固定位相点的传播由方程 $F(x, y, z, t) = \text{常数}$ 给出。波数矢量 $\vec{k}$ 和圆频率 ω 可以用相函数定义如下: