

地球物理流体动力学的发展和 室内实验研究的影响 *

J Stewart Turner

Research School of Earth Sciences, Australian National University, Canberra, ACT 0200, Australia;
Stewart.Turner@anu.edu.au

摘 要 系统介绍了大气、海洋与新兴的地质系统中的流体力学, 尤其是通过室内实验的研究进展. 详细描述了诸如羽流、湍流、卷挟、异重流、海洋环流、混合层、双扩散、盐指、锋面、岩浆库、地幔对流、板块运动、热斑等有趣的地球物理现象, 它们对于了解因浮力引起的对流的机理是十分重要的. 同时在气候、环境、灾害、成矿等领域有广泛的应用. 论文反映了在 G.I. Taylor, G.K. Batchelor 领导下剑桥研究组的风格——通过小型室内实验了解机理, 再用应用数学方法求解问题, 他们对流体力学的发展作出了重大贡献.

关键词 浮力驱动对流, 湍流卷挟, 混合层, 双扩散, 地幔对流, 地球物理流体力学

1 引言

现在被称为地球物理流体动力学 (GFD) 的学科, 大约是在过去的 40 年间发展起来的. 我本人开始研究生涯是在它成为一门独立的学科以前. 通过应用流体力学的基本原理解释自然界, 尤其是大气和海洋中发生的现象的动力学性质, 逐步形成了这门学科. 本文的目的是强调室内实验对发现和研究其基本物理过程的重要作用. 实验工作者始终保持的与理论研究和数值模拟人员的紧密合作也是十分重要的.

我从事这一领域研究的方法曾受到 Batchelor 和他在剑桥建立的研究集体的深刻影响. 在那里我先是作为学生, 后来成为研究人员工作了多年. Batchelor 不管当时来自工程和物理系的强烈反对, 坚持要在应用数学和理论物理系的地下室建立一个流体力学实验室. 这一观点是在他长期协助 G.I. Taylor 工作中形成的 (Turner, 1997)^[1]. G.I. Taylor 认为, 从流体力学的角度来看, 只有对研究的物理现象有了完全的了解, 或在理想的条件下同室内实验紧密地结合了, 应用数学才能成为最有效的工具. 这就是 G.I. Taylor 的研究风格. GFD 的实验研究很明显地以这种风格风靡世界.

我认为, 可以在三个层次上进行实验研究 (虽然我的工作和下述的许多研究未超出第二层次). 首先是探索性的定性实验, 通过这类实验可以把支配现场观测的重要参数孤立出来, 如果有幸, 可以发现新的现象. 然后是细致的系列定量实验, 这些实验要这样设计, 以便检验模型

* Applied Mechanics Reviews 惠允版权翻译此文 (Published with permission from Applied Mechanics Reviews, Vol. 53, No. 3, March 2000). 摘要和关键词是译者加的.

系统对少量代表主导力平衡的参数发生变化时的响应。其中许多实验应用了相当简单的直接测量和形象观察，并同作预测的理论进行比较。最后是采用更精细的测量技术于大尺度的实验模型，这时要考虑一些更细致的问题。这些实验可以涉及若干过程及其复杂的非线性相互作用。然而，最成功的仍然是尽可能直接地检验经过仔细考虑后提出的物理问题的那些实验。

本文将给出对各种自然系统中进行的观测提供细致解释方面有影响的室内实验的例子。推动这些研究的现象发生在海洋、大气领域，最新的工作也涉及地质领域。我们认为，无论哪一例子，对基本过程的了解都要比其直接应用更重要。实际上，有许多例子，实验原先是为解释某一特定观察现象进行的。过了一些时候，人们发现该实验可以广泛应用于乍一看来同原先的工作完全不相干的领域。

除了关键的和近期研究的文章，列出的参考文献多数是评述，而不是原始的研究论文。所选择的是少数成功的例子，以及我和我的同仁的工作，并带有个人偏好。共同的科学问题是对流，波动和稳定层结流体中的混合。与许多 GFD 的教科书相比，虽然本文较少注意旋转效应，但仍讨论了与旋转地球上大尺度洋流有关的实验。

2 大气现象

GFD 领域最早的许多实验是在大气中观察到的现象（特别是各种形式的热对流）的启示下进行的。相对简单的实验比拟阐明了从烟囱排放热流产生的湍羽流的卷挟过程的物理本质和动力学。然而，当时及随后的多数实验都是用溶质在水中产生密度差，而且往往采用高盐度的羽流在较轻的水环境中下沉，以倒置方式进行的。于是在现实可行尺度的装置中达到高雷诺数，流动亦易于观察和记录。

2.1 湍羽流的卷挟

相似解早已被用来描述由点源动量通量驱动的湍射流的扩展。Batchelor (1954)^[2] 阐明了如何将上述方法推广应用于由浮力产生的射流或羽流中去。其驱动能来自连续作用于羽流同其周围环境流体小密度差上的重力。在均匀的环境中，相似解的结果等价于直接量纲分析的结果。这时假定支配点源产生的羽流流动的两个全局参数是距点源的高度 z 和浮力通量 F_0 ， ρ_0 是周围环境流体的密度， $\rho_0 F_0$ 是在点源处单位时间的总重量亏缺。这就可直接导出羽流随高度线性扩展和速度、密度差是 z 与 F_0 的幂次函数的关系。

这些论断与结果在 Turner (1973, 1986)^[3,4] 文中详细评述，文中亦讨论了由线源产生的二维羽流情况。Batchelor (1954)^[2] 首先指出，相似解和上述等价的量纲分析表明，通过射流或羽流边缘的平均入流（或卷挟）速度是正比于在入流处横截面上的平均流速的，其比例常数为 α 。推广（现已视为假定的）这个结果于层结环境是十分有意义的。

室内实验用于检验理论结果，特别是验证扩展、速度、稀释及其与高度、源强的关系。卷挟常数 α 可以由扩展角度（为常数）导出。也许，实验观察对理解湍流卷挟机理所给予的启示比定量的结果更重要。卷挟是通过流动的大涡（因而亦决定卷挟速率）裹卷非湍流的外部流体，随后通过涡的粘性扩散而发生的。

对于起动物羽流（新生的羽流）、热柱（突然释放的浮力流团）以及相关的浮力涡环（在远处有额外的动量输入）亦都得到了类似的理论和实验结果。涡环研究的动机是为了要在云中播撒物质进行人工降雨。但结果出乎意料地解释了大气层中核爆炸产生的大尺度浮力云的行为。我证明了 (Turner 1957)^[5] 对于在稳定层结大气中的这样的浮力云，增加点源动量可导致较小的扩散角和较大的最终高程（我将我博士论文也归到这一类）。

2.2 有限区域的羽流

另一个通过室内实验发现和定量化的广泛应用的概念是充填效应 (filling box effect, Baines & Turner 1969)^[6]。若研究区域有界，由小尺度源产生的强对流并不意味着完全翻卷，譬如说，将热、

轻的湍羽流注入盛有均匀冷水的容器,它在整个深度上卷挟周围流体,经过稀释达到容器顶部,但仍轻于容器中的流体。于是它以薄层形式在顶部扩展开来,在该薄层内湍流衰减。于是它可以看作为周围流体的一部分。新的羽流既卷挟其下部均匀区域的流体,亦卷挟这一薄层流体,因此在达到顶部时,它比原先在顶部的流体更轻。继续这个过程导致了稳定层结,并使环境流体下沉。它又不断被卷挟到羽流中去。如果跟随流体质点,周围流体的密度为常数。但在固定深度,由于对流,其密度是变化的。最后,在区域中的所有流体都因羽流通过而受到影响。这个过程使密度梯度接近于源的密度梯度而变陡了。

渐近密度廓线可以用浮力通量和区域的总深度以显式计算。当密度在整个深度上以相同速率减小时,其形状不变。下沉速度和物理量变化率亦依赖于区域的宽度。该理论已为用重盐水注入清水容器的室内实验所证实。自从首先应用于大气近地层对流后,已在许多领域应用。例如:世界上海洋底水仅在有限范围的少数区域发生,由随后的充填效应建立起来的密度梯度调整到最大的南极底水源的强度。有较小浮力通量源的流体下沉时会与其周围流体混合。在它达到底部以前,会因此密度梯度扩展开来(如图1所示,这里亦有斜坡的影响,这在下面要进一步讨论)。这就解释了为什么来自地中海这样的边缘海的洋流会在中等深度处扩展开来。

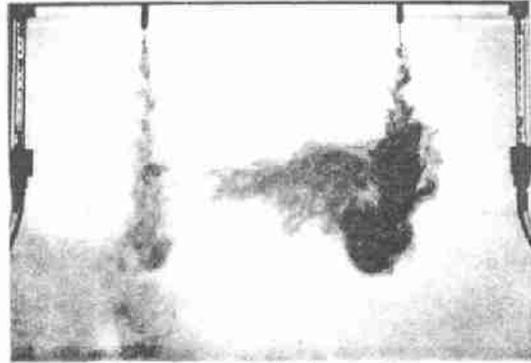


图1 流入清水容器的两股染色的盐水羽流。因左边较强的羽流产生密度梯度,使右边的羽流在中等深度处扩展开来

2.3 层结环境中的羽流

上节末的提法可以用基于广义相似律的假定加上室内实验定量化。室内实验可给出上面定义的卷挟常数 α 的值。在层结环境中,通常以高度幂次方表达的相似解是不适用的,因为在这种情况下,羽流在有限高度处会滞止。在上升的开始阶段轻羽流卷挟稠密流体,并达到密度与周围环境相同的最终高程,然后沿水平方向扩展。如果我们仍假定流动在每个横截面上是相似的以及其扩展角 α 为依赖于运动最大尺度的常数,那么最终高程 z_{\max} 必须依赖于两个全局参数:浮力通量 F_0 和体现在动力学参数 $G = N^2 = (-g/\rho_1)(d\rho_0/dz)$ 中的环境流体的密度梯度。由量纲分析导出

$$z_{\max} = cF_0^{1/4}G^{-3/8} \quad (1)$$

结合上述理论推导, Morton, Taylor 和 Turner (1956)^[7] 室内实验的重要作用是:证实幂次律和确定常数 $c = 5.0$ 。这一方法已经被从不同角度出发得到的结果证明是合理的。应用具有相同常数的公式(1),马上可证明大气中羽流上升高度为 10000ft (3km)。最近,该理论应用于火山喷发,最大的羽流上升高度要增大一个数量级,即 40km。理论也成功地预测了海底“黑烟”上的热水羽流和较轻岩浆注入层结岩浆库的上升高度。最后这一个完全未预见到的应用属于一个十分不同于水和大气流体系统。

2.4 湍异重流

这是一个难以划分在一个标题下的课题。因为它有各种不同的应用,其中的某些应用将在下面讨论。早期观察到的有趣现象是斜坡上(如在南极大陆)因空气冷却形成的“下吹风”(Katabatic wind, 又称“焚风”)。所以我们这里从大气运动角度来考虑这种流动。还有许多小尺度的应用(包括羽流,尤其是封闭容器中的羽流),这些问题隶属于另一门称为环境流体力学的子学科(Linden, 1999)^[8]。

沿斜坡流动的定常湍异重流可看作为二维羽流之特例。这是由作用于斜坡下方的重力分量

驱动的,但作用在垂直于卷挟边缘的分量有稳定作用,可阻止混合.忽略了底部摩擦后,质量与动量守恒方程为

$$\frac{d(Uh)}{dx} = EU, \quad \frac{d(U^2h)}{dx} = g'h \sin \theta \quad (2)$$

其中 U 是沿下坡 x 方向的平均速度, h 是深度, θ 是坡度, $g' = g\Delta\rho/\rho$, E 是卷挟参数. 采用这一参数表明,入流速度正比于局部平均速度.为了考虑密度差的稳定作用, E 取为总体 Richardson 数 $Ri_0 = g'h \cos \theta / U^2 = A \cos \theta / U^3$ (其中, $A = g'hU$ 是单位宽度浮力通量) 的函数 $E(Ri_0)$. 由 (2) 可以得到,深度 h 随距离线性增加,平均速度 U 为常数,并在常坡度时正比于 $A^{1/3}$. $dh/dx = E$ 是 Ri_0 与坡度的函数. 相关室内实验的重要作用是确定函数 $E(Ri_0)$.

另一个早期应用是煤矿中的沼气层. Ellison & Turner (1959)^[9] 为此做了室内实验. 上述结果被推广于计算逆向的流动(非湍流),以防止沼气沿着倾斜煤矿巷道向顶部攀升的危险. 已经证明沿下坡方向通风更有效. 因为在某临界速度下, Ri_0 突然减小,会导致流动逆向,混合速率增加,沼气稀释. 这项研究令人兴奋的结果是其迅速付诸行动,并体现在英国煤矿安全研究机构发布的煤矿通风指南中.

上述思想也被用于研究雪崩. 其中驱动力来自因雪花悬浮在空中产生的密度差. 流动锋面是特别有趣的问题. 由于火山喷出的悬浮热灰的密度差,驱动了沿下坡方向的火成碎屑流,这一现象已在室内实验中加以研究. 由于被卷挟的流动上方的空气加热,产生上升对流,实验也要考虑这种上升对流的比拟. 在海洋学中的应用有沿大陆坡向下的浑浊流. 在有固体颗粒析出异重流时,可以解释灰或沉积物的分层现象,所以它们在地质领域亦有重要意义.

3 海洋过程

讨论与海洋有关现象的模型按从大尺度到小尺度,从流体表面到内部的次序进行. 与海底有关的某些选题如:底水形成,浑浊流等已从大气流动的角度讨论过了.

3.1 洋流与涡

海洋表面的流动有两个主要驱动力;风摩擦应力和温度差、盐度差产生的密度梯度. 两者均在室内实验中作了细致研究,它们都在很大程度上受地球自转的影响. 为了达到力的平衡,实际的实验必须在转盘上进行.

在洋盆中,如太平洋的风生环流是大尺度流动,低纬度处为东风驱动,中纬度处为西风驱动,洋流基本上同风向一致. 在旋转的地球上,除了在海盆西部边界处外,旋涡的产生与对流处处达到平衡,环流在西边界经由窄的回流闭合,如:太平洋中的黑潮,东澳洋流,大西洋的湾流,巴西海流. 在室内实验中,采用不同旋转的刚盖,以便在旋转的模型海洋上施加表面应力来模拟这一过程. 要了解过去与现在的研究工作,请参看文献 [10] (Griffiths & Veronis, 1997), 他们的实验已采用倾斜底部与刚盖来考虑旋转效应随纬度的变化 (β 效应) 和推广到二层流体系统.

密度梯度驱动的洋流可看作旋转系统中的异重流 (Griffiths 1986)^[11]. 在澳大利亚西海岸的 Leeuwin 海流是一个重要的例子. 它主要是因大陆西北部的暖水团与南部的冷水团的水平密度差产生的. 可以用加热和冷却绕垂直轴旋转的矩形容器的侧壁来模拟这种流动,这一装置产生了暖的表层流和冷的底部流,由于旋转效应,所以这些流动贴近边壁(模拟岸线),阻止了除沿固壁外的动量、热量输运. 层结流动因旋转失稳,测得的时间和空间尺度可以预测 Leeuwin 海流的相应特性. 早期实验已研究单个斜压涡的稳定性,边界层流的几何结构,所有这些实验促进了理论工作的开展.

大尺度流动实验模型的最后一个例子是观察由东澳海流释放的两个暖涡,随后两个涡合并起来. 有兴趣的是要确定在什么条件下会发生这一现象. Griffiths & Hopfinger (1987)^[12] 通过在盛有均匀水作刚性旋转的容器中,注入染色液体,产生反向旋转的两个涡. 若开始时分离距

离大, 两个涡仍保持分离, 并互绕旋转. 然而, 当两个涡相隔距离小于三个涡半径时, 它们确实会合并. 在另一个分层容器的实验中, 分离距离较大时亦可合并. 正如其它研究一样, 这些室内实验可以允许在比单纯依靠现场观测宽得多的参数范围内进行, 所以, 对现象的了解也就更深入.

3.2 海表混合层

海洋表层水通过风和冷却作用同下层水混合, 形成平均深度为 100 m 相对均匀的水体, 下面以有较大梯度的温跃层为界. 平均起来, 整个海洋的表层水已含相当于整个大气层 10 倍的重量和 40 倍的热量. 于是, 原先吸收后存贮在表层水中的热量可以由海流输送, 并在不同时间与地点释放到大气层中, 所以, 它对整个大气海洋系统的能量平衡起着重要作用.

混合层的温度随混合层的深度发生变化, 有日变化和季变化, 其方式由风混合和加热或冷却速率确定. 在给定的地点, 季节变化相当规则, 海表混合层的温度与深度变化是互相有关的. 夏季混合层变浅, 冬季混合层变深, 但并不对称. 了解在海面下发生了什么现象, 尤其是究竟哪些因素控制了通过温跃层的混合速度, 这对于理解并最终预报海面温度显然是十分必要的.

3.2.1 格栅搅动实验

室内实验及以此为基础的理论提供了解释观察事实所需的许多基本信息. 这里仅说明其中之一类实验. 海面的动能输入 (譬如, 通过破碎波) 可以用搅动振动格栅加以模拟, 测量通过分开搅动层与底下的稠密层 (或梯度区) 界面的混合速率, 它是反映惯性力与浮力相对重要性参数的函数. 用导出方程 (2) 类似的方法 (Turner 1973)^[3] 可知, 合适的参数是总体 Richardson 数, 它的定义是

$$Ri_0 = g\Delta\rho l_1 / \rho u_1^2 \quad (3)$$

其中 l_1, u_1 是界面处的湍流长度、速度尺度. 于是卷挟速度 u_e 可以表达为如下形式

$$u_e / u_1 = f(Ri_0) = k Ri_0^{-n} \quad (4)$$

(用盐产生密度差的实验支持幂次律, $n = 3/2$)

从海洋角度来看, 这些结果证明, 如果表面无浮力通量, 混合层将以式 (4) 确定的速度变深. 对于定常加热情况 (在实验室内, 在表面以等速度添加清水来加以模拟) 混合层深度不变, 但该层密度减小. 这时机械能的输入只是足以平衡因搅拌轻流体到表层引起的势能变化及能量损耗. 在增加浮力通量时 (加热或在表面加速添加轻流体) 随着温度增加, 上层深度减小. 最后, 在冷却时 (或稠密流体添加到表层) 界面迅速下降, 这是因为对流产生的能量现被添加到格栅的机械能输入中去和通过界面密度阶跃减小之故. 用基于上述思想的理论进行细致预测, 同观察事实十分符合. 尤其是预测能很好地反映加热与冷却的相位关系与不对称性的特点.

3.2.2 其它实验

室内实验亦详细研究了因界面剪切和对流产生的混合. 对表面波及温跃层上内波的传播和破碎的认识也因实验研究而大大深化了. 早期报导的实验之一是 Ekman (1904)^[13] 的工作. 他用因船舶要在与其吃水深度相当的浅温跃层产生内波做额外的功, 解释了“死水”现象.

在实验室内也广泛研究了连续层流流体中的波的行为. 波能沿着同水平面有交角的射线传播, 其交角与频率有关, 相速度与群速度方向彼此正交, 这些现象已通过简单实验的可视化, 都已成为众所周知, 对它们的理解亦加深了 (Mowbray and Ravity, 1967)^[14].

3.3 双扩散现象

在讨论海洋内部混合与对流时, 我将着重介绍双扩散对流, 这是我 30 年来兴趣所在的课题. 该领域提供了用简单室内实验了解基本物理过程以及现场观察、室内实验、理论研究工作人员间有效合作的许多范例.

如果在某种流体中, 有两种以上分子扩散率不同的物性, 并且它们的分布对密度变化有不同的作用, 那么可以出现一系列出乎意料的现象. (Turner (1985)^[15] 评述了包括理论和多种应用的大量文献. 这里我仅讨论在海洋学中的实验和应用). 通常热对流的物理直觉在这个领域不起作用了, 下面的实验就是例子. 染色的盐溶液慢慢流入同溶质的溶液 (譬如说 NaCl) 形成层流羽流, 它徐徐上升或下沉, 不发生混合. 若一股相同密度糖溶液的羽流以相同速度释放到分子扩散率是它 3 倍的盐溶液中, 因而导致了分离和更激烈的向上、向下的对流 (如图 2 所示). 于是不同的分子扩散率可以产生高速度和快运输, 结果在原先均匀区内形成强的垂向密度梯度.

首先是用一维的实验室模型来考虑和研究基本过程的. 另一个与直觉相反的事实是, 为了发生对流不一定需要有导致静不稳定的密度梯度 (譬如通过界面). 若将一层热盐水置于冷清水 (较轻) 之下, 伴随分子扩散作用, 通过界面的静稳定核同时

3.3.1 一维过程

输送热和盐. 因热扩散较快, 使界面的边缘变成临界不稳定的, 发生破碎. 于是便有纯不稳定的浮力通量进入上下层, 随后的大尺度对流使各层充分搅动, 而界面更陡. 较慢的盐度扩散率使通过界面的密度阶跃保持下来, 而依靠温度分布产生的势能发生对流. 事实上, 密度差随时间增加了 (与机械混合时密度差总是减小的情况不同).

如果某一特性光滑静稳梯度迭加了第二物性的垂向失稳通量, 就形成了有特色的双扩散层. 从下面加热线性盐度分布的流体层, 可以自下而上地形成一系列被扩散界面分隔的流体层. 在海洋中因对垂向热、盐输运有重要影响的垂直水平过程组合, 从而形成这样分层的情况已屡见不鲜. 对于糖盐溶液, 可发生类似情况. 这一对溶质是对盐 - 热情况的方便的比拟, 这时盐等价于热, 扩散得较快 (亦就是说, 将盐溶液置于较重的糖溶液上, 类似于冷清水层置于热热水层之上一样).

3.3.2 盐指现象

与上述情况相反, 驱动势能来自于更慢扩散的组分, 这时会形成盐指. 将热盐水置于稳定温度梯度之上, 因为相对于盐度, 热量有更大的侧向扩散率而形成狭长的对流泡 (见图 3). 可以用两种溶质观察类似现象. 如下所述, 在海洋中亦观察到了这种情况.

3.3.2 盐指现象

请注意, 指进或扩散不稳定导致分层的理论预测, 促进了通过扩散、指进界面通量的实验测量, 其结果我于 1965, 1967 年发表^[16,17]. 这些研究是在没有任何可以比较的现场观察情况完成的. 与这些过程相关的观察结果在 1966~1969 年才有报导, 直到 1973 年, Williams (1974)^[18] 才直接检测到海洋中的盐指现

图 2 在相同密度的均匀盐溶液中的糖源产生的对流运动

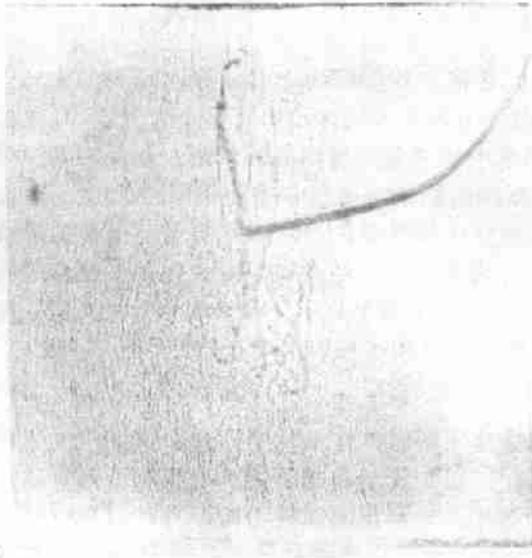


图 2 在相同密度的均匀盐溶液中的糖源产生的对流运动

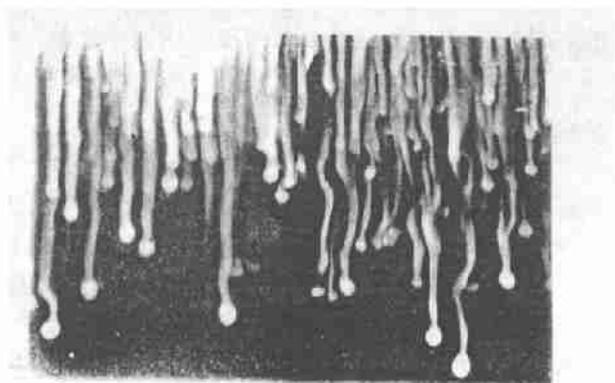


图 3 在稳定温度层结的流体中滴入少许染色盐溶液形成的盐指

象,正如室内实验一样,他用复杂影阴技术在强温度梯度区(即界面处)发现了这一现象。从此以后,在许多其它领域亦发现了指进现象。指进在海洋中的重要性现在已被公认(参见 Schmitt 1994 的评述)^[19]。

3.3.3 二维效应

当有补偿温度和盐度差的流体层侵入与其密度相同、物性不同的环境流体层中时,特别有利于双扩散对流的发生。这一现象首先在海洋研究中搞清楚了。在海洋中的侵入与锋面处可以观察到最强的分层效应。后来才在实验室研究水平非均匀性。

将染色的盐溶液源置于有盐度梯度的流体中与其相同密度的位置,这时注入流体向上、下排开周围流体,并仅沿薄层扩展开来。除了形成上游尾迹,侵入位移外,上述行为不太明显。若与将相同密度、流率的糖溶液在中性浮力处注入有相同盐度梯度的流体中的情况相比,可以观察到明显的差别。

现在在源附近有强的垂向双扩散对流,但垂向扩展受层结效应的限制。侵入在高于或低于源处扩展。被混合影响的流体体积比输入的大得多。在每一侵入的头部,糖含量高(扩散较慢)。这些条件有利于形成每一侵入上面的双扩散界面和下面的指进。每一层流体在扩展时亦稍稍向上倾斜,表明因指进的密度通量大于通过扩散界面的通量,所以当它在扩展时变得较轻而穿过等密度面上升。刚才所述的实验方便地应用了盐/糖比拟系统。因温度差、盐度差驱动的侵入在实验室和海洋中也均已观察到了,它们表现了同样的特点。

请注意上述实验与海洋观察的普遍重要性。它说明,通过界面的不同分子扩散不仅可以影响层间尺度的对流(海洋垂直方向的分层尺度为几十米),也可以使侵入通过锋面影响水团间大尺度混合和整个海洋环流。

3.3.4 物性水平梯度

如果侧边界条件与含几种扩散率的内部流体条件不匹配,不需要从源注入流体就可以迅速产生不稳定。最简单的例子是通过侧壁加热盐度线性分布的水体,便可产生一系列等距的扩展流体层。

可以通过造成糖盐溶液光滑而逆向梯度,在糖/盐系统中研究类似的过程。这时,盐的最大浓度在上,糖最大浓度在下,当然总密度保持静稳定。由于有了垂直侧壁,系统对所选择的分布是稳定的。常浓度面与边界垂直,两种物性均满足通量为零的条件。但是,如果插入一块倾斜边界,因扩散作用使等浓度面与等密度面受到扰动,它们不再垂直于斜面。这就扰乱了静平衡,从而沿着斜面产生了流动。边界上方有一薄层流体向下流动,在其上面有稍厚的一层流体向上流动,这些流动不可能是定常的。当流体上升至浮力中性的水平层时,向外扩展,形成深入至内部的流体层。

在侧壁温度、盐度均不匹配的例子是,一块冰在有密度梯度的盐水中融化。这个问题来自于从冰山提取淡水的实际应用,这是干旱地区饮用水的潜在来源。Huppert & Turner (1980)^[20]进行了系列实验来确定融化水的分布。他们用类似于上一段所述实验的方法证明了:有一薄层融化水沿边界上升,还有较厚的一层冷水下沉,在冰的垂直壁的深度上形成了一系列稍倾斜地扩展开来的流体层(图4)。被淡

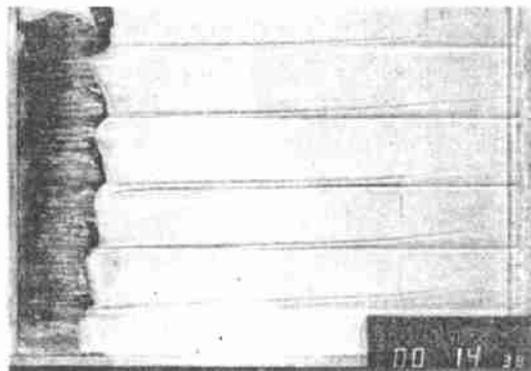


图4 在室温下,冰块在有盐度梯度的溶液中融化时形成的分层。因在每层顶部有环流将暖水带向冰块产生贝纹

化的水体积比融化冰的体积要大得多。而且并不刚好对流到表层,集中在泵站的水池中,即使

在均匀的环境中, 仍有大量混合发生, 使达到表层的水不是淡水. 所以, 虽然建议者认为在需要水时只需将冰山拖至沿海城市是技术上可行的. 实际上, 不管周围环境如何层结, 从冰山搜集淡融化水很可能比他们想象的要更困难得多.

3.3.5 锋面处流体层的形成

在实验中用离散源或固体边界不能恰当模拟海洋锋面附近的条件, 在锋面附近存在物性水平梯度, 而无实际障碍物. Ruddick & Turner (1979)^[21] 研究了通过抽出分开有相同垂向密度梯度、不同溶液 (一侧为盐溶液, 另一侧为糖溶液) 间挡板的方法来研究通过锋面的运动. 在抽开挡板以后, 残留密度异常稍稍调整, 然后一系列规则的互相交织的流体层慢慢形成, 其垂直距离和前进速度均正比于物性的水平差异. 这与双扩散对流中因局部密度异常产生的驱动力相同. 同一几何结构中进一步实验及我的老朋友 O.M Phillips 对主要特性的理论阐释已在 Ruddick, Phillips, Turner (2000)^[22] 文中报导.

4 地质应用

除了有更长历史的沉积问题外, 与地质有关的早期室内实验多数是研究双扩散过程的, 这些实验受到以前从海洋角度出发的比拟实验观察的启发. Turner & Gustafson (1978)^[23] 综述了从海底喷出的热盐水产生的各种现象, 因为有人认为这可能是古代大型硫矿形成的机理. 从海洋至地质的这种推广是直接的. 自从在海底发现了黑烟 (black smoke) 后, 作为现代成矿理论的一个现实例子, 因而增加了对这些过程及进一步的实验工作的兴趣.

Turner & Gustafson (1978)^[23] 的文章还提出, 双扩散效应不仅在水溶液中, 而且在液态熔岩中亦是重要的. 岩浆和熔岩中含各种具不同分子扩散率的组分, 且温度变化剧烈, 许多火成岩在不同尺度上有明显分层. 因此, 人们不禁要问, 是否在它们处于液态时, 因类似于海洋中的双扩散机理首先形成这种分层, 然后在冷却、固化时保持下来的?

采用这一研究途径进行了一系列新的实验, 从而影响了当前对于火成过程的许多认识. 下面叙述其中的一部分, 更详细的可参看 Huppert & Turner (1981)^[24], Huppert (1986)^[25] 和 Turner & Campbell (1986)^[26] 的文章. 显然, 要把结晶现象包括到前面所研究的对流过程中去. 为了模拟岩浆固化的动力学过程, 我们发现水溶液亦是方便而适宜的比拟物. 感兴趣的流动问题的范围扩展到双扩散以外, 从而形成了现在的另一门地质流体力学的学科领域.

4.1 不同几何结构中的结晶

从地质角度研究各种对流现象, 大多取决于在冷却和结晶过程中产生的密度变化, 岩浆 (以及实验比拟用的许多普通溶液) 在结晶时会使熔体 (或溶液) 产生比因温度变化引起的更大密度变化. 因此, 当稠密矿物结晶时, 接近边界处的残余流体尽管较冷, 仍可以比岩浆更轻. 类似地, 某种水溶液 (如比其共晶的组分浓度更大的 Na_2CO_3 溶液), 其残余流体亦更冷、更轻, 这就会导致向上的组分对流, 其作用已经在不同几何结构中进行了研究.

4.1.1 侧面冷却

在一有限尺寸的容器中, 装有均匀的 Na_2CO_3 . 在较冷的垂直边界处发生结晶时, 残余流体上浮, 并通过充填效应产生层结. 温度和组分在扩散意义上是互补的. 如图 5 所示, 中间的管子是冷的, 冷却剂通过其中 (见 Turner 1980)^[27], 于是产生了流体中的分层. 开始在容器中有稳定的组分梯度, 从边界开始扩展, 形成一系列对流层, 在壁上的晶体生长受到各层位置的影响.

层结形成的动力学过程, 同 Huppert & Turner (1980)^[20] 在实验室观察到的现象完全相同. 他们想模拟的是融化冰山 (图 4). 两种情况都会产生轻、冷的残余流体. 其唯一的区别是, 溶液

结晶时界面是缓慢前进的，冰山融化时界面是后退的。这是通过室内实验的影响，使两个明显不同的应用领域互相受益的又一范例。

4.1.2 在水平或倾斜顶部冷却

如果对有密度梯度的 Na_2CO_3 溶液从水平的顶部边界进行冷却，会形成一系列有明显分隔界面的对流层，其物理机理与从底部加热有盐度梯度水体产生的情况相同。如果使顶部保持低于共晶的温度，在因释放较轻的残余流体形成的静止流体层中，会发生几乎垂直向下的树枝状晶体生长。

共晶层会更缓慢地推进，并充满树枝状晶体间的空间。显然，晶体与共晶生长要受到流体中界面位置的影响，晶体前进的锋面几乎保持水平。

几何结构更接近于岩浆库模型的是有斜顶的实验，其特性更类似于侧壁冷却的情况。因结晶产生的组分对流导致沿斜顶的上升流，并在最高点处形成液池，产生了稳定的温度组分层结区。如果在原先的流体中添加第二种溶质，这时它会以不同速率结晶或完全不结晶，于是我们可以清楚地模拟岩浆库中的凝析过程，也就是矿藏组分垂直梯度产生过程。

这种所谓的对流分馏产生的层结同晶体沉淀是完全不同的。然而，如果某些晶体从顶部掉落至底部，从顶部冷却时亦会形成底部结晶层。当它增长时亦会在岩浆库下部引起组分对流和湍流混合，但是，这个区域仍不同于上面的层结区，不能穿透分隔它们的明显的双扩散界面。层结岩浆库的意义是，碰到其上下层的火山喷发可以在同一岩浆库中同时产生硅和火成岩浆。

4.1.3 底部冷却

组分混合的或分层的溶液在底部边界进行冷却时，可以在底部形成一些紧致、稠密的晶体层。由于同它们相接触的流体的演化，其组分发生突变。譬如说，在 Kerr & Turner (1982)^[28] 的实验中，如果开始时容器中置有含由硫酸钠、硫酸铜组成的混合物的两层流体，从底部进行冷却会相继形成三层晶体。首先，在底部铜盐结晶，然后下层流体演化直到形成钠盐结晶相，同时其密度不断减少，结果是上面的扩散界面破坏，上下层互相混合。这一过程使晶体的上部突然又同富铜的溶液接触，所以在原先的二层晶体之上又形成了一层硫酸铜晶体。请注意，虽然在实验中流体层肯定支配了晶体层的生长次序，但是两种状态下的厚度是不完全相同的，只是间接相关的，所以其反问题（由晶体层的次序推断初始状态）并不是直截了当的。

4.1.4 烟囱状喷口（下称“烟囱”）

不同几何结构中晶体生长的最后一个例子同“烟囱”有关。它是热、轻、富金属的流体通过海底火山喷发形成的。在这一应用领域，用水溶液在室内实验自然是直接的。前面已经提到，应用羽流实验可预测，在稳定层结的海洋中，从这些“烟囱”的出流可达到的高度。观察表明，在火山口周围首先形成的晶体是 CaSO_4 ，它不是从岩浆中而是从海水中析出的，因为这种矿物质加热后溶解度会减小。这一过程的动力学（不是指逆溶解度）可以用在流入暖 KNO_3 的冷 K_2CO_3 羽流四周的结晶来模拟。“烟囱”的长度几乎等速增加，并因导热继续结晶而加厚。已经提出了预测火山口直径和“烟囱”内外压差的理论，动力学更迭过程（初始析出物不断为铁、锌、铜的硫化物更迭），已用 CuSO_4 通过 KNO_3 流柱加以模拟。

最近，我进行了直接从入流迅速结晶的实验 (Turner 1995)^[29]，这是另一种生长机制。已经观察到直径数米的圆盘或突出附着在“烟囱”周围，尤其是在其顶部。热、轻的流体在圆盘下的浅凹坑中积聚，流出水平边缘并结晶，从而使圆盘增大。

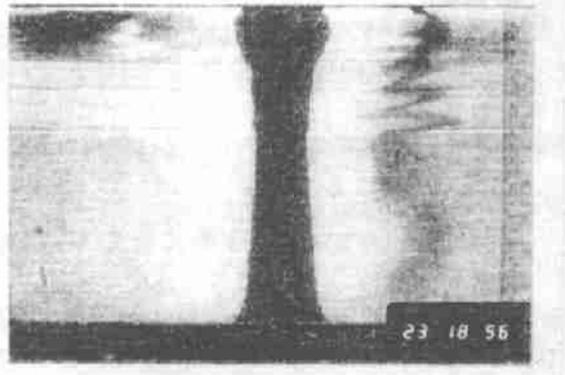


图 5 在冷却管上由均匀的碳酸钠溶液结晶产生的分层

4.2 岩浆库

如果从岩浆库底部充填比库内残留岩浆更稠密(通常也更热)的岩浆,可以发生各种不同的动力学过程,其中的许多过程已用水溶液在室内实验中研究和定量观测过。因为这个领域的实验研究可以每次改变一个参数,便于系统地研究复杂系统,从而证明这种实验方法的重要作用。流动的行为同注入的速率和注入流体同库内岩浆粘度间的关系等因素有关。

4.2.1 湍流注入

如果注入流体较稠密且上升流速大,库内与注入流体的粘度相当,流动图案如图6所示。若入流 Froude 数大,这时注入流体会形成喷泉,并同周围大量流体激烈混合,下沉并在底部铺展,可通过改进的羽流充填过程(从上升变为下沉)在底部形成混合物的分层区。对于组分稠密

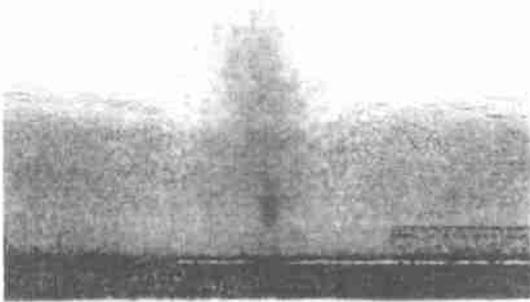


图6 将重盐水注入清水容器中形成的湍流喷泉, 请注意分层的发展过程

的热注入流体可形成一系列充分混合的双扩散对流层(上面已讨论过从底部冷却可以形成许多结晶层,这是另一种形成不同组分的多层结晶的机制)。所以这些特性都可以在典型岩浆库中找到类比,并应用实验研究来解释和理解在大型火成侵入岩中铬、铜矿层形成的机理。

值得注意的是, Baines 等(1990)^[30]关于“喷泉”的理论和实验工作是在十分不同领域间传播思想的又一典型例证。盐溶液实验不仅同岩浆库有关,也同 Doug Baines 兴趣所在的通过机舱顶部管道注入热空气以加热吊舱问题有关。它们的动力学原理相同,但具体过程相反。

已经用更粘的环境流体做实验并发现,如果外部流体足够粘,即使注入流动是湍流,混合过程亦可以完全被抑制。

4.2.2 下层流体的热饱和

较小的流入速率会导致完全不同的现象。譬如说,将 KNO_3 的热饱和流体层注入轻、冷的 NaNO_3 之下,控制其速度既要足够慢使得没有混合发生,又要足够快使得充填时可以忽略结晶,那么会发生什么情况?这时会形成双扩散界面。通过该界面的传热比溶质的传输快得多。所以,下层流体比仅通过侧壁的情况冷却得快得多,并发生结晶。由于饱和溶液的密度强依赖于温度,同晶体接触的残余流体的密度减小,这时下层流体演化到与上层流体密度相近的状态,但界面依然十分明显,层间并无组分交换。到它们的密度相等时,界面突然破裂,上下二层紧密混合在一起,并在底部形成 KNO_3 结晶层。上述模型解释了岩浆库是怎样成为含 18% MgO 的火成岩浆和海洋中脊下面岩浆库中喷出的含 10% MgO 、粘度相同的岩浆的缓冲区的。

为了研究岩浆混合,进行了不同的室内实验。上层流体可以是分层的,而不是均匀的。这时,在翻卷时下层受到岩浆库下部梯度的约束,不能自由上升,并不在整个深度上发生混合。亦可以模拟淬火、结晶时下层富水的岩浆在翻卷并与上部较冷的岩浆混合时会析出气体。在这些实验中,虽然采用不同的机理来析出气体(在翻卷混合时,让下层 HNO_3 同上层 K_2CO_3 发生化学反应,形成 CO_2),但其动力学过程是十分类似的。

4.3 地幔对流

对许多大尺度地幔运动也进行了室内实验研究。这些实验对许多重要的动力学过程提供了

新的定性、定量的认识。所有这些实验的基本假定是固体地幔介质具有流变特性，从而在长时间尺度上，可以将地幔视为粘性流体，其有效粘度是随温度剧烈变化的。因此，实际的室内实验要使用如油、糖浆等具有这种特性的介质。

地幔因对流丧失热量，而加热部分来自内部，小部分来自核-幔边界。因为粘度与温度有关，所以地幔的上、下温度边界层有完全不同的特性。地幔对流的表象是大约 10 块固体板块的水平运动，必须将它同组织深部流动的对流运动视为一个整体。地幔对流的主要驱动力是冷、重的板块在板块边界处俯冲时的负浮力。热而粘度小的底部边界层则不同，它可以产生孤立的柱状羽流，柱状羽流通过地幔上升，同时卷挟周围物质，当它们达到地表时，便可解释为什么会产生大块玄武岩和作为一连串火山中心的热斑 (hot spot)。下面仅从模拟这些过程的实验中举两个例子。更详细情况可参看 Griffiths & Turner (1998)^[31] 的文章。

4.3.1 俯冲的板块

在这个领域中依然存在的争议之一同地幔深部的对流有关。地震学的证据清楚表明，在 660 km 深度处，地震波速度会突然增加，这肯定与相变或粘度增加有关。也可能说明存在组分引起的密度阶跃。虽然地球物理的证据说明在地幔的整个深度上都可以有对流，但两种因素都可能抑制通过界面的对流和混合。

先将这些疑问置于一边，室内实验已经研究了当粘稠羽流或板块接近密度、粘度明显间断面处时的行为。俯冲的板块在接近于这一深度时是否会保持稳定？它们能否穿透界面？如能穿透，它们能携带多少上层物质到下层去？Griffiths & Turner (1988)^[32] 已经研究了流出管、槽的糖浆，在通过上层甘油后，再回落到更粘稠的底层时二维和轴对称片流。如果点(线)源与界面距离较小时，片流是稳定的。但当源与界面距离超过临界值且其粘度比周围介质大得多时，他们会发生屈曲，折叠。随后的行为同片流和两层介质的相对密度有关。

比下层流体较稠的短片流会穿过界面，并把粘性卷挟的上层流体拖曳到下层去。长片流的折叠可以将折叠间的上层流体裹在一起，形成浮力中性的混合物。即使羽流比两层介质更稠密，它仍可以沿界面铺展开来。(在更长的时间尺度上，这些流体还可以分开，使原羽流介质穿过界面沉降)。更稠密的片流在屈曲后不能停留在界面上，而是携带更多的上层流体下沉到下层流体中去。

推广这些实验于研究下层流体粘度剧增、密度稍稍变化的两层流体系统中去。粘度很大的下层流体可减小冲击片流的垂向速度，并引起折叠。所有上述这些实验证明：若放大到地幔对流的尺度，在 660 km 处，在有化学组分边界，或随相变粘度剧增时，比其厚度 5 倍长的板块(也即厚度小于 130 km) 十分可能在那里发生折叠。

Griffiths 等 (1995)^[33] 用相对于容器缓慢移动的狭长源，进一步考虑了移动俯冲区的影响。板块的俯冲角由迁移速度和浮力驱动的下沉速度之比确定。前进速度小于一临界值时，下沉是定常的，速度较大时，俯冲角因倾斜板块的重力失稳而发生振荡。若板块遇到会减小沉速的密度或粘度界面，其行为同迁移速度和从一层到另一层的沉速改变有关。板块也可以在发生弯曲的同时以较小俯冲角继续下沉(在小迁移速度时)，或者可暂时停留在界面(在大迁移速度时)，板块的这一水平部分是不稳定的，最终它还要沉降到下层去。从地幔对流角度可以说明，地震层折照相术检测到的在 660 km 过渡区处的水平板块并不意味着这些板块不能穿透到下层去，也不表示地幔不是作为一整体层发生对流的。

4.3.2 地幔羽流和热斑

组分和温度引起的浮底辟 (diapirs) 通过周围粘性流体上升，但两者的行为十分不同。化学组分产生的浮区非常缓慢地同化周围介质，以 Stokes 定律给出的速度缓慢上升。然而，在粘度随温度迅速变化的介质中，因温差浮力造成的热柱 (thermal) 的尺度会增长。这是因为热扩散将浮力传播到粘度变小的区域，并把它有效地合并至热柱中来。

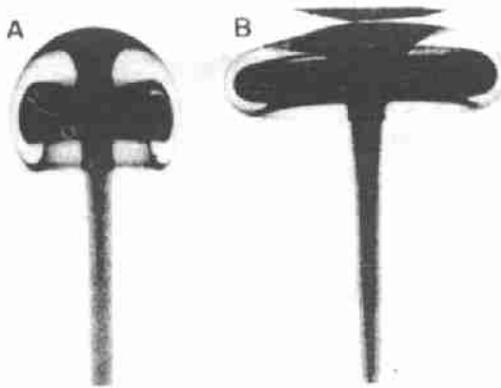


图7 地幔羽流模型

- (a) 热、粘的起始羽流头卷挟周围的流体并通过很细的茎部输送
 (b) 当羽流头接近上边界时, 变得平坦

从核幔边界处开始的热地幔羽流也具有后一情况的特征。Griffiths & Campbell (1990)^[34] 发现, 起始羽流 (starting plume) 因薄边界层中的热传导使大量流体被卷挟, 羽流质量通量增加而形成大的头部 (见图 7)。可以用室内实验重新标度后的结果来预测不断提供同现有热斑相同量级浮力通量的羽流, 可以在达到其顶部时形成 1000 km 直径的球形头部。当头部在地幔下面变平坦时, 其直径可以加倍。这个尺度同在地质意义上短时段内熔岩大量流出的玄武岩区的范围相一致。热羽流头的上升解释了熔体突然产生, 然后迅速衰减, 再有较长时期的小喷发, 以及为什么玄武岩的地球化学组分是同较冷的起始羽流头部中混合物熔体的组分相一致的原因。

同玄武岩紧密相关的是高温熔体 (如橄苦岩), 它们在中心区观察到, 并同未发生混合的轴向细长通道中的物质有关。一旦羽流头部达到了岩石圈 (板块的固体边界), 它就会被板块运动带走, 羽流在板块下的剪切流中发生弯曲。实验记载了流动不稳定性导致离散热斑的产生, 并形成像夏威夷那样的一连串火山岛。

5 讨论和结论

我仅仅给出了少数的、有个人倾向的室内实验的例子, 他们涉及广泛的领域, 并对 GFD 的发展有重要的影响。可以肯定, 读者还可以举出许多其他有说服力的例子。可以从高雷诺数的湍流到非常缓慢的粘性流动。可以选自十分不同的应用领域。许多读者不大可能会对其中一个以上的例子的细节发生兴趣。虽然我要摘引我最欣赏的 GI Taylor 研究哲学的名言: “我认为重要的进展通常都是通过研究可以实验验证和比较的自然现象的特殊问题来取得的”, 但我仍然认为, 如果我们个别地研究这些例子, 显然仍然不知道如何得出一般的结论。最后, 我还要讨论更宽范围的问题, 特别是同一领域使用不同方法的以及不同领域研究者间的相互合作问题。

以上的例子着重说明, 通过考虑一组较简单的众所周知的过程寻求地球物理 (或地球化学) 观察现象的解释这种做法的价值。如果个别的物理和动力学的过程被孤立出来, 并在现有的相关流动研究的指导下分别加以考察, 那么, 可以大大加深对复杂物理现象的理解。列出通用的名称, 使得人们可以更容易地鉴别和参考, 这样做往往是有益的。比如: 从大气和海洋研究的角度, 湍羽流, 充填行为, 湍异重流, 双扩散对流等术语集中了可以进行下一步工作出发点的概念。我们已经把顶部和底部不稳定边界层 (因有效粘度很强烈地依赖于温度, 两者是十分不同的) 驱动的运动, 热卷挟和粘性卷挟视为地幔对流的组成部分。其中的每一个概念都代表了相互竞争的力或过程的平衡, 不同于通常理解的湍边界层和湍流卷挟。

对于上述的每一个过程, 我希望我已经说明: 为了发现新的现象和阐明其物理基础, 进行室内实验是行之有效的方法。实验可以使我们一步一步地探索新的物理过程和不同的边界条件。从基于简单尺度分析和适当的力的平衡的理论模型出发, 就会得到可通过合理外推预测实际大尺度流动行为的结果。近年来, 能够将同一现象的精细实验数据和详细数值模拟结果进行比较, 这已是一种新的有效的工具。仅当所有的物理过程都已用相关的观察鉴别和检验以后, 将他们

结合起来建立一般的动力学的模型才是有意义的。数值模拟是有用的，实际上，在研究实验室不能达到的参数范围的现象时是根本性重要的。但是，预测的结果至多同基本方程同样可靠，它们必须能精确地描述所有的重要物理过程。所使用的边界条件必须客观选择，并建立在物理基础之上。从这个意义上说，室内实验也是非常重要的。

在一个特定的领域，如海洋学，如果观测、实验、理论工作者经常接触，用不同方法得到的结果可以马上交换、讨论并提出新的问题，该学科就会飞速发展。GFD不同应用领域肯定是彼此影响的，然而，是否可保证相关的概念系统地传送到其他领域还是有疑问的。Huppert & Turner(1981)^[24]的结论是：其条件必须有许多学科间交流的机会。但是我必须无奈地说，自从文章发表以来，我至今没有改变我的看法。在一个涉及宽广领域的系或研究组中工作，参加多学科交叉的会议是有益的。然而，最激动人心和最富有成果的合作是个人交往，具有不同背景，不同技能的参与者可以从解决一个共同感兴趣的问题受益和作出贡献。

本文是我在1995年等第12届澳大利亚流体力学大会上的Batchelor讲座报告材料的基础上形成的。我也要选用Batchelor在1992年在该系列第11届大会的主题报告最后一段话来结束本文(Batchelor 1992)^[35]。这段话概括了本文的主要思想：“战后流体力学的历史表明，由于流体力学同其他领域的结合，相继产生了一个又一个的新领域。人们可以想到GFD，它表明大气和海洋的许多动力学性质是如何用可以在室内实验研究的基本流动系统来解释的；然后是环境流体力学，粗略地来说，它仅研究GFD的小尺度部分；现在最新的交叉学科是地质流体力学。”

参 考 文 献

- 1 Turner J S. GI Taylor in his later years. *Ann Rev Fluid Mech*, 1997, 29: 1~25
- 2 Batchelor G K. Heat convection and buoyancy effects in fluids. *Q J R Met Soc*, 1954, 80: 339~358
- 3 Turner J S. Buoyancy Effects in Fluids. Cambridge Univ Press, 1973. 367
- 4 Turner J S. Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application to geophysical flows. *J Fluid Mech*, 1986, 173: 431~471
- 5 Turner J S. Buoyant vortex rings. *Proc Roy Soc*, 1957, A239: 61~75
- 6 Baines W D, Turner J S. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region. *J Fluid Mech*, 1969, 37: 51~80
- 7 Morton B R, Taylor G I, Turner J S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources. *Proc R Soc Lond*, 1956. A234: 1~23
- 8 Linden P F. The fluid mechanics of natural ventilation. *Ann Rev Fluid Mech*, 1999, 31: 201~238
- 9 Ellison T H, Turner J S. Turbulent entrainment in stratified flows. *J Fluid Mech*, 1959, 6: 423~448
- 10 Griffiths R W, Veronis G. A laboratory study of the effects of a sloping side boundary on wind-driven circulation in a homogeneous ocean model. *J Mar Res*, 1997, 55: 1103~1127
- 11 Griffiths R W. Gravity currents in rotating systems. *Ann Rev Fluid Mech*, 1986, 18: 59~89
- 12 Griffiths R W, Hopfinger E J. Coalescing of geostrophic vortices. *J Fluid Mech*, 1987, 178: 73~97
- 13 Ekman V W. On dead water. *Sci Results Norwegian N Polar Exp*, 1904, 5(15)
- 14 Mowbray D E, Rarity B S H. A theoretical and experimental investigation of the phase configuration of internal waves of small amplitude in a density stratified liquid. *J Fluid Mech*, 1967, 28: 1~16
- 15 Turner J S. Multicomponent convection. *Ann Rev Fluid Mech*, 1985, 17: 11~44
- 16 Turner J S. The coupled turbulent transports of salt and heat across a sharp density interface. *Int J Heat Mass Transfer*, 1965, 38: 375~400
- 17 Turner J S. Salt fingers across a density interface. *Deep-Sea Res*, 1967, 14: 599~611
- 18 Williams A J. Salt fingers observed in the Mediterranean outflow. *Science*, 1974, 185: 941~943
- 19 Schmitt R W. Double diffusion in oceanography. *Ann Rev Fluid Mech*, 1994, 26: 255~285
- 20 Huppert H E, Turner J S. Ice blocks melting into a salinity gradient. *J Fluid Mech*, 1980, 100: 367~384
- 21 Ruddick B R, Turner J S. The vertical lengthscale of double-diffusive intrusions. *Deep-Sea Res*, 1979, 26A: 903~913
- 22 Ruddick B R, Phillips O M, Turner J S. A laboratory and quantitative model of finite-amplitude thermohaline intrusions. *Dyn Atmos Oceans*, 2000 (in press)
- 23 Turner J S, Gustafson L B. The flow of hot saline solutions from vents in the sea floor: some implications for exhalative sulfide and other ore deposits. *Econ Geol*, 1978, 73: 1082~1100
- 24 Huppert H E, Turner J S. Double-diffusive convection. *J Fluid Mech*, 1981, 106: 299~329
- 25 Huppert H E. The intrusion of fluid mechanics into geology. *J Fluid Mech*, 1986, 173: 557~594
- 26 Turner J S, Campbell I H. Convection and mixing in magma chambers. *Earth-Sci Rev*, 1986, 23: 255~352
- 27 Turner J S. Differentiation and layering in magma chambers. *Nature*, 1980, 285: 213~215
- 28 Kerr R C, Turner J S. Layered convection and crystal layers in multicomponent systems. *Nature*, 1982, 289: 731~733
- 29 Turner J S. Laboratory models of growing flanges, and a comparison with other growth mechanisms of 'black smoker' chimneys. *Earth Planet Sci Lett*, 1995: 134: 491~499

- 30 Baines W D, Turner JS, Compbell I H. Turbulent fountains in an open chamber. *J Fluid Mech*, 1990, 212: 557~592
- 31 Griffiths R W, Turner J S. Understanding mantle dynamics through mathematical models and laboratory experiments. In: Jackson I ed. *The Earth's mantle: Structure, Composition and Evolution*. Cambridge Univ Press, 1998. 191~227
- 32 Griffiths R W, Turner J S. Folding of viscous plumes impinging on a density or viscosity interface. *Geophys J*, 1988, 95: 397~419
- 33 Griffiths R W, Hackney R I, van der Hilst R D. A laboratory investigation of effects of trench migration on the descent of subducted slabs. *Earth Planet Sci Lett*, 1995, 133: 1~17
- 34 Griffiths R W, Campbell I H. Stirring and structure in mantle plumes. *Earth Planet Sci Lett*, 1990, 99: 66~78
- 35 Batchelor G K. Fifty years with fluid mechanics. Proc 11 AFMC. Vol.1. 1992. 531~538

(中国科学院力学研究所 李家春 译自 Development of geophysical fluid dynamics:
The influence of laboratory experiments. *Appl Mech Rev*, 2000, 53(3): R11~R22
中国科学院力学研究所 王克仁 校

DEVELOPMENT OF GEOPHYSICAL FLUID DYNAMICS: THE INFLUENCE OF LABORATORY EXPERIMENTS

J Stewart Turner

Research School of Earth Sciences, Australian National University, Canberra, ACT 0200, Australia;
Stewart.Turner@anu.edu.au

Abstract Advances in geophysical mechanics, especially through laboratory experiments are systematically introduced for atmosphere, ocean and newly emerging geology systems in the present article. A wide range of interesting phenomena such as plume, turbulent entrainment, density flows, oceanic circulation, mixing layer, double diffusion, salt fingering, magma chamber, mantle convection, hot spots are addressed in detail. Not only they are of significance for understanding the mechanism of buoyancy-driven convection, but also have found wide applications in climate, environment, geological disasters and mineral deposition etc. The thesis is written in the spirit of the Cambridge School led by G.I. Taylor and G.K. Batchelor——revealing underlying physics by laboratory experiments and finding solutions by applied mathematics approach. In this way, the Cambridge School has made considerable contributions to the progresses of fluid mechanics.

Keywords buoyancy-driven convection, turbulent entrainment, mixing layer, double diffusion, mantle convection, GFD