

水库动力学模拟模型 **DYRESM**

科学手册

这些说明构成了水库动力学模拟模型 DYRESM 的科学手册, 应与 [DYRESM 用户手册](#) 配合使用。

0. DYRESM 综述

A. DYRESM 数值模型

DYRESM(水库动力学模拟模型)是用来预测满足一维近似的湖泊和水库中温度、盐度和密度垂向分布的一维水动力学模型。

当使水体不稳定的力(风应力、表面温降或卷跃入流)不是长时期起作用时,一维近似是有效的。从长于那些诸如风暴和洪水等极端事件的时间尺度来看,许多湖泊和水库的动力学特性能够用这种近似很好的描述。在这些系统中, DYRESM 在从几个星期到几十年的时间尺度上提供了对热工特性的可量化的可靠预测。因而这个模型提供了一种预测湖泊和水库季节和年际变化以及对环境因素或流域属性中的长期变化进行敏感度测试的方法。DYRESM 可以独立运行用来纯粹地进行水动力学研究或者与 CAEDYM(计算水生生态系统动力学模型)耦合来进行涉及生物学和/或化学过程的调查研究。DYRESM 的计算需求很低,多年模拟可以在装有 Windows 或 Linux 操作系统的 PC 机平台上进行。

DYRESM 计算模型将湖泊和水库中导致温度、盐度和密度分布时间变化的物理过程参数化。此模型依赖于详细的过程研究(来自野外和在实验室内)的参数化方法,从而吸收了国际公认的水研究中心在对密度分层流进行分析、实验室和野外测量方面的长处。因而此模型在不用对模型参数进行标定就能得到可靠的预测方面显得独特。

B. 程序

实现语言: Fortran 95

开发平台: Linux

目标平台: 源代码仅用标准的 Fortran 95 来进行编写以使其“便于拷贝”。

程序结构: DYRESM 具有一个分层的程序结构。这些科学方法从“输入/输出”抽象而来,并且达到一种较低的抽象程度——从模型的数据结构抽象而来。

这套科学程序和数据结构被作为 DYRESM 面向对象的核心来进行设计和构建。这就提供了对代码良好的封装,很容易地实现扩展并且与 DYRESM 模型抽象的概念化紧密地匹配。(尽管 Fortran 95 是一种基于对象(而不是面向对象)的语言,面向对象的设计仍然能够实现——虽然要多费点力气。)

1. 引言

DYRESM（水库动力学模拟模型）是一个面向湖泊和水库的一维水动力学模型，用来预测水体温度、盐度随水深和时间的变化。这些水动力学要素是基于过程的，而不是基于经验的，从而不需要标定。此模型构成了 CAEDYM 水质模型的一维水动力学驱动程序。

模型 DYRESM 是基于一个一维假定，那也就是说，垂向上的变化比水平方向上的变化起了更加重要的作用。这就引起出了层状结构，即水库表现为一系列的水平分层。在这些分层中没有横向的和纵向的变化，任何属性的垂向分布图都从各层的属性值得到。

在 DYRESM 中这些分层具有不同的厚度；随着入流和出流进入和流出水库，受影响的分层扩张或紧缩，那些上面的分层向上或向下运动以适应体积的变化。由于这些分层的表面区域随着垂向位置的变化而变化以与水库的测深相一致，所以这些分层的垂向运动伴随着厚度的变化。混和用相邻分层的合并来模拟，并且分层的厚度被模型在内部动态调整以保证对于每一个过程，都能得到一个合适的解。

1.1 一维假定

一维假定是基于对湖泊中经常有密度分层的观察，在这些湖泊中，垂向运动受到抑制，而水平方向上的密度变化却能够很快的被水平方向的平流和对流所削减。假定此一维模型适合于超过一天的时间尺度的模拟，则由微弱的温度梯度所产生的水平方向的交换在小于一天的时间尺度上被传播超过几公里。

一维假定的有效性用 Lake Number L_N (Imberger 和 Patterson, 1990) 来判断。Lake Number 根据分层的稳定性和风的扰动的影响来进行定义，假设一个具有任意分层 $\rho(z)$ 的普通湖泊上作用着一个具有表面摩擦速度 u^* 的风速场：

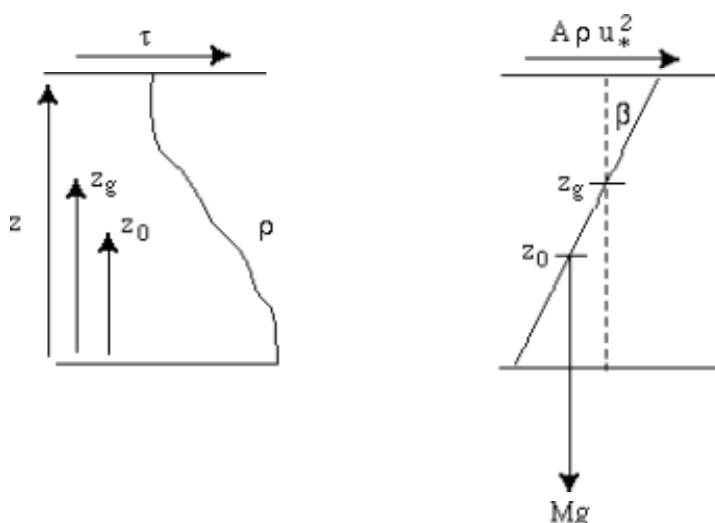


图 1.2. 在推导 Lake Number 过程中用到的变量的示意图

因为风应力施加于表面层，因此将有一个净力作用使水柱的密度结构翻转。对于整个湖体，求得此净力作用对位于 z_g 处的体积中心的力矩，则由平衡我们得到：

$$(z_H - z_g) \int_{A(z_H)} \rho_0 u_*^2 dA = (z_g - z_0) Mg\beta$$

式中 z_H 是水柱的高度， z_0 是湖底以上高度 z 处具有 $\rho(z)$ 的密度分层所对应的水体重力的中心， M 是水体的总质量， β 是连接质量中心和体积中心的线段与垂向所成的角度（假定 β 很小；也就是 $\beta \cong \tan \beta$ ）。这就引出了 Lake Number 如下：

$$L_N = \frac{(z_g - z_0) Mg\beta}{\int_{A(z_H)} \rho_0 u_*^2 dA (z - z_g)}$$

式中 z_0 由下式定义：

$$z_0 = \frac{\int_0^{z_H} \rho(z) z A(z) dz}{\int_0^{z_H} \rho(z) A(z) dz}$$

当温跃层到达表面时最大的偏转发生，因此

$$\beta = \frac{z - z_T}{\sqrt{A(z)}}$$

式中 z_T 是温跃层中心的高度。这致使

$$L_N = \frac{(z_g - z_0) Mg(1 - \frac{z_T}{z})}{A^{1/2} (1 - \frac{z_g}{z}) \int_{A(z_H)} \rho_0 u_*^2 dA}$$

假定风应力在表面上是一个常数，那么 L_N 简化为

$$L_N = \frac{(z_g - z_0) Mg(1 - \frac{z_T}{z})}{A^{3/2} (1 - \frac{z_g}{z}) \rho_0 u_*^2}$$

如果 $L_N \gg 1$ ，则回复力大于扰动力， z_0 的偏转也小。这意味着密度结构将近似水平，一维假定是有效的。从物理上这意味着湖泊分层剧烈，且比由表面风

应力引入的力的影响占优势。在这种情况下，湖面波动很小或者没有，且温跃层或均温层具有很少的紊动掺混，分层被认为是水平的。因此一维近似的标准是 $L_N \gg 1$ 。

对于由入流引起的扰动，我们可以引入一个类似的标准，此处的扰动力是由入流引起的作用力。这就产生出

$$L_{Ni} = \frac{(z_g - z_0) Mg \left(1 - \frac{z_r}{z}\right)}{A^{1/2} u Q \left(\frac{z_g - z_i}{z}\right)}$$

式中 z_i 是入流处的深度， u 是入流速度。对于一维假定， $L_{Ni} \gg 1$ 。从物理上这意味着分层将很快的阻尼由于侵入水流所引起的水平方向的扰动。分层将促使密度结构保持近似水平，且水平方向的扰动会很快被削减。

最后一个校核标准是为了考虑地球自转的影响(Patterson *et al* 1984)，此标准由以下比率定义

$$R = R_l / B$$

式中 R_l 是内罗斯比变形半径， B 是湖泊最大宽度。内罗斯比半径定义为

$$R = \frac{\sqrt{g' h}}{f}$$

式中 g' 是表面层深度 h 范围内的有效的约化重力， f 是科里奥利参数。对于 $R > 1$ ，一维假定成立。

注意 DYRESM 不进行这些计算，对于特定的应用，是由用户决定一维假定是否有效。

2. 分层结构

2.1 引言

DYRESM 是基于拉格朗日分层格式（也就是说，调整分层以使其保持在用户定义的限度内；一种固定网格法将是采用欧拉格式），在此格式中用一系列具有统一属性但是可变厚度的水平分层来模拟湖泊。分层的位置因为入流、出流、蒸发和降雨影响存储体积而变化，分层的厚度因为分层垂向运动以适应体积变化而变化。

这种分层格式另外的优势就是它能使它自己适应湖泊的垂向结构。例如，在这种分层格式中，各种属性随深度能够被认为大部分恒定不变的混和层可以用单一的分层来模拟；另一方面，在属性具有很大垂向梯度的区域，比如温跃层，分层可以很窄。

2.2 体积、面积和厚度的关系

给定分层的厚度，通过此关系能够计算分层的体积和表面面积；或者相反，给定分层的体积，能够计算分层的厚度和表面面积。此关系跟随任何影响体积或厚度的操作而被运用。注意分层从底部向顶部计算（见下图）。

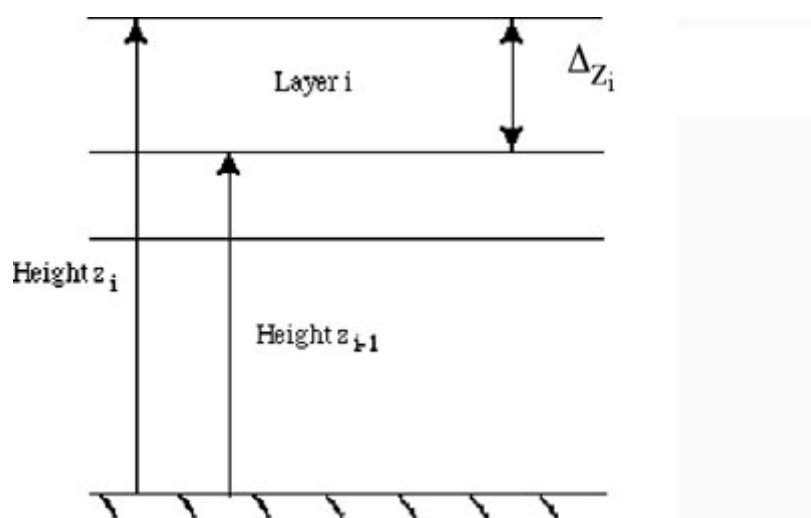


图 2.1 高程和厚度的定义。DYRESM 从水库的底部开始定义一个分层的高度。

此计算是对给定的水库的“高程—体积—面积”数据进行内插。在时刻 t_{i-1} 分层具有一定的厚度、面积和体积。在时刻 t_i 一个过程改变了此分层的厚度或者是体积。因此，它将拥有一组新的厚度、面积和体积。

此分层结构是基于具有曲线边界的分层。用下面各式对体积从底部向上进行累积计算：

$$V(z) = V_{k-1} \left(\frac{z}{z_{k-1}} \right)^{a_k}; \quad 0 < z_{k-1} < z \leq z_k \quad \forall k \in \{2, 3, \dots, N_s\}$$

和

$$A(z) = A_{k-1} \left(\frac{z}{z_{k-1}} \right)^{b_k}; \quad 0 < z_{k-1} < z \leq z_k \quad \forall k \in \{2, 3, \dots, N_s\}$$

式中

$$a_k = \log \left(\frac{V_k}{V_{k-1}} \right) / \log \left(\frac{z_k}{z_{k-1}} \right); \quad \forall k \in \{2, 3, \dots, N_s\}$$

和

$$b_k = \log \left(\frac{A_k}{A_{k-1}} \right) / \log \left(\frac{z_k}{z_{k-1}} \right); \quad \forall k \in \{2, 3, \dots, N_s\}$$

对于底部的分层，运用圆锥形断面进行计算，从而

$$A(z) = A_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^2; \quad 0 \leq z \leq z_1$$

因此

$$V(z) = V_1 \left(\frac{z}{z_1} \right)^3; \quad 0 \leq z \leq z_1$$

2.3 分层的厚度限制

对于单个的分层的厚度和体积设定限制。设定上限和下限以保证能够得到合适的解并且避免过多的分层层数。然而，对于下限的约束是使它必须足够小以便不会因为过多的分层合并数目而出现数值耗散问题。任何体积超过允许最大体积的分层被切成需要的份数，产生具有相同属性但是体积减小了的新的分层。重新对分层进行编号并且确定表面面积。类似的，对于体积小于允许最小体积的分层，将它们与相邻的具有最小体积的分层合并，重新对分层进行编号并且确定表面面积。

2.4 确定各分层密度的方程

密度是单位体积的溶液所具有质量的量度。溶液的密度通常随着温度的增加而减小且随着溶质浓度（盐度）的增加而增加。在 20°C 的时候，淡水具有 998 kg/m³ 的密度，而海水则具有大约 1030 kg/m³ 的密度。

对于给定了温度（°C）、盐度（psu）、压强（bars: 1bar = 10⁵ Pa）的分层中水的密度由适用于盐水密度的 UNESCO (1981) 状态方程所确定。

$$\rho(T,S,P) = \rho(T,S,0)/(1-P/K(T,S,P))$$

式中

$$\rho(T,S,0) = A + BS + CS^{3/2} + DS^2$$

	A	B	C	D
T ⁰	+999.8425	+8.245 × 10 ⁻¹	-5.725 × 10 ⁻³	+4.831 × 10 ⁻⁴
T ¹	+6.794 × 10 ⁻²	-4.089 × 10 ⁻³	+1.022 × 10 ⁻⁴	
T ²	-9.095 × 10 ⁻³	+7.643 × 10 ⁻⁵	-1.654 × 10 ⁻⁶	
T ³	+1.002 × 10 ⁻⁴	-8.246 × 10 ⁻⁷		
T ⁴	-1.120 × 10 ⁻⁶	+5.387 × 10 ⁻⁹		
T ⁵	+6.536 × 10 ⁻⁹			

且

$$K(T,S,P) = A + BP + CP^2$$

	A	B	C
T ⁰	19652.21+54.675S+7.944 × 10 ⁻² S ^{3/2}	3.240+2.284× 10 ⁻³ S+1.91075 × 10 ⁻⁴ S ^{3/2}	8.510 × 10 ⁻⁵ - 9.935 × 10 ⁻⁷ S
T ¹	148.421-0.604S+1.648 × 10 ⁻² S ^{3/2}	1.437× 10 ⁻³ -1.098 × 10 ⁻⁵ S	-6.123× 10 ⁻⁶ +2.081 × 10 ⁻⁸ S
T ²	-2.327+1.1× 10 ⁻² S-5.301 × 10 ⁻⁴ S ^{3/2}	1.161× 10 ⁻⁴ -1.608 × 10 ⁻⁶ S	5.279 × 10 ⁻⁸ +9.170 × 10 ⁻¹⁰ S
T ³	1.360 × 10 ⁻² -6.167 × 10 ⁻⁵ S	-5.779 × 10 ⁻⁷	
T ⁴	-5.155 × 10 ⁻⁵		

2.5 校核分层的稳定性

分层结构的稳定性通过比较各分层的密度来进行校核。此校核从表面层开始，比较它和下面紧靠它的分层的密度。如果上面分层的密度大于它下面分层的密度，将这两层进行组合，根据元素守恒控制方程对这两层的属性进行守恒运算，

且根据新的温度和盐度确定新的密度。然后将这层的密度与它下面那层的厚度相比较，重复此过程直到到达最低层。此过程保证密度分布图总是稳定的。

2.6 守恒定律

组合两个分层时，温度、盐分、能量和动量的守恒定律可以被概括如下：

$$C_i^* = \frac{C_i \Delta M_i + C_{i+1} \Delta M_{i+1}}{\Delta M_i + \Delta M_{i+1}}$$

其中下标代表分层的索引， C 是正在进行守恒运算的属性；为了温度守恒，以上假定比热是一个常数。

3. 表面热、质量和动量交换

3.1 引言

表面的热、质量和动量交换构成了 DYRESM 的主要驱动机制。正是这些表面的交换输入了使湖泊受热、混和和分层的大部分能量。这些表面交换包括由短波辐射穿透进入湖泊所导致的受热和由蒸发、显热（也就是从水表面到大气热对流）、长波辐射和风应力所导致的表面通量。

DYRESM 利用的气象数据可以是日数据或亚日数据。如果是输入的是日数据，除了短波和风速所有的数据在一天内都假定是均匀分布。一天内短波能量的分布以湖泊的纬度和年时刻为基础进行计算。风速可以是均匀分布，或者是运用一种简单的“风驼峰”分布。随后在这章中将详细描述。如果输入的是亚日数据，所有的数据在输入的时间步长内均匀分布。小于一日的时间步长必须大于（或等于）10 分钟（600 秒），且小于（或等于）3 个小时（10800 秒）。

短波辐射（280 纳米到 2800 纳米）通常直接量测。从云或者是大气中的水蒸气散发出来的长波辐射（大于 2800 纳米）可以直接测量或者是根据云量、空气温度和湿度进行计算。短波辐射的反射系数，或者叫反照率，根据湖泊的不同而变化，且依赖于太阳角度、湖泊颜色和表面波的状况。需要的数据如下：

属性	类型	单位
短波辐射	时间步长平均	W m^{-2}
长波 (云量、大气, 合计)	时间步长平均	W m^{-2}
空气的蒸气压	时间步长平均	h Pa
风速	时间步长平均	m s^{-1}
空气温度	时间步长平均	$^{\circ}\text{C}$
降雨	时间步长合计	m

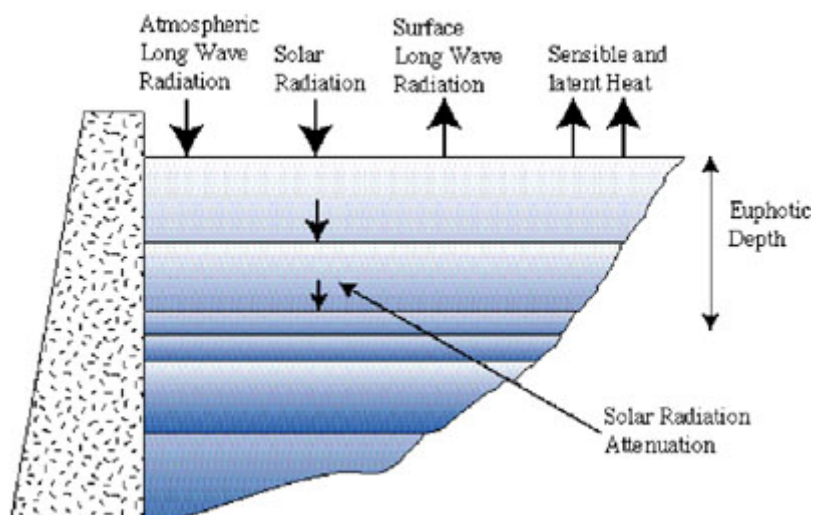


图 3.1. 表面能量通量交换

DYRESM 中利用的方法是先计算表面能量通量，然后从这些能量通量中推导出表面质量通量。

3.2 表面能量通量

3.2.1 确定太阳（短波）辐射通量

短波辐射可以分为可穿透性的和不可穿透性的，取决于波长。波长小于 700 纳米的辐射（光合有效辐射，或 PAR）被认为是可穿透性的，意思是说能量能够存在于水柱的所有分层中而不仅仅是表面的分层，已经通过实验发现这大约占有进入的太阳辐射的 45% (Gates 1966, Jellison 和 Melack 1993)。因此 DYRESM 假定进入的太阳辐射的 55% 是不可穿透性的，剩下的 45% 被均匀分布在整整个水柱中。所有其它的通量是非穿透性的，因此被吸收或者从表面分层散发出去。假定太阳（短波）辐射具有正弦分布，以正午为中心。如果运用日时间步长，对于一个 24 小时的时段，单位面积的总能量计算为日平均的 45% 并被传入热动力学程序：

$$Q_{sw(total)} = \int_{t_{SR}}^{t_{SS}} A \sin(\omega t - \beta) dt$$

以上等式中的各项表示如下：

$$\omega = \frac{\pi}{N_d \gamma},$$

式中 N_d 是一天的持续时间（以秒为单位）， t_{SR} 是日出的时刻， t_{SS} 是日落的时刻（都以秒为单位）， γ 是日照百分率（一天内有日照的百分率）

$$\gamma = \frac{t_{SS} - t_{SR}}{N_d}, \quad 0 \leq t_{SR} < t_{SS} < N_d$$

且

$$A = \frac{\omega Q_{sw(total)}}{2}$$

日照百分率以湖泊的纬度和年时刻为基础进行计算。日落时角先计算如下（TVA 1972, 公式 2.19; Henderson-Sellers 1986, 公式 A5）：

$$\cos(h_{SS}) = -\tan \theta \tan \delta$$

式中 θ 是湖泊纬度， δ 是太阳偏角，计算如下

$$\delta = 23.45 \left(\frac{\pi}{180} \right) \cos \left(\frac{2\pi}{365} (172 - D) \right)$$

式中 D 是一年里的一天数。于是日照百分率 γ 计算如下（TVA 1972, eqn 2.2）：

$$\gamma = h_{SS} / \pi$$

且假定一天以正午为中心对称，确定 t_{SR} 和 t_{SS} 。

注意对 t_{SR} 和 t_{SS} 的约束意味着此模型只适用于副极地纬度。也要注意日出和日落时的太阳高度角假定是 0 。 β (弧度) 项是一个相移来保证短波辐射曲线是以正午为中心对称分布。

$$\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma} - 1 \right) \pi$$

因此从 t_1 到 t_2 时刻之间 ($t_{SR} \leq t_1 < t_2 \leq t_{SS}$) 单位面积上存放的能量由下式给定：

$$Q_{sw(total)}(t_1, t_2) = A \int_{t_1}^{t_2} \sin(\omega t - \beta) dt$$

其最终结果是：

$$Q_{sw(total)}(t_1, t_2) = \frac{1}{2} Q_{sw(total)} (\cos(\omega t_1 - \beta) - \cos(\omega t_2 - \beta))$$

对于亚日气象输入数据，一个时间步长的短波辐射的值仅仅是从输入数据文件中取出。再一次，55%在表面层中被吸收，留下的45%根据比尔-朗伯特定律（Beer-Lambert law）分布。

下一步是考虑水表面反照率对短波辐射穿透的影响。我们定义

$$Q_{sw}(t_1, t_2) = (1 - r_a^{(sw)}) Q_{sw(total)}(t_1, t_2),$$

式中

$$r_a^{(sw)} = \bar{R}_a^{(sw)} + a^{(sw)} \sin\left(\frac{2\pi d}{D} - \frac{\pi}{2}\right), \quad Sth \text{ hemisphere}$$

$$r_a^{(sw)} = \bar{R}_a^{(sw)} \quad \text{Equator}$$

$$r_a^{(sw)} = \bar{R}_a^{(sw)} + a^{(sw)} \sin\left(\frac{2\pi d}{D} + \frac{\pi}{2}\right), \quad Nth \text{ hemisphere}$$

且 $\bar{R}_a^{(sw)} = 0.08$, $a^{(sw)} = 0.02$, D 一年内的标准天数 (=365), d 是本年里的天序数: $d \in \{1, 2, \dots, D\}$ 。

短波辐射根据比尔-朗伯特定律（Beer-Lambert law）穿透，从而

$$Q(x) = Q_{sw}(t_1, t_2) e^{-\eta_A x}$$

式中 x 是水面下的深度（从水库表面向下测量）， η_A 是衰减系数。

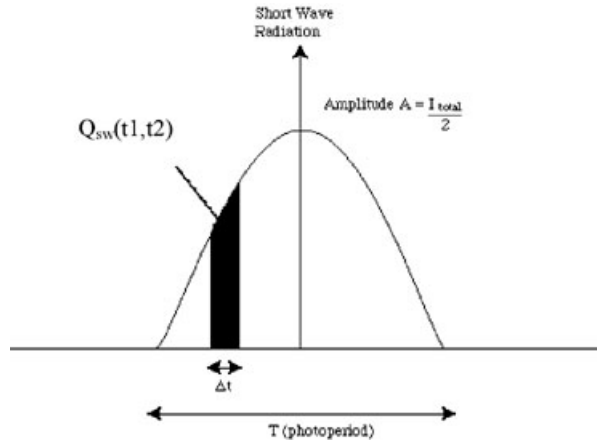


图 3.2. 应用日平均输入数据的短波辐射分布

这样，通过分层 j 的上部表面进入该分层的单位面积上的短波能量是

$$\Delta Q_j = Q_j - Q_{j-1}$$

或

$$\Delta Q_j = Q_j \left(1 - e^{-\eta_{A_j} \Delta z_j} \right)$$

上式中 η_{A_j} 是具有 Δz_j 厚度的第 j 分层的衰减系数，式中

$$\Delta z_j = z_j - z_{j-1}; \quad (z_0 = 0, z_N = H, \text{ where } H \text{ is depth of water})$$

为了加热的目的，我们假定所有的 ΔQ_j 都转化成热量。注意如果 $\Delta Q_j > 0$ ，热量存放；如果 $\Delta Q_j < 0$ ，热量从第 j 层释放。

3.2.2 确定长波能量通量

依据输入数据，长波辐射由三种方法之一计算。允许三种输入方法：入射长波辐射，净长波辐射和云量。

1. 入射长波辐射

应用入射的长波辐射需要考虑反照率和从水表面散发出来的长波辐射。对于日数据，一个时间步长内的入射长波辐射是

$$Q_{lw(incident)} = \dot{Q}_{lw(incident)} \Delta t$$

式中 $\dot{Q}_{lw(incident)}$ 是当天的平均长波辐射功率密度。对于亚日数据，一个时间步长内的入射长波辐射等于输入文件中的值。那么透过水表面的长波辐射是

$$Q_{lw} = (1 - r_a^{(lw)}) Q_{lw(incident)}$$

式中 $r_a^{(lw)}$ 是长波辐射的反照率，被视为一个常数 = 0.03 (Henderson-Sellers 1986)。

从水表面散发出来的长波辐射由下式给定 (TVA 1972, eqn 3.5)

$$Q_{lw(emitted)} = \varepsilon_w \sigma T_w^4$$

式中 ε_w 是水表面的发射率 (=0.96)， σ 是斯忒藩-斯波尔兹曼常数 ($\sigma = 5.6697 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2} \text{K}^{-4}$)， T_w 是水表面的绝对温度 (也就是表面层的温度)。

因此，时段 Δt 存放到表面层的净长波辐射能量密度是

$$Q_{lw} = (1 - r_a^{(lw)}) Q_{lw(incident)} - \varepsilon_w \sigma T_w^4$$

2. 净长波辐射

应用净的长波辐射需要考虑水表面的反照率。对于日数据，一个时间步长内的入射长波辐射是

$$Q_{lw(net)} = \dot{Q}_{lw(net)} \Delta t$$

对于亚日数据，一个时间步长内的入射长波辐射等于输入文件中的值。因此，时段 Δt 存放到表面层的长波辐射能量密度是

$$Q_{lw} = (1 - r_a^{(lw)}) Q_{lw(net)}$$

3. 云量

长波辐射也能从大气条件估计，应用云量分数 ($0 \leq C \leq 1$)

入射到水表面上的净长波辐射能量密度可以估计为：

$$Q_{lw(rad)} = (1 - r_a^{(lw)}) Q_{lw(air)}$$

式中 (TVA 1972, 方程 3.14, Fischer 等人.1979 方程 6.21)

$$Q_{lw(air)} = (1 + 0.17C^2) \varepsilon_a(T_a) \sigma T_a^4,$$

下标 **a** 指的是空气的属性。Swinbank (1963)指出:

$$\varepsilon_a(T_a) = C_\varepsilon T_a^2$$

式中 $C_\varepsilon = 9.37 \times 10^{-6} K^{-2}$ 。如同前面, 散发的长波是:

$$Q_{lw(emitted)} = \varepsilon_w \sigma T_w^4$$

因此净长波辐射是

$$Q_{lw} = (1 - r_a^{(lw)}) (1 + 0.17C^2) \varepsilon_a(T_a) \sigma T_a^4 - \varepsilon_w \sigma T_w^4$$

3.2.3 确定显热通量

时段 Δt 内来自湖泊表面显热损失可以写成为 (Fischer 等人. 1979 方程 6.19)

$$Q_{sh} = C_S \rho_A C_P U_a (T_a - T_s) \Delta t$$

C_S 为水表面上 10 米参考高度处风速的显热传递系数 ($= 1.3 \times 10^{-3}$), ρ_A 是空气密度, 单位是 $kg m^{-3}$, C_P 是恒定压力下的空气比热 ($= 1003 J kg^{-1} K^{-1}$), U_a 是 10 米“标准”参考高度处的风速, 单位是 $m s^{-1}$, 温度或者都以摄氏度为单位, 或者都以开尔文为单位。

3.2.4 确定潜热通量

蒸发热通量由下式给定 (Fischer et al. 1979 eqn 6.20)

$$Q_{lh} = \min \left(0, \frac{0.622}{P} C_L \rho_A L_E U_a (e_a - e_s(T_s)) \Delta t \right)$$

式中 P 是大气压，单位是百帕斯卡， C_L 是 10 米参考高度处风速的潜热传递系数 ($=1.3 \times 10^{-3}$)， ρ_A 是空气密度，单位是 kg m^{-3} ， L_E 水蒸发潜热 ($=2.453 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$)， U_a 是 10 米参考高度处的风速，单位是 m s^{-1} ， e_a 是空气的蒸气压， e_s 是水表面温度 T_S 下的饱和蒸气压；两个蒸气压都是以百帕斯卡为单位。条件是 $Q_{lh} \leq 0$ ，因此不考虑冷凝的影响。

饱和蒸气压通过 *Magnus-Tetens* 公式计算 (TVA 1972, 公式 4.1)：

$$e_s(T_S) = \exp \left[2.3026 \left(\frac{7.5T_S}{T_S + 237.3} + 0.7858 \right) \right]$$

式中 T_S 以摄氏度为单位， e_s 以百帕斯卡为单位。

这样，在时段 Δt 期间，存放到表面层中总的非穿透性的能量密度是

$$Q_{non-pen} = Q_{lw} + Q_{sh} + Q_{lh}$$

3.3 表面质量通量

3.3.1 潜热质量通量密度

由于潜热导致的表面层 (层序号 N) 的质量变化计算如下：

$$\Delta M_N^{(lh)} = \frac{-Q_{lh} A_N}{L_V}$$

其中 A_N 是表面层的表面面积， L_V 是水的蒸发潜热。

3.3.2 降雨

假定降雨的属性与表面层相同。对于日数据，每个时间步长的降雨输入是

$$r_h = R_h \frac{\Delta t}{N_d}$$

式中 R_h 是日总降雨深度。对于亚日数据，一个时间步长内的降雨等于输入文件中的值。表面层质量的变化是

$$\Delta M_N^{(rain)} = \rho_N A_N r_h$$

3.3.3 表面层总质量变化

时段 Δt 内表面层总质量变化是

$$\Delta M_N = \Delta M_N^{(lh)} + \Delta M_N^{(rain)}$$

在当前的模型中，此变化是由于纯水的蒸发和降水。

3.4 表面动量通量

3.4.1 风场

DYRESM 中的风场驱动着表面层剪切和潜热传递。对于日气象数据，输入到 DYRESM 中的风速是日平均（24 小时）风速。对于亚日气象数据，一个时间步长的风速简单的从输入 *.met 的文件中获取。

3.4.2 表面层剪切

模型中应用一个临界风速 U_{crit} ，超过它风就被视为驱动表面层运动。在 DYRESM 中此值被设为 3 ms^{-1} 。

由风导致的动量交换只有在风速超过临界值以后才开始产生，也就是当 $U_a > U_{crit}$ 。在这之前，对于所有分层，分层中的速度 U_i 被设为 0。风开始以后，表面层中的速度 U_N 计算如下（Fischer 等人, 1979 公式 6.54）：

$$U_N = \frac{u_*^2}{\Delta z_N} \Delta t$$

剪切速度从风速计算而来（Fischer 等人, 1979；第 191 页）：

$$u_* = \left(\frac{C_D \rho_a}{\rho_N} \right)^{1/2} U_a$$

式中 $C_D = 1.3 \times 10^{-3}$ ， ρ_N 是表面层的密度， A_N 是表面层的面积， $\rho_a = 1.2 \text{ kg m}^{-3}$ （空气密度）， U_a 是 10 米参考高度处的风速。

对于随后的时间，表面层的速度是：

$$U_N(t + \Delta t) = U_N(t) + \frac{u_*^2}{\Delta z_N} \Delta t$$

当风速增加到临界值以上时，此速度持续至 T_{sp} 。 T_{sp} 是剪切周期（在下面定义），并且是表面层剪切产生的持续时间。如果达到了时间 T_{sp} 同时风速仍然在临界值之上，分层的速度被设置成 0，算法按一个新的风事件开始。如果在剪切周期结束以前风速降到临界值以下，分层速度继续如上面一样产生直到达到时间 T_{sp} 。有可能输入的风速 U_a 在临界值之上，这种情况下，风将总是把动量输入表面层。

表面层以下分层中的速度通过分层合并发生变化，这具有通过水柱向下混和动量的效果。

应用混和算法以前，设定水柱的特征层风速。这些分层速度取决于风应力和一个剪切周期内的时间位置（如果剪切发生）。剪切周期的上限是

$$T_{\max,sp} = \min(T_{\text{limit}}, T_{\text{cor}}),$$

式中 T_{cor} 是基于科里奥利效应的周期：

$$T_{\text{cor}} = \frac{N_d}{\sin|\theta|},$$

式中 θ 是纬度， N_d 是一天内的秒数， T_{limit} 是模型中剪切周期最大允许的界限，其当前被设定为 7 天。

模型中用到的剪切周期定义如下：

$$T_{sp} = \min\left(\frac{T_i}{4}, T_{\max,sp}\right),$$

式中 T_i 是内在的湖面波动周期，计算如下：

$$T_i = \frac{L_N}{2c},$$

式中 L_N 是流域长度尺度 ($\equiv A_N^{1/2}$)， c 是单节湖面波动的相速度（Fischer 等人, 1979 公式 6.11）。

$$c = \left[\frac{g}{\rho_{hypo}} (\rho_{hypo} - \rho_{epi}) \left(\frac{\Delta z_{epi} \Delta z_{hypo}}{\Delta z_{epi} + \Delta z_{hypo}} \right) \right]^{1/2}$$

式中 g 是重力常数, epi 指代温水层, $hypo$ 指代均温层, ρ 是体积平均的分层密度, Δz 是分层厚度。此模型中温水层和均温层的定义在接下来的章节中描述。

3.5 表面层网格重生成

当模拟深湖泊时也许会出现一个技术问题。为了使分层数目不变得异常大（并且因此而增加运算时间），用户被迫将最大的分层尺寸设置成一个很大的允许厚度。那么表面层也许会太厚而不能保证对表层水进行精确的热力学计算。

为了在具有很大的最大分层厚度时保证精确的表面层热力学计算，DYRESM 对水体顶部进行网格重生成以确保这部分水柱具有一个足够高的分辨率来使“优良”的热力学计算成为可能。表面层的网格重生成在进入水体的能量分布发生之前发生。

3.6 大气稳定性和表面交换

大家都知道的一个导致上述热和动量传递发生变化的因素是空气柱的稳定性和水的糙率（Imberger 和 Patterson 1990），这具有改变交换系数 C_S , C_L 和 C_D 的效果。

如果气象传感器被安装在湖表面上内部边界层以内，并且数据是以亚日的时间间隔来收集的，就要适当的考虑空气柱的稳定性对表面交换的影响。DYRESM 利用 Hicks 的迭代程序（1975）来计算这些值，如 Imberger 和 Patterson（1990，第 329 页）所叙述的一样。用户可以查阅这些参考书目来多得更多的信息。

4. 表面混合模型

4.1 机理

DYRESM 中，可用三种机理来进行表面层的混和：

1. 搅动—此机理中来自风应力的能量被施加于表面层；
2. 对流翻腾—此机理中，能量的释放来自于由高密水降落到一个较低的水平面而产生的势能的减少；和
3. 剪切—此机理中，动能在水柱中从上面的分层到下面的分层传递。

4.2 方法

表面层混和模型以可利用的动能和势能为基础，利用简单的能量变量来混和水柱。混和从自由表面开始，依靠一层接一层的质量和动量守恒来完成。方法是比较可用来混和两个分层的能量与混和这两个分层所需要的能量。如果有足够的能量，分层进行混和，然后任何额外的能量可用来混和随后更深的分层。当没有足够的能量可被用来混和更深的分层时，混和停止。任何剩余的混和能量被带出来进行下一个时间步长的混和。

此模型的符号规定是这样的：如果 $E_i^{(req)} < 0$ （即混和分层 i 和分层 $i-1$ 所需要的能量为负）那么能量在混和过程中释放；如果 $E_i^{(req)} > 0$ ，需要用此能量来进行混和。在任何时候，可用来混和的能量 $E^{(avail)}$ 必须为非负。

4.3 所需能量

我们定义 M_i 为分层 i 的质量， U_i 为分层特征速度， ΔP_i 为势能变化， ΔK_i 为动能变化，且 ζ_i 为分层 i 质量中心的高度。上标*代表一对分层被（概念上的）混和后所测量的属性。按照这里利用的形式进行混和后，分层也不被重新编码。对于一对分层混和，势能和动能的变化是

$$\Delta P_i = g \{ (M_i + M_{i-1}) \zeta_{i-1}^* - (M_i \zeta_i + M_{i-1} \zeta_{i-1}) \} \quad \forall i \in \{2, 3, \dots, N\}$$

$$\Delta K_i = -\frac{1}{2} \frac{M_i M_{i-1}}{M_i + M_{i-1}} (U_i - U_{i-1})^2 \quad \forall i \in \{2, 3, \dots, N\}$$

式中对于某一参数 X ， $\Delta X \equiv X_{final} - X_{initial}$ ，且 N 指代表面层。也要注意 $\Delta K_i \leq 0$ 。

这样，混和这两个分层所需要的能量是

$$E_i^{(req)} = g \left\{ M_{i-1}^* \zeta_{i-1}^* - (M_i \zeta_i + M_{i-1} \zeta_{i-1}) \right\} - \frac{1}{2} \frac{M_i M_{i-1}}{M_{i-1}^*} (U_i - U_{i-1})^2$$

式中

$$M_{i-1}^* = M_i + M_{i-1}$$

是混和两个先前的分层后新的分层的质量。

4.4 可利用的能量

在表面分层，可用来混和的能量是 $E^{(stir)}$ ，也就是由于风的作用而产生的搅拌能，此能量只被引进表面分层，且对于一个时间步长 Δt 由下式（Imberger 和 Patterson 1981, Imberger 和 Hamblin 1982, Imberger 1985）给定：

$$E^{(stir)} = \eta_S \rho_N A_N u_*^3 \Delta t$$

4.5 混和

由于 $\Delta K_i \leq 0$ ，能量被释放（或至少不需要来进行动能的改变）来进行混和。必须引入一个效率因数 η_K ，因为并不是所有被释放的能量都可用来进行混和。类似的，如果 $\Delta P_i < 0$ ，必须引入一个效率因数 η_P 。如果 $\Delta P_i \geq 0$ ，那么需要能量来进行混和—在这种情况下效率因数是一个统一值，因为所有进行混和所需要的能量必须都被输入。因此，

$$E_i^{(req)} = \begin{cases} \eta_K \Delta K_i + \eta_P \Delta P_i, & \Delta P_i < 0 \\ \eta_K \Delta K_i + \Delta P_i, & \Delta P_i \geq 0 \end{cases}$$

4.6 开始条件

对于每个时间步长，计算 $E^{(stir)}$ 并且将任何从先前的那个时间步长带过来的能量加到它里面来得到 $E^{(aval)}$ 。如果

$$E_N^{(avail)} \geq E_N^{(req)}$$

那么混和分层 N 和分层 $N-1$ ，否则中止混和。任何此混和过程剩余的能量和 $E^{(avail)}$ 加到一起，与 $\Delta E_{N-1}^{(req)}$ 进行比较来确定是否混和分层 $N-1$ 和 $N-2$ 。此过程持续至 $E_i^{(avail)} < E_i^{(req)}$ ，在这时此时间步长的混和停止。任何 $E^{(avail)}$ 中的能量被带到下一个时间步长。

4.7 温水层和均温层信息

混和发生以后，储存温水层和均温层的高度和密度以便于下一个时间步长中可能的应用以及剪切时期的计算中的应用。温水层的高度和密度值是那些新混和的和变深的表面层的值。均温层的高度和密度值被认为是那些新混和的表面分层的下面分层的值。

4.8 底部应力

如果要用 CAEDYM 来模拟水质，需要计算底部应力的值，然后将它传送到 CAEDYM 模型中描述再悬浮作用。这需要分别确定温水层和均温层的水流速度 U_E 和 U_H 。从刚完成的混和过程，可以得到 U_E 的值，且此值等于表面层的速度 U_N 。

表面层中的速度用下式计算：

$$U_H = \begin{cases} \frac{U_E h_E}{h_H}, & h_E < h_H \\ U_E, & h_E \geq h_H \end{cases}$$

其中 h_H 和 h_E 分别是均温层和温水层的厚度。第一个条件是从一个矩形盆地的体积守恒得到，同时考虑第二个条件是为了在混和层是水柱的支配部分时避免 U_H 值为一高而不切实际的值。

现在温水层和均温层底部应力的值能够直接计算：

$$\begin{aligned} \tau_E &= C_{D,bottom} \rho_E U_E^2 \\ \tau_H &= C_{D,bottom} \rho_H U_H^2 \end{aligned}$$

式中 $C_{D,bottom}$ 是底部阻力系数。

5. 入流动力学

进入 DYRESM 中的入流可能是地表或地下水流。地表水流将来自于一条河流或溪流，然而地下水流可能是由于地下水或者管道入流。与入流水平面处的环境流体相比，地下入流可能轻一些或重一些，因此对于这两种情况使用不同的算法。对于一个重的地下入流，采用与地表入流模型相同的算法。

5.1 地表入流

5.1.1 引言

表面入流过程可以被划分为三个阶段。当一股水流进入湖泊的时候它将推动它前面停滞的水体直到由于可能出现的密度差而导致的浮力作用变得足够大来制动此水流。在这里如果入流比水库水体轻则它漂浮到水库表面，或者是如果它比较重，则它在水库水体下面入侵。如果水库的入口点是一个定义得很好的淹没河谷，那么河谷这边将限制入流，且一条入侵线将在水库那边可见，在此处，河流的水体均匀淹没并且在河槽中以一种一维方式向下运行。

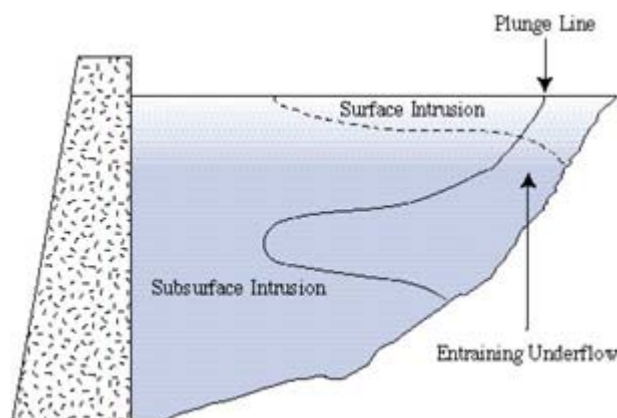


图 5.1 可能的河水入流模式

可能的入流情景在图 5.1 中示意性的表示出来了。现在这些不同的入流模式必须根据模拟方法来进行考虑。

5.1.2 初始化

对于所有的入流，河床阻力系数 C_D 、入流的倾角 ϕ 、水流的半角 α 以及卷吸系数常数 ϵ 都被读入。卷吸系数由下式 (Dallimore 等人 2001) 给定：

$$E = \frac{C_K C_D^{3/2} + C_S}{R_{in} + 10(C_K C_D^{3/2} + C_S)}$$

式中 C_D 是阻力系数, C_K 和 C_S 是形状参数且分别被固定成 2.2 和 $1e-4$, R_{in} 是入流的总体里查森数且由下式 (Fischer 等人, 1979 公式 6.105) 给定:

$$R_{in} = \frac{4E + 5C_D / \sin \alpha}{5 \tan \varphi - \frac{8}{3} E}$$

在模拟开始的时候, 对于每个入流, 方程 (5.1) 和 (5.2) 同时被解一次来为剩余的模拟给出参数 E 和 R_{in} 。

5.1.3 下行流

一旦入流的河水越过入侵线它将继续沿着河槽向下流动, 同时在它向坝墙运动时卷吸水库水体。下行流的时间可能是几天并且在此下行流过程中由于卷吸水库水体进入入流体积而使其更进一步复杂。

在入侵进入湖泊开始的时候, 入流的初始厚度 h_0 由下式给定(基于 Imberger 和 Patterson 1982 年的公式 58)

$$h_0 = \left(\frac{2\dot{Q}_{alq}^2 R_{in}}{g' \tan^2 \alpha} \right)^{1/5}$$

式中

$$g' = \frac{\rho_{inflow} - \rho_{surface}}{\rho_{inflow}} g$$

是约化重力, \dot{Q}_{alq} 是当天入流的体积流率 ($m^3 s^{-1}$), 且 alq 表示当天入流的等分体。

随着等分体向下流动, 它从它流过的每一个分层卷吸水体, 这样改变了等分体的属性。从一个分层卷吸进入向下流动的等分体中的总水量由等分体的锋面厚度和当前体积确定。底流等分体体积 Q_{alq} 中的增量 ΔQ_{alq} 由体积守恒给定 (Imberger 和 Patterson 1981 公式 57):

$$\Delta Q_{alq} = Q_{alq} \left(\left(\frac{h}{h_{prev}} \right)^{5/3} - 1 \right)$$

式中 h_{prev} 是先前一个分层的锋面厚度， h 是卷吸之后当前分层的锋面厚度。卷吸之后的高度 h 由下式给定（假定三角形的横断面，此处 $a = h_2 \tan \alpha$ ）（Fischer 等人 1979，公式 6.112）：

$$h = 1.2Es + h_0$$

其中 s 是从表面开始的坡面距离。

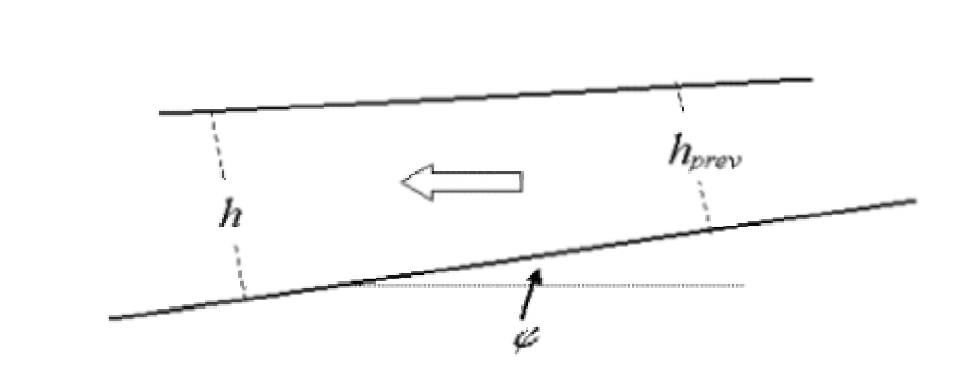


图 5.2 下行流等分体的示意图

对于每个分层重复卷吸过程直到等分体到达中性浮力水体中的一个位置（或者是湖底），在此处水体中产生一个分层且被充满等分体。

5.1.4 插入

由方程（5.5）给出的卷吸导致了倾伏入流密度的减小直到在某一水平面入流水体和水库水体密度达到平衡且入流穿透水库。

5.1.5 解决方法

5.1.5.1 引言

河水入流进入水库的入口用将某一体积插入到在合适高程处一些存在的分层中来进行模拟。如果分层体积变得过大，新的分层形成。这些分层增加的体积导致了它们上面分层向上运动，减小这些向上运动分层的厚度来与给定的“体积—深度”关系相一致，以此来适应体积的增加。

5.1.5.2 步骤 1: 初始化

入流的体积 Q 、温度 T 、盐度 S 和密度 ρ 等属性被初始化成相应的河流的值，然后利用 2.4 节中定义的 UNESCO 状态方程计算入流的密度 ρ ，之后将入流的密度与表面层的密度做比较。

如果 $\rho_{inflow} \leq \rho_{surface}$ ，那么总体积被加入顶部分层，计算一个新的表面水平面和属性，控制器返回到主程序。

如果 $\rho_{inflow} > \rho_{surface}$ ，那么底流发生，卷吸计算成为必须。

5.1.5.3 步骤 2: 卷吸计算

对于每一次入流计算卷吸体积 ΔQ 。来自于与底流邻近的分层的卷吸水体由方程 (5.5) 计算且这部分水量被加入到入流体积 Q 中。调整水流属性并将此密度与下一个更低的分层进行比较。如果入流密度比较小，一个新的分层产生并被充满入流等分体。否则，重复此过程直到特定的入流到达它的中性浮力面或者到达了底部。每一次入流及时到达它的中性浮力面。

5.1.5.4 步骤 3: 插入

如果入流已经到达了中性浮力面，它即刻作为那个高程处的一个新的分层被插入。以为模拟设定的分层限制为基础，对分层合并进行分层结构的校核。

5.2 地下入流

5.2.1 引言

根据入流是比入流深度处的环境水体轻还是重地下将入流过程被分开。对于一个高密入流，沿用上面概述的表面入流模型；对于一个浮力地下入流，此水流被作为一个简单的、具有圆形断面的单相羽流进行模拟。当由于卷吸水体使由密度不规则而产生的向上的浮力通量变成零的时候，羽流插入。

5.2.2 初始化

靠首先计算在入流高程处由入流等分体和环境流体之间的密度差异而产生的向上的浮力通量来将羽流初始化，如 (Fischer 等人 1979, 公式 9.7)

$$B_i = g \left(\frac{\rho_i - \rho_{inf}}{\rho_i} \right) Q_{inf}$$

其中 Q_{inf} 是入流流量 (m^3s^{-1})， ρ_{inf} 是入流水体密度， ρ_i 是入流高程处分层 i 的环境流体密度。

羽流(入流加上卷吸的水体)的流量计算如下(Fischer 等人 1979, 公式 9.28, 9.30, 9.107)：

$$Q_P = \alpha \frac{6\pi}{5} b_1 L_R B^{1/3} (z_i - z_{inf})^{5/3} + Q_{inf},$$

其中 B 为浮力通量 [m^4/s^3]， z_i 是分层高程， z_{inf} 是入流处的高程， b_1 是一个常数 (等于 4.7—Fischer 等人 1979, p329)， L_R 是羽流幅形比 (即羽流半径比羽流长度，假定成一常数 0.1)， α 是卷吸系数，此值已经通过实验发现是 0.083。

5.2.3 后发卷吸

分层 i 中卷吸体积的流量计算如下：

$$Q_P = \alpha \frac{6\pi}{5} b_1 L_R B_i^{1/3} (z_i - z_{i-1})^{5/3} + Q_{P,i}$$

其中对于卷吸水体浮力通量是

$$B_i = g \left(\frac{\rho_i - \rho_P}{\rho_i} \right) Q_P,$$

5.2.4 卷出作用

当浮力通量变为零或者负值时，或者羽流到达水表面，卷吸的水体即刻被卷吸进入当前分层。对于这种羽流到达表面的情况，一个只包含羽流水体的新的分层在水库的表面上产生。

6. 出流动力学

“出流”项指的是抽水和溢流的组合。

6.1 抽水

对于每个出口实行如下算法：

1. 确定出口的水平面，从与这个出口相邻的分层取出需要的水量 Q 。
2. 如果 Q 超过此分层的体积，那么水就从这个出口上面连续的分层中取出直到需要的水量 Q 从水柱中去除。
3. 在每一分层改变后重新确定分层的结构。

6.2 溢流

所有坝顶高程以上的水从水体顶部去除。如果起初坝顶高程以上有不止一个分层，那么坝顶高程以上的所有分层都被去除，并且剩余那个分层的一部分也被去除以使余下的水体的表面高程等于坝顶高程。

6.3 数据输出

被用户选出来将在模拟过程中输出的水体属性（比如温度、溶解氧, FE）不但对于水柱要输出，而且对于每个抽水和溢流“事件”（也就是对于每个时间步长和每次“事件”的水等分体）也要输出。对于每个出流等分体，体积被写入程序输出当中，被选择的水体属性也是如此。如果对于一个等分体，需要来自不止一个分层的水，那么相应的等分体属性是每个属性的平均值。

7. 均温层混和

7.1 引言

混和分层算法允许计算温跃层的温度。温跃层下面是组成均温层的水体。均温层中的密度梯度尽管小却有一个稳定的作用，因此均温层中的垂向混和小。

发生在湖泊均温层中的混和机制可以分成大致三大类（Imberger 和 Patterson 1981）。第一，在恰当的条件下，内波的相互作用导致一种波长的波在其它波长的波消减的基础上增长直到破碎发生。第二，靠长的和短的内波的结合，当地剪切也许会增加到这样一个水平以至于开尔芬-亥姆霍兹翻腾能够发生。第三，靠在临界的分层吸收波能产生重力翻转。

由于内波动力学的特性，一个试图描述这些过程的模型将会很复杂并且难以验证。为了避免这些复杂性，DYRESM 采用了参数化的方法来模拟湖泊均温层中的这些混和过程。

在 DYRESM 中，均温层的混和被分成两个部分：1) 内部混和和 2) (深海底的) 边界层混和。这两种机制在 DYRESM 中每天只调用一次（在每天开始的午夜）。

1. 当前对于深海底的边界层混和用户指定一个边界层厚度。这样对于每个均温层分层可以确定一定体积的水。水等分体从相应的分层中去除，然后被混和到温跃层区域。这模拟了深海底的边界层的行为（Lemckert 等人,2000）。
(注意：DYRESM 的下一个版本（在 2003 年中可以得到）将使此机制完全被参数化—也就是说将去除用户指定边界层厚度的要求)。
2. “内部混和”包含了两种混和机制一起的效果：分子扩散和剪切混和。
对于每个分层一个计算比例的体积被去除并立刻转移到它上面的那个分层。类似的，同样的体积从上面的分层混和到当前相关的分层。

7.2 解决方法

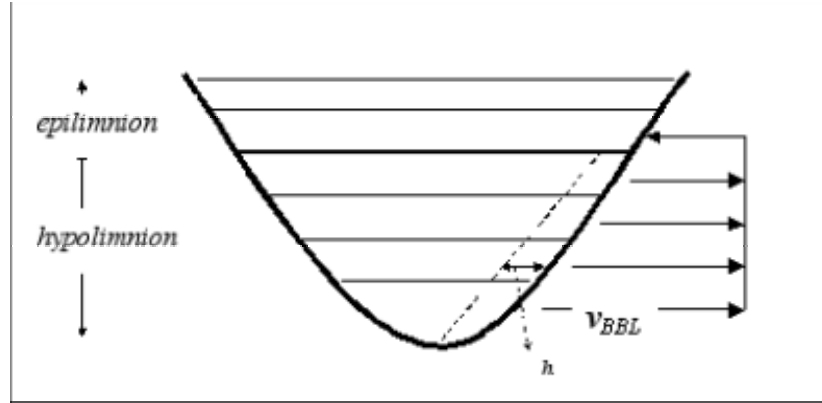
深海底边界层的抽吸和内部混和每天进行一次并且在每天开始的时候进行。首先计算深海底边界层混和，接下来计算扩散。只要水柱在一天开始的时候是充分混和的，这两种机制就不被调用。

7.2.1 深海底边界层 (BBL)

计算每个均温层分层的体积。然后一个等分体合适的体积从每个均温层分层中去除并被混和到最低的温水层分层。第 i 个分层的体积被认为是

$$v_{BBL,i} = (A_i - A_{i-1})h$$

式中 h 是用户提供的边界层的厚度。



7.2.2 内部混和

DYRESM 利用 Lake Number (L_N) (Imberger 和 Patterson, 1990; 公式 2.7) 和水柱的浮力频率来确定从一个分层混和到另一个分层的水量。Lake Number 是利用它的参数的日平均值每天计算一次; N^2 是在水柱的所有分层边界进行计算。

从分层 i 转移到分层 $i+1$, 同时从分层 $i+1$ 转移到分层 i 的水的体积由下式给定:

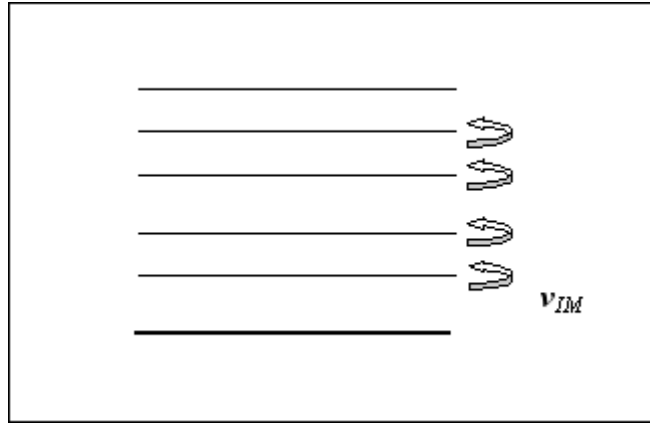
$$v_{IM,i} = f v_i$$

用下面参数确定混和分数 f :

$$f = \frac{200 N_i^2 K_M \Delta t}{L_N N_{MAX}^2 \left(\frac{\delta_i + \delta_{i+1}}{2} \right)^2}$$

式中 Δt 是模型的时间步长, K_M 分子热扩散率, δ_i 和 δ_{i+1} 分别是分层 i 和 $i+1$ 的厚度。将最大浮力频率 (N_{MAX}^2) 正态化的目的是为了保证水柱中的内部混和在季节性温跃层中达到最大。通过拟和一系列湖泊中野外估测涡扩散系数和 Lake Number 之间的关系已经确定了 200 这个系数 (Yeates 和 Imberger 2003)。

混和过程从底部的分层开始并且继续向上至紧接着的次表面分层。



8. 人工去层理作用

当前 DYRESM 可以模拟两种去层理作用系统—气泡羽流扩散器和带导流管的表面机械混和器（叶轮）

- 气泡羽流扩散器由一个在水面下的多孔管组成，通过它将压缩空气压入。随着空气在水柱中上升，它卷吸流体并混和水柱。
- 带导流管的表面机械混和器由一个安装在表面且垂直向下的大叶轮构成。叶轮周围是一个非穿透的幕（一个导流管），通过它将水推进直到在导流管末端溢出。一旦到达导流管末端，水向上升，卷吸周围水体并且混和水柱。

DYRESM 允许去层理作用系统夜间、白天或者 24 小时 Y 运转。去层理系统可能由起泡器和叶轮装置组成。

8.1 气泡羽流扩散器

8.1.1 引言

DYRESM 模型中的气泡羽流去层理作用使用简单的浮力羽流方程，假定羽流是圆形羽流且无相互作用。将空气抽入深处，然后通过一个扩散器释放入水柱。气泡卷吸周围水体上升，当由空气气泡产生的向上的浮力通量等于由卷吸的周围水体的重力作用而产生的向下的力时，气泡羽流摆脱卷吸水体。这些水体不经卷吸，立即直奔中性浮力面。

随后气泡羽流又一次开始卷吸周围水体直至它到达另一个表面，在该表面上所有卷吸水体被羽流摆脱并又一次直奔中性浮力面。

起泡器在模型的亚日时间步长上运行。

8.1.2 初始化

首先通过计算由空气产生的向上浮力通量来初始化起泡器，根据（Fischer 等，1979，公式 9.7）：

$$B_{air} = gQ_{diff}$$

注意空气流量**必须**是扩散器水平面处的流量，而不是进入压缩机的大气流量。我们可假定空气是理想气体并能根据下式（Wallace 和 Hobbs 1977，第 89 页）进行绝热压缩，以此来对上述问题进行修正：

$$Q_{diff} = Q_{air} \left(\frac{P_{air}}{P_{diff}} \right)^{0.71}$$

式中 Q_{air} 为进入压缩机的大气流量， P_{air} 为大气压（通常取为 101.3 kPa）， P_{diff} 为由大气和水深决定的扩散器水平面处的压强， Q_{diff} 为扩散器释放的空气流量。

一旦 Q_{diff} 的值被代入到模型，即可用该值除以出口（集束）的个数来确定每个出口的流量。随后所有的计算都基于一个出口，然后乘以出口总数来得到去层理系统的总作用。

卷吸水体的流量由下式（根据 Fischer 等, 1979, 公式 9.28、9.30 和 9.107）计算：

$$Q_p = \alpha \frac{6\pi}{5} b_1 L_R B^{1/3} z^{4/3}$$

式中 B 为浮力通量 [m^4/s^3]， z 为底层厚度 [m]， b_1 为一个常数（等于 4.7，根据文献：Fischer 等 1979, 第 329 页）， L_R 是羽流幅形比（即羽流半径与羽流长度之比，假定为一常数 0.1）， α 为卷吸系数。

8.1.3 后发卷吸

第一步计算空气流量。压强减小会导致气泡的绝热膨胀，因而空气流量将增加。第 i 层空气新的流量（由于绝热膨胀）可以计算如下：

$$Q_i = Q_{i-1} \left(\frac{P_{i-1}}{P_i} \right)^{0.71}$$

式中第 $(i-1)$ 层指第 i 层的下一层，压强 P 单位为帕斯卡。

空气气泡和卷吸水体的组合浮力通量计算如下：

$$B_i = gQ_i - g \left(\frac{\rho_i - \rho_p}{\rho_i} \right) Q_p$$

式中 ρ_i 是当前层的密度， Q_p 是卷吸水体的流量。第二项为由受羽流拖曳作用卷吸的水体所导致的浮力通量的减少量。

第 i 层卷吸水体的流量计算如下：

$$Q_P = \alpha \frac{6\pi}{5} b_1 L_R B_i^{1/3} (z_i^{5/3} - z_{i-1}^{5/3}) + Q_{P,i}$$

8.1.4 卷出作用

当组合浮力通量（方程 8.5）变成负值时，被卷吸的水体从空气羽流中卷出，随后立即奔向中性浮力面。

随后羽流的特性被重新调整，空气继续上升并又一次开始卷吸水体。

8.2 带导流管的表面机械混和器

8.2.1 引言

假定水一从导流管出来就成为浮力羽流。当前的执行过程将不模拟射流行为，因此如果此模型被配置成射流有可能发生，将会产生不正确的结果。羽流被模拟成卷绕在导流管周围的线羽流，此处假定导流管是圆形的。

8.2.2 初始化

首先通过计算由于导流管里面的水体（假定和表面分层的水体具有相同的属性）和导流管底部的水体之间密度差异所导致的向上的浮力通量来将羽流初始化（Fischer 等人 1979, 公式 9.7）：

$$B = g \frac{\rho_{base} - \rho_{plume}}{\rho_{base}} \frac{Q_P}{\pi D}$$

式中 ρ_P 是羽流密度（最初假定成表面密度）， ρ_{base} 是导流管底部环境水体的密度， Q_P 是叶轮的日平均流量（ m^3s^{-1} ）， D 是导流管直径（m）。 B 的单位是（ m^3s^{-3} ），它描述了一个线羽流每单位长度上的浮力通量（Kotsovinos 和 List 1975 公式 2.8, Fischer 等人. 1979 表 9.3）。

由于卷吸水体导致的新流量计算如下（Fischer 等人. 1979 表 9.3, 也就是第 366 页）

$$Q_{P_i} = 3.32\alpha (\pi D) B^{1/3} \Delta z_j + Q_P$$

式中 Δz_j 是开始的分层厚度（导流管底部的分层厚度）， α 是卷吸系数，通过实验发现是 0.1024（Fischer 等人, 1979, 表 9.3, 来自 Kotsovinos）。由于导流管垂向上的障碍导致环境水体只能沿着羽流一边被卷吸，因此对于这个应用此数值减半。

8.2.3 后发卷吸

经过每个分层之后，计算新的羽流密度 ρ_P 。j 分层中的浮力通量 B_j 计算如下：

$$B_j = g \frac{\rho_j - \rho_{P_{j-1}}}{\rho_j} \frac{Q_{P_{j-1}}}{\pi D}$$

式中 (j-1) 代表当前分层下面的那个分层。新的羽流体积计算如下：

$$Q_{P_j} = 3.32\alpha(\pi D)B_j^{1/3}\Delta z_j + Q_{P_{j-1}}$$

8.2.4 卷出作用

当羽流达到中性浮力（即当浮力通量变成 0 时），羽流立刻被插入。由于羽流是单相的，卷出之后不用重新初始化，就像气泡羽流中发生那样。

参考书目

其它相关的参考文献可以在 [DYRESM 用户页面](#) 中找到。