

ТРАЕКТОРНО-ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕПЛООБМЕНА ОКЕАНСКОГО КОНВЕЙЕРА С ГЛУБИННЫМИ ВОДАМИ ОКЕАНА

A.X. Дегтерев

Морской гидрофизический институт
НАН Украины.

Севастополь, ул. Капитанская, 2.
E-mail: degsebal@gmail.com

Рассмотрен эффект обмена частицами воды через боковые границы ленты конвейера. Показано, что на характерных временных масштабах 100–200 лет происходит почти полное замещение частиц, начавших движение по ленте из района формирования глубинных вод, на частицы из прилегающих слоев воды. Сделан вывод, что температура воды в конвейере существенно зависит от начальной только в пределах Атлантического океана.

Теплообмен глубинного течения с окружающей его водной массой происходит за счет турбулентной теплопроводности, то есть путем турбулентного обмена через поверхность струи течения. В свою очередь турбулентное перемешивание вод в океане представляет собой сложный стохастический процесс, с трудом поддающийся теоретическому описанию. Еще сложнее описывать турбулентные процессы в глубинных слоях в связи с гораздо меньшей изученностью глубин океана по сравнению с поверхностными водами. Одним из возможных подходов в этом случае является применение метода Монте-Карло, позволяющего поставить в соответствие турбулентным пульсациям случайные блуждания жидких частиц с последующим осреднением гидрологических параметров по ансамблю частиц.

Традиционный полуэмпирический подход к описанию турбулентности состоит в использовании коэффициентов турбулентного обмена: A_L – для горизонтального перемешивания и A_z – для вертикального. Например, изменение концентрации примеси C , как функции времени t и координаты x в простейшем случае описывается одномерным уравнением турбулентной диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = A_L \frac{\partial^2 C}{\partial x^2}. \quad (1)$$

Если его записать в конечно-разностном виде, то получим соотношение вида:

$$\Delta x = \sqrt{A_L \Delta t}, \quad (2)$$

которое можно трактовать как зависимость смещения блуждающей частицы за промежуток времени Δt от коэффициента турбулентной диффузии. Величина Δx при этом описывает так называемый турбулентный скачок L . На самом деле можно показать, что среднеквадратичное смещение блуждающей частицы в одномерном случае равно $\sqrt{2A_L \Delta t}$, а в трехмерном рассчитывается по формуле [1]:

$$L = \sqrt{4A_L \Delta t}. \quad (3)$$

Заметим, что если для одномерной задачи случайность блуждания состоит в том, что частица может сместиться при каждом скачке как влево, так и вправо, то в процессе двухмерного и трехмерного блуждания случайными величинами для каждого скачка являются значения полярного и азимутального углов. Кроме того, в соответствии с теоремой Полиа в одномерном и двумерном случаях блуждающая частица с вероятностью 1 рано или поздно и потому бесконечное число раз возвращается в начальную точку, тогда как при трехмерном блуждании вероятность такого возврата равна лишь 0,35.

Близкий к описываемому подход к моделированию турбулентности ранее успешно применялся для описания, например, динамики газовых пузырьков в верхнем слое моря [1, 2]. При этом моделировалось движение реальных частиц – пузырьков. Однако тот же метод можно использовать и для описания движения воображаемых «жидких частиц». Тем более, что такого рода терминология широко используется в гидромеханике. Если описывается блуждание достаточно большой частицы, то в первом приближении можно не учитывать ее обмен с окружающей средой и считать, что ее свойства остаются прежними. Тогда изменение гидрологических параметров в данном месте связано просто с уходом оттуда одной частицы и приходом другой. В частности, таким образом можно проследить за изменением гидрологических пара-

метров в струе глубинного течения. С учетом сделанного выше замечания, в этом случае корректнее рассматривать влияние крупномасштабной горизонтальной турбулентности на параметры течения с большим сечением струи. В этом смысле «лента» океанского конвейера подходит для расчетов даже лучше, чем другие глубинные течения [3].

Для моделирования турбулентного переноса через боковые стенки течения по методу Монте-Карло решалась задача об изменении со временем плотности распределения частиц по оси x . В начальный момент задавалось равномерное на отрезке $(-d/2, d/2)$ распределение частиц воды внутри струи течения. Общее количество частиц, судьбы которых прослеживались в ходе одного численного эксперимента, составляло 10^6 . Поскольку при смещении вдоль течения частицы не покидают ее, то моделировалось только изменение координаты x , как показано на рисунке 1. С этой целью на каждом шаге по времени разыгрывалось направление турбулентного скачка в горизонтальной плоскости, то есть азимутальный угол φ . Для этого использовался датчик случайных чисел с равномерным распределением в диапазоне $(-\pi, \pi)$. Смещение частицы по оси x за временной интервал Δt рассчитывалось по формуле:

$$\Delta x = L \cdot \cos \varphi, \quad (4)$$

где длина турбулентного скачка определяется соотношением:

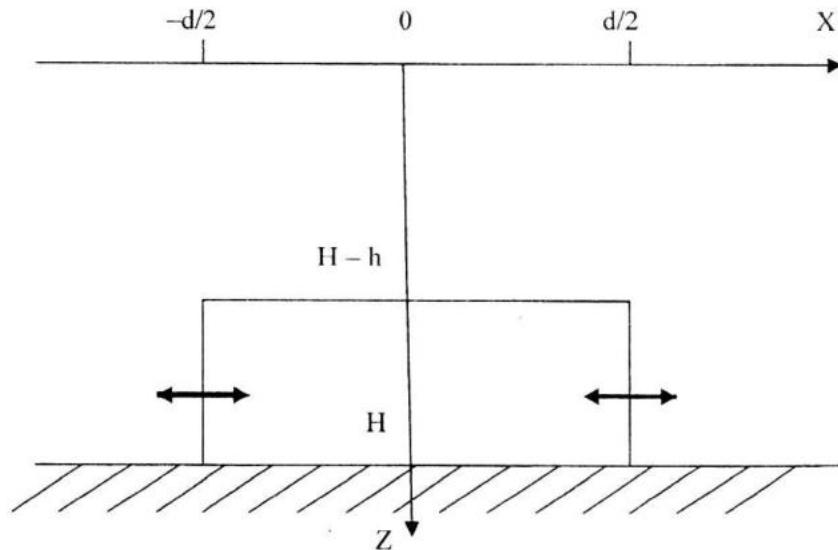


Рисунок 1 – Схема сечения «ленты» океанского конвейера

$$L = \sqrt{2A_L \Delta t}. \quad (5)$$

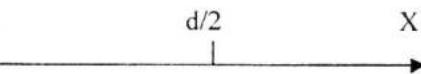
Значение коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии A_L принималось равным $10^7 \text{ см}^2/\text{с}$, ширина струи течения $d = 1000 \text{ км}$, ее толщина $h = 2 \text{ км}$ в соответствии с известными данными о параметрах океанского конвейера [4]. Шаг по времени $\Delta t = 3 \text{ месяца}$, таким образом данным параметрам модели соответствует длина турбулентного скачка $L = 125,5 \text{ км}$.

Проводилась серия численных экспериментов с частицами, которые первоначально находились внутри струи течения, разным экспериментам соответствовала разная начальная координата частицы. В ходе отдельного эксперимента рассчитывалось последовательное изменение координаты x одной частицы с заданной начальной координатой x_0 вследствие турбулентных скачков. Коллективные эффекты не рассматривались. После очередного i -го шага по времени координата этой частицы определялась по формуле:

$$x_i = x_{i-1} + \Delta x_i, \quad (5)$$

причем значение Δx_i рассчитывалось по формуле (4) на каждом временном шаге. В данной постановке задачи краевые эффекты не учитывались.

На рисунке 2 представлены полученные распределения первичных частиц по оси X для разных промежутков времени, прошедшего с момента формирования глубинных вод.



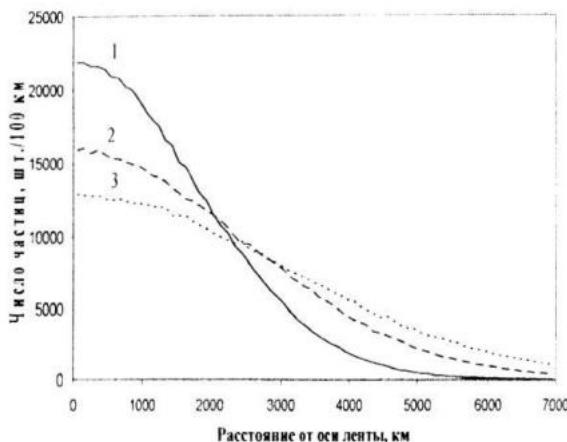


Рисунок 2 – Изменение распределения первичных частиц в сечении ленты конвейера со временем: 1 – через 100 лет, 2 – через 200 лет, 3 – через 300 лет

Зная скорость движения воды по ленте конвейера нетрудно поставить в соответствие этим временным интервалам пространственные, то есть расстояние, пройденное частицами вдоль ленты конвейера. Так, при средней скорости $v = 0,5$ см/с моменту $t = 50$ лет соответствует расстояние 8000 км. Таким образом, рисунок 2 можно интерпретировать как дисперсию начального распределения частиц по мере их удаления от района формирования глубинных вод. По ординате здесь отложена линейная плотность первичных частиц по оси x с пространственным разрешением 100 км. В начальный момент эта плотность задавалась $10^5/100$ км в интервале значений x от -500 до 500 км и была нулевой в остальной области значений x . Как видно из рисунка 2, на масштабах столетий происходит существенное уменьшение плотности первичных частиц внутри ленты – через 100 лет она уменьшается в 4,6 раза. При этом большая часть первичных частиц оказывается вне ленты, а их место в ленте занимают частицы из окружающей ее водной массы.

В ходе численных экспериментов задавалось время движения воды из района формирования глубинных вод, оно варьировалось от 5 до 300 лет. Уже через 15 лет половина первичных частиц вследствие хаотического перемещения покидало «конвейерную ленту» и далее не участвовала в этой схеме циркуляции. На выходе глубинной ветви конвейера из Атлантического океана их доля менее четверти, поэтому температура воды в ленте уже слабо зави-

сит от температуры воды в районе формирования глубинных вод. Таким образом конвейерный механизм не является основным для поддержания низкой температуры глубинных вод океана по всей трассе глубинной ветви океанского конвейера.

Тем не менее, представляет интерес оценить интенсивность выхолаживания океана за счет теплообмена с «лентой». Циркуляционный поток тепла оценим по формуле:

$$Q = F C \rho (T_k - T_{\text{га}}), \quad (6)$$

где C – теплоемкость и ρ – плотность воды. При интенсивности циркуляции в конвейере $F = 20$ Sv и разнице температур воды в конвейере и в глубинных водах ($T_k - T_{\text{га}} = 1$ °С получим $Q = 0,8 \cdot 10^8$ МВт. С другой стороны, для уменьшения температуры глубинных вод океана на $\Delta T = 5$ °С, что соответствует переходу к ледниковому периоду, необходимо изменение их теплосодержания на величину:

$$\Delta W = V C \rho \Delta T, \quad (7)$$

где V – объем глубинных вод Мирового океана. Оценка дает $\Delta W = 2 \cdot 10^{19}$ МДж, поэтому характерное время выхолаживания глубинных вод, вычисляемое как:

$$t = \Delta W / Q, \quad (8)$$

получается порядка 8000 лет, что сравнимо с продолжительностью межледниковых.

Л и т е р а т у р а

1. Дегтерев А.Х., Мордашев В.И. Траекторно-имитационное моделирование процессов переноса в геофизике. – Севастополь: Изд-во СевИГУ, 2008. – 97 с.
2. Thorpe S.A. A model of the turbulent diffusion of bubbles below the sea surface // Journal of Geophysical Research. – v. 14, № 5, 1984. – P. 841–854.
3. Анисимов М.В., Иванов Ю.А., Субботина М.М. Глубинная трасса глобального океанского конвейера // Океанология. – т. 42, № 3, 2002. – С. 325–336.
4. Анисимов М.В., Иванов Ю.А., Субботина М.М. Глобальный океанский конвейер // Океанология. – т. 42, № 5, 2002. – С. 645–649.