# И.П. Чубаренко

 $\Delta T(b) \Rightarrow$ 

 $\Delta p(X, Z,$ 

# ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ КОНВЕКЦИЯ

НАД ПОДВОДНЫМИ СКЛОНАМИ

И.П. Чубаренко

ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ КОНВЕКЦИЯ НАД ПОДВОДНЫМИ СКЛОНАМИ

I.P. Chubarenko HORIZONTAL CONVECTION ABOVE UNDERWATER SLOPES **Russian Academy of Sciences** 

P.P. Shirshov Institute of Oceanology Atlantic Branch

## I.P. Chubarenko

# H O R I Z O N T A L C O N V E C T I O N

### **ABOVE UNDERWATER SLOPES**

Kaliningrad Terra Baltica 2010 Российская Академия наук

Институт океанологии им. П.П. Ширшова Атлантическое отделение

## И.П. Чубаренко

# ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ КОНВЕКЦИЯ

### над подводными склонами

Калининград Терра Балтика 2010 Издание осуществлено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 10-05-07090



Рецензенты:

Б. И. Самолюбов, проф., д-р физ.-мат. наук, Московский государственный унивеситет им. М.В. Ломоносова В.Ю. Ляпидевский, проф., д-р физ.-мат. наук, Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

#### Чубаренко И.П.

Ч81 Горизонтальная конвекция над подводными склонами / Ирина Чубаренко. — Калининград: Терра Балтика, 2010. — 256 с.: ил. ISBN 978-5-98777-050-4

Естественный теплообмен через поверхность природных водоемов обусловливает возникновение и поддержание градиента температуры воды между мелкими и глубокими областями. Откликом бассейна на присутствие соответствующего градиента давления по горизонтали являются обменные течения, влияние которых выходит далеко за рамки мелководий, шельфов и подводных склонов. Сползание более плотных вод (каскадинг с шельфа и склонов), прибрежный апвеллинг термического происхождения, дневная/ночная циркуляция в прибрежной зоне и сезонный переход температуры воды через температуру максимальной плотности рассматриваются в книге с единых позиций — как разновидности горизонтальной конвекции в тонком слое с градиентом температуры/теплопотока/потока плавучести на границе.

Издание рассчитано на специалистов-океанологов, лимнологов, гидрофизиков, а также студентов и аспирантов соответствующих специальностей. Многочисленные примеры натурных наблюдений, описание качественных черт течений в лабораторных экспериментах делают его полезным и для экологов, биологов, специалистов смежных областей.

> УДК 551.465 ББК 26.221(0-2)

© Чубаренко И. П., 2010 © Терра Балтика, 2010

ISBN 978-5-98777-050-4

#### Содержание

| Предисловие   |
|---|
| Глава 1. Введение   |
| § 1.1. Горизонтальные градиенты температуры воды  |
| над подводными склонами природных водоемов  |
| § 1.2. Движения вод, вызываемые неоднородностью   |
| прогрева по горизонтали   |
| § 1.3. Горизонтальная конвекция и ее геофизические приложения:  |
| исторический аспект   |
| § 1.4. Исследования в бассейне с горизонтальным дном  |
| § 1.5. Исследования в бассейне с наклонным дном   |
| § 1.6. О сложившейся терминологии   |
| Глава 2. Прогрев и выхолаживание в бассейне с наклонным дном:   |
| теоретический анализ  |
| § 2.1. Склон, верхний слой, прибрежная и глубокая часть бассейна:   |
| геометрические соображения  |
| § 2.2. Механизмы формирования горизонтальных градиентов   |
| температуры воды над наклонным дном   |
| § 2.3. Переход от температуры и теплопотока на границе  |
| к плотности и потоку плавучести   |
| § 2.4. Характерные масштабы процесса развития   |
| и установления водообмена   |
| § 2.5. Горизонтальный водообмен в квазистационарном состоянии   |
| § 2.0. Блияние на водооомен других параметров и внешних условии 82  |
| § 2.7. Анализ уравнении движения  |
| у 2.8. Поле гидростатического давления в приорежной зоне  |
| 1 ри дифференциальном прогреве 59<br>8 9 9. Простая кинематинеская модель прибрежного                       |
| 9 2.5. простая кинематическая модель приорежного<br>выходаживания в отсутствие горизонтального обмена<br>95 |
| 8 9 10. Основные выволы 119   |
|   |
| плава 3. дестаонля прующий поток плавучести через поверлноств.  |
|   |
| § 5.1. Введение. Лаоораторная и численная модели  |
| у э.2. поле температуры воды  |
| s 3.4. Результаты инсленного молелирорания на треумерных  |
| у элт тезультаты числепого моделирования на трехмерных<br>гилродицамицеских моделях 188                     |
| пародппамизеских моделих  |

| § 3.5. Бассейн с наклонным дном остывает быстрее:   |      |
|---|------|
| лабораторный эксперимент  | 142  |
| § 3.6. Прогрев до температуры максимальной плотности  |      |
| в однородном и стратифицированном бассейне  | 145  |
| § 3.7. Холодные и теплые промежуточные слои конвективного   |      |
| происхождения в природных водоемах  | 150  |
| § 3.8. Основные выводы  | 168  |
| Глава 4. Стабилизирующий поток плавучести через поверхность:  |      |
| подъем вод над склоном  | 170  |
| 841 Ввеление  | 170  |
| § 4.9. Поле температуры волы  | 179  |
| § 4.3. Поле течений   | 174  |
| § 4.4. Численное моделирование  | 178  |
| § 4.5. Анализ данных натурных измерений   | 179  |
| § 4.6. Основные выводы  | 181  |
|   | 109  |
| глава 5. Смена знака потока плавучести по пространству: термооар  | 182  |
| § 5.1. Термобар: история исследования   | 182  |
| § 5.2. Термобар как проявление горизонтального водообмена   | 100  |
| конвективной природы  | 189  |
| <ul> <li>§ 5.5. Горизонтальные профили температуры воды и плотности</li> <li>§ 5.4. Подповерхностная струя, вдольсклоновое течение и обмен</li> </ul> | 194  |
| в промежуточном слое  | 196  |
| § 5.5. Зависимость скорости продвижения изотермы $T = Tmd$ от   |      |
| пространственного масштаба  | 199  |
| § 5.6. Скорость продвижения границы смены знака потока плавучести   | 0.09 |
| в оассеине с горизонтальным и вертикальным изменением солености   | 203  |
| у 5.7. Быводы и заключительные замечания  | 200  |
| Глава 6. Смена знака потока плавучести по времени:  |      |
| дневная / ночная циркуляция   | 211  |
| § 6.1. Дневная / ночная циркуляция: обзор опубликованных  |      |
| натурных исследований   | 211  |
| § 6.2. Динамика полей температуры воды и течений по результатам   |      |
| численного моделирования  | 216  |
| § 6.3. Анализ расхода горизонтальных течений  | 217  |
| § 6.4. Применение фазовых диаграмм для характеристики   | 010  |
| дневной / ночной конвекции  | 218  |
| § 0.5. Дневная / ночная циркуляция и летнии приорежный апвеллинг  | 220  |
| § 0.0. Общие черты горизонтальных конвективных течении  | 994  |
| при смене знака потока плавучести   | 444  |
| Заключение  | 225  |
| Приложения  | 229  |
| Список обозначений  | 231  |
| Сокращения  | 232  |
| Список литературы   | 233  |
| Предметный указатель  | 253  |

#### Contents

| <b>Preface</b>   |
|--|
| <b>Chapter 1. Introduction</b>   |
| <ul> <li>§ 1.1. Horizontal temperature gradients above underwater slopes<br/>of natural basins</li></ul>   |
| Chapter 2. Heating and cooling in a basins with sloping bottom:<br>theoretical considerations  |
| <ul> <li>§ 2.1. Slope, upper layer, coastal and deep parts of a basin:</li> <li>geometrical considerations</li></ul>   |
| <ul> <li>gradients above sloping bottom</li></ul>  |
| of the water exchange       73         § 2.5. Horizontal water exchange at quasi-steady state       76         § 2.6. Influence of other parameters and external conditions       82         § 2.7. Analysis of equations of motion       84         § 2.8. Field of hydrostatic processor in constal zone under conditions       84 |
| § 2.6. Field of hydrostatic pressure in coastal zone under containons         of differential coastal heating  |
| Chapter 3. Destabilizing buoyancy flux through the surface:<br>downwelling of the water above a slope  |
| <ul> <li>§ 3.1. Introduction. Laboratory and numerical models</li></ul>  |

#### Предисловие

У нас, живущих в XXI веке, есть очень простой способ увидеть проявление процесса, вынесенного в название книги: возьмите любой спутниковый снимок температуры поверхности природного водоема и убедитесь, что прибрежные воды практически всегда отличаются от вод открытой части. Почему так происходит и что из этого следует — основная тема данной монографии.

Дифференциальный прибрежный прогрев (понимаемый в самом общем смысле — как *изменение* температуры воды по мере приближения к берегу) часто наблюдается в непосредственных натурных измерениях, четко и повсеместно проявляется в среднемесячных и среднесезонных данных. Горизонтальные градиенты температуры воды обусловливают возникновение горизонтальных градиентов плотности и давления, а те, в свою очередь, вызывают и поддерживают мезомасштабный водообмен между прибрежными и глубокими частями водоема.

Точка зрения на роль таких обменных течений конвективной природы в общей динамике вод озер, морей и океана значительно изменилась за последние десятилетия. Ранее считалось, что подобные градиенты температуры локальны, неустойчивы и могут формироваться только в отсутствие ветра, а сколько-нибудь существенные движения возникают лишь в непосредственной окрестности источника/стока тепла. Накопившиеся к настоящему времени натурные данные, однако, не подтверждают этого: именно спецификой прогрева над подводными склонами обусловлены такие важные явления, как зимний каскадинг с шельфа и склонов, термобар, дневная/ночная циркуляция. В связи с этим, заново переосмысливается и весомость вклада разницы температур и теплопотоков между экватором и полюсом в глобальную термохалинную циркуляцию Мирового океана.

К настоящему времени различные виды движения воды, вызываемые разницей температур по горизонтали на границе бассейна или теплопотока через нее, объединены общим термином «горизонтальная конвекция», очень точно отражающим и пространственную протяженность явления, и физическую причину возникновения движений, и внутренне присущий им «всегданестационарный» конвективный характер. В представленной книге предпринята попытка обобщить аналитические, натурные, лабораторные, численные исследования многих авторов, изучавших горизонтальную конвекцию в бассейнах как с наклонным, так и с горизонтальным дном.

Важной особенностью изложения является переход от традиционного в океанологии и лимнологии описания рассматриваемых процессов в терминах теплопотока через поверхность и изменения температуры воды — к характерному для механики жидкости анализу на основе стабилизирующих/дестабилизирующих потоков плавучести и результирующей разности плотностей. Последовательность представления материала следует именно этой логике: сначала рассматриваются течения, возникающие над наклонным дном при дестабилизирующем и стабилизирующем потоке плавучести через поверхность, а затем — при переменном во времени и переменном по пространству потоке плавучести. Объектими исследования, тем не менее, остаются природные водоемы и явления, в них происходящие: каскадинг более плотных вод с прибрежных подводных склонов, апвеллинг термического происхождения, дневная/ночная конвекция, термический бар.

Во Введении (глава 1) собраны натурные примеры проявления как собственно дифференциального прибрежного прогрева в океане, морях, озерах и водохранилищах на различных пространственно-временных масштабах, так и движений, им вызываемых. Дается обзор работ по горизонтальной конвекции в бассейнах с горизонтальным и наклонным дном.

Глава 2 посвящена аналитическому описанию процесса. Обсуждается механизм формирования градиентов температуры над наклонным дном при выхолаживании и прогреве водоема через поверхность и причины возникновения движения с учетом возможного перехода температуры воды через температуру максимальной плотности. Проводится формальный переход к описанию процесса в терминах стабилизирующего/дестабилизирующего потока плавучести. Вводятся соответствующие задаче масштабы, анализируются уравнения движения. Исследуется масштаб величины горизонтального водообмена в квазистационарном состоянии. Оценки показывают, что в геофизических приложениях — для масштабов реальных водоемов и в условиях естественных вариаций внешнего потока тепла — важно не столько само квазистационарное состояние, сколько процесс его достижения. Показано, что основными безразмерными параметрами задачи являются соотношение вертикального и горизонтального пространственных масштабов (т. е. уклон дна A = D/L) и масштабов горизонтальной и вертикальной скоростей  $K_r = u / v$ . Если первый параметр — чисто геометрическая характеристика, то второй показывает интенсивность обмена: его текущее значение характеризует стадию развития процесса, т. е. меру приближения существующей циркуляции к потенциально возможной при данных условиях квазистационарной. Их произведение по физическому смыслу оказывается некоторым аналогом числа Рэлея и показывает соотношение переноса массы горизонтальными и вертикальными движениями.

Главы 3 и 4 посвящены анализу водообмена при дестабилизирующем и стабилизирующем потоках плавучести, что приводит соответственно к опусканию (каскадингу) и подъему вод в области над склоном. Исследуются характеристики полей температуры воды и течений. Обобщаются материалы лабораторных экспериментов, натурных экспедиционных исследований, анализируются среднемесячные и сезонные поля температуры воды, численные расчеты (в гидростатической и негидростатической постановке, с учетом и без учета влияния вращения Земли) для модельных бассейнов разного пространственного масштаба. Наряду с хорошо известными явлениями обсуждаются и малоизученные ситуации каскадинга при ранневесеннем прогреве до температуры максимальной плотности, каскадинга в промежуточные слои, апвеллинга термического происхождения; анализируется сравнительный вклад вод шельфа и склона в общую циркуляцию.

В главах 5 и 6 рассматриваются явления, обусловленные сменой знака потока плавучести. Наиболее важными из них в геофизических приложениях являются сезонный переход через температуру максимальной плотности, который сопровождается формированием термического структурного фронта (термобара; глава 5), и дневная/ночная циркуляция вод в прибрежной зоне (глава 6). В первом случае смена знака потока плавучести происходит по пространству: из-за того, что при переходе через температуру максимальной плотности коэффициент термического расширения воды меняет знак, при одних и тех же условиях теплообмена через поверхность поток плавучести в прибрежной части оказывается положителен, а в более глубокой — отрицателен. Закономерности, описанные ранее в главах 3 и 4, позволяют предложить аналитическую зависимость для оценки скорости продвижения термобара в «быстрой» стадии его развития. Обсуждается динамика подповерхностной струи, каскадинг в глубокой части бассейна и обмен вод в промежуточном слое, ответственный за «проницаемость» условной границы с температурой равной температуре максимальной плотности.

Смена знака потока плавучести во времени — в суточном цикле — является причиной так называемой дневной/ночной конвекции, рассматриваемой в главе 6. Эта разновидность горизонтальной конвекции особенно интересна тем, что суточный цикл прогрева/охлаждения оказывается очень короток для масштабов естественных подводных склонов. Развитие динамики вод отстает от внешней нагрузки, и только в верхней части склона течения успевают полностью откликнуться на быстро сменяющиеся условия на поверхности, в то время как в глубокой части всегда остается ячейка с циркуляцией уходящего типа. Фазовые диаграммы, часто применяемые в описании конвективных процессов, оказываются удобным инструментом для характеристики дневной/ночной циркуляции: они позволяют легко оценивать интегральный перенос тепла/массы в области над склоном, наглядно отражают факты увеличения с ростом глубины как величины расхода обменных течений, так и задержки момента наступления максимума горизонтального расхода по отношению к максимуму потока плавучести через поверхность.

В Заключении кратко суммируются общие черты горизонтальных течений конвективной природы в естественных водоемах.

#### Благодарности

Представленная работа не могла бы состояться, не будь у меня возможности в течение многих лет сотрудничать с профессором института механики Технического университета Дармштадта (TUD, Германия) Колумбаном Хуттером. Эпизодическая работа в составе его группы в международных проектах по изучению процессов перемешивания в озерах, в экспедиционных исследованиях, курсах лекций была сильным стимулирующим фактором. Именно профессором Хуттером была организована передача в Атлантическое отделение института океанологии им. П.П. Ширшова (АО ИО РАН) десятиметрового лабораторного гидролотка для проведения описанных в книге экспериментов. Высокая математическая культура моих коллег — специалистов в механике жидкости, а также участие в решении специфических вопросов физической лимнологии в значительной мере способствовали развитию моих взглядов на океанологические проблемы.

Искренне благодарна своим ближайшим коллегам — Н.Ю. Демченко, Е. Е. Есюковой, О. И. Козловой — за поддержку на всех этапах работы, от проведения первых лабораторных экспериментов до редактирования иллюстраций в книге. Многократные заинтересованные обсуждения с В.А. Гриценко, А.Г. Зацепиным, В.Т. Пакой были очень полезны для понимания физики рассматриваемых процессов.

Трудно переоценить значение атмосферы теплой поддержки, в которой мне пришлось работать в лаборатории прибрежных систем АО ИО РАН; благодарю за это всех моих коллег и особенно Б.В. Чубаренко, заведующего лабораторией, моего непосредственного начальника и любимого мужа, в течение многих лет активно поддерживавшего меня в стремлении к самостоятельным исследованиям.

Бо́льшая часть представленных исследований проведена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 00-05-64103, 03-05-65136, 06-05-64138, 07-05-00850, 09-05-00446, 10-05-00472, 10-05-00540). На различных этапах работы была важной поддержка международных фондов — INTAS, DAAD, DFG, TACIS, NATO, POGO.

Калининград, 2 августа 2010

И. Чубаренко

#### Preface

People of the 21<sup>st</sup> century have a very simple way to see manifestations of the process put as the title of the present book: one can take almost any satellite image of surface temperature of some natural water basin and be assured that the water temperature near coasts differs from that in the deeper parts of the basin. Why this happens and what kind of water motion is hidden behind this picture is the main subject of the forthcoming discussion.

Differential coastal heating (understood here to fore in its most general sense — as alteration of the water temperature with distance from shore) is a quite common feature. It is often detected by real-time field measurements in lakes, seas and oceans and is clearly pronounced in monthly mean and seasonal data. Horizontal water temperature gradients cause density and hydrostatic pressure gradients, which, in turn, give rise and maintain a meso-scale exchange between coastal and off-shore water masses.

Our view regarding the importance of such convective exchange flows for general basin-scale dynamics has been significantly modified during the last decades. It was previously believed, that such temperature gradients are transient, can be formed only locally and in the absence of wind, and more or less significant flows arise only in the closest proximity of the heat source/sink. However, field data, accumulated to the present time, does not corroborate this conception. In fact it is precisely differential heating above underwater slopes which explains such important phenomena as (i) denser water cascading off the shelves in the ocean, (ii) thermal bars in lakes and (iii) day/night circulations in coastal zones. The significance of the contribution of the temperature/heat flux difference between the equator and the poles into the global overturning thermo-haline circulation in the World Ocean is now under re-examination.

The flows resulting from a horizontal difference in temperature or heat flux at a single horizontal boundary of a fluid have been termed «horizontal convection» — quite an apt choice, perfectly reflecting both spatial extent and physical cause of the motions and their intrinsic «always-unsteady» convective behaviour. The present book is an attempt to summarize analytical, field, laboratory and numerical efforts of many authors towards understanding horizontal convection in basins with aflat and inclined bottom.

An important feature of the following presentation is a deviation from the traditional limnological and oceanographical description of the processes under investigation, namely in terms of heat fluxes through the surface and the resulting temperature differences — against now a description in terms of stabilizing/destabilizing buoyancy fluxes and the density differences, commonly used in fluid mechanics. The order of the presentation of the subject follows exactly this logic: convective exchange patterns are considered which arise above an inclined bottom due to, firstly, only destabilizing and only stabilizing buoyancy flux through the surface, and, secondly, due to buoyancy fluxes, which change their sign in space and in time. The objects, however, are still natural lakes/seas and the phenomena, observed there: dense water cascading from slopes, upwelling of thermal origin, day/night circulation, thermal bar.

The Introduction (**chapter 1**) presents a collection of field examples of differential coastal heating by itself, how it is observed in lakes, seas and oceans at different spatial and temporal scales. Then, the induced motions and manifestations of horizontal convective exchange are illustrated by the results of various field measurements. A review of publications on horizontal convection in basins with inclined and horizontal bottom is given.

Chapter 2 is devoted to the analytical description of the process. The mechanism of the formation of temperature gradients above a sloping bottom and the causes of the water motion are discussed, taking into account possible transition of water temperature over the temperature of maximum density. The formal change to the description in terms of stabilizing/destabilizing buoyancy fluxes is substantiated. Corresponding scales of the problem are introduced and equations of motion are analyzed. The scale of the value of the horizontal quasi-stationary water-exchange is examined. Estimations demonstrate, that for geophysical applications - at scales of real lakes and seas and under natural variations of external heat fluxes — it is not just a final quasi-stationary state that is important but also the process of its approaching. It is shown, that the main dimensionless parameters of the problem are the bottom inclination, A = D/L, and the ratio of horizontal and vertical velocity scales,  $K_{v} = u / v$ . The first one is a simple geometrical relation, whilst the second is variable and can be used as a measure of approach of current flow pattern to final quasi-stationary value, potentially achievable under given external conditions. The product of the two is physically analogous to the Rayleigh number and characterizes the relation between volume transport by vertical and horizontal motions.

**Chapters 3** and **4** present features of water exchange driven, correspondingly, by destabilizing and stabilizing buoyancy fluxes through the surface; this results in cascading and upwelling of waters in the region above the sloping bottom. Fields of temperature and water currents are examined. Laboratory experiments and field measurement data are discussed; monthly mean and seasonal temperature fields are analyzed. Numerical solutions for basins of different spatial scales are presented, obtained by hydrostatic and non-hydrostatic models, with and without the rotation of the Earth. Along with well known phenomena, poorly investigated situations are discussed, such as cascading in early spring, when

waters are heated up to the temperature of maximum density, cascading into intermediate layers and upwelling of thermal origin. Relative contributions of shelves and slopes into the resulting circulation are analyzed.

In chapters 5 and 6, phenomena caused by a change of sign of the buoyancy flux are considered. Most important in the geophysical context are seasonal transfers of the water temperature over that of maximum density, associated with the formation of a seasonal thermal structural front (called the thermal bar, **chapter 5**), and day/night convection in the coastal zone (**chapter 6**). In the first case, change of the sign of the buoyancy flux takes place in space: under the same seasonal spring-heating or fall-cooling conditions at the surface, the resulting buoyancy flux is positive in the shallow part and negative in the deeper areas - because the thermal expansion coefficient of the water changes its sign at the temperature of maximum density. Dependencies discussed in Chapters 3 and 4 allow the suggestion of an analytical relation for estimation of the speed of propagation of the front of the thermal bar in its «fast» stage of development. Dynamics of the sub-surface jet in shallows, cascading in the deeper part of the basin and water exchange in intermediate layers are discussed, demonstrating clear physical reasoning for the permeability of the believed «bar» of water with temperature, equal to the temperature of maximum density.

The change of sign of the buoyancy flux in time — in diurnal cycles — causes so-called day/night convection, considered in **chapter 6**. This type of horizontal convection is especially interesting because of its inherently transient behavior: the diurnal circle of heating/cooling turns out to be too short for the scales of natural underwater slopes. Development of horizontal water exchange lags behind the external forcing, so that only in shallow regions water currents have sufficient time to fully respond to altering conditions, whilst in deeper parts there always is a cell with «past» circulation. Phase diagrams, commonly used in graphical presentation of convective processes, are shown to be very convenient to describe also the day/night circulation: they allow easy estimation of integral heat/mass transport in the region above the slope, obviously reflect the fact of increase together with water depth of both the flowrate of exchange currents and the time lag between maximum buoyancy flux through the surface and maximum flowrate through the given cross-section.

**Conclusions** summarize common features of horizontal convective exchange flows in natural basins.

#### Acknowledgements

The present work would not have been possible without the many-years collaboration with Kolumban Hutter, Professor Emeritus of the Institute of Mechanics of Darmstadt University of Technology. Occasional work in his group in international projects on mixing mechanisms in lakes, in field measurement campaigns, lecture courses was a very stimulating factor for me. It was Professor Hutter, who organized the donation to the Atlantic Branch of P. P. Shirshov Institute of Oceanology (AB SIO) of the 10m-long laboratory flume for the experiments described in this book. High mathematic standards of my colleagues — specialists in fluid mechanics — and participation in discussions on specific questions of physical limnology have greatly facilitated the development of my views of oceanological problems.

I express sincere thanks to my closest colleagues N.Yu. Demchenko, E.E. Esiukova and O. I. Kozlova for their kind support on the long way — from conducting first experiments to editing the figures in the book. Multiple interested discussions with Drs. V.A. Gritsenko, A.G. Zatsepin, V.T. Paka were very helpful in understanding the physics of the processes under investigation.

It is impossible to overestimate the significance of the atmosphere of warm support, which I enjoyed working in the Laboratory for Coastal Systems Study of AB SIO. I thank all my colleagues for that, and, especially, Boris V. Chubarenko, head of the laboratory, my direct chief and beloved husband, always supporting me in my aspiration for independent research.

The major part of the investigation was carried out with the financial support of the Russian Foundation for Basic Research (projects № 00-05-64103, 03-05-65136, 06-05-64138, 07-05-00850, 09-05-00446, 10-05-00472, 10-05-00540). Partial support of international foundations — INTAS, DAAD, DFG, TACIS, NATO, POGO — for travel, study visits and some field campaigns is also highly appreciated.

Kaliningrad, 2 August 2010

I. Chubarenko

Глава 1

#### введение

Дифференциальный прибрежный прогрев, понимаемый далее в самом общем смысле — как изменение температуры воды по мере приближения к берегу, наблюдается в природных водоемах в суточном, синоптическом и сезонном масштабах времени на расстояниях от десятков метров до сотен километров. В главе 1 представлен ряд примеров натурных наблюдений как собственно дифференциального прогрева, так и течений, вызываемых им в озерах, морях и океане. Приводится обзор работ по горизонтальной конвекции в бассейнах с горизонтальным и наклонным дном.

#### § 1.1. Горизонтальные градиенты температуры воды над подводными склонами природных водоемов

Неравномерность прогрева поверхности — самая обычная черта природных водоемов любого масштаба. Поскольку любые изменения температуры/плотности по горизонтали должны приводить во́ды в движение, важно уметь оценивать их вклад в общую циркуляцию вод бассейна. При этом в данном случае необходимо рассматривать не только и не столько саму область возникновения неоднородностей и движения, внутри нее возникающие, сколько бассейн в целом: условия теплообмена на всей его поверхности, структуру термохалинных полей, поле глубин, горизонтальную протяженность и т. д.

На масштабах океана неоднородность температуры поверхности обусловлена в первую очередь изменением интенсивности солнечного прогрева с широтой. Реакцией океана на существование этого более-менее постоянного градиента является глобальная термохалинная циркуляция, изучению которой посвящено на сегодняшний день уже немало усилий от классических исследований Стоммела (Stommel, 1962) и Россби (Rossby, 1965) до современных работ по горизонтальной конвекции (например, Paparella, Young, 2002; Mullarney et al., 2004; Wang, Huang, 2005; Hughes, Griffiths, 2008). Краткий обзор результатов этих исследований представлен в § 1.3.

Следующей по масштабности причиной возникновения градиентов температуры воды по горизонтали в естественных условиях является различная скорость реакции мелких и глубоких акваторий на одни и те же условия теплообмена через поверхность: мелкие области реагируют быстрее и более значимо, причем градиенты температуры соответствующего знака возникают и поддерживаются даже при постоянном потоке тепла через поверхность. В природе же день сменяется ночью, зима — летом, условия теплообмена постоянно изменяются — как реагирует водоем на эти изменения? успевают ли течения откликнуться? как далеко и глубоко распространяется их влияние? Исследованию именно этой проблемы, характерной для водоемов любого пространственного масштаба — от лужицы до океана, — посвящена настоящая работа.

Исходя из общефизических соображений, можно выделить две причины отличий температуры воды в прибрежной зоне от температуры воды в открытом море. Первая — это наличие рядом берега, свойства которого отличны от свойств воды. Так, теплоемкость пород, из которых сложен берег, значительно ниже теплоемкости воды; например, у базальта и гранита она составляет около 800 Дж/(кг · °С), в то время как у пресной воды она порядка 4 200 Дж/(кг · °С). На границе вода/ суша скачком меняются и альбедо, и влажность, и прозрачность атмосферы, и многие другие параметры. В результате общие метеоусловия (ветер, облачность, температура воздуха, влажность и т. д.) в прибрежной зоне значительно отличаются от условий в открытом море, а вместе с ними — отличаются и собственно условия теплообмена.

Вторая физическая причина — это изменение глубины по мере приближения к берегу. Пусть в глубоком море прогрев/выхолаживание с поверхности «чувствуются» до некоторой глубины D. Соседние колонки воды (в глубоком море — все длины больше *D*) находятся в примерно равных условиях, их температура (при одинаковой начальной стратификации) изменяется синхронно и крупномасштабных горизонтальных градиентов не формируется. Над склоном же, где локальная глубина меньше D, тот же теплоприток / теплоотток через поверхность приходится на меньшую массу воды — и изменение ее температуры в ответ на то же внешнее воздействие уже отличается от соседних колонок. Так возникают горизонтальные градиенты температуры, а, следовательно, и градиенты плотности, которые приводят водные массы в движение. Если при этом вся (болееменее крупная) акватория мелководна (глубина меньше D) и изменения глубин не носят регулярного характера, то поле температур становится пятнистым, и возникающие градиентные течения не могут быть устойчивы и сколько-нибудь значительны по величине. Если же уклон дна уверенно определяется, то и градиенты температуры более-менее устойчивы. Тогда, скажем для определенности — при осеннем выхолаживании, воды у берега выстывают быстрее и становятся более плотными, чем воды глубокой части. Над всей длиной склона возникает направленный в одну сторону (от берега) горизонтальный градиент плотности — и начинается горизонтальный обмен, несущий охлажденные воды вдоль склона в глубокую часть, а более теплые — обратно к берегу. В реальных природных условиях скорости прогрева/выхолаживания через поверхность обычно значительно выше скоростей горизонтального транспорта тепла (как турбулентного, так и адвективного); другими словами — даже горизонтальные адвективные течения не могут сгладить возникающие из-за вертикального прогрева/выхолаживания градиенты температуры (за исключением, пожалуй, только штормовых ситуаций). В результате «дифференциальный прибрежный прогрев» или «дифференциальное прибрежное выхолаживание», т. е. рост или падение температуры воды по направлению к берегу, оказывается самой типичной картиной в прибрежной зоне. При ближайшем рассмотрении становится очевидным, что картина, проявляющаяся в поле температуры воды, на самом деле определяется суперпозицией вертикального и горизонтального транспорта тепла и уже самим фактом своего существования доказывает присутствие обмена по горизонтали.

Коллекцию примеров проявления дифференциального прибрежного прогрева на различных пространственно-временных масштабах начнем со спутниковых снимков: они дают самую наглядную информацию о мгновенном поле температуры воды на поверхности на большой площади. На рис. 1.1 (см. цветную вклейку) приведены SST-изображения юговосточной части Балтийского моря в один из зимних (20.02.2004) и летних (17.06.2003) дней по данным спутника MODIS AQUA. Полоса более холодных или более теплых вод следует линии берега и изобат, расширяясь в местах естественных отмелей (батиметрия этого района дана на рис. 3.40 в главе 3) в районах Клайпедского и Балтийского проливов, за косой Хель, вдоль южного побережья Балтики. Разность температур между центральной и прибрежной частью (т. е. на расстоянии около 200 км) составляет 2-3 °С, ширина вдольбереговой полосы повышенного градиента температуры воды — порядка 20-100 км. Вообще говоря, едва ли можно найти SST-изображение поверхности крупного водоема, где изотермы хоть в какой-то степени не следуют линиям берега и изобат, особенно в спокойную, безветренную погоду. Действие ветра, приливы, крупномасштабные течения различной природы также могут приводить к тому же эффекту, но они дают скорее отдельные локальные эпизоды, а не фоновую ситуацию, прослеживающуюся по всей акватории моря.

Примеры проявления дифференциального прибрежного прогрева и выхолаживания на меньшем пространственном масштабе приведены на рис. 1.2, а также рис. 1.3 и 1.4 на цветной вклейке — это горизонтальные профили температуры воды в прибрежной зоне (перпендикулярно линии берега) под поверхностью (5–10 см) в Боденском озере и Балтийском море.

Более весомым аргументом в пользу важности рассматриваемых явлений в жизни природных водоемов является их проявление в различных *усредненных данных*. Для иллюстрации этого на рис. 1.5 (см. цветную вклейку) приведена карта средней температуры поверхности воды в Балтийском море *за 43-ю неделю* (26–30 октября) 2005 г. по данным спутника NOAA/AVHRR. Проявление осеннего выхолаживания в прибрежной зоне очевидно по всему периметру моря, и разность температур между центральными и прибрежными частями составляет 2–3 °С, местами до 5 °С (что дает около 0,01–0,02 °С/км).

На рис. 1.6 приведен пример другого пространственно-временного масштаба: карта среднемесячной температуры воды за декабрь в Черном море, полученная осреднением рядов данных за несколько десятков лет (Леонов, 1960). На рисунке указаны как изотермы, так и изобаты. Разность температур между центральными частями западной и восточной половин и прибрежными зонами составляет 4–8 °С (Леонов, 1960, с. 739), что дает порядок 0,04–0,08 °С/км.

Еще заметнее связь поля температур и поля глубин при сезонном осреднении. Рис. 1.7 представляет весеннюю и осеннюю структуру поля температуры воды и батиметрию Аральского моря (по его состоянию в 60-е гг. прошлого века; Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, т. VII). Порядок



Рис. 1.2. Дифференциальный прибрежный прогрев в районе острова Майнау (Боденское озеро, Германия):

а — положение разреза EF 17.10.2001; б — профиль температуры воды на этом разрезе в дневное время. На расстоянии 500 м разница температур составляет 0,5 °C, что эквивалентно 1 °C/км

#### § 1.1. Горизонтальные градиенты температуры воды



Рис. 1.7. Среднее многолетнее (1950–1960 гг.) распределение температуры поверхности (в °С) Аральского моря весной (слева) и осенью (справа). По центру — поле глубин при отметке уровня 53 м абс. (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, т. VII)

величины горизонтального градиента температуры воды — 4–6 °C/160 км, или 0,02–0,04 °C/км.

Следовательно, и измерения в реальном масштабе времени, и усредненные данные показывают, что поле температуры воды связано с полем глубин, причем при месячном и сезонном осреднении эта связь прослеживается в масштабе всего водоема (моря, озера). Наиболее значительные и устойчивые градиенты температуры воды по горизонтали (порядка 0,01–1 °С/км) приходятся при этом на области прибрежных подводных склонов.

## § 1.2. Движения вод, вызываемые неоднородностью прогрева по горизонтали

Приведем теперь примеры движений, вызываемых в природных водоемах разностью температуры воды по горизонтали, на различных пространственно-временных масштабах: от океана — к мелководным заливам озер и водохранилищ.

В океанологии аналогичный по постановке вопрос о движениях вод, вызываемых неоднородностью температуры/теплопотока по горизонтали, возник в 50–60-х гг. ХХ в. Начало его исследованиям положили Генри Стоммел<sup>1</sup> и Томас Россби<sup>2</sup> (см., например, Stommel, 1962; Rossby, 1965; Munk, 1966; Winton, 1995) своими работами по глобальной термохалинной циркуляции океана и транспорту полярных вод в его глубинных слоях к экватору. Основным мотивом исследований был поиск объяснения, почему опускание холодных вод сосредоточено в узких областях, в то время как компенсационный подъем охватывает весь остальной океан.

«Одной из удивительных черт океанской циркуляции является малость областей на поверхности океана, где формируются глубинные воды. Практически все глубинные и придонные воды Мирового океана, или более половины его массы, происходят из двух крошечных областей — рядом с Гренландией и в море Уэдэлла...»

Г. Стоммел<sup>3</sup>

Собственно движение вод в океане при таком крупномасштабном и медленном обмене наблюдать вряд ли возможно; тем не менее его структура четко прослеживается по характеру изменения термохалинных по-

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Стоммел Генри (Henry Melson Stommel, 1920–1992) — американский исследователь, один из основоположников физической океанографии. Преподавал и проводил исследования в институте океанографии Вудс Холла, университете Гарварда, Массачусетском технологическим институте. Начиная с 1940-х гг. разрабатывал теорию глобальной термохалинной циркуляции океана, теорию  $\beta$ -эффекта; его теоретические работы были широко известны и общепризнанны, они составляют основу физической океанографии до сегодняшнего дня. Исследовал поведение Гольфстрима; искусный наблюдатель, разработчик основных идей постановки физического эксперимента в океане.

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Россби Томас (Н. Thomas Rossby) — известный американский ученый-океанолог, сын метеоролога и океанографа Карла-Густава Россби (1898–1957). Вместе с Г. Стоммелом и Д. Веббом работал над созданием поплавков SOFAR и многих других лагранжевых измерителей, в том числе современных изопикнических поплавков RAFOS. В настоящее время работает и преподает в университете Род-Айленда, факультет физической океанографии. Основной научный интерес динамика и кинематика океанских течений, особенно Гольфстрима и течений Северной Атлантики.

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Stommel H. On the smallness of the sinking regions in the ocean // Proc. nat. Acad. Sci. 1962. 48. Р. 766. [Здесь и далее цитаты из иностранной литературы приводятся в переводе автора монографии].

лей (рис. 1.8). Оценки скорости по результатам анализа распространения трассеров дают менее 1 мм/с (Stewart, 2003). Наблюдения последних лет позволяют оценить и расход вод в глобальной термохалинной циркуляции; так, например, оценки (Cunningham et al., 2007) расхода через сечение по 26,5° с. ш. в Атлантическом океане дают ±5,6 Св (1 Св =  $10^6$  м<sup>3</sup>/с). Однако на сегодня считается, что только разности температур между полюсом и экватором недостаточно, чтобы обеспечить такой транспорт (см., например, Hughes, Griffith, 2008; Mullarney et al., 2004), и необходим дополнительный источник энергии (ветер, вихреобразование на полярных фронтах и т. п.).

Еще одно широко исследуемое в океане явление — образование каскадов охлажденных вод, стекающих с шельфа в океан в высоких широтах (российские северные моря, шельф Англии и Ирландии, море Уэделла и др.), является прямым следствием неоднородности прогрева по горизонтали. На сегодняшний день каскадинг (о терминологии — см. § 1.6) зарегистрирован в многочисленных прямых наблюдениях, первое из которых провел, по-видимому, еще Фритьоф Нансен (Nansen, 1913). Купер и Во (Сооper, Vaux, 1949) ввели термин «зимний каскадинг» в 1949 г., описывая это явление на склоне шельфа Кельтского моря по наблюдениям зимой 1913/1914 г. К настоящему времени накоплены данные о натурных наблюдениях этого явления во многих акваториях. Примерами могут быть исследования вод, стекающих от мелкого Бассова пролива по склонам Тасманова моря (Tomczak, 1985); наблюдения холодных образований 20÷50-метровой толщины, сползающих по континентальному склону до глубин 500 м к северо-западу от Ирландии (Hill et al., 1998); вдольсклоновые течения на шельфе Антарктики (Muench, Gordon, 1995; Baines, Condie, 1998). Бэйнс и Конди впервые разделили наблюдаемые образования



Рис. 1.8. Поле солености на меридиональном разрезе от Антарктиды до Гренландии в Атлантическом океане

Стрелками схематично показано предполагаемое направление транспорта: антарктическая промежуточная вода на глубинах порядка 1000 м, североатлантическая глубинная вода на глубинах около 2000 м и антарктическая придонная вода в нижних слоях (Lynn, Reid, 1968; Stewart, 2003)

на «возникающие во время наблюдений» и «возникшие ранее на континентальном шельфе». Развернутый обзор наблюдений в океане, окраинных и средиземных морях представлен, например, в работе Иванова с соавторами (Ivanov et al., 2004).

До недавнего времени считалось, что каскадинг не в состоянии внести сколько-нибудь значительный вклад в водообмен между прибрежными и глубокими акваториями (Ellison, Turner, 1959; Browand et al., 1987; Huang, 1999). Эта точка зрения опирается на классические работы (например, Jeffreys, 1925), указывающие, что движения вод, вызванные неоднородностями поля температуры, охватывают лишь незначительные объемы вблизи собственно источников неоднородности. Однако по мере накопления натурных наблюдений всё больше исследователей говорят об обратном: подтверждается и типичность формирования каскадинга с шельфа и склонов океана, морей и озер, и их эффективность как механизма горизонтального транспорта и перемешивания, и очевидное влияние на динамику вод в масштабах как минимум крупных озер и средиземных морей (Fer et al., 2002; Horsch et al., 1994; Leaman, Schott, 1991 и др.). Тем не менее к количественной постановке вопроса — сколько холодной воды производит конкретный береговой склон при заданных условиях теплообмена океанология не обращалась в силу незначительности объема прибрежных и шельфовых вод по сравнению с объемом океана в целом.

Подбирая примеры меньшего (по сравнению с океаном) масштаба, обратимся к окраинным и средиземным морям. Прежде всего отметим указываемый многими исследователями факт: при расчетах глубины проникновения вертикальной конвекции в морях *без учета горизонтального транспорта* практически все применяющиеся методы (Зубова, Цикунова, Белинского, Булгакова, метод «теплового баланса») дают более-менее



Рис. 1.9. Каскадинг с юго-восточного шельфа Северной Америки

Поле плотности (в изопикнах) и поле температуры (в градациях серой заливки) в феврале 1966 г. По Иванову (Ivanov et al., 2004), на основании данных Стеффансона (Steffanson et al., 1971), с изменениями оправданные результаты только для центральных районов морей и мягких зим, но не позволяют точно рассчитать глубину проникновения конвекции в прибрежных районах (Зубов, 1938). Тем самым становится очевидным, что учет горизонтального транспорта в прибрежных районах определяюще важен.

Некоторую дополнительную информацию не столько о динамике, сколько о связи результатов действия каскадинга с полем глубин и условиями теплообмена дают исследования промежуточных слоев в средиземных морях, где постоянный пикноклин не позволяет поверхностным водам опуститься до дна. Во многих работах (Владимирцев, Косарев, 1963; Филиппов, 1968; Титов, 2006; Hinrichsen, 2007; Andrie, Merlivat, 1988) формирование самых мощных и холодных промежуточных слоев однозначно связывается с обширными и пологими шельфами. Например, в открытых районах Черного моря глубина проникновения осенне-зимней конвекции составляет в среднем 30-40 м; ближе к берегу — в области основной струи Черноморского течения — она увеличивается до 60-70 м, а в прибрежной зоне возрастает, как правило, до 140-160 м (Зубов, 1938; Владимирцев, Шипилов, 1977; рис. 1.10). Отмечается (Владимирцев, Шипилов, 1977), что в северо-западной части моря зимняя вертикальная циркуляция достигает дна и глубина проникновения вертикальной конвекции на границе материковой отмели возрастает до 175 м именно вследствие сползания по склону вод, охлажденных в северо-западном районе.

В Каспийском море, не имеющем резкого пикноклина, исследователи однозначно связывают с конвекцией процесс обновления глубинных вод, также отводя особую роль «сползанию» по склонам вод, охлажденных на мелководьях и над шельфом Северного Каспия (см., например, Зубов, 1938; Косарев, 1963; Косарев, Тужилкин, 1995). Здесь зимняя вертикальная конвекция достигает дна очень быстро; далее на юг глубина ее проникновения уменьшается от 200–300 до 120 м (на границе между средней и южной частями моря); вблизи берегов глубина проникновения конвекции больше, чем в центральных районах.



«Хорошая вентиляция глубинных слоев Каспийского моря, наличие там низкой температуры и присутствие кислорода обусловливаются конвекцией. В средней части моря глубинные воды формируются главным образом путем "сползания" по склонам дна вод, охлажденных на северном склоне среднекаспийской впадины и в северной части моря. Наблюдающаяся на разрезе Чечень — Мангышлак плотность воды (11,2–11,4 усл. ед.) позволяет этим водам сползать до самых больших глубин в средней части моря. В различные годы глубина сползания северо-каспийских вод может значительно меняться в связи с изменением солености в северной части моря в зависимости от величины речного стока».

*Н. Н. Зубов*<sup>4</sup>

За длительное время понижения уровня моря в начале — середине XX в., сопровождавшегося уменьшением пресноводного стока и повышением солености Северного Каспия, плотность вод, охлаждающихся зимой в северных районах, повысилась, глубина их погружения возросла. Как следствие, улучшилась вентиляция придонных слоев Среднего Каспия (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, т. VI), а в глубоководных впадинах исчезли признаки присутствия сероводорода. В дальнейшем более благоприятными стали и условия перемешивания в южной части моря. На рис. 1.11 приведена карта средней глубины залегания изопикнической поверхности  $\sigma_t = 11,0$  усл. ед. в Каспийском море в феврале. Время распространения вод из северных районов в южные оценивается в полгода (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, т. VI), что дает скорость их продвижения около 3-4 см/с.

Двигаясь далее в сторону уменьшения пространственного масштаба, переходим к озерам и водохранилищам. Именно тут обнаруживается наиболее разнообразный и хорошо документированный материал о движениях вод, вызываемых дифференциальным прибрежным прогревом в его различных вариантах. Детальные натурные измерения представлены, например, в работах (Adams, Wells, 1984; Carmack, Farmer 1982; Monismith et al., 1990; Farrow, Patterson, 1993; Sturman et al., 1999; Fer et al., 2002; Wüest, Ravens, 2005) и многих других. Остановимся немного подробнее на фактах, наиболее интересных с точки зрения рассматриваемых в данной работе процессов.

Прежде всего отметим схожесть общей структуры вод крупных озер и морей в период осенне-зимнего охлаждения: в лимнологии очень хорошо известен эффект «осенне-зимнего куполообразного стояния термоклина» (Тихомиров, 1982), он считается характерной чертой практически любого более-менее замкнутого водоема. В морях эта черта обычно не акцентируется, однако сам эффект явно имеется — например, приведенный выше (рис. 1.10) для Черного моря.

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> Зубов Н.Н. Морские воды и льды. Л.: Гидрометеоиздат, 1938. С. 453.

Как и в Каспийском море (не имеющем связи с океаном и поэтому, строго говоря, относящемся также к озерам), обновление глубинных вод в самом глубоководном на планете озере Байкал (1642 м) связывают с механизмами конвективного водообмена на поверхности. Но если в Каспийском море важным фактором, модифицирующим влияние процессов теплообмена через поверхность на вентиляцию глубинных вод, является соленость (переменная по горизонтали и вертикали), то в пресноводном Байкале эту роль играет зависимость температуры максимальной плотности от давления (термобарический эф- $\phi e \kappa m^5$ ). Действительно, максимальная плотность поверхностных вод (p = 0) — это плотность при температуре *Tmd* = 3,98 °C; но, если эти воды (с T = Tmd) погружаются вглубь, их температура становятся всё дальше от локальной температуры максимальной плотности, поскольку та с глубиной уменьшается. В результате воды, опускающиеся с поверхности, должны преодолевать на своем пути некоторый потенциальный барьер, связанный с так называемым



Рис. 1.11. Изобаты (пунктиром) и глубина залегания (м) изопикнической поверхности  $\sigma_t = 11,0$  усл. ед. в Каспийском море в феврале

(Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, т. VI)

мезотермическим максимумом (на глубинах около 200 м).

В Байкале вертикальная стратификация незначительна, а механизмы перемешивания чрезвычайно эффективны, так что время обновления вод составляет всего около 20 лет (Weiss et al., 1991; Shimaraev et al., 1993). Одним из механизмов обновления глубинных вод считаются процессы перемешивания в области термического бара (Шимараев, Гранин, 1991; Shimaraev et al., 1993); соответствующая схема приведена на рис. 1.12. В целом термобар никогда ранее не рассматривался как проявление *горизонталь*-

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Не путать с явлением термического бара, см. главу 5. Оба явления возникают из-за нелинейности уравнения состояния воды: термобаричность обусловлена зависимостью температуры максимальной плотности от давления (*Tmd* уменьшается с глубиной), в то время как формирование термического бара связывают с уплотнением при смешении вод различной температуры (т. е. с наличием *Tmd* как таковой).

*ного* конвективного обмена, хотя он очевидно обусловлен именно наличием разницы температур по горизонтали над наклонным дном. Типичные для озер горизонтальные градиенты температуры воды составляют (0,05–0,2) · 10<sup>-4</sup> °C/м, а в области фронта в штиль составляют 0,6–0,9 °C/м (Науменко, 1989). Течения в области термобара, изменение их направления и структуры после прохождения фронта, изменение течений по глубине зарегистрированы в натурных данных и неоднократно исследовались в озерах (например, Бояринов, Петров, 1987; Науменко, 1992; Румянцев, 2002). Типичные скорости течений вблизи фронта составляют 1–5 см/с.

Интересные наблюдения обновления глубинных вод Байкала, вызываемого процессами на поверхности, описываются в статье (Wüest et al., 2005). В течение двух лет наблюдений в южной части озера было зарегистрировано шесть интрузий более холодных (явно поверхностных) вод в придонный слой самой глубокой котловины; одна из них представлена на рис. 1.13. Их длительность изменялась в пределах 1-14 дней, скорости течений составляли от 2 до 7 см/с, аномалия температуры (по сравнению с окружающей придонной водой) — от -0,08 до -0,2 °С, толщина потока от 20 до более 100 м. Интрузии имели пульсирующий характер и регистрировались в течение двух периодов в году: в январе — начале февраля и конце июня. Авторами показано, что не все они достигают дна. Анализ минерализации вод показал, что вынос реки Селенги не может быть источником этих интрузий; термобарическая неустойчивость также недостаточно эффективна. В результате авторы делают вывод, что источником интрузий являются холодные поверхностные воды у берегов озера, но реальный механизм, способный перемещать десятки кубических километров вод в год, остается неясен (Wüest et al., 2005). К сожалению, в статье не приводится полный анализ метеоусловий на поверхности в период, предшествовавший наблюдениям интрузий. Ясно, что при скорости потока 2-7 см/с расстояние от берега до точки измерений (порядка 10 км) проходится за 2-6 дней, и условия теплообмена именно в этот период могли быть причиной формирования тяжелых вод на поверхности.



Рис. 1.12. Схема весеннего обновления глубинных вод в Среднем Байкале, по Шимараеву (Shimaraev et al., 1994):

 фронт термобара,
 нисходящие потоки воды в прогретой части,
 зона мезотермического максимума,
 область разрушения термической стратификации,

5 — струя холодной воды, опускающаяся вдоль подводного склона

28



Рис. 1.13. Холодная придонная интрузия в озере Байкал 1 января 1996 г.:

 а — скорость течения, б — направление течения, в — изменение температуры воды со временем по данным придонной цепочки термисторов (Wüest et al., 2005)

«Очевидно, что источником регулярно возникающих глубоководных интрузий являются холодные поверхностные воды, однако действующий механизм остается неясным... Наиболее вероятным местом формирования холодных интрузий... мы считаем боковые границы...»<sup>6</sup>

Результаты наблюдений зимних *каскадов* с шельфа Женевского озера в течение осенних и зимних сезонов 1998/1999 и 1999/2000 гг., проводившихся в общей сложности в течение 92 дней, описаны в ряде работ Фэра с соавторами (Fer et al., 2001; 2002a; 2002b; 2002c), см. рис. 1.14. Подробные измерения температуры воды и скорости течений проводились на

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> Wüest A., Ravens T.M., Granin N.G., Kocsis O., Schurter M., Sturm M. Cold intrusions in Lake Baikal: Direct observational evidence for deep-water renewal // Limnol. Oceanogr. 2005. Vol. 50, № 1. P. 184, 194.



Рис. 1.14. Каскадинг со склонов Женевского озера:

а — поле температуры воды (на основании вертикальных СТД-профилей, положение которых указано стрелками) 23 декабря 1998 г. (Fer et al., 2002с); б — вертикальные профили температуры воды и горизонтальной компоненты скорости (положительные — к берегу) 14 января 2000 г. (Fer et al., 2002b)

створе поперек береговой линии до глубины залегания термоклина (80-100 м) с помощью вертикальных и лежащих вдоль склона цепочек термисторов, вертикальных СТD- и ADCP-зондирований; измерение течений над дном — с помощью АСМ, во всей толще и над склоном — с борта минисубмарины «F.A. Forel». Каскадинг начинался в среднем через 7-10 ч после начала периода охлаждения с поверхности. Он наблюдался над склонами на глубинах от 10 м, причем толщина слоя охлажденных вод росла с увеличением глубины и составляла от 2 до 25 м. Температура этого слоя отличалась от окружающих вод на  $\sim 0,1$  °C; скорости течений имели порядок 2-5 см/с и увеличивались вниз по склону. На поверхности наблюдался слой более холодных вод, лежащий на более теплых слоях, а формирующиеся время от времени термики имели диаметр 5-10 м и температуру на (0,02 ± 0,01) °С ниже, чем окружающие воды. Анализ развития течений во времени обнаружил, что каскады периодичны по крайней мере в двух масштабах. В суточном масштабе это гравитационные потоки холодной воды, длящиеся в среднем около 8 ч. На этом фоне проявляется еще один процесс с более коротким периодом (обычно 1-3 ч), связанный с пульсациями холодных вод: эти пульсации двигаются вниз по склону сквозь гравитационный поток, аналогично роликовым волнам при течении в открытом крутом канале. Авторам удалось оценить средний по всем наблюдениям расход каскадинга с одного погонного метра береговой линии в наблюдавшихся ситуациях:  $(8,6 \pm 4,4)$  м<sup>3</sup>/с на глубине 21 м и  $(32 \pm 20)$  м<sup>3</sup>/с на глубине 55 м (Fer et al., 2002с). Таким образом, оказалось, что каскадинг является значимым процессом в масштабах всего водоема: за сезон он поставляет из прибрежной зоны в пелагиальную в 11-18 раз больше

вод, чем приносят в Женевское озеро в это время все впадающие реки (Fer et al., 2001).

В водохранилище Веллингтон (Австралия) детально исследовалась циклическая перестройка циркуляции в результате *суточного хода* прогрева (Monismith et al., 1990). Авторы описали суточный ход формирования горизонтальных градиентов температуры воды на поверхности небольшого залива в летнее время, когда солнечный прогрев и вертикальная стратификация вод достаточно сильны. Измерения показали, что в результате возникает горизонтальный обмен между заливом и глубокой частью озера (рис. 1.15). Скорости течения имели порядок 2–4 см/с, максимальные — до



Рис. 1.15. Водохранилище Веллингтон, Австралия:

 а — продольные разрезы в поле температур в 9 и 12 ч утра 24 февраля 1985 г.
 б — течения по результатам дрифтерных экспериментов: А — утром, В днем, С — вечером (вправо — от берега)

(Monismith et al., 1990)

7,5 см/с. Авторами замечено, что в фазе выхолаживания из-за более сильного вертикального турбулентного перемешивания течения захватывали более глубокие слои воды, имели более распределенную эпюру и были слабее, чем течения при прогреве. В целом течения оказались достаточно инертны, и их перестройка существенно отставала от смены знака теплопотока в дневном цикле. В среднем за дневной цикл суммарный транспорт оказывается ненулевым, причем суммарный перенос в поверхностных слоях направлен в сторону глубокой части, а в промежуточных — в сторону берега.

«Из наблюдений возникает ясная картина работы этого "термического сифона": ...мелкие воды по бокам залива остывают и прогреваются быстрее, чем воды основной части [водохранилища]; эти горизонтальные градиенты [температуры] рождают градиенты давления, меняющие знак в суточном цикле, которые и движут течения... Хотя утром мелководья и прогреваются быстрее, циркуляция [ночного типа] продолжается и днем — до тех пор пока не сформируется бароклинный градиент давления, достаточный для того, чтобы остановить ее. После того, как ночная циркуляция приостановлена — рождается дневное теплое течение от берега, продолжающееся до тех пор, пока оно в свою очередь не будет остановлено встречным градиентом давления ночью...»<sup>7</sup>

Авторы указывают, что этот «термический сифон» в значительной степени усиливает горизонтальный обмен между прибрежной и глубокой частью, так что время обновления вод в заливе оказывается значительно меньше, чем обычно полагаемое на основании оценок по горизонтальной турбулентной диффузии. Интересно подчеркнуть тут одну деталь: исследователи, ведущие наблюдения конвективной циркуляции при значительных положительных потоках плавучести (жаркое лето в Австралии), считают совершенно естественным, что «дневные» течения значительно интенсивнее «ночных», потому что они реализуются в более тонком (поверхностном) слое; в то же время жителям умеренных и высоких широт привычнее считать, что значительно более интенсивным является каскадинг, поскольку сила тяжести способствует развитию вдольсклоновых течений эффективнее, чем горизонтальных. Как очевидно из натурных исследований, в природе реально наблюдаются обе ситуации, а интенсивность течений и того, и другого знака определяется результирующей величиной внешнего потока плавучести.

Затронув дневную/ночную циркуляцию, отметим в не столь широком спектре публикаций еще один пример, относящийся к океанскому масштабу: наблюдения течений, возникавших в суточном цикле в прибреж-

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Monismith S., Imberger J., Morison M. Convective motions in the sidearm of a small reservoir // Limnol. Oceanogr. 1990. 35(8). P. 1699.

ной зоне Тихого океана у побережья Калифорнии (Woodson et al., 2007). Авторы описывают контактные измерения температуры и течений при апвеллинге, возникающем в дневном ритме в заливе Монтэррей (рис. 1.16). Измерения проводились с 22 июня по 1 июля 2006 г. на океанском шельфе до глубин 60 м на створе, расположенном поперек берега. Они четко подтвердили регулярный утренний интенсивный прогрев вод и следующее за ним быстрое развитие апвеллинга с резким падением температуры воды на поверхности ( $\Delta T$  до ~5 °C) в послеобеденные часы, когда солнечный прогрев максимален. Наблюдавшиеся течения в сторону открытого океана в верхнем слое составляли до 10–15 см/с. Проанализировав на натурных данных ряд возможных причин возникновения этого явления



| Период                         | Местное<br>время           | <i>Т</i> <sub>пов</sub> (°С)         | <i>Т</i> <sub>5м</sub> (°С)          | <i>T</i> <sub>11м</sub> (°С)         | <i>Т</i> <sub>дно</sub> (°С)         |
|--------------------------------|----------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|--------------------------------------|
| ночная релак-<br>сация<br>утро | 18:00-02:00<br>02:00-10:00 | $14,31 \pm 0,26$<br>$14,62 \pm 0,37$ | $12,22 \pm 0,33$<br>$12,82 \pm 0,22$ | $11,02 \pm 0,31$<br>$11,36 \pm 0,27$ | $10,45 \pm 0,22$<br>$10,78 \pm 0,26$ |
| дневной апвел-<br>линг         | 10:00-18:00                | $12,47 \pm 0,33$                     | $11,58 \pm 0,25$                     | $10,61 \pm 0,23$                     | $10,22 \pm 0,22$                     |

### Рис. 1.16. Апвеллинг в суточном ритме в заливе Монтеррей (США, Калифорния):

а— прибрежный подводный склон и расположение станций измерений;
 б — скорость течения на горизонтах 2,5 и 14,5 м поперек берега (положительная — к берегу) на станции ТРТ001, расположенной на глубине 18 м;
 в — средняя температура воды на этой станции на различных горизонтах в течение трех различных фаз суточного цикла апвеллинга 1–13 июля 2006 г. (Woodson et al., 2007)

и отклонив действие приливов и внутренних волн в качестве источника таких циклических движений, авторы выдвигают гипотезу, что причиной являются прибрежные бризы. Однако это объяснение не выглядит убедительным: бризы в дневное время дуют с моря на сушу, что должно вызвать скорее даунвеллинг, чем апвеллинг у берега. Предпринимается попытка объяснить такое действие бриза резким поворотом берега: так, ветер получается не поперек, а вдоль него, и экмановский транспорт может, в принципе, вызвать апвеллинг. Но эта версия также сомнительна, поскольку формирование значительного экмановского транспорта должно происходить за очень короткое время — за 2–3 ч действия ветра. К тому же скорости ветра, упомянутые в статье, составляли всего около 3 м/с. Таким образом, авторы не нашли убедительного объяснения наблюдавшемуся явлению, а возможность формирования движений воды, подобных по физической природе атмосферному бризу, ими не рассматривалась.

Уникальную возможность увидеть результат конвективных движений без влияния действия ветра предоставляют исследования полей температуры воды и течений в озерах в период ледостава. Например, в работе (Здоровеннова, 2007) приведены вертикальные профили температуры воды в центральной части небольшого карельского озера Вендюрское (максимальная глубина 13,4 м, площадь зеркала 10,4 км<sup>2</sup>) в период ранневесеннего подледного прогрева в апреле 1999 г. (рис. 1.17). После зимы во́ды озера имели обратную термическую стратификацию. Поэтому при прогреве через поверхность под тонкой (10–20 см) высокоградиентной прослойкой воды непосредственно подо льдом формируется перемешан-



ный слой, толщина которого в глубокой части ко времени вскрытия озера ото льда достигает 8-9 м. На верхней и нижней границах этого растущего однородного слоя хорошо видны термические неоднородности: теплый слой в верхней части профиля от 24 апреля и холодные прослойки в нижней части профилей 19, 20 и 24 апреля. Эти прослойки — показатель существования течений в момент измерения, поскольку такие особенности профилей температуры соответствуют областям неустойчивой стратификации и в отсутствие горизонтальных движений были бы быстро сглажены вертикальной конвекцией.

Представленные здесь примеры подобраны с целью иллюстрации спектра движений, возникающих в природных водоемах, когда условия теплообмена через поверхность приводят к возникновению горизонтальных градиентов температуры воды. Коллекция ни в коей мере не претендует на полноту, и многие другие натурные исследования будут еще упомянуты и использованы в дальнейшем в соответствующих главах. Обобщая представленные наблюдения, можно констатировать, что типичные скорости течений над склонами естественных водоемов при горизонтальном обмене конвективной природы составляют от единиц до десятков сантиметров в секунду.

Заметим в заключение, что в океанологии и физике моря сейчас распространено мнение, что основной вклад в изменения плотности вод в природных водоемах вносит не температура, а соленость. Оно, по-видимому, основано на двух соображениях. Во-первых, коэффициент соленостного сжатия воды больше, чем коэффициент термического расширения  $\sim -10^{-3}$ β

 $\frac{1}{10^{-4} \div 10^{-5}}$ . Во-вторых, основным объектом исследований в настоящее α

время является не общая структура вод в масштабах водоема, а скорее активные динамические процессы и явления (вихри, фронты, волны, гравитационные течения, апвеллинги, конвекция подо льдом и т. д.), часто возникающие в результате взаимодействия вод с различными характеристиками. Однако классические работы по океанологии говорят о доминировании вклада именно температуры в формирование градиентов плотности в масштабах крупных водоемов, в то время как соленость, являясь пассивной примесью, распределена более-менее однородно. Так, В.Н. Степанов пишет: «Поле плотности воды Мирового океана в основном подобно полю температуры. Только в полярных областях и некоторых морях роль играет соленость»<sup>8</sup>. Н. Н. Зубов пишет о Каспийском море: «Гидрологические особенности [Каспийского] моря таковы, что в образовании устойчивой стратификации его вод, особенно в верхних слоях, основную роль играют градиенты температуры. Только на больших глубинах, где градиенты температуры малы, возрастает значение градиентов солености... Вертикальные градиенты солености очень малы, и "соленостная"

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Степанов В. М. Мировой океан. М.: Знание, 1974. С. 204.
устойчивость играет незначительную роль в образовании устойчивой стратификации».

Таким образом, обзор данных натурных измерений показывает, что горизонтальные градиенты температуры воды (и, соответственно, ее плотности), возникающие над подводными склонами природных водоемов, приводят к возникновению горизонтального и вертикального водообмена. Наиболее яркими его проявлениями являются осенне-зимний каскадинг с шельфа и склонов, термический бар и дневная/ночная циркуляция.

# § 1.3. Горизонтальная конвекция и ее геофизические приложения: исторический аспект

«Течения, возникающие в слое жидкости из-за наличия градиента температуры или теплопотока на горизонтальной границе, известны как "горизонтальная конвекция"» — это определение впервые, по-видимому, дано в курсе физической океанографии М. Стерном (Stern, 1975). Многие авторы (Sandström, 1908, 1916; Jeffreys, 1925; Rossby, 1965; Beardsley, Festa, 1972 и др.) указывали на важность изучения горизонтальной конвекции для многочисленных геофизических приложений, поскольку горизонтальные градиенты температуры или теплопотока часто встречаются в океане, атмосфере, мантии Земли. Поскольку любые вариации температуры (плотности) по горизонтали приводят воду в движение, основными в условиях реального моря/озера являются вопросы — насколько важны эти движения на фоне остальных, как они влияют на общую циркуляцию вод в бассейне и на его вертикальную термическую стратификацию.

Первыми шагами в этом направлении можно считать простые концептуальные модели Генри Стоммела по асимметрии глобальной термохалинной циркуляции океана (Stommel, 1962) и лабораторные эксперименты Томаса Россби (Rossby, 1965), вслед за Стоммелом и под его руководством изучавшего вопрос о том, почему зоны опускания (полярных) вод в океане очень невелики по площади, в то время как медленным и рассредоточенным подъемом охвачена вся остальная толща вод. Россби провел в лаборатории Алана Фоллера в Вудсхолле серии лабораторных экспериментов и опубликовал их результаты, впервые изложив масштабный анализ задачи и указав основные аналитические закономерности (Rossby, 1965). Именно Россби первым применил в лаборатории для изучения этого процесса «обратную» ситуацию: вместо охлаждения с поверхности он реализовал технически более легкий вариант подогрева дна, что для изучаемого им процесса было совершенно адекватно. Россби получил подтверждение наблюдениям в океане: циркуляция состояла из узкой зоны апвеллинга и рассредоточенного опускания вод по всему остальному объему. Эта пионерская работа сегодня цитируется едва ли не в каждой статье по горизонтальной конвекции, а аналитический подход используется практически без изменений, поэтому остановимся на них более подробно, следуя статье Россби (Rossby, 1965).

#### Лабораторные эксперименты Томаса Россби

Лабораторный лоток Россби размерами  $24,5 \times 7,5 \times 10$  см имел теплоизолированные стенки, плотную крышку из плексигласа и металлическое дно, на концах которого поддерживалась постоянная (разная) температура, так что по всей длине дна лотка создавался постоянный горизонтальный градиент температуры. Таким образом, лабораторные условия воспроизводили океан как бы в «перевернутом» виде. Характерное распределение температуры воды, полученное в одном из экспериментов, показано на рис. 1.18. Качественно наблюдалась следующая картина (Rossby, 1965).

Прежде всего, очевидно формирование *холодного* придонного погранслоя, более тонкого и с бо́льшим поперечным градиентом температуры у более холодного конца пластины (на рисунке — слева) и несколько толще над правым концом дна. Внутри погранслоя в правой части, очень близко ко дну, имеется инверсия температуры. Именно в пределах этого погранслоя наблюдаются максимальные скорости течения вправо. Восходящая тонкая струя нагретой жидкости сосредоточена у правой границы бассейна. Чем меньше вязкость жидкости (а эксперименты проводились с жидкостями различной вязкости), тем тоньше и погранслой на дне, и восходящая струя. Жидкость в остальной части лотка вне всех погранслоев оказалась слабо стратифицирована и медленно опускалась, а ее средняя температура была существенно выше, чем средняя температура пластины. Интересно, что глубина, на которой опускающаяся вдоль левой стенки



Рис. 1.18. Эксперименты Т. Россби в лабораторном лотке 24,5 × 7,5 × 10 см с дифференциально подогреваемым дном

Изолиниями показана структура поля температуры. Температура дна линейно растет слева направо; разность температур по горизонтали на дне составляет  $\Delta T = 9.4$  °C; в нижнем левом углу рисунка дан линейный масштаб и указана кинематическая вязкость рабочей жидкости v = 100 в сантистоксах, 1 сСт =  $10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с (Rossby, 1965). Вязкость воды в обычном диапазоне температур около 1 сСт, т. е. в данном эксперименте, повидимому, использовалось масло

жидкость изменяет направление движения на горизонтальное, отличается от глубины верхней границы придонного погранслоя.

Россби отметил, что в экспериментах очевидны три различных характерных погранслоя: на дне, вдоль правой стенки и на поверхности. Именно характеристики этих погранслоев легли в основу выбранных им характерных масштабов для дальнейшей интерпретации экспериментов.

Следуя Россби (Rossby, 1965), рассмотрим двумерные уравнения движения для стационарного состояния, уравнение неразрывности и баланс энергии, записанные в декартовой системе координат (ось *х* — горизонтальна, *z* — вверх), предполагая выполнение приближения Буссинеска для несжимаемой жидкости:

$$u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + v \nabla^2 u, \qquad (1.1)$$

$$u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + v \nabla^2 w - \frac{\Delta \rho}{\rho_0} g, \qquad (1.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \tag{1.3}$$

$$\rho = \rho_* \cdot [1 - \alpha (T - T_*)], \tag{1.4}$$

$$u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial T}{\partial y} = \kappa \nabla^2 T, \qquad (1.5)$$

где *и* и *w* — горизонтальная и вертикальная компоненты скорости, *p* — давление, *v* — кинематическая вязкость, *ρ* — плотность, *g* — ускорение свободного падения, *α* — коэффициент термического расширения, *к* — коэффициент температуропроводности, *T* — температура; *T*<sub>\*</sub> и *ρ*<sub>\*</sub> — константы. Вводя функцию тока  $u = +\Psi_z$ ,  $w = -\Psi_x$  и, как обычно, взяв соответствующие производные двух первых уравнений, чтобы избавиться от давления *p*, заменяя затем  $\Delta \rho / \rho_*$  на [ $-\alpha(T - T_*)$ ], имеем:

$$-\frac{\partial(\psi,\nabla^2\psi)}{\partial(x,z)} - \nu\nabla^4\psi + \alpha gT_x = 0, \qquad (1.6)$$

$$\frac{\partial(\psi, T)}{\partial(x, z)} + \kappa \nabla^2 T = 0.$$
(1.7)

Будем в дальнейшем рассматривать именно эти уравнения.

В придонном погранслое функция тока и глубина (толщина погранслоя) будут функциями прикладываемой разности температур. Обозначив за  $l, \Delta T_{\rm p}, \delta_{\rm p}$  и  $\Psi_{\rm p}$  длину бассейна, разность температур между его концами,

характерную толщину придонного погранслоя и функцию тока в нем ( $\Psi_{R} \sim u_{max} \cdot \delta_{R}$ ), можем записать:

$$\begin{aligned} x &= l \cdot x', \quad T = \Delta T_{\scriptscriptstyle B} \cdot T', \\ z &= \delta_{\scriptscriptstyle R} \cdot z', \quad \psi = \psi_{\scriptscriptstyle R} \cdot \psi'. \end{aligned}$$

Считая  $\delta_B \ll l$ , аппроксимируем  $\nabla^2 \rightarrow \partial^2 / \partial z^2$ . Функции со штрихами и их производные теперь самое большее масштаба единицы. Подставляя эти выражения в уравнения (1.6) и (1.7) и опуская штрихи, получаем:

$$-\frac{\psi_B^2}{l\delta_B^3} \cdot \frac{\partial(\psi, \nabla^2 \psi)}{\partial(x, z)} - \frac{\nu \psi_B}{\delta_B^4} \cdot \frac{\partial^4 \psi}{\partial z^4} + \frac{\alpha g \Delta T_B}{l} \cdot T_x = 0, \qquad (1.8)$$

$$\frac{\psi_B \Delta T_B}{l\delta_B} \cdot \frac{\partial(\psi, T)}{\partial(x, z)} + \kappa \frac{\Delta T_B}{\delta_B^2} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0.$$
(1.9)

Приравнивая соответствующие коэффициенты, имеем из последнего уравнения  $\psi_{B} = kl/\delta_{B}$ , что после подстановки в первое и приравнивания двух последних членов дает:

$$\frac{\nu \kappa l}{\delta_B^5} = \frac{\alpha g \Delta T_B}{l}, \text{ или}$$
$$\delta_B = l R a_B^{-\frac{1}{5}} \mathfrak{H} \psi_B = k R a_B^{-\frac{1}{5}}, \qquad (1.10)$$

где  $Ra_{_{R}} = \alpha g \Delta T_{_{R}} l^{_{3}} / \nu \kappa$  — число Рэлея.

Отношение первых двух членов уравнения (1.8) много меньше единицы

$$\kappa/\nu = Pr^{-1} \ll 1.$$

Таким образом, члены, ответственные за нелинейность, оказываются малыми.

На правом конце дна мы имеем сильно развитое течение, которое выталкивается вверх у торцевой стенки. Эта жидкость только что прошла самую прогретую часть бассейна и, таким образом, имеет положительную плавучесть относительно внутренней части. Условие существования этой узкой области — наличие горизонтального градиента давления, которое и прижимает течение к стенке. Можно ожидать, что часть начального течения  $\psi_B$  величиной  $\gamma \psi_B$  ( $\gamma \ll 1$ ) достигнет поверхности за счет плавучести. Таким образом, можно ожидать, что в уравнениях (1.6) и (1.7) сохранятся те же члены (но теперь заменяем  $\nabla^2$  на  $\partial^2/\partial x^2$ ).

Аналогичным путем положим теперь:

$$x = \delta_{s} \cdot x', \quad T = \Delta T_{s} \cdot T',$$
  
$$y = h \cdot y', \quad \psi = \gamma \cdot \psi_{s} \cdot \psi'_{s}$$

где  $\Delta T_s$  и  $\delta_s$  есть меры плавучести и толщины *этого* погранслоя. Подстановка этих выражений в уравнения (1.6) и (1.7) и приравнивание соответствующих коэффициентов тем же путем, как и раньше, дает:

$$\frac{\nu \gamma \psi_{B}}{\delta_{s}^{4}} = \frac{\alpha g \Delta T_{s}}{\delta_{s}},$$
$$\frac{\gamma \psi_{B} \Delta T_{s}}{h \delta_{s}} = \frac{\kappa \Delta T_{s}}{\delta_{s}^{2}}.$$

Решая относительно  $\delta_{s}$  и  $\Delta T_{s}$ , имеем отсюда и из уравнений (1.8) и (1.9):

$$\delta_{s} = \frac{\kappa h}{\gamma \psi_{B}} = \frac{h}{\gamma R a_{B}^{1/5}} = \frac{h}{\gamma l} \delta_{B}.$$
(1.11)

Если мы теперь заменим  $\psi_{\scriptscriptstyle B}$  и  $\delta_{\scriptscriptstyle S}$  в первом уравнении, мы получим

$$\frac{\alpha g \Delta T_{s} h^{3}}{\nu \kappa} = \gamma^{4} R a_{B}^{4/5} = \gamma^{4} \frac{\alpha g \Delta T_{B} l^{3}}{\nu \kappa} \cdot \frac{1}{R a_{B}^{1/5}},$$

ИЛИ

$$\frac{\Delta T_s}{\Delta T_B} = \gamma^4 \cdot \frac{l^3}{h^3} \cdot Ra_B^{-1/5}.$$
(1.12)

Используя данные экспериментов, Россби предположил  $\gamma = 1/2$ . Тогда из (1.9) и (1.10) следует

$$\delta_{s} \approx \frac{10}{24} \cdot 2 \cdot \delta_{B} \approx 0.8 \,\delta_{B} \approx 0.25 \text{ cm},$$
$$\Delta T_{s} = \Delta T_{B} \cdot \frac{1}{16} \cdot 16 \cdot \frac{1}{30} \approx 0.3 \text{ °C},$$

что дает величины, близкие к наблюдавшимся. Конечно, это только грубая оценка, поскольку  $\gamma$  входит в выражение (1.10) в четвертой степени. Аналогично предыдущему можно показать, что соотношение первых двух членов в (1.6) существенно меньше единицы:  $Pr^{-1} \ll 1$ .

В погранслое *на верхней границе* мы снова имеем те же соотношения. Функция тока задается значением на правой стенке, а  $\Delta T_r$  не определена.

Снова полагая:

$$x = l \cdot x', \quad T = \Delta T_T \cdot T',$$
$$y = \delta_T \cdot y', \quad \psi = \gamma \psi_B \cdot \psi',$$

имеем теперь  $\frac{\nu \gamma \psi_B}{\delta_T^4} = \frac{\alpha g \Delta T_T}{l}$  и  $\frac{\gamma \psi_B \Delta T_T}{l \delta_T} = \frac{\kappa \Delta T_T}{\delta_T^2}$ .

Последнее дает

$$\delta_T = \frac{\kappa l}{\gamma \psi_B} \left( = \frac{\delta_B}{\gamma} \right). \tag{1.13}$$

Следовательно,

$$\gamma \psi_{B} = x \left( \frac{\alpha g \Delta T_{T} l^{3}}{\nu \kappa} \right)^{1/5},$$
  
$$\gamma^{5} \Delta T_{B} = \Delta T_{T}.$$
 (1.14)

или

Таким образом,  $\Delta T_{T}$  намного меньше, чем  $\Delta T_{B}$ ; нелинейные члены в (1.6) опять оказываются малыми. На всех трех границах мы видим, что  $T_{x}$  быстро уменьшается с расстоянием от стенки, и внутренняя часть может рассматриваться как область, где сколько-нибудь существенных градиентов температуры нет. Тем не менее она всё же может быть подразделена на две части:

(a) область, где формируется широкое, практически горизонтальное адвективное течение справа налево — непосредственно под поверхностным погранслоем, и

(б) область, где горизонтальный перенос имеет противоположное направление.

К сожалению, в области (а) нет баланса между адвекцией и диффузией тепла (уравнение 1.7): диффузия по порядку величины меньше. Если бы линии тока и изотермы были параллельны, тогда бы  $\partial(\psi, T) / \partial(x, y) = 0$ , но это в данном случае не так: изотермы горизонтальны, а движения — нет, поскольку есть перенос *из* поверхностного погранслоя.

Внутренние области бассейна подогреваются за счет адвекции, а забирается тепло от них — из-за погружения теплой воды вдоль левой стенки ко дну (вследствие неразрывности), где она охлаждается теплопроводностью. Следовательно, делает вывод Россби, асимметрия есть мера относительной эффективности передачи тепла конвекцией и теплопроводностью.

В этих экспериментах примечательно, что температура внутренних областей практически постоянна для довольно большого диапазона чисел Рэлея ( $10^8-10^{10}$ ) и Прандтля (13-8500); при этом, однако, масштабный анализ указывает на ее независимость от числа Прандтля. Другими словами, внутренние области имеют температуру  $T_v = T_c + C \cdot Ra_B$  и практически изотермичны. Следовательно, перенос тепла внутри происходит конвективно,  $H_{conv} \sim (T_v - T_c) \cdot \psi_B = C \cdot Ra_B^{6/5}$ . С другой стороны, передача теплопроводностью пропорциональна величине числа Рэлея Ra. Следовательно, число Нуссельта  $Nu = H_{conv} / H_{cond}$  пропорционально  $Ra^{1/5}$ . Однако  $\Delta T_B$  в экспериментах поддерживалось постоянным. Следовательно,  $H_{cond}$  и ( $T_v - T_c$ ) существенно постоянны, а число Нуссельта прямо пропорционально конвективному транспорту тепла. Конечно, это справедливо, только когда погранслои полностью развиты, и до тех пор, пока нелинейные динамические члены не влияют на общую циркуляцию.

#### Глава 1. Введение

В целом причины асимметрии Россби суммирует следующим образом: всё тепло приходит и *уходит* через дно. Приходит — конвекцией, забирается — теплопроводностью. Таким образом, асимметрия поддерживается относительной эффективностью работы этих двух механизмов. Следовательно, как и предполагал Стоммел (Stommel, 1962), асимметрия нечувствительна к частной форме профиля температуры дна.

Успех и простота этих экспериментов Россби вдохновили ряд дальнейших исследований. Как численные, так и лабораторные эксперименты проводились большей частью в бассейнах прямоугольной формы *с горизонтальным дном*, где движения возникали из-за нагревания торцевых стенок (например, Cormack et al., 1974; Patterson, Imberger, 1980) или частей горизонтального дна (например, Mullarney et al., 2004).

Прогресс в изучении горизонтальной конвекции был несколько задержан выводом Сандстрёма<sup>9</sup> (Sandström, 1908; 1916) о ее неэффективности в условиях океана. Он провел следующий лабораторный эксперимент: поместил две трубки, свернутые небольшими плоскими кольцами, в разные концы длинного лабораторного бассейна, заполненного водой. По одной из трубок пропускалась холодная, по другой горячая вода. По результатам этих экспериментов Сандстрём пришел к выводу, что устойчивая циркуляция в бассейне наблюдается, только если подогреваемое кольцо находится глубже охлаждаемого. Этот вывод стал известен как теорема Сандстрёма и был однозначно распространен на случай термохалинной циркуляции океана: «источник тепла» и «источник холода» для океана находятся на одном уровне (на поверхности), значит, вызываемая циркуляция ограниченна и слаба. Но этот вывод не согласуется с многочисленными классическими и современными лабораторными экспериментами (например, Rossby, 1965; Miller, 1968; Mullarney et al., 2004; Wang, Huang, 2005) и численными решениями (Beardsley, Festa, 1972; Rossby, 1998; Paparella, Young, 2002; Mullarney et al., 2004), где подогрев и охлаждение на одном уровне явно поддерживают существенную и устойчивую циркуляцию в бассейне (Hughes, Griffiths, 2008). Ошибался ли Сандстрём?

Задавшись этим вопросом, исследователи вскоре получили ясный ответ. На самом деле оказалось, что доводы Сандстрёма впрямую не касаются уравнений движения жидкости вообще; они основаны большей частью на термодинамических аргументах, а вывод сформулирован достаточно неопределенно (Jeffreys, 1925). И уже Джеффри в качестве основного физического аргумента «за» существенность циркуляции приводил следующий: горизонтальный градиент плотности, поддерживаемый диффузией тепла от кольца, *должен* приводить к устойчивой циркуляции в бассейне, что не согласуется с заключением Сандстрёма. Однако и рассуждения Джеффри

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Сандстрём Йохан Вильгельм (Johan Wilhelm Sandström, 1874–1947) — шведский океанограф, известный своими классическими экспериментами по природе течений в океане и фьордах и роли прогрева и охлаждения в их формировании.

не предсказали величину горизонтального обмена, оставляя другим авторам (Defant, 1961; Huang, 1999, 2004) право предполагать, что циркуляция, поддерживаемая диффузией, будет очень слабой. Сам Сандстрём утверждал, что его экспериментальный вывод *неприменим* к океану, где, как он ожидал, конвективная циркуляция достигает глубины перемешивания с поверхности в тропических широтах. Однако *теорема Сандстрёма* была экстраполирована и широко цитировалась в дискуссиях как аргумент, отрицающий какую бы то ни было существенную роль горизонтальной конвекции в глобальной термохалинной циркуляции океана (Defant, 1961; Huang, 1999, 2004; Wunsh, 2000; Wunsh, Ferrari, 2004). Усугубило недопонимание и то, что большую часть своих работ Сандстрём публиковал на немецком, и они стали известны в широких научных кругах в основном по англоязычным цитированиям и переводам (см. Hughes, Griffiths, 2008).

Недавно оригинальный эксперимент Сандстрёма был воспроизведен заново (Coman et al., 2006). В результате, даже если подогреваемое кольцо находилось выше охлаждаемого, всё равно формировалась существенная циркуляция, составляющая 10–20 % от максимально возможной, достигаемой, когда подогреваемое кольцо находится на дне, а охлаждаемое на поверхности бассейна. Авторы заключают, что столь широко известные выводы из наблюдений Сандстрёма были ошибочны и что не существует ни экспериментальных, ни теоретических аргументов, подтверждающих *теорему Сандстрёма* (Coman et al., 2006; Hughes, Griffiths, 2008).

Таким образом, согласно многочисленным экспериментам, дифференциальный прогрев через верхнюю или нижнюю горизонтальные границы бассейна устанавливает общую, охватывающую весь объем бассейна циркуляцию (горизонтальную конвекцию). На сегодня изучение горизонтальной конвекции снова привлекло внимание многих и многих исследователей, и мотивировано оно в наибольшей степени необходимостью понимания роли потоков плавучести через поверхность в океане, морях и озерах. Динамика вод при этом типе конвекции принципиально отличается от других, более известных ее видов, в том числе от конвекции Рэлея-Бенара. Рассмотрим подробнее ее характерные черты по результатам лабораторных, численных и натурных экспериментов в бассейнах различной конфигурации.

#### § 1.4. Исследования в бассейне с горизонтальным дном

#### Качественные черты течения

Лабораторные эксперименты к настоящему времени предоставляют самые наглядные и многочисленные наблюдения горизонтальной конвекции, поддерживаемой различными вариантами распределения источников плавучести по дну, поверхности или торцам бассейна с горизонтальным дном (Beardsley, Festa, 1972; Hignett et al., 1981; Mullarney et al., 2004; Rossby, 1965, 1998; Wang, Huang, 2005; см. также обзор Hughes, Griffiths, 2008).

#### Глава 1. Введение

Оказывается, что циркуляция имеет качественно похожие черты во всех конфигурациях (рис. 1.19) и относительно нечувствительна к граничным условиям. В области у дестабилизирующей границы (источник тепла на дне или холода на поверхности) возникает термический погранслой. Дифференциальный поток плавучести через границу бассейна поддерживает горизонтальный градиент плотности в погранслое в масштабе всего бассейна, что рождает внутри него течение в сторону дестабилизирующего конца. Это течение в погранслое поддерживает вертикальный плюм вдоль концевой стенки, переходящий в горизонтальное течение в обратную сторону, которое — в различных конфигурациях — реализуется либо вдоль противоположной горизонтальной границы, либо на некоторой промежуточной глубине. Конвективная циркуляция замыкается относительно медленным и, в среднем, вертикальным потоком, распределенным по всей остальной части бассейна (Hughes, Griffiths, 2008).





Равновесное состояние, достигнутое жидкостью в бассейне при следующих внешних условиях: температура правой половины дна (которая в результате является охладителем) поддерживается постоянной (16 °C), а левая половина дна подогревается (удельный поток плавучести 1,6 • 10<sup>-6</sup> м<sup>3</sup>/с<sup>3</sup>). Число Рэлея 2,2 • 10<sup>14</sup>, число Прандтля 4. Нижняя панель показывает выделенную прямоугольником область в более крупном масштабе. В левой части со дна вводится консервативная примесь, позволяющая увидеть асимметричное течение по часовой стрелке, охватывающее всю глубину бассейна, конвективный перемешанный слой у подогреваемой части дна, теплый плюм вдоль левой вертикальной стенки и вихри в горизонтальном течении в верхней части (Hughes, Griffiths, 2008)

Поле плотности практически по всему бассейну оказывается устойчиво стратифицированным. Погранслой вдоль границы, где прикладывается внешний поток плавучести, сильно стратифицирован, в то время как в остальной части бассейна — вне этого погранслоя и плюма — стратификация по плотности намного слабее, но, тем не менее, в среднем статически устойчива (Hughes, Griffiths, 2008).

По сравнению с обычно изучаемыми вариантами конвективных течений, горизонтальная конвекция обладает неожиданной чертой — значительнейшей асимметрией течений. Вертикальный плюм обычно намного уже компенсационного течения (Beardsley, Festa, 1972; Rossby, 1965; Stommel, 1962; Winton, 1995). Более того — асимметрия сохраняется, даже если потоки плавучести равны и подводятся/отводятся абсолютно симметрично относительно срединного сечения. Для объяснения этой асимметрии можно использовать аргументацию Россби (Rossby, 1965): адвекция плотностных неоднородностей в области плюма работает намного эффективнее, чем диффузия (идущая еще и против градиента плотности) в остальной части бассейна; при этом не может быть суммарного потока плавучести через любой произвольный горизонтальный уровень в бассейне, поскольку он находится в термическом равновесии. К тому же Уинтон (Winton, 1995) показал, что для заданного потока плавучести именно такое асимметричное течение соответствует близкой к максимальной скорости обмена при потенциальной энергии, соответствующей распределению плотности, близкой к минимуму (Hughes, Griffiths, 2008).

Хотя структура течений в целом устойчива, собственно движения внутри придонного и поверхностного погранслоев и вертикального плюма (рис. 1.19) заметно турбулентны. Вопрос о том, сохранится ли устойчивость структуры течений при бо́льших масштабах, до сих пор не получил ясного ответа. Некоторые авторы предполагают, что течение остается устойчивым независимо от того, насколько сильно воздействие на систему (например, Huang, 1999; Wunsch, 2000). Папарелла и Янг (Paparella, Young, 2002) попытались формализовать доводы Сандстрёма, исследуя соответствующую скорость диссипации энергии возникающих течений. Они получили верхнее ограничение на скорость диссипации энергии, которое исчезает по мере стремления к нулю термической и вязкой диффузии (при фиксированном числе Прандтля). Ссылаясь на известный экспериментальный закон турбулентности, они в результате пришли к «антитурбулентной» теореме для горизонтальной конвекции — т. е. горизонтальная конвекция ламинарна. В то же время Папарелла и Янг (2002) представили и численные расчеты при относительно высоких числах Рэлея, которые ясно показывают существование нестационарных течений. Но это противоречит полученному ими в начале и предполагает дальнейшие бифуркации и сопутствующее возникновение всё более энергичных течений по мере увеличения термической нагрузки. Таким образом, вопрос о форме конечного состояния горизонтальной конвекции всё еще остается нерешенным (Siggers et al., 2004).

#### Транспорт тепла и плавучести

При однородном подогреве дна (или охлаждении поверхности), т. е. в случае возникновения конвекции Рэлея-Бенара, рассуждения удобно вести в терминах транспорта тепла, переносимого течениями от одной поверхности к другой путем формирующихся циркуляционных ячеек во внутренних частях бассейна. Такой подход в случае горизонтальной конвекции не приводит к согласованной с экспериментами картине течений: перенос тепла от источника к стоку при разнообразных их положениях происходит в одних случаях горизонтальными адвективными течениями, а в других — распределенным по всему бассейну диффузионным транспортом. Но при этом динамика всего бассейна остается той же, независимо от конкретного положения источников/стоков тепла. Поэтому в данном случае приходится отказаться от транспорта тепла как основополагающего механизма и перейти к потоку плавучести. Тогда ведущим циркуляцию становится тот источник тепла/холода, который является дестабилизирующим (т. е. вызывающим вертикальное перемешивание при данной стратификации). При этом важно понимать, что имеется в виду не неустойчивость самого течения: горизонтальная конвекция не имеет критического числа Рэлея и начало движения не требует неустойчивости. При малых числах Рэлея течения ламинарны, при больших — в нем возникают неустойчивости как конвективной, так и сдвиговой природы (Hughes, Griffiths, 2008).

#### Основные параметры

В задачах конвекции общепринятыми безразмерными характеристиками процесса являются числа Рэлея, Нуссельта, Прандтля и Грасгофа.

Число Прандтля  $Pr = v / \kappa$ , где v — кинематическая вязкость,  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности, является характеристикой среды; поскольку в рассматриваемом круге вопросов рабочей жидкостью будет являться только вода ( $Pr \sim 10$ ), то зависимость от него в дальнейшем не обсуждается. Однако, строго говоря, при больших масштабах применение молекулярных характеристик утрачивает смысл, и вопрос — какими должны быть в таком случае значения v и  $\kappa$  — остается открытым.

Число Нуссельта *Nu* — характеристика интенсивности конвективного теплообмена: это отношение транспорта тепла за счет возникающих движений жидкости к транспорту на то же расстояние за счет теплопроводности (см., например, Физическая энциклопедия, 1994, т. 4).

Число Грастофа  $Gr = gl^3 \alpha \cdot \Delta T/v^2$ , где g — ускорение свободного падения, l —характерный размер,  $\alpha$  — коэффициент объемного расширения,  $\Delta T$  — характерный масштаб разницы температур, — есть отношение силы Архимеда к силе трения  $gl^2 \alpha \cdot \Delta T/vu$ , умноженное на число Рейнольдса Re = ul/v, где u — скорость течения.

Наряду с числом Грасгофа вводится число Рэлея  $Ra = Gr \cdot Pr$ :

$$Ra = \frac{\alpha g \Delta T l^3}{\nu \kappa} \,. \tag{1.15}$$

Смысл его введения наряду с числом Грасгофа связан с тем обстоятельством, что безразмерный коэффициент теплообмена — число Нуссельта — определяется именно произведением чисел Грасгофа и Прандтля: Nu = f(Ra). Для горизонтальной конвекции еще Россби (Rossby, 1965) — на основании анализа характеристик термического погранслоя и без учета вращения — показал, что  $Nu \sim Ra^{1/5}$ , где Ra вычисляется на основе разницы температур по горизонтали и длины, на которой эта разность температур реализуется.

В задачах, где разность температур обеспечивается внешним *потоком menna*  $H = \kappa \rho_0 C_n \cdot \partial T / \partial z$ , число Рэлея иногда записывают в виде:

$$Ra_{F} = \frac{\alpha g H l^{4}}{\rho_{0} C_{n} \nu \kappa^{2}}, \qquad (1.16)$$

т. е.  $Ra_F = Nu \cdot Ra$ , где Nu — число Нуссельта, выражающееся в данном случае формулой  $Nu = Hl/\kappa\rho_0 C_p \Delta T$  (см., например, Mullarney et al., 2004).

Главной проблемой для горизонтальной конвекции является определение того масштаба глобального течения, который ухватил бы его ключевые черты. Обычно в качестве пространственного масштаба выбирается длина бассейна; так впервые было сделано Россби (Rossby, 1965), а затем и многими другими исследователями (Siggers et al., 2004; Mullarney et al., 2004 и др.). Тогда число Рэлея выражает отношение транспорта тепла внутри жидкости между концами бассейна за счет возникающих движений жидкости к транспорту на то же расстояние за счет теплопроводности. Очевидно, что для реальных природных водоемов число Рэлея оказывается огромным.

Еще один вариант записи числа Рэлея в данной ситуации — выражение его через поток плавучести (Hughes, Griffiths, 2008); тогда выражениям (1.15) и (1.16) будут соответствовать:

$$Ra_{\Delta b} = \frac{\Delta b l^3}{\nu \kappa} \, \varkappa \, Ra_B = \frac{B l^4}{\nu \kappa^2}, \qquad (1.17)$$

где  $\Delta b = \alpha g \Delta T [\text{м/c}^2]$  — «разность плавучести», обусловленная разностью температур по горизонтали,  $B = \alpha g H / \rho_0 C_p [\text{м}^2/\text{c}^3]$  — скорость подачи удельной плавучести через единицу площади поверхности,  $\nu$  — вязкость жидкости,  $\kappa$  — коэффициент диффузии стратифицирующей субстанции (здесь — тепла). Как и в обозначениях, приведенных выше, эти два числа Рэлея связаны соотношением  $Ra_B = Nu Ra_{\Delta b}$ , где  $Nu = B / \kappa \Delta b$  — число Нуссельта, являющееся теперь мерой отношения переноса плавучести течениями к его передаче диффузией на длине бассейна. Многие авторы (Siggers et al.,

2004; Mullarney et al., 2004; Hughes, Griffiths, 2008 и др.) и здесь для вычисления чисел Рэлея используют в качестве характерного пространственного масштаба длину бассейна *L*, потому что именно она характеризует расстояние, на которое необходимо перенести тепло/плавучесть.

Еще одним важным безразмерным параметром, возникающим в уравнениях движения для горизонтальной конвекции, является соотношение горизонтального L и вертикального D пространственных масштабов A = D/L.

Из трех безразмерных параметров — Ra, Nu и A — число Рэлея является наиболее важным. В отличие от конвекции Рэлея-Бенара, для горизонтальной конвекции не существует порогового значения числа Рэлея, ниже которого конвективные движения подавляются. Горизонтальный градиент плотности устанавливает циркуляцию по всему бассейну при любых числах Рэлея, при этом конвективные движения с его ростом проявляют всё больше признаков неустойчивости. При малых и умеренных значениях числа Рэлея ( $Ra_{\Delta b} \sim 10^6$ ) конвективное течение устойчиво и ламинарно (Beardsley, Festa, 1972; Rossby, 1965), а по мере его увеличения в области плюма, возвратного течения, в самом термическом погранслое нарастают проявления неустойчивости. Неустойчивость и тенденция к образованию вихрей уменьшаются при уменьшении соотношения вертикального и горизонтального масштабов A (Mullarney et al., 2004; Paparella, Young, 2002; Hughes, Griffiths, 2008).

Выбор характерного масштаба времени в задачах о горизонтальной конвекции также неоднозначен. Так, в качестве масштаба можно выбрать: (а) короткое время адвекции в погранслое L/u или бассейне LH/uh; (б) короткое диффузионное время  $h^2/\kappa$ ; (в) более длинное время приспособления всего бассейна  $hH/\kappa$  и очень длинное диффузионное время  $H^2/\kappa$  (Pierce, Rhines, 1996; Rossby, 1998; Hughes, Griffiths, 2008). Все эти масштабы времени (по отдельности или в каких-то комбинациях) используются различными исследователями при рассмотрении соответствующих характеристик процесса.

При всех числах Рэлея течение приспосабливается к внешней нагрузке таким образом, что погранслой приобретает ровно столько плавучести (дестабилизирующей относительно поля плотности внутри бассейна), чтобы поддерживать плюм у торцевой стенки. Это требует, чтобы плотность жидкости в погранслое в начале плюма (рис. 1.19) была минимальна по всему бассейну. При больших числах Рэлея это соответствует «перегреву» или «переохлаждению» примерно в 10 % от плотности в остальной части бассейна (Hughes, Griffiths, 2008).

Большое внимание исторически уделялось исследованию деталей термического погранслоя у дестабилизирующей границы, поскольку считалось, что именно процессы в погранслое определяют остальную циркуляцию в бассейне. Характеристики этого погранслоя предсказываются анализом масштабов (Rossby, 1965; Mullarney et al., 2004) для граничных условий, сформулированных в терминах приложенного градиента плавучести или скорости подачи плавучести, соответственно (см. также: Hignett et al., 1981; Killworth, Manins, 1980). При малых A на масштабах лабораторного лотка для течения в горизонтальном погранслое выполняется динамический баланс между вязким напряжением и плавучестью. Тогда толщина погранслоя h, горизонтальная скорость u и объемный транспорт (на единицу ширины бассейна)  $\psi_{bl}$  имеют масштабы (Hughes, Griffiths, 2008):

$$\frac{h}{L} \sim Ra_{\Delta b}^{-1/5} \sim Ra_{B}^{-1/6}, \quad \frac{uL}{\kappa} \sim Ra_{\Delta b}^{2/5} \sim Ra_{B}^{1/3}, \quad \frac{\psi_{bl}}{\kappa} \sim Ra_{\Delta b}^{1/5} \sim Ra_{B}^{1/6}, \quad (1.18)$$

а число Нуссельта, характеризующее скорость конвективного транспорта плавучести по отношению к переносу теплопроводностью на длине бассейна:

$$Nu \sim Ra_{\Delta b}^{1/5} \sim Ra_B^{1/6}.$$
(1.19)

Эти соотношения подтверждаются экспериментами в лаборатории (Mullarney et al., 2004; Rossby, 1965) для чисел Рэлея в диапазоне 10<sup>7</sup>–10<sup>13</sup>. Коэффициенты пропорциональности в уравнениях (1.18) и (1.19) определялись экспериментально и имеют порядок единицы, причем точное значение зависит от граничных условий, включая поток плавучести и его распределение, а также от значения *А*. Эти зависимости подтверждаются и численным моделированием (Mullarney et al., 2004; Rossby, 1998; Siggers et al., 2004; Hughes, Griffiths, 2008).

В работе Ванга и Хуанга (2005) отмечается, что результаты обобщения многих лабораторных экспериментов (Wang, Huang, 2005; Rossby, 1965; Miller, 1968; Mullarney et al., 2004) указывают на *нечувствительность* интенсивности циркуляции не только к ситуации нагрузки снизу или сверху, но и к тому, возникает ли циркуляция по всей глубине или только в ее части и даже нечувствительна к теплопотерям через боковые стенки.

Интересно замечание, сделанное относительно величины горизонтального водообмена при больших числах Рэлея в обзоре (Hughes, Griffiths, 2008). Объемный транспорт через погранслой может рассматриваться как характеристика интенсивности конвективной циркуляции только при небольших и умеренных числах Рэлея, однако при больших значениях *Ra* вовлечение окружающей плюм жидкости приводит к интенсивности циркуляции  $\psi_{max} / \kappa \sim Ra_{\Delta b}^{0,3} A^{0,5}$ , что существенно больше, чем транспорт в погранслое (Hughes et al., 2007). Это выражение также показывает, что  $\psi_{max}$  увеличивается с увеличением глубины бассейна (из-за роста вовлечения), так как, при прочих равных величинах, увеличивается *A* (Hughes, Griffiths, 2008). Таким образом, в реальных водоемах (т. е. при больших числах Рэлея) классическое описание горизонтальной конвекции через характеристики термического погранслоя дает недооценку величины тепло- и массопереноса, и собственно физическая картина требует более детального рассмотрения.

#### § 1.5. Исследования в бассейне с наклонным дном

Более естественная для природных водоемов постановка задачи о конвективной циркуляции вод в бассейне с *наклонным* дном долгое время оставалась в тени классического «принципиального» подхода. До сих пор гидрофизики во многих аспектах продолжают ссылаться на пионерские работы Поуликакоса (например, Poulikakos, Bejan, 1983) по циркуляции воздуха в «attic space» — чердачном пространстве под крышей здания, нагреваемой солнцем. Справедливости ради следует отметить, что и особенности поведения жидкости в бассейнах с наклонным дном замечались неоднократно: например, в лабораторных экспериментах А.Г. Зацепина такой бассейн получил название «самостратифицирующегося».

В целом течения данной природы сложны для описания и исследования: они являются одновременно результатом и вертикального перемешивания, и горизонтального транспорта, зависят и от внешнего потока плавучести (включая его распределение), и от локальной батиметрии конкретного склона. Исследователи отмечают (см., например, Farrow, 2004; Horsch et al., 1994; Sturman et al., 1999; Chubarenko et al., 2005a, 20056; Chubarenko, Demchenko, 2008) комплексность структуры таких течений: на более-менее устойчивый горизонтальный обмен накладываются вертикальные конвективные ячейки, что делает картину течений существенно трехмерной и нестационарной. Характерной чертой является их инерционность: развитие картины течений практически никогда не находится в фазе с внешним воздействием, причем время запаздывания зависит от расстояния вдоль склона и величины внешнего потока плавучести (Farrow, 2004; Horsch et al., 1994; Sturman et al., 1999). Подчеркивается конвективный характер водообмена, который — даже при постоянных внешних условиях — достигает конечного стационарного состояния только в некотором условном смысле, так же как, например, в случае вертикальной конвекции Рэлея-Бенара (Farrow, Patterson, 1993; Horsch et al., 1994; Sturman, Ivey, 1998; Lei, Patterson, 2002). В этом квазистационарном, или «квазиосцилляционном» (Farrow, 2004), состоянии горизонтальный градиент температуры/плотности и расходы течений становятся болееменее постоянными, подразумевая тем самым баланс потока тепла через поверхность и его горизонтального переноса течениями. В то же время, собственно течения остаются неустойчивыми к бароклинным и сдвиговым возмущениям, что приводит не только к возникновению пульсаций, но и к формированию конвективных ячеек, роллов, вихрей, линз и т. д. Из этого, в частности, следует, что в природных водоемах, где вариации внешних условий в пространстве и времени и нерегулярность батиметрии являются самыми обычными условиями, такие характеристики течений, как мгновенная скорость, толщина потока и его мгновенный профиль, становятся просто непредсказуемы и можно уверенно опираться только на общие представления о логике развития процесса и структуре водообмена в целом.

#### Квазистационарная циркуляция

Значительный шаг в понимании процесса горизонтальной конвекции в бассейне с наклонным дном был сделан благодаря лабораторным экспериментам (Horsch, Stefan, 1988; Horsch et al., 1994; Sturman, Ivey, 1998; Sturman et al., 1999; Wang, Huang, 2005) и тестам, проведенным для объяснения результатов натурных измерений (Carmack, Farmer, 1982; Fer et al., 2001). Для наглядности представления квазистационарной картины течений и ее видоизменений в различных конфигурациях на рис. 1.20 приведены результаты экспериментов Ванга и Хуанга (Wang, Huang, 2005): квазистационарная циркуляция в бассейне с линейным изменением температуры на границе; разница температуры между концами бассейна во всех экспериментах составляла 18,5 °С. Случай а) — подогрев/охлаждение идет через горизонтальное дно; случай б) — через поверхность; в случаях в) и г) бассейн наклонен под углом 12°, так что в случае в) «теплый» край на 4 см ниже «холодного», а в случае г) — выше. Для настоящего исследования важно заметить, что картинки в) и г) заметно отличаются от а) и б). Общая циркуляция в случае в) намного сильнее, чем в случае а); циркуляционная ячейка достаточно высокая у подогреваемого конца, но мелкая и интенсивная у холодного края. Случай г) отличен от всех остальных: циркуляционная ячейка в этом случае более локализована в правой половине бассейна и не охватывает всю его глубину (отделена от дна зоной слабых течений, кроме области у самого источника тепла), а ее интенсивность значительно снижена (Wang, Huang, 2005). Хотя различия между конкретными картинами полей течений имеются, тем не менее налицо и сходство их общей структуры: весь бассейн охвачен единой циркуляцией, включающей (i) относительно интенсивный вертикальный плюм в области, где поток плавучести через границу дестабилизирующий, и (ii) практически горизонтальный ламинарный обмен в остальной части бассейна.

В работе Штурмана с соавторами (Sturman et al., 1999) совместно анализируются результаты натурных, лабораторных и численных экспериментов по выхолаживанию над склоном. В лабораторном и численном эксперименте, наряду с описанием общей конвективной картины, авторы уделили некоторое внимание описанию процесса развития и установления циркуляции. Отмечена интересная черта этого вида течений (*«a spectacular separation feature from the bottom boundary»*): максимум скорости течений заметно отстоит от дна, что впервые, по-видимому, было отмечено в их же работах ранее (см. Sturman et al., 1996; Sturman, Ivey, 1998). В аналитическом описании Штурман с соавторами (Sturman et al., 1999) следовали идеям Россби (Rossby, 1965) и использовали для анализа идеологию «термического погранслоя» у поверхности, но принимали его длину по горизонтали ограниченной наклонным дном. В результате, привлекая лабораторные и натурные данные других авторов (рис. 1.21) и соображения размерности, они предложили формулу, связывающую (средний)

Глава 1. Введение





*а, в* — подогрев в левой и охлаждение в правой части дна (обратите внимание на разный масштаб скорости течения),

- б, г подогрев в правой части бассейна;
- а, в, г воздействие через дно,
- б воздействие через поверхность.
- Эксперименты с соленой водой (Wang, Huang, 2005)

горизонтальный расход Q с углом наклона дна  $\beta$ , потоком плавучести через поверхность B и длиной склона по горизонтали l:

$$Q = 0.24B^{1/3}(l\tan\beta/(1 + \tan\beta))^{4/3}.$$
 (1.20)

В работе Хорша и Штефана (Horsch, Stefan, 1988) представлены результаты численного моделирования процесса выхолаживания в бассейне с наклонным дном; поле температуры воды в одном из численных экспериментов представлено на рис. 1.22. Их анализ позволил заключить, что в диапазоне чисел Рэлея  $Ra \sim 10^4-10^8$  горизонтальный расход течений Q в квазистационарном состоянии пропорционален Ra:

$$Q \sim Ra^{1/n}$$
, где  $2 < n < 3.$  (1.21)

В этой же работе представлены лабораторные тесты, с которыми сравнивалось численное решение, полученное для двумерного случая. Интересен вывод, который авторы делают на основании этого сравнения: в (двумерном) численном решении процесс формирования термиков из поверхностного слоя довольно регулярен и во времени, и в пространстве, а в (трехмерном) лабораторном эксперименте он значительно более интенсивен и разнообразен. Авторы считают, что это расхождение качественной картины — результат именно двумерного описания в модели эффекта, который в действительности существенно трехмерен.



Рис. 1.21. Зависимость расхода горизонтального водообмена от комбинации внешних параметров (потока плавучести *B*, уклона дна θ и длины склона *l*) по результатам лабораторных, численных и натурных данных различных авторов

(Sturman et al., 1999)



Продолжение работы тех же авторов по численному моделированию процесса представлено в статье (Horsch et al., 1994), где описывается новая модель выхолаживания над склоном: уравнения записаны в сферических координатах, а моделирование проведено на супермощном компьютере Cray 2 (Minnesota Supercomputer Institute). Подтверждая общую нестационарность картины, эти расчеты позволили выявить множество деталей течения. Например, отмечено существование в верхней части склона обособленной области, где теплопроводность преобладает над конвекцией, в результате чего эта область практически исключена из общей циркуляции бассейна. Наложение горизонтальной адвекции на развивающиеся вертикальные бенаровские ячейки может приводить при больших числах Рэлея к переменности направления потока по поверхности (в наших экспериментах (Чубаренко, Демченко, 2008) она наблюдалась и при весьма небольших числах Рэлея). Сделали авторы и попытку обобщить полученные результаты по расходам, но выводом была только пропорциональность расхода квадратному корню из числа Рэлея. Эти авторы также первыми указали, что «горизонтальная адвекция усиливается при уменьшении величины берегового склона», не уточняя, что именно изменяется в течениях и имея в виду в основном перенос тепла. Наши эксперименты (Chubarenko et al., 2005а, 2005б) показали, что уменьшение уклона дна приводит к росту скорости придонных течений, в то время как общий расход потока меняется незначительно.

#### Вертикальный профиль горизонтальной скорости течения

Часто отмечаемой чертой вертикальных профилей горизонтальной скорости конвективных течений в бассейнах с наклонным дном, наблюдавшихся в лаборатории и в природе, является то, что уровни максимума скорости заметно отстоят от границ (Sturman et al., 1996; Fer et al., 2001 и др.). Изотермы рис. 1.22 (Horsch, Stefan, 1988) также предполагают это. Однако, поскольку течения всегда нестационарны и вертикальные профили изменчивы, в каждой конкретной ситуации трудно ответить на вопрос, является ли это заглубление максимума (от поверхности) или его подъем (от склона или дна) характерной чертой конвективного водообмена или же случайностью.

Некоторые результаты лабораторных экспериментов в бассейнах *с горизонтальным дном* приведены на рис. 1.23 и 1.24: формирование максимумов существенно внутри слоя также очевидно, и если во втором случае (рис. 1.24) можно пытаться объяснить это прилипанием ко дну и верхней крышке, то в эксперименте рис. 1.23 поверхность свободная.



Рис. 1.24. Вертикальные профили горизонтальной скорости в лабораторном эксперименте (квадратики) и численном моделировании (кружочки) с дестабилизирующим потоком плавучести через половину дна бассейна

Слева направо: в области дестабилизирующего потока плавучести от дна, в середине лотка и в области отсутствия потока плавучести. Лоток с горизонтальным дном, сверху закрыт крышкой (Mullarney et al., 2004)

Аналитически этот классический кубический (с точкой перегиба) профиль горизонтальной скорости течения при установившейся конвекции, движимой градиентом плотности по горизонтали в длинном бассейне, был впервые выведен, по-видимому, в работе Раттри и Хансена (Rattray, Hansen, 1962). На рис. 1.25 приведены два таких расчетных профиля: в *горизонтальном слое* жидкости со свободной поверхностью и градиентом температуры на горизонтальных границах, полученный теоретически при условиях прилипания на дне и отсутствия сдвига на поверхности (Гершуни и др., 1989), и для бассейна *с наклонным дном* (Farrow, 2004), предсказанный асимптотической моделью и полученный численно при тех же условиях на границах.

Очевидно, что вид любого аналитического решения зависит от вида условий, задаваемых на границе. Поэтому профили рис. 1.25 однозначно подтверждают лишь тот факт, что *обмен двухслоен*, но не могут быть доказательством или опровержением характерного отстояния от границ уровня максимума скорости для течений данной природы. Профили течений, полученные в численных расчетах (Farrow, Patterson, 1993) для бассейна с наклонным дном, показывают, что максимумы скорости течений приходятся на свободную поверхность и уровень ~0,1÷0,15 *h* от дна (*h* — глубина в данном месте), однако численные решения страдают тем же ограничением.

Характеризуя в целом современное состояние исследований по горизонтальной конвекции, следует в первую очередь отметить значительно возросший интерес к задачам в этой области. Опубликованные к настоящему времени результаты натурных наблюдений, лабораторных и численных экспериментов, сопутствующий им теоретический анализ дают достаточно разнообразной и содержательной информации и не только позволяют, но и требуют дальнейшего обобщения полученного материала.





 а — в бассейне с горизонтальным дном (Гершуни и др., 1989), б — с наклонным дном: сплошной линией показано аналитическое решение, пунктиром — численное (Farrow, 2004)

#### § 1.6. О сложившейся терминологии

Ясность изложения любого специального вопроса требует точности в терминологии. Описанные выше исследования, по определению самих авторов, посвящены *горизонтальной конвекции* — процессу, объединяющему вертикальную конвекцию и горизонтальный перенос. Цель этого параграфа — четко определить значение терминов, употребляющихся далее в книге, особенно в случаях, когда они в литературе многозначны или имеют близкие по смыслу аналоги.

#### Конвекция и ее разновидности, адвекция

Конвекция (от лат. convectio — принесение, доставка) — перенос mennoты в жидкостях, газах или сыпучих средах потоками вещества. Так ее определяет фундаментальное научно-справочное издание по всем разделам классической и квантовой физики «Физический энциклопедический словарь» (1994) под редакцией А.М. Прохорова. Термин адвекция в этом издании отсутствует.

Л. Г. Лойцянский в учебнике «Механика жидкости и газа» противопоставляет *конвекцию* (как «простой перенос энергии потоком жидкости») и диффузию (или «внутримолекулярный перенос»). Адвекция впервые упоминается только на стр. 613 и определена как «явление... переноса корреляции пульсаций скорости».

Хотя анализ классических определений механики жидкости указывает на весьма ограниченное применение термина адвекция в сравнении с гораздо более широким значением термина конвекция, практика их использования в океанологии говорит об обратном: адвекция употребляется гораздо шире и понимается как горизонтальный (как правило) перенос течениями любой природы, в то время как конвекция ассоциируется с частными механизмами, как правило, вертикального перемешивания (конвекция в верхнем слое при осенне-зимнем выхолаживании, солевая конвекция подо льдом, дифференциально-диффузионная, послойная конвекция и т. д.). Чаще всего свободная конвекция связывается с движениями, возникающими из-за неоднородности поля температуры. О.И. Мамаев (2000) говорит о «теории термохалинной конвекции, или вертикальной зимней циркуляции...». А.Г. Зацепин в «Большой Российской Энциклопедии» (2008) определяет конвекцию в океане как «механизм вертикального теплообмена, обусловленный движением воды». Во многом эта терминология близка метеорологии, где адвекция понимается как «перенос свойств воздуха при горизонтальном его движении» (см., например, Вайсберг, 1980) и употребляется так же широко, как и конвекция («перенос тепла движущейся жидкостью или газом», см. там же).

В дальнейшем изложении, несколько расширяя рамки океанологических традиций, под конвекцией мы будем понимать *процесс* движения жидкости (в любом направлении), возникающий во всём объеме бассейна в

#### Глава 1. Введение

результате неоднородности поля температуры. Адвективными будут называться хорошо выраженные течения, приносящие в данную точку бассейна воды из другой его части, если причины формирования этих течений в обсуждении не важны. Таким образом, например, при каскадинге более плотных вод со склона в придонном слое глубокой части бассейна могут наблюдаться адвективные течения, приносящие туда воды, сформированные над склоном в результате конвективных процессов.

«Физическая энциклопедия» под редакцией А.М. Прохорова (1990) дает определение *свободной гравитационной конвекции*: «Движения неоднородной по плотности жидкости в поле тяжести, возникающие под влиянием архимедовых сил, носят название *свободной гравитационной конвекции*». Не только вертикальные движения, но и, например, обмен воздуха внутри комнаты из-за подогрева от батареи отопления относится к проявлениям свободной гравитационной конвекции. Таким образом, движения вод в результате дифференциального прибрежного прогрева есть разновидность свободной гравитационной конвекции.

Константин Николаевич Фёдоров<sup>10</sup> использовал термин «боковая конвекция». Например: «...разнонаправленное движение тонких смежных прослоек, названное боковой конвекцией...»<sup>11</sup> Смысл «боковой конвекции» по Фёдорову таков:

«Если два гидростатически устойчивых, но по-разному стратифицированных столба воды, сближены в результате адвекции средним движением на небольшое расстояние, горизонтальные разности плотности и давления должны способствовать развитию локальных движений, стремящихся создать единую, оптимально устойчивую вертикальную структуру вместо двух начальных...»

 $K.H. \Phi \ddot{e} do po b^{12}$ 

К проявлениям боковой конвекции Фёдоров относит наблюдение температурной инверсии в Тиморском море (1972 г., НИС «Дмитрий Менделеев»), где воды, осолоненные испарением на австралийском шельфе, изопикнически соскальзывали до глубины 100–120 м. Другой пример боковой

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Федоров Константин Николаевич (1927–1988) — известный физик-океанолог, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, профессор, многие годы работавший в институте океанологии им. П. П. Ширшова РАН. Специалист по тонкой термохалинной, мезомасштабной вихревой и фронтальной структуре вод океана и его тонкого приповерхностного слоя вблизи границы с атмосферой. Автор широко известных монографий «Тонкая термохалинная структура вод океана» (1976), «Физическая природа и структура океанических фронтов» (1983), «Приповерхностный слой океана» (1988, в соавторстве с А. И. Гинзбург).

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> Фёдоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. С. 54.

<sup>12</sup> Там же. С. 184.

конвекции — инверсия под зимним однородным слоем, обнаруженная в 16-м рейсе судна «Кроуфорд» в ноябре 1957 г. к востоку от Малых Антильских островов (Фёдоров, 1976).

Термин «горизонтальная конвекция» впервые, по-видимому, был введен Мелвином Стерном в его курсе физической океанографии (1975). Ранее он в основном применялся в контексте обсуждения вопросов о глобальном меридиональном транспорте тепла в океане, о крупномасштабной термохалинной циркуляции. В настоящее время термин часто встречается в описаниях лабораторных экспериментов по дифференциальному прогреву бассейнов с поверхности или дна, поставленных в самых разнообразных геометрических конфигурациях. С 2000 г. термин используется уже в заголовках статей (см., например: Paparella, Young, 2002; Siggers et al., 2004; Mori, Niino, 2002; Hughes et al., 2007; Hughes, Griffiths, 2008).

Тепло- и массообмен, возникающий из-за дифференциального прогрева над склоном, является, таким образом, разновидностью горизонтальной конвекции, возникающей в бассейне с наклонным дном.

#### Апвеллинг и каскадинг

Термины апвеллинг и каскадинг широко употребляются в океанологии, лимнологии, геофизической гидродинамике, но в общих физических энциклопедических изданиях, как правило, отсутствуют.

Наиболее многозначно употребляемым оказывается термин апвеллинг. В различном контексте он может обозначать существенно разное:

(1) *процесс* подъема вод (см., например, Myrberg, Andreev, 2003) — или явление выхода холодных глубинных вод на поверхность (см., например, Костяной, 2000);

(2) относительно постоянно существующую область подъема глубинных вод в океане, связанную с повышенной биопродуктивностью (Канарский, Чилийский, Перуанский апвеллинг), или динамично развивающееся событие в прибрежной зоне («an upwelling event»), имеющее явные периоды развития и релаксации (см., например, Woodson et al., 2007);

(3) результат действия Экмановского переноса в прибрежной зоне (при ветрах вдоль берега), либо ветрового сгона («Leewirkung» при ветрах с берега, (Svansson, 1975)), либо вдольберегового течения (Walin, 1972), либо прохождения волны Кельвина (Fennel, Seifert, 1995).

Поскольку смысл этого термина неоднозначен, он требует пояснения в каждом конкретном случае. Для ясности изложения в данной работе при описании *процесса* предпочтение отдано русскоязычному понятию подъем вод, а термином апвеллинг обозначается *явление* выхода холодных глубинных вод на поверхность, безотносительно к причине, его вызвавшей.

Каскадинг — стекание с подводных склонов более плотных вод, образующихся в относительно мелководных областях (например, на океанском шельфе) в результате зимнего выхолаживания, интенсивного испа-

#### Глава 1. Введение

рения, льдообразования и т. п. (см., например, обзор Ivanov et al., 2004). Чаще всего имеется в виду достаточно интенсивный процесс, схожий с вдольсклоновым гравитационным потоком (см., например, Fer et al., 2001), а для менее активных течений той же природы используют термины «сползание вод вдоль склона», «медленное опускание» и т. п. (см., например, Hill et al., 1998; Владимирцев, Косарев, 1963; Филиппов, 1968). В дальнейшем, аналогично ситуации с термином апвеллинг, собственно *процесс* будет называться опусканием, а *явление* непрерывного формирования и стекания более плотных вод с подводных склонов — каскадингом.

### Глава 2

### ПРОГРЕВ И ВЫХОЛАЖИВАНИЕ В БАССЕЙНЕ С НАКЛОННЫМ ДНОМ: ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Рассматривается механизм формирования горизонтальных градиентов температуры/плотности над прибрежным подводным склоном природного водоема при прогреве/выхолаживании через поверхность. Показано, что время возникновения градиентов достаточно коротко (десятки минут при глубине залегания термоклина в десятки метров), но полное установление соответствующих течений может не достигаться даже в суточном цикле. Анализируется характер изменения во времени горизонтального водообмена между прибрежной и глубокой частями водоема. Основным параметром, определяющим его результирующую квазистационарную величину, оказывается линейный масштаб задачи. Совместный анализ натурных данных, результатов лабораторных и численных экспериментов многих авторов в диапазоне глубин над склоном  $10^{-2}$  м <  $d < 3 \cdot 10^{2}$  м ( $d \le D, D$  — толщина верхнего теплоактивного слоя водоема) указывает на зависимость квазистационарного горизонтального объемного расхода от локальной глубины вида  $Q = 0,0013 \cdot d^{1,37}$  ( $R^2 = 0,96$ ). Горизонтальный конвективный водообмен двухслоен, агеострофичен и имеет максимум расхода над концом склона (т. е. там, где максимальна глубина). Выводы хорошо согласуются с натурными данными и исследованиями других авторов.

Основной предмет настоящего исследования — движения, возникающие над наклонным дном природных водоемов, когда дневной/ночной, синоптический, сезонный ход внешних условий приводит к формированию более или менее устойчивых градиентов температуры между берегом и открытой частью (рис. 2.1). Прямым аналогом этих движений могут служить бризы и муссоны в атмосфере.

Поскольку реальные природные процессы и явления всегда обусловлены действием сложного комплекса разнообразных внешних факторов, одним из основных методов исследования в океанологии, лимнологии,



физике моря является своеобразный «метод разделения переменных». Некоторый класс наблюдаемых явлений, интересный из тех или иных соображений, выделяется из общей картины, его свойства исследуются в отдельности от других «действующих лиц», и результаты исследований затем снова обращаются к природе. Такой путь дает возможность и оценить вклад этих процессов/явлений в жизнь реального водоема, и четче увидеть те детали, которые в общей сложной картине могут быть не столь заметны. Следуя этой логике, рассмотрим сначала прогрев/выхолаживание над прибрежным подводным склоном в отдельности от влияния остальных факторов — ветра, вращения Земли, стока рек и т. п. Выберем и максимально упрощенную, принципиальную батиметрию — склон с постоянным уклоном дна.

В самых общих чертах, процесс выглядит следующим образом. Если в результате внешнего теплообмена прибрежные воды становятся плотнее вод открытого моря, они опускаются вдоль склона до дна или до уровня своей изопикнической поверхности, если легче — вытесняются ими, но в обоих случаях движение вызывается *взаимодействием* вод, расположенных над *всем склоном*, и вод в глубокой части. Поскольку наличие внешнего теплообмена — обычное условие жизни природного водоема, а горизонтальные движения в жидкости возникают при малейших градиентах давления, более или менее интенсивная циркуляция прямого или обратного направления должна существовать практически всегда, приводя к общему (более или менее интенсивному) опусканию либо подъему вод в области над склоном.

## § 2.1. Склон, верхний слой, прибрежная и глубокая часть бассейна: геометрические соображения

Область склона в контексте данной задачи определяется собственно физическим механизмом: это прибрежная область, где условия теплообмена через поверхность «чувствуются» до дна. В условиях осеннего выхолаживания, например, это области, где локальные глубины меньше, чем толщины верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) в глубокой части бассейна. Например, в Каспийском море, на Байкале, в океане это глубины до 250÷300 м (Косарев, 1963; Шимараев, 1977; Мамаев, 1987). Площади, занятые «склонами», могут оказаться весьма существенными в масштабах водоема. Очевидно, что чем меньше размер водоема (с геофизически типичной структурой поля глубин), тем бо́льшую его часть занимают такие области. Анализируя поле глубин конкретного водоема и толщину ВКС (осенью, зимой) или глубину залегания сезонного пикноклина (в теплое время года), можно получить оценку площадей, где условия теплообмена через поверхность чувствуются до дна. Приведем такой пример: в Балтийским море ВКС к концу осени достигает глубин 40÷60 м; по полю глубин обнаруживаем, что конвекция ограничена дном на 62 % площади моря (рис. 2.2). Это значит, что на 62 % площади моря при дальнейшем выхолаживании формируются воды плотнее, чем в ВКС глубокой части, и они, опускаясь вдоль склонов, поступают под ВКС в промежуточный слой «принимающей» глубокой части, составляющей всего 38 % площади моря (Чубаренко, Демченко, 2007). При летнем про-



Рис. 2.2. Поле глубин Балтийского и Каспийского морей: белым цветом показаны области, где зимняя вертикальная конвекция достигает дна; темной заливкой — не достигает дна (более 60 и 300 м соответственно); светло-серой — 40–60 и 80–300 м — промежуточные глубины, при обычных условиях захватываемые вертикальной конвекцией только в северной части морей

греве конец склона условно определяется местом выхода на него суточного/сезонного термоклина, и площади, занимаемые «склонами», оказываются несколько меньше. В той же Балтике, при глубине залегания термоклина порядка 30 м, они составляют около трети (34 %) площади моря<sup>13</sup>. Следовательно, если в океане площадь определенных таким образом «склонов», оцененная по площади шельфа, составляет около 10 %, в приведенных в качестве примера Балтийском и Каспийском морях в период осенне-зимнего выхолаживания — более 50 %, то в димиктических озерах в условиях гомотермии она уже составляет все 100 % площади водоема.

Объем прибрежной области, где формируются воды другой плотности, также может быть достаточно легко оценен для конкретного водоема на основании информации о поле его глубин. Когда толщина верхнего теплоактивного слоя D (оцениваемая по толщине ВКС или глубине залегания термоклина в глубокой части) мала по сравнению с общей глубиной бассейна, объем мелководий, где теплопоток через поверхность чувствуется до дна, также мал по сравнению с объемом всего бассейна и его глубокой части. Однако по мере роста D растет и объем мелководий, в то время как объем «принимающих» областей уменьшается.

Оценим соотношение объемов «прибрежных» и «глубоких» вод для ситуации осеннего выхолаживания в стратифицированном водоеме, когда в глубокой части водоема формируется ВКС, а принимающей прибрежные более плотные воды является область ниже его. Рис. 2.3 дает представление об относительном изменении объемов прибрежной и глубокой областей в зависимости от глубины D для идеального бассейна конической формы и трех реальных глубоких озер. Это крупное альпийское Боденское озеро (на границе Германии, Швейцарии и Австрии, максимальная глубина 252 м), горное озеро Иссык-Куль (Кыргызстан, максимальная глубина 702 м) и небольшое, но относительно глубокое Виштынецкое озеро (на границе Литвы и Калининградской области, максимальная глубина 54 м). Графики показывают отношение объемов прибрежной и глубокой (ниже D) областей в зависимости от отношения глубины D к максимальной глубине озера d. Для условного бассейна конической формы радиуса R и глубины d (рис. 2.3, вставка) полный объем составляет  $V = 1/3\pi R^2 d$ , в то время как объем прибрежной области

$$V_{nbu\delta p} = V - V_{2ny\delta} - V_{BCK} = 1/3\pi R^2 d - 1/3\pi r^2 (d - D) - \pi r^2 D.$$

Следовательно,

$$\frac{V_{npu\delta p}}{V} = \left(\frac{D}{d}\right)^2 \cdot \left(3 - 2\frac{D}{d}\right) \bowtie \frac{V_{npu\delta p}}{V} = \left(\frac{D}{d}\right)^2 \cdot \frac{\left(3 - 2\frac{D}{d}\right)}{\left(1 - \frac{D}{d}\right)^3}.$$

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> Расчеты проведены для поля глубин, представленного на сайте института исследований Балтийского моря, IOW. URL: http://www.io-warnemuende.de

Уклон дна tg $\beta = d/R$  не входит в это соотношение, т. е. оно верно для бассейна конической формы с любым уклоном дна.

Таким образом, как следует из графиков на рис. 2.3, когда ВКС составляет 0,35 (для конического бассейна), 0,45 (Боденское оз.), 0,55 (оз. Иссык-Куль) и 0,58 (Виштынецкое оз.) от максимальной глубины бассейна, объем более плотных прибрежных вод уже сравнивается с объемом глубинных.

В этом примере анализируется самый «неблагоприятный» по геометрическим соотношениям случай: горные озера, у которых уклоны дна максимально велики, так что объем прибрежной области, где конвекция достигает дна, наоборот, мал. Для типичных же водоемов с уклонами дна  $tg\beta \sim 10^{-3}$ – $10^{-4}$  подобные графики лягут выше, а в водоемах с вертикальной соленостной стратификацией и пикно(хало)клином роль принимающей «глубокой части» играют относительно небольшие по толщине промежуточные слои. В ситуации, скажем, с Балтийским морем, где ВКС зимой достигает глубин 40-60 м, постоянный пикно(хало)клин не позволяет прибрежным водам опускаться ниже тех же 40, 60, максимум 70 м (в разных частях моря). Всё это говорит о том, что для вентиляции глубинных и промежуточных слоев внутренних водоемов транспорт из прибрежных областей может быть очень значим, и его необходимо принимать во внимание, когда толщина ВКС достигает трети-половины максимально возможной глубины в данном бассейне. Так, для Балтийского моря влияние рассматриваемого механизма необходимо учитывать, когда толщина ВКС достигает 20-30 м, что наблюдается в течение, по крайней мере, 6 месяцев в году.





На графике: сплошная кривая — для конического бассейна с произвольным уклоном дна, точечная кривая — Боденское озеро, пунктирная озеро Иссык-Куль, штрих-пунктирная — Виштынецкое озеро

## § 2.2. Механизмы формирования горизонтальных градиентов температуры воды над наклонным дном

Хорошо известно, что обменные течения конвективной природы между прибрежной и глубокой частями водоема возникают из-за разности скоростей их отклика на внешние условия теплообмена: мелководные части реагируют быстрее, а глубокие — более инертны.

В глубокой части бассейна, там, где прогрев/выхолаживание не достигают дна, теплопоток через поверхность распределяется по вертикали в соседних колонках воды сходным образом. Если, скажем, *осеннее выхолаживание* вызывает вертикальную конвекцию — толщина верхнего перемешанного слоя D (рис. 2.4) при одинаковой начальной стратификации будет одинаковой во всех точках, тепло будет отбираться от колонки воды, длина которой увеличивается со временем одинаково во всей области. Когда же конвекция в данном месте достигает дна, дальнейшее вовлечение воды снизу становится невозможным, и тепло продолжает отбираться всё от той же массы воды. Чем эта масса меньше (т. е. чем меньше глубина d, d < D), тем быстрее идет падение температуры, и таким образом возникают ее горизонтальные градиенты: чем меньше глубина, тем ниже температура и тем выше скорость ее падения.

При летнем прогреве за счет поглощения солнечной радиации ситуация схожа. В глубокой части бассейна формируется дневной термоклин, и глубина его залегания D примерно одинакова по всей площади. Если прозрачность воды у берега и в открытой части моря одинакова, то и поглощение по глубине идет одинаково — в соответствии с законом Бугера-Ламберта-Бера  $I(z) = I_0 e^{-\eta z}$  ( $z \ge 0$ ). Здесь  $I_0$ , I(z) — интенсивность солнечной радиации на поверхности и на глубине z, а  $\eta$  [м<sup>-1</sup>] — коэффициент ослабления света. Таким образом, этот механизм сам по себе (как и диффузия тепла с поверхности) не приводит к возникновению горизонтальных градиентов температуры (Farrow, 2004). Однако там, где локальные глубины d невелики (d < D), часть энергии достигает дна, поглощается и затем вновь (частично) передается воде, что и приводит к дополнительному подогреву прибрежных вод снизу. Действительно, наблюдаемые в прибрежной зоне профили температуры воды заметно менее круты, чем в открытой части (см., например, Тихомиров, 1982; Adams, Wells, 1984; Monismith et al.,



Справа — вертикальные профили температуры воды в глубокой части при дестабилизирующем и стабилизирующем потоках плавучести через поверхность, по структуре которых определяется вертикальный пространственный масштаб *D* 

1990; Farrow, 2004; Чубаренко и др., 2007). С физической точки зрения этот теплопоток оказывает дестабилизирующее влияние на водную колонку. Если интенсивность прогрева на поверхности равна  $H_0 = I_0 / (\rho_0 c_p)$ , то энергия, приходящая ко дну на глубине *d*, составит  $H_d = H_0 e^{-\eta d}$ . Некоторая часть ее тратится на подогрев самого дна, а остальная (отражением или переизлучением) возвращается обратно в воду:

$$H = \delta H_0 e^{-\eta d}. \tag{2.1}$$

Здесь  $\delta$  (0 <  $\delta$  < 1) — коэффициент пропорциональности, показывающий, какая доля всей энергии, дошедшей до дна, вернулась в воду. Таким образом, выражение (2.1) дает величину дестабилизирующего потока тепла в случае летнего прогрева с поверхности.

Важным фактором в формировании горизонтальных неоднородностей температуры воды может стать и бо́льшая (как правило) мутность прибрежных вод (Самолюбов, 1996). Этот механизм не будет рассматриваться более подробно далее, так как в значительной мере зависит от частных характеристик пространственного распределения взвешенного вещества и поглощения им солнечной радиации.

В обеих описанных выше ситуациях возникновение горизонтальных градиентов температуры обусловлено сугубо локальными причинами: взаимодействием локальных условий теплообмена на поверхности и локального же поля глубин. Таким образом, различия в поле температур появляются весьма быстро — спустя время, необходимое для перемешивания локальной вертикальной колонки (анализ численных значений для природных водоемов приведен ниже). Формирующийся при этом горизонтальный градиент плотности сначала исчезающе мал, и горизонтальные движения незначительны. Хотя для горизонтальных конвективных движений не существует критического значения числа Рэлея и обменные движения начинаются сразу, изменения температуры из-за теплообмена по вертикали происходят значительно быстрее, чем адвективные горизонтальные течения сглаживают их. Именно поэтому дифференциальный прибрежный прогрев в природных водоемах так легко формируется и устойчиво существует. По мере дальнейшего прогрева горизонтальный градиент температуры продолжает расти, и течения развиваются с определенной задержкой, увеличивающейся вместе с расстоянием до берега.

Если предположить, что внешний теплопоток постоянен, то система должна с течением времени достичь некоторого квазистационарного состояния, в котором горизонтальный градиент температуры становится постоянным, выражая баланс горизонтальных и вертикальных потоков тепла. Характерная ситуация из лабораторного эксперимента приведена на рис. 2.5: разница температур между более глубокой и мелкой частью бассейна с наклонным дном при прогреве через поверхность сначала в течение 30 мин растет, а затем устанавливается на примерно постоянном уровне. Вместе с градиентом температуры должен прийти к установлению и соответствующий водообмен.



Рис. 2.5. Рост температуры воды в поверхностном слое лабораторного бассейна с наклонным дном:

 $T_{deep}$  — в глубокой части лотка,  $T_{slope}$  — над серединой склона, на врезке — разница между ними. Производится прогрев бассейна с поверхности лампами накаливания; теплопоток порядка 1200 Вт/м<sup>2</sup>

В природе сколько-нибудь постоянных внешних условий не существует, поэтому важным становится вопрос о характерных временах достижения этого квазистационарного состояния для различных пространственно-временных масштабов. Однако прежде чем начать анализ характерных временных и пространственных масштабов, обсудим еще один аспект. Очевидно, что физически важной для движения жидкости является не сама по себе разница температур  $\Delta T$ , а соответствующая разница плотностей  $\Delta \rho = \alpha \rho_0 \Delta T$  (и гидростатических давлений  $\Delta p$ ). При этом зависимость плотности воды от температуры нелинейна и даже знакопеременна, поэтому одинаковые изменения *температуры* дают разные изменения *плотности*.

#### § 2.3. Переход от температуры и теплопотока на границе к плотности и потоку плавучести

Зависимость плотности воды от температуры сложна. Для ее аналитического выражения в настоящее время чаще всего принимается вид, предложенный на основе многочисленных лабораторных опытов (Chen, Millero, 1986). При атмосферном давлении для воды солености *S* [‰] связь плотности [кг/м<sup>3</sup>] с температурой [°C] выглядит следующим образом (Chen, Millero, 1986):

$$\rho(T, S) = \rho_1(T) + \rho_2(T) \cdot S, \quad [\kappa \Gamma / M^3],$$

где

$$\begin{split} \rho_{1}(T) &= 999,8395 + 6,7914 \cdot 10^{-2} T - 9,0894 \cdot 10^{-3} T^{2} + 1,0171 \cdot 10^{-4} T^{3} - \\ &- 1,2846 \cdot 10^{-6} T^{4} + 1,1592 \cdot 10^{-8} T^{5} - 5,0125 \cdot 10^{-11} T^{6}, \\ \rho_{9}(T) &= 8,181 \cdot 10^{-1} - 3,85 \cdot 10^{-3} T + 4,96 \cdot 10^{-5} T^{2}. \end{split}$$

Иногда для пресных вод в диапазоне температур от 0 до 30 °С и при нормальном атмосферном давлении удобно для оценок использовать значительно упрощенное выражение:

$$\rho(T) = \rho_0 (1 - \alpha^* (T - Tmd)^2), \quad [\kappa r/m^3], \quad (2.3)$$

где  $\alpha^* = 6,493 \cdot 10^{-6}$  [°С<sup>-1</sup>], *Tmd* = 4 °С — температура максимальной плотности,  $\rho_0 = \rho$  (4 °С).

Для общности, упомянем здесь и линейную аппроксимацию  $\rho = \rho_* \cdot [1 - \alpha^{**} \cdot (T - T_*)]$ , как правило, используемую только в целях упрощения аналитических выкладок в тех случаях, когда температура воды *T* и плотность  $\rho$  отличаются от некоторых реперных величин *T*<sub>\*</sub> и  $\rho_*$  лишь незначительно. Очевидно, что такой вид зависимости не подразумевает наличия *Tmd*.

Общий вид кривых (2.2) и (2.3) — парабола с ветвями, направленными вниз (см. схему далее на рис. 2.9); ее вершина соответствует максимальной плотности воды, и как при увеличении, так и при уменьшении температуры плотность воды падает.

Из выражений (2.2) и (2.3) очевидно, что при разных *T* изменение температуры на одно и то же *dT* приводит к различным изменениям плотности

 $d\rho = -\alpha(T)\rho dT$ . Поскольку движет течения именно перепад плотности, то уже один этот факт требует хотя бы совместного учета dT и T в уравнениях.

Дополнительным усложнением является тот факт, что коэффициент термического расширения воды  $\alpha(T) = -1 / \rho_0 (dT/d\rho)$  не только изменяется по величине с изменением температуры, но и может менять знак. Смена знака а, которой соответствует точка максимума на кривой зависимости плотности от температуры, происходит у пресной воды (при атмосферном давлении) при температуре Tmd = 3,98 °C; у солоноватых вод эта температура падает с ростом солености (рис. 2.6). При повышении давления температура максимальной плотности также несколько понижается (рис. 2.7). Для солоноватых вод Балтийского моря (соленость на поверхности 3-8 ‰) она составляет 3,3-2,3 °С, для Каспия (6-12 ‰) — 2,7-1,4 °С,



Рис. 2.6. Зависимость плотности воды (дана в изопикнах) от температуры и солености при нормальном атмосферном давлении

Прямые показывают зависимость температуры максимальной плотности (*Tmd*) и температуры замерзания (*Tfr*) от солености воды. При солености меньше 24,7 ‰ температура максимальной плотности выше температуры замерзания (Stewart, 2003)



Рис. 2.7. Зависимости температуры максимальной плотности (*Tmd*, черные прямые) и температуры замерзания (*Tfr*, серые прямые), выраженных в °C, от солености (в ‰) при давлениях (*p*, в барах), соответствующих глубинам 0, 500, 1000 и 2000 м

для Черного моря (6–18 ‰) — 2,7–0,1 °С. Таким образом, во многих водоемах умеренных широт сезонные колебания внешних условий достаточно значительны, чтобы дважды в год — весной и осенью — обеспечить переход температуры воды (на всей их акватории или только частично) через *Tmd*. При этом и прогрев, и выхолаживание естественно происходят и при  $\alpha > 0$ , и при  $\alpha < 0$ . Очевидно, что медленные сезонные смены режима и весной, и осенью происходят через многократные колебания в суточном и синоптическом масштабе времени. С точки зрения рассматриваемых процессов, переход через *Tmd* имеет крупномасштабные последствия для динамики вод, поэтому рассмотрим его более детально.

Начнем для определенности с процесса *осеннего выхолаживания* в прибрежной зоне с переходом температуры воды через *Tmd*. Как только общий тепловой баланс поверхностного слоя становится отрицательным, в водоеме, имевшем после летнего прогрева *устойчивую прямую* вертикальную термическую стратификацию, начинается вертикальное конвективное перемешивание — образование и рост верхнего квазиоднородного слоя (ВКС, см. рис. 2.8, 2.9). Там, где вертикальная конвекция достигает дна, выхолаживание происходит быстрее, поскольку при равном теплооттоке на мелководье тепло отбирается от всё той же колонки воды, в то время как в глубокой части бассейна вертикальное перемешивание вовлекает снизу дополнительную массу воды (и тем самым увеличивает толщину ВКС). Таким образом формируются наблюдаемые в прибрежной зоне характерные сезонные горизонтальные градиенты температуры воды, а вместе с ними и горизонтальные градиенты плотности. Возникающий следом горизонтальный водообмен не может подавить вертикальную конвек-



цию, и все прибрежные воды вплоть до достижения *Tmd* остаются неустойчиво стратифицированными, т. е. интенсивно вертикально перемешиваются при дальнейшем выхолаживании с поверхности. Достигается *Tmd* впервые у берега, и это свидетельствует о зарождении там области с другой вертикальной термической структурой: при дальнейшем выхолаживании плотность поверхностных вод становится меньше, вертикальная термо-гравитационная конвекция прекращается, и устанавливается устойчивая *обратная зимняя* вертикальная стратификация. Дальнейшее выхолаживание ведет к увеличению этой области, т. е. к продвижению границы с T = Tmd в сторону увеличения глубины водоема до тех пор, пока по всему водоему не установится обратная зимняя стратификация.

При весеннем прогреве физический процесс происходит в том же самом порядке (рис. 2.9): повышение температуры поверхности в водоеме с обратной (зимней) стратификацией сопровождается ростом плотности воды в поверхностном слое, развитием вертикальной конвекции и образованием ВКС; снова возникают горизонтальные градиенты температуры воды в прибрежной зоне, и *Tmd* снова достигается сначала у берега, отмечая рождение области с прямой летней устойчивой вертикальной стратификацией.

Очевидно, что физически процесс движется не собственно теплопотоком H [Вт/м<sup>2</sup>] через поверхность, а возникающим в его результате потоком плавучести в поверхностный слой

$$B_0 = \frac{g\alpha H}{\rho_0 C_p}, \qquad [\mathrm{M}^2/\mathrm{c}^3].$$

Здесь g — ускорение свободного падения,  $\alpha$  — коэффициент термического расширения воды,  $\rho_0$  — плотность воды,  $C_p$  — теплоемкость воды при постоянном давлении. Индекс «0» говорит о том, что это поток плавучести, приходящий через поверхность. Физический смысл потока плавучести становится ясен, если его выразить через изменения плотности:

$$B = \frac{g\alpha H}{\rho c_p} = g \cdot \frac{\alpha \cdot c_p m \Delta T}{\rho c_p} = \frac{g}{\rho} \cdot \alpha \Delta T \cdot m = g \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho} \cdot V,$$

т. е. поток плавучести характеризует скорость изменения плотности воды, происходящего в объеме V в результате потока тепла через его поверхность. Можно его интерпретировать и как умноженный на  $g/\rho$  поток массы, приходящей через 1 м<sup>2</sup> поверхности за 1 с.


Рис. 2.9. Переход через *Tmd* и при весеннем прогреве, и при осеннем выхолаживании есть переход от отрицательного потока плавучести в верхний слой к положительному:

a — заштрихованы периоды развития вертикальной конвекции. Прямоугольники, скользящие по кривой  $\rho(T)$ , иллюстрируют характер изменения плотности в прибрежной зоне и в глубокой части в условиях осеннего выхолаживания;  $\delta$  — *Tmd* над прибрежным склоном маркирует движущуюся границу между областями с устойчивой и неустойчивой вертикальной стратификацией

Если  $B_0 > 0$  (что эквивалентно «отбиранию» массы с поверхности), то вода в поверхностном слое становится «более плавучей» и возникает устойчивая вертикальная стратификация<sup>14</sup>. Заметим, что это происходит, если произведение  $\alpha H > 0$ , то есть либо при прогреве теплой воды (с температурой выше *Tmd*), либо при остывании холодной (с температурой ниже *Tmd*). Соответственно участки с  $\alpha H < 0$  (рис. 2.9) соответствуют процессу развития вертикальной конвекции (неустойчивой вертикальной стратификации). Это совпадение физической картины весеннего и осеннего перехода температуры воды в водоеме через *Tmd* есть прямое следствие нелиней-

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Некоторые авторы, например (Fer, 2001), выбирают другое правило знаков для *В*.

ности уравнения состояния воды. Интересно, что рассмотренный в терминах перехода от отрицательного потока плавучести к положительному этот переход оказывается сезонным аналогом части дневного цикла — перехода от ночного выхолаживания к дневному прогреву.

Итак, важно, что условия стабилизирующего потока плавучести через поверхность водоема ( $B_0 > 0$ ), приводящие к усилению вертикальной стратификации, складываются и при прогреве теплой воды (с температурой T > Tmd, т. е. при летнем прогреве), и при дальнейшем остывании холодной (*T* < *Tmd*, т. е. при зимнем охлаждении). Соответственно, условия дестабилизирующего потока плавучести реализуются при охлаждении вод осенью (T > Tmd) и прогреве ранней весной (T < Tmd). Очевидно, что описание процесса в терминах не потока тепла через границу *H* [Вт/м<sup>2</sup>] и разницы температур по горизонтали *ΔТ* [°C] при дифференциальном прибрежном прогреве, а в терминах потока плавучести через поверхность  $B_0 [M^2/c^3]$ и результирующей разницы плотностей по горизонтали  $\Delta \rho$  [кг/м<sup>3</sup>] является наиболее универсальным. Именно так и принято в работах по глубокой океанской конвекции (см., например, Maxworthy, Narimuosa, 1994) и в последних работах по горизонтальной конвекции (Hughes, Griffith, 2008). Для бассейна с наклонным дном это обозначает, что отрицательный (дестабилизирующий) поток плавучести через поверхность соответствует опусканию вод в области над склоном, а положительный (стабилизирующий) — подъему вод, безотносительно к условиям теплообмена через поверхность в конкретной ситуации.

В дальнейшем термины «прогрев» и «выхолаживание» будут употребляться ограниченно и только в описательном контексте, а анализ физической картины будет производиться в терминах стабилизирующего и дестабилизирующего потока плавучести.

# § 2.4. Характерные масштабы процесса развития и установления водообмена

Рассмотрим процесс развития и установления водообмена, когда при прогреве и выхолаживании над наклонным дном возникают и увеличиваются со временем градиенты температур по горизонтали, формируются соответствующие горизонтальные градиенты плотности и давления, а следом за ними — развиваются течения. Для этого введем характерные для задачи масштабы. Поскольку и вертикальные, и горизонтальные процессы существенны и они при этом имеют различную физическую природу, необходимо вводить и различные масштабы по горизонтали и вертикали. В качестве *пространственных масштабов* удобно выбрать (рис. 2.4) длину склона по горизонтали *L* (что при геофизически типичных уклонах дна  $\beta \sim 10^{-3}$ – $10^{-4}$  близко к длине собственно склона) и глубину слоя в глубокой части бассейна *D*, который реагирует на изменения потока тепла/плавучести через поверхность. В качестве масштаба температуры естественно взять характерную разницу между открытой и прибрежной зоной  $\Delta T$ .

Тогда масштабом горизонтальной разности давлений является величина  $\Delta p = \Delta \rho \cdot g \cdot D = \rho_0 \alpha \Delta T \cdot g \cdot D$ . Введение остальных масштабов — времени и скоростей течений по горизонтали и вертикали — требует дополнительного обсуждения, поскольку по мере развития процесса изменяется физическая основа ситуации.

## Время возникновения горизонтальных градиентов плотности

Первым этапом развития горизонтальных градиентов температуры воды является реакция локальных вертикальных колонок воды над разными глубинами *d* на поток плавучести через поверхность  $B_0$ . Поскольку физически важным оказывается во всех случаях *дестабилизирующий* поток плавучести *B*, то характерным временем, по прошествии которого *весь склон почувствует* влияние внешнего теплообмена, является время конвективного перемешивания вертикальной колонки воды глубиной *D* (максимальная глубина над концом склона, см. рис. 2.4). Считая масштабом вертикальной скорости — скорость конвективного турбулентного перемешивания  $w \sim (Bd)^{1/3}$  (см., например, Maxworthy, Narimuosa, 1994), получаем масштаб времени делением всей глубины на эту скорость:

$$\tau_1 \sim D/(BD)^{1/3} = (D^2/B)^{1/3}.$$
 (2.4)

Если дестабилизирующий поток плавучести приходит непосредственно через поверхность (как при осеннем выхолаживании), то  $B = B_0$ , и

$$\tau_1 = (D^2 / B_0)^{1/3}.$$

Если же поток плавучести через поверхность стабилизирующий и перемешивание происходит в результате влияния дна (как при летнем прибрежном прогреве), то дестабилизирующий поток плавучести (см. формулу 2.1) составит  $B = \delta B_0 e^{-\eta d}$ . Полагая в данном случае мерой максимальной глубины над склоном D — глубину падения интенсивности света в e раз, получим  $\eta D = 1$ , и соответствующее время перемешивания

$$\tau_1 \sim \left(\frac{D^2}{B_0} \cdot \frac{e}{\delta}\right)^{1/3}.$$
(2.5)

В данной постановке задачи это время оказывается независимым от прозрачности воды: чем она больше, тем больше и «работающая» длина склона. Если при этом характер дна таков, что в воду возвращается всё дошедшее до него тепло (т. е.  $\delta = 1$ ), то время возникновения горизонтальных градиентов температуры оказывается только в  $e^{1/3} \sim 1,4$  раза больше, чем при дестабилизирующем потоке плавучести непосредственно с поверхности водоема.

Оценим эти масштабы времени для условий прибрежной зоны природного водоема: при D = 10 м,  $B_0 = 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>, при дестабилизирующем по-

токе плавучести *с поверхности* оно составляет порядка 10 мин; со дна (если 50 % энергии поглощается дном) — 50 мин. То есть в обоих случаях это времена одного порядка — десятки минут, что является для природных бассейнов очень коротким временем реакции.

Таким образом, как при стабилизирующем, так и при дестабилизирующем потоке плавучести через поверхность формирование горизонтальных градиентов над наклонным дном начинается уже через *единицы-десятки* минут с момента начала прогрева/выхолаживания. К этому времени вся область над склоном уже *«почувствовала»* внешний поток плавучести, разность плотностей начала формироваться, но собственно течения *еще нет*.

## Время установления течений

Под действием нарастающего горизонтального градиента плотности начинают развиваться горизонтальные течения. Скорость установившегося течения, соответствующая установившемуся горизонтальному градиенту давления, может быть оценена по уравнению движения (в пренебрежении вязкостью и вращением Земли) из баланса инерционного члена и горизонтального градиента давления  $u \cdot \partial u / \partial x = -1/\rho_0 \cdot \partial p / \partial x$ . Приняв введенные выше масштабы соответствующих величин, для горизонтальной компоненты скорости в квазистационарном состоянии получим:

$$\frac{u^2}{L} \sim \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{g \cdot \Delta \rho \cdot D}{L}, \quad \text{или} \quad u \sim [g \cdot \Delta \rho / \rho_0 \cdot D]^{\frac{1}{2}}. \tag{2.6}$$

Измеренные в озерах скорости горизонтальных конвективных течений имеют масштаб сантиметров в секунду (Farrow, 2004; Fer et al., 2002с; Monismith et al., 1990). Взяв в качестве примера детально описанный в публикациях зимний каскадинг в Женевском озере (Fer et al., 2002с), при наблюдавшихся значениях  $D \sim 50$  м,  $\Delta T \sim 0.2$  °C,  $\alpha \sim 10^{-4}$  °C<sup>-1</sup> и измеренных скоростях вдольсклонового потока  $u \sim 0.05$  м/с, получим для (2.6) коэффициент пропорциональности <sup>1</sup>/<sub>2</sub>.

Считая временем установления время, необходимое для достижения «установившейся» скорости течений, из баланса  $\partial u/\partial t = -1/\rho_0 \cdot \partial p/\partial x$  (в тех же предположениях) получаем его масштаб:

$$\tau_{2} \sim \left[\frac{L}{g \cdot \Delta \rho / \rho_{0} \cdot A}\right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (2.7)$$

где A = D/L — уклон дна. Зависимость (2.7) показывает, что время установления растет вместе с длиной склона (что хорошо согласуется с наблюдениями); произведение ( $\Delta \rho / \rho \cdot A$ ) в знаменателе изменяется не столь значимо: у крутых склонов (бо́льшие A) наблюдаются ме́ньшие градиенты плотности.

Таким путем получается заниженная оценка  $\tau_2$ , поскольку используется установившееся значение горизонтальной разницы плотностей, в то время как реальный процесс идет при  $\Delta\rho(t)$ , нарастающем от 0 до  $\Delta\rho$ . Учитывая это, введем множитель ½ и оценим величину времени установления для примера  $L \sim 10$  км,  $\Delta T \sim 1$  °C,  $\alpha \sim 10^{-4}$  °C<sup>-1</sup>,  $A \sim 0,001$ . Формула (2.7) дает  $\tau_2 \sim 1.4 \cdot 10^5$  с, или около полутора суток, что хорошо согласуется с натурными данными.

Рисунок 2.10 обобщает анализ характерных времен развития и установления обмена. Ясно, что горизонтальные конвективные течения при суточных колебаниях теплопритока над морскими акваториями, по-видимому, не успевают достичь установления, но уже при синоптическом и тем более сезонном масштабе вариаций можно говорить о квазистационарном водообмене.

## Время обновления воды в прибрежной зоне

Приняв за масштаб скорости  $u \sim [g \cdot \Delta \rho / \rho_0 \cdot D]^{1/2}$  и считая, что вода «вытекает» из прибрежной области в слое толщиной в половину глубины *D*, получим оценку времени полного обновления воды в прибрежной зоне за счет механизма конвективного водообмена:

$$\tau_{3} \sim \frac{V}{ud} = \frac{\frac{1}{2} \cdot LD}{u \cdot \frac{1}{2} \cdot D} = \frac{L}{u} \sim \frac{L}{\left[g\alpha\Delta TD\right]^{\frac{1}{2}}}$$

Хотя это выражение полностью совпало с (2.5), они различны по физическому смыслу: сначала за время  $\tau_2$  происходит установление обменных течений, а затем — при величине установившегося водообмена — идет регулярное обновление вод в прибрежной зоне за время  $\tau_3$ . Важно, что его масштаб для прибрежных зон внутренних морей и крупных озер также составляет порядка единиц суток, что очень существенно с точки зрения экологических аспектов.

## § 2.5. Горизонтальный водообмен в квазистационарном состоянии

Характерной особенностью структуры горизонтального конвективного обмена является его двухслойность на любом масштабе: в лаборатории (Гершуни и др., 1989; Чубаренко, Демченко, 2008; Chubarenko et al., 2005а; Mullarney et al., 2004; Rossby, 1965; Sturman et al., 1999), небольшом заливе (Adams, Wells, 1984; James, Barko, 1991; Monismith et al., 1990), озере (Farrow, 2004; Fer et al., 2001; Horsch, Stefan, 1988; Sturman et al., 1999), море (Филиппов, 1968; Ivanov et al., 2004) и океане (Hughes, Griffiths, 2008; Ivanov et al., 2004). Это позволяет предположить, что пространственный масштаб яв-

### § 2.5. Горизонтальный водообмен в квазистационарном состоянии





Масштабы времени приведены для типичных условий прибрежной зоны моря/озера в средних широтах (см. текст)

ляется одной из важнейших характеристик процесса. Проведенный выше масштабный анализ указывает на зависимость результирующего квазистационарного горизонтального расхода обменных течений *Q* на глубине *d* над склоном вида

$$Q \sim u \cdot d \sim [\Delta \rho / \rho \cdot g \cdot d]^{\frac{1}{2}} \cdot d \sim d^{\frac{1}{5}}.$$

Следуя идее работы (Sturman et al., 1999), для проверки этой зависимости были собраны данные многих авторов по натурным и лабораторным исследованиям горизонтальной конвекции над наклонным дном. На рис. 2.11 в двойном логарифмическом масштабе представлены расходы (в м<sup>3</sup>/с с одного погонного метра береговой линии) и глубина слоя в месте измерения (в метрах).

### Экспериментальные данные

Группа точек, обведенных овалом в области наименьших масштабов (~0,1 м), представляет данные лабораторных экспериментов (Chubarenko et al., 2005а; Чубаренко и др., 2007; Чубаренко, Демченко, 2008) по прогреву и выхолаживанию бассейна с наклонным дном. В эту же группу попадают (но не приведены на рисунке) и результаты аналогичных лабораторных экспериментов по выхолаживанию (пять экспериментов (Sturman et al., 1999), бассейн с наклонным дном 10-сантиметровой глубины, квазистационарный расход  $(2\div7) \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с).

Данные Джэймса и Барко (James, Barko, 1991) получены в небольшом мелководном заливе с практически ровным дном (глубина чуть больше 1 м) водохранилища Галле (Eau Galle, США) при изучении водообмена в ночное время 25–26 июля и 12–13 сентября 1988 г. Величина водообмена

вычислена по результатам распространения пятна родамина за время с 10 вечера до 10 утра, и есть не столько квазистационарное значение, сколько среднее за фазу каскадинга. Расход в период ночного выхолаживания составил ~ $(2 \div 4) \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с и был чуть больше в июле ((3–4) · 10<sup>-4</sup> м<sup>2</sup>/с), чем в сентябре ((2–3) · 10<sup>-4</sup> м<sup>2</sup>/с).

Измерения (Sturman et al., 1999) проводились весной (3–5 сентября 1996 г.) в небольшом озере Янгебап (Yangebup, Австралия), где интенсивный прогрев днем, ясное небо ночью и незначительные в это время года ветра́ создают условия, при которых конвективная циркуляция в суточном ритме постоянно присутствует в мелководных заливах. Чашеобразной формы озеро максимальной глубиной 3 м имеет уклон дна в прибрежной части около 1°. Измерения в области, где глубина составляет 1,8 м, приводят к оценке горизонтального расхода конвективной циркуляции в ~3 · 10<sup>-3</sup> м<sup>2</sup>/с.

Натурные данные (Fer et al., 2002с, таблица 1) были получены в течение зимы 1999/2000 г. (всего 38 дней измерений) над шельфом и склонами Женевского озера (максимальная глубина 315 м). Точки на рис. 2.11 представляют средние расходы на глубинах 21 м ((8,6 ± 4,4) · 10<sup>-2</sup> м<sup>2</sup>/с) и 55 м ((32 ± 20) · 10<sup>-2</sup> м<sup>2</sup>/с), полученные автором в результате усреднения по 25 отдельным «холодноводным улиткам».

Самая верхняя точка (темный квадратный маркер) соответствует расходу холодных придонных интрузий в озере Байкал (Wüest et al., 2005), формирующихся во время весеннего прогрева (*T* < *Tmd*); оценку толщины верхнего теплоактивного слоя дает глубина залегания мезотермического максимума (около 250 м, см. в Wüest et al., 2005). Хотя сами авторы не идентифицировали конкретный механизм формирования этих интрузий, они однозначно связывают их формирование с термическими процессами на поверхности озера по мере прогрева и приближения к *Tmd*. Специфические условия перемешивания в глубоких водах Байкала (наличие некоторого потенциально барьера при погружении более тяжелых вод) не позволяют большинству таких интрузий достичь дна (Wüest et al., 2005), поэтому — с точки зрения рассматриваемого здесь механизма обмена — представленная величина расхода характеризует не столько квазистационарный обмен, сколько среднее по наиболее интенсивным случаям.

Линейный тренд на рис. 2.11 указывает на зависимость вида  $Q \sim d^{1,37}$ , с достоверностью аппроксимации 0,96. Важно, что он получен на основании *только натурных и экспериментальных данных*. На этом рисунке приведены и другие точки, не использованные при построении тренда.

Это данные численного моделирования с помощью трехмерной негидростатической модели MIKE3-FlowModel (DHI Water & Environment): знак (i) отмечает величины горизонтального расхода при выхолаживании над склоном через створы с глубинами 6, 11, 16, 21, 26 м (Chubarenko et al., 2007), а точка (ii) — для глубины 300 м — выхолаживание в бассейне, воспроизводящем масштабы северного шельфа и склона Каспийского моря. Прямоугольник (iii) соответствует диапазону характеристик 61 случая каскадинга различной природы, наблюдавшегося в океанских условиях по обзору (Ivanov et al., 2004); их средний расход оценен авторами в 0,05–0,08 Св на 100 км, или 0,5–0,8 м<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>/м, диапазон глубин 40–200 м. К сожалению, для отдельных ситуаций каскадинга рассматриваемой здесь природы данных о расходах не имеется.

Пять темных треугольных маркеров (iv) получены на основании данных Титова (Титов, 2006) по глубине верхнего квазиоднородного слоя и объему холодного промежуточного слоя в Черном море для разных типов зим (снизу вверх): аномально теплой, теплой, нормальной, холодной и аномально холодной. «Адвекционная гипотеза формирования ХПС» в Черном море за счет вод, стекающих зимой со склонов, известна с 50-60-х гг. прошлого века (Филиппов, 1968), и детали ее до сих пор обсуждаются. Представленные на графике оценки расхода получены путем деления объема ХПС в соответствующую зиму на длительность периода выхолаживания (5 месяцев) и длину всей береговой линии моря (не только северо-западного участка). По современным данным, формирование холодных вод аналогичным механизмом возможно и в центральной части моря (Титов, 2006): там пикноклин куполообразно приподнят, вертикальная конвекция достигает слоя скачка и возникают горизонтальные градиенты температуры воды в поверхностном слое. Этот факт можно учесть в наших расчетах увеличением «длины береговой линии», что сделает точки (iv) еще ближе к линии общей закономерности.

Величину горизонтального водообмена при прогреве бассейна с наклонным дном (T > Tmd) характеризует только одна точка: это треугольный маркер в облаке «лабораторные эксперименты». Она удовлетворительно соответствует общей закономерности. В публикациях по натурным данным подобной информации не обнаружено. Однако дальнейшие исследования, изложенные в главах 4 и 5, позволяют предположить связь интенсивного летнего прогрева с подъемом вод вдоль склонов — вплоть до развития апвеллинга (выхода холодных вод на поверхность). Это дает возможность использовать еще одну цифру: горизонтальный транспорт от берега при экстремально сильных апвеллингах 2003 и 2005 гг. в Балтийском море имел порядок 1000 м<sup>3</sup>/с на 1 км береговой линии (Lehmann et al., 2007; Myrberg et al., 2008), или — 1 м<sup>3</sup>/с на один погонный метр берега. Термоклин в Балтике в летний период располагается на глубинах 30-40 м. В результате на рис. 2.11 эта точка ложится в области верхних из треугольных маркеров (iv). Она не показана на рисунке из соображений физической корректности: как ни удивительно совпадение, но связь апвеллинга с прибрежным прогревом требует доказательства.

Полученный график обобщает данные в диапазоне вертикальных масштабов (толщин верхнего теплоактивного слоя) от нескольких сантиметров до 300 м, показывая, что квазистационарный конвективный водообмен при этом изменяется от 10<sup>-5</sup> до 5 кубометров в секунду с 1 погонного метра береговой линии. Диапазон уклонов дна составляет 0,001–0,1; участки склонов Женевского озера (Fer et al., 2002с) — до 0,4. На единую зависимость ложатся данные о горизонтальном расходе при каскадинге из-за осенне-зимнего выхолаживания (при T > Tmd), при дневном прогреве (T > Tmd) и прогреве при температуре ниже Tmd. Данных о величине горизонтального водообмена при выхолаживании вод, имеющих температуру ниже Tmd, в публикациях не обнаружено.

Уравнение прямой y = 1,37x - 2,89 (рис. 2.11), выраженное в явном виде, дает зависимость  $Q = 0,0013 \cdot d^{1,37}$ , где Q — расход с одного погонного метра береговой линии — выражен в кубометрах в секунду, а вертикальный масштаб d (меняющийся на три порядка!) — в метрах. Несколько «инженерный» вид представления выбран, чтобы яснее выделить фундаментальный факт: величина горизонтального водообмена определяется прежде всего пространственным масштабом.

## Сравнение с результатами других авторов

Одним из первых исследований вопроса о величине квазистационарного конвективного водообмена считается работа Россби (1965), который поставил лабораторные эксперименты в прямоугольном лотке с горизонтальным дифференциально подогреваемым дном (см. главу 1). Его эксперименты и последующий анализ, основанный на введении масштабов для возникающего термического погранслоя, а также более поздние эксперименты других авторов (см., например, Mullarney et al., 2004) показали, что объемный расход на единицу ширины бассейна пропорционален числу Рэлея:  $Q \sim Ra^{1/6}_{\ F}$ , где  $Ra_{\ F}$  дается формулой (1.16). Для зависимости величины водообмена от пространственного масштаба результат Россби дает  $Q \sim h^{4/6} = h^{0.66}$ .

Для бассейна с наклонным дном было показано (Horsch, Stefan, 1988; Sturman et al., 1999; Farrow, 2004), что возникающий горизонтальный обмен хоть и сложен, и структурирован по-разному при прогреве и выхолаживании, но имеет много общего с течениями, наблюдавшимися Россби (1965): их причиной являются градиенты температуры/плотности на горизонтальной границе; для них характерно «всегда нестационарное» поведение; течения двухслойны, а максимумы скорости заметно отстоят от границ.

Численные и лабораторные данные (Horsch, Stefan, 1988; Horsch et al., 1994) для бассейна с наклонным дном показали значительно более сильную зависимость (1.21):  $Q \sim Ra^{1/n}$ , где 2 < n < 3, что дает  $Q \sim h^{1,3+2}$ . Штурман с соавторами (Sturman et al., 1999) обобщили численные, лабораторные и натурные данные (для озер и небольших заливов) нескольких авторов и путем интерполяции получили зависимость  $Q \sim h^{1,3}$ . Все эти зависимости представлены на рис. 2.11 в левом верхнем углу в виде отрезков прямых соответствующего наклона. Видно, что полученные результаты хорошо согласуются с работами других авторов.



Рис. 2.11. Зависимость горизонтального конвективного объемного расхода в бассейне с наклонным дном от толщины теплоактивного слоя по лабораторным и натурным данным

Детальное описание данных и их источников см. в тексте. Ссылки в поле рисунка согласно списку литературы в статье (Чубаренко, 2009)

«Независимость» представленных результатов от величины уклона дна и внешнего потока плавучести через поверхность является лишь видимостью. Во-первых, оба эти параметра самым существенным образом влияют на величину формирующегося горизонтального градиента плотности. Лабораторные эксперименты (Chubarenko et al., 2005а; Чубаренко и др., 2007; Чубаренко, Демченко, 2008 — соответственно для дестабилизирующего потока плавучести через поверхность, стабилизирующего и для перехода через Tmd) позволяют на качественном уровне указать причину относительной независимости величины горизонтального расхода. Так, над пологими склонами и при больших потоках плавучести формируются большие градиенты температуры/плотности, которые порождают более интенсивные течения, но в более тонком слое; над крутым же склоном и при небольших потоках плавучести градиенты плотности меньше, течения имеют ме́ньшие скорости, но более распределенную эпюру. Влияние величины потока плавучести впрямую сказывается и через изменение толщины теплоактивного слоя D. К тому же изменяется длительность процесса установления водообмена: малые В и Др приводят к увеличению как времени реакции склона  $au_1$ , так и времени установления течений  $\tau_{\circ}$  (формулы 2.4 и 2.7). Это подтверждается и исследованиями (Sturman et al., 1999): анализ серий численных решений показал, что течения нечувствительны к изменению величины внешнего потока плавучести (важно лишь, что он принципиально существует) и весьма умеренную чувствительны к углу наклона дна, так что зависимость от пространственного масштаба действительно становится самой важной.

Сравнение с результатами, полученными для бассейнов с горизонтальным дном (Mullarney et al., 2004; Rossby, 1965), позволяет утверждать, что наличие подводного склона значительно интенсифицирует горизонтальный конвективный водообмен. Это подтверждается, в частности, и тем известным в технике фактом, что бассейны с наклонным дном остывают быстрее (лабораторные эксперименты, см., например, Chubarenko et al., 2005а).

Последний вывод может оказаться полезным в обсуждении величины вклада разности температур между экватором и полюсом в глобальную термохалинную циркуляцию океана: известно (Rossby, 1965; Mullarney et al., 2004; Hughes, Griffiths, 2008), что только горизонтальной конвекции недостаточно для объяснения интенсивности наблюдающейся циркуляции. Действительно, одна из последних оценок величины расхода глобальной термохалинной циркуляции ±5,6 Св (5,6 · 10<sup>6</sup> м<sup>3</sup>/с, на широте 26,5 N (Cunnindham et al., 2007)) эквивалентна примерно 2–2,5 м<sup>3</sup>с<sup>-1</sup>/м (см. по вертикальной оси графика, рис. 2.11); при глубине  $D \sim 1\div3$  км, соответствующей масштабам океана, эта точка оказывается выше зависимости, полученной Россби, но ниже полученной нами. Это может означать, что *присутствие уклона дна в приполярных областях* играет некоторую роль и в океане.

## § 2.6. Влияние на водообмен других параметров и внешних условий

Вопрос о влиянии ветра, волнения, вращения Земли на конвективный водообмен до настоящего времени практически не исследовался. Ясно, что действие сильного ветра способно его полностью блокировать на какое-то время; но очевидно и то, что дифференциальный прибрежный прогрев устойчиво наблюдается и в синоптическом, и в сезонном осреднении. При этом устойчивость картины изотерм, параллельных берегу и изобатам, не является признаком отсутствия конвективного движения это результат текущего баланса вертикальных и горизонтальных потоков тепла. Есть основания полагать, что описанный механизм продолжает работать и при умеренных ветрах, добавляя свой вклад к общей циркуляции. Хотя большинство ориентированных на конвективный водообмен натурных измерений проводилось в озерах и при слабых ветрах, но хорошо известны и наблюдения зимних каскадов в морях и океанах. Отдельным аргументом в пользу устойчивой работы этого механизма и в морских условиях служат холодные промежуточные слои; например, адвективное (не местное) происхождение ХПС в открытой части Черного моря доказано (Филиппов, 1968), показана и значимая роль в этом северо-западного шельфа моря. Данные экспедиционных исследований в прибрежной зоне Балтийского моря (Чубаренко, Демченко, 2007, см. дальше, в главе 3) показывают, что при наличии ветра конвективные обменные течения несколько заглубляются, предоставляя поверхностный слой действию ветра, но,

тем не менее, продолжают работать в области над склоном — в промежуточных и придонных слоях.

Анализ влияния вращения Земли в этом случае осложняется двумя факторами: во-первых, течения практически всегда нестационарны и, вовторых, принципиально важно наличие дна (а это влечет за собой влияние придонного трения). Можно полагать, что вращение не успевает сказаться на развитии дневной/ночной циркуляции и более коротких эпизодов, однако динамика сезонного водообмена очевидно должна быть приспособлена к вращению, даже если взятые в отдельности вдольсклоновые языки или конвективные струи сами по себе нестационарны. При наличии постоянного градиента давления вдоль склона вращение Земли приводит к формированию вдольберегового течения, а для обмена между мелкой и глубокой областями остается только придонный экмановский слой, толщина которого равна  $h = (2K_z/f)^{1/2}$ , где  $K_z$  — коэффициент турбулентного обмена, f — параметр Кориолиса. При типичных значениях  $K_{\tau} \sim 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  и  $f \sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ , толщина придонного слоя (где течения имеют составляющую вниз по склону) получается маленькой — порядка 1,4 м, и при этом она не зависит от локальной глубины, что в данном случае противоречит наблюдениям. Фэр с соавторами (Fer et al., 2002с) показали, что для их наблюдений («каскадинг» на склонах Женевского озера, до глубин 56 м) оценка экмановского переноса в погранслое  $v \cdot (2K_z/f)^{1/2}$ дает менее одной десятой от наблюдавшегося транспорта. Таким образом, примененная в классическом виде теория Экмана дает значительную недооценку величины наблюдаемого водообмена. При этом, однако, рассматриваемая задача позволяет применить подход Экмана в несколько обобщенном виде.

По физическому смыслу величина коэффициента турбулентного обмена в данном случае зависит от дестабилизирующего потока плавучести и локальной глубины. Исходя из размерности, имеем для  $K_r$  [м<sup>2</sup>/с]:

$$K_{z} \sim \frac{d^{2}}{\tau_{1}} = d^{\frac{4}{3}} B^{\frac{1}{3}},$$

т. е. коэффициент турбулентного обмена зависит от пространственного масштаба. Тогда для толщины придонного слоя трения имеем:

$$h \sim d^{2/3} B^{1/6} f^{-1/2}.$$

При  $B \sim 10^{-6} \div 10^{-8} \text{ м}^2/\text{c}^3$ ,  $f \sim 10^{-4} \text{ c}^{-1}$  и локальной глубине  $d \sim 27$  м это дает толщину слоя трения порядка нескольких десятков метров; таким образом, всё реальное обменное течение находится существенно внутри погранслоя, и вращение Земли не является лимитирующим фактором.

Толщина слоя трения, как и многие другие параметры задачи, оказывается наиболее существенно зависимой от вертикального масштаба и значительно слабее — от внешнего потока плавучести.

## § 2.7. Анализ уравнений движения

Обсудив физическую основу процесса, проанализируем соответствующие уравнения движения. Рассуждения, приведенные выше, уже позволили оценить величину водообмена в конечном квазистационарном состоянии, но в то же время показали, что сам процесс развития течений в геофизически типичных условиях достаточно длителен. Поэтому собственно развитие течений и степень приближения картины к квазистационарной ситуации оказываются не менее важны.

Прием в качестве основных уравнений движения — уравнения Навье-Стокса в приближении Буссинеска:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + 2\Omega v \sin\varphi + v \cdot \nabla^2 u,$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial v}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - 2\Omega u \sin\varphi + v \cdot \nabla^2 v,$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial w}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + 2\Omega u \cos\varphi + v \cdot \nabla^2 w - \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \cdot g.$$

Здесь *u*, *v*, *w* — компоненты вектора скорости течения,  $\rho$  — плотность, *p* — давление, *v* — кинематическая вязкость,  $\Omega$  — угловая скорость вращения Земли,  $\varphi$  — широта, *g* — ускорение свободного падения.

По смыслу задачи предполагается, что вдоль берега (по координате *у*) картина не меняется. Исследуя собственно процесс развития течений и принимая во внимание полученный выше вывод о том, что вращение Земли не является лимитирующим фактором для водообмена данной природы, пренебрежем действием силы Кориолиса (и исследуем ее влияние в главе 3 на численной модели). Остальные уравнения — неразрывности, переноса тепла и уравнение состояния воды — также запишем в наиболее простой форме. Все эти упрощения и предположения мотивированы тем, что в фокусе находится конкретный физический процесс. Они сделаны, чтобы получить систему уравнений, которая может быть легко проанализирована аналитически — и при этом еще схватывает существенную физику процесса; усложнения же могут быть добавлены позднее. Насколько они оправданы, станет ясно из дальнейшего масштабного анализа. Таким образом, приходим к системе уравнений, рассмотренной еще в работе Россби (Rossby, 1965).

Уравнения Навье-Стокса:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + v \cdot \nabla^2 u, \qquad (2.8)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + v \cdot \nabla^2 w - \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \cdot g.$$
(2.9)

Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \tag{2.10}$$

Уравнение переноса тепла:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \cdot \nabla^2 T.$$
(2.11)

Уравнение состояния воды в его наипростейшей форме:

$$\rho = \rho_* \cdot [1 - \alpha \cdot (T - T_*)]. \tag{2.12}$$

Здесь 
$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$
, остальные обозначения те же, что в (1.1)–(1.5).

В дальнейшем не будем проводить различий между  $\rho_0$  и  $\rho_*$ , поскольку для балансовых соотношений оба значения имеют один и тот же смысл масштаба плотности.

Как обсуждалось выше, задача требует введения различных характерных масштабов по вертикали и горизонтали, поскольку различна физическая суть процессов: вертикальное перемешивание возникает из-за дестабилизирующего потока плавучести, а горизонтальный транспорт из-за наличия градиента гидростатического давления. Экспериментальные (натурные и лабораторные) данные подтверждают, что возникают самые различные их комбинации: с началом поступления дестабилизирующего потока плавучести интенсивное вертикальное перемешивание *уже* возникло, а горизонтального транспорта *еще* нет, или, наоборот, горизонтальный обмен *еще* сохраняется, в то время как вертикальный — *уже* прекратился. Однако в такой ситуации оказывается сложным корректно трактовать уравнение неразрывности: в нем сходятся скорости *разных движений*. Введем следующие характерные для задачи масштабы (рис. 2.4, таблица 2.1).

Пространственные масштабы:

по  $x \to L$ , где L = длина склона по горизонтали, по  $z \to D$ , где D = толщина теплоактивного слоя в глубокой части бассейна.

Масштаб времени:

 $t \rightarrow \left[\frac{D^2}{B}\right]^{1/3}$  — время реакции склона на дестабилизирующий поток плавучести *B* (с поверхности или дна) (см. формулу 2.4).

Масштаб температуры:

 $T \rightarrow \Delta T$  — характерная разность температур по горизонтали.

Масштабы скорости:

по *x*:  $u \rightarrow [\alpha \cdot \Delta T \cdot g \cdot D]^{1/2}$ , что следует из простых балансовых соотношений для стационарного состояния: из (2.8):

$$u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x},$$
  
r. e. 
$$\frac{u^2}{L} = \frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\rho_0 \cdot g \cdot \alpha \cdot \Delta T \cdot D}{L} \quad \mathbf{u} = [g \cdot \alpha \cdot \Delta T \cdot D]^{1/2};$$

Т

по *z*:  $w \rightarrow [B \cdot D]^{1/3}$ , что получается делением глубины слоя *D* на время конвективного перемешивания:

$$w = D / \left[\frac{D^2}{B}\right]^{1/3} = \left[B \cdot D\right]^{1/3}$$

Масштаб давления:

 $p \rightarrow \rho_0 \cdot g \cdot \alpha \cdot \Delta T \cdot D$  — его характерная разность по горизонтали.

В таблице 2.1 для удобства все масштабы приведены вместе. Заметим, что

$$\begin{split} &\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2 = \rho_* [1 - \alpha (T_1 - T_*)] = \rho_* [1 - \alpha (T_2 - T_*)] = \rho_* \alpha (T_1 - T_2)] = \rho_* \alpha \Delta T, \\ &H \quad \frac{\Delta \rho}{\rho_*} = \alpha \Delta T. \end{split}$$

Используя характерные для прибрежной зоны морей и озер величины  $D \sim 10$  м,  $L \sim 10^3$  м,  $u \sim 10^{-2}$  м/с,  $w \sim 10^{-3}$  м/с,  $t \sim 10^4$  с,  $\Delta \rho / \rho_0 \sim 10^{-5}$  и  $\Delta T \sim 0,1$  °C, оценим все члены уравнения (2.8) по порядку величины:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + v \cdot \nabla^2 u:$$
  
10<sup>-6</sup> 10<sup>-7</sup> 10<sup>-6</sup> 10<sup>-6</sup> 10<sup>-8</sup>.

В последнем члене для <br/>  $\nu$  выбрана не молекулярная вязкость (<br/>  $\nu \sim 10^{-5}~{\rm m^2/c}),$ а турбулентная (v ~ 10<sup>-3</sup> м<sup>2</sup>/с), характерная для районов с резкими особенностями батиметрии (см., например, Lueck, Mudge, 1997; Polzin et al., 1997; Wells, Helfrich, 2004). Даже при таком значении турбулентной вязкости он оказывается меньше остальных членов уравнения, что позволяет на этапе анализа масштабов им пренебречь.

Таблица 2.1

Характерные масштабы для процесса горизонтального конвективного обмена над подводным склоном

| X | Z | и   | w                   | t                                  | Т          | р  |
|---|---|---|---------------------|------------------------------------|------------|--|
| L | D | $[\alpha \cdot \Delta T \cdot g \cdot D]^{1/2}$ | $[B \cdot D]^{1/3}$ | $\left[\frac{D^2}{B}\right]^{1/3}$ | $\Delta T$ | $\rho_0 \cdot g \cdot \alpha \cdot \Delta T \cdot D$ |

Для уравнения (2.9):

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + v \cdot \nabla^2 w - \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \cdot g :$$

$$10^{-7} \qquad 10^{-8} \qquad 10^{-7} \qquad 10^{-4} \qquad 10^{-9} \qquad 10^{-4}.$$

Для уравнения (2.11):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial T}{\partial z} = \kappa \cdot \nabla^2 T:$$
  
10<sup>-5</sup> 10<sup>-6</sup> 10<sup>-5</sup> 10<sup>-8</sup>.

Пользуясь малостью членов уравнений, характеризующих вязкость и диффузию тепла, пренебрежем ими. Тогда уравнения движения принимают вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}, \qquad (2.8a)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\Delta \rho}{\rho_0} \cdot g, \qquad (2.9a)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \qquad (2.10a)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} - w \cdot \frac{\partial T}{\partial z}.$$
(2.11a)

Обезразмеривая их с помощью введенных масштабов, получим после некоторых преобразований (далее все переменные x, z, t, u, w, T, p безразмерны, но соответствующие обозначения опущены):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{D}{L} \cdot \frac{\left[\alpha \Delta TgD\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[BD\right]^{\frac{1}{3}}} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot \frac{D}{L} \frac{\left[g\alpha \Delta TD\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[BD\right]^{\frac{1}{3}}},$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} \cdot \frac{D}{L} \cdot \frac{\left[\alpha \Delta TgD\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[BD\right]^{\frac{1}{3}}} + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} \cdot \frac{\left[g\alpha \Delta TD\right]}{\left[BD\right]^{\frac{2}{3}}} - \frac{\left[\alpha \Delta TgD\right]}{\left[BD\right]^{\frac{2}{3}}},$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \cdot \frac{\left[BD\right]^{\frac{1}{3}}}{\left[\alpha \Delta TgD\right]^{\frac{1}{2}}} \cdot \frac{L}{D} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{\left[\alpha \Delta TgD\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[BD\right]^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{D}{L} - w \cdot \frac{\partial T}{\partial z}.$$

87

Обозначая 
$$\frac{D}{L} = A$$
 и  $\frac{\left[\alpha \Delta T g D\right]^{\frac{1}{2}}}{\left[BD\right]^{\frac{1}{3}}} = K_r$ , имеем  
 $\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \cdot A \cdot K_r + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial x} \cdot A \cdot K_r$ , (2.8b)

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial w}{\partial x} \cdot A \cdot K_r + w \cdot \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{\partial p}{\partial z} \cdot K_r^2 - K_r^2, \qquad (2.9B)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} \cdot A \cdot K_r + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \qquad (2.10B)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \cdot A \cdot K_r - w \cdot \frac{\partial T}{\partial z}.$$
(2.11B)

Таким образом, у процесса горизонтального конвективного водообмена имеются два безразмерных параметра: уклон дна А и К. Легко видеть (таблица 2.1), что К, есть отношение горизонтальной скорости (рождаемой горизонтальным градиентом давления) и вертикальной скорости (из-за наличия дестабилизирующего потока плавучести):  $K_r = \frac{u}{w}$ . Оно по физическому смыслу является некоторым аналогом числа Рэлея, характеризующего соотношение эффективности конвективных и молекулярных механизмов переноса. В данном случае К, характеризует соотношение интенсивности горизонтального и вертикального обмена, т. е. может быть использовано для характеристики стадии развития процесса. На начальных этапах (рис. 2.10) вертикальный обмен существует в отсутствие горизонтальных течений (и К. мало), затем следует развитие горизонтальных течений (рост и и К,) и выход на квазистационарный режим. Поскольку рассматриваемые движения обладают значительной инерцией, возможны и очень большие значения К<sub>r</sub> (внешний поток плавучести исчезает, но течения еще сохраняются), и даже отрицательные К, например, когда циркуляция «ночного типа» сохраняется и в течение значительной части дня — при уже обратном градиенте давления, см. например, измерения (Monismith et al., 1999).

Типичные значения  $K_r^*$  для квазистационарного состояния можно оценить напрямую из известных натурных и лабораторных данных. Так, для измерений Фэра (Fer et al., 2002с) имеем  $K_r^* \sim (5 \cdot 10^{-2} \text{ м/c}) : (10^{-8} \text{ м}^2/\text{c}^3 \cdot 50 \text{ м})^{1/3} \sim 6$ . Оценка на основе характерных масштабов для прибрежной зоны моря / озера (см. выше)  $u \sim 10^{-2} \text{ м/c}$ ,  $w \sim 10^{-3} \text{ м/c}$  дает  $K_r^* \sim 10$ . Лабораторные данные (Chubarenko et al., 2005а; Демченко, 2008) —  $u \sim 3 \cdot 10^{-3} \text{ м/c}$ ,  $w \sim (10^{-7} \text{ м}^2/\text{c}^3 \cdot 0, 1 \text{ м})^{1/3} \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ м/c}$  — приводят к величине  $K_r^* \sim 1,5$ . Таким образом, можно считать типичными значения  $K_r^* \sim (1\div10)$ . Величина  $K_r^*$ , по-видимому, должна зависеть от величины потока плавучести и характеристик склона (уклона дна, трения о дно).

В целом любой эпизод возникновения и развития горизонтального конвективного водообмена может быть описан в терминах изменяющегося  $K_r$ : от его малых значений в начале процесса — к «установившемуся» значению  $K_r^*$ , и дальнейшее сохранение этого значения до изменения внешних условий.

Произведение  $A \cdot K_r$ , присутствующее в системе уравнений (2.8в)–(2.11в) есть соотношение объемных расходов в горизонтальном и вертикальном движении:

$$A \cdot K_r = \frac{D}{L} \cdot \frac{u}{w}$$

Интересно, что при установившемся обмене над типичным склоном с  $A \sim 10^{-3}$ , произведение  $A \cdot K_r^*$  имеет порядок  $10^{-3}$ – $10^{-2}$ , т. е. вертикальный перенос в 100–1000 раз больше горизонтального.

## § 2.8. Поле гидростатического давления в прибрежной зоне при дифференциальном прогреве

Характерной особенностью обменных конвективных течений является формирование максимумов, заметно отстоящих от границ (поверхности или дна). Так, Фэр (Fer et al., 2002с) приводит вертикальный профиль скорости течений, полученный при зимнем выхолаживании в прибрежной зоне Женевского озера: при общей глубине в точке измерений в 57 м максимум скорости холодного вдольсклонового течения находится в 10 м над дном, а максимум компенсационного течения к берегу — в 15 м ни-

же поверхности (рис. 2.12). Фэрроу (Farrow, 2004), Хорш (Horsch et al., 1994), Мулларни (Mullarney et al., 2004) представили результаты численных расчетов по дневной / ночной циркуляции, каскадингу, конвекции в бассейне с горизонтальным дном, которые также демонстрируют и «приподнятый носик», и заглубление максимума скорости подповерхностного течения. Однако из вида представленных решений не представляется возможным достоверно заключить, что является причиной отстояния максимумов от границ — тип граничных условий или внутренняя структура течения.

Интересны в этом смысле детали некоторых численных решений (Horsch et al. 1994): даже при условии



Рис. 2.12. Профили температуры (сплошная кривая) и скорости по измерениям в Женевском озере 14 января 2000 г., глубина 57 м

(Fer et al. 2002c)



Рис. 2.13. Численное решение: поле температуры воды в изотермах и мгновенные вертикальные профили радиальной скорости течения при условиях прилипания на нижней и скольжения на верхней границе (Horsch et al., 1994)

скольжения на верхней твердой границе в структуре течений иногда присутствует заглубленный максимум течения «к берегу» (рис. 2.13).

Проведенные нами лабораторные, численные и натурные исследования подтверждают, что эта черта действительно типична для рассматриваемых (средних) течений и характерна для любых вариантов прогрева/выхолаживания в бассейнах со свободной поверхностью. Наиболее вероятной причиной этого может служить распределенное поле давления, возникающие в результате дифференциального прибрежного прогрева и/или уклон свободной поверхности. Горизонтальный *градиент* давления внутри жидкости при этом связан с *ускорением* течения (*du/dt* ~ *grad p*), в то время как характеристикой горизонтальной *скорости* течения на этом уровне в квазистационарной ситуации является *разность* гидростатических давлений на некотором определенном горизонте ( $\Delta p ~ \rho v^2/2$ ). Подберем ситуацию, в которой возможно точное математическое решение, и проанализируем, как изменяется с глубиной *горизонтальная разность гидростатических давлений* между областью, где прогрев/выхолаживание не достигают дна, и прибрежной зоной.

В общей постановке ход рассуждений таков. Предположим сначала, что и при наличии дифференциального прогрева поверхность воды горизонтальна. Тогда перепад давления по горизонтали  $\Delta p_{zopus} = (\rho_1 - \rho_2)gz$  равен нулю на поверхности, где z = 0, и на глубине D, где  $(\rho_1 - \rho_2) = 0$ , а между этими уровнями имеет один знак на всех горизонтах (т. е. толкает воды *от* берега при B < 0 и к берегу при B > 0). Следовательно, на некоторой глубине  $z_m$  имеется максимум горизонтального перепада давления. Определим эту глубину для математически простых случаев, а затем оценим влияние уклона поверхности.

Очевидно, что в подобной — двумерной — постановке вода не может двигаться в одну сторону на всех горизонтах. Однако физически обоснованно можно ожидать максимума скорости течения именно на горизонте, где разность давлений максимальна; возвратное же течение должно быть обусловлено другими причинами.

## Летний прогрев над склоном ( $B_0 > 0$ )

Рассмотрим бассейн с наклонным дном (рис. 2.14), изначально заполненный водой некоторой температуры  $T_0$  (пусть  $T_0 > Tmd$ ). Составим функцию, воспроизводящую особенности поля температуры в лабораторном бассейне при установившемся водообмене (представлены в главе 4): 1) температу-



Поле температуры воды описано аналитической функцией (2.12), воспроизводящей характерные черты лабораторного эксперимента: рост температуры со временем во всей области над склоном, более быстрый прогрев мелководной части, линейный горизонтальный профиль и экспоненциальное падение температуры с глубиной (Чубаренко и др., 2007)

ра воды у самого берега  $T_{coast}(t)$  линейно растет со временем  $T_{coast}(t) = T_0 + kt$ ; 2) в любой момент времени температура линейно падает с увеличением расстоянием от берега x и 3) температура экспоненциально падает от поверхности до глубины D, ниже которой она с течением времени не меняется, оставаясь равной  $T_0$ . Расстояние по горизонтали от берега до этой глубокой части обозначим за L, так что  $A = tg\beta = D/L$ . Легко показать, что заданным условиям удовлетворяет функция

$$T(x, z, t) = T_0 + \left(1 - \frac{x}{nL}\right) \cdot \left(T_{coast}(t) - T_0\right) \cdot \left(1 - \frac{z}{D}\right) \cdot \exp\left(-\frac{z}{D}\right) \quad (2.12)$$

(здесь n > 1 — некоторое положительное число).

Используя выражение (2.12), рассмотрим изменение с глубиной величины горизонтальной разницы гидростатических давлений в бассейне с наклонным дном, принимая пока его поверхность как горизонтальную. Обозначим полную глубину бассейна  $D^*$ , а максимальную глубину прогрева в глубокой части  $D, D < D^*$ . Тогда горизонтальная разность давлений в слое воды на некоторой глубине z определяется давлениями между *точкой на склоне*, где локальная глубина равна z, и точкой в глубокой части на глубине z:

$$\Delta p = \int_{0}^{z} \left( \rho_1(z) - \rho_2(z) \right) g dz.$$

Эта разность давлений, действительно, равна нулю на поверхности, где z = 0, и на глубине z = D, где  $\rho_1 = \rho_2$ , а между этими уровнями везде толкает воды *в сторону берега*, поскольку воды над склоном легче вод открытой части. Очевидно, что на некоторой глубине  $z_m$  в прогреваемом слое имеется максимум горизонтального перепада давления.

Определим глубину расположения этого максимума для математически простого случая. Считая плотность линейной функцией температуры  $\rho = \rho_* \cdot [1 - \alpha \cdot (T - T_*)]$ , что является неплохим приближением, поскольку вариации температуры невелики, вычислим разность гидростатических давлений между глубокой и мелкой частью бассейна на некотором горизонте, а также ее зависимость от глубины. Переписав для удобства зависимость плотности от температуры в виде  $\rho = \rho_{**} - \alpha_* T$ , получаем:

$$\Delta p = \int_{0}^{d} \left( \rho_{**} - \alpha_{*} T(x_{zxyb}, z, t) \right) g dz - \int_{0}^{d} \left( \rho_{**} - \alpha_{*} T(x_{d}, z, t) \right) g dz.$$
(2.13)

Здесь первый интеграл есть гидростатическое давление на глубине z = d в глубокой части бассейна, где прогрев не достигает дна (т. е. полная глубина больше *D*), а второй — давление на той же глубине *d* над склоном, в месте, где именно *d* есть полная локальная глубина. Подстановка (2.12) в (2.13) и интегрирование дают:

$$\Delta p = \alpha_* g \int_0^d [T(x_d, z, t) - T(x_{axy6}, z, t)] dz =$$
  
=  $\alpha_* g \frac{(T_{coast} - T_0)}{\beta} d(D - d) \exp(-\frac{d}{D}).$  (2.14)

Функция (2.14) имеет максимум ( $\Delta p$ )' = 0 при d = 0,38D. Таким образом, на глубине 0,38D существует максимум горизонтальной разности давлений, толкающей воды глубокой части к берегу. Его положение не зависит от других параметров задачи — уклона дна  $\beta$ , разности температур по горизонтали, коэффициента термического расширения, вида вертикального профиля температуры. Очевидно, что при увеличении глубины прогрева будет заглубляться и положение этого максимума.

Аналогичный анализ был проведен и для более близкого к реальности логарифмического профиля падения температуры с расстоянием от берега. Полностью аналитическое решение в такой постановке невозможно, однако численное интегрирование дает при различных параметрах логарифмического профиля глубину расположения максимума от 0,26D до 0,39D. Эта глубина не зависит от интенсивности прогрева, но зависит от разности температур между глубокой и мелкой частью: чем больше эта разница, тем выше располагается максимум давления.

Таким образом, на глубине порядка 0,3–0,4 от глубины прогрева существует максимум разности гидростатических давлений, толкающий воды в сторону берега. Данные лабораторного эксперимента показывают, что течение к берегу в глубокой части формируется именно на этой глубине (см. профили течения в § 4.1), а в области над склоном уровень максимума скорости течения поднимается всё выше (в соответствии с уменьшением локальной глубины).

Помимо распределенного поля давления, свой вклад в движение вносит и уклон свободной поверхности. Возвышение свободной поверхности из-за роста температуры воды над наклонным дном будет равно нулю на линии «берега» (так как там глубина воды равна нулю) и на расстоянии L от него, где прибрежный прогрев уже отсутствует. Максимум возвышения свободной поверхности находится в верхней половине склона, причем его удаление от берега зависит от конкретной вертикальной стратификации. Уклон уровня поверхности при совместном учете термического расширения воды и изменения глубины имеет порядок  $s \sim \beta \alpha \Delta T \sim 10^{-5} - 10^{-8}$ . Возможно, он может вносить некоторый вклад в движение вод у поверхности; однако влияние его на поле давления внутри жидкости очень мало. Действительно, лабораторный эксперимент подтверждает, что характерного «разливания» теплых вод по поверхности не наблюдается (см. главу 4). Однако тот факт, что максимальное возвышение уровня свободной поверхности отстоит от берега, может быть существенным для формирования прибрежной циркуляционной ячейки, имеющей специфическую динамику и устойчиво наблюдающейся как в натурных, так и в лабораторных экспериментах. Что касается природных водоемов, то влияние уклона поверхности на формирование течений при наблюдающихся горизонтальных градиентах температуры порядка 0,1-1 °С/км (§ 1.1) можно с уверенностью считать несущественным.

## Осеннее выхолаживание над склоном ( $B_0 < 0$ )

Рассмотрим альтернативный случай — выхолаживание при *T* > *Tmd*. Пусть теперь температура воды линейно *nadaem* к берегу и постоянна по глубине в каждой точке:

$$T(x, z, t) = T_{coast}(t) + \left(T_{mixed}(t) - T_{coast}(t)\right) \cdot \frac{x}{L}.$$
(2.15)

Тогда, полагая по-прежнему поверхность горизонтальной, а  $\rho = \rho_{**} - \alpha_* T$ , имеем:

$$p(x, z, t) = \left(\rho_{**} - \alpha_* \left[ \frac{T_{mixed}(t) - T_{coast}(t)}{L} \cdot x + T_{coast}(t) \right] \right) gz.$$

Для горизонтальной разности гидростатических давлений на глубине *d* получаем

$$\Delta p(d,t) = gd \cdot \left( \alpha_* \left( T_{mixed}(t) - T_{coast}(t) \right) \cdot \left[ 1 - \frac{d}{D} \right] \right) = gd \left( \frac{\Delta \rho}{\rho} \right)_L \cdot \left[ 1 - \frac{d}{D} \right]. \quad (2.16)$$

Как и следовало ожидать, эта функция равна нулю на поверхности (при d = 0) и на глубине нижней части перемешанного слоя (d = D); она зануляется и при отсутствии горизонтальной разности плотностей между глубокой и мелкой частью  $\Delta \rho = 0$ . Очевидно, что в этой ситуации горизонтальный градиент давления толкает воды *от берега* по всей глубине верхнего перемешанного слоя, причем максимум функции (2.16) приходится на глубину  $z_m = D/2$ . Поскольку теперь воды открытой части легче прибрежных — компенсационное течение *к берегу* должно формироваться в верхней части, смещая тем самым вглубь максимум скорости основного течения. Фотографии треков трассеров и профили скорости течения в соответствующих лабораторных экспериментах представлены в главе 3 они указывают, что уровень максимальных скоростей течений от берега приподнят на*д* дном на расстояние порядка 0,15–0,2 локальной глубины.

Таким образом, анализ изменений по глубине горизонтальной разности давлений в верхнем слое, возникающей из-за дифференциального прибрежного прогрева/выхолаживания, неплохо согласуется с наблюдаемой картиной течений, объясняя заметное отстояние максимумов скорости течения от горизонтальных границ. Как и в предыдущем случае, учет уклона поверхности принципиально не изменит решения (наличия максимума давления именно в средних слоях): возвышение уровня равно нулю на линии берега (так как глубина воды равна нулю) и на границе прибрежной зоны (где  $\Delta \rho = 0$ ), то есть оно также будет проходить через максимум на промежутке [0, *L*], тем самым поддерживая наличие максимума скорости в промежуточных слоях, а не на границах.

## Горизонтальный градиент давления

Поскольку разность давлений (2.14) и (2.16) на глубине *d* реализуется на расстоянии от внешней границы прибрежной зоны до склона в том месте, где его глубина равна *d*, т. е.  $\Delta x = L - x_d = (D - d)/\text{tg}\beta$ , то и зависимость среднего горизонтального градиента давления от глубины при B > 0 и B < 0 может быть легко вычислена:

$$(grad p)_{B>0} \sim k_1 \cdot d \cdot \exp\left(-\frac{d}{D}\right)$$
 и  $(grad p)_{B<0} \sim k_2 d$ 

(здесь  $k_1$  и  $k_2$  — не зависящие от d коэффициенты).

В обоих случаях область максимальных значений градиента горизонтального давления приходится на конец склона, где d принимает максимальное значение d = D. Максимальное ускорение горизонтального потока в силу неразрывности течения должно быть связано с интенсификацией вертикальных движений, что полностью подтверждается данными и лабораторных, и численных экспериментов.

Таким образом, наличие на некоторой глубине (внутри теплоактивного слоя) максимума разности гидростатических давлений между мелкой и глубокой частями бассейна, по-видимому, и предопределяет «a spectatular feature of the flow» — заметный подъем «носика» вдольсклонового течения (при  $B_0 < 0$ ) и заглубление подповерхностной струи (при  $B_0 > 0$ ). Эти элементы структуры обмена — вдольсклоновое течение при  $B_0 < 0$  и подповерхностная струя при  $B_0 > 0$  — являются звеньями, ведущими общую обменную циркуляцию, а компенсационные течения — более медленные и распределенные — реализуются соответственно в оставшейся (верхней или нижней) части теплоактивного слоя.

## § 2.9. Простая кинематическая модель прибрежного выхолаживания в отсутствие горизонтального обмена

Представленная в этом параграфе модель роста горизонтальных градиентов температуры воды при осеннем выхолаживании бассейна с линейной начальной стратификацией по температуре и в отсутствие горизонтального водообмена (Chubarenko, Hutter, 2005), несмотря на крайнюю простоту, позволяет воспроизвести неожиданно много важных черт развития процесса, показать его автомодельные черты. Помимо этого, последующее сравнение экспериментальных и численных результатов с предсказаниями этой модели дает не только ясное качественное представление о вкладе горизонтального транспорта, но и позволяет количественно оценить ряд важных параметров.

Характерное термическое поведение прибрежных областей и их влияние на термодинамику всего водоема становится наиболее очевидно в ус-

ловиях осеннего выхолаживания, когда их гидрологические условия претерпевают более быстрые и более значительные изменения, чем пелагиальные области основного бассейна (Hutchinson, 1957; Тихомиров, 1982; Imboden, Wüest, 1995). Осенью, когда ночное выхолаживание преобладает над дневным прогревом, общий тепловой баланс поверхностного слоя становится отрицательным. Как следствие, температура поверхностного слоя шаг за шагом падает, и ее вертикальные профили приобретают характерную форму — с растущим от ночи к ночи верхним перемешанным слоем примерно одной температуры (рис. 2.15, 2.16). Выхолаживание с поверхности поддерживает вертикальную термо-гравитационную конвекцию по всей акватории, но там, где она достигает дна, температура воды



Рис. 2.15. Эволюция вертикального профиля температуры воды в Боденском озере с 12 октября по 5 ноября 2001 г.

Значительное падение температуры воды на поверхности (на 2,5 °C) сопровождается образованием верхнего квазиоднородного слоя толщиной 13–15 м

(Chubarenko, Hutter, 2005)

становится тем меньше, чем меньше глубина, и возникают горизонтальные градиенты температуры между мелкой и глубокой частями бассейна. Охлажденная вода сползает по склонам под верхний перемешанный слой — до уровня своей изопикнической поверхности. По мере увеличения толщины верхнего перемешанного слоя эти холодные воды опускаются во всё более и более глубокие слои моря/озера, тем самым существенным образом поддерживая обмен веществом и теплом между прибрежной и глубокой частями озера.

Таким образом, сезонная смена характера термической структуры водоема — от устойчивой прямой летней стратификации к устойчивой обратной зимней стратификации — идет через интенсивное вертикальное перемешивание и развитие значительных горизонтальных градиентов температуры (см., например, Тихомиров, 1982). Простой качественный анализ этих изменений может быть проведен на основе традиционного в лимнологии рассмотрения баланса изменений теплосодержания отдельной колонки воды и теплопотерь с поверхности.

Рассмотрим прибрежную область с постоянным уклоном дна  $\beta$  и одинаковым по всему водоему начальным линейным вертикальным профилем температуры T(z) вида, представленного на рис. 2.17. Из-за потерь тепла через поверхность H [Вт/м<sup>-2</sup>] верхний слой начинает остывать от начальной температуры на поверхности  $T_{surface}$  до некоторой  $T_{mixed}(t)$  в глубокой части и до  $T(x, t) < T_{mixed}$  в прибрежной области, где локальная глубина  $z_x$  меньше, чем текущая толщина верхнего перемешанного слоя  $z_{mixed}(t)$ .



Рис. 2.16. Прибрежное выхолаживание в Боденском озере:

a— вертикальные профили температуры воды в заливе у берега (7–10 м) и в прилежащей глубокой части (25 м) с течением процесса выхолаживания;  $\delta$ — профили в мелководной части, повторенные в едином масштабе для подчеркивания эффекта выхолаживания (Chubarenko, Hutter, 2005)



Рис. 2.17. Модель прибрежной зоны с постоянным уклоном дна в условиях охлаждения с поверхности

Полагается, что любая вертикальная колонка как в мелкой, так и в глубокой части — до глубины  $z_{mixed}(t)$  — хорошо перемешаны по вертикали. Толщина ВКС увеличивается со временем, а вместе с ним растет и расстояние l(t) от береговой линии до границы области, где конвекция достигает дна.

Примем декартову систему координат (*x*, *y*, *z*) с осью *z*, направленной вниз и началом на поверхности, осью *x* — направленной в сторону увеличения глубины с началом на берегу, осью *y* — «от наблюдателя», дополняющую систему до правой тройки. Будем считать, что обмена теплом по горизонтали нет. Строго говоря, это не означает полного отсутствия горизонтальных движений, но с точки зрения теплообмена требует, чтобы горизонтальный адвективный обмен вносил в тепловой баланс колонки гораздо меньший вклад, чем теплообмен с атмосферой, т. е. речь идет об *интенсивном* выхолаживании. На течения вдоль берега, строго говоря, нет никаких ограничений, кроме отсутствия изменений вдоль *y*.

Примем в этом параграфе дополнительные обозначения:

| Н                 | поток тепла через поверхность, [Вт/м²];                    |
|-------------------|--|
| T(x, z, t)        | температура воды (предполагается постоянной вдоль берега,  |
|                   | т. е. в направлении оси <i>у</i> ), [°С];                  |
| T                 | температура воды на поверхности, [°C];                     |
| $T_{D}^{surjuit}$ | температура воды на глубине <i>D</i> , [°C];               |
| $T_{mixed}(t)$    | температура воды верхнего перемешанного слоя в глубокой ча |
|                   | сти (где вертикальная конвекция не достигает дна), [°C];   |

| $z_{_{mixed}}(t)$   | толщина верхнего перемешанного слоя в глубокой части, [м]; |
|---------------------|--|
| $ ho_{_{mixed}}(t)$ | плотность воды верхнего перемешанного слоя в глубокой ча-  |
|                     | сти, [кг/м <sup>3</sup> ];                                 |
| $l\left(t ight)$    | х-координата границы между прибрежной и глубокой областями |

(t) х-координата границы между приорежной и глубокой областями (т. е. расстояние по горизонтали от береговой линии до места, где вертикальная конвекция перестает достигать дна), [м].

Вертикальный профиль температуры воды в начальный момент принимается одинаковым в прибрежной и глубокой областях. Со временем температура воды в глубокой части, находящейся ниже  $z_{mixed}(t)$ , остается постоянной, тогда как температура верхнего слоя (однородная по вертикали) уменьшается и в глубокой, и в мелкой части (профили показаны на рис. 2.17 справа).

## Глубоководная часть

## Рост толщины ВКС в глубокой части со временем

Рассмотрим уравнение теплового баланса для колонки воды в глубокой части бассейна. В отсутствие горизонтального обмена теплом, уравнение теплового баланса содержит только два члена: тепло, потерянное через поверхность площади *S* за время *t*, и изменение теплосодержания колонки воды под этой поверхностью:

$$\int_{0}^{t} H(t)Sdt = \int_{0}^{z_{mixed}} S\rho T(z)c_{p}dz - T_{mixed} z_{mixed} Sc_{p}\rho$$
(2.17)  
(mennoomok) = (Havanbhoe men-  
nocodepжahue) - (Kohevhoe men-  
nocodepжahue)

При этом ниже глубины *z*<sub>mixed</sub> изменений температуры не произошло. Таким образом:

$$\frac{\int_{0}^{t} H(t) dt}{c_{p} \rho} = \int_{0}^{z_{mixed}} T(z) dz - T_{mixed} z_{mixed}.$$

Приняв в качестве начального линейный вертикальный профиль температуры вида

$$T(z) = T_{surface} - \frac{T_{surface} - T_{H}}{D} \cdot z, \qquad (2.18)$$

(здесь D — некоторая произвольная глубина в открытой части бассейна, температура на которой имеет некоторое значение  $T_D$ ), после несложных выкладок имеем:

$$\begin{split} & \int_{0}^{t} H(t) dt \\ & \frac{1}{c_{p}\rho} = T_{surface} \, z_{mixed} - \frac{(T_{surface} - T_{bottom})}{D} \cdot \frac{z_{mixed}^{2}}{2} - T_{mixed} \, z_{mixed} = \\ & (\text{ так как } T_{mixed} = T(z_{mixed}) = T_{surface} - \frac{T_{surface} - T_{bottom}}{D} \cdot z_{mixed}) = \\ & = T_{surface} \, z_{mixed} - \frac{(T_{surface} - T_{bottom})}{2D} \cdot z_{mixed}^{2} - T_{surface} \, z_{mixed} + \\ & + \frac{(T_{surface} - T_{bottom})}{D} \cdot z_{mixed}^{2} = \frac{(T_{surface} - T_{bottom})}{D} \cdot z_{mixed}^{2}, \end{split}$$

что в результате дает

$$z_{mixed}^{2} = \frac{2D}{T_{surface} - T_{D}} \cdot \int_{0}^{t} H(t) dt.$$
(2.19)

В случае постоянного потока тепла  $\int_{0}^{} H(t) dt = H \cdot t$  это приводит к зависимости

$$z_{mixed}^{2} = \frac{2D}{T_{surface} - T_{D}} \cdot \frac{H}{c_{p}\rho} \cdot t.$$
(2.20)

Помимо этого (при тех же условиях линейного начального профиля температуры и постоянного потока тепла), для скорости роста толщины ВКС имеем:

$$\frac{dz_{mixed}}{dt} = \left[\frac{D}{(T_{surface} - T_D)} \cdot \frac{2H}{c_p \rho}\right]^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{t}} \cdot \frac{1}{2}.$$
(2.21)

Физически очевидно, что величина  $z_{mixed}$  получается в явном виде лишь как результат интегрирования изменений теплосодержания слоев от поверхности до определенной глубины, где выполнится баланс (2.17), то есть результирующая толщина ВКС полностью зависит от начального профиля температуры воды в слое выше  $z_{mixed}$ .

Таким образом, уравнение (2.20) показывает, что толщина ВКС растет со временем нелинейно даже при условиях постоянного теплообмена и линейного начального профиля температуры воды. Эта нелинейность легко объяснима физически: тепло уходит из двух разных источников — (i) падает температура самого ВКС и (ii) снизу вовлекаются в перемешивание новые массы воды. Зависимость (2.19) будет использована в дальнейшем, чтобы исключить из уравнений интегральные теплопотери:

$$\int_{0}^{\infty} \frac{H(t)dt}{c_{p}\rho} = \frac{z_{mixed}^{2} \cdot (T_{surface} - T_{D})}{2D}.$$
(2.22)

Для аналитических исследований часто используются и другие виды профилей, более близкие к реальности (рис. 2.15, 2.18): кусочно-квадратичный —

$$T(z) = T_{surface} - \frac{T_{surface} - T_D}{D^2} \cdot z^2, \qquad z < D,$$

$$T(z) = \frac{T_D - T_B}{(B - D)^2} \cdot z^2 - \frac{2(T_D - T_B)B}{(B - D)^2} \cdot z + T_D + \frac{(T_D - T_B) \cdot D \cdot (2B - D)}{(B - D)^2}, \qquad D < z < B,$$

и сигмоидальный —

$$T(z) = \frac{T_{s} \cdot e^{D}}{e^{D} - 1} - \frac{T_{s} - T_{D}}{e^{D} - 1} \cdot e^{z}, \qquad 0 \le z \le D,$$
$$T(z) = \frac{T_{B} \cdot e^{D} - T_{D} \cdot e^{B}}{e^{D} - e^{B}} - \frac{T_{D} - T_{B}}{e^{D} - e^{B}} \cdot e^{z}, \qquad 0 < z \le B.$$

Они не интегрируются аналитически при вычислении толщины ВКС, но допускают ясную физическую трактовку в сравнении с линейным профилем. Очевидно, что теплозапас слоев, имеющих ту же температуру на поверхности, но квадратичный или сигмоидальный профили по глубине, будет больше, чем в случае линейного профиля (рис. 2.18)<sup>15</sup>. Чем больше теплозапас, тем медленнее будет происходить нарастание ВКС. Поэтому при одинаковых условиях выхолаживания рост толщины ВКС при квадратичном/сигмоидальном начальных профилях будет происходить медленнее в начале процесса, пока толщина  $z_{mixed}$  меньше D, и быстрее при  $z_{mixed} > D$ .

Аналитическое решение для скорости роста ВКС можно получить и другим путем, записывая баланс тепла (2.17) в дифференциалах. Пусть в

 $<sup>^{15}</sup>$  На рис. 2.18 теплозапас слоя от поверхности до некоторой глубины  $z_{\rm x}$  пропорционален площади между участком соответствующего профиля температуры и вертикальной осью z.

некоторый момент времени перемешанный слой имел температуру  $T_{mixed}$  и толщину  $z_{mixed}$ . Тогда тепло, потерянное из-за выхолаживания за время dt, будет равно изменению теплосодержания перемешиваемой колонки воды:

$$dH = d(c_p 
ho T_{mixed} z_{mixed}),$$
 или  $\frac{Hdt}{c_p 
ho} = T_{mixed} dz_{mixed} + z_{mixed} dT_{mixed}$  и  
 $\frac{H}{c_p 
ho} = T_{mixed} \frac{dz_{mixed}}{dt} + z_{mixed} \frac{dT_{mixed}}{dt} = T_{mixed} \frac{dz_{mixed}}{dt} + z_{mixed} \frac{dT_{mixed}}{dz_{mixed}} \cdot \frac{dz_{mixed}}{dt}$ 

Отсюда

$$\frac{dz_{mixed}}{dt} = \frac{H(t)}{c_p \rho} \cdot \frac{1}{z_{mixed}} \frac{dT_{mixed}}{dz_{mixed}} + T_{mixed}}, \quad \text{где} \quad \frac{dT_{mixed}}{dz_{mixed}} = \frac{dT}{dz} \quad \text{при } z = z_{mixed}$$

Поскольку по физическому смыслу dT/dz < 0, получаем

$$\frac{dz_{mixed}}{dt} = \frac{H(t)}{c_p \rho} \cdot \frac{1}{T_{mixed} - z_{mixed}} \frac{dT}{dz}.$$
(2.23)

Здесь производная dT/dz характеризует вертикальный профиль температуры: это тангенс угла наклона кривой T(z) к оси z (показано на рис. 2.18). Этот факт выглядит несколько странно с математической точки зрения и обусловлен традицией изображать зависимость гидрофизических па-

раметров от глубины, направляя ось абсцисс (глубины) не вправо, как следует по математическим правилам, а вниз — согласно «естественным» представлениям. Таким образом, например, с точки зрения гидрофизических традиций, сигмоидальный профиль рис. 2.18 является более крутым, чем линейный, однако математически он является более пологим. Таким образом, уравнение (2.23) говорит, что чем круче (в гидрофизическом смысле) начальный

## Рис. 2.18. Различные начальные профили температуры воды:

1 — линейный, 2 — сигмоидальный, 3 — кусочноквадратичный. Теплозапас слоя от поверхности до некоторой глубины z<sub>x</sub> пропорционален площади между участком профиля и осью z (серая заливка), при этом, математически, мерой производной dT/dz является тангенс δ-угла, показанного на рисунке



профиль температуры воды, тем меньше dT/dz, и тем медленнее идет заглубление перемешанного слоя при выхолаживании. Этот же вывод был получен выше для профилей рис. 2.18 путем простых качественных рассуждений. Подстановка линейного начального профиля температуры в уравнение (2.23) приводит к выражению (2.21).

## Прибрежная зона

## Скорость продвижения границы «прибрежной зоны»

С увеличением толщины перемешанного слоя в глубокой части увеличивается и размер области над склоном, где вертикальная конвекция достигает дна. Обозначив за l(t) расстояние от берега до внешней границы области над склоном, где вертикальная конвекция лимитирована дном (рис. 2.17), вычислим скорость  $u_i$  ее продвижения в сторону глубокой части.

Для произвольного начального профиля температуры воды и уклона дна в некоторый момент времени *t* справедливо простое кинематическое соотношение

$$\frac{dz_{mixed}}{dt} = \frac{dl}{dt} \cdot \operatorname{tg}\beta\left(z_{mixed}\right) = u_{l}(t) \cdot \operatorname{tg}\beta\left(z_{mixed}\right),$$

где  $\frac{dz_{mixed}}{dt}$  в рамках принятых ограничений дается уравнением (2.23) (см. рис. 2.17).

в случае если уклон дна постоянен,  $z_{mixed} = l \cdot tg\beta$  и  $\frac{dz_{mixed}}{dt} = u_l \cdot tg\beta$ . При постоянном теплооттоке *H* это дает

$$u_{l} = \left[\frac{D}{(T_{surface} - T_{D})} \cdot \frac{H}{2c_{p}\rho}\right]^{\frac{1}{2}} \cdot \operatorname{ctg} \alpha \cdot \frac{1}{\sqrt{t}}.$$
(2.24)

Таким образом, скорость расширения прибрежной зоны *u<sub>i</sub>* зависит от интенсивности теплопотерь, начальной структуры поля температуры и уклона дна; она уменьшается со временем. Чем круче подводный склон, тем медленнее происходит увеличение холодной прибрежной области.

## Объем холодной «прибрежной зоны»

Для постоянного уклона дна и линейного начального профиля температуры воды объем «прибрежной зоны» (на единицу длины береговой линии) <sup>t</sup>

$$V = \frac{1}{2} \cdot l(t) \cdot z_{mixed}(t) = \frac{1}{2} \cdot \frac{z_{mixed}(t)}{\operatorname{tg}\beta} \cdot z_{mixed}(t) = \frac{D}{(T_{surface} - T_{bottom})} \cdot \frac{\int H(t)dt}{c_p\rho} \cdot \operatorname{ctg}\beta = (\operatorname{при} H = const) = \frac{D}{(T_{surface} - T_{bottom})} \cdot \frac{H \cdot t}{c_p\rho} \cdot \operatorname{ctg}\beta,$$

$$(2.25)$$

то есть, при всех принятых упрощениях, объем области, где вертикальная конвекция достигает дна, линейно растет со временем. Важно заметить, что — при произвольном профиле температуры воды в глубокой части объем холодных вод у пологих склонов больше, чем у крутых. Это следует и из выражения (2.25), и из простых геометрических соображений (см. рис. 2.17): мы сравниваем площади прямоугольных треугольников  $S = 1/2 \cdot z_{mixed} \cdot l$ , у которых один катет одинаков ( $z_{mixed}$ ), а другой (l) очевидно больше у пологого склона.

## Падение температуры ВКС со временем

Для линейного начального профиля температуры воды имеем:

$$T_{mixed} = T(z_{mixed}) = T_{surface} - \left[\frac{2\int_{0}^{t} H(t)dt}{\rho c_{p}} \cdot \frac{(T_{surface} - T_{D})}{D}\right]^{\frac{1}{2}}, \qquad (2.26)$$

т. е. при постоянном теплооттоке  $T_{mixed}$  падает со временем как  $\sqrt{t}$  .

## Форма горизонтального профиля температуры воды

Возьмем вертикальную колонку воды в пределах прибрежной зоны, на расстоянии x от берега. Ее глубина составляет  $z_x$ , ее температура в начальный момент времени определялась линейной функцией (2.18) и на момент вычисления профиля составляет T(x), постоянную по всей глубине.

В отсутствие горизонтальных движений, за время *t*, прошедшее с начала процесса выхолаживания, тепло, отданное через поверхность, равно изменению теплозапаса колонки глубины *z*<sub>s</sub>:

$$\int_{0}^{t} H(t)dt \cdot S = c_{p}\rho S \left\{ \int_{0}^{z_{x}} T(z)dz - T(x) \cdot z_{x} \right\} =$$
$$= c_{p}\rho S \cdot \left\{ T_{surface} \cdot z_{x} - \frac{(T_{surface} - T_{D})}{D} \cdot \frac{z_{x}^{2}}{2} - T(x) \cdot z_{x} \right\}.$$

Отсюда следует:

t

$$\frac{\int_{0}^{0} H(t) dt}{c_{p}\rho} = T_{surface} \cdot z_{x} - \frac{(T_{surface} - T_{D})}{2D} \cdot z_{x}^{2} - T(x) \cdot z_{x},$$
$$T(z_{x}, t) = T_{surface} - \frac{(T_{surface} - T_{D})}{2D} \cdot z_{x} - \frac{\int_{0}^{t} H(t) dt}{c_{p}\rho} \cdot \frac{1}{z_{x}},$$
(2.27)

то есть,

103

что при условии постоянного теплооттока дает:

$$T(z_x, t) = T_{surface} - \frac{(T_{surface} - T_D)}{2D} \cdot z_x - \frac{Ht}{c_p \rho} \cdot \frac{1}{z_x}$$

и, при дополнительном условии постоянства уклона дна:

$$T(x,t) = T_{surface} - \frac{(T_{surface} - T_D)}{2D} \cdot x \operatorname{tg} \beta - \frac{Ht}{c_{o}\rho} \cdot \frac{1}{x \operatorname{tg} \beta}.$$
 (2.28)

В формуле (2.28) обнаруживается обычная для задач с наклонным дном проблема: сингулярность точки x = 0. Но, в то же время, сама эта формула позволяет вычислить «прибрежную границу» приложимости модели: температура воды не может упасть ниже *Tmd* — температуры максимальной плотности, поскольку тогда механизм вертикальной конвекции при выхолаживании перестает работать. Следовательно, модель не работает при *x* меньше, чем определяемое уравнением



средней температурой прибрежной зоны (2.31) и температурой перемешанного слоя (2.26) составляет

$$\overline{T} - T_{mixed} = -\frac{1}{3} \frac{(T_{surface} - T_D)}{D} \cdot z_{mixed}, \qquad (2.32)$$

а величина

$$\frac{T_{mixed} - \overline{T}}{Z_{mixed}} = \frac{1}{3} \frac{(T_{surface} - T_D)}{D}$$
(2.33)

оказывается *инвариантом* задачи: отношение в левой части зависит от начального профиля температуры, но не зависит от времени.

Таким образом:

✓ скорость падения температуры воды в прибрежной зоне выше, чем в перемешанном слое глубокой части, и разность температур между ними увеличивается со временем;

✓ при условиях (i) линейного начального профиля температуры воды, (ii) постоянства теплоотока со временем и (iii) постоянного уклона дна отношение разности температур между прибрежной и глубокой частью к толщине верхнего перемешанного слоя является инвариантом.

### Анализ полученных решений

### «Глубина равновесия»

Уравнение (2.31) дает оценку средней температуры литторальной области. Глубина z(t) в пелагической области, на которой вода имеет ту же температуру, дает некоторую оценку для глубины проникновения вод прибрежного происхождения в глубокой части. Используя (2.18), (2.21) и (2.30), получаем:

$$z(\overline{T}) = \frac{4}{3} \left[ \frac{2D}{T_{surface} - T_D} \cdot \frac{H}{c_p \rho} \cdot t \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{4}{3} z_{mixed}.$$

Эта глубина равновесия увеличивается со временем; кроме того, чем больше толщина ВКС, тем больше и расстояние от его дна до «равновесного» уровня, которое составляет (1/3)  $z_{mixed}$  при линейном профиле температуры воды.

#### Разность плотностей между прибрежной и глубокой частью

Уравнение (2.31) позволяет перейти от анализа чисто термического процесса к вызываемой им динамике. Вычислим изменение разности плотностей между прибрежной и глубоководной частями, соответствующее разнице температур (2.31). Примем квадратичный вид зависимости плотности воды от температуры  $\rho = \rho_0 (1 - \alpha (T - Tmd)^2)$ ; тогда, для произвольных  $\rho_1$  и  $\rho_2$ ,

$$\rho_1 - \rho_2 = \alpha \rho_0 [(T_2 - Tmd)^2 - (T_1 - Tmd)^2] = \alpha \rho_0 [(T_2 - T_1) \cdot (T_1 + T_2 - 2Tmd)].$$

Тогда

$$\rho_{\overline{T}} - \rho_{mixed} = \alpha \rho_0 [(T_{mixed} - \overline{T}) \cdot (T_{mixed} + \overline{T} - 2Tmd)], \quad \mathbf{M}$$

$$\frac{\rho_{\overline{T}} - \rho_{mixed}}{\alpha \rho_0} = z_{mixed} \frac{(T_{surface} - T_D)}{3D} \cdot \left[ 2(T_{surface} - Tmd) - \frac{7}{3} z_{mixed} \frac{(T_{surface} - T_D)}{D} \right].$$
(2.34)

Таким образом, разность плотностей между прибрежной и глубоководной частями может быть выражена как функция толщины перемешанного слоя и характеристик начального вертикального профиля температуры воды. Интересно, что после интегрирования (2.30) из уравнений исчез уклон дна. Это произошло благодаря тому, что он принят постоянным; однако *для любого постоянного* уклона дна разность плотностей (2.34) оказывается той же самой.

Исследуя функцию (2.34), обнаруживаем, что (при постоянном *H*) она имеет максимум:

$$(\rho_{\overline{T}} - \rho_{mixed})'_{t} = 0 \Rightarrow t_{*} = \frac{9}{49} (T_{surface} - Tmd)^{2} \cdot \frac{c_{p}\rho}{2H} \frac{D}{T_{surface} - T_{p}}$$

Значение его зависит от начального распределения температур, и важным является сам факт его существования: в течение процесса выхолаживания в бассейне с наклонным дном (при всех принятых упрощениях) существует момент, когда разница плотностей между прибрежной и глубокой областями становится максимальна.

Физическая природа существования этого максимума ясно прослеживается: его причиной является нелинейность зависимости плотности воды от температуры. На рис. 2.19 схематически представлена кривая  $\rho = \rho(T)$ и точки, соответствующие температуре/плотности перемешанного слоя и прибрежной зоны. Эти точки скользят по кривой в сторону уменьшения температуры (увеличения плотности), причем  $\overline{T}$  движется быстрее. Разница плотностей между ними — это разница их ординат. Поскольку движение происходит по кривой, то по мере приближения к максиму-



му (*Tmd*) соответствующая скорость роста плотности уменьшается, так что, несмотря на рост разницы температур, разность плотностей с какого-то момента начнет уменьшаться.

Выражение (2.29), определяющее пределы приложимости модели, позволяет оценить и время в течение развития процесса, до которого она верна: это время, когда средняя температура прибрежной области станет равна *Tmd*.

Имеем:

$$\begin{split} T_{surface} &- \frac{4}{3} \Biggl[ \frac{2Ht}{c_p \rho} \cdot \frac{(T_{surface} - T_D)}{D} \Biggr]^{\frac{1}{2}} = Tmd \qquad \text{или} \\ t' &= \frac{9}{16} (T_{surface} - Tmd)^2 \cdot \frac{c_p \rho}{2H} \frac{D}{T_{surface} - T_D} \ . \end{split}$$

. /

Для частного случая линейного начального профиля температуры максимум разности плотностей может быть выражен в явном виде:

$$\Delta \rho_{max} = \frac{1}{7} \alpha \rho_0 (T_{surface} - Tmd)^2.$$

Очевидно, что подобная простота результата в данном случае обусловлена принятыми условиями: линейностью начального профиля температуры, постоянством теплоотока и уклона дна. Однако само существование максимума разности плотностей по горизонтали в процессе выхолаживания это следствие нелинейности уравнения состояния воды и должно быть справедливо при любом начальном профиле температуры воды.

В соответствии с ситуацией, приведенной на рис. 2.15 и 2.16, оценим масштаб максимальной разности плотностей для условий Боденского озера. Приняв в качестве начальной температуры («начало процесса общего выхолаживания») на поверхности величину 15 °C и значение  $\alpha = 1.65 \cdot 10^{-5}$  °C<sup>-1</sup>, получаем оценку максимальной разности плотностей

$$\Delta \rho_{max} = \frac{1}{7} \cdot 1,65 \cdot 10^{-5} \cdot 10^{3} \cdot (15 - 4)^{2} \sim 0,3 \quad [\text{kg/m}^{3}].$$

Эта величина, по определению завышенная, поскольку в модели нет горизонтального переноса, сглаживающего градиенты плотности, тем не менее оказывается достаточно реалистичной. Так, при разнице температур в 0,5 °С (рис. 2.16а) разность плотностей (сложившаяся на момент измерений) составляет 0,14 кг/м<sup>3</sup>; измерения, проведенные чуть позже (12 ноября) цепочкой термисторов VEMCO на крутом подводном склоне (30°) показывают разность температур по горизонтали, соответствующую разнице плотностей в 0,2 кг/м<sup>3</sup> (Chubarenko et al., 2003). Таким образом, несмотря на все упрощения модели, порядок величины максимальной разности плотностей предсказывается верно.
#### Геострофическая компонента возможных течений

Процесс сползания холодных вод по склонам начинается, как только общий тепловой баланс становится отрицательным. Вызываемые движения (слабые и изопикнические) стремятся сгладить горизонтальные градиенты плотности, как только те возникают, и, значит, более или менее интенсивный процесс обмена существует практически постоянно в течение осени — начала зимы (до достижения *Tmd*). Движение, существующее в течение месяцев, должно приспособиться к влиянию вращения Земли. Оценим, какие скорости течений дает геострофический баланс при горизонтальной разности плотностей, возникающей из-за выхолаживания над склоном:

$$fu_g = -\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} p$$

Поскольку grad p здесь формируется описанным выше путем, то

$$u_g = \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \sim \frac{1}{f\rho} \cdot \frac{\Delta \rho g h}{l} \sim \frac{1}{f} \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho} \cdot g \operatorname{tg} \beta,$$

где  $\Delta \rho / \rho$  имеет порядок величины относительной разности плотностей из-за выхолаживания над склоном, g — ускорение свободного падения, tg $\beta$  — уклон дна, f — параметр Кориолиса.

Тогда по порядку величины скорость возможного геострофического течения получается

$$u_g \sim \frac{1}{10^{-4}} \cdot \frac{10^{-2}}{10^3} \cdot 10 \cdot 10^{-2} \sim 10^{-2}$$
 [m/c],

т. е. единицы сантиметров в секунду при уклоне дна в 1° и 10 см/с — при уклоне 5–6°. Скорость этого «термического ветра» (Pedlosky, 1979) параллельна берегу и поддерживает в бассейне циклоническую циркуляцию (против часовой стрелки в северном и по часовой стрелке в южном полушарии). Полученная «оптимистичная» величина должна быть уменьшена из-за влияния придонного трения и повышенного уровня турбулентности при интенсивной вертикальной конвекции, однако представляется очевидным, что рассматриваемый механизм вносит существенный вклад в наблюдаемое усиление циклонической циркуляции в природных водоемах в осенний период.

С другой стороны, измерения 2 ноября 2001 г. в прибрежной зоне Боденского озера (рис. 2.20) обнаружили интрузию охлажденных в прибрежной зоне вод под верхний перемешанный слой, причем разность плотностей составляла порядка  $\Delta \rho / \rho \sim 5 \cdot 10^{-5}$  (Chubarenko et al., 2003). Тогда масштаб скорости течений в этой ситуации может быть оценен как  $u \sim (g \Delta \rho / \rho \cdot z_{nived})^{1/2} \sim 8 \cdot 10^{-2}$  м/с.

#### Масштабный анализ решения

Процесс выхолаживания в описанной выше постановке имеет естественные масштабы — температуру и толщину перемешанного слоя в глубокой части (оба — зависящие от времени). Помимо чисто аналитической прелести тут существует еще одна: оба параметра легко измеряются в поле. Их аналитические выражения в рамках предложенной модели таковы (см. уравнения 2.26 и 2.19):

масштаб температуры: 
$$\Theta = \left[ \frac{2 \int_{0}^{t} H(t) dt}{c_{p} \rho} \cdot \frac{T_{surface} - T_{p}}{D} \right]^{\frac{1}{2}},$$
 [ $\Theta$ ] = °C,  
линейный масштаб:  $Z = \left[ \frac{2 \int_{0}^{t} H(t) dt}{c_{p} \rho} \cdot \frac{D}{T_{surface} - T_{p}} \right]^{\frac{1}{2}},$  [Z] = м.

Тогда горизонтальный профиль температуры воды (2.28), обезразмеренный с помощью введенных масштабов, приобретает вид:



$$\frac{T(x,t) - T_{surface}}{\Theta} = -\frac{z(x)}{2Z} - \frac{Z}{2z(x)}.$$
(2.35)



Введем обозначение:

$$\theta = \frac{T(x,t) - T_{surface}}{\Theta} = -\frac{z(x)}{2Z} - \frac{Z}{z(x)} = -\frac{1}{2}\xi - \frac{1}{\xi}, \qquad \xi = \frac{z}{Z}$$

Вид этой функции представлен на рис. 2.21.

Функция  $\theta$  имеет неопределенность типа  $1/\xi$  при  $\xi = 0$  и максимум  $\theta_{max} = -\sqrt{2}$  при  $\xi_{max} = \sqrt{2}$ . Участок  $\xi \in [0; \sqrt{2}]$  представляет изменение температуры воды в прибрежной зоне — далее следует глубокая часть, и температура от расстояния до берега более не зависит. Эта функция представляет собой универсальное выражение для горизонтального профиля температуры воды в прибрежной зоне, независимое от времени и внешнего (постоянного) теплопотока. Следовательно, в такой постановке *решение задачи автомодельно*: будучи выражено в специально подобранных (зависимых от времени) переменных, оно перестает зависеть от времени (Баренблатт, 1978). Важно, что использование линейности начального вертикального профиля температуры воды было существенно при получении решения, и «обобщить» результат для других видов вертикального профиля путем простой замены выражения ( $T_{surface} - T_p$ )/D на  $\partial T/\partial z$  будет неверно.



Рис. 2.21. Кривая зависимости безразмерной температуры воды от безразмерного расстояния до берега состоит из двух участков: в прибрежной зоне это зависимость (2.35) (полностью кривая 2.35 показана во врезке), а в глубокой части — обезразмеренная константа (Chubarenko, Hutter, 2005)

#### Анализ динамики вертикальных профилей температуры воды

Еще один аспект, в котором могут быть использованы результаты предложенной модели, — это анализ динамики усредненных вертикальных профилей температуры воды. На рис. 2.22 представлены вертикальные профили температуры воды в Боденском озере за 43-51-ю недели (17 октября — 28 декабря) 1988 г., полученные усреднением измерений (каждые 20 мин) цепочкой термисторов, поставленной на глубине 140 м (Chubarenko, Hutter, 2005). Расстояние до берега составляет 3-4 км. Судя по характеру изменения профилей, ВКС начал формироваться на 43-й неделе, и к 49-й неделе достиг мощности 25-30 м. Для недель 43-48 (17 октября — 27 ноября) по профилям легко определяются величины  $z_{mixed}$  и  $T_{mixed}$ , они приведены в таблице в поле рисунка. С их помощью вычислены средняя температура прибрежной области (2.31) и «глубина равновесия» (4/3 z<sub>mixed</sub>). Величина вертикального градиента температуры вычислялась отдельно для каждого профиля — по его (квазилинейной) части непосредственно ниже ВКС. Разность температур между прибрежной и глубокой областью проходит через максимум — 1,8 °C — в течение 46-й недели, когда температура ВКС составляет около 10 °С, а его мощность ~18-19 м. Как наличие этого максимума, так и его величина находятся в соответствии с оценками модели.

Горизонтальные толстые линии около профилей на рис. 2.22 отмечают величины, указанные в таблице: среднюю температуру прибрежной области и диапазон «глубин равновесия» для соответствующей недели. Видно,



Рис. 2.22. Зависимость температуры воды от глубины осенью 1988 г. в Боденском озере:

среднее за неделю, каждая из которых отмечена ее номером в году. Двойные горизонтальные линии отмечают среднюю температуру прибрежной области, вычисленную по формуле (2.31) и диапазон соответствующих «глубин равновесия» (Chubarenko, Hutter, 2005)

111

что именно те глубины, которые являлись «глубиной равновесия» на неделе n, претерпевают максимальные изменения к неделе n + 1.

Таким образом, несмотря на значительные упрощения, предложенная модель дала целый ряд интересных результатов. В первую очередь это самоподобие горизонтального профиля температуры воды от берега в сторону глубокой части, формально продемонстрированное для линейного начального вертикального профиля температуры воды и постоянного теплоотока через поверхность. При этих же условиях оказалось, что отношение разности температуры ВКС в глубокой части и средней температуры прибрежной области к глубине ВКС не зависит от времени и, следовательно, является инвариантом задачи. Модель позволила также предсказать для заданного начального (линейного) вертикального профиля температуры воды ту «глубину равновесия» в пелагиальной области, где температура воды в данный момент равна текущей средней температуре прибрежных вод. Оказалось, что она находится на глубине 4/3 толщины ВКС. Этот факт очень полезен для оценок и может быть эффективно использован при анализе натурных данных.

## § 2.10. Основные выводы

Как показал анализ натурных данных, дифференциальный прибрежный прогрев того или другого знака — типичное явление для любого природного водоема. При этом устойчивый рост или падение температуры воды по мере приближения к берегу формируется в результате динамического баланса между теплообменом через поверхность и горизонтальным транспортом тепла. Структура и динамика горизонтального обмена определяются не потоком тепла, а потоком плавучести через поверхность и градиентом плотности, возникающим из-за дифференциального прогрева. При дестабилизирующем потоке плавучести через поверхность (возникающем в природных условиях как при охлаждении, так и при прогреве вод) формируется опускание более плотных вод вдоль склонов, при стабилизирующем — их подъем.

Развитие горизонтального конвективного водообмена проходит ряд фаз, длительность каждой из которых зависит от величины внешнего дестабилизирующего потока плавучести и пространственного масштаба. Первая фаза — возникновение горизонтальных градиентов температуры/ плотности — при типичных условиях теплообмена над склонами естественных водоемов глубиной от единиц до десятков метров длится всего от единиц до десятков минут. Вторая фаза — развитие горизонтальных течений, движимых возникшими градиентами плотности/давления — при тех же масштабах длится десятки часов, сутки и более.

Конечного стационарного состояния у горизонтального конвективного водообмена не существует: течения всегда являются сложной суперпозицией вертикальной конвекции и горизонтального обмена, так что можно говорить лишь о некоторой общей квазистационарной конечной картине. Величина горизонтального обмена в квазистационарном состоянии зависит главным образом от толщины верхнего теплоактивного слоя и слабо чувствительна к изменениям величин потока плавучести и уклона дна. Важно, однако, что принципиальное наличие склона значительно усиливает горизонтальный водообмен.

Горизонтальные обменные течения конвективной природы имеют характерную структуру: они в целом двухслойны (в любом сечении над склоном и в глубокой части), а уровни максимальных значений (средних) горизонтальных скоростей заметно отстоят от границ. Эта структура хорошо согласуется с полем гидростатического давления внутри бассейна.

Основными безразмерными параметрами задачи являются отношение вертикального и горизонтального масштабов слоя, охваченного движением, A = D/L, и соответствующих масштабов скоростей  $K_r = u/w$ . Соотношение масштабов скоростей характеризует стадию развития горизонтального обмена: в его начале возникают вертикальные движения, но горизонтальных течений еще нет, так что  $K_r \rightarrow \infty$ ; при квазистационарном обмене —  $K_r \sim 10$ ; на заключительных стадиях — при исчезновении потока плавучести через поверхность — вертикальный обмен отсутствует, но горизонтальные течения еще существуют и  $K_r = 0$ . Произведение  $A \cdot K_r = Du/Lw$  характеризует относительную интенсивность горизонтального обмена и по физическому смыслу является некоторым аналогом числа Рэлея.

Сила Кориолиса не является лимитирующим фактором для водообмена данной природы, поскольку дестабилизирующий поток плавучести обеспечивает высокий коэффициент вертикального турбулентного обмена во всём теплоактивном слое, так что толщина экмановского погранслоя растет вместе с пространственным масштабом.

# Глава 3

# ДЕСТАБИЛИЗИРУЮЩИЙ ПОТОК ПЛАВУЧЕСТИ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТЬ: ОПУСКАНИЕ ВОД НАД СКЛОНОМ

Характерные черты динамики вод демонстрируются на результатах лабораторных, численных и натурных экспериментов. Анализируются структура полей температуры и течений, горизонтальный профиль температуры воды в поверхностном слое, величина и структура горизонтального конвективного водообмена.

# § 3.1. Введение. Лабораторная и численная модели

Из всех разновидностей горизонтального конвективного водообмена именно опусканию более плотных вод вдоль подводных склонов уделено наибольшее внимание (Nansen, 1913; Cooper, Vaux, 1949; Tomczak, 1985; Leaman, Schott, 1991; Horsch et al., 1994; Muench, Gordon, 1995; Hill et al., 1998; Baines, Condie, 1998; Fer et al., 2002; Ivanov et al., 2004 и многие другие). Относительно интенсивное стекание вод со склонов, наблюдающееся, как правило, при сезонном осенне-зимнем выхолаживании, отмечено специальным термином «каскадинг» (Соорег, Vaux, 1949). Хотя каскадинг имеет все признаки горизонтального конвективного течения (вызывается выхолаживанием через поверхность, существует из-за формирования горизонтальных градиентов температуры/плотности, нестационарен по природе, максимум горизонтального течения значительно поднят над дном и т. д.), он традиционно описывается в терминах гравитационного течения со значительным вовлечением и специфическим коэффициентом трения о дно (см., например, Fer et al., 2002с; Ivanov et al., 2004). В настоящее время уже нет необходимости убеждать в значимости вклада каскадинга в динамику вод природных бассейнов, в формирование пикноклина, нефелоидных и промежуточных слоев, вентиляцию глубинных вод. Признана и его эффективность как механизма горизонтального водообмена между прибрежной и глубоководной областями, особенно в замкнутых водоемах, т. е. имеющих относительно длинную береговую линию. Взгляд на опускание вод над склоном как на результат работы горизонтальной конвекции позволяет заметно расширить представления о характеристиках этого явления.

Как показано в главе 2, формирование более плотных вод в области, где вертикальная конвекция достигает дна, и, как следствие, их опускание вдоль склона и далее под ВКС глубокой части водоема происходит при условии отрицательного (дестабилизирующего) потока плавучести через поверхность, что соответствует выхолаживанию при температуре воды T > Tmd и прогреву при T < Tmd. Ниже приводятся результаты лабораторного и численного моделирования для обоих случаев. Их анализ и натурные наблюдения показывают, что возникающая картина обменных течений трехмерна, нестационарна даже в условиях постоянного теплопотока и неизменного уклона дна, т. е. и скорости течений, и их расходы, и даже пространственная структура изменяются во времени и в пространстве. В дальнейшем, чтобы избежать повторений, материал структурирован не столько по методам исследований (лабораторный эксперимент, численное моделирование, натурные данные), сколько по тем важным характеристикам процесса, которые подтверждаются всеми тремя методами. Поэтому приведем сначала описание лабораторной установки, на которой проведена большая часть экспериментов, и используемой численной модели.

# Лабораторная установка

Основная часть лабораторных экспериментов проведена в гидролотке Атлантического отделения института океанологии РАН (Калининград). Лоток представляет собой длинный прямоугольный бассейн (см., например, схему на рис. 3.1 и фото на рис. 3.14 на цветной вклейке) из прозрачного органического стекла (толщина 12 мм) длиной 10 м, шириной 35 см и высотой 33 см, который может быть разделен перегородками на секции длиной 2,5 м, 5 м и 7,5 м. Основная часть экспериментов проводилась в секциях длиной 5 и 7,5 м. Подводный склон моделировался вставляющимися в бассейн конструкциями в форме либо простой наклонной плоскости (длиной 2 или 5 м), либо шельфа постоянной глубины (длиной 1 м) и участка наклонной плоскости (2 м). Конструкции также выполнены из оргстекла. Углы наклона дна β варьировались в различных экспериментах от 1,5 до 12°; толщина слоя воды составляла от 15 до 25 см. Дно и стенки бассейна теплоизолировались пластинами пенополистирола 1,5-сантиметровой толщины, которые снимались с передней стенки при фото- и видеорегистрации.

Измерения температуры проводились набором предварительно поверенных ртутных термометров с точностью шкалы не менее 0,1 °C, закрепленных на 9 переносных П-рамах, снабженных вертикальными линейками. Такая конструкция позволяет измерять температуру в любой точке лотка как по вертикали, так и по горизонтали. Поскольку изучаемые процессы очень медленны, полученные вертикальные и горизонтальные профили температуры можно считать квазимгновенными. Часть экспериментов была проведена с электронными приборами — лабораторным вариантом турбулиметра Паки и океанским СТD90М. Однако именно ртутные термометры оказались наиболее подходящим инструментом для исследования средних полей температуры, рождаемых конвективными движениями: они «автоматически интегрируют» пульсации температуры за десятки секунд и по 10–12 мм глубины (размер резервуара с ртутью). Цена деления в 0,1 °С позволяет уверенно регистрировать падение термиков из поверхностного слоя, поверхностный и придонный погранслои, и при этом влияние самих приборов на течение минимально.

Поле течений изучалось по изменению треков от кристалликов марганцево-кислого калия: их деформация фиксировалась цифровыми фото- и видеокамерой. Дальнейшая обработка фото- и видеоматериалов проводилась в стандартных пакетах Excel и CorelDraw.

Методика проведения всех экспериментов была единой. Бассейн наполнялся водопроводной водой при температуре (в различных экспериментах) от 9 до 32 °C. Температура воздуха в лаборатории составляла 14–25 °C и в течение 4–7 ч проведения каждого эксперимента была примерно постоянной. Для получения более низких температур в лоток добавлялся снег, по мере таяния которого температура воды понижалась до нужного значения. Затем вода тщательно перемешивалась и отстаивалась 15–30 мин. Измерения проводились по мере остывания или прогрева изза теплообмена с воздухом через поверхность. В части экспериментов по прогреву применялись лампы накаливания. Потоки тепла (и плавучести) оценивались по изменению теплосодержания бассейна.

Следует отметить, что, несмотря на «пляшущий» конвективный характер исследовавшихся движений, выполнение лабораторных экспериментов не требовало никаких специальных мер предосторожности: устойчивый горизонтальный обмен формировался (при наличии склона, конечно) и без теплоизоляции дна и стенок, и когда в воде было значительное количество песка и примесей от растаявшего снега. Проводились многочисленные тестовые эксперименты на чувствительность течения к внешним условиям. К примеру, оказалось, что горизонтальный обмен из-за наличия склона (хотя и слабый) возникает и просто от испарения с поверхности. Когда поверхность изолировали слоем масла, движения перестали видимо искривлять треки трассеров, но хлопья тонкодисперсного осадка, осаждающегося на дно со временем, выстраивались регулярными полосами в течение нескольких дней, указывая на присутствие горизонтальных движений вдоль оси лотка. Вывод из этих тестов однозначен: хотя мгновенная картина течений очень чувствительна к внешним условиям и скорости и расходы течений изменяются вместе с величиной потока плавучести, но само возникновение и поддержание горизонтального обмена исключительно устойчиво; скорее следует принимать специальные меры предосторожности, когда нужно его исключить.

Серия экспериментов проводилась в стратифицированном по солености бассейне, где верхний (пресный) слой имеет температуру ниже температуры максимальной плотности (*Tmd*), а нижний (соленый) — выше *Tmd*. Для создания такой стратификации бассейн сначала заполнялся водопроводной водой, в которую добавлялся снег; в результате температура воды опускалась до 0–1 °C. Излишки снега удалялись. Затем через небольшие отверстия в дне (два ряда, с расстоянием 30 см между отверстиями) в лоток медленно подавалась заранее приготовленная в баке (объем  $V = 1 \text{ м}^3$ ) подкрашенная вода с соленостью 7–10 ‰ и температурой около 5–8 °C. Общая глубина воды в лотке составляла в различных опытах от 14 до 18 см, толщина нижнего соленого слоя — 4–5 см. Стенки и дно лотка теплоизолировались. Прогрев происходил в результате теплообмена с воздухом в лаборатории ( $T_{eosdyx} \sim 20-24$  °C). Регистрация солености не проводилась, а уровень пикноклина отмечался по положению верхней границы подкрашенного слоя.

# Численная модель

Численное моделирование конвективных процессов уже само по себе является очень сложной задачей. В геофизических приложениях возникают дополнительные трудности из-за существенного различия шагов численной сетки по горизонтали и вертикали. К тому же, рассматриваемые физические процессы требуют от модели не только адекватного воспроизведения вертикальной конвекции и развития горизонтальных градиентных течений самих по себе, но и «естественного» их сочетания.

Представленные далее расчеты проводились на лицензионной профессиональной трехмерной численной модели MIKE3-FlowModel (DHI Water & Environment, http://www.dhi.dk/), подробное описание которой доступно в сети Internet. Она широко применяется для моделирования течений, переноса примеси различной природы, эвтрофикации и качества воды в морях, заливах, эстуариях и других природных водоемах (MIKE3 — User Guide, 2005). Гидродинамический модуль (HD) является основным модулем MIKE3, только он и использовался в данном исследовании. Он позволяет рассчитывать трехмерные течения в реальном водоеме, т. е. на реальной батиметрии бассейна, расположенного в заранее задаваемом (широтой и долготой) положении на Земле. Таким образом, вращение Земли и сезонный/суточный ход приходящей солнечной радиации автоматически учитываются. Могут быть учтены все наиболее важные внешние воздействия: метеорологические условия, приливы, сток рек, потоки тепла и т. д., которые могут быть заданы как константами, так и переменными по времени и/или по пространству полями. Бассейны с принципиальной батиметрией располагались в средних широтах северного полушария (40-60° с. ш.), что, вместе с датой начала моделирования, предопределяет суточный и сезонный ритм приходящей солнечной радиации в модели, «отключить» который невозможно. Границы всех моделируемых бассейнов (включая Балтийское и Каспийское моря) закрыты, так что влияние стока рек и приливов отключено. Отсутствует и действие ветра.

НD в MIKE3-FlowModel решает уравнения сохранения массы, уравнения Навье-Стокса (с осреднением по Рейнольдсу), включая эффекты турбулентности и изменения плотности, совместно с уравнениями сохранения для солености и температуры в трех измерениях и уравнением состояния морской воды (Chen, Millero, 1977). Гидродинамический модуль может быть запущен в гидростатическом и негидростатическом варианте, с учетом и без учета влияния вращения Земли. Все эти возможности были использованы в данной работе. *Турбулентные процессы* в MIKE3-FlowModel могут быть параметризованы различными способами; во всех представленных расчетах вязкость вычислялась в терминах формулировки Смагоринского, т. е. связывалась с размером фильтра (шага сетки) и крупномасштабным ограничением скорости деформации крупных вихрей (т. е. с градиентами скорости вычисляемого поля течения):

$$v_T = l^2 \sqrt{S_{ij} \cdot S_{ji}}$$
,  $S_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$ 

где  $u_i$  — компоненты скорости вдоль координаты  $x_i$ , l — масштаб длины, который заменяется на произведение  $C_{sm} \cdot \Delta s$ , где  $\Delta s$  — это шаг сетки,  $C_{sm}$  константа, указывающая, что подсеточная турбулентность учитывается в формулировке Смагоринского. В литературе шаг сетки, входящий в масштаб длины, часто выражается как квадратный корень из суммы квадратов шагов сетки по каждому направлению. Однако, когда размер ячейки по одному или двум направлениям больше, чем по остальным, масштаб длины будет предопределен большим. Это может привести к масштабам длины, большим, чем наибольшая глубина воды, что, естественно, не может быть корректным для вертикального направления. Чтобы избежать подобных ситуаций, вводятся разные масштабы длины по разным направлениям. Это предполагает, что определяются две константы: одна для горизонтального, другая для вертикального направления. Этот момент оказался важным в моделировании горизонтальной конвекции над склоном, поскольку характеристики результирующего течения зависят не только от собственно величин коэффициентов горизонтального и вертикального турбулентного обмена, но и от их адекватного баланса.

*Трение о дно* определяется через формулировку коэффициентов трения в соответствии с соотношением:

$$\frac{\tau_{bottom}}{\rho} = C_{D} \cdot u^{*} |u^{*}|,$$

где  $\tau_{bottom}$  — придонный сдвиг,  $\rho$  — плотность,  $C_D$  — коэффициент трения,  $u^*$  — скорость течения, рассчитанная на ближайшем ко дну уровне.  $C_D$  определяется в соответствии с выбранной моделью турбулентности.

При выборе формулировки модели турбулентности по Смагоринскому, *С*<sub>n</sub> определяется соотношением

$$C_{D} = \left[\frac{2\sqrt{2}}{3}\frac{D}{l}\left\{\left(1 - \frac{z_{m}}{D}\right)^{3/2} - \left(1 - \frac{z}{D}\right)^{3/2}\right\} + \frac{1}{K}\log\left(\frac{z_{m}}{k_{s}/30}\right)\right]^{-2},$$

где  $z_m$  — это расстояние над дном, где профиль Смагоринского совпадает с логарифмическим профилем скорости, l — это пространственный масштаб, задаваемый формулировкой Смагоринского, D — глубина воды,  $K_i$  — масштаб размера шероховатости дна, K — константа Кармана.

Условия на поверхности. Свободная поверхность рассматриваться как подвижная граница, и на ней используется кинематическое граничное условие

$$w_{\eta} = \frac{d\eta}{dt},$$

где *η* — отклонение поверхности от заданного уровня.

Численная реализация уравнений требует соотношений между этим кинематическим граничным условием и давлением жидкости на первом от поверхности уровне и ниже. Самое простое соотношение — это гидростатическое приближение, где  $\eta$  — связано с p соотношением:

$$p(z) = \rho \cdot g \cdot (\eta + z)$$

Таким образом, между существующей поверхностью и первым расчетным уровнем МІКЕ 3 применяется гидростатическое приближение. Далее вглубь в случае выбора «негидростатической» постановки это гидростатическое приближение заменяется на так называемое приближение «искусственной сжимаемости» (Chorin, 1967).

*Теплообмен*. В представленных вычислениях теплообмен с атмосферой рассчитывается на основании четырех основных физических процессов: 1. конвективный теплообмен;

- 2. поток скрытого тепла (или потеря тепла при испарении);
- 3. поглощение коротковолновой радиации;
- 4. поглощение длинноволновой радиации.

Для упрощения анализа условий теплообмена/потока плавучести основным изменяемым параметром была *memnepamypa воздуха*, при неизменных условиях безоблачного неба и отсутствия испарения.

Численные сетки. Использовались прямоугольные регулярные сетки, при этом шаг интегрирования по времени подбирался таким, чтобы соответствующее число Куранта было близко к 1. Расчеты проводились для трехмерных бассейнов различных пространственных масштабов, но унифицированной простой принципиальной формы: длинных, с ровным пологим склоном вдоль оси x, значительным участком с горизонтальным дном (для исключения влияния торцевой стенки на течения над концом склона), без изменений глубины вдоль оси y (вдоль «берега»). Эта форма становится понятна из рис. 3.16–3.19. Основные параметры бассейнов и численных сеток следующие:

✓ масштаб лабораторного лотка: глубина 20 см, ширина 80 см, длина 320 см, с наклонным участком дна длиной 200 см; уклон дна 0,1 (или ~6°). Численная сетка: 80 × 20 ячеек (0,04 × 0,04 м) по горизонтали и 20 слоев (1 см каждый) по вертикали, шаг по времени — 0,03 с; учащенная сетка — 320 × 80 ячеек (0,01 × 0,01 м) — по горизонтали и 20 слоев (1 см каждый) по вертикали, шаг по времени — 0,01 с;

✓ масштаб прибрежной зоны озера (воспроизводит масштабы озера Уберлинген (Überlingen) — северо-западной части крупного альпийского Боденского озера): глубина 50 м, ширина 1500 м, длина 3200 м, с наклонным участком дна длиной 2400 м, уклон дна ~0,02 (или ~1°). Численная сетка 100 × 30 ячеек (50 × 50 м) по горизонтали и 50 слоев (1 м каждый) по вертикали, шаг по времени — 2 с;

✓ масштаб прибрежной зоны моря (воспроизводит масштабы северного шельфа и склона Каспийского моря): глубина 300 м, ширина 150 км, длина 750 км, с наклонным участком дна 150 км; уклон дна ~0,002 (или ~0,1°). Численная сетка 100 × 30 ячеек (5 × 5 км) по горизонтали и 30 слоев (10 м каждый) по вертикали, шаг по времени — 100 с. Эта же сетка использовалась в конфигурации с шельфом (10 м глубины, 50 км длины).

# § 3.2. Поле температуры воды

В лабораторных экспериментах, с которых мы начнем рассмотрение, уклон дна бассейна изменялся от 3 до 12°. В природе подобные склоны считаются уже довольно крутыми, но в лабораторных экспериментах воспроизводятся редко, так как требуют достаточно длинного бассейна. Течения, вызванные теплопотоком через поверхность, наблюдались по всей длине лотка — и над двухметровой наклонной плоскостью, и в 3-метровой глубокой части, «чувствуя» концевую стенку на расстоянии порядка 0,5 м (0,1 длины бассейна) (рис. 3.1, цветная вклейка). Прогрев и выхолаживание бассейна происходили путем теплообмена с воздухом, что соответствовало диапазону чисел Рэлея *Ra* ~ 10<sup>6</sup>-10<sup>8</sup>. Число Рэлея  $Ra = \frac{\alpha g \Delta T l^3}{2}$ - считалось по разности температур вода-воздух и характерной глубине лотка. Величина теплопотока во всех экспериментах оценивалась по изменению теплосодержания бассейна со временем и составляла 100-350 Вт/м<sup>2</sup>. В условиях опытов по выхолаживанию это давало поток плавучести из верхнего слоя величиной  $B \sim (0,5-2,5) \cdot 10^{-7} \, \text{м}^2/\text{c}^3$ , близкий к реальному для условий осеннего выхолаживания (см., например, Fer et al., 2002b). В дальнейшем число Рэлея в качестве характеристики процесса не использовалось, поскольку, во-первых, анализ расходов течений в наших экспериментах (Chubarenko et al., 2005а) показал их слабое соответствие числам Рэлея, вычисляемым по приведенной формуле, а во-вторых, в силу описанного выше, динамика водообмена зависит не столько от теплопритока, сколько от результирующего потока плавучести.

#### 3.2.1. Общая структура

Рассмотрим ее более детально на результатах лабораторных экспериментов по выхолаживанию при T > Tmd. Хотя в начале каждого эксперимента вода тщательно перемешивалась, с началом процесса выхолаживания в бассейне быстро устанавливалась (и сохранялась в течение всего времени) характерная горизонтальная и вертикальная стратификация (рис. 3.1 на цветной вклейке) с наиболее холодными водами над мелкой частью наклонной плоскости и холодными поверхностным и придонным слоями.

Вертикальные профили температуры воды (рис. 3.1, средняя панель, справа, и рис. 3.2) над наклонным дном и в глубокой части имеют схожую структуру: приповерхностный (толщиной 0,1–0,5 *d*, где *d* — локальная глубина) и придонный (0,15–0,25 *d*) холодные пограничные слои и центральный изотермический участок. В глубокой части бассейна (x > 1,1L, где

*L* — длина склона) температура перемешанного ядра (составлявшего порядка 80 % объема бассейна) практически постоянна по горизонтали и понижается со временем из-за общего выхолаживания. Толщина поверхностного погранслоя (20-40 мм) связана с динамикой образования термиков, и его температура на 0,1-0,2 °С ниже температуры однородной части профиля. В данных экспериментах разница температур вода-воздух была до 8,4 °С. В работе (Гинзбург и др., 1977) было показано, что при свободной конвекции в бассейне с вертикальными стенками при разнице температур вода-воздух ( $T_{eoda} - T_{eosdyx}$ )  $\leq$ ≤ 3 °С поверхностный погранслой на 0,4-0,1 °C холоднее перемешанного ядра, а его толщина составляет всего 5-7 мм. Таким образом, горизонтальный транспорт в поверхностном слое несколько задерживает вертикальное перемешивание, приводя к росту толщины погранслоя.

Абсолютная толщина придонного холодного слоя в глубокой части составляла 40–60 мм (порядка четверти глубины). Она уменьшалась вверх по склону пропорционально глубине, составляя в подавляющем большинстве случаев





Слева направо: над серединой склона, над концом склона, в глубокой части. С увеличением уклона дна разность температур в приповерхностном и придонном пограничных слоях

и по горизонтали уменьшается

0,15–0,25 d, независимо от разницы температур вода-воздух и уклона дна. Если в поверхностном слое разница температур по вертикали составляла до 0,2 °C и значительно флуктуировала, то придонный слой был устойчиво холодным и с бо́льшей вертикальной разницей температур — до 0,5–0,7 °C.

Горизонтальные профили температуры воды на поверхности (верхнего 20-мм слоя) также имеют характерную форму (рис. 3.1, верхняя панель), которая устанавливается спустя 15–20 мин после начала эксперимента и практически не изменяется со временем. В глубокой части температура по горизонтали постоянна (если не учитывать эпизоды формирования термиков: после падения термика даже ртутные градусники регистрировали быстрый рост температуры поверхности на 0,1–0,2 °С), а над наклонной частью дна она падает по мере приближения к началу склона. Разница температуры воды в поверхностном 20-миллиметровом слое между глубокой частью (глубина 0,16–0,24 м в различных опытах) и глубиной 0,02 см (самая мелководная точка измерений) составляла до 1,7 °С (в среднем 0,2–1,4 °С/м), причем была *больше для более пологих склонов*.

Структура полей температуры воды в лабораторном лотке (рис. 3.1 на цветной вклейке) и в прибрежной зоне озера (рис. 1.14, 1.15) оказывается весьма схожа. Для выяснения, насколько адекватно она воспроизводится при численном моделировании, задача выхолаживания начально однородного пресного бассейна с наклонным дном решалась для различных



Рис. 3.3. Численное моделирование поля температуры воды и течений при выхолаживании с поверхности. 3D негидростатическая модель MIKE3-FlowModel с учетом суточного хода солнечной радиации и вращения Земли

Бассейн глубиной 50 м, шириной 1 500 м, длиной 3 200 м, с наклонным участком дна 2 400 м, уклон дна ~0,02, или ~1°. Сетка 100 × 30 ячеек (50 × 50 м) по горизонтали и 50 слоев (1 м каждый) по вертикали, шаг по времени — 2 с. Мгновенные поля на 6 ч утра. Глубокая (правая) часть бассейна на рисунке не представлена (Chubarenko et al., 2008) пространственно-временных масштабов. На рис. 3.3 приведены результаты моделирования (модель MIKE3-FlowModel) для бассейна масштаба «прибрежной зоны озера»: максимальная глубина 50 м. Дана картина мгновенных полей температуры воды (градации серого, изотермы проведены через 0,07 °C, диапазон температур от 8 до 12 °C) и скоростей течений (для масштаба скорости даны вектора максимальных скоростей по горизонтали и вертикали). Характерные детали структуры хорошо прослеживаются и на этом масштабе: «всегда нестационарная» квазистационарная картина, падение температуры воды к берегу, холодные приповерхностный и придонный слои, квазиизотермическое ядро. Для этой квазистационарной ситуации соотношение *максимальных* скоростей по горизонтали и вертикали оказывается по порядку величины таким же, как типичное соотношение *характерных масштабов* этих скоростей в квазистационарном состоянии (глава 2):  $K_{\rm a} \sim 10$ .

На еще бо́льшем пространственном масштабе — в бассейне со склоном максимальной глубины 300 м — численное моделирование дает кривые, представленные на рис. 3.4 (см. цветную вклейку). Это мгновенные вертикальные профили температуры воды и скорости течений у конца склона (длинные кривые) и в его верхней части (короткие кривые). Приведены решения моделей в гидростатической и негидростатической постановках. Вертикальные профили температуры воды имеют ту же структуру, что и в лабораторном лотке (рис. 3.2), при этом перепад значений на вертикальном профиле в гидростатическом решении составляет 0,04 °C против 0,02 °C в негидростатическом. Разность температур по горизонтали на длине склона также больше в гидростатическом решении: 0,4 °C против 0,15 °C, что в основном обусловлено различием температур в верхней части склона. Более детальный анализ проведен далее — в разделе сравнения решений в гидростатической и негидростатической постановке.

# 3.2.2. Горизонтальный профиль температуры воды в поверхностном слое

Причиной возникновения горизонтального конвективного водообмена и главным признаком его наличия является дифференциальный прогрев, т. е. понижение или повышение температуры к берегу, что легко фиксируется в природных водоемах. Лабораторные и численные эксперименты показали, что с течением времени форма профиля над склоном изменяется незначительно (рис. 3.1, цветная вклейка): после периода установления, когда мелководные области остывают быстрее, далее температура воды во всех точках падает одинаково (исключая характерные флуктуации конвективной природы), а форма профиля остается самоподобной. Вообще говоря, многие проявления конвективных процессов имеют признаки самоподобия, и данный случай не удивителен. Аналитически один из простых вариантов получения самоподобного решения для горизонтального профиля температуры был изложен в § 2.9. В частности, там показано, что основными параметрами, изменяющимися со временем и задающими масштаб процессу, являются падающая со временем температура перемешанного слоя в глубокой части и растущая со временем его толщина. Однако этот подход пока не позволил привести все наблюдаемые экспериментальные профили к единому виду: несмотря на «похожесть» формы, они сохраняют свои индивидуальные черты и в обезразмеренном виде.

Помимо схожести формы обращает на себя внимание и наличие значительного участка над склоном, где горизонтальный профиль температуры может быть аппроксимирован линейной функцией. В лабораторном эксперименте (рис. 3.1, цветная вклейка) этой особенности не видно из-за слишком большого шага измерений по горизонтали. Анализ же натурных примеров показывает, что эта черта характерна. Так, на рис. 3.5а приведено поле температуры воды при сезонном выхолаживании в Женевском озере (Fer et al., 2002с); по нему воспроизведен горизонтальный профиль температуры в поверхностном слое (б) и участок, аппроксимируемый линейным трендом (с достоверностью аппроксимации  $R^2 = 0,997$ ). Разница температур по горизонтали составляла порядка 0,2 °C, при этом ее градиент dT/dx на линейном участке длиной около 350 м составлял 5 · 10<sup>-4</sup> °C/м.

На рис. 3.6а (см. цветную вклейку) дано поле температуры воды в прибрежной зоне Балтийского моря 12 октября 2006 г. на разрезе поперек береговой линии, построенное на базе 35 вертикальных профилей (обозначены вертикальными линиями) (Чубаренко, Демченко, 2007). Ниже даны горизонтальный профиль температуры, солености и условной плотности по осредненным данным для второго метра глубины (под поверхностью) и участок с линейным трендом ( $R^2 = 0,95$ ). Если не учитывать расположенный в прибрежной зоне распресненный и холодный плюм вод Вислинской лагуны, то длина участка с линейным трендом составляет около 6 км, градиент температуры на нем около 5 · 10<sup>-5</sup> °С/м, общая разность температур на концах — 0,25–0,3 °С.

Последний натурный пример — профиль, снятый со среднемноголетних карт температуры воды в октябре и ноябре над подводным склоном северной части Каспийского моря (Косарев, Тужилкин, 1995) (врезка рис. 3.8). Он показывает, что среднемноголетняя разность температур между прибрежной и открытой частью в октябре — ноябре составляет 3,5–6 °C, близкий к линейному ( $R^2 = 0,96$ ) участок профиля имеет длину около 200 км, с градиентом температуры (1÷3) • 10<sup>-6</sup> °C/м (в ноябре на 40 % большим, чем в октябре).

Результаты *численного моделирования* подтверждают эту закономерность. В качестве примера приведем расчет на сетке, воспроизводящей масштабы и пропорции Каспия (без учета влияния вращения Земли). На рис. 3.7 приведены *мгновенные* горизонтальные профили температуры воды от берега в глубокую часть бассейна в подповерхностном и промежуточном (90 м от поверхности) слое для негидростатического и гидростатического





*а* — поле температуры воды 20 января 2000 г. по данным 24 вертикальных зондирований (Fer et al., 2002с);

 $\delta$ — соответствующий горизонтальный профиль температуры воды в поверхностном слое;

s — линейный тренд (0,5 °C/км), построенный по начальному участку профиля длиной 500 м

решений. У самого берега гидростатическая модель дает температуру воды на 0,3 °C ниже; в глубокой части решения близки. Конец подводного склона — на метке 150 тыс. м. В поверхностном слое заметное падение температуры начинается не над концом склона, а несколько ближе к берегу; но в промежуточном слое начало участка падения температуры приходится точно на конец склона. В области над склоном кривые более сглажены, в то время как в глубокой части они заметно «скачут», отражая динамику вертикального перемешивания.

Чтобы выделение участка с линейным трендом было более корректно, проводилось сглаживание мгновенных профилей. На рис. 3.8 показаны сглаженные (скользящим средним по 10 ячейкам) профили по результатам моделирования на негидростатической модели (без учета влияния вращения Земли). Участок над склоном, где температура с расстоянием меняется линейно (с достоверностью аппроксимации 0,97 и выше), имеет длину около 110 км. На врезке для сравнения приведен аналогичный по положению и условиям горизонтальный профиль температуры над северным склоном Каспия, построенный по усредненным многолетним данным для октября и ноября из книги Косарева, Тужилкина (1995). Видно, что градиент температуры в природе на порядок выше: 2–3 °C на 100 км в Каспии против 0,15–0,3 °C на 100 км в его модели. Факт этого расхождения очень важен: он показывает, что моделирование задач горизонтальной конвекции в природных водоемах требует серьезной настройки модели



Рис. 3.7. Горизонтальные профили температуры воды (в °С) по результатам моделирования на гидростатической (сплошные кривые) и негидростатической (пунктирные кривые) моделях на двух горизонтах: 10 и 90 м

По оси абсцисс — расстояние от берега в метрах; конец склона — на 150 тыс. м. Общее понижение температуры воспроизводится синхронно обеими моделями, разница заметна в прибрежной зоне



Рис. 3.8. Осеннее выхолаживание бассейна масштаба Каспийского моря

Сглаженные горизонтальные профили температуры воды в подповерхностном слое спустя 2, 3, 4 и 4,5 месяца после начала выхолаживания. Во врезке — профиль температуры воды на поверхности над береговым склоном Северного Каспия в октябре и ноябре, по многолетним данным (Косарев, Тужилкин, 1995)

и калибровки соотношений вертикального и горизонтального переноса импульса и тепла. Это серьезная отдельная задача, и для анализа представленных здесь результатов мы только обращаем внимание, что модель *сильно недооценивает* горизонтальные градиенты температуры/плотности, а следовательно, и занижает скорости движения. При этом, однако, модель верно отслеживает скорость нарастания горизонтального градиента температуры со временем: как в натурных данных, так и в модели за месяц он увеличивается примерно в 1,5 раза.

Таким образом, натурные, лабораторные и численные эксперименты позволяют указать характерные черты горизонтального профиля температуры воды на поверхности бассейна, в котором установилась горизонтальная конвективная циркуляция. Во-первых, при постоянных внешних условиях (уклоне дна и потоке плавучести) профили самоподобны, так что и в глубокой, и в мелкой части падение температуры происходит синхронно. Во-вторых, на профилях имеется значительный (длиной более L/2) участок, где температура воды линейно меняется с расстоянием от берега.

Последнее свойство позволяет провести некоторый дополнительный анализ. Поскольку после установления разность температур между глубокой и мелкой частями стабилизируется, значит, потери тепла через поверхность каждой вертикальной колонки сбалансированы его адвективным горизонтальным притоком из открытой части. Если предположить теплоотдачу в атмосферу однородной по площади поверхности, то и *горизонтальный приток тепла будет одинаков* для каждой колонки, независимо от ее реальной глубины. Так как в результате устанавливается линейный профиль температуры, то в смысле переноса тепла можно свести задачу к одномерной постановке: происходит горизонтальный теплообмен между водами глубокой части с температурой  $T_{deep}$  и прибрежными водами с температурой  $T_{coast}$  по закону Ньютона  $F = æ(T_{deep} - T_{coast})$ , и коэффициент горизонтального теплообмена постоянен и равен  $æ = F/(dT/dx \cdot \Delta L)$ . Здесь под  $T_{coast}$  следует понимать температуру воды не строго у берега, а на прибрежном конце участка линейного тренда; расстояние  $\Delta L$  также характеризует длину участка линейного тренда.

# § 3.3. Поле течений

## 3.3.1. Общая структура обмена

Лабораторный эксперимент позволяет продемонстрировать общую структуру возникающего водообмена наиболее наглядно, поэтому начнем с описания именно его результатов. Наблюдавшиеся в лабораторном бассейне движения (рис. 3.1, цветная вклейка; рис. 3.9) являлись суперпозицией двух процессов: вертикальной термо-гравитационной конвекции из-за выхолаживания с поверхности и горизонтальной адвекции из-за непрерывного формирования более тяжелых вод в области над наклонным дном. Характерное время вертикального конвективного перемешивания составляет  $\tau_{_{gebm}} \sim (D^2/B) \sim 10$  с, в то время как для горизонтального переноса  $\tau_{zobus} \sim L'/u \sim 1000$  с, т. е. вертикальная конвекция перемешивает колонку воды достаточно быстро, в то время как адвективный перенос, рождаемый небольшими горизонтальными градиентами плотности, работает значительно медленнее. Рождающийся в результате водообмен носит явно конвективный характер; его общая структура включает в себя термики, систему вертикальных конвективных ячеек, присклоновый холодный гравитационный поток и компенсационное течение из глубокой части бассейна в мелкую.

Горизонтальный водообмен во всех экспериментах по данному сценарию возникал сразу после окончания перемешивания, т. е. никаких «пороговых значений» горизонтальных градиентов температуры/плотности отмечено не было. Чем выше по склону, тем всё более холодная вода образуется при одном и том же теплооттоке через поверхность, и при этом



Рис. 3.9. Общая структура течений в лабораторных экспериментах по выхолаживанию бассейна с наклонным дном при *T* > *Tmd* 

Структура поля температуры воды показана изолиниями. В верхней части склона имеется ячейка, динамика вод в которой отлична от общей циркуляции каждая вертикальная колонка чуть теплее, чем соседняя слева (рис. 3.1, цветная вклейка; рис. 3.9), и чуть холоднее, чем соседняя справа. Формирующееся вниз по склону течение есть как бы результат «непрерывного подтекания» одной воды под другую, и его расход, таким образом, растет вниз по склону из-за присоединения к потоку всё новых и новых масс воды; эти во́ды в каждой следующей точке вниз по склону теплее, чем уже стекающие, но холоднее, чем соседствующие справа.

## 3.3.2. Вертикальные профили скорости течения

Результирующее течение имеет характерный профиль, отмечавшийся и другими авторами: «носик» течения (максимум его скорости) заметно приподнят над дном. Наши измерения показывают, что этот максимум приходится на нижнюю границу перемешанного (изотермического) слоя в данном месте (см. вертикальные профили температуры на рис. 3.2). Например, на рис. 3.10 (см. цветную вклейку) приведена серия последовательных фотографий течения, на которых резервуар термометра зафиксирован на нижней границе изотермической части профиля. В целом было обработано более 60 серий фотографий течений над склонами различной крутизны, и эта черта обменных течений устойчиво повторяется. Таким образом, в придонном «термическом погранслое» (Hughes, Griffiths, 2008; Mullarney et al., 2004 и др.) происходит постоянная смена воды; при этом непосредственно у дна стекают самые холодные воды с самой мелкой верхней части склона, а на верхней его границе движутся воды, образованные чуть выше данного места по склону. Такое «послойное» стекание подтверждается и наличием сильной стратификации внутри «погранслоя»<sup>16</sup>. Для профиля в глубокой части это значит, что на его верхней границе (и с максимальной скоростью) двигаются воды, образованные не на верху склона, а (примерно) над его концом — они чуть более холодные, чем перемешанное ядро в глубокой части бассейна. При некоторой скорости теплоотдачи Н, примерно одинаковой над всем бассейном, максимально холодных вод в единицу времени образуется немного (пропорционально малой глубине в верхней части), в то время как колонка с температурой чуть ниже ядра имеет максимальную (для области над склоном) глубину. Таким образом, этих вод образуется больше всего, что и приводит к возникновению характерного максимума скорости в вертикальном распределении — точно на нижней границе перемешанного слоя.

Стекание плотных вод со склона, особенно когда оно происходит интенсивно, принято описывать в терминах гравитационного течения, характеризуемого значительным вовлечением и специально подбираемым коэффициентом сопротивления (Fer et al., 2002с; Shapiro, Hill, 1997). Однако

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> «Погранслой» в данном случае, по-видимому, правильнее брать в кавычки: он возникает не столько из-за взаимодействия течения с границей, сколько в результате взаимодействия вод на масштабе всего бассейна.

тот факт, что при каскадинге движутся вниз по склону не только «холодные» воды, но и заметная часть нижних слоев локального ВКС (рис. 3.10, цветная вклейка), отличает каскадинг от гравитационного течения. Описание каскадинга в терминах горизонтального обменного течения позволяет не только объяснить эту особенность, но и указать ряд других его специфических свойств.

В целом движение гравитационного потока устойчиво, и возникновения роликовых волн, как, например, в лабораторных тестах при уклонах дна 10–15° (Fer et al., 2002с), не наблюдалось. Наблюдения за движением «носика» линии трассера вдоль склона в течение 1–2 мин/3–6 см (т. е. наблюдения в подходе Лагранжа) показывают практически равномерное его продвижение: достоверность линейной аппроксимации зависимости координаты «носика» от времени порядка  $R^2 \sim 0,97-0,99$ . Более длительные (15–20 мин) наблюдения за трассерами, выпускаемыми в одной точке (т. е. наблюдения в подходе Эйлера), показывают, что скорость течения испытывает довольно регулярные колебания (рис. 3.11), при которых может изменяться вдвое; характерные периоды колебаний 4–7,5 мин (существенно бо́льшие, чем период собственных колебаний бассейна ~4 с).

Скорость течения, вычисленная по традиционным формулам для гравитационного течения, дает в данном случае завышенный результат. Например, А. Г. Зацепин (Зацепин и др., 2005) использует выражение:

$$u_{gr.cur.} = \sqrt{\frac{\Delta \rho}{\rho} \cdot g \cdot \sin \beta \cdot h_{gr.cur.}}$$

По данным эксперимента (рис. 3.11) с уклоном дна 6,7°, где разница температур придонного течения и среднего изотермического слоя составляла  $\Delta T = T_{mid \ depth} - T_{gr.cur} = 30,15 - 30 = 0,15$  °C (что соответствует  $\Delta \rho / \rho \sim 4,5 \cdot 10^{-5}$ ), при  $\sin\beta = 0,12$  и толщине течения  $h_{gr.cur} \sim 3,53$  см скорость



Рис. 3.11. Изменение максимальной скорости к «берегу» (на графике — вверх) и от «берега» (вниз) над склоном в течение 12 мин



гравитационного течения должна быть около 1,3 мм/с, а среднее значение (вниз по склону) по представленным на рисунке составляет только 0,74 мм/с. Среднее возвратное течение — 0,33 мм/с. Таким образом, оценка по параметрам гравитационного течения дает завышенный результат.

Расход и горизонтальная скорость течений по мере удаления от «берега» увеличиваются, так что их максимум приходился на конец склона. Максимальная скорость гравитационного течения по всем экспериментам этой серии составила 10,8 мм/с и была зарегистрирован над концом самого пологого склона (3,7°) при весьма умеренной разнице температур вода-воздух в  $\Delta T \sim 2$  °С (Чубаренко, Демченко, 2008). Над склоном 12° скорость течения оказывалась в 2–6 раз меньше (даже при  $\Delta T \sim 6-8$  °С). Типичный масштаб скорости гравитационного потока составил 2–7 мм/с при разнице температур вода-воздух до 9 °С и горизонтальном перепаде температуры воды на поверхности 0,6–1,7 °С. Толщина потока над склоном составляла порядка 0,1*d*, к излому дна увеличивалась до 0,1–0,25*D* (чаще всего 0,15*D*), и далее в глубокой части еще немного увеличивалась — до 0,2–0,25*D* — за счет дальнейшего вовлечения в движение нижних слоев изотермического ядра.

Компенсационное течение в сторону «берега» устойчиво наблюдается только в среднем слое. Типичная форма треков трассеров в глубокой части представлена на рис. 3.12. По мере продвижения вверх по склону максимум компенсационного течения приподнимается. В верхних (холодных) слоях, и особенно в области над склоном, течение переменно и по величине, и по направлению (рис. 3.13). Течение «от берега» в верхнем слое возникает (см., например, рис. 3.1 на цветной вклейке), когда термик быстро уносит часть поверхностной жидкости вниз, а на ее место по поверхности приходит вода из ближайшей окрестности — со всех направлений. Поэтому максимум возвратного течения наблюдается чаще всего на некоторой глубине  $z \sim 0,2-0,4$  *D*. Поверхностное течение на 24 выбранных вертикальных профилях оказалось в 15 случаях в сторону мелководья, в 7 — в обратном направлении и в 2 случаях отсутствовало. Распределение



Рис. 3.12. Типичный S-образный вид треков трассеров в глубокой части («берег» слева)

возвратного течения по глубине также переменчиво: встречается и практически равномерное по глубине течение, и с явно выраженным одним или несколькими «носиками». Максимальная скорость компенсационного течения оказалась в 1,9–2,3 раза ниже скорости гравитационного потока, а его толщина — в 2–4 раза больше. Для общей динамики течений важно, что компенсационный приток вод из глубокой части происходит именно в *средних* слоях.

# 3.3.3. Структурность поля течений: ячейки, струи, роллы

Как и многие другие разновидности конвективных движений, возникающие течения имеют внутреннюю структуру. Тонкий слой (3–5 мм) красителя на дне бассейна позволил обнаружить (рис. 3.14, цветная вклейка), что термики, падающие с охлаждаемой поверхности, образуются только в определенных местах: в 2 ряда вдоль длинной оси лотка, с расстоянием между рядами и между термиками порядка 0,15 м (половина ширины лотка составляет 0,17 м). Термики внезапно «промывали» в слое краски на дне четкие чистые пятна, которые затем снова затягивались слоем краски в течение следующих 10–20 с. Через минуту-две следующий термик падал



Рис. 3.13. Каскадинг в лабораторном эксперименте. Нетипичные вертикальные профили горизонтальной скорости течения в области над склоном:

а — течение «от берега» на поверхности; б — четырехслойный обмен.
 Уклон дна 12°; полная глубина бассейна 19 см; «берег» слева

в ближайшей окрестности этой точки, «освежая» почти затянувшееся пятно. То же происходило и над участком наклонного дна, в результате чего холодное гравитационное течение на склоне формировалось в виде двух струй (вдоль линий, маркированных рядами пятен). Возвратное теплое течение реализовывалось вдоль срединной оси лотка — между холодными струями и выше них, большей частью в средних слоях. Вертикальный обмен в такой структуре организован так: две продольные полосы преимущественного опускания вод маркируются пятнами термиков, а подъем вод возникает в середине лотка и вдоль его стенок. В принципе известно (см., например, Гершуни и др., 1989), что на структуру вертикальной конвекции существенное влияние оказывают форма сосуда и условия на стенках. В наших опытах вдоль стенок следовало бы ожидать скорее опускания вод — из-за неизбежной утечки тепла; следовательно, наблюдавшаяся структура течений возникла не из-за недостаточности теплоизоляции.

Описанная структура течений не является жестко доминирующей; это, скорее, тенденция потоков предпочитать определенные пути, и ее выявление потребовало серии специальных наблюдений. Мотивация для поиска, однако, была весьма серьезной: расходы воды, вычисленные по изменению треков от упавших кристалликов, *никогда* не были сбалансированы (т. е. расход *вправо* не был равен расходу *влево*, иногда в разы, см. рис. 3.15 на цветной вклейке), что ясно характеризует существенную трехмерность течения<sup>17</sup>. Так же, как и сами величины расходов вверх и вниз по склону, их разница максимальна в области конца склона.

# § 3.4. Результаты численного моделирования на трехмерных гидродинамических моделях

Современные численные модели показали свою эффективность в изучении многих гидрофизических процессов. Конвективные механизмы представляют особую сложность, особенно в задачах океанологии, поскольку горизонтальный масштаб в природных водоемах гораздо больше вертикального. Наиболее перспективным на сегодня, по-видимому, является использование *LES* и других вихреразрешающих моделей (см., например, Raasch, Etling, 1998; Send, Marshall, 1995), применяющихся в исследовании глубокой океанской конвекции.

В настоящем исследовании численное моделирование применяется больше как инструмент анализа структуры обменных течений и характера изменения величины общего водообмена с расстоянием от берега и при различных пространственных масштабах. Собственно особенности физического механизма, которым уделяется внимание (наличие прибрежной ячейки, рост расхода течений с увеличением расстояния вниз по склону,

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> Ошибка измерения скорости по кадрам, сделанным через 1 мин, не превышает 0,1 мм/с, что в целом на глубине ~100 мм (нижняя часть склона) может дать ошибку расхода до 10 мм<sup>2</sup>/с, или 10÷20 % от указанных на рис. 3.15 (см. цветную вклейку).

линейный участок горизонтального профиля температуры, расположение максимумов обменных течений внутри слоя и др.) были обнаружены в лабораторных экспериментах и натурных данных. Усилия при моделировании были направлены не столько на воспроизведение какой-то отдельной ситуации наилучшим образом (что подразумевает выбор наиболее адекватной модели, насыщение ее данными о бассейне, калибрацию и верификацию), сколько на использование имеющейся в руках модели (MIKE3-FlowModel, DHI Water & Environment) и «принципиальной батиметрии» и на демонстрацию того, что даже в варианте гидростатического приближения и без учета влияния вращения Земли — исследуемый водообмен моделируется более-менее адекватно.

Далее анализируются численные решения модели MIKE3-FlowModel ✓ в гидростатической постановке без учета влияния вращения Земли (H), ✓ в негидростатической постановке без учета влияния вращения Земли (N), ✓ в гидростатической постановке с учетом вращения (HC).

✓ в негидростатической постановке с учетом вращения (NC).

В согласии с лабораторными экспериментами и натурными данными, численное моделирование подтверждает, что, в отличие от мгновенной картины течений, сам процесс общего водообмена вовсе не относится к «тонким эффектам», «чувствительным ко множеству внешних условий». Скорее, наоборот: он достаточно надежно моделируется в самых различных ситуациях, предписывая общую структуру медленного обмена и создавая фон для проявления более быстрых процессов. В некотором смысле горизонтальный конвективный обмен играет для динамики вод роль, подобную влиянию вращения Земли: оба фактора, внося лишь малые поправки в существующие мгновенные поля течений, тем не менее определяют *структуру* обмена на больших масштабах, обеспечивая таким путем влияние глобальных внешних факторов — вращающейся системы отсчета и геометрии конкретного бассейна.

Некоторые результаты моделирования на масштабе использовавшегося лабораторного лотка приведены в главе 5, где исследуется термобар. Каскадинг на масштабе «озера» обсужден в главе 6 — как составляющая суточного цикла водообмена. Здесь же, для характеристики процесса горизонтального конвективного водообмена на еще бо́льшем масштабе и одновременно для демонстрации возможностей численного моделирования, представим результаты расчета ситуации осеннего выхолаживания в идеальном бассейне, воспроизводящем масштабы Каспийского моря и его северного склона: ширина 150 км, общая длина 750 км (что исключает влияние торцевой стенки на вдольсклоновые течения), из которых 150 км занимает склон с уклоном дна 0,002 (или 0,1°).

В северной части Каспия зимняя вертикальная конвекция достигает глубин 250–300 м (Косарев, 1963), так что длина северного склона, где конвекция достигает дна и формируются холодноводные каскады, превышает 120 км. Максимальная глубина модельного бассейна составляла 300 м, при этом анализ проводился как для глубоких акваторий,

так и для самых мелководных, подверженных динамике прогрева/выхолаживания в суточном цикле. Расчеты проводились на прямоугольной сетке с ячейками 5 × 5 км по горизонтали и шагом 10 м по вертикали (150 × 30 ячеек по горизонтали и 30 слоев по вертикали), с шагом по времени 100 с. Начальная температура воды составляла 7 °С и была одинакова для всего бассейна, соленость отсутствовала.

Внешнее воздействие задавалось однородным по всей поверхности: температура воздуха 2 °С, условия солнечной радиации и дневной/ночной ход, соответствующие широте Каспия в декабре — январе. Влияние ветра исключено. Условия теплообмена таковы, что в дневное время происходит прогрев верхнего слоя, но ночное выхолаживание отбирает тепла больше, что в результате приводит к медленному выстыванию бассейна в целом. Анализировались результаты расчетов длительностью до 8 месяцев.

# 3.4.1. Поля температуры воды и течений в трехмерных гидростатической (Н) и негидростатической (N) моделях

Одна и та же описанная выше задача моделировалась в различных постановках МІКЕЗ: традиционной гидростатической и негидростатической<sup>18</sup>, обе без учета влияния вращения Земли. Для наглядного сравнения результатов на рис. 3.16 (см. цветную вклейку) даны картины изотерм и векторов скорости течений с интервалом в 1 день на продольном разрезе в средней части модельного бассейна. Хотя максимальные значения вертикальных скоростей практически совпадают, интенсивность вертикальных движений в негидростатическом решении заметно выше. Численный расчет, так же как и натурные наблюдения и лабораторный эксперимент, дает устойчивое понижение температуры воды к берегу при вертикальной изотермии и формирование холодных пограничных слоев у поверхности и у дна. Общая структура медленной (масштаб скорости от миллиметров до сантиметров в секунду) циркуляции такова: «к берегу» в приповерхностных и промежуточных слоях и «от берега» вдоль подводного склона; на всех масштабах сеток она разрывается крупными термиками, падающими из поверхностного слоя до самого дна. Установление картины течений, характерной для процессса выхолаживания над склоном, от начального состояния покоя происходит быстрее в гидростатической модели (10-12 дней против 20-22 дней в негидростатической). Далее сравниваются квазистационарные решения.

Собственно процесс остывания с поверхности воспроизводится обеими моделями адекватно: ограниченная глубина воды на береговом склоне позволяет прибрежным водам реагировать на сезонные изменения теплопотока значительно быстрее, чем в открытой глубоководной части. Возникшие градиенты температуры и, соответственно, плотности порождают специфическую динамику вод, которая и отражена в решениях.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> «Искусственная сжимаемость» (Chorin, 1967).

В среднем у самого берега гидростатическая модель дает температуру воды на 0,3 °С ниже, чем негидростатическая. В негидростатическом решении температура воды оказывается более высокой почти повсеместно, но в глубокой части разница составляет только около 0,05 °С, т. е. решения близки (см. рис. 3.7). Общая структура поля температуры и процесс ее понижения со временем воспроизводятся обеими моделями сходным образом, причем разница более заметна в прибрежной зоне. В верхней части склона разница решений особенно велика — до 0,45 °С и повышена до 0,1° на его конце, сразу после перехода к глубокой части.

Общая динамика течений в обеих моделях сходна: опускание вдоль склона более холодной и тяжелой воды из прибрежной зоны компенсируется притоком более теплой воды из глубокой части в поверхностном и промежуточном слоях. Конвективный характер процесса воспроизводится даже в гидростатической модели: течения изменчивы в пространстве и во времени, но при этом отчетливо проявляется тенденция к структурности потоков. Гидростатическая модель, давая заниженные значения температуры воды в верхней части склона, соответственно показывает и бо́льшие горизонтальные градиенты температуры и более устойчивые горизонтальные течения.

Средние значения скоростей движений практически одинаковы, но негидростатическое решение имеет больше мелких деталей и гораздо более изменчиво во времени. Гидростатическое же решение — более структурно, демонстрирует крупномасштабные конвективные ячейки, квазипостоянные зоны даунвеллинга, более устойчивое вдольсклоновое течение (рис. 3.17, цветная вклейка).

На рис. 3.18 (см. цветную вклейку) приведен горизонтальный разрез в поле вертикальной скорости в подповерхностном (верхняя панель) и придонном слоях (нижняя панель) в те же моменты времени, что и аналогичные разрезы в поле температуры (см. рис. 3.17, цветная вклейка). Гидростатический расчет показывает в глубокой части бассейна крупномасштабные конвективные ячейки открытого типа (что вообще говоря *не* соответствует наблюдающейся в природе динамике), в прибрежной части — регулярные области даунвеллинга, ориентированные вдоль склона, что вполне соответствует натурным наблюдениям, но не воспроизводится негидростатической моделью.

Горизонтальная компонента скорости течения представлена в изолиниях на рис. 3.19. Градации серого показывают интенсивность течения вправо. В негидростатическом варианте вдольсклоновое течение непрерывно, но имеет пульсирующий характер. В гидростатическом решении горизонтальные скорости в верхнем слое прибрежной области полностью сглаживают конвективные ячейки. В обоих решениях течения оказываются существенно переменными по величине и направлению.

В целом в динамике изменения полей течений в верхней части склона (до глубины 60 м) ясно прослеживается суточный ритм: усиление горизонтального переноса при усилении вертикальной стратификации вечером сменяется интенсивным вертикальным перемешиванием утром. В более глубоких областях суточный ритм не прослеживается, уступая место общему сползанию холодных вод вниз по склону. Интенсивность образования холодных термиков из поверхностного слоя максимальна утром как в начале, в первой трети, так и в середине склона, но активнее всего в последней четверти склона, над изломом и сразу за ним. В верхней части склона существует прибрежная область размером ~20 % длины склона, где горизонтальная адвекция в суточном ритме *прерывает* работу вертикальной конвекции. Там структура течений, соответствующая процессу выхолаживания, развивается позже. Интересно, что во всех решениях бассейн *откликается на внешние условия практически одновременно*, т. е. не заметно, чтобы холодные воды сначала сформировались на мелководье, а потом стекали вниз, «двигая» циркуляцию в остальных частях бассейна. То же было отмечено и в лабораторном эксперименте: движения охватывают *весь бассейн* одновременно.

Заметна и более долгопериодная (более суток) динамика, хотя и без явной периодичности: изотермы придонного холодного слоя то концентрируются у дна, то заметно приподнимаются на отдельных участках, то обрисовывают отдельные холодноводные «улитки», движущиеся вниз по склону. По результатам всех моделей поверхностный слой имеет самую низкую температуру в утренние часы в 5–6 ч местного времени, самый теплый днем (через 1–2 ч после полудня). Интересно, что, в отличие от



на вертикальном разрезе в изотахах

Картина на 15:30 местного времени

течений, суточные колебания температуры воды в модели не проникают глубже 10 м.

Горизонтальные скорости течения изменяются как по величине, так и по направлению, при этом максимум скорости (до 5–6 см/с) вдольсклонового течения приходится на 2–3 ячейку от дна (20–30 м). Диапазон изменения скорости во всём бассейне за 5 месяцев модельного времени составил от 7,5 см/с к берегу (в верхних слоях) до 7 см/с вниз по склону. Масштаб скоростей вертикальных движений составляет 1–3 мм/с. В целом поведение векторов скорости весьма разнообразно: резкие скачки и изменения скорости, формирование вихревых структур и термиков типичны на всем анализируемом интервале времени.

В попытках выявить картину возможных пульсаций вдольсклонового течения, регулярности в его усилении/ослаблении или признаков роликовых волн, к временному ряду расходов течения на разных глубинах применялось быстрое Фурье-преобразование (CFFT в пакете MathCAD). В результате (рис. 3.20) единственным значимым пиком оказался суточный ритм, причем только в верхних слоях (до 60 м глубины).

#### 3.4.2. Влияние вращения Земли на структуру и характер водообмена

Учет влияния силы Кориолиса рассматривался на той же (описанной выше) задаче о выхолаживании крупного бассейна (масштаба «моря»); применялась гидростатическая модель. На рис. 3.21 (см. цветную вклейку) приведены разрезы в поле температуры воды, а на рис. 3.22 (см. цветную вклейку) — в поле течений при квазистационарном обмене. Как видно по структуре поля течений (рис. 3.23), вращение Земли не вносит принципиальных изменений в картину водообмена. Вклад силы Кориолиса выра-



Рис. 3.20. Быстрое преобразование Фурье данных по расходу течений вниз по склону (в верхней его части) указывает на единственное значимое колебание — на суточной частоте, присутствующее только в верхних 60 м

Нижняя линия — негидростатическое решение, средняя — гидростатическое, верхняя — гидростатическое с учетом вращения Земли



Рис. 3.23. Мгновенная картина модуля скорости течения в изотахах (проведены через ~6 мм/с). Максимальная скорость ~5 см/с. Гидростатическая модель с учетом влияния силы Кориолиса

жается главным образом в возникновении асимметрии картины течений: и вдольсклоновое, и компенсационное течения несколько смещены к правой по отношению к направлению движения стенке бассейна (рис. 3.21в и 3.22в, цветная вклейка). Характерные черты обменного конвективного течения сохраняются: поле температур на рис. 3.21г имеет ту же структуру, с холодным присклоновым слоем, что и на рис. 3.166 на цветной вклейке (без вращения); поле течений рис. 3.22 (см. цветную вклейку) воспроизводит картину рис. 3.196. Максимум скорости вдольсклонового течения (рис. 3.22в) по-прежнему заметно приподнят над дном. Максимальная скорость течения составляет около 5 см/с, что также совпадает с данными на рис. 3.16. Судя по структуре поля вдольбереговой компоненты скорости на вертикальном разрезе вдоль берега (по изобате на глубине 230 м, рис. 3.22г), можно предположить формирование зоны конвергенции у поверхности и — в целом — возникновение двух ячеек вертикальной циркуляции на всём поперечном разрезе.

Сравнение решений в гидростатической и негидростатической постановке (рис. 3.24, цветная вклейка) также не выявляет принципиальных различий. Совместный анализ вдольбереговой и вдольсклоновой компонент скорости показывает, что у поверхности течение направлено к берегу-и-вправо (по отношению к собственному движению), в слоях на расстоянии 0,15–0,3*D* от дна — вниз-и-вправо. В придонном слое (0–0,15*D*) на рис. 3.24а можно усмотреть признаки придонной спирали Экмана. В целом, структура и характер водообмена принципиальных изменений не претерпели.

#### 3.4.3. Расход течений при горизонтальном водообмене

Развитие со временем расхода течений через поперечные сечения бассейна на различном удалении от берега (25, 50, 75 и 100 км от берега; конец склона — 150 км) представлено на рис. 3.25 (см. цветную вклейку). Негидростатическое решение приведено сплошными кривыми, гидростатическое — пунктирными. Графики показывают, что результирующие расходы воды (после установления режима течения через данное поперечное сечение) отличаются несильно (разница в пределах 15 %), но время установления весьма велико: для верхнего графика, представляющего поперечное сечение на глубине 210 м, первый максимум водообмена достигается только спустя 4 месяца общего выхолаживания, но и спустя 8 месяцев (чего уже не бывает в природе) всё еще не достигает квазистационарного состояния. При этом величина водообмена увеличивается с расстоянием от берега, так что своего максимального значения водообмен достигает над его концом.

Анализ развития со временем горизонтального водообмена между мелкой и глубокой частями бассейна позволяет легко сравнить время установления решения для всех трех моделей. Под временем установления решения здесь понимается время, необходимое для установления течений, т. е. для развития течений от состояния покоя до некоторой величины, характерной для конкретной внешней вынуждающей силы. На рис. 3.25 (см. цветную вклейку) это характерное начало процесса хорошо видно: расход течений в начале практически нулевой, затем начинает быстро расти и приходит к некоторому значению, обусловленному внешним воздействием.

В модели N время установления решений в 2–3 раза больше, чем в С и Н, и составляет 25–28 и 13–15 дней соответственно. Более детальный анализ развития течений вдоль склона показал, что в верхней части склона (~0,2 длины склона) формируется отдельная циркуляционная ячейка, где существенна суточная динамика. Там течения, соответствующие процессу выхолаживания, развиваются *позже* (так, в модели N — только 41 день спустя).

Интересно, что бассейн откликается на внешние условия *весь целиком*, практически одновременно, т. е. незаметно, чтобы холодные воды сначала сформировались на мелководье, а потом стекали вниз, «двигая» циркуляцию в остальных частях бассейна. Скорее, даже на таком масштабе воспроизводится конвективная природа: нарастание неустойчивости до некоторого предела без заметных движений — затем резкий переход и установление вторичной циркуляции (Гершуни и др., 1989).

Еще одно важное характерное время — время развития физического процесса, то есть время полного отклика водообмена над склоном на внешние условия. Оно имеет порядок времени от возникновения движений в модели до максимума на кривой расхода (рис. 3.25): 2–4 месяца для склона данного масштаба. Даже внутри одного решения (H, N, C) этот максимум приходит не одновременно на различных расстояниях от начала склона (как упомянуто выше — дольше других реагирует прибрежная ячейка!). Во всех моделях величина водообмена максимальна над концом склона (рис. 3.26). В модели Н течение на конце 150-километрового склона дорастает до максимума через 77 дней, в модели N — через 120 дней.

Для анализа характера изменений величины водообмена *вниз по склону* и далее в глубокой части рассчитывались средние за три месяца значения расхода (период выбран после установления решения во всех моделях, что



Рис. 3.26. Расход горизонтальных течений с единицы длины береговой линии (*Q* / *L*), обезразмеренный с помощью максимального его значения над концом склона (модели H, N и HC), в зависимости от безразмерного расстояния от берега

происходит через пять недель после начала расчета), см. рис. 3.26. Вдоль склона наблюдается устойчивый рост расхода. Далее, до  $\sim 2L$  (L — длина склона), он уменьшается, затем вновь начинает несколько расти. В целом в центральной части бассейна величина водообмена примерно такая же и больше, чем над серединой склона. Более подробный анализ расходов в верхней части склона показал, что там возникает специфическая, отличная от остальной части склона динамика: основной составляющей движения воды являются колебания в суточном цикле, в результате чего и установление режима расхода, соответствующего выхолаживанию над склоном, происходит значительно дольше, чем в более глубоких областях середины склона. Амплитуда колебаний расхода в суточном цикле в верхней части склона составляет ~10 % от установившегося значения.

Расход течений над склоном растет с увеличением расстояния от берега во всех моделях практически линейно (рис. 3.27). На рис. 3.28 приведены кривые развития горизонтального объемного расхода со временем над концом склона по результатам четырех моделей: Н, N, HC и NC. В целом квазистационарные величины близки, хотя развитие процесса моделируется несколько по-разному: время достижения максимума расхода может отличаться в два раза, но везде имеет порядок единиц месяцев. Выделить влияние силы Кориолиса затруднительно, однако вывод главы 2, что она *не приводит к ограничению водообмена* — подтверждается.

#### Влияние шельфа

Особенности динамики вод при наличии шельфа рассматривались ограниченно. Как лабораторные эксперименты, так и численное моделирование показали, что и горизонтальные градиенты температуры воды, и скорости течений на само́м шельфе гораздо меньше, чем в области над склоном. Это вполне согласуется с общей физической картиной: условия теплообмена через поверхность на площади горизонтального шельфа



Рис. 3.27. Зависимость расхода, приходящегося на единицу длины, от расстояния от начала склона (5 месяцев от начала счета, модель N)

однородны, так что дополнительных градиентов температуры не возникает. Поэтому течения на кромке шельфа обусловлены общей динамикой вод над склоном, а их расход пропорционален глубине шельфа, которая по определению меньше, чем глубины над склонами.

На рис. 3.29 (см. цветную вклейку) приведено поле глубин бассейна с шельфом и склоном и показаны графики расходов (с единицы длины береговой линии) через различные створы. Очевидно, что графики мало отличаются от рис. 3.25 (см. цветную вклейку), водообмен на шельфе относительно мал по величине и обусловлен процессами над склоном. Поэтому в дальнейшем такая конфигурация подробнее не рассматривалась.

Лабораторные эксперименты показали, что присутствие шельфа сказывается на вертикальном профиле скорости вдольсклонового течения: в верхней части склона максимум скорости уже не так значительно поднят над дном. Течение становится больше похоже на типичный гравитационный поток, образованный холодными водами шельфа под *другими* водами склона. Однако эти изменения наблюдаются только в верхней части склона. Важно, что видоизменяется «прибрежная ячейка»: в ней уже не формируется отдельной от склона циркуляции, воды проходят ее насквозь, что, вообще говоря, должно увеличить эффективность общего горизонтального обмена.

# § 3.5. Бассейн с наклонным дном остывает быстрее: лабораторный эксперимент

Серия лабораторных экспериментов, проведенных в гидролотке АО ИО РАН, позволила сравнить скорость охлаждения бассейна с горизонтальным и наклонным дном. В бассейн длиной 5 м со съемным наклонным дном (2 м длиной; угол наклона от 3,7 до 12°, т. е.  $A \sim 0,01-0,2$ ) заливалась водопроводная вода, подогретая до температуры 20–32 °C. В результате теплообмена с более холодным воздухом ( $T_{eosdyx} \sim 16-27$  °C) и испарения с поверхности температура воды понижалась; дно и стенки бассейна были теплоизолированы.

Если в бассейне присутствовало наклонное дно, изначально однородная вода достаточно быстро приобретала стратификацию: в глубокой части наблюдались поверхностный и придонный холодные слои ( $\Delta T$  до 0,3 °C) и перемешанное более теплое ядро; над склоном возникала и горизонтальная стратификация, с самой холодной водой в верхней мелкой части клина ( $\Delta T$  до 1,5 °C). Структура течений включала в себя гравитационный поток вниз по склону, компенсационное течение в сторону мелководья в верхнем слое и медленный компенсационный подъем воды по всей длине лотка, обеспечиваемый вертикальными конвективными ячейками.

На рис. 3.30 (см. цветную вклейку) приведены графики падения температуры воды в средних слоях (в экспериментах с наличием склона — в глубокой части лотка). Заметно, что в отсутствие склона (сиреневая кривая) падение температуры происходит более гладко и равномерно, в то время как кривые для экспериментов с наклонной плоскостью более «лохматы». Чем больше разность температур между водой и воздухом (по вертикальной оси рис. 3.30), т. е. чем больше дестабилизирующий поток плавучести, тем бо́льшие скачки испытывает температура воды. В целом, однако, закон падения температуры воды остается близким к экспоненциальному и при наличии наклонной плоскости.

Графики рис. 3.30 представляют данные экспериментов так, как они были получены, т. е. для различных величин разности температур водавоздух и различной толщины слоя воды (т. е. массы). Для дальнейшего анализа необходимы некоторые аналитические рассуждения.

Предположим, что теплопоток через поверхность описывается формулой Ньютона  $H = æ(T_{eoda} - T_{eosdyx})$ , где H [Вт/м<sup>2</sup>] — теплопоток с единицы площади, æ [Вт м<sup>2</sup>/°С] — коэффициент теплообмена, а  $T_{eoda}$  и  $T_{eosdyx}$  [°С], температуры воды и воздуха. Тогда в бассейне с горизонтальным дном и теплоизолированными стенками изменение температуры воды со вре-



Рис. 3.28. Графики расхода горизонтальных течений с единицы длины береговой линии для конца склона (глубина 300 м) за период 6 месяцев для моделей гидростатической (Н) и негидростатической (N) без учета вращения Земли; гидростатической и негидростатической с учетом вращения (НС и NC)
менем может быть получено из одномерного уравнения теплового баланса:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = - \left( T_{goda}(t) - T_{godyx} \right),$$

которое дает решение вида:

$$T_{soda}(t) = T_{so3dyx} + (T_{soda0} - T_{so3dyx}) \cdot e^{-\frac{\omega}{c_p \rho D}t}.$$

Удобно представить его в виде:

$$\ln \frac{T_{{}_{6oda\,0}} - T_{{}_{6o3dyx}}}{T_{{}_{6oda}}(t) - T_{{}_{6o3dyx}}} = \frac{\varpi}{c_p \rho D} \cdot t,$$

чтобы результат изображался линейной функцией, угол наклона которой характеризует интенсивность теплообмена с воздухом. Рис. 3.31 (см. цветную вклейку) представляет полученные экспериментальные данные именно в таком виде. Для бассейна со склоном в качестве  $T_{soda}(t)$  бралась температура перемешанного изотермического ядра в глубокой части бассейна. Линейный тренд кривых на рис. 3.31 имеет очень высокую достоверность аппроксимации — 0,98–0,99, а коэффициент теплообмена æ в бассейнах с наклонным дном на 3–10 % выше, чем с горизонтальным, причем увеличивается вместе с ростом уклона дна.

Таким образом, дополнительная динамика, добавляемая присутствием наклонного участка дна, не только вносит заметную нестационарность в процесс теплообмена бассейна с воздухом, но и приводит к его ускорению. Этот вывод хорошо согласуется с результатами лабораторных экспериментов (Гинзбург и др., 1977): они показали, что дополнительные внутренние движения в бассейне, вызываемые ветровым воздействием на поверхность или механическим перемешиванием, увеличивали интенсивность теплообмена с воздухом. Однако есть и некоторые различия с этими экспериментами. Так, в экспериментах при свободной конвекции без дополнительных источников турбулизации и разности температур между водой и воздухом  $T_{eoda} - T_{eoadyx} \leq 3$  °C, холодный погранслой на поверхности был на 0,4-0,1 °C холоднее и имел толщину 5-7 мм (Гинзбург и др., 1977). Дополнительная турбулизация делает погранслой тоньше — обычно около 1 мм (но не больше 4 мм). Поскольку теплообмен реально зависит не от разности температур вода-воздух, а от градиента *температуры* поперек границы, dT/dz становится больше, а вместе с ним растет и теплообмен (Гинзбург и др., 1977). Но в представленных экспериментах ситуация несколько другая. Благодаря присутствию горизонтального течения поверхностный погранслой может дольше сопротивляться термической неустойчивости, и его толщина — до 3-5 см — значительно превышает описанные выше значения. Следовательно, прямой вертикальный теплопоток должен быть даже меньше, а общее ускорение остывания следует отнести к наличию интенсивного теплообмена по горизонтали.

Эффект ускоренного остывания бассейна с наклонным дном известен и в технике, где применяется в циклах охлаждения атомных электростанций.

## § 3.6. Прогрев до температуры максимальной плотности в однородном и стратифицированном бассейне

Информация о каскадинге при прогреве до *Tmd* в природе крайне ограниченна. Судить о ее существовании можно только по косвенным данным, таким, например, как наблюдения термической структуры воды подо льдом в озерах. Исследования прогрева подо льдом в небольшом карельском озере Вендюрском, проведенные Здоровенновой (2007), уже были упомянуты в главе 1. Аналогичный пример дан на рис. 3.32 (Шимараев, Гранин, 1991): динамика вертикальных профилей температуры воды во время весеннего прогрева в озере Байкал указывает, что наиболее интенсивный прогрев (но еще до достижения *Tmd*) верхнего 100-метрового слоя сопровождается заметным *понижением* температуры в слое от 100 до 200 м<sup>19</sup>. Хотя физически представляется очевидным, что картины формирования более плотных вод над склонами и их сползания в глубокую часть бассейна должны быть одинаковы при охлаждении вод с *T* > *Tmd* и при прогреве вод с *T* < *Tmd*, лабораторный эксперимент дает этому неоспоримые доказательства.

### Однородный бассейн

Серия из 8 опытов по генерации вдольсклоновых гравитационных течений была проведена при условиях прогрева из-за контакта с воздухом начально однородного бассейна с наклонным дном от температуры 0,6–1,8 до 4 °C. Поток тепла от воздуха к воде, вычисленный по изменению теплосодержания бассейна, составлял порядка 300 Вт/м<sup>2</sup>, что соответствовало потоку плавучести из верхнего слоя  $B \sim 2-4 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/\text{с}^3$  и менее (при уменьшении *а* по мере приближения к 4 °C). Поле температур и возникающая динамика повторяют вышеописанные.

Разница температуры по горизонтали составляла 0,8–2 °С, скорость течения над концом склона не превышала 1 мм/с, а его толщина составляла 0,3–0,5*D*. В целом диапазон скоростей гравитационного потока составил 0,05–1 мм/с, при этом максимальная скорость течения зафиксирована в начале процесса, при минимальной горизонтальной разнице температур в 0,8 °С.

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup> Симметричная картина при осеннем выхолаживании будет обсуждаться ниже в § 3.7.



Рис. 3.32. Динамика вертикальных профилей температуры воды при весеннем прогреве в озере Байкал (Шимараев, Гранин, 1991)

По мере прогрева и приближения температуры воды к *Tmd* на верхушке клина динамика, свойственная формированию гравитационного потока, замедлялась, но ее признаки сохранялись до тех пор, пока хоть над какой-то частью склона еще существовала вода с температурой ниже *Tmd*. Горизонтальная разность температуры воды на поверхности при этом увеличивалась, достигнув максимального значения в 2 °C ко времени прогрева верхней части склона до *Tmd*. Компенсационное течение в средних слоях было в 3–5 раз медленнее вдольсклонового, с максимумом на глубине 0,2–0,5*d*.

### Двухслойный бассейн

Эксперименты проводились в лабораторном бассейне длиной 7,5 м прямоугольного сечения 35 × 35 см, с пятиметровым участком наклонного дна (уклон дна  $1,5^{\circ}$ , или A = 0,02). Бассейн заполнялся водопроводной водой, в которую добавлялся снег; в результате температура воды опускалась до 0-1 °С. Излишки снега удалялись. Затем через небольшие отверстия в дне (два ряда, с расстоянием 30 см между отверстиями) в лоток медленно подавалась заранее приготовленная в баке подкрашенная марганцовкой вода с соленостью 7 ‰ и температурой около 7-8 °С (т. е. выше Tmd). Общая глубина воды в лотке составляла в различных опытах 14-18 см, толщина нижнего соленого слоя — 4-5 см. Стенки и дно лотка теплоизолированы 1,5-см пенополистиролом. Прогрев происходил в результате теплообмена с воздухом в лаборатории ( $T_{g_{outdyx}} \sim 24$  °C); средний теплопоток, вычисленный по изменению теплосодержания воды в бассейне за время эксперимента, составлял порядка 270 Вт/м<sup>2</sup>. Измерения температуры проводились ртутными термометрами; скорости течений рассчитывались по деформации треков трассера (KMnO<sub>4</sub>) на цифровых фото- и видеоизображениях. Регистрация солености не проводилась, уровень пикноклина на профилях температуры отмечался по положению границы слоя красителя.

Описанные выше эксперименты (Чубаренко, Демченко, 2008) продемонстрировали, что прогрев над склоном вод, имеющих температуру *T* < *Tmd*, приводит к возникновению такого же каскадинга со склона, как и при охлаждении от T > Tmd. В данном случае каскадинг развивается только в верхнем (пресном) слое (рис. 3.33), поскольку возникающая вертикальная конвекция не захватывает нижний плотный слой. Над наклонным участком дна, там, где конвекция его достигает, формируются горизонтальные градиенты температуры воды, которые и поддерживают медленный горизонтальный обмен. На рис. 3.33 представлены две последовательные фотографии течения: оно направлено «к берегу» в верхней половине слоя и «от берега» в нижней, причем максимум скорости характерно отстоит от границы слоя. Максимальная скорость течения приходилась на глубину порядка  $\frac{3}{4}$  глубины слоя и не превышала в экспериментах 0,16 мм/с.

На рис. 3.34 представлены горизонтальные профили температуры воды в поверхностном слое (2 см) в разные моменты времени в течение 2,5 ч проведения эксперимента. Они имеют характерный профиль с устойчиво выраженным прибрежным прогревом и повышенными градиентами температуры в области перехода через *Tmd*, что говорит о развитии водообмена до квазистационарного состояния для данных условий. Рис. 3.35 иллюстрирует рост температуры воды на различных горизонтах в глубокой части лотка: быстрее всего прогревается поверхность воды, в придонном слое температура растет в 1,6 раза медленнее, и дольше всего прогревается промежуточный слой — в два раза медленнее поверхности, даже когда весь пресный слой был охвачен вертикальной конвекцией. Это можно объяснить только дополнительной горизонтальной адвекцией холода в промежуточном слое.

Таким образом, лабораторный эксперимент продемонстрировал механизм взаимодействия пресного и холодного (*T* < *Tmd*) верхнего слоя и



Рис. 3.33. Течения, возникающие при прогреве с поверхности бассейна с наклонным дном, имеющего два слоя:

верхний — холодный (*T* < *Tmd*) и пресный, и нижний (подкрашен) — соленый и теплый (*T* > *Tmd*). Интервал между снимками 2 мин; максимальная скорость течения в промежуточном слое (по изменению обведенного трека трассера) порядка 0,16 мм/с. Уклон дна 1,5°. Эксперимент № 1 теплого (T > Tmd) и соленого нижнего слоя, который работает над наклонным дном в условиях прогрева с поверхности и приводит к формированию холодного промежуточного слоя (рис. 3.36).

Физически важной деталью является то, что каскадинг внутри слоя воды с T < Tmd не прекращается до тех пор, пока хоть какая-то его часть прогревается сверху и имеет снизу наклонное дно; при этом неважно — поступает ли тепло от воздуха или от уже прогретого выше Tmd слоя воды на поверхности. Это очевидное заключение немедленно приводит к следующему интересному выводу: если в промежуточном слое водоема имеется вода с T < Tmd, то она должна находиться в постоянном (хоть и очень медленном) горизонтальном движении, поскольку вертикальные склоны в природе крайне редки. В лабораторном лотке хорошо наблю-



Рис. 3.34. Изменение горизонтального профиля температуры воды в поверхностном слое (2 см) в течение 2,5 ч эксперимента № 1



Рис. 3.35. Рост температуры воды со временем на различных горизонтах. Эксперимент № 2

дается, что после прогрева верхнего 2–3-сантиметрового слоя выше *Tmd* горизонтальный водообмен продолжается, и при этом течение в сторону «берега» в средних слоях *даже усиливается*, поскольку оно теперь питает и каскадинг вниз по склону в промежуточном слое, и вынос теплых вод мелководья в глубокую часть — в самом верхнем слое. Этот «внутренний миксер» подмешивает к холодным водам промежуточного слоя уже не распресненные воды с самой поверхности, а несколько более соленые (из *под*поверхностных слоев), что должно приводить к росту солености ХПС.

Строго говоря, и механизмы вертикального перемешивания внутри слоя стремятся увеличить соленость и глубину залегания «закрытого» ХПС. Действительно, на его верхней границе встречаются поверхностные воды с T > Tmd, которые испытывают прогрев сверху и охлаждение снизу и, следовательно, устойчивы, и воды ХПС, с T < Tmd, которые подогреваются сверху, следовательно, испытывают на верхней границе конвективную неустойчивость. На нижней границе ХПС подогревается снизу (стабилизирующий фактор при T < Tmd), но при этом нижний, более соленый слой испытывает термическую неустойчивость и конвективно перемешивается из-за охлаждения сверху, тем самым заглубляя нижнюю границу ХПС.

Таким образом, лабораторные эксперименты подтверждают формирование каскадинга при прогреве вод с температурой *T* < *Tmd* как в однородном, так и в стратифицированном по солености бассейне.



Рис. 3.36. Вертикальные профили температуры воды в глубокой части: *a* — два профиля слева характеризуют начальное состояние: температура воды одинакова по горизонтали в верхней части склона (жирным) и над концом склона; два профиля справа — в глубокой части через час после начала эксперимента (эксперимент № 1);

 $\delta$ — изменение профилей в глубокой части по мере прогрева (эксперимент <br/> № 2).

Начальная толщина нижнего слоя отмечена серой заливкой

# § 3.7. Холодные и теплые промежуточные слои конвективного происхождения в природных водоемах

### 3.7.1 Боденское озеро

Плотность воды у берега, где она при B < 0 максимальна, зависит от внешнего фактора теплообмена с атмосферой. Поэтому в стратифицированных водоемах общее «опускание вод под ВКС» в глубокой части не обязательно означает опускание до дна. Опыт (численные эксперименты и натурные данные) показывает, что в реальных стратифицированных водоемах часто происходит расслоение стекающего потока. С уверенностью можно сказать только, что распространение этих вод происходит ПОД верхним квазиоднородным слоем, и на результатах натурных измерений это выглядит как сезонное «размывание» градиентов плотности (температуры) ниже ВКС: вертикальные градиенты плотности уменьшаются, расстояние между изотермами растет, *растет и теплозапас* слоя, в котором наблюдаются эти изменения.

На данных измерений цепочками термисторов процесс выглядит как временный рост температуры слоя, находящегося непосредственно под перемешанным. Например, в Боденском озере (Chubarenko, Hutter, 2005)<sup>20</sup>, рост температуры воды наблюдался на глубинах до 100 м. Кармак и Фармер (1982) описали этот феномен в озере Бабине (Babine, Канада): с 20 октября 1972 г. термистор на глубине 52 м (при толщине перемешанного слоя менее 20 м) начал показывать рост температуры воды (по сглаженным данным) с 4,4 до 5,0 °С (30 октября), и только затем температура начала устойчиво падать, и к 5 ноября толщина верхнего перемешанного слоя стала уже больше 60 м. Такое же поведение демонстрировали и датчики на горизонтах 21, 32, 101 и 177 м (Carmack, Farmer, 1982). Обычно это трактуется как результат сезонного усиления вертикального турбулентного обмена, однако по мере увеличения количества реальных наблюдений становится ясно, что многие факты роста температуры воды ниже ВКС со значительной долей вероятности могут быть объяснены и прибытием горизонтальных интрузий с берегового склона.

На рис. 3.37 приведен анализ профилей температуры воды, полученных осенью 1988 г. стационарной цепочкой термисторов в центре Боденского озера (станция Воје Mitte). Измерения проводились каждые 20 мин и затем были осреднены за одну неделю, номер которой в году указан в легенде рисунков. Рисунок 3.37а представляет сами профили и динамику их изменения: понижение температуры воды на поверхности, образование и рост толщины ВКС, некоторое *обострение* термоклина непосредственно ниже ВКС, а также *повышение* температуры воды в области термоклина, располагавшегося в начале процесса выхолаживания на глубине около 20 м, и ниже — до глубин 70–80 м.

<sup>20</sup> URL: www.iii.to.cnr.it



Рис. 3.37. Динамика процесса выхолаживания в центральной части Боденского озера осенью 1988 г. По вертикали — глубина в метрах *а* — вертикальные профили температуры воды, усредненные за одну не-

делю. Номер недели в году приведен в поле рисунка; б — разность между предыдущим и последующим профилями, попарно, характеризующая изменение теплозапаса по слоям

На рис. 3.376 дана разность температур между предыдущим и последующим профилями попарно; положительные значения dT соответствуют охлаждению со временем. Видно, что понижение температуры верхнего слоя, как правило, сопровождается повышением температуры слоя под ним, расположенного уже существенно ниже ВКС. Такой «подогрев» между 47 и 48 неделей, например, достигавший 1 °C и более, затронул слой толщиной порядка 100 м (от 20 до 120 м), хотя температура верхних 20 м за это время упала 1 °C, а термоклин заглубился от 20 до 50 м. Анализ изменения теплозапаса по слоям показывает, что у верхних слоев теплозапас уменьшается, а у промежуточных — существенно возрастает.

В данном случае, когда расстояние до берега составляет 3–4 км, а измерения на прибрежных подводных склонах показывают дифференциальное выхолаживание, каскадинг и интрузии под ВКС<sup>21</sup>, вклад горизонтальной конвекции в сезонную динамику профилей температуры представляется очевидным.

Весьма схожая картина наблюдается и во многих других водоемах. Для примера на рис. 3.38 приведены типовые кривые вертикального рас-

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> Например, рис. 2.18, а также (Chubarenko et al., 2003; Chubarenko et al., 2008).

Глава 3. Дестабилизирующий поток плавучести через поверхность



Рис. 3.38. Кривые вертикального распределения температуры в течение периода охлаждения на океанографической станции «Р» — 50° с. ш. и 145° з. д. (Tully, 1965), цитируемый по Мамаеву (Мамаев, 2000)

пределения температуры воды в период осеннего охлаждения в субарктической части Тихого океана (Мамаев, 2000). Профили построены по данным кораблей погоды, которые с 1954 г. выполняют постоянную станцию «Р», расположенную в южной части Аляскинского залива в координатах 50° с. ш. и 145° з. д. Считается, что эта станция расположена в районе чисто термической конвекции (субарктический тип). Глубина океана в этом месте превышает 4 тыс. м, а расстояние до берега составляет 800-900 км. На этих профилях и повышение температуры воды в промежуточных слоях, и обострение термоклина выражены явно. Принято считать, что повышение температуры промежуточных слоев и видоизменения термоклина осенью есть результат сезонного усиления ветрового воздействия и турбулентных процессов в верхних слоях. Однако обострение термоклина не может быть обусловлено усилением турбулентности, а, скорее, подразумевает stirring — механизм перемешивания, усиливающий локальные градиенты. Поэтому возможность проявления горизонтальной конвекции, приводящей именно к таким изменениям профилей температуры, также должна здесь серьезно рассматриваться.

### 3.7.2. Балтийское море

Балтийское море, с его средней глубиной около 50 м, является мелким бассейном с точки зрения конвективных процессов. Вертикальная конвекция в зимнее время достигает глубин от 40 м (на юге) до 70–80 м (а иногда и 90–100 м) на севере, в результате чего «склонами», производящими более холодные воды, оказывается более половины площади моря (рис. 3.39).

Основным аргументом против вклада горизонтальной конвекции в структуру и динамику Балтики, как и других морей и океанов, является

пониженная, как правило, соленость прибрежных вод: даже при сильном охлаждении они оказываются недостаточно плотными, чтобы опускаться вдоль склонов. Однако лабораторные и численные эксперименты указывают, что максимум горизонтального обмена приходится *не* на поверхность, а на промежуточные слои (§ 1.3, 2.5, 3.2), а это определенно должно сказаться на TS-характеристиках формирующихся над склоном вод. Для выяснения особенностей водообмена, вызываемого дифференциальным выхолаживанием в прибрежной зоне в условиях моря, в октябре 2006 г. были организованы экспедиционные исследования в прибрежной зоне Гданьского залива (рис. 3.40).

Погодные условия были вполне благоприятными. Почти безветренная и холодная ночь (11–12 °C) перед днем измерений, очень слабый ветер в течение дня (от 0 в начале до 5 м/с в конце), дневная температура воздуха около 12–14 °C обеспечивали хорошие, четко выраженные условия выхолаживания с поверхности для вод с температурой порядка 16 °C.



Рис. 3.39. Карта Балтийского моря, показывающая (темным) районы, где зимняя вертикальная конвекция не достигает дна (числами показаны максимумы глубин верхнего перемешанного слоя — ВКС)

(Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, т. III) Справа сверху — схема, иллюстрирующая механизм сезонного горизонтального водообмена между прибрежной областью, где вертикальная конвекция достигает дна, и открытым морем. На врезке — глубины на поперечном сечении от Лиепаи до Готланда: длина склонов (два по 20– 30 км), где вертикальная конвекция зимой достигает дна, составляет порядка 1/3 расстояния между берегами (150 км)

(Chubarenko, Demchenko, 2008)

В результате на горизонтальном разрезе наблюдалось характерное понижение температуры к берегу порядка 0,7 °C/18 км (горизонтальный профиль — см. рис. 1.4 (см. цветную вклейку), изменение вертикальных профилей — рис. 3.41 на цветной вклейке). В ходе наблюдений температуры воды и воздуха различалась на 1,2-4,3 °С, что при скорости ветра в 5 м/с дает оценку для величины турбулентного теплообмена обмена  $H_{\rm m} \sim 10-30 {\rm \ Br/m^2}$ . Солнечная радиация в течение целого дня в сумме не превышала 90 Дж/м<sup>2</sup> (по измерениям на НИС «Витязь» в Калининграде), а постоянная облачность сглаживала ее изменения в течение дня. Результирующий отрицательный поток плавучести в верхний слой имел порядок 10<sup>-8</sup> м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup> в течение измерений (с 9 утра до 6 вечера). Распресненные воды, вытекающие из Вислинской лагуны, имели в утренние часы температуру около 14 °C, а в конце экспедиции — 15,5 °C, т. е. на 1–2 °C холоднее морской воды. Дрифтеры, выпущенные перед измерениями около выхода из лагуны, показали основной перенос в направлении северо-северо-запада (скорость потока в верхнем слое около 20 см/с). Хотя полигон находился к югу от входа в лагуну, данные всё же показали остатки более холодной (на 0,2 °C) и пресной воды (0,2 %) в виде поверхностного плюма около 3 км длиной и (максимально) 7-8 м толщиной, уже отделенного от берега, окруженного более теплыми и солеными морскими водами.

Все 40 анализируемых далее вертикальных СТD-профилей были сделаны в течение утра — дня 12 октября вдоль линии, перпендикулярной берегу. Средний уклон дна вдоль разреза около 0,0026. СТD-профили делались через каждые 500 м, от 4 до 68 м глубины; общая длина галса око-



Станции нумеровались начиная от берега. Указано время работ на прямом и обратном галсах ло 20 км. Вертикальные профили нумеровались последовательно, самый мелководный профиль — № 2, самый глубокий — № 35. Профиль № 1 сделан в утреннее время в лагуне, № 36–40 — на обратном пути к берегу днем. Для измерений использовался зонд СТD 90М, дающий данные с точностью 0,001 °C по температуре и 0,001 ‰ по солености. Регистрировались глубина, цветность воды и метеорологические параметры, а также фиксировались явления на поверхности (полосы, пена, плавающие водоросли, медузы).

### Результаты измерений и их анализ

Основной разрез, содержащий 35 вертикальных профилей, был проведен в направлении от берега с 10 ч утра до 2 ч дня. Для того, чтобы оценить общий результат выхолаживания за дневное время, на трех станциях вертикальные профили были повторены на обратном пути, с 16:15 до 18:00, с использованием GPS для позиционирования судна в тех же самых местах.

Вертикальные температурные профили утренних и вечерних промеров представленные на рис. 3.41 (см. цветную вклейку), демонстрируют хорошо выраженное характерное прибрежное выхолаживание за время проведения измерений. Профили в более мелкой воде (до глубины 10 м) показывают максимальное падение температуры в поверхностном слое — 0,22 °C/8 ч ~ 0,028 °C/ч; над глубинами 21,5 м оно уменьшается до 0,05 °C/6,5 ч ≈ 0,008 °C/ч, и на 39 м — наблюдается слабое повышение температуры (на 0,004 °C/2 ч ≈ 0,002 °C/ч), вызванное описанной ниже предполагаемой общей динамикой вод. Таким образом, прибрежные воды остывают быстрее, и горизонтальная конвекция находится в стадии развития.

Пятно вод Вислинской лагуны было обнаружено у берега. Остаток плюма, уже отделенный от береговой линии, содержал более пресную и холодную воду; он хорошо виден на рис. 1.4 (цветная вклейка), где даны профили температуры, солености и плотности для второго метра под поверхностью. Профили получены путем осреднения соответствующих частей (второй метр под поверхностью) отдельных вертикальных профилей. Все три кривые имеют одну и ту же форму, указывая на 3-километровую линзу более пресной воды около береговой линии. За исключением этого образования, общий градиент по горизонтали по температуре воды составляет 0,53 °C/15 км  $\approx 0,035$  °C/км, по солености 0,08 ‰/15 км  $\approx \approx 0,005$  ‰/км, и по плотности

$$\frac{\Delta\rho}{\Delta x} \approx \frac{6 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^3}{15 \text{ kg}} \sim 0.4 \cdot 10^{-8} \frac{\text{kg/m}^3}{\text{m}}.$$

Общая структура полей температуры, солености и плотности на разрезе поперек береговой линии представлена на рис. 3.42 (цветная вклейка). Поля построены стандартной программой *Surfer* на базе 35 вертикальных профилей (местоположения обозначены длинными штрихами), с использованием «*krigging*» в качестве метода интерполяции. Поверхностные 50 см профилей удалены.

Выход на склон сезонного термо/хало/пикноклина пришелся на глубину около 41 м; температура ясно выраженного ВКС в этом районе — 16,2 °С. При этом, однако, в центральной части склона (ст. № 19/глубина 30 м и далее вниз по склону, см. рис. 3.43 и 3.44 на цветной вклейке) поля температуры и солености показывают четкую трехслойную структуру. Верхний слой — ясно различимый ВКС, который имеет толщину в порядка 0,52-0,62d (до 0,73d), где d — локальная глубина. Ниже его находится более теплый и более соленый слой ( $\Delta T$  до +(0,02÷0,04) °C для более глубоких профилей № 25–30 и до +0,11 °С для ст. № 19; *ΔS* до +0,1 ‰ в центральной части и до +0,15 ‰ для профиля № 30) толщиной 0,36–0,23d (0,1d ст. № 25). В абсолютных величинах толщина этого слоя 13-7 м (на одном из профилей — 3 м). И далее вниз — слой присклоновых холодных вод, 3-8-метровой толщины, с минимальной температурой воды 16,02 °С (рис. 3.43). Температура в этом придонном слое на 0,1-0,2 °С ниже, чем температура ВКС, и на 0,15-0,2 °С (профиль № 25) ниже, чем температура в среднем слое. Соленость придонного слоя очень близка к солености промежуточного слоя, только на большой глубине (ст. № 28-30) придонная соленость на 0,05 ‰ меньше, чем соленость в промежуточном слое.

В верхнем слое самой мелководной части разреза видна 7–8-метровой толщины линза более легкой воды. Несмотря на то что она холоднее (минимум температуры 15,62 °С против 16,16 °С непосредственно под ней у дна, глубина 15,5 м), она более пресноводна (минимум солености 6,83 ‰ против 7,11 ‰), и в результате вертикальная плотностная стратификация устойчива, с разницей плотности поверхность-дно в 2 · 10<sup>-4</sup> кг/м<sup>3</sup> (для 15,5 м глубины).

Хотя влияние Вислинской лагуны здесь практически очевидно, ее воды обычно имеют соленость только 3–5 ‰, в то время как у вод открытого моря соленость на поверхности 7,0–7,2 ‰. Таким образом, чтобы приобрести соленость 6,85 ‰, воды лагуны с 5 ‰ должны смешаться с n = (6,85 - 5) / (7,1 - 6,85) = 7,4 объемами морской воды с соленостью 7,1 ‰. Принимая во внимание довольно спокойные погодные условия, расстояние от входа в лагуну (~5 км), основной северо-северо-западный перенос в прибрежной зоне, указанный поверхностными дрифтерами, логично считать, что эти воды уже в значительной степени ассимилированы действующими термическими и динамическими процессами в прибрежной части моря.

Мы специально обращаем внимание на это главным образом потому, что наличие специфической «прибрежной зоны» на самом деле есть характерная особенность дифференциального выхолаживания и возникающего вслед за ним горизонтального конвективного водообмена в самых различных системах. Численное моделирование для реальных (глубоких) бассейнов показывает (Чубаренко, Палий, 2006; Чубаренко и др., 2007),

что в верхней части склона течения имеют тенденцию быть двумерными в горизонтальной плоскости; далее вниз — течения переменны и формирующиеся «улитки» (от англ. «slugs») в значительной мере следуют дневному/ночному ритму; и только после определенной глубины течение принимают форму придонного слоя. В лабораторном моделировании для небольших масштабов, как предполагалось Фэрроу (2004), на верху склона имеется область, где не конвекция, а теплопроводность играет роль в большей степени. В наших лабораторных экспериментах в 5-м лотке (Чубаренко, Демченко, 2008), вдольсклоновый гравитационный поток вызывает компенсационное течение к берегу преимущественно в средних слоях; оно встречает наклонное дно на глубине около 1/3 толщины ВКС. Там возникает область интенсивного перемешивания (рис. 3.1, цветная вклейка), где результирующее течение определяется взаимодействием стекающих вниз холодных вод, компенсационного течения вверх по склону и продолжающегося вертикального конвективного перемешивания. В условиях моря более низкая соленость прибрежных вод типична, и представленные натурные данные могут рассматриваться как общий пример формирования прибрежной области со специфической динамикой вод.

Таким образом, совместный анализ полученных натурных данных, лабораторных экспериментов, численного моделирования, предполагает следующую циркуляцию воды в прибрежной зоне (см. стрелки на рис. 3.42а на цветной вклейке). Прибрежное выхолаживание является причиной формирования более холодных вод и переноса их вниз по склону. Это



Рис. 3.43. Вертикальные профили температуры:

а — в средней части склона (ст. № 16, 19–21); б — в конце склона (ст. № 25, 26, 28). Термоклин в глубокой части находится на глубине 41 м. Профили (а) показывают постепенное охлаждение по направлению к берегу в верхнем слое; холодные воды на дне и теплые в промежуточном слое. Профили (б) показывают значительно более толстый холодный придонный слой — обозначены точечным овалом

(Chubarenko, Demchenko, 2008)

требует компенсационного притока, который формируется в средних слоях. В лабораторных экспериментах, он приходится на глубину 0,3–0,4d (от поверхности); в численном моделировании — на 0,3d, и на 0,32d в натурных измерениях в пресноводном озере (Fer и др., 2002с). Прямых измерений течений в описываемом здесь эксперименте не проводилось, однако глубину максимума возвратного течения можно оценить на основании СТД-профилей. Профиль для самой глубокой ст. № 35 ясно показывает ВКС как однородный по температуре, но двухслойный по солености: верхняя половина (20 м) немного (на ~0,03 ‰) меньшей солености, чем нижняя половина (20 м). Таким образом, можно предположить, что воды прибрежного происхождения движутся от берега в верхней половине слоя, замещаясь водами открытого моря в нижней половине. Следовательно, центр компенсационного течения можно ожидать на глубине 30 м (т. е. 0,75D, где *D* — полная глубина ВКС в глубокой части). В районе ст. № 29 слой с максимальной температурой (и, предположительно, уровень распространения теплых морских вод) находится на глубине 27 м (0,79d), далее вверх по склону (ст. № 25, 22, 21, 20) постепенно поднимается вверх, до глубины 25, 24, 21, 20 м соответственно, почти сохраняя относительную глубину: она уменьшается очень незначительно, от 0,76d (ст. № 25) до 0,74d (ст. № 20). Толщина компенсационного течения в нижней половине склона (на основании СТD-профилей) составляет около (1/3÷1/4) локальной глубины.

Над глубинами 21-27 м (ст. № 12-25; около 7 и 9 км от берега), где компенсационный поток встречает склон, данные показывают большую перемешанную область (рис. 3.42, цветная вклейка), схожую по виду с chim*ney* (конвективными трубами): столб воды (диаметром ~2 км) однороден как по солености (7,15 %), так и по температуре (16,15 °C) до самого дна, в то время как с обеих сторон вода по вертикали стратифицирована. Именно тут плотность воды максимальна (рис. 3.42, нижняя панель) и изопикны с глубиной отклоняются в обе стороны, так что можно видеть придонные «улитки» по обе стороны от этой зоны смешения. В прибрежной ячейке эти придонные образования есть продолжение движения вверх по склону воды более теплой и соленой, чем воды вокруг, т. е. «продолжение» компенсационного течения. Движущиеся вниз по склону «улитки» холоднее, чем окружающие воды, и почти той же солености (в более глубоких частях иногда только на несколько сотых промилле меньше). Толщина движущегося вниз потока меняется (рис. 3.42, верхняя панель): 3,5 м на ст. № 19; 7,5 м на ст. № 25; далее вниз по склону (ст. № 29–31) придонные 16–20 м имеют сложную стратификацию, включая 2 теплых и 2 холодных слоя (это все еще более десятка метров выше глубины залегания термоклина в открытом море!). Холодные слои имеют толщину 7 и 5 м. Таким образом, в средней части склона нижние 0,1–0,15d заняты холодными водами, и к концу склона толщина этого слоя растет до 0,3d. Несмотря на отличную динамику верхнего слоя в морских условиях, характеристики придонного слоя находились в полном соответствии с лабораторными экспериментами (Чубаренко и др., 2005), и были несколько меньше, чем 0,43*d*, полученное численной моделью (Horsch, Stefan, 1988) для лабораторного масштаба (без влияния солености).

В целом анализ структуры общего водообмена по данным эксперимента показал следующее. Прибрежное выхолаживание и слабый, но всё же ветер с берега определяли транспорт воды от берега в придонном и приповерхностном слоях, с компенсационным потоком, сформированным в нижней части ВКС. В более глубоких областях над склоном этот поток занимает нижнюю половину толщины ВКС (или, что то же самое, его центр располагается на 0,75 глубины залегания термоклина) и с продвижением к берегу приподнимается, сохраняя глубину около 0,75 от локальной. На глубине порядка половины глубины термоклина (в глубокой области), образуется большая область смешения (2-3 км вдоль склона), где более холодные/пресные прибрежные воды смешиваются с более солеными/теплыми морскими. С точки зрения общей динамики вод, вызываемой охлаждением с поверхности над подводным склоном, следует рассматривать верхнюю половину склона как «прибрежную ячейку», а более глубокую половину — как собственно склон, т. е. район, где развиваются холодноводные каскады, подпитываемые термиками с поверхности. Такое наложение различных по природе процессов в целом довольно типично для морских условий, где течения обусловлены действием многих независимых внешних факторов одновременно.

Описанная картина перемешивания подтверждается и прямыми наблюдениями за прозрачностью вод и состоянием водной поверхности с борта судна. На прямом разрезе (от берега — в море) начиная с глубин около 18 м на поверхности отмечены многочисленные медузы, и прозрачность воды скачком возросла с 4,5 до 6,5 м — указывая на смену вод с прибрежных на морские. Ветер был очень слабым (2–3 м/с). В области смешения (над глубинами 21–31 м) были зарегистрированы отдельные широко разнесенные полосы хлопьев пены, в то время как близко к берегу (до 14–20 м глубины) наблюдались регулярные полосы (в целом вдоль линии действия ветра) с промежутками около 3–4 м. Дальше от берега, на глубине 33 м, регулярные полосы появились снова, но с бо́льшими промежутками (15–20 м). В районах глубже 40 м четких полос не наблюдалось, несмотря на присутствие хлопьев пены повсеместно.

Эти наблюдения подтверждают, что, с одной стороны, условия поверхностного выхолаживания благоприятствуют формированию роллов (этот факт уже указывался другими наблюдателями) и они появляются даже под очень слабым ветром. С другой стороны, что более важно для обсуждения, картина полос подтверждает существование переноса перпендикулярно берегу в верхнем слое во время измерений. Этот дополнительный (по всей вероятности, ветрового происхождения) перенос должен компенсироваться также потоком к берегу. Поэтому возвратный поток в среднем слое несет воды как для холодных «улиток», так и для поверхностного транспорта. Таким образом, и при наличии поверхностного переноса ветрового происхождения, и с влиянием лагунных вод условия умеренного осеннего выхолаживания приводят к возникновению «утечки» более холодных вод (0,1–0,2 °C) из прибрежной области в придонном слое толщиной около 0,1–0,3d, и эти воды имеют практически такую же соленость, как и ВКС.

TS-диаграмма экспериментальных данных представлена на рис. 3.45 на цветной вклейке (исключены верхние 50 см профилей, где CTD может показать более низкие температуры из-за перехода воздух-вода). Классический TS-анализ предполагает здесь присутствие пяти водных масс: (1) самая распресненная вода в верхней левой части графика — лагунного происхождения (LW на рис. 3.45), (2) вода верхнего перемешанного слоя — с незначительно меняющейся (из-за прибрежного выхолаживания) температурой (UML на рис. 3.45), (3) вода вновь рождаемого промежуточного слоя (ILW), (4) остаток ХПС прошлого года и (5) глубинная вода Балтийского моря (DW). Часть TS-диаграммы увеличена, чтобы более детально показать расположение точек из профилей с придонными «улитками» (ст. № 25 — красным цветом, ст. № 26 — желтым цветом). Правая — вертикальная — часть красных и желтых TS-облаков соответствует придонным водам: они холоднее, чем ВКС и практически однородны по солености. Таким образом, точки, характерные для вод «улиток», расположены на том самом изломе TS-диаграммы, который со временем дальнейшего выхолаживания сольется с точками, характеризующими холодный промежуточный слой наступающего года (рис. 3.46).

Проведенные измерения (рис. 3.42, цветная вклейка) позволили оценить объем вод, формирующихся над склоном, в 6–11 тыс. кубометров в



Рис. 3.46. ХПС Балтийского моря на TS-диаграмме (IOW, данные мониторинга в мае 2005 и 2006 гг., Готландская впадина) и вертикальных профилях температуры в разные месяцы (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992; данные Piechura, Гданьский залив; с добавлениями)

Толстые серые линии — температура максимальной плотности, на TS-диаграмме — без учета влияния давления

день с одного погонного метра берега в сутки (Chubarenko, Demchenko, 2008). Это составляет около 0,1 м<sup>3</sup>/с и неплохо согласуется с графиком рис. 2.11, дающим для толщины слоя 40 м расход 0,2 м<sup>3</sup>/с. Принимая условно геометрические пропорции «склонов» и глубокой части как указано на рис. 3.39, получаем, что слой толщины 1 м в глубокой части образуется каскадингом примерно за 7 дней (Chubarenko, Demchenko, 2008). В целом же период сезонного охлаждения длится около 5 месяцев (с середины/конца августа до середины января, когда температура воды в центре Балтики становится ниже *Tmd*; Гидрометеорология и гидрохимия... 1992). Следовательно, эффективность механизма оказывается достаточно высока, чтобы в сезонном масштабе времени производить объемы вод, значительные в масштабах ХПС Балтики.

## Особенности ХПС Балтики по многолетним и мониторинговым данным

Еще Н. Н. Зубов<sup>22</sup> (1938) показал, что холодный промежуточный слой (как результат зимней вертикальной конвекции и летнего прогрева) характерен в весеннее и летнее время для всех морей умеренного и полярного поясов с хорошо выраженными вертикальными градиентами солености. Причины возникновения промежуточных слоев в каждом случае специфичны, и общепринято их подразделять на термические и адвективные (Прокопов, 2000). Так, в океане взаимодействие с окраинными морями формирует постоянно присутствующие слои: например, слои средиземноморских вод в Атлантике и красноморских вод в Индийском океане (Фёдоров, 1976); их адвективное происхождение очевидно. Особое место занимают холодные промежуточные слои, возникающие во внутренних морях, имеющих жесткий пикноклин, в результате совместного действия зимней вертикальной конвекции, весеннего прогрева и горизонтального транспорта. Так, например считается, что в Средиземном и Черном морях холодные воды образуются на шельфе и в центрах крупных циклонических круговоротов в зимний период и растекаются оттуда по всей акватории в промежуточном слое (Овчинников, 1983; Овчинников, Попов, 1987; Прокопов, 2000). В Балтийском море еще одним источником холодных вод промежуточного слоя могут быть его северные районы. В подобных сложных ситуациях достаточно трудно выделить и оценить по отдельности

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> Зубов Николай Николаевич (11.05.1885 г. — 11.11.1960 г.) — русский и советский морской офицер, инженер-контр-адмирал, океанолог, полярный исследователь, профессор. Заложил основы учения о вертикальной циркуляции вод и о происхождении холодного промежуточного слоя в море. Одним из первых выдвинул и разработал проблему ледовых прогнозов в арктических морях; сформулировал закон дрейфа льдов по изобарам. Разработал способ вычисления уплотнения вод при их смешении. Автор многих известных книг по океанологии, например таких, как «Динамический метод обработки океанологических наблюдений» (1935), «Морские воды и льды» (1938), «Основы учения о проливах Мирового океана» (1956) и ряда других.

вклад различных механизмов в формирование ХПС, тем более что они «работают» на разных временных масштабах. Действительно, в период интенсивного зимнего охлаждения вертикальная конвекция в открытом море перемешивает верхний слой толщиной в десятки метров за десятки минут; однако холодные плотные воды, образовавшиеся в это же самое время на шельфе, могут прибыть в промежуточном слое к данному месту спустя недели и месяцы. В этом смысле очень органичным представляется подход Соснина и Богданова (2008), ставящих вопрос: «Промежуточный слой — это водная масса или процесс?»

Так или иначе, но оценка вклада горизонтального водообмена в общую картину представляет значительный интерес. Формирование ХПС в Балтийском море интересно в двух аспектах. Во-первых, собственно процесс до сих пор не исследован и вызывает много дискуссий. Во-вторых, воды балтийского ХПС весной, как правило, имеют температуру ниже температуры максимальной плотности (рис. 3.46), что позволяет их использовать в качестве трассера в весьма редкой ситуации возникновения ранневесеннего каскадинга и тем самым помогает разделить «адвективный» и «конвективный» механизмы происхождения.

Рассмотрим структуру вод Балтийского моря в целом. Характерной чертой собственно Балтийского моря является его двухслойность: соленые и теплые воды Атлантики, переливаясь через Датские пороги, продвигаются на восток в нижнем слое (характерные параметры 4-7 °С, 11-13 ‰), в то время как в верхнем слое (10-70 м в различные сезоны и в различных частях моря) формируется общий перенос более пресных вод (6-8 %) с востока на запад, к выходу из моря (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992). Холодный промежуточный слой (ХПС) идентифицируется сезонно — с марта по ноябрь, на глубинах между 30-40 м в юго-западной части и 40-60 м в центральной части моря. Максимальную мощность (порядка 30-40 м) он имеет в весенний период, когда наблюдается по всей акватории моря с глубинами свыше 60 м. Ядро ХПС (минимум температуры воды) весной находится на глубине 40-50 м, в течение лета заглубляется до 50-60 м и осенью наблюдается на глубинах около 60 м (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992). Помимо пониженной температуры, ХПС характеризуется высоким содержанием кислорода и достаточно однородной соленостью, медленно возрастающей к осени и превышающей соленость верхнего слоя на 0,1–0,4 %.

В качестве причин возникновения ХПС в Балтике, как и в Черном море, обычно выдвигаются две: (1) ХПС — это остаток зимнего квазиоднородного слоя, прогретого в верхней части за весенне-летний период (Hagen, Feistel, 2007), и (2) ХПС формируют воды, дрейфующие из северных частей моря (Ботнического залива). Однако обе они содержат некоторые противоречия. Первая гипотеза объясняет насыщенность вод ХПС кислородом, но не дает ответ, почему температура воды ХПС в данном месте ниже минимальной температуры на поверхности зимой (аналогично ситуации на юге и востоке Черного моря). Вторая точка зрения объясняет низкую температуру, но не дает ответ на многие другие вопросы: почему ХПС появляется в марте по всей площади моря практически одновременно? почему в нем повсеместно высокое содержание кислорода, хотя эти воды должны были бы около года дрейфовать в промежуточном слое? и, наконец, как они осолонились — но при этом не прогрелись за время дрейфа? Естественно в этой ситуации обратиться к анализу формирования более плотных вод на шельфе и прибрежных склонах.

Характерной и до сих пор не до конца осмысленной особенностью балтийского ХПС является то, что его температура не просто ниже температуры поверхности в данном месте, но и ниже Tmd. Чтобы не создавалась иллюзии «первооткрытия» здесь этого факта, подчеркнем, что в приведенном ниже анализе использованы исключительно среднемноголетние данные международных станций (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992) и опубликованных исследований http://www.io-warnemuende.de, SMHI (Sea and Coast; Janssen et al., 1999). Так, по данным (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992. С. 294, 297; см. табл. 3.1), среднемесячная (за 1956–1985 гг.) температура воды в Борнхольмском бассейне (55°15′ с. ш., 16°00′ в. д.) на глубине 30 м в марте составляет 1,5 °С — при минимальной в течение года на поверхности 1,53 °С. По среднемноголетним данным (Janssen et al., 1999), в Гданьском бассейне и в южной части Готландского бассейна на глубинах около 50 м температура в апреле составляет 1,4 °С, при минимальной на поверхности 1,8 °С (в феврале). В центре Готландской впадины, по данным (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992) (международная станция BY15), подобной ситуации не наблюдается, однако по среднемесяч-

Таблица 3.1

# Годовой ход температуры воды в открытой части Балтийского моря по данным за 1956–1985 гг. Борнхольмская впадина, станция BY5 (62). Первая строка — номер месяца (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, т. 3, таблица 4.22, с. 294).

| Гори-   | 1    | 2    | 3    | 4    | 5    | 6     | 7     | 8     | 9     | 10    | 11   | 12   |
|---------|------|------|------|------|------|-------|-------|-------|-------|-------|------|------|
| зонт, м |      |      |      |      |      |       |       |       |       |       |      |      |
| 0       | 3,41 | 2,15 | 1,53 | 2,74 | 5,8  | 10,76 | 15,38 | 16,73 | 15,34 | 11,18 | 8,79 | 6,12 |
| 10      | 3,56 | 2,27 | 1,53 | 2,75 | 5,47 | 10,27 | 15,02 | 16,44 | 15,46 | 11,16 | 8,76 | 6,02 |
| 20      | 3,61 | 2,3  | 1,52 | 2,58 | 4,88 | 7,67  | 12,21 | 14,73 | 14,76 | 11,12 | 8,72 | 6,07 |
| 30      | 3,71 | 2,37 | 1,50 | 2,39 | 3,9  | 3,54  | 5,96  | 6,52  | 9,22  | 11,00 | 8,80 | 6,13 |
| 40      | 3,64 | 2,5  | 1,54 | 2,27 | 3,17 | 3,98  | 4,35  | 4,33  | 4,98  | 7,57  | 7,76 | 6,24 |
| 50      | 4,72 | 3,63 | 2,17 | 2,11 | 2,57 | 3,16  | 3,59  | 3,79  | 5,05  | 5,96  | 7,08 | 7,07 |
| 60      | 7,29 | 6,18 | 4,71 | 4,03 | 3,25 | 3,32  | 3,73  | 4,84  | 5,72  | 7,28  | 8,25 | 8,23 |
| 70      | 7,84 | 6,93 | 6,30 | 6,21 | 4,95 | 4,77  | 5,09  | 5,61  | 5,96  | 6,79  | 7,55 | 8,69 |
| 80      | 7,59 | 6,96 | 6,61 | 6,46 | 5,78 | 5,87  | 5,73  | 5,85  | 6,09  | 6,25  | 6,81 | 7,51 |
| 90      | 7,06 | 7,16 | 6,31 | 6,59 | 5,82 | 5,91  | 6,24  | 5,86  | 5,87  | 6,42  | 6,92 | 7,24 |



Рис. 3.47. Среднемесячная температура воды на глубине 5, 50 и 150 м в центральной Балтике. Среднемноголетние данные (1980–1990) для центральной Балтики (Sea and Coast)

ным данным SMHI за 1980–1990 гг. (Sea and Coast, с. 60) для центральной Балтики температура на глубине 50 м в апреле на 0,2 °С ниже минимальной на поверхности (в марте), см. рис. 3.47.

Итак, самые холодные воды ХПС не могли образоваться в данном месте, следовательно, пришли по горизонтали. Чтобы выяснить, могли ли они быть образованы на прибрежных подводных склонах, рассмотрим более подробно ситуацию весной в Борнхольмском бассейне. Воды ХПС там в это время имеют параметры {март/30 м/1,5 °С/7,85 ‰} (Таблица 3.1, Гидрометеорология и гидрохимия... 1992). Вод такой среднемесячной температуры в глубоководной части моря нет даже существенно се-

вернее — на станции BY15 (центр Готландского бассейна — 57°20' с. ш., 20°03' в д.). Еще севернее — на станции BY28(27) (северная часть Готландского бассейна, 59°02' с. ш., 21°05' в. д.) такая температура воды характерна в феврале — марте (то есть в то же время, но почти в 500 км от Борнхольма) для поверхностного слоя 0–20 м (рис. 4.24 в (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992)), однако его соленость в это время 6,8÷7,1 %, а у вод в Борнхольмской впадине — 7,85 % (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, с. 297, таблица). Таким образом, очевидно, что холодная вода в Борнхольмский бассейн не пришла из более северных районов моря: 1) со скоростью 5 см/с (среднемноголетней для данного горизонта, Гидрометеорология и гидрохимия... 1992) путь в 500 км занял бы около 4 месяцев, но максимально холодные воды *на всей* акватории моря регистрируются *в марте*; 2) одновременное сохранение низкой температуры (в окружении более теплой воды) и увеличение солености невозможны.

При этом на береговых станциях собственно Борнхольмского бассейна Миелно (54°15′ с. ш., 16°08′ в. д.) и Владиславово (59°47′ с. ш., 18°25′ в. д.) средняя температура января — февраля составляет всего (1,2–1,0) и (1,0–0,8) °С при солености 7,58–7,42 и 7,59–7,63 ‰, соответственно. Хотя эти воды и преснее вод ХПС (7,85 ‰), но они значительно ближе по пространству: по кратчайшей от центра Борнхольмского бассейна до берега около 70–100 км (рис. 3.48), а до области, где конвекция достигает дна, — всего 30 км. При скорости течения 2–3 см/с такой путь занимает 12–17 дней.

Итак, наиболее холодные воды ХПС имеют температуру ниже *Tmd* и, вполне вероятно, могли поступить в ХПС из прибрежных областей. Это неизбежно приводит к заключению, что механизмом обмена является каскадинг при прогреве от *T* < *Tmd*. Проанализируем процесс ранневесеннего прогрева и его длительность.

Анализ среднемноголетних условий теплообмена на морской поверхности показывает (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992), что первые признаки весеннего прогрева в южной Балтике приходятся на февраль (так называемые «февральские окна»), а в начале марта тепловой баланс поверхности становится уверено положительным. При этом прогрев прибрежных областей идет быстрее, и самым холодным месяцем, например, в Миелно и Владиславово по среднемноголетним данным (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992) является февраль: температуры воды в феврале/марте составляют 1,0/2,8 °С и 0,8/1,9 °С, соответственно. Таким образом, февральский прогрев над прибрежными склонами вод с температурой ниже Tmd вполне может быть причиной аномально холодных вод ХПС в марте в глубокой части. В центральной Балтике тепловой баланс на поверхности становится положительным к середине марта (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992), когда поверхностные воды во всей Балтике еще имеют температуру ниже *Tmd* и остаются таковыми до середины/конца апреля в юго-западной части и до середины мая — в северовосточной. Теплые плотностные каскады (которые теплее, чем ВКС, но с температурой всё еще ниже Tmd) имеют 1-2 месяца для развития, пока



Рис. 3.48. Поле глубин Борнхольмского бассейна на сетке для численного моделирования 5 × 5 км, построенной на основе батиметрии Балтийского моря (URL: www.io-warnemuende.de)

поверхность прогреется до *Tmd*. В пользу такого сценария говорит и тот факт, что по среднемноголетним данным температура в ядре ХПС имеет максимальную в году корреляцию с температурой поверхности моря *в марте* (Hinrichsen et al., 2007).

Для полноты картины следует отметить здесь «симметричное» проявление каскадинга в структуре термохалинных полей в осеннее время (анализ по данным Гидрометеорология и гидрохимия... 1992). Так, в Борнхольмском бассейне самый быстрый (в течение всего года) прогрев на глубине 30 м приходится на начало периода выхолаживания — сентябрь: 2,7 °С/месяц; при этом ВКС еще не развит. Еще одна «странность» сентябрьских профилей, возможно, той же природы: на 10 м глубины воды на 0,12 °С теплее, чем на поверхности (плотность скомпенсирована соленостью). В более удаленном от берегов центре Готландского бассейна скачок температуры на глубине 30 м приходится на сентябрь — октябрь (2,62 и 2,92 °С/месяц, соответственно), а в ноябре на глубинах 10-20 м температура воды на 0,07-0,02 °С выше, чем на поверхности (также плотность скомпенсирована соленостью). В целом в открытой части Балтики годовой ход температуры воды сохраняет правильные черты — с максимумом в августе — сентябре и минимумом в марте — только до глубины 20 м, но уже начиная с горизонта 30 м наблюдаются отклонения в годовом ходе температуры воды на большей части акватории моря: появляются вторичные максимумы, а время наступления главного максимума сдвигается в сторону осенне-зимних месяцев (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992, с. 295). Поскольку все эти выводы основаны на данных, усредненных в пределах конкретного месяца за 30 лет, они не противоречат данным частных измерений (наличию ВКС, например), а скорее отражают процессы другого пространственно-временного масштаба. Всё сказанное заставляет говорить о гораздо более существенном вкладе горизонтального водообмена в формирование вертикальной термохалинной структуры Балтики, чем это было принято ранее.

Анализ изменения теплозапаса вертикальной колонки воды в глубокой части позволяет указать еще один признак горизонтального конвективного водообмена. Для вод глубокой части, где зимой по всей глубине (до 40 м в Борнхольмском бассейне и до 60 м в Готландском) вода имела температуру ниже *Tmd* и была обратно стратифицирована по температуре, период времени в 1–2 месяца весной недостаточен, чтобы прогреть всю колонку до *Tmd*. Это ясно из следующих простых оценок. Тепло, требующееся для прогрева колонки воды единичного сечения и глубиной 60 м от температуры 1 °C до *Tmd* ~ 2,5 °C (для солености 7 ‰) составляет  $H = C_p \cdot \rho \cdot D \cdot \Delta T \sim 4200 \cdot 1000 \cdot 60 \cdot 1,5 = 3,8 \cdot 10^8 Дж/м^2$ . При этом, прогреваясь сверху от T < Tmd, она должна испытывать вертикальную конвекцию по всей глубине, так что температура воды должна расти одновременно до глубин ~60 м. Однако, во-первых, от начала периода прогрева до конца апреля (время перехода через *Tmd* на поверхности в центральных частях Балтики) приток тепла составляет меньше половины требуемого

тепла — около 1,5 · 10<sup>8</sup> Дж/м<sup>2</sup> (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992). Во-вторых, как среднемноголетние (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992), так и мгновенные профили температуры воды (рис. 3.46, 3.49, цветная вклейка) показывают, что в апреле, мае, июне, а в некоторые годы и в июле под прогретым поверхностным слоем существует ядро с температурой ниже *Tmd*. Подобный профиль не может образоваться локальным прогревом сверху из колонки с T < Tmd: воды должны бы перемешаться по всей глубине ВКС (феномен, известный в лимнологии как весенняя гомотермия). Следовательно, теплый слой, изначально укрывший сверху воды с T < Tmd, также пришел по горизонтали.

Детальный анализ вертикальных профилей температуры воды, подобных приведенному на рис. 3.49 на цветной вклейке (см. также рис. 3.46), выявил еще один интересный момент: в области пересечений профиля температуры с линией Tmd = Tmd(d) имеется вертикальный участок. Он предполагает наличие в этих областях внутрислойной вертикальной конвекции: в верхней точке пересечения происходит прогрев сверху вод с T < Tmd, а в нижней — охлаждение вод с  $T > Tmd^{23}$ . Такие условия сохраняются до тех пор, пока ХПС содержит воды с T < Tmd. Подобное явление наблюдается в водах Байкала: в области мезотермического максимума имеется вертикальный участок профиля температуры длиной около 100-120 м (см., например, Wüest et al., 2005). В данном случае в обоих точках пересечения возникает механизм, стремящийся перемешивать воды ниже границы, т. е., с одной стороны, поддерживающий перемешивание внутри самого ХПС, а с другой — подмешивающий к нему воды из более глубоких и соленых слоев. Это очень хорошо согласуется с наблюдаемыми чертами ХПС: от весны к осени его ось постепенно заглубляется (в центральной Балтике от 40-50 до 60 м), а соленость несколько возрастает (Гидрометеорология и гидрохимия... 1992). Чтобы показать это, на рис. 3.50 (см. цветную вклейку) даны TS-диаграммы измерений в Готландском бассейне (база данных IOW) в 2006 г. Графики показывают, что в мае — июле ХПС хорошо выражен, его температура ниже *Tmd*, соленость увеличивается от 7,53 ‰ в мае до 7,64 ‰ в июле; глубина залегания оси за это же время возрастает с 41 до 51 м. Общая толщина ХПС остается примерно той же — около 40 м, т. е. скорость, с которой на верхней границе идет сезонный прогрев, близка к скорости «вовлечения» в ХПС вод снизу. Возможны и численные оценки этого процесса, однако они выходят за рамки предмета обсуждений.

Заключим этот анализ таким выводом: точка зрения (Соснин, Богданов, 2008), что холодный промежуточный слой является скорее текущим явлением в процессе сезонных изменения термохалинной структуры бассейне, чем отдельной водной массой, для ХПС Балтийского моря имеет все основания.

<sup>&</sup>lt;sup>23</sup> В области нижнего пересечения вертикальная стратификация вод значительно сильнее, поэтому вертикальный участок значительно меньше.

### § 3.8. Основные выводы

Дестабилизирующий поток плавучести через поверхность бассейна с наклонным дном, возникающий в результате теплообмена в природных условиях как при прогреве, так и при охлаждении, приводит к увеличению плотности воды и ее опусканию в области над склоном, в наиболее ярком выражении наблюдаемому как (зимний) каскадинг холодных вод с шельфа и подводных склонов озер, морей и океанов. Формирующиеся обменные горизонтальные конвективные течения развиваются при этом с запаздыванием (т.е. не находятся в фазе с внешним воздействием), характеризуются значительной изменчивостью в пространстве и во времени и не имеют конечного стационарного состояния даже при неизменных внешних условиях. Тем не менее поле температуры воды может достичь квазистационарного состояния, в котором соблюдается баланс потока тепла через поверхность и его транспорта горизонтальными течениями.

Горизонтальный профиль температуры воды в поверхностном слое при квазистационарном обмене (над конкретным склоном) с течением времени сохраняет самоподобную форму и имеет протяженный участок (около 2/3 длины склона) со значимым линейным трендом. Вертикальные профили температуры воды также самоподобны во всей области над склоном; они имеют верхний (более плотный) погранслой, квазиоднородный изотермический слой и присклоновый стратифицированный по температуре наиболее плотный слой толщины порядка 0,15–0,25*d* (*d* — локальная глубина); при этом по горизонтали плотность воды растет по направлению к берегу на всех горизонтах. Оказалось, что из-за наличия горизонтального водообмена бассейн с наклонным дном обменивается теплом через поверхность эффективнее, чем бассейн с горизонтальным дном.

Структура поля обменных течений на разрезе, перпендикулярном береговой линии, в целом двухслойна. Максимумы течений от берега/к берегу находятся внутри области: максимум вдольсклонового течения (в среднем) приходится на уровень границы изотермического и стратифицированного слоев (0,15–0,25*d* от дна), максимум течения к берегу — на расстоянии 0,2–0,4*d* от поверхности. Скорости горизонтальных течений растут с удалением от берега и максимальны над концом склона. Поле течений в целом довольно структурно: отмечается склонность к формированию роллов, конвективных ячеек, струй.

Расход горизонтальных обменных течений увеличивается с ростом локальной глубины, достигая максимальной величины над концом склона. Если имеется шельф, то он является источником самых холодных/плотных вод, но их объем значительно меньше того, который формируется к концу *склона*. По мере удаления от конца склона в глубокую часть расход горизонтальных течений уменьшается, однако и на удалении порядка половины длины склона он падает только до величины, соответствующей середине склона, а далее остается примерно постоянным. Это согласуется со многими более ранними исследованиями, указывающими, что горизонтальный конвективный обмен охватывает *весь бассейн*.

В глубокой части крупных водоемов со значительной вертикальной стратификацией более плотные воды, стекающие со склонов, распространяются под ВКС (в виде одной или многих интрузий, отрывающихся от склона вблизи уровней соответствующей плотности), что приводит к дифференцированному *росту* температуры в слоях под ВКС осенью (при охлаждении от T > Tmd) и ее падению ранней весной (при прогреве от T < Tmd). Этот механизм, наряду с сезонной интенсификацией ветро-волнового перемешивания и вертикального турбулентного обмена, вносит существенный вклад в «размытие пикноклина» в осенний и весенний период.

Вращение Земли не лимитирует развитие водообмена данной природы. Действие силы Кориолиса приводит к возникновению вдольбереговой компоненты течений («термического ветра»), но собственно горизонтальный конвективный водообмен между глубокой и мелкой частями бассейна (поперек берега) сохраняет и свои характерные черты, и порядок величины расхода. Так происходит потому, что вертикальный обмен в любом месте над склоном по определению охватывает практически полную глубину, так что формально толщина экмановских слоев трения у поверхности и у дна оказывается очень большой и растет вместе с локальной глубиной — следовательно, обменные течения оказываются существенно внутри слоев трения.

# Глава 4

# СТАБИЛИЗИРУЮЩИЙ ПОТОК ПЛАВУЧЕСТИ ЧЕРЕЗ ПОВЕРХНОСТЬ: ПОДЪЕМ ВОД НАД СКЛОНОМ

Рассматриваются поля температуры воды и течений в бассейне с наклонным дном при стабилизирующем потоке плавучести через поверхность. Анализируются результаты лабораторных и численных экспериментов, обсуждаются натурные данные, полученные в прибрежных экспедициях в Балтийском море, а также опубликованные ранее исследования других авторов.

### § 4.1. Введение

Самая типичная ситуация, когда в природном водоеме наблюдается стабилизирующий поток плавучести через поверхность, — это летний дневной прогрев. Рост температуры воды по мере приближения к берегу наблюдается очень часто, но, несмотря на это и в отличие от каскадинга, натурные наблюдения *движения* вод в этой ситуации крайне скудны.

Наиболее информативными для настоящего исследования являются публикации по дневной/ночной циркуляции в прибрежной зоне озер и водохранилищ, изучавшейся в летний период в Австралии (см., например, Monismith et al., 1990; Farrow, 2004). Интересно, что упомянутые авторы уверенно обосновывают тезис, что именно «дневные», а не «ночные» течения являются наиболее сильными, поскольку они — при сильной дневной вертикальной стратификации — реализуются в тонком поверхностном слое, в то время как при каскадинге обменные течения распределяются по значительно бо́льшей толщине. Аналитическое и численное исследование представлено, например, в работе Леи и Пэттерсона (Lei, Patterson, 2002). Некоторая дополнительная информация о структуре обмена содержится в работах по течениям в области термобара (Науменко, 1992).

В рассматриваемой ситуации, как и при дестабилизирующем потоке плавучести, вслед за горизонтальными градиентами температуры/плотности

поперек берега возникает водообмен между более глубокими и мелкими областями, структура которого также в целом двухслойна (Чубаренко, Демченко, 2008; Chubarenko et al., 2007а; Farrow, 2004): более легкие прогретые прибрежные воды оттекают в сторону открытого моря в поверхностном слое, а им на смену в нижнем слое приходят более тяжелые и холодные воды глубокой части. Наблюдаемое увеличение температуры воды по мере приближения к берегу снова оказывается результатом суперпозиции двух относительно независимых процессов: солнечного прогрева сверху и горизонтального транспорта тепла от/к берегу. Менее прогретые воды глубокой части по мере продвижения к берегу вынуждены подниматься вверх по склону. Однако из-за всё более интенсивного прогрева сверху их температура повышается, так что при выходе на поверхность они уже оказываются существенно теплее вод глубокой части. Приводит ли иногда этот горизонтальный транспорт к формированию реального прибрежного апвеллинга, понимаемого обычно как выход на поверхность холодных вод, — по-прежнему остается неясным. Однако представляется очевидным, что конвективный механизм подъема более холодных вод вдоль подводного склона может во многом способствовать возникновению апвеллинга.

Рассмотрим процесс подробнее, начиная с результатов лабораторных экспериментов (Чубаренко, Демченко, 2008; Чубаренко и др., 2007; Chubarenko et al., 2007а). Структура полей температуры и течений в бассейне с наклонным дном при положительном потоке плавучести в верхний слой изучалась в экспериментах по прогреву однородного бассейна с температурой выше *Tmd*.

Эксперименты проводились в лабораторном лотке  $500 \times 35 \times 35$  см с двухметровой наклонной плоскостью (уклон дна 4,5°, или A = 0,08), рис. 4.1. Он заполнялся водопроводной водой температуры 7–9 °C; глубина воды над горизонтальным участком дна в разных экспериментах



Рис. 4.1. Схема одного из лабораторных экспериментов

Прогрев с поверхности осуществлялся по всей длине лотка. T1–T7 — положения термометров для вертикальных зондирований составляла 12–19 см. Перед началом экспериментов бассейн тщательно перемешивался и отстаивался 15–20 мин до успокоения движений. Стенки и дно лотка были теплоизолированы 1,5-сантиметровым пенополистиролом.

Прогрев осуществлялся либо лампами накаливания, расположенными в два ряда в шахматном порядке по всей длине лотка (не только над участком с наклонным дном) на высоте 10 см над поверхностью воды, либо теплообменом с воздухом. Поток плавучести, оцененный по изменению теплосодержания, составлял 1,4–13 ·  $10^{-8}$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup> (при величинах теплопритока от 100–350 до 1200 Вт/м<sup>2</sup>). Вертикальные и горизонтальные профили температуры воды измерялись ртутными термометрами; скорости течений рассчитывались по деформации треков трассера (KMnO<sub>4</sub>) на цифровых фото- и видеоизображениях.

В отличие от предыдущих экспериментов, соответствующая процессу система течений возникала не сразу (как гравитационный поток), а через 10–15–20 мин после начала эксперимента: прогретые над склоном воды начинали двигаться в поверхностном слое в сторону глубокой части бассейна. Как и в процессе выхолаживания, горизонтальные движения носили конвективный характер, особенно ярко выраженный в поверхностном слое при прогреве лампами накаливания. Разбросанные по поверхности мелкие опилки показывали вовсе не медленное движение «от берега»: они двигались с заметными скоростями и в различных направлениях, указывая скорее на цепь вихрей попеременной закрутки, которые занимали всю ширину лотка и целиком медленно дрейфовали в сторону глубокой части.

Рис. 4.2 (см. цветную вклейку) дает общее представление о поле температуры воды и картине течений в лотке.

### § 4.2. Поле температуры воды

### 4.2.1. Процесс установления

Процесс установления представлен на рис. 2.3 (глава 2) на основе эксперимента, где для прогрева применялись лампы накаливания. В такой постановке достаточно легко засечь «начало прогрева» — по включению ламп, а поток плавучести получался достаточно сильным (~ $10^{-7}$  м<sup>2</sup>/с<sup>3</sup>), так что и течения, и изменение температуры фиксировались надежно. В этих экспериментах (рис. 2.3) в начале прогрева скорости роста температуры в верхнем слое (2 см) составили над глубиной 13 см (середина склона) — 0,14 °С/мин, а в глубокой части — 0,1 °С/мин (т. е. в 1,4 раза медленнее). Заметим, что достоверность линейной аппроксимации (рис. 2.3) достаточно высока — 0,96–0,99, т. е. рост температуры и в глубокой, и в мелкой части можно считать линейным. Градиент температуры по горизонтали нарастал и затем (через ~30 мин) стабилизировался на уровне 2 °С/м, что соответствует горизонтальному градиенту плотности в верхних слоях над склоном порядка 0,34 кг/м<sup>3</sup>/м.

Бо́льшая часть экспериментов проводилась с прогревом от воздуха, что ближе к естественному и исключает неоднородность распределения тепла по поверхности. Характерная картина для таких экспериментов представлена на рис. 4.3 (см. цветную вклейку). Видно, что в течение получаса мелководье греется быстрее (верхняя синяя линия) и горизонтальная разность температур увеличивается. Однако затем (через ~50 мин после начала эксперимента) возникает перестройка (графики пересекаются), и картина снова на некоторое время устанавливается к ~80 мин. Но при этом заметно теплее остальных только самая мелкая область, остальные же графики близки и продолжают время от времени меняться местами. В целом после 80 мин рост температуры происходит практически синхронно (графики параллельны). Для параметров этого эксперимента —  $\Delta \rho / \rho \cdot A \sim 5 \cdot 10^{-5} \cdot 0,08, L \sim 2$  м — формула (2.7) дает время установления всего в ~5 мин, что, как и предполагалось в § 2.3, является недооценкой.

Примечательна ситуация после 200-й минуты (рис. 4.3): синий и розовый графики (Т1 и Т2 — верхняя половина склона) уходят вверх, а желтый и ярко-голубой (Т3 и Т4 — нижняя часть склона) — вниз, указывая, что воды над глубокой частью склона стали холоднее, чем в «глубокой части бассейна», где дно ровное.

### 4.2.2. Изменение профилей температуры воды

Хотя в начале каждого эксперимента вода в бассейне перемешивалась, в результате прогрева вскоре формировалась и вертикальная, и горизонтальная термическая стратификация (рис. 4.2, цветная вклейка). И интенсивный прогрев лампами накаливания, и медленный прогрев из-за теплообмена с воздухом давали по вертикали стратификацию, хотя и схожую с экспоненциальной (как анализировалось в главе 2), но с несколько спрямленным участком в верхнем слое<sup>24</sup>. Падение температуры с глубиной в верхнем слое при интенсивном прогреве составляло около 1–3 °С/см; при прогреве путем теплообмена с воздухом — 0,04–0,62 °С/см.

После процесса установления (порядка 30–60 мин), в течение которых рост температуры на мелководье идет значительно быстрее, чем в глубокой части, горизонтальные профили температуры верхнего слоя с течением времени остаются самоподобными (рис. 4.2, верхняя панель). Разность температур между мелкой и глубокой частью при прогреве лампами накаливания составляла 2,7–2,8 °C/2м, при прогреве от воздуха — порядка 0,5 °C/2м.

Горизонтальные профили температуры воды в поверхностном слое показывают ее быстрое падение с удалением от берега в самой мелководной части (~1/3 длины склона), а далее профиль становится близким к линейному. После этапа установления вид профиля со временем практически

<sup>&</sup>lt;sup>24</sup> По-видимому, даже при использовании ламп накаливания вода грелась скорее от воздуха, чем от поглощения света.

не изменяется: при дальнейшем прогреве, все части лотка прогреваются одинаково, и можно говорить о некотором квазистационарном состоянии. При этом в самой мелководной части (~1/3 длины склона) вертикальная стратификация мягче, т. е. падение температуры с глубиной после установления происходит медленнее. На глубине 4–8 см формируется термоклин, который со временем заглубляется.

Динамика вертикальных профилей температуры воды показана на рис. 4.4 на цветной вклейке (эксперимент без ламп, см. схему на рис. 4.1). Верхнюю часть (T1), где глубина составляла 2 см, представляет одна точка (ромбовидный темно-синий маркер). Самой холодной на поверхности оказывается вода в точках над глубокой частью склона — T4 (через 30 мин после начала) и T3 (через 4 ч).

### § 4.3. Поле течений

### 4.3.1. Общая структура обмена и ее развитие

При взгляде сверху общая структура течений в значительной степени турбулентна. При интенсивном прогреве лампами трассеры на самой поверхности маркируют движущиеся в различных направлениях струи. Длительные (10–15 мин) наблюдения за следами трассеров показывают, что всю толщину прогретого слоя занимает цепь вихрей (три и более) с вертикальными осями, ограниченных в поперечнике шириной лотка и вытянутых в 1,5–2 раза в продольном направлении.

Основная особенность вертикальной структуры течений в этом режиме — его слоистость (рис. 4.5, 4.6): прогретые воды оттекают в глубокую часть в поверхностном слое, компенсационный приток реализуется в слое под ним, а далее в глубину может формироваться еще 1–2 слоя с течением попеременно от/к склону. При более сильной стратификации (при прогреве лампами накаливания) формируются более тонкие слои. У дна течения практически неразличимы.

Треки трассеров, деформированные течением (рис. 4.5), и вертикальные профили горизонтальной скорости течения (рис. 4.6) показывают, что максимумы скорости основных течений устойчиво тяготеют к совершенно определенным горизонтам. Так, на представленных рисунках максимум скорости течения в поверхностном слое (от берега) приходится не на по-



Рис. 4.5. Треки трассеров в лабораторном лотке, измененные горизонтальными конвективными течениями

Пунктиром — положение термоклина



Рис. 4.6. Вертикальные профили горизонтальной скорости течения в верхней части склона, над серединой и концом склона в лабораторном лотке с наклонным дном при прогреве через поверхность:

*а* — зависимость от глубины в см; *б* — глубина обезразмерена с помощью максимальной глубины бассейна

верхность, а на 1–2 см ниже (что в области над склоном составляет ~0,1*d*, где *d* — локальная глубина). Максимум скорости возвратного течения (к берегу) в глубокой части находится на глубине около 6 см (~0,4*D*, где *D* — глубина бассейна), что близко к области максимального вертикального градиента температуры воды (т. е. — к термоклину, см. рис. 4.5). Эта деталь особенно интересна: термоклин оказывается маркером не границы проникновения прогрева с поверхности, а уровня максимума скорости возвратного течения. Схожий эксперимент по «конвективному» формированию халоклина аналогичным путем — благодаря помещению источника соленой воды на верху склона (Pierce, Rhines, 1996) — дал такой же результат, причем авторы обнаружили прямую связь величины этой максимальной скорости в промежуточных слоях с внешним потоком плавучести.

Несколько неожиданным оказались две детали структуры течений: вопервых, прогретая вода оттекала в глубокую часть не по поверхности, как ожидалось, а в подповерхностном слое, и, во-вторых, компенсационное течение «к берегу» формировалось не вдоль склона («вверх по склону»), а горизонтально, в слое непосредственно под течением «с берега» (максимум скорости возвратного течения на глубине около 0,4*D*).

В целом движения носят конвективный характер; течения (особенно на поверхности) переменны и по величине, и по направлению, так что рассыпанные по поверхности трассеры указывают скорее на цепь вихрей, охвативших всю длину лотка, чем на однонаправленное течение. Скорости течений в подповерхностной струе и возвратном течении не превышали 1,7–0,6 мм/с, причем расходы течений вправо и влево, вычисленные по деформации индивидуальных треков трассеров, устойчиво различались на

20–25 %, что является признаком существенной трехмерности их структуры. Картина водообмена в целом, особенно в глубокой части, имеет много общего с решениями, полученными теоретически (Гершуни и др., 1989) для задач конвекции в длинных горизонтальных слоях жидкости при наличии градиентов температуры на верхней/нижней границе: водообмен двухслоен, течения постоянны — но склонны к проявлению неустойчивостей различной природы (термической, сдвиговой), к образованию конвективных ячеек, роликов и вихрей.

После начального перемешивания движение от «берега» начинается в верхнем слое с заметной задержкой, зависящей от расстояния до «берега». Так, при прогреве лампами, над глубинами ~0,03–0,04 м оно начинается через ~5 мин, на расстоянии 2,3 м (в глубокой части) — через ~10 мин. Поскольку движения вначале еще медленны (скорости над началом склона ~0,1 мм/с), воде с макушки клина понадобилось бы 250 см/0,1 мм/с = 25 000 с ~ 7 ч, чтобы достичь глубокой части; таким образом, речь идет именно о *начале движения жидкости в глубокой части*, а не о приходе туда теплых вод с мелководья. Через 10–15 мин после начала прогрева характерная структура течений устанавливается по всей длине лотка (5 м), хотя установления поля температур еще не произошло.

Примечательной особенностью течения является заглубление его максимума, частозависящее и от интенсивности и длительности прогрева, и от расстояния до «берега». Так, при прогреве лампами накаливания на всей длине лотка и в течение всего эксперимента (2 ч) заглубление «носика» составляло около 50 мм. При более медленном прогреве путем теплообмена с воздухом, над глубиной 0,1 м и в глубокой части заглубление носика в начале движения составляло 10 и 30 мм, соответственно, а через час — 30 и 50 мм. Скорость продвижения «носика» при «слабом прогреве» имела порядок 1–1,5 мм/с, при сильном — 3–4 мм/с. Профиль подповерхностной струи симметричен (рис. 4.2 на цветной вклейке и рис. 4.6), т. е. полная толщина потока примерно равна удвоенной глубине «носика».

### 4.3.2. Транспорт к берегу в промежуточном слое

Компенсационное течение в сторону мелководья возникает непосредственно под поверхностным течением (рис. 4.2 на цветной вклейке, рис. 4.6), с максимумом (в эксперименте с медленным прогревом) на глубине 40– 70 мм. Профиль скорости компенсационного течения также симметричен, его толщина примерно в 1,5–2 раза больше, а скорость в 2–5 раз меньше, чем у поверхностной струи (до 2 мм/с с лампами и 0,1–0,2 мм/с для медленного прогрева). Типичным является такой профиль трека трассера: узкая с симметричным профилем подповерхностная струя, более широкая струя непосредственно под ней и ровный участок профиля, соединяющий их максимумы, — то есть классический вид встречных конвективных струй со сдвиговым течением между ними (Гершуни, 1989). При слабой вертикальной стратификации вся структура увеличивает масштаб по вертикали, а скорости течения уменьшаются. Со временем в нижележащих слоях формируются еще 2–4 слоя с течением попеременно от и к «берегу», скорости которых быстро убывают с глубиной, а далее до дна имеется уменьшающийся со временем участок отсутствия течений (рис. 4.2, 4.6).

В соответствии с § 2.7, компенсационное течение, в данном случае являющееся «движущим звеном» циркуляции, формируется на глубине порядка 0,4*D* (где *D* — глубина бассейна, см. рис. 4.7), что близко к области максимального вертикального градиента температуры воды (т. е. — к термоклину). Эта деталь особенно интересна: термоклин в глубокой части оказывается маркером не границы проникновения прогрева с поверхности, а уровня максимума возвратного течения. Вертикальные профили температуры на рис. 4.7 (справа) показывают также, что прогретый слой над склоном тоньше, чем в глубокой части, — эта особенность часто встречается в натурных данных (см. ниже).

По мере продвижения к «берегу» уровень максимума скорости компенсационного течения вынужден приподниматься к поверхности ( рис. 4.2, цветная вклейка). Там, где он начинает чувствовать наклонное дно (0,5– 0,3*D*), динамика становится более сложной. Рис. 4.8 показывает вертикальные профили горизонтальной скорости и температуры воды над серединой склона (локальная глубина 12 см при полной глубине лотка 15,5 см): максимум скорости «к берегу» находится на глубине 6 см (6/15,5 = 0,39). Течение в данный момент трехслойно, что, по-видимому, вызвано взаимодействием компенсационного течения с дном чуть выше по склону. Скорость течения от берега максимальна в верхнем слое и в ~1 см над дном, имеет порядок 2–2,3 мм/с. Максимальная скорость компенсационного течения — 1,7 мм/с, на глубине ~6 см. В целом верхние 1,5 см и нижний присклоновый слой ~3 см движутся вправо, средний слой толщиной 6 см движется влево, и максимальные скорости движения — одного порядка.



Рис. 4.7. Линии трассера (слева) и вертикальные профили температуры воды (справа) над склоном и в глубокой части в лабораторном лотке при прогреве через поверхность при квазистационарном водообмене Положение сечения на схеме лотка указано в поле каждого рисунка

### § 4.4. Численное моделирование

Моделирование проводилось на трехмерной негидростатической численной модели МІКЕЗ-FlowModel (DHI Water & Environment, www.dhi.dk) для масштаба прибрежной зоны озера. Модельный бассейн глубиной 50 м, длиной 5 км и шириной 1,5 км имел склон длиной 2,5 км (уклон дна 0,02, или ~1°) и начальную вертикальную линейную стратификацию по температуре. Расчеты проводились на прямоугольной сетке с ячейкой 50 × 50 м, шаг по вертикали 1 м, шаг по времени 3 с. Прогрев обеспечивался заданием суточного хода солнечной радиации для средних широт и турбулентным теплообменом с более теплым воздухом ( $T_{eosdyx} = 30$  °C,  $T_{nosepxn} = 22$  °C) в течение 10 дней. Поскольку целью расчетов была демонстрация структуры течений, вызываемых именно прибрежным прогревом, все прочие возможные источники движений, включая ветер, были исключены.

Один из моментов расчета (середина дня пятых суток моделирования) представлен на рис. 4.9 (см. цветную вклейку). Начальная линейная термическая стратификация в ходе прогрева приобрела типичный для природных бассейнов вид, с термоклином, расположенным на глубине 6–8 м. Температура воды на поверхности по горизонтали растет с приближением к берегу, и между точками на расстоянии 500 и 1500 м от берега она увеличивается на 0,7 °С. В глубокой части изменения температуры на вертикальных профилях прослеживаются до глубины 12–15 м.

Течения во всём бассейне четко следуют суточному ритму: интенсивный дневной прогрев рождает горизонтальные движения, относительно сильные — до 2 см/с — в поверхностном слое прибрежной части. В *са́мом* поверхностном слое теплые воды оттекают в глубокую часть, в то время как сразу под ними, как и в лабораторном эксперименте, формируется течение в сторону берега. Отсутствие максимума течений от берега *nod* поверх-



Рис. 4.8. Вертикальные профили скорости течения (слева, в условных единицах) и температуры воды (по мере прогрева) в средней части склона

ностью может быть обусловлено как физическими (градиент давления и/или уклон свободной поверхности), так и чисто численными причинами (граничное условие на свободной поверхности — отсутствие сдвига), поэтому не может в данном случае обсуждаться.

Структура горизонтальных течений, как и в лабораторном эксперименте, многослойна (рис. 4.9, вертикальные профили скорости течения справа). Характерные черты повторяются: течение в поверхностном слое от берега, имеющее толщину около 1 м, сменяется с глубиной течением к берегу, которое занимает слой в два раза толще и имеет скорость того же порядка (шкала скоростей на рис. 4.9 — от 1,6 см/с от берега до 1,2 см/с к берегу). Далее вглубь образуются следующие пары таких слоев. Чем ближе к берегу, тем выше поднимаются уровни максимумов скоростей течений (красная кривая — для 1 500 м, синяя — для 1 000 м), при этом на расстоянии до 500 м от берега течения в поверхностных слоях значительно слабее.

### § 4.5. Анализ данных натурных измерений

Натурные измерения, фиксирующие поле температуры воды при летнем прибрежном прогреве — не редкость, однако совместные измерения и температуры, и структуры течений, причем и в области над склоном, и в глубокой части — крайне редки. Некоторое представление дают исследования дневной/ночной циркуляции в озерах (Monismith et al., 1990; James, Barko, 1991; Farrow, 2004); подробнее см. главы 1 и 5. С целью получения данных, соответствующих ситуации летнего прибрежного прогрева в морских условиях, в начале июля 2006 г. была организована комплексная экспедиция в прибрежной зоне Балтийского моря (рис. 4.10, цветная вклейка). Она включала в себя ежечасные измерения температуры воды, воздуха и скорости ветра с берега на Балтийской (Вислинской) косе и периодические (каждые 30 мин) вертикальные СТD зондирования с заякоренного плавсредства (ахта «Аквариус») на глубине 25 м в прибрежной зоне. В это же время в открытом море — в Гданьском заливе и районе нефтяного месторождения Д6 — проводились измерения с борта НИС «Профессор Штокман» (78-й рейс).

По наблюдениям на побережье (Вислинская коса), температура воздуха в эти дни составляла ночью 17–20 °С, в дневные часы до 26–30 °С, скорости ветра не превышали 1–3 м/с (рис. 4.11, цветная вклейка). Ход температуры воды в море у уреза (глубина 30–40 см) на открытом побережье (по ежечасным измерениям) был следующим. В ночное время (от 1 ч ночи до 11 ч утра местного времени<sup>25</sup>) температура воды колебалась незначительно — от 17 до 18 °С. С 11 ч (спустя 5–6 ч после восхода солнца и за 3 ч до полудня) температура воды из-за интенсивного солнечного прогрева при ясном небе начинала быстро расти, к полудню достигала 24 °С,

 $<sup>^{25}</sup>$  Локальный полдень приходится на 14 ч местного времени, т. е. летнего времени GMT+2.
продолжала расти в течение 2–3 ч до 25,5–26 °С; затем следовал плавный спад температуры воды до 19,5–18,5 °С во время и сразу после заката (около 10 ч вечера местного времени).

На рис. 4.12 (см. цветную вклейку) представлены вертикальные профили температуры воды, полученные в прибрежной зоне и открытом море 4 июля. Профиль на глубине 70 м (St. 14) получен в 13:04–14:15 в центральной части Гданьской впадины (78-й рейс НИС «Профессор Штокман», начальник рейса С.А. Щука). Серия профилей на глубине 25 м — измерения, проводившиеся каждые полчаса в прибрежной зоне с борта катамарана «Аквариус», заякоренного на глубине 25 м на траверзе мыса Таран (В.Я. Чугаевич). На врезке в более крупном масштабе повторены некоторые из этих профилей с указанием времени измерения. Совместный анализ структуры профилей и их изменения во времени показывает следующее.

Сезонный термоклин в глубокой части находился на глубине около 30 м (что легко определяется по профилю плотности — ниже идет практически однородный ХПС); следовательно, «прибрежной зоной» в данном случае следует считать область с глубинами меньше 30 м. Суточный термоклин после ночного периода располагался на глубине 7–8 м; около 11 ч местного времени он резко поднялся вверх — до глубины около 5 м и продолжал подниматься дальше (до 4,5 м к 13:16). В поверхностном слое при этом наблюдается дневной прогрев — около 2 °С за три часа измерений (с 10:24 до 13:16). По данным НИС «Профессор Штокман», наблюдался и дифференциальный прибрежный прогрев по горизонтали (рис. 4.13, цветная вклейка), составивший 4,3 °С/62 км.

Сравнение прибрежных и глубоководного профиля показывает, что, несмотря на очевидный прогрев с поверхности, воды в глубокой части моря на всех горизонтах теплее, чем в прибрежной. Те же температуры воды наблюдаются в море на  $7\div10$  м глубже, чем в прибрежной зоне. Однако температура воды у уреза в этот период менялась от 18 до 24 °C, т. е. ночью была ниже, а днем — выше температуры воды в открытом море. Скачкообразное изменение глубины залегания суточного термоклина и общая структура вертикальных профилей предполагает, что понижение температуры в слое  $6\div8$  м (при интенсивном прогреве сверху) произошло из-за возникновения горизонтального транспорта, аналогично наблюдавшемуся в лаборатории (рис. 4.8, профили температуры воды и треки трассера). При глубине прогрева в открытой части около 30 м, предполагаемое течение должно иметь максимум скорости в области глубин  $0,4\cdot30$  м ~ 12 м и затем несколько подниматься из-за взаимодействия со склоном.

В заключение для сравнения с рис. 4.2 (см. цветную вклейку), дающим горизонтальный профиль температуры воды над склоном длиной 2 м в условиях лабораторного эксперимента, приведем аналогичные профили по результатам численного моделирования (§ 4.3) и описанных натурных наблюдений: см. рис. 4.13 на цветной вклейке.

Таким образом, натурные данные хорошо согласуются с процессом, наблюдавшимся в лаборатории: после начала прогрева существует неко-

торый период установления горизонтального водообмена, после которого форма профилей температуры воды изменяется незначительно. Хотя во́ды с температурой 20–21 °С на поверхности нельзя, строго говоря, назвать апвеллингом в смысле «выхода на поверхность холодных вод», тем не менее очевидно, что прибрежный прогрев в значительной степени способствует созданию условий для этого. Спутниковые снимки на даты, близкие 4 июля 2006 г., указывают и на реальные проявления апвеллинга вдоль побережий Гданьского залива.

#### § 4.6. Основные выводы

Стабилизирующий поток плавучести через поверхность бассейна с наклонным дном приводит к возникновению горизонтальных градиентов плотности и соответствующих конвективных обменных течений. Как и в случае дестабилизирующего потока плавучести, эти течения развиваются с запаздыванием, по своей природе изменчивы в пространстве и времени и не имеют конечного стационарного состояния. И лабораторные, и численные эксперименты указывают, что движения вод, вызываемые дифференциальным прибрежным прогревом, хотя и медленны, но в результате развития охватывают по горизонтали весь бассейн.

Характерная форма горизонтального профиля температуры воды в поверхностном слое области над склоном, соответствующая установившемуся квазистационарному водообмену при постоянном потоке плавучести через поверхность, с течением времени не изменяется (т. е. скорость роста температуры воды в мелких и глубоких областях оказывается одинаковой). Это указывает на установление баланса переноса тепла по вертикали и горизонтали. Очевидно, что при этом наибольшее количество тепла (холода — при условиях прогрева с поверхности) приносится горизонтальными течениями к наиболее мелким областям.

Разность гидростатических давлений в области над склоном имеет максимум на глубине порядка 0,4*D* (*D* — толщина прогреваемого слоя, или глубина залегания термоклина в глубокой части), что обусловливает возникновение течения в сторону берега на этом горизонте. Над склоном выше этого уровня формируется общий подъем вод, а отток более легких вод в поверхностном слое в сторону глубокой части замыкает горизонтальную конвективную циркуляцию. Максимум скорости течения в сторону глубокой части заглубляется с увеличением расстояния от берега.

В целом во́ды над склоном движутся в рамках единой циркуляционной ячейки; однако в верхней части склона всегда существует область, динамика вод в которой отлична от общей. Размер этой прибрежной ячейки в геофизических приложениях определяется внешними условиями.

## Глава 5

## СМЕНА ЗНАКА ПОТОКА ПЛАВУЧЕСТИ ПО ПРОСТРАНСТВУ:

### ТЕРМОБАР

Смена знака потока плавучести через поверхность — самое обычное условие жизни природных водоемов Земли. Наибольший интерес с точки зрения возникновения горизонтального конвективного водообмена над наклонным дном здесь представляют две ситуации: смена дня и ночи и сезонный переход температуры воды через температуру максимальной плотности (*Tmd*). В первом случае смена знака происходит с течением времени и возможна в обе стороны: утром от  $B < 0 \ k B > 0$ , а вечером наоборот. Переход же температуры воды через *Tmd* над наклонным дном связан со сменой знака потока плавучести по пространству, причем и весной, и осенью это переход только в одном направлении — от  $B < 0 \ k B > 0$ . Основные характеристики процесса переключения структуры горизонтального обмена вытекают из общих свойств горизонтальных конвективных течений: их инертности, зависимости времени реакции от локальной глубины и асимметрии структуры обмена при  $B < 0 \ u B > 0$ .

#### § 5.1. Термобар: история исследования

Термин «термобар» был введен в XIX в. швейцарским лимнологом Франсуа-Альфонсом Форелем<sup>26</sup> на основе его наблюдений на Женевском озере (фр. *Lac Léman*). В своей знаменитой монографии «Le Léman» (1895), в разделе о термическом режиме побережья зимой, Форель указывает, что в начале зимы в прибрежной зоне озера устанавливается *обратная* стратификация, температура воды на поверхности ниже 4 °C (и местами око-

<sup>&</sup>lt;sup>26</sup> ФорельФрансуа-Альфонс(François-Alphonse Forel,1841–1912)—швейцарскийврач и ученый, основатель лимнологии как науки. Известен натурными исследованиями флоры и фауны озер, работами по метеорологии, химии, гидрологии, циркуляции вод, осадкообразованию. Впервые обратил внимание на формирование



ло 0 °С), так что у самого берега образуется лед, тогда как на некотором удалении от берега — в открытой части озера — температура поверхности воды выше 4 °С, и там налицо *прямая* стратификация (рис. 5.1). По результатам измерений термометрами на 4–7 горизонтах вдоль разреза из глубокой части к берегу он обнаружил, что между теплой и холодной водой имеется область, где вода от поверхности до дна имеет температуру 4 °С. Форель назвал эту область *la barre thermique littorale* (прибрежный термический бар) и предложил схему, воспроизведенную на рис. 5.1.

Заметим, что по типу перемешивания Женевское озеро относится к теплым мономиктическим водоемам, и воды его центральной части, где глубины достигают 310 м, никогда не охлаждаются ниже температуры максимальной плотности, в то время как заливы и мелководья обычно покрываются льдом; именно поэтому Форель говорит о *прибрежном* баре. К тому же под «прямой» и «обратной» («инверсной») стратификацией Форель имеет в виду самую общую характеристику термической структуры — простое сравнение температуры воды у поверхности и в глубине; тем самым в рассуждениях и схеме игнорируется наличие в открытой части озера верхнего квазиоднородного слоя, хотя он очевидно прослеживается в данных измерений, приведенных Форелем также и в табличной форме и указывающих на наличие вертикальной конвекции из-за охлаждения с поверхности в открытой части озера.

Именно Форелю принадлежит идея представления динамики вод в области термического бара, до сих пор повторяемая многими авторами: «бар» есть вертикальный — от поверхности до дна — барьер 4-градусной воды, по разные стороны которого изотермы наклонены в противоположные стороны.

вдольсклоновых гравитационных течений в альпийских озерах при впадении в них рек, приносящих холодные воды с тающих ледников; объяснил сейши; совместно с Вильгельмом Улем разработал шкалу цветности прозрачных вод (шкалу Фореля-Уля), а также шкалу Росси-Фореля интенсивности землетрясений (совместно с итальянским сейсмологом Мишелем Стефано де Росси).

«Мы, следовательно, имеем... в горизонтальном слое воды в озере температуру 5° в глубокой части и 0° в заливах. Плотности этих вод ощутимо различаются. Как статическое состояние может существовать в таких условиях? Как течения незамедлительно не смешивают эти воды? Вот каким образом я объяснил в 1880 этот любопытный факт: в глубокой части озера... у нас прямая термическая стратификация... в прибрежной области — обратная; согласно этому, изотермы должны располагаться как представлено на рисунке [5.1]... между этими двумя регионами должна существовать полоса [планка, бар, слой] 4-градусной воды. Более тяжелая вода этого бара должна стремиться безостановочно [опускаться] по нисходящей... и таким образом позволять контакт более теплых и более холодных вод, которые ее окружают. В этом контакте вод различной температуры, но равных плотностей снова производятся воды в 4°: воды в 3,5°, смешавшись с водами в 4,5°, должны дать воду 4°. [Таким образом] прибрежный бар безостановочно разрушается встречными конвективными потоками — и должен безостановочно образовываться снова смесью вод различных температур... Этот бар... очень узок... переход от теплых вод к холодным почти внезапен... проходя корабль из конца в конец, я попадал из одного региона в другой...»

Ф.-А. Форель<sup>27</sup>

Несмотря на столь яркую идею, она оставалась забытой более 70 лет после выхода в свет книги: ни в фундаментальном труде Хатчинсона (Hutchinson, 1957), ни в учебниках по озероведению до 1960 г. (см., например, отечественных: Зайков, 1955; Богословский, Муравейский, 1955; Богословский, 1960) о термическом баре даже не упоминается, хотя в океанографии после работ Витте (Witte, 1902) в это время широко обсуждалось аналогичное явление в морских водах — «уплотнение при смешении» (Зубов, 1957; Зубов, Сабинин, 1958; Fofonoff, 1956; Stommel, 1960 и многие др.). Честь вторичного открытия термического бара (или — термобара), дальнейшего изучения и выяснения его роли в жизни озер принадлежит советскому ученому, научному сотруднику лаборатории озероведения ЛГУ А.И. Тихомирову: в 60-е гг. ХХ в. он взялся за натурное исследование весеннего термобара на Ладожском, а затем и на Онежском озере (Тихомиров, 1959, 1963, 1964, 1968). Развивая идею Фореля, Тихомиров предложил ставшую классической схему (рис. 5.26) плотностной циркуляции вод в крупном глубоком озере в присутствие термобара, по-прежнему подчеркивая, что 4-градусная изотерма на поверхности является маркером «некоторой вертикальной толщи (слоя) воды с температурой наибольшей плотности», хотя это не совсем совпадало с его собственными наблюдениями (рис. 5.2а).

<sup>&</sup>lt;sup>27</sup> *Forel F.A.* Le Léman: monographie limnologique. Lausanne, 1892–1904. Vol. 2, 1895. P. 276–277.

§ 5.1. Термобар: история исследования



По сравнению с работами Ф.-А. Фореля, А.И. Тихомиров сделал следующий важный шаг в понимании физики термобара:

«...Термический бар делит водоем на две области. Первая из них — теплоактивная область (ТАО) — располагается вдоль побережья и из-за своей мелководности быстрее реагирует на изменения условий теплообмена, т. е. обладает меньшей тепловой инерцией. Вторая область, располагающаяся в открытой части, где вода медленнее нагревается весной и медленнее охлаждается осенью, называется теплоинертной областью (ТИО)...»

А.И. Тихомиров<sup>28</sup>

Заинтересовавшись одной из статей Тихомирова, Роджерс вскоре начал исследования термического бара на озере Онтарио (Rodgers, 1965, 1966, 1968, 1970, 1971). Ряд натурных наблюдений как «классического» термобара, возникающего при прогреве над наклонным дном, так и «речного», формирующегося при впадении в озера теплых/холодных рек (Carmack, 1979; Holland, 2001), к настоящему времени уже довольно представителен. Он включает измерения в Ладожском и Онежском озерах (см., например, Филатов, 1983; Бояринов, Петров, 1987; Науменко, 1992), на озере Байкал (см., например, Шимараев, 1977; Wüest et al., 2005), на Великих Американских озерах (см., например, Mortimer, 2004) и др. Вслед

<sup>&</sup>lt;sup>28</sup> Тихомиров А.И. Термика крупных озер. Л.: Наука, 1982. С. 24.

за натурными измерениями последовали лабораторные эксперименты (Elliot, 1970; Крейман, 1989; Соловьёв, 2006; Чубаренко, Демченко, 2008), аналитические исследования (Rodgers, Sato, 1970; Elliot, 1971; Huang, 1972; Зилинтикевич, Тержевик, 1987; Farrow, 1995a; Kay, 2001 и другие), численное моделирование (Bennett, 1971; Elliott, Elliott, 1971; Sundaram, 1974; Farrow, 1995b; Malm, 1995; Holland, 2001; Блохина и др., 2004 и другие). Это перечисление ни в коей мере не претендует на полноту и лишь иллюстрирует заметный интерес исследователей к феномену термического бара.

Примечательно, что, работая практически в рамках единых представлений о механизме формирования термобара, ученые так и не выработали единого его определения. Так, термобаром называют «вертикальную толщу воды наибольшей плотности» (Тихомиров, 1982); «...ориентированный вдоль берега гидрофронт...» (Крейман, 1989); «фронтальный раздел, связанный с двухъячейковой валиковой конвекцией с мощным нисходящим течением, сконцентрированным в узкой зоне между ячейками в окрестности изотермы T = Tmd» (Зилитинкевич, Тержевик, 1987); у Энтони Кея находим: «термический бар — это нисходящий плоский плюм жидкости при температуре максимальной плотности» (Кау, 1995); у Дэвида Фэрроу: «...эта изотерма [4 °C] называется термическим баром» (Farrow, 1994). Таким образом, нет даже принципиальной ясности: называть ли термобаром особенность в поле течений (фронт? или фронтальный раздел? или плюм?) или в поле температур.

Тем временем накапливающиеся экспериментальные данные дают всё больше оснований выйти за рамки первоначальной идеи Фореля об уплотнении при смешении как основном механизме, движущем циркуляцию в водоеме при сезонном переходе температуры воды через температуру максимальной плотности. Так, полигонные измерения в озере Мичиган (Moll et al., 1993) показали, что фронтальная зона является сугубо трехмерным явлением и пространственные нерегулярности в поле температуры воды с масштабом несколько километров могут прослеживаться до дна и существовать 5-8 дней. Более того, Румянцев (2002) по измерениям в Ладожском озере указал, что «фронтальная поверхность» (имеется в виду изотерма 4°) совсем не вертикальна, а сильно наклонна, причем наклон составил в среднем по глубине около 0,001, а в верхних 20 м — 0,0008; т. с. «фактически теплые стратифицированные воды лежат тонким слоем на холодных квазиизотермических водах» (Румянцев, 2002). Собственно, наклонность 4-градусной изотермы очевидна практически на всех натурных разрезах (рис. 5.2а, 5.3а, 5.3б); вопрос в том, насколько корректно а) связывать ее положение с динамикой вод, б) считать «фронтальной поверхностью» и в) приписывать поддержание этого фронта механизму уплотнения при смешении.

Здесь уместно привести еще один взгляд на эту проблему. Известный метеоролог и океанограф, специалист по динамике прибрежных вод, многие годы проводивший натурные исследования на Великих Американских озерах, Гэбриэл Шанади<sup>29</sup> утверждает, что термин «термический бар» («the thermal bar») неудачен в принципе и его употреблять вообще не следует.

«...Тихомиров (1964) описал процесс уплотнения при смешении ("cabbeling") в Ладожском озере и назвал его "термическим баром"; довольно неуместный выбор, очевидно подразумевающий некоторую разновидность разделения между водными массами, вовлеченными в процесс. Роджерс (Rogers, 1965 и серия последующих статей) исследовал тот же процесс в деталях в Великих озерах и ввел термин "термический бар" в широкое употребление. Однако, как ясно уже из работ самого Роджерса и... вне всякого сомнения, продемонстрировано позднее исследованиями на озере Онтарио (Csanády, 1974), циркуляция в области 4-градусной изотермы, ассоциирующаяся с уплотнением при смешении, является скорее собственно миксером, чем препятствием для перемешивания. Барьером же между прибрежными и открытыми водами является весенний термоклин, формирующийся после того, как 4-градусная изотерма уже продвинулась значительно дальше в глубокую часть. Нежелательно сохранять термин "термический бар"... для того же термодинамического процесса, что и уплотнение при смешении (cabbeling)...

...Ранней весной приток солнечной радиации быстро прогревает мелкие прибрежные воды, формируя клин теплых вод у берега, отделенных от более глубоких вод наклонным плотностным разделом, называемым "весенним термоклином" (рис. 5.3). Существует печальная тенденция путать весенний термоклин в Великих озерах с "термическим баром", описанным Тихомировым (1964) и Роджерсом (1965)...»

G. T. Csanády<sup>30</sup>

Аналогичную рис. 5.3 картину поля температуры воды — с клином теплых вод в мелкой части — продемонстрировали и лабораторные эксперименты К.Д. Креймана (Крейман, 1989), рис. 5.4. В этих экспериментах было подтверждено, что при постоянном прогреве сверху изотерма 4 °C продвигается по поверхности бассейна с наклонным дном не равномерно,

<sup>&</sup>lt;sup>29</sup> Шана́ди Габриэль Тибор (Gabriel Tibor Csanády) — ученый-океанолог, известный своими работами по взаимодействию океана и атмосферы, турбулентности и диффузии в погранслое, исследованию динамики вод на шельфе. Из четырех его фундаментальных монографий наиболее известны *Circulation in the Coastal Ocean* (Reidel Publishing Co., 1982) и *Air-Sea Interaction: Laws and Mechanisms* (Cambridge University Press, 2001). Подробную информацию о его жизни и исследованиях можно найти в статье, посвященной 80-летию Шанади (Pelegri et al., 2006) (URL: www.aoml.noaa. gov/phod/docs/Pelegri etal PIO.pdf).

<sup>&</sup>lt;sup>30</sup> Csanády G. T. Circulation in the coastal ocean. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1982. P. 211–212.



Рис. 5.3. Типичное распределение температуры воды весной в прибрежной зоне озера Онтарио по наблюдениям *a* — Шанади ((Csanády, 1974), цитируемая в (Csanády, 1982)) и *б* — Роджерса (Rodgers, 1965)

а с ускорением. Весь процесс был условно поделен автором на начальную «медленную» и последующую «быструю» стадии «продвижения термобара». Они различаются по динамике горизонтального обмена: если на начальных этапах продвижения изотермы треки трассеров в бассейне оставались практически вертикальными, то с переходом в «быструю» стадию они становились S-образными, указывая на возникновение горизонтального обмена. В начальной («медленной») стадии развития, когда 4-градусная изотерма еще находится в мелководной части и горизонтальные течения очень слабы, скорость продвижения изотермы хорошо описывается зависимостью, следующей из баланса тепла для отдельно взятой вертикальной колонки воды (в пренебрежение горизонтальным обменом). В «быстрой» же стадии эта зависимость не оправдывается — тем самым указывая на существенность и горизонтального транспорта тепла сквозь область с температурой максимальной плотности (см., например, Зилитинкевич, Тержевик, 1987, и поправку к данной статье — Зилитинкевич, Тержевик, 1989). Но это уже явно противоречит исходной идее Фореля.

Ряд любопытных деталей к общей физической картине добавляют лабораторные эксперименты по механике жидкости в длинных лотках



#### Рис. 5.4. Термический бар по результатам лабораторных опытов (Крейман, 1989)

с горизонтальным дном и дифференциальным подогревом через боковые или горизонтальные стенки (см., например, Ivey, Hamblin, 1989; Bejan et al., 1981). Так, Айви и Хэмблин (Ivey, Hamblin; 1989) описывают эксперименты в прямоугольном лабораторном бассейне размерами  $1 \times 1$  м и глубиной (в разных опытах) от 5 до 25 см, торцевые стенки которого имели постоянную температуру 0 и 8 °С, так что в центральной части можно было наблюдать стационарный нисходящий плюм. Во избежание утечек тепла эксперименты проводились в холодной комнате (4 °C), лоток был теплоизолирован со всех сторон и плотно закрыт крышкой. Оказалось, что плюм в центральной части, устойчивый при 5–10 см глубины бассейна, при дальнейшем увеличении глубины становится неустойчивым: он достигает некоторой критической глубины — и начинает меандрировать. При разнице температур  $\Delta T$  по горизонтали 8 °C / 1 м эта неустойчивость возникала уже при  $Ra > 10^7$ , что соответствует глубине бассейна всего около 15 см ( $Ra = g\alpha(\Delta T)^2h^3/v\kappa$ ). Очевидно, что на масштабах и в условиях реальных водоемов число Рэлея значительно больше, соответственно нисходящий плюм должен быть *практически всегда неустойчив*.

«...В результате этой неустойчивости ... область фронта больше не является барьером для горизонтального транспорта... и выражение "термический бар" оказывается на самом деле ошибочным...»<sup>31</sup>

Таким образом, хотя исследования термического бара ведутся довольно активно, взгляд на него как на разновидность проявления горизонтального конвективного обмена оказывается полезным и достаточно содержательным, позволяющим как раскрыть ряд новых, не отмечавшихся ранее черт динамики вод, так и указать важные аналитические закономерности. Опираясь на натурные наблюдения и выводы глав 3 и 4, рассмотрим процесс перехода из режима каскадинга в режим подъема вод над склоном более подробно на результатах лабораторных и численных экспериментов. Затем обсудим особенности перехода через температуру максимальной плотности в водоемах, где соленость (а следовательно, и значение *Tmd*) меняется по горизонтали и вертикали, как это характерно для эстуариев и внутренних морей.

# § 5.2. Термобар как проявление горизонтального водообмена конвективной природы

С точки зрения режима перемешивания, вызываемого теплообменом через поверхность, положение изотермы температуры максимальной плотности (*Tmd*) на поверхности водоема является маркером границы, на которой — из-за смены знака коэффициента термического расширения воды — результат действия этого теплообмена меняется на противоположный. Получается, что при одних и тех же условиях внешнего теплообмена с одной стороны этой границы воды приобретают всё более устойчивую

<sup>&</sup>lt;sup>31</sup> Ivey G.N., Hamblin P.F. Convection near the temperature of maximum density for high Rayleigh number, low aspect ratio, rectangular cavities // J. of Heat Transfer. 1989. Vol. 111. P. 103.

вертикальную термическую стратификацию, а с другой — интенсивно перемешивается вертикальной термо-гравитационной конвекцией.

Чтобы уяснить детали процесса, рассмотрим основные черты осеннего выхолаживания в прибрежной зоне с переходом температуры воды через Tmd (см. также рис. 2.6 в главе 2). Как только общий тепловой баланс поверхностного слоя становится отрицательным, в водоеме, имевшем после летнего прогрева устойчивую прямую вертикальную термическую стратификацию, начинается вертикальное конвективное перемешивание — образование и рост верхнего квазиоднородного слоя (ВКС). Там, где вертикальная конвекция достигает дна, выхолаживание происходит быстрее, поскольку при равном теплооттоке на мелководье тепло отбирается от всё той же колонки воды, в то время как в глубокой части бассейна вертикальное перемешивание вовлекает снизу всё новые и новые воды (и тем самым увеличивает толщину ВКС). Таким образом формируются наблюдаемые в прибрежной зоне характерные сезонные горизонтальные градиенты температуры воды (см. главу 3), а вместе с ними — и горизонтальные градиенты плотности. Возникающий следом горизонтальный водообмен, однако, не может подавить вертикальную конвекцию, и все прибрежные воды вплоть до достижения Tmd остаются неустойчиво стратифицированными, т. е. интенсивно вертикально перемешиваются при дальнейшем выхолаживании с поверхности. Достигается Tmd впервые у берега, и это свидетельствует о зарождении там области с другой вертикальной термической структурой: при дальнейшем выхолаживании плотность поверхностных вод становится меньше, вертикальная термо-гравитационная конвекция прекращается и устанавливается устойчивая обратная зимняя вертикальная стратификация. Дальнейшее выхолаживание ведет к расширению этой области, т. е. к продвижению границы с T = Tmd в сторону увеличения глубины водоема.

При весеннем прогреве физический процесс происходит в том же самом порядке (рис. 2.9). Повышение температуры поверхности в водоеме с обратной (зимней) стратификацией сопровождается ростом плотности воды в поверхностном слое, развитием вертикальной конвекции и ВКС; снова возникают горизонтальные градиенты температуры воды в прибрежной зоне, и Tmd снова достигается сначала у берега, что теперь отме-



чает рождение области с *прямой летней* устойчивой вертикальной стратификацией.

Хотя глубина воды растет с удалением от берега, вертикальные процессы переноса тепла/плавучести работают достаточно быстро (§ 2.3), обеспечивая возникновение и рост градиента температуры по горизонтали. При этом (и, добавим, безотносительно к наличию *Tmd* в некоторой области бассейна) заметных течений довольно длительное время не наблюдается. Если в бассейне уже присутствует изотерма с T = Tmd, этот период соответствует «медленной» стадии развития термобара. При этом над склоном существуют две области с динамически различными условиями (рис. 5.5), граница между которыми близка к вертикали (Науменко, 1992; Тихомиров, 1982; Филатов, 1983; Mortimer, 2004 и др.).

Реакция течений по мере удаления от берега (увеличения глубины) всё больше отстает от хода внешних условий теплообмена. В результате, наряду с увеличением размеров области с B > 0, нарастает и градиент плотности внутри прибрежной ячейки. Таким образом, с характерным для горизонтального конвективного обмена запаздыванием, возникают и развиваются горизонтальные течения: термобар переходит в «быструю» стадию развития. Рис. 5.6 представляет схемы полей температуры воды и течений в «медленной» и «быстрой» стадиях развития термобара, а рис. 5.7 — процесс перестройки течений по результатам лабораторных экспериментов (Чубаренко, Демченко, 2008).

С развитием горизонтального обмена картина распределения потоков плавучести становится еще более сложной: смена знака *B* по горизонтали теперь сопровождается и его сменой по вертикали. Динамически это значит, что конвективные течения теперь имеют разные условия *послойно*: поток тепла через поверхность является стабилизирующим фактором для верхнего слоя, но, частично проходя через него вглубь, оказывается дестабилизирующим для нижнего слоя. Это приводит в результате и к смене знака горизонтального градиента давления по вертикали. Важно, что до тех пор, пока под растущим верхним слоем, где *B уже положителен*, существует слой, где *B еще отрицателен*, и если этот слой ограничен



Рис. 5.6. Структура полей температуры (вверху) и течений (внизу) в медленной (*a*) и быстрой (*б*) стадиях развития термобара. Штриховая линия — *T* = *Tmd* 

снизу наклонным дном, каскадинг со склона будет продолжаться. Вполне вероятно, что именно этот механизм может быть ответствен за обновление глубинных вод в оз. Байкал (Шимараев, 1977; Wüest et al., 2005).

На рис. 5.66 динамику течений в медленной и быстрой фазе продвижения термобара характеризуют треки трассеров, снятых с последовательных фотографий области над склоном. Видно, что в «быстрой» стадии в глубокой области по-прежнему существует вдольсклоновое течение, в то время как в верхней части клина уже сформировалась активная подповерхностная струя. Рис. 5.8 (см. цветную вклейку) иллюстрирует картину обмена в этой фазе серией последовательных фотографий. Компенсационный поток к вершине клина в обоих случаях формируется в промежуточном слое.

Таким образом, выраженный в терминах потока плавучести через поверхность переход через *Tmd* в природных водоемах происходит и весной, и осенью одинаково — от дестабилизирующего к стабилизирующему потоку плавучести. Это совпадение физической картины развития «весеннего» и «осеннего» термобара есть прямое следствие нелинейности уравнения состояния воды. Однако нет оснований ожидать абсолютной симметрии. Во-первых, интенсивность теплопотоков весной заметно выше, что приводит к более быстрому развитию обмена. Во-вторых, различен диапазон изменений температуры воды. При ранневесеннем прогреве развитие фазы каскадинга ограничено диапазоном от температуры замерзания до Tmd (т. е. — максимум 4° для пресноводных водоемов); например, на Онежском и Ладожском озерах этот период длится около 1,5 месяцев, на озере Байкал — до 2,5 месяцев. Осенью же температура воды должна понизиться от летних значений (обычно 15-20° для водоемов средних широт) до Tmd, то есть на 10-15°, и длительность этой фазы заметно больше от середины августа до ноября (около 3 месяцев). В солоноватых водоемах эта разница еще значительнее.

Основная же причина различия «осеннего» и «весеннего» вариантов термобара, по-видимому, кроется в том, что различны механизмы генерации стабилизирующего потока плавучести. Общий теплообмен через поверхность водоема складывается из нескольких составляющих (см., например, Тихомиров, 1982), основные из которых — солнечная радиация, явный и скрытый потоки тепла и инфракрасное излучение. Их баланс и определяет, повышается или понижается температура воды в водоеме. При этом весенний прогрев движим главным образом совместным действием солнечной радиации и явного потока тепла (турбулентного теплообмена с теплым воздухом), а осеннее охлаждение — теплообменом с воздухом и инфракрасным излучением. Поэтому, переходя к анализу механизма работы сил плавучести, обнаруживаем некоторую асимметрию: если в начальной фазе (каскадинг) вертикальная конвекция «работает» и весной, и осенью одинаково, перемешивая колонку воды до определенной глубины, то в фазе подъема вод стратификация обеспечивается разными механизмами. Весной установление и поддержание прямой



§ 5.2. Термобар как проявление горизонтального водообмена

Рис. 5.7. Трансформация течений над склоном от гравитационного потока к подповерхностной струе в лабораторном лотке при переходе через *Tmd* 

Цифрами даны температуры в верхнем слое; приведены профили трассеров, цифры рядом с которыми — максимум скорости в мм/с, вычисленный по их изменению во времени. По вертикали — глубина в мм (Чубаренко, Демченко, 2008) термической стратификации обусловлено объемным поглощением солнечной энергии и контактным теплообменом, а осенью формирование обратной термической стратификации обусловлено единственно потерями тепла с поверхности. К настоящему времени, к сожалению, этот вопрос остается практически не затронутым; натурные исследования в подавляющем большинстве относятся к «весеннему» варианту термобара, а «осенний» его вариант полагается менее выраженным и трудно изучаемым в основном из-за обычных для осенне-зимнего периода сильных ветров.

# § 5.3. Горизонтальные профили температуры воды и плотности

Поскольку в области *Tmd* температура связана с плотностью неоднозначно, интересно рассмотреть подробнее динамику развития профилей того и другого в отдельности. Результаты лабораторного эксперимента по прогреву бассейна с наклонным дном от T < Tmd позволяют сделать это (Демченко, 2008, Demchenko et al., 2010). Бассейн с поперечным сечением  $35 \times 35$  см имел длину 5 м; наклонный участок дна составлял 2 м, далее дно было горизонтально.

Горизонтальные профили температуры в поверхностном слое (1–1,5 см) представлены на рис. 5.9а. В начале эксперимента (нижний профиль) в глубокой части лотка температура была примерно постоянна по горизонтали, в то время как над склоном она росла по мере приближения к берегу. Со временем температура воды в верхней части склона (0,02 м) росла быстрее, чем в глубокой, формируя таким образом значительные градиенты температуры по горизонтали. В это время в глубокой части температура поднималась во всех точках синхронно, оставаясь примерно одинаковой по всей площади. К середине эксперимента градиенты температуры воды в прибрежной части несколько уменьшились, а область наиболее значительных температурных градиентов продвигалась из прибрежной в глубоководную часть бассейна. Как следует из рис. 5.9а, зона повышенных градиентов связана с переходом температуры через Tmd, но находится в теплой области. Для наблюдений в точке по времени это означает, что сначала происходит переход через Tmd, а затем температура начинает быстро меняться, что полностью совпадает с наблюдениями в озерах. Сопоставление с картиной течений показывает, что этот момент соответствует приходу в данную точку переднего фронта теплой подповерхностной струи.

Соответствующие горизонтальные профили плотности в поверхностном слое (1–1,5 см) представлены на рис. 5.96. В начале эксперимента (верхний профиль) вода с наибольшей плотностью наблюдалась на вершине склона. С течением времени плотность там уменьшалась, а ее максимум, соответствующий *Tmd*, продвигался в глубокую часть. Важно от-





Горизонтальные линии обозначают температуру максимальной плотности и линию максимальной плотности

метить, что в течение всего эксперимента имеются две зоны повышенного градиента плотности: прибрежная и связанная с *Tmd*.

В некоторых экспериментах удавалось наблюдать начало формирования подповерхностной струи еще в теплой области, в самой верхней части клина. Физически вполне очевидно (см. главу 2), что горизонтальные движения (хоть и слабые) начинаются практически вместе с началом прогрева и безотносительно к существованию воды с T = Tmd. При этом продвижение линии с T = Tmd в глубокую часть на начальных этапах (в отсутствие существенных движений собственно жидкости) зависит от уклона дна и притока тепла, то есть имеет некоторую постоянную (при постоянных внешних условиях) величину. Таким образом, существует некоторый период времени (соответствующий «медленной» стадии развития термобара), когда скорость подповерхностной струи ниже, чем скорость продвижения изотермы с Tmd; затем по мере прогрева они сравниваются — и далее температура максимальной плотности становится маркером высокоградиентной фронтальной зоны, продвигающейся вместе с передним фронтом разгоняющейся теплой струи.

Итак, эксперименты показали, что продвижение *Tmd* в поверхностном слое бассейна в «быстрой» стадии развития термобара происходит за счет продвижения легкой поверхностной струи. При этом собственно «быстрая» стадия наступает тогда, когда накапливается достаточно большой горизонтальный градиент плотности между глубокими и мелкими областями (что подтверждается и наблюдениями в озерах, см., например, Csanády, 1982; рис. 5.2a, 5.3). Важно также, что положение изотермы *Tmd не совпадает* с положением динамического фронта, и в каждой конкретной точке на поверхности бассейна сначала наблюдается переход к положительному потоку плавучести в поверхностный слой, а уже затем — прохождение динамического фронта.

# § 5.4. Подповерхностная струя, вдольсклоновое течение и обмен в промежуточном слое

Одним из самых интригующих и важных моментов в физике термического бара является ответ на вопрос, действительно ли термобар ограничивает горизонтальный водообмен между мелководной и глубоководной частями бассейна. К настоящему времени накопилось немало свидетельств того, что обмен и сквозь условную границу 4-градусной изотермы, и поперек динамического фронта существует. Остановимся подробнее на описании обмена именно конвективной природы.

В главах 3 и 4 на основании многочисленных экспериментов многих авторов было показано, что горизонтальный конвективный водообмен стремится охватить весь бассейн. Из приведенных здесь экспериментов по конвекции в присутствии *Tmd* следует, что и этот случай не является исключением, хотя структура обмена несколько сложнее (рис. 5.6). В направлении «от берега» он реализуется в виде подповерхностной струи (в мелководной области, где B > 0) и вдольсклонового течения (в глубокой части, где B < 0), а транспорт «к берегу» формируется в виде компенсационного течения в средних слоях, *общего для обеих областей*. Воды этого течения по мере продвижения к берегу меняют свою температуру и питают вдольсклоновое течение в теплоинертной области и подповерхностную струю в теплоактивной области. Именно расход компенсационного течения, реализующегося в промежуточных слоях, дает оценку величины горизонтального транспорта конвективной природы сквозь условную границу изотермы *Tmd*.

Результаты численного моделирования подтверждают описанную картину водообмена. Моделирование проводилось на трехмерной негидростатической гидродинамической модели MIKE3-FlowModel (DHI Water & Environment, http://www.dhi.dk/). Размеры численного бассейна воспроизводили размеры лабораторного: глубина — 20 см, длина — 320 см, 200 см длина склона, уклон дна ~0,1. Численная сетка имела 80 × 20 ячеек (0,04 × 0,04 м) по горизонтали и 20 слоев (1 см каждый) по вертикали; шаг по времени — 0,03 с. Ветровое трение отсутствует. Прогрев происходит в результате турбулентного теплообмена с воздухом температуры 25 °С; солнечная радиация также включена — соответствующая широте Калининграда в мае. Начальная температура воды 1 °С. Для задания коэффициента турбулентной вязкости выбиралась формулировка Смагоринского. Величина шероховатости дна выбиралась *равной нулю* (что не повлияло на вид профиля у дна, см. рис. 5.11).

На рис. 5.10 (см. цветную вклейку) дано мгновенное поле температуры воды и течений при продвижении термического бара в глубокую часть бассейна. Отчетливо видны две области: воды одной из них (правая часть рисунка, от поверхности до дна) имеют температуру ниже *Tmd* и вовлечены в процесс вертикального перемешивания, что приводит к формированию вдольсклоновых потоков; воды другой (область в верхней части склона) имеют температуру выше *Tmd* и стратифицированы. В промежуточных слоях наблюдается компенсационное течение, направленное к берегу.

В целом структура полей температуры воды и течений при формировании и развитии термобара воспроизводится моделью хорошо. Как и в лабораторных экспериментах, когда температура воды при прогреве над склоном достигает *Tmd* и поднимается выше (рис. 5.10, 5.11), подповерхностная струя теплых вод начинает продвигаться в сторону глубоководной части, которая характеризуется интенсивным вертикальным перемешиванием и наличием вдольсклоновых течений. Компенсационное течение в средних слоях развивается вместе с течениями в верхнем слое, что скорее стимулирует горизонтальный водообмен между мелководной и глубоководной частями бассейна, а не ограничивает его.

После прохождения теплой струи в верхнем слое в глубокую часть бассейна, нижние слои воды всё еще имеют температуру ниже Tmd, и здесь (при наличии наклонного дна) по-прежнему присутствуют вдольсклоновые потоки — до тех пор, пока хоть какая-то часть вод с T < Tmd находится над наклонным дном и прогревается сверху, теперь получая тепло не от воздуха, а от верхнего, более теплого слоя воды. Это может быть важно для объяснения динамики течений в крупных водных бассейнах (Ладога, Онега, Байкал, Балтийское море) во время процесса ранневесеннего прогрева. В частности, это может быть причиной порождения холодноводных придонных интрузий, недавно обнаруженных при проведении натурных исследований на озере Байкал (Wüest et al., 2005): авторы связывают их происхождение с наличием термобара, однако «реальный механизм водообмена остается неясным» (Wüest et al., 2005).



Рис. 5.11. Структура течений в бассейне с наклонным дном при наличии температуры максимальной плотности в «быстрой» стадии развития термобара

по данным <br/> a — лабораторных экспериментов (деформированные треки трассеров) <br/>и $\delta$  — численного моделирования (мгновенные вертикальные профили горизонтальной скорости) (Демченко, 2008)

Модель наглядно демонстрирует еще одну важную черту: при наличии горизонтального обмена форма вертикальных профилей температуры воды кардинальным образом отличается от той, что формируется при прогреве только сверху. Действительно, прогрев строго сверху будет поддерживать вертикальную конвекцию во всей колонке воды, пока она одновременно по всей глубине не достигнет Ттd, и только после этого в верхнем слое начнет формироваться устойчивая стратификация. При этом в центральной части рис. 5.8 (см. цветную вклейку) мы видим принципиально другую картину: воды прибывшей поверхностной струи имеют температуру T > Tmd и устойчиво стратифицированы, а лежащие под ними глубоководные слои находятся при T < Tmd и вовлечены в вертикальное перемешивание еще в течение долгого времени после прогрева верхнего слоя; у дна температура воды снова слегка повышается — в результате каскадинга более плотных вод (с температурой ближе к *Tmd*) с вышележащего склона. При всей сложности профиля температуры воды изменения плотности по вертикали очень незначительны и в целом происходит продвижение более легкой воды в поверхностном слое над более тяжелыми. Кроме того, продолжается и общее повышение температуры воды в каждой точке, так что «самыми тяжелыми» (4-градусными) становятся всё время другие воды. На рис. 5.2а, 5.3а, 5.3б, 5.4 легко увидеть этот же факт в натурных данных: достаточно построить любой вертикальный профиль температуры воды, пересекающий на какойлибо глубине изотерму 4°, и убедиться, что в верхней части профиля T > Tmd, в нижней T < Tmd, а при приближении ко дну температура (в весенней ситуации) снова растет. Очевидно, таким образом, что сама структура профиля температуры воды указывает на существенность горизонтального обмена при переходе через температуру максимальной плотности.

До сих пор рассуждения велись для пресноводного водоема. Тем не менее, в солоноватых водах (у которых, по определению, температура максимальной плотности выше температуры замерзания, т. е. соленость ниже 24,7 ‰) физическая основа процессов та же. Заметим к примеру, что для солоноватых вод Балтийского моря (соленость на поверхности 3÷8 ‰) *Tmd* ~ 3,3÷2,3 °C; для Каспия (6÷12 ‰) — 2,7÷1,4 °C, для Черного моря (6÷18 ‰) — 2,7÷0,1 °С. Таким образом, во многих водоемах умеренных широт сезонные колебания внешних условий достаточно значительны, чтобы дважды в год — весной и осенью — обеспечить переход температуры воды (на всей их акватории или только частично) через Tmd. При этом прибрежные воды обычно имеют и несколько меньшую соленость, что делает поверхностную струю еще легче, процесс ее распространения динамичнее, а результирующие профили температуры воды по вертикали в глубокой части — с еще более явной прослойкой вод с T < Tmd (в летний сезон) в промежуточном слое; см., например, рис. 3.49 (цветная вклейка) — холодный промежуточный слой в Балтийском море, где воды с T < Tmd сохраняются до июля-августа.

Заканчивая обсуждение вопроса о «проницаемости термобара» отметим, что горизонтальный транспорт конвективной природы — не единственный механизм обмена поперек области с  $T \sim Tmd$ . Так, например, в работе (Кондратьев и др., 1988) сообщается о наблюдаемых на Ладожском озере вихрях теплых вод с циклонической закруткой, образующихся в зоне фронта термобара и уходящих в свободный дрейф в холодную квазиизотермическую область. Отмечаются также волнообразные колебания фронта и формирование интрузионных линз с горизонтальным масштабом в несколько километров (Naumenko, Karetnikov, 2000), что также не позволяет считать фронтальную зону непроницаемой границей между прибрежными и центральноозерными водами.

### § 5.5. Зависимость скорости продвижения изотермы T = Tmd от пространственного масштаба

В натурных исследованиях с термобаром традиционно связывается положение на поверхности изотермы 4 °С. Скорость ее продвижения считается одной из самых важных характеристик и оценивается практически во всех опубликованных наблюдениях (Тихомиров, 1982; Филатов, 1983; Зилитинкевич, Тержевик, 1987; Крейман, 1989; Науменко, 1992; Malm, 1995; Науменко, Каретников, 1998; Mortimer, 2004 и др.). Для ее теоретического предсказания обычно используется формула, полученная из уравнения теплового баланса вертикальной колонки воды в отсутствие горизонтального теплообмена. Приведем здесь ее вывод, поскольку он понадобится далее.

# Классический озерный термобар: пресноводный бассейн с постоянным уклоном дна

Рассмотрим пресноводный бассейн с наклонным дном перед появлением в нем вод с T = Tmd (т. е. в фазе, когда развита вертикальная конвекция). Пусть глубина водоема меняется с расстоянием от некоторой точки с глубиной  $D_1$  по линейному закону

$$d = D_1 + \frac{D_2 - D_1}{L} \cdot x, (5.1)$$

теплообмен H [Вт м<sup>-2</sup>] с атмосферой одинаков по всей длине склона L, а адвективным переносом тепла можно пренебречь в сравнении с теплообменом с атмосферой. Тогда, в условиях вертикальной конвекции, зависимость температуры воды любой вертикальной колонки от времени может быть получена из уравнения баланса тепла, имеющего в данном случае вид

$$c_{p}m(T_{\kappa}-T_{\mu}) = \int_{t_{1}}^{t_{2}} Hdt.$$
 (5.2)

199

При постоянном во времени теплопотоке Н это дает:

$$c_p \rho dS_{ed}(T_{\kappa} - T_{\mu}) = Ht, \qquad (5.2a)$$

где  $c_p$  — теплоемкость воды при постоянном давлении,  $\rho$  — плотность воды,  $T_{_{\!\!R}}$  и  $T_{_{\!\!H}}$  — конечная и начальная температуры, t — время между начальным и конечным состояниями.

Тогда значение температуры, равное температуре максимальной плотности *Tmd*, будет наблюдаться над глубиной, где  $T_{\kappa} = Tmd$ , что, с учетом (5.1), позволяет вычислить ее координату:

$$x = \frac{L}{D_2 - D_1} \left( \frac{Ht}{c_p \rho} \cdot \frac{1}{T_{\mu} - Tmd} - D_1 \right).$$
(5.3)

Для скорости распространения термобара дифференцированием получаем:

$$U_{\rho\,\max}^{(d)} = \frac{dx}{dt} = \frac{H}{c_{\nu}\rho} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{1}{T_{\mu} - Tmd}, \qquad (5.4)$$

где  $\beta$  — характерный уклон дна.

Применимость формулы (5.4) неоднократно проверялась на данных натурных измерений в озерах (см., например: Тихомиров, 1982; Крейман, 1989 и др.). Оказалось, что она хорошо описывает скорость продвижения *Tmd* в «медленной» стадии развития термического бара, но дает заметную недооценку в «быстрой» стадии (Зилинтикевич и др., 1987; Науменко, 1998 и др.).

Рассмотрение процесса с точки зрения горизонтального конвективного обмена позволяет предложить метод оценки скорости продвижения линии с T = Tmd именно для «быстрой» стадии развития (Чубаренко, Демченко, 2008). Предполагая, что продвижение этой границы обеспечивается распространением в поверхностном слое плавучей струи, применим рассуждения, приведенные в главе 2. Поскольку движение обусловлено главным образом присутствием горизонтального градиента давления, из баланса инерционного члена в уравнении движения и горизонтального градиента давления для характерных масштабов (см. главу 2) получаем

$$\frac{U^2}{L} \sim \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dp}{dx}$$

что для масштаба горизонтальной скорости дает

$$U \sim (\Delta \rho / \rho \cdot g \cdot h)^{\frac{1}{2}}$$

Здесь Δ*ρ* — характерный горизонтальный перепад плотности между прибрежной и глубокой частью, *h* — растущая со временем толщина слоя,

в котором имеется горизонтальный градиент давления, g — ускорение силы тяжести. Очевидно, что  $\Delta \rho$  меняется не столь значительно, и основной вклад вносит изменение толщины слоя h, в области над склоном равной локальной глубине.

Для проверки этой зависимости были использованы данные лабораторных экспериментов, численного моделирования и натурных измерений многих авторов (Demchenko et al., 2010):

**\*** — лабораторные эксперименты в лотке глубиной 35 см, длиной 5 м, с 2-метровым склоном (Чубаренко, Демченко, 2008);

▲ — эксперименты в лотке глубиной 15,7 см, длиной 1,46 м (Крейман, 1989);

◆ — результаты численного моделирования (MIKE3-FlowModel), бассейн глубиной 20 см, длиной 3,2 м, с 2-метровым склоном;

● — результаты численного моделирования (MIKE3-FlowModel), бассейн глубиной 50 м, длиной 5 км, из которых 2,4 км приходится на склон;

 — натурные данные Mortimer (2004), полученные весной 1972 г. в озере Мичиган;

**х** — натурные данные (Коросов и др., 2006), полученные весной 2005 г. в южной, центральной и северной частях Ладожского озера;

– натурные данные (Rao et al., 2004), полученные весной 2003 г. в западной части озера Онтарио.

Все эти данные приведены в таблице 5.1 и представлены графически на рис. 5.12. Поскольку предполагается степенная зависимость, а в исполь-



Рис. 5.12. Скорость продвижения 4-градусной изотермы U [м/с] в зависимости от толщины верхнего прогреваемого слоя h [м] и разности плотностей по горизонтали Δρ [кг/м<sup>3</sup>] по данным, представленным в таблице 5.1

#### Таблица 5.1

| Тип данных  | <i>U</i> • 10 <sup>2</sup> , м/с | <i>h</i> , м | $\Delta \rho^*$ , κγ/m <sup>3</sup> |
|---|----------------------------------|--------------|-------------------------------------|
| Лабораторный эксперимент<br>(Чубаренко, Демченко, 2008) | 0,012                            | 0,03         | 0,017                               |
|   | 0,022                            | 0,03         | 0,027                               |
|   | 0,025                            | 0,04         | 0,04                                |
|   | 0,037                            | 0,04         | 0,056                               |
|   | 0,05                             | 0,06         | 0,067                               |
| Лабораторный эксперимент<br>(Крейман, 1989)             | 0,01                             | 0,01         | 0,01                                |
|   | 0,03                             | 0,04         | 0,07                                |
| Численное моделирование                                 |                                  |              |                                     |
| Масштаб лабораторного лотка                             | 0,04                             | 0,055        | 0,18                                |
|   | 0,09                             | 0,08         | 0,17                                |
|   | 0,11                             | 0,1          | 0,18                                |
|   | 0,115                            | 0,13         | 0,21                                |
|   | 0,13                             | 0,15         | 0,22                                |
| Масштаб озера   | 0,19                             | 5            | 0,022                               |
|   | 0,21                             | 7            | 0,023                               |
|   | 0,35                             | 11           | 0,03                                |
|   | 0,4                              | 18           | 0,05                                |
|   | 0,43                             | 22           | 0,067                               |
|   | 0,6                              | 24           | 0,09                                |
| Натурные данные   |                                  |              |                                     |
| Ладожское озеро   | 0,46                             | 5            | 0,2                                 |
| (Коросов и др., 2006)                                   | 1,15                             | 15           | 0,5                                 |
|   | 1,38                             | 15           | 0,5                                 |
|   | 1,7                              | 30           | 1                                   |
|   | 4,6                              | 30           | 1                                   |
|   | 6,9                              | 45           | 2                                   |
| Озеро Мичиган   | 0,46                             | 23           | 0,12                                |
| (Mortimer, 2004)  | 0,57                             | 28           | 0,26                                |
|   | 0,63                             | 32           | 0,38                                |
| Озеро Онтарио   | 2,5                              | 20           | 0,032                               |
| (Rao et al., 2004)                                      | 3                                | 30           | 0,032                               |
|   | 7                                | 80           | 0,27                                |

### Данные, используемые на рис. 5.12

<sup>\* —</sup>  $\Delta \rho$  оценивалось по разности между *Tmd* и температурой воды в теплой области.

зуемых данных толщина теплоактивного слоя h (в области над склоном часто соответствующая локальной глубине) меняется от единиц сантиметров до десятков метров, а скорость продвижения изотермы — от 0,1 мм/с до 7 см/с, для представления удобно использовать двойной логарифмический масштаб. Линейная аппроксимация данных (прямая дана на рис. 5.12) имеет вид y = 0,49x - 0,82, причем достоверность аппроксимации достаточно высока:  $R^2 = 0,88$ . В явном виде это дает зависимость скорости U продвижения термобара от толщины теплоактивного слоя h и перепада плотности по горизонтали  $\Delta \rho / \rho$  вида

$$U \sim \left(h \cdot \frac{\Delta \rho}{\rho}\right)^{0,49},$$

с коэффициентом пропорциональности 0,15.

Итак, данные лабораторных, численных и натурных экспериментов указывают, что скорость продвижения границы B = 0 увеличивается по мере роста толщины верхнего теплоактивного слоя и разности плотностей по горизонтали, и полученная зависимость хорошо согласуется с результатами масштабного анализа, проведенного в главе 2.

### § 5.6. Скорость продвижения границы смены знака потока плавучести в бассейне с горизонтальным и вертикальным изменением солености

В солоноватых бассейнах (эстуариях, внутренних морях) физическая картина усложняется наличием изменений солености по горизонтали и вертикали. Соответственно, на продвижение границы смены знака потока плавучести теперь влияют и теплопоток через поверхность, и изменение самой величины *Tmd*. Классическая теория термобара, основывающаяся на простых соображениях баланса тепла для вертикальной колонки воды в отсутствие горизонтального обмена, позволяет выявить ряд важных закономерностей этого процесса.

# Бассейн постоянной глубины с переменной по горизонтали соленостью

В водоеме с переменной по горизонтали соленостью воды значение *Tmd* больше не является величиной постоянной, а зависит от пространственной координаты. Например, поверхностные воды Балтийского моря на акватории Ботнического залива имеют очень низкую соленость (а для пресной воды *Tmd* = 4 °C), в центральной части она составляет 7÷8 ‰ (и *Tmd* = 2,8 °C), а в зоне контакта с водами Северного моря соленость переходит рубеж 24,7 ‰ (*Tmd* = -1,3 °C). Повторим выкладки (5.1)–(5.4) для

бассейна длиной *L* с *постоянной* глубиной *D*, в котором соленость падает от одного конца к другому линейно:

$$S(x) = S_1 + \frac{S_2 - S_1}{L} \cdot x, \qquad (5.5)$$

где S — соленость в ‰, x — расстояние в метрах от берега с меньшей соленостью  $S_1 < S_2$ . Зависимость температуры максимальной плотности от солености хорошо описывается зависимостью вида:

$$Tmd(S) = Tmd_0 - kS, (5.6)$$

где [T] = °C, [S] = ‰. При этом для S = 0:  $Tmd_0 = 4$  °C, а для S = 24,7 ‰: Tmd = -1,3 °C, то есть k = 0,2158 °C/‰.

Подставляя (5.5) в (5.6), получаем:

$$Tmd(x) = Tmd_0 - k(S_1 + \frac{S_2 - S_1}{L} \cdot x),$$
 (5.7)

Если теплообмен H с атмосферой одинаков по всей длине акватории L, то для любого сечения зависимость температуры воды от времени может по-прежнему быть вычислена из формулы (5.2), что при постоянной глубине бассейна D и для постоянного теплопотока H дает:

$$c_n \rho DS(T_{\kappa} - T_{\mu}) = Ht. \tag{5.8}$$

Отсюда находим зависимость температуры воды от времени

$$T_{\kappa} = T_{\mu} - \frac{Ht}{c_{\mu}\rho D}, \qquad (5.9)$$

одинаковую для всей акватории.

Несмотря на то, что собственно температура воды во всей акватории в каждый момент времени одинакова, температура максимальной плотности достигается неодновременно, потому что она зависит от переменной по горизонтали солености воды. Учитывая зависимость (5.5), выясним, при каких значениях *х* температура воды достигает температуры максимальной плотности (с учетом переменной солености)  $T_{\kappa} = Tmd$ , приравняв (5.7) и (5.9). Тогда для *х* получаем:

$$x = \frac{L}{S_2 - S_1} \left\{ \frac{1}{k} \left[ T_0 - T_{\mu} + \frac{Ht}{c_p \rho D} \right] - S_1 \right\},\$$

и, дифференцируя по времени, имеем скорость распространения по акватории линии максимальной плотности в бассейне с горизонтальным дном и линейным изменением солености с расстоянием:

$$U_{\rho\,\max}^{(S)} = \frac{dx}{dt} = \frac{H}{c_p \rho} \frac{L}{D \cdot (S_2 - S_1)} \cdot \frac{1}{k} = \text{const.}$$
(5.10)

204

Таким образом, как и в случае с постоянным уклоном дна в пресноводном водоеме (5.4), скорость распространения границы смены знака *В* не зависит от времени (при условии постоянного теплообмена с атмосферой).

Численно, для величин, типичных, скажем, для эстуариев Балтики,  $L \sim 100 \text{ км}, \Delta S \sim 7 \%$ ,  $D \sim 5 \text{ м}, c_p = 4200 \text{ Дж/кг} \cdot ^{\circ}\text{C}, \rho \sim 10^3 \text{ кг/м}^3, H \sim 150 \text{ Вт/м}^2$ , оценки дают скорость распространения границы порядка 0,15 м/с, или около 13 км в сутки.

Из лимнологической практики известно (см., например, табл. 5.1), что в озерах при таких глубинах динамический фронт термобара распространяется с характерными скоростями до 300–500 м в сутки (4–6 мм/с). Поэтому в условиях эстуария с постоянной глубиной полноценное развитие динамики вод, характерной для структурного фронта, только из-за перепада солености едва ли вероятно.

#### Совместное влияние перепада солености и уклона дна

Рассмотрим теперь бассейн, где как соленость, так и глубина воды изменяются (растут) по *х* линейно, в соответствии с (5.5) и (5.1). Тогда, при тех же предположениях постоянства теплообмена с атмосферой, однородности начальной температуры воды и отсутствия горизонтального обмена, аналогичным путем получаем:

$$T_{\kappa} = T_{\mu} - \frac{Ht}{c_{p}\rho(D_{1} + \frac{D_{2} - D_{1}}{L} \cdot x)}.$$
 (5.11)

Приравнивая (5.7) и (5.11), имеем уравнение для вычисления координаты *х* границы с T = Tmd:

$$T_{_{H}} - \frac{Ht}{c\rho(D_{_{1}} + \frac{D_{_{2}} - D_{_{1}}}{L} \cdot x)} = T_{_{0}} - k(S_{_{1}} + \frac{S_{_{2}} - S_{_{1}}}{L} \cdot x).$$
(5.12)

Обозначая малые величины  $\frac{D_2 - D_1}{L} = A$  и  $\frac{S_2 - S_1}{L} = C$ , получим для x(t) выражение:

$$x = -\frac{1}{2kAC} \cdot \{kAS_1 + kD_1B + A | T_{_H} - T_0 | \pm \sqrt{Discr} \},$$
(5.13)

где

$$Discr = (kD_{1}C + kAS_{1} + A | T_{\mu} - Tmd_{0} |)^{2} - - 4 kAC (kD_{1}S_{1} + | T_{\mu} - Tmd_{0} | D_{1} - \frac{Ht}{c_{p}\rho})$$
(5.14).

205

Это дает для скорости распространения границы с T = Tmd:

$$U_{\rho \max}^{(d,S)} = \frac{dx}{dt} = \frac{H}{c_{\rm n}\rho} \frac{1}{\sqrt{Discr}},$$
 (5.15)

что совпадает с (5.10) при A = 0. Если положить  $D_1 = S_1 = 0$ , т. е. применить формулу (5.15) к прибрежному склону пресноводного бассейна, то в начальный момент времени ( $t \rightarrow 0$ ) формула переходит в классическое выражение скорости термобара над постоянным уклоном дна (5.4).

Итак, если воды эстуария с постоянным уклоном дна перемешаны от поверхности до дна, так что соленость и температуру воды можно считать изменяющимися только по горизонтали (5.5), то выражение (5.15) дает зависимость скорости продвижения границы с T = Tmd от их совместного действия. При этом чем больше перепад солености и уклон дна — тем медленнее продвижение изотермы максимальной плотности в сторону роста глубины и солености — т. е. от устья реки к морю. При равных уклонах дна озера и эстуария, наличие разницы в солености вод хоть и незначительно, но *замедляет* ее продвижение по сравнению с ситуацией в озере.

Формула (5.15) может быть применена в геофизически содержательной ситуации — при переходе температуры воды через *Tmd над эстуарным соле*ностным клином. В этом случае достаточно положить значение  $D_1$  бо́льшим, чем  $D_2$ , отражая факт уменьшения толщины верхнего распресненного перемешанного слоя по мере удаления от устья реки и приближения к морю. Действительно, в этом случае вертикальное перемешивание в области с B < 0 ограничено «жидким дном» соленостного клина, значительные вертикальные градиенты плотности в котором ( $\Delta \rho / \rho \sim 10^{-3}$ ) не могут быть разрушены столь слабыми поверхностными плотностными эффектами ( $\Delta \rho / \rho \sim 10^{-5}$ ).

Сравнивая формулы (5.4), (5.10) и (5.15), легко обнаружить их сходство: за общим для всех размерным сомножителем  $\frac{H}{c_n \rho}$  следуют «смысловые»

величины 
$$U^{(d)}_{\rho \max} \sim \frac{1}{\beta} \cdot \frac{1}{T_{\mu} - Tmd_0}$$
,  $U^{(S)}_{\rho \max} \sim \frac{1}{k} \cdot \frac{L}{D(S_2 - S_1)}$  и  $U^{(d,S)}_{\rho \max} \sim \frac{1}{\sqrt{Discr}}$ 

В частном случае  $S_1 = S_2 = 0$  и  $D_1 = 0$  выражение (5.15) переходит в классическую формулу (5.4).

Формулы (5.4), (5.10), (5.15) позволяют оценить скорости распространения границы B = 0 для типичных значений, например, характеристик гидрологической системы река Преголя — Вислинский залив — Балтийское море. Принимая во внимание только уклон дна залива  $\beta \sim 10^{-4}$ , получаем для типичных значений  $H \sim 150$  Вт/м<sup>2</sup> и  $T_{\mu} \sim 8$  °C:  $U_{\rho \, max}^{(d)} \sim 0.09$  м/с, или 7,7 км в сутки. Расчет скорости распространения границы B = 0 по акватории залива по формуле (5.15) с учетом переменной солености показывает следующее: при  $D_1=1,5$  м,  $D_2=4,5$  м,  $S_1=1$  %<br/>о,  $S_1=6$  %<br/>о, L=30км, H=150Вт/м²,  $T_{\mu}=8$ °С получим

$$A = \frac{D_2 - D_1}{L} = \frac{3 \text{ M}}{30 \text{ KM}} = 10^{-4}, C = \frac{S_2 - S_1}{L} = \frac{5 \%}{30 \text{ KM}} = 1.7 \cdot 10^{-4}$$

т. е. оба параметра являются малыми, одного порядка с уклоном дна  $\beta$ . Оценка численных значений членов выражения (5.14) показывает скорость продвижения границы  $U_{\rho\,\,\rm max}^{(d,S)} \sim 0,07$  м/с, т. е. почти на 25 % меньше, чем в пресноводном бассейне при тех же условиях; тем не менее, она попрежнему очень высока в сравнении с наблюдающимися в природных водоемах скоростями продвижения реального динамического фронта.

# Смена знака потока плавучести над наклонным пикноклином Балтийского моря

В эстуарии, каковым, например, считают и Балтийское море, изменение солености воды по горизонтали может приводить как к замедлению, так и к ускорению продвижения линии температуры максимальной плотности. В целом географическое расположение и термохалинная структура вод Балтийского моря определяют наличие двух дополняющих друг друга механизмов продвижения *Tmd*: локальный (от берегов в сторону увеличения глубины) и масштаба всего бассейна (из-за изменения солености и теплопотока с юга на север). Увеличение солености и уменьшение толщины верхнего распресненного слоя в направлении от Ботнического залива к Датским проливам *осенью замедляет, а весной ускоряет* продвижение линии максимальной плотности вдоль главной оси моря.

Физически представляется очевидным, что продвижение по акватории области, где температура воды близка к Tmd, обусловлено внешними факторами (притоком тепла, изменениями глубины и солености) — и оно не эквивалентно движению собственно жидкости. Поэтому, если скорость продвижения Tmd слишком высока, специфические проявления перехода (фронтальные разделы, зона повышенных градиентов температуры/плотности) могут не успеть сформироваться. Вопрос о том, как именно проявляется переход через температуру максимальной плотности в бассейнах с горизонтальным и вертикальным перепадом солености, по-прежнему исследован очень мало. Некоторое представление об этом процессе в Балтийском море дают данные регулярных буксировок CTD-зондом в поверхностном слое, выполняемые Финским институтом морских исследований (www.fimr.fi, данные представлены в интернете) на разрезе Травемюнде — Хельсинки (рис. 5.13, цветная вклейка). Регистрация Т, S и хлорофилла-а проводится на ходу судна с частотой 1 раз в 50 с, что примерно эквивалентно шагу в 200 м. Данные указывают на наличие зоны повышенного градиента температуры воды в области перехода через Tmd по мере ее продвижения от южных берегов Балтики на север. В начале процесса прогрева (16–18 марта 2003 г.) горизонтальный градиент температуры в зоне скачка составляет порядка 2 · 10<sup>-5</sup> °С/м, что в 10 раз превосходит среднемноголетний градиент, наблюдаемый в Балтике (Демченко, 2008); в середине процесса прогрева (26–28 апреля) горизонтальный градиент увеличивается в 4 раза (и в 40 раз превышает среднемноголетний); к концу процесса прогрева — в 100 раз по сравнению со среднемноголетним градиентом. Ширина зоны, где наблюдается скачок, составляет в начале процесса около 45 км, затем уменьшается до 20 км. Оценка скорости продвижения зоны температурного скачка по этим данным дает в начале процесса 12,7 см/с, затем увеличивается до 13,2 см/с (Демченко, 2008), что находится в неплохом соответствии с вышеприведенными расчетами.

#### § 5.7. Выводы и заключительные замечания

В водоемах средних широт сезонный переход температуры воды через температуру максимальной плотности происходит в течение довольно длительного времени (1–3 месяца). С точки зрения общей структуры перемешивания, *Tmd* является маркером границы, где контактируют две водные массы, для которых *одни и те же* условия теплообмена приводят к *различным* по знаку потокам плавучести через поверхность. В результате этого одна из них приобретает всё более устойчивую термическую стратификацию, а другая — однородна, поскольку интенсивно перемешивается вертикальной термо-гравитационной конвекцией.

С позиций горизонтального конвективного водообмена «термобар» в целом следует рассматривать как комплексное явление, включающее в себя вдольсклоновый поток в более глубокой части, подповерхностную струю в более мелкой и компенсационное течение в промежуточных слоях. Эта точка зрения принципиально отличается от классической, где «термобар» представляется как вертикальная непроницаемая стенка вод максимальной плотности. Очевидно, реальность лежит где-то между ними. По-видимому, на начальных стадиях зарождения у берега ячейки вод с прямой стратификацией «первую скрипку» играет уплотнение при смешении, а с течением времени эта роль переходит к горизонтальной конвекции. Непростой задачей является даже оценка скоростей опускания вод в области *T* = *Tmd* из-за уплотнения при смешении: она требует задания некоторых горизонтальных и вертикальных пространственных масштабов и масштаба перепада плотности, что делает оценки достаточно условными. Соответственно затруднительны и до сих пор не проведены и оценки относительного вклада каждого из двух механизмов в конкретной ситуации.

Проведенный в данной главе анализ позволяет интерпретировать многие черты перехода через *Tmd* в терминах процесса горизонтального обмена конвективной природы. Основные выводы этого анализа таковы.

✓ Как в процессе выхолаживания, так и в процессе прогрева через поверхность водоема с наклонным дном последовательный переход различных частей бассейна через *Tmd* есть процесс смены фазы интенсивного вертикального перемешивания из-за отрицательного потока плавучести в поверхностный слой на фазу формирования устойчивой вертикальной стратификации (и подавления вертикального перемешивания) из-за положительного потока плавучести в верхний слой. Это приводит к формированию одинаковой структуры водообмена в обоих случаях, то есть «весенний» и «осенний» термобары оказываются динамически эквивалентны.

✓ Фаза интенсивного вертикального перемешивания характеризуется образованием вдольсклоновых гравитационных потоков (каскадинга) более плотной воды из мелководных областей в более глубокие. Основные черты динамики вод на этом этапе: (а) максимум расхода вдольсклоновых течений приходится на конец склона (в стратифицированном бассейне на область, где верхний квазиоднородный слой касается дна); (б) максимум скорости («носик») плотностных течений значительно приподнят над дном (на 0,1–0,15 локальной глубины), а в глубокой части находится на нижней границе верхнего квазиоднородного слоя; (в) устойчивый компенсационный перенос из глубокой области в мелкую реализуется в средних слоях, с максимумом на глубине порядка 0,2–0,5 толщины верхнего перемешанного слоя.

✓ В фазе развития устойчивой вертикальной термической стратификации в области над склоном формируются всё более легкие воды (по отношению к водам глубокой части), происходит формирование (под)поверхностной струи, выносящей легкие воды в глубокую часть бассейна. Характерные черты динамики: (а) максимум скорости горизонтального плотностного течения находится под поверхностью (на глубине до ~0,15 локальной глубины), заглубляясь по мере удаления от береговой черты; (б) возвратный компенсационный перенос сосредоточен в слое, находящемся непосредственно под поверхностной струей; (в) толщина его в 1,5–2 раза больше, а скорость движения в 1,5–2 раза ниже, чем в (под)поверхностной струе.

✓ Начало перехода через *Tmd* характеризуется крайне слабыми течениями, а изотерма *Tmd* на этом этапе близка к вертикальной. С формированием (под)поверхностной струи, изотерма механически переносится ею в глубокую часть, в область, где температура нижележащих слоев еще не достигла *Tmd*, а вдоль склона еще продолжается каскадинг.

✓ Зоны конвергенции течений на поверхности в области, где температура воды стала равной *Tmd*, в лабораторных экспериментах не наблюдалось. *Фронт термобара*, понимаемый как зона конвергенции течений, есть по сути фронт на передней части формирующейся позднее более легкой (под)поверхностной струи. Термобар же в более широком понимании как *переход* от одного типа перемешивания к другому над прибрежным склоном — есть комплексное явление, включающее в себя вдольсклоновое гравитационное течение, (под)поверхностную струю и компенсационное течение в промежуточных слоях.

✓ Горизонтальный водообмен в масштабах всего бассейна при наличии в нем области с *Tmd* зависит от фазы, в которой находится развитие

Рис. 5.14. Структура поля температуры воды и течений в пресноводном озере (Тихомиров, 1982), с изменениями 8°C

термобара. До формирования (под)поверхностной струи область с Тт инертна, так как поток плавучести через поверхность практически не изменяет плотность воды, и движущих течения градиентов плотности не формируется. Видимо, это и послужило основой описания термобара как «бара» (барьера) для перемешивания. В лабораторных экспериментах эта область представляла собой «мертвую зону», где вдольсклоновые течения уже практически угасли, а поверхностная струя еще слаба. После же формирования струи возобновляется компенсационный поток в средних слоях, который, по сути, является продолжением аналогичного потока в глубокой части, где еще есть вдольсклоновые течения. Таким образом, в «быстрой» стадии продвижения фронта термобара во всей акватории существует устойчивое течение компенсационной природы в промежуточных слоях: в глубокой части бассейна его воды питают вдольсклоновые течения, а в теплоактивной области — поверхностную струю. Расход этого направленного к берегу — компенсационного течения характеризует интенсивность суммарного горизонтального водообмена между прибрежной и глубокой частями бассейна. Очевидно, что на этой стадии развития «термобар» уже не является «барьером», и перемешивание открытых и прибрежных вод идет сквозъ условную границу температуры максимальной плотности.

Таким образом, рассмотрение термобара как явления в процессе горизонтального конвективного обмена в бассейне с наклонным дном позволяет не только ответить на некоторые существующие вопросы — о скорости его продвижения в «быстрой» стадии развития и о проницаемости фронта, — но и выявить целый ряд новых черт. Общая структура поля температуры воды и течений в пресноводном озере, предложенная Тихомировым (1982), может быть уточнена, как показано на рис. 5.14.

### Глава 6

# СМЕНА ЗНАКА ПОТОКА ПЛАВУЧЕСТИ ПО ВРЕМЕНИ: ДНЕВНАЯ/НОЧНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ

Приводится обзор публикаций по исследованию дневной/ночной конвекции. Обсуждается динамика полей температуры воды и течений, анализируется величина и структура расхода горизонтального конвективного водообмена в случае осеннего выхолаживания с суточными вариациями приходящей солнечной радиации. Оказывается, что мгновенные значения горизонтального расхода в разы превышают теоретически предсказанные для развитого квазистационарного обмена. Указывается на возможную связь нестационарности дневной/ночной конвекции в условиях интенсивного летнего прогрева с выходом холодных вод на поверхность. Суммируются общие черты горизонтальных конвективных течений, возникающих при смене знака потока плавучести по пространству и по времени.

### § 6.1. Дневная / ночная циркуляция: обзор опубликованных натурных исследований

Самый естественный и чаще всего встречающийся пример возникновения разности температуры воды по горизонтали в озерах, морях и других водоемах — это дифференциальный прибрежный прогрев в суточном ритме. Тем не менее на сегодня публикаций по этой теме исключительно мало: и поле температуры воды, и собственно вызываемые им течения оказываются сложным объектом для исследования. Уже простые соображения на уровне анализа масштабов для типичных условий озер и прибрежных зон морей (глава 2, см. также для небольших резервуаров — Monismith et al., 1990) показывают, что время приспособления течений в прибрежной зоне к изменяющемуся внешнему воздействию обычно существенно больше длительности суток. Поэтому в случае, когда основным движущим фактором являются дневные/ночные перепады температуры, течение никогда не находится в равновесии с внешней нагрузкой, и, в частности, циркуляция вод в прибрежной зоне — всегда не в фазе с ходом разности температур по горизонтали. В натурных исследованиях неоднократно описаны ситуации, когда течение такой природы в прибрежной зоне направлено против преобладающего градиента давления (Farrow, Patterson, 1993; Monismith et al., 1990; Adams, Wells, 1984). Однако бо́льшая часть исследователей горизонтальных конвективных течений рассматривает конечную квазистационарную ситуацию (см. обзор в главе 1), тем самым не затрагивая самую характерную черту дневной/ночной конвекции: отклик бассейна на переменную внешнюю нагрузку. Это значительно сужает круг работ по горизонтальной конвекции, применимых к дневной/ночной циркуляции.

Фэрроу и Пэттерсон (Farrow, Patterson, 1993), по-видимому, были первыми, кто при исследовании суточного цикла включил в рассмотрение периодическую по времени нагрузку. Они обнаружили, что по отклику на нее *бассейн может быть разделен на мелкую область*, где течение определяется балансом «вязкость — плавучесть» (т. е. течение находится в фазе с изменениями горизонтального градиента давления), и более *глубокую область*, где течение нестационарно и может быть описано балансом сил инерции и плавучести (и, следовательно, отклик течений отстает от изменений градиента давления). Фэрроу и Пэттерсон (1993) применяли асимптотические и численные методы. Асимптотическое решение при этом включало влияние адвекции на поле температуры. Численные расчеты использовались для анализа режима течений там, где асимптотическое решение уже не могло быть применено.

В продолжение этих исследований Фэрроу (Farrow, 2004) на основе асимптотических решений и численных расчетов показал дополнительные физические эффекты: 1) возникновение теплого приповерхностного и холодного придонного течений, 2) установление постоянной стратификации на мелководъях из-за адвекции и 3) механизм «заполнения бассейна» (the «filling box» mechanism), ведущий к образованию стратификации в глубокой части. Он показал, что вертикальный профиль горизонтальной скорости в промежуточных слоях близок к линейному, что наблюдалось и в наших экспериментах (Чубаренко, Демченко, 2008), и отклоняется от него у верхней и нижней границы (рис. 6.1), где существуют вязкие пограничные слои. Отклонение более заметно у нижней границы, где поставлено условие непроскальзывания. Толщина этих слоев увеличивается со временем как  $t^{1/2}$ (в безразмерных переменных). В конце концов, толщина пограничных слоев становится того же порядка, что и локальная глубина. Необходимое для этого время зависит от глубины и дается соотношением  $t_{x} \sim x^{2}$ . Таким образом, на самом верху склона, где пограничные слои перекрываются, течение приходит к балансу вязкости / плавучести в течение периода времени существенно короче суточного цикла.

Периодически повторяющееся образование теплой поверхностной струи и холодного гравитационного потока (рис. 6.2) ведет к *формированию по*стоянной стратификации, что, в частности, поддерживает активность внутРис. 6.1. Вертикальный профиль горизонтальной скорости в верхней части склона в начальные моменты времени

(в обезразмеренных величинах) по результатам асимптотической модели (сплошная кривая) и численным расчетам (пунктирная кривая) для уклона дна A = 0,1;  $Gr = 10^4$ . Прямые линии — линейные профили скорости — получены из уравнения баланса сил инерции и плавучести (Farrow, 2004)



ренних волн в дневном цикле (Farrow, 2004). Стратификация усиливается и поддерживается за счет жидкости, выбрасываемой с мелководий. В конце концов система достигает равновесия, где теплая/холодная жидкость, образованная на мелководье в течение дневного цикла, имеет запас плавучести, только чтобы продвинуться в более глубокую часть бассейна. Течение достаточно, чтобы поддержать, но не усилить стратификацию. К этому времени глубокая область имеет постоянную стратификацию некоторой фиксированной интенсивности (в безразмерных переменных). Получившееся состояние — стратифицированная внутренняя часть и поддерживающие эту стратификацию теплая и холодная струи, выбрасываемые с мелководья, — может быть принято за конечное «устойчивое состояние». Время достижения этого состояния зависит от размеров бассейна (Farrow, 2004).

Монисмит с соавторами (Monismith et al., 1990), описывая цикл дневной/ночной конвекции по своим натурным исследованиям, отмечали, что возникающий «термический сифон» в значительной степени увеличивает водообмен между открытой и прибрежной частью и во многом способствует обновлению вод в прибрежной зоне.

Интересно, что процесс установления стратификации носит специфически асимметричный характер. Так, например, холодная вода, выброшенная с мелководий, попадает в область, где циркуляция менее интенсивна. Это обозначает, что возвратные течения дневного цикла уже не вернут эту воду обратно на мелководье (Monismith et al., 1990).

В природных водоемах поток плавучести через поверхность может меняться в большом диапазоне временных масштабов: дневном, сезонном, межгодовом и длиннее. Исследований этого класса вопросов практически не было. Можно предположить, что амплитуда и период колебаний являются важными параметрами. Когда амплитуда осциллирующего компонента мала по сравнению со средним, резонно ожидать, что горизонтальная конвекция (в силу инерции ее развития) будет следовать среднему. Однако обнаружилось (Killworth, Turner, 1982), что структура поля плотности в бассейне, обусловленная переменным по времени потоком плавучести, определяется на самом деле максимальным дестабилизирующим потоком плавучести. Таким образом, по мере увеличения амплитуды осциллирующей компоненты, горизонтальная конвекция, по-видимому, переходит в циркуляцию с ограниченной глубиной, кроме моментов, когда дестабилизирующий поток плавучести имеет максимум (хотя это поведение тоже может быть зависимо от временного масштаба вынуждающей силы).

Финниган с соавторами (Finnigan et al., 2001) моделировали конвективный отклик бассейна с открытыми торцами на переменный по времени поток плавучести; их результаты также могут быть качественно полезны для понимания процесса в данном случае. Они показали, что, если вынуждающая сила меняется со временем гораздо медленнее, чем отклик течений, горизонтальная конвекция, вероятно, будет развиваться через серию квазистационарных состояний. При короткопериодных же вариациях, соизмеримых по длительности с коротким адвективным и диффузионным временами обмена в погранслое, отклик, по всей вероятности, ограничится собственно самим термическим погранслоем, а общая циркуляция останется неизменной. Когда период колебаний имеет промежуточные величины, включая близкие к масштабу приспособления бассейна к потоку плавучести *hH*/*к*, Хьюз и Гриффитс (Hughes, Griffiths, 2008) ожидают запаздывания развития конвективной циркуляции и роста ее амплитуды вместе с ростом периода колебаний (аналогично вынужденным колебаниям). Диссипация в конвективной циркуляции, по-видимому, должна подавлять резонансный отклик (Hughes, Griffiths, 2008). Однако не является ли возникновение апвеллинга такого рода резонансом в случае суточного цикла колебаний — еще предстоит выяснить.

Гриньон с соавторами (Grignon et al., 2008) использовали численную модель для исследования влияния периодичности теплопотока через поверхность на глубокую океанскую конвекцию. В их вычислениях (3 серии по 3 эксперимента) средняя за период нагрузка сохранялось, но внутри периода ее ход был различен: менялось время и величина максимума/минимума и длина самого периода — 4, 10 и 20 дней. Оказалось, что все эти детали мало влияют на результирующую глубину перемешанного слоя. При этом горизонтальные потоки тепла отвечали на изменение нагрузки с поверхности очень быстро. Интересно, что в этих экспериментах «римкаррент» — горизонтальное течение, охватывающее область вертикального конвективного плюма, — получался не всегда циклоническим. Вывод, сделанный авторами, таков: переменность нагрузки во времени не влияет на глубину перемешанного слоя, но сказывается на характеристиках «римкаррента», который развивается вокруг пятна: его интенсивность и устойчивость очень чувствительны и к характеру переменности по времени, и к граничным условиям.

Обобщая этот небольшой обзор, отметим, что основные черты горизонтальных конвективных течений, указанные в главах 3 и 4, повторяются и в случае периодической по времени нагрузки: инертность развития, двухслойность, отсутствие конечного стационарного состояния. При этом сохраняется и слабая чувствительность структуры обмена к деталям внешних условий. 0



Рис. 6.2. Поля температуры воды (слева) и функции тока (справа) при суточном цикле прогрева через поверхность асимптотическое решение (Farrow, 2004)

Символы «С» и «Н» указывают на относительно холодные и теплые области соответственно
# § 6.2. Динамика полей температуры воды и течений по результатам численного моделирования

Рассмотрим в качестве примера течений этого класса водообмен, возникающий при осеннем выхолаживании с учетом суточного ритма солнечного прогрева. Используем для этого результаты численного моделирования на трехмерной негидростатической численной модели MIKE3-FlowModel (DHI Water & Environment, http://www.dhi.dk).

Расчеты проводились для пресноводного бассейна, воспроизводящего уклон дна (0,02) и размеры (4 км в длину и 1 км в ширину) северо-западной части Боденского озера, при начальной линейной стратификации по температуре воды (от 13,8 °C на поверхности до 6,3 °C на глубине 50 м, или вертикальный градиент температуры 0,15 °С / 1 м, см. рис. 6.3 на цветной вклейке). Расчетная область составляла 80 × 20 ячеек (размером 50 м каждая) по горизонтали и 50 слоев (толщиной 1 м) по вертикали. Участок наклонного дна составлял 2,5 км (50 ячеек). Шаг интегрирования — 3 с; длительность модельного расчета — 15 дней; температура воздуха постоянна и равна 7 °С. Внешний поток плавучести обеспечивался явным турбулентным теплообменом с воздухом, уходящим инфракрасным излучением и приходящей солнечной радиацией, изменяющейся в соответствии с широтой Боденского озера в октябре, с максимумом в локальный полдень (12:00 модельного времени). Для параметризации турбулентности была выбрана модель Смагоринского. Влияние ветра и испарения было исключено.

#### Общая картина циркуляции

В целом численное моделирование показывает формирование (всё время нестационарного) каскадинга с ясным дневным/ночным ритмом: интенсивное вертикальное перемешивание в ночное время (с 21-23 ч вечером до 10-11 ч утром, время местное) сменяется более сильным горизонтальным обменом в дневное время. Максимальные горизонтальные скорости течений от/к берегу (до 2-3 см/с) наблюдаются в верхнем слое и непосредственно над заглубляющимся со временем термоклином (рис. 6.3, рис. 6.4). В течение двух недель моделирования начальный линейный профиль температуры приобретает вид, близкий к реальному (рис. 6.3): (i) верхний квазиоднородный слой, (ii) обостренный термоклин и (iii) слегка видоизмененный остаток начального профиля в глубоких слоях, всё более размытый по мере приближения к термоклину снизу. Непосредственно над термоклинном формируется 5-7-м толщины слой, температура в котором с течением процесса становится выше, что воспроизводит наблюдаемые в реальных водоемах особенности (рис. 6.3а) и подчеркивает важность каскадинга в формировании общей вертикальной термической стратификации в бассейне.

#### § 6.3. Анализ расхода горизонтальных течений

Наиболее важной с практической точки зрения характеристикой является величина горизонтального водообмена между прибрежными и более глубокими областями. Поскольку конвективные течения по своей природе нестационарны и инертны, даже оценка величины водообмена в данной ситуации требует детального рассмотрения процесса. На рис. 6.5 представлены графики зависимости горизонтального расхода течений от берега (с одного погонного метра берега) от времени в течение одной недели через вертикальные сечения бассейна на различных глубинах — 6; 11; 16; 21; 26; 31; 36; 41 и 46 м (для оценки толщины верхнего перемешанного слоя в конкретные моменты времени см. рис. 6.36). В самых мелких областях (6 м) водообмен достигает квазистационарного режима в течение нескольких часов и затем изменяется незначительно ( $\pm 25$  % от среднего); при этом время максимума расхода не совпадает с полуднем (т. е. со временем максимального теплопотока через поверхность). Это свидетельствует о том, что течения даже в этой — самой мелкой — области определяются скорее динамикой общего водообмена над всем склоном, чем условиями теплообмена на поверхности. С увеличением расстояния от берега максимальные значения расходов увеличиваются, так же как и с ростом толщины верхнего перемешанного слоя. Важно, что и в глубокой части, т. е. там, где вертикальная конвекция не достигает дна бассейна (глубины 41 и 46 м, а также 36 м — в течение первых 6 дней), расходы также существенны того же порядка, что и в нижней трети «рабочей части» склона.



Рис. 6.4. Поле температуры воды и течений при осеннем выхолаживании над наклонным дном с учетом суточного хода приходящей солнечной радиации

Показана мгновенная картина на 00, 06 (верхняя панель), 12 и 18 (нижняя панель) часов местного времени четвертого дня моделирования. Указано положение створов, расход через которые показан на рис. 6.5 Интересно, что «выход на режим» горизонтального водообмена на определенном створе происходит даже раньше, чем вертикальная конвекция в данном месте достигает дна. Например, на створе на глубине 21 м режим установился уже через двое суток, когда глубина ВКС составляла всего 10 м. На этом створе максимумы расходов приходят в близкое к полудню время; на более мелких — максимумы приходят раньше, на более глубоких — позже.

### § 6.4. Применение фазовых диаграмм для характеристики дневной/ночной конвекции

Рассматриваемый водообмен носит явно конвективный характер. Применим к его анализу методы, обычно используемые для таких процессов, — они существенно помогают полнее разобраться в деталях его развития.

На рис. 6.6 (см. цветную вклейку) представлены кривые зависимости горизонтального объемного расхода от берега Q через створы на глубинах 6, 16, и 26 м от разницы температур по горизонтали на поверхности между створами 6 и 26 в течение 2 дней. Отмечены соответствующие времена прихода максимумов расхода. Прибрежные воды (створ 6 м) оказываются максимально холоднее открытых (26 м) в районе полуночи (0:30 ч локального времени), а примерно в 15:30 они становятся теплее последних в результате дневного прогрева (см. стрелки в верхней части рисунка). Прямые, которые помещены на рисунке, представляют линейные аппроксимации соответствующих зависимостей. Они показывают, что в среднем на мелководье большие горизонтальные градиенты температуры воды по времени соответствуют бо́льшим расходам, в то время как с увеличением глубины задержка по времени прихода максимума течений по отношению к максимуму разности температур постепенно увеличивается даже до обратного: наибольшие расходы соответствуют времени, когда горизонтальные градиенты плотности уже невелики (или даже имеют другой знак).

Таким образом, прибрежная ячейка, где течения соответствуют внешней нагрузке (Farrow, 2004), легко идентифицируется: в данном случае она достигает глубин около 10 м (рис. 6.4).

Усреднение данных за несколько дней показывает еще более четкую картину гистерезиса, возникающего в процессе развития течений. Суточный цикл проходится против часовой стрелки: (1) от больших  $\Delta T$  и малых Qоколо полуночи (правая нижняя точка диаграммы) следует быстрый рост Q(верхняя точка кривой, время максимального расхода для различных глубин приведено на рис. 6.6), затем (2) уменьшение горизонтального градиента температуры при всё еще значительных горизонтальных расходах и (3) резкое падение расхода — и последующее нарастание  $\Delta T$ . Чем больше глубина на соответствующем створе, тем больше площадь петли гистере-



Рис. 6.5. Расход течений *от берега* (м<sup>3</sup>/с с 1 погонного метра берега) через поперечные сечения на глубине 6; 11; 16; 26; 31; 46 м (расстояние от берега соответственно 250; 500; 750; 1250; 1500 и 2250 м) в течение 6 дней моделирования

Метки на графиках показывают момент времени, когда вертикальная конвекция достигает данной глубины

зиса, что по физическому смыслу означает бо́льший суммарный транспорт тепла (или массы) по горизонтали.

Рисунок 6.6 (см. цветную вклейку) позволяет продемонстрировать еще одну очень важную черту обмена. В правой части соответствующим цветом отмечены величины *квазистационарных* расходов через рассматриваемые поперечные сечения, рассчитанные по формуле  $Q = 0,0013 \cdot d^{1,37}$  (см. § 2.4 и рис. 2.11). Оказывается, расходы течений в дневном цикле заметно превышают теоретические квазистационарные значения.

Таким образом, течения, вызываемые дневным дифференциальным прибрежным прогревом, выходят далеко за пределы собственно присклоновых областей. Суточный ход величины горизонтального расхода обменных течений через заданное вертикальное сечение на фазовой диаграмме  $Q(\Delta T)$  имеет характер петли гистерезиса, площадь внутри которой пропорциональна суммарному суточному переносу тепла (или массы, если  $\Delta T$  заменить на  $\Delta \rho$ ) через это сечение. Реальные мгновенные расходы горизонтальных конвективных течений оказываются больше (в данном случае — до 2–2,5 раз) потенциально возможных квазистационарных значений для данной глубины.

# § 6.5. Дневная / ночная циркуляция и летний прибрежный апвеллинг

Анализ характеристик термохалинных полей в прибрежной зоне моря и их динамики при летнем прибрежном прогреве, а также сопоставление результатов действия обменных конвективных течений (глава 4) с характеристиками летнего прибрежного апвеллинга ставят вопрос о том, насколько подъем вод вдоль склонов из-за конвективных механизмов важен для формирования реального апвеллинга (выхода холодных вод на поверхность). В опубликованных исследованиях имеется немало сведений о чертах апвеллинга, схожих с чертами течений, описанных в главе 4.

Общепринято считать, что основной причиной возникновения прибрежного апвеллинга является действие ветра: вдольбереговой или сгонный ветер формирует Экмановский транспорт в верхнем слое, который и компенсируется поступлением вод из глубин (см., например, Шулейкин, 1968). Нет сомнений в том, что ветер способен вызвать апвеллинг. При этом, однако, исследователи отмечают отсутствие прямой и однозначной связи между этими событиями: как наличие «нужного» ветра достаточной продолжительности может не приводить к формированию апвеллинга, так и апвеллинг может возникать при ветрах других направлений либо в их отсутствие (Гинзбург и др., 2006; Kahru et al., 1995; Woodson et al., 2007). Следовательно, имеются причины для его возникновения и помимо прямого ветрового воздействия.

Следует отметить, что гипотеза ветрового происхождения апвеллинга оставляет ряд вопросов открытыми. Так, известно, что прибрежные апвеллинги наиболее часто формируются в тихую летнюю погоду, а не осенью, когда ветра наиболее сильны. Ссылка на легкость наблюдений за температурой поверхности моря именно в хорошую летнюю погоду, а не облачной осенью, не представляется убедительной: в настоящее время имеется достаточно и контактных измерений, также фиксирующих апвеллинги осенью крайне редко (Kahru, 1995). Другой причиной этого иногда называется глубина залегания термоклина: летом он расположен ближе к поверхности. Однако минимальна она весной — но и весенние апвеллинги не столь часты. Таким образом, «помощь» интенсивного летнего прогрева в формировании прибрежного апвеллинга может оказаться существенной.

В работе Вудсона и др. (Woodson et al., 2007) приводятся прямые наблюдения апвеллинга, возникающего в дневном ритме. Измерения температуры и течений на створе поперек океанского шельфа (до глубин 60 м) 22 июня — 1 июля 2006 г., в период «сезонных летних апвеллингов» (Woodson et al., 2007), четко подтверждают регулярный утренний интенсивный прогрев вод и следующее за ним быстрое развитие апвеллинга, с резким падением температуры воды на поверхности (на ~5 °C) в послеобеденные часы, когда солнечный прогрев максимален. Наблюдавшиеся течения в сторону открытого океана в верхнем слое составляли до 0,1 м/с. Эти наблюдения объективно связывают прибрежный прогрев с апвеллингом, хотя сами авторы в качестве его прямой причины указывают действие дневного бриза. Однако, как известно, бриз дует в сторону суши в дневное время и, следовательно, должен бы препятствовать апвеллингу. Предположение, что горизонтальный транспорт аналогичной бризу природы возникает и в водной среде, авторами не рассматривалось.

Многие характерные черты горизонтального конвективного водообмена и проявления апвеллинга оказываются схожими. Так, для апвеллинга характерно образование филаментов и грибовидных структур (Гинзбург и др., 2006; Журбас и др., 2004; Костяной, 2000; Kahru et al., 1995), но и конвективный водообмен нестационарен и склонен к формированию струй, роллов, ячеек (Гершуни, 1989; Hughes, Griffiths, 2008; Чубаренко, Демченко, 2008). Апвеллинги «предпочитают» пологие, ровные, регулярные склоны (Kahru et al., 1995), хотя по ним холодной воде нужно подниматься вдоль склона десятки километров; но именно над такими склонами возникают максимальные горизонтальные градиенты температуры воды.

В работе (Kahru et al., 1995) на основании анализа спутниковой SSTинформации показано, что крупномасштабные прибрежные апвеллинги в Балтике практически всегда (i) располагаются вдоль береговой линии; (ii) следуют локальным изобатам; «предпочитают» области с (iii) ровной батиметрией и (iv) однородным и небольшим уклоном дна (2-3 м на километр), в то время как области с нерегулярной батиметрией характеризуются низкой частотой их возникновения. Это находится в полном соответствии с картиной «предпочтений» горизонтальных конвективных течений: максимальные горизонтальные градиенты температуры (плотности) образуются именно над пологими ровными склонами, а возникающие в толще вод движения — горизонтальны, так что холодное подповерхностное течение встречает береговой склон именно «вдоль одной изобаты». В работе (Kahru et al., 1995) приводятся спутниковые снимки восточного берега Ботнического залива в июле 1998 г., где более теплая прибрежная полоса (порядка 10 км шириной) встречается с зоной холодного апвеллинга над глубинами около 20 м, что составляет около 0,6-0,7 от типичной глубины залегания сезонного термоклина в этом районе.

В этой же работе (Kahru et al., 1995), а также в статье Гинзбург (Гинзбург и др., 2006), указано, что и в Ботническом заливе, и в Каспийском море для фронтов апвеллинга характерно образование серий параллельных берегу фронтальных разделов. Эта особенность также находится в согласии с выдвигаемой гипотезой: течения в сторону берега должны развиваться на каждом из термоклинов — сезонном, суточном и т. д. Еще одна интересная черта апвеллинга, наблюдавшаяся в Финском заливе: при его развитии теплые воды над склоном иногда ограничены холодными с обеих сторон — и от берега, и от глубокой части. И там, и в Каспии (Гинзбург и др., 2006) отмечаются полосы холодных вод, ориентированные вдоль изобат.

Таким образом, гипотеза, что дифференциальный прибрежный прогрев способствует проявлению апвеллинга, не противоречит натурным данным. Она позволяет объяснить параллельность апвеллинга изобатам, приверженность пологим и ровным склонам, а также физически обосновать максимальную частоту его возникновения летом, в тихую и жаркую погоду. Образование филаментов и грибовидных структур в такой постановке в некотором смысле аналогично формированию термиков при вертикальной конвекции.

Исследование дневной/ночной циркуляции вносит дополнительную черту в вопрос о возможном формировании апвеллинга. Речь идет об асимметрии горизонтального транспорта при прогреве (днем) и при выхолаживании (ночью). Если выхолаживание ночью было достаточно значительно, к утру развивается каскадинг, а вместе с ним и компенсационное течение в промежуточном слое. Однако с приходом интенсивного дневного прогрева формирование тяжелых вод у берега прекращается, циркуляция переключается на «дневную» достаточно быстро — но компенсационное течение, развившееся за ночь и становящееся движущим звеном приходящей циркуляции, имеет расход гораздо больший, чем только возникающая поверхностная струя. Результатом этого вполне может быть выход холодных вод на поверхность, который часто наблюдается именно в 11–12 ч дня.

Численное моделирование указало еще один механизм поднятия вод в результате прибрежного прогрева (Чубаренко и др., 2007). Моделирование проводилось на трехмерной негидростатической численной модели MIKE3-FlowModel. Модельный бассейн глубиной 50 м, длиной 5 км и шириной 1,5 км имел склон длиной 2,5 км (уклон дна 0,02, или ~1°) и начальную линейную термическую стратификацию по глубине. Расчеты проводились на прямоугольной сетке с ячейкой 50 × 50 м, шаг по вертикали 1 м, шаг по времени 3 с. Прогрев обеспечивался заданием суточного хода солнечной радиации для средних широт и турбулентным теплообменом с более теплым воздухом в течение 10 дней (тот же расчет, что описан в главе 4, рис. 4.7). Поскольку целью расчетов была демонстрация структуры течений, вызываемых именно прибрежным прогревом, все прочие возможные источники движений, включая ветер, были исключены.

Один из моментов расчета представлен на рис. 6.7. Видно, что в прибрежной зоне интенсивные горизонтальные движения охватывают только верхние слои (2–3 м), где дневной прогрев особенно заметен, а в более глубокой области таких сильных движений нет. Далее интересно, что идущее к берегу подповерхностное течение явно питается у конца склона водой снизу, а не из глубокой части: на рис. 6.7 область особенно интенсивного подъема вод отмечена вертикальной белой стрелкой. Еще более интересным является видоизменение этой циркуляции в ночное время: горизонтальные течения от/к берегу с заходом солнца ослабевают, но восходящее движение над концом склона *не прекращается*: теперь поднимающиеся холодные воды питают самый верхний слой, поворачивая не к берегу, а от него: там возникает некоторый «дефицит» воды, поскольку в глубокой части продолжается общее «дневное» движение от берега, а вот приток слева с окончанием прогрева значительно ослаб. Таким образом, над концом склона возникает некоторы в слема.

никает своеобразный насос, подающий холодные глубинные воды днем в подповерхностный слой (3–4 м в модели), ночью — на поверхность.

Таким образом, модель показала наличие в данном случае двух областей, где прибрежный прогрев вызывает подъем вод — у самого берега и над концом склона. Однако если первый может быть объяснен взаимодействием со склоном компенсационного течения, то причины возникновения второго *именно над концом* склона данного бассейна неясны: излом батиметрии находится глубоко под термоклином.

Обсуждаемая гипотеза дает новые сведения о структуре водообмена при апвеллинге, когда он развивается в результате конвективных механизмов. Активным движущим звеном циркуляции в этом случае служит глубинная струя, возникающая из-за разности гидростатических давлений в глубокой и мелкой частях бассейна (см. главы 2, 4). Собственно апвеллинг, понимаемый как выход холодных глубинных вод на поверхность, может и не сформироваться, но подъем вод вдоль склона присутствует. Для приложений важно, что величина общего водообмена при апвеллинге конвективного происхождения определяется расходом глубинного течения, который, в свою очередь, обусловлен конвективными законами, т. е. пропорционален горизонтальному перепаду плотности и вертикальному масштабу течения. В главе 2 описана, но не указана на графике рис. 2.8 точка, соответствующая оценкам интенсивности подъема вод при экстремально сильных апвеллингах в Балтике (Lehmann et al., 2007;



Рис. 6.7. Мгновенное поле температуры воды и течений, возникающих при суточных колебаниях условий прогрева над прибрежным склоном

Myrberg et al., 2008): она хорошо ложится на общую закономерность расходов при горизонтальном конвективном водообмене.

В заключение затронем вопрос об использовании термина «апвеллинг». Хотя в точном переводе он обозначает только «подъем вод», в океанологической практике он чаще используется для обозначения более яркого явления — выхода холодных вод на поверхность и связывается главным образом с действием ветра. В свое время К. Н. Фёдоров указывал на недостаточность термина «фронт», склоняясь в пользу физически более точных выражений «фронт в поле температуры, фронт в поле солености» и т. д. По-видимому, и в данной ситуации следует приветствовать использование термина «апвеллинг» для обозначения просто поднятия вод, добавляя к нему характеристику его происхождения: «апвеллинг ветровой природы», «апвеллинг конвективной природы» и т. п.

## § 6.6. Общие черты горизонтальных конвективных течений при смене знака потока плавучести

✓ Дневная/ночная циркуляция вод в прибрежной зоне и сезонный термический структурный фронт (термобар) — наиболее важные явления, возникающие при *смене знака потока плавучести* в природных водоемах в суточном и сезонном масштабах соответственно. В первом случае знак потока плавучести меняется со временем, в втором — по пространству.

✓ Поскольку в целом механизм развития конвективных течений инертен, перестройка структуры течений также происходит с *запаздыванием*. В результате (i) в суточном цикле после переключения знака потока плавучести течения какое-то время сохраняются, будучи направлены иногда против вновь сложившегося градиента давления; (ii) в сезонном цикле у термобара существует «медленная» стадия развития.

✓ Так как время реакции течений на внешний поток плавучести пропорционально локальной глубине, переход к «новой» структуре течений происходит постепенно, так что в более мелкой части всегда имеется растущая со временем *ячейка «приходящего» типа* циркуляции, а в более глубокой части еще сохраняется ячейка «уходящего» типа.

✓ Течение из глубокой части бассейна к берегу в промежуточных слоях оказывается *общим элементом* на всех этапах развития обмена, независимо от того, станут ли его воды тяжелее или легче при подходе к берегу. Это течение, в частности, ответственно за перенос «сквозь» условную границу температуры максимальной плотности.

✓ При *nepexode om ompuцательного к положительному* потоку плавучести (дневной прогрев, термобар) сохранившийся от «уходящей» циркуляции относительно интенсивный компенсационный поток в промежуточном слое ускоряет на начальном этапе течение от берега в поверхностном слое. Это приводит к ускоренному продвижению термобара в начале быстрой стадии развития и способствует проявлению летнего прибрежного апвеллинга.



Рис. 1.1. Дифференциальный прибрежный прогрев, наблюдающийся в поле температуры воды на поверхности в юго-восточной части Балтийского моря по данным спутника MODIS AQUA:

а — 20.02.2004; б — 17.06.2003. Разность температур между открытой и прибрежной частью: а — около 2 °C (от 1 до 3 °C); б — около 3 °C (от 14 до 17 °C). Черные пятна у побережья и в северной части — облака



Рис. 1.3. Дифференциальный прибрежный прогрев на поперечном разрезе Боденского озера:

а — карта разрезов 30.10.2001. Скорости течений по данным дрифтерных измерений, указанных в легенде, составили около 7 см/с; б — профиль температуры воды на разрезе ACD в полуденное время. Разность температур по горизонтали порядка 0,3–0,4 °C/300 м (~1 °C/км), максимальный градиент у левого берега — 7 °C/км



Рис. 1.4. Разрез длиной 18 км в прибрежной зоне Балтийского моря 12.10.2006:

температура, соленость и условная плотность в подповерхностном слое в зависимости от расстояния от берега. Падение температуры к берегу составляет около 0,5 °C на 10 км (0,05 °C/км)



Рис. 1.5. Проявление дифференциального прибрежного выхолаживания в синоптическом масштабе времени:

средняя температура поверхности Балтийского моря за 43-ю неделю (26–30 октября) 2005 г. по данным спутника NOAA/AVHRR. URL: http://wwwi4.ymparisto.fi



Рис. 3.1. Развитие гравитационного потока над склоном в лабораторном эксперименте при *B* < 0.

Эксперимент по выхолаживанию с поверхности; уклон дна 6,7°. Сверху вниз: изменение горизонтального профиля температуры воды в поверхностном слое, поле температуры воды и поле течений

Рис. 3.4. Вертикальные профили температуры воды и горизонтальной компоненты скорости в верхней и нижней частях склона

Бассейн глубиной 300 м, шириной 150 км, длиной 750 км, с наклонным участком дна 150 км, уклон дна ~0,002, или ~0,1°. Сетка 150 × 30 ячеек (5 × 5 км) по горизонтали и 30 слоев (10 м каждый) по вертикали, шаг по времени — 100 с. Вращение Земли отсутствует (Есюкова, Чубаренко, 2008)







а — поле температуры воды в прибрежной зоне Балтийского моря 12 октября 2006 г. на разрезе поперек береговой линии, построенном по данным 35 вертикальных зондирований, положение которых отмечено вертикальными линиями (Чубаренко, Демченко, 2007); сплошные изолинии проведены через каждые 0,1 °С; белыми стрелками показана предполагаемая циркуляция вод; б — горизонтальный профиль температуры, солености и условной плотности; в — линейный тренд прибрежного участка (до 10 км от берега) горизонтального профиля температуры



Рис. 3.10. Серия фотографий течения над концом склона 12° Резервуар термометра отмечает нижнюю границу изотермического слоя. Очевидно, что вниз по склону движутся не только холодные присклоновые воды, но и нижняя часть изотермического слоя. Разность температур в придонном погранслое — 0,13 °С; максимум скорости течения находится на 2,9 см над дном, что составляет 0,13 от полной глубины лотка; максимальная скорость течения — 6,3 мм/с



Рис. 3.14. Структура поля течения при каскадинге, визуализированная красителем (КМпО<sub>4</sub>), насыпанным линией поперек склона:

а и б — вид течения сбоку и сверху (в зеркале): две струи движутся вниз вдоль склона, по центру в верхних и промежуточных слоях — компенсационное течение «к берегу» (время между снимками — 34 мин); в — регулярные ряды светлых пятен, промываемые в слое красителя на дне падающими в одних и тех же местах термиками, со временем затягиваются краской — и снова возобновляются

Рис. 3.15. Компоненты мгновенного расхода течений с единицы длины «берега» (по вертикальной оси, в мм<sup>2</sup>/с) над склоном 3,7° в одном из экспериментов

По горизонтали — номер створа (2 — на верху склона, 6 — над концом склона, 10 в глубокой части). В глубину: синим и желтым — вверх и вниз по склону; голубым их общий расход, красным — разность между ними





Рис. 3.16. Поле температуры воды и течений с интервалом в 1 день в негидростатической (*a*) и гидростатической (*б*) модели (Chubarenko et al., 2007)



Рис. 3.17. Горизонтальный разрез в поле температуры воды в подповерхностном (верхняя панель) и придонном слоях (нижняя панель)

Гидростатический расчет дает более структурированное поле температуры, с явными крупномасштабными циркуляционными ячейками под поверхностью. Влияние берегового склона (понижение температуры воды) выражено более заметно как в верхнем, так и в нижнем слое (Есюкова, Чубаренко, 2007)



Рис. 3.18. Горизонтальный разрез в поле мгновенной вертикальной скорости в подповерхностном (верхняя панель) и придонном слоях (нижняя панель). Градации синего — области даунвеллинга (Есюкова, Чубаренко, 2007)



Рис. 3.21. Поле температуры воды по расчетам на гидростатической модели с учетом влияния силы Кориолиса:

*а* — на горизонтальном разрезе под поверхностью (изотермы проведены через  $\Delta T = 0,15$  °C,  $T_{\min} = 5,4$  °C) и  $\delta$  — у дна ( $\Delta T = 0,04$  °C); *в* — на вертикальном разрезе поперек склона на глубине 230 м ( $\Delta T = 0,05$  °C), взгляд в сторону берега; *г* — на вертикальном продольном разрезе ( $\Delta T = 0,05$  °C)



Рис. 3.22. Поле течений по расчетам на гидростатической модели с учетом влияния силы Кориолиса:

а — вертикальная скорость на горизонтальном разрезе под поверхностью (синим — даунвеллинг) и б — у дна. На вертикальном разрезе поперек склона на глубине 230 м: в — вдольсклоновая компонента и, красным вниз по склону; г — компонента v (вдоль изобат), красным — вправо



Рис. 3.24. Характерные мгновенные профили температуры воды и горизонтальных компонент скорости (и — вдоль и v — поперек склона) в точках глубокой части склона в середине бассейна в негидростатической (слева) и гидростатической (справа) модели с учетом влияния вращения Земли



Рис. 3.25. Расход через различные поперечные сечения бассейна (25, 50, 75, 100 км от берега; конец склона — 150 км) в гидростатической (пунктиром) и негидростатической (сплошная кривая) модели



Рис. 3.29. Поле глубин и развитие во времени горизонтального расхода (с единицы длины береговой линии) для различных створов в бассейне с шельфом и склоном

Положения створов, для которых считались расходы, указаны стрелками соответствующего цвета. Модель НС. Внешняя нагрузка — только суточный и сезонный ход теплообмена через поверхность, характерный для зимнего периода на широте Каспийского моря



Рис. 3.30. Уменьшение разности температур между водой и воздухом в экспериментах с горизонтальным и наклонным дном





сиреневый — бассейн с горизонтальным дном; зеленый — склон 3,7°, синий — 6,7°, красный — 12°. Разность температур ( $T_{aoda} - T_{aodyx}$ ) ~ 5,15÷1,02 °C, что дает значения числа Рэлея  $Ra \sim 10^6 \div 10^8$ 



Рис. 3.41. Вертикальные профили температуры воды на прямом и обратном галсах (ст. № 2, 11, 31: рис. 3.39), показывают и понижение температуры к берегу, и выхолажавание со временем (Chubarenko, Demchenko, 2008)



Рис. 3.42. Поля температуры, солености и условной плотности поперек береговой линии, построенные на основании 35 вертикальных профилей, положение которых обозначено длинными штрихами на верхнем рисунке; даны номера некоторых станций

Сплошные изолинии проведены через каждые 0,1 °С / ‰ / кг/м<sup>3</sup>; другие типы линий — для меньших градаций, для демонстрации особенностей более тонкой структуры. Белые стрелки на верхней панели показывают структуру течений, предполагаемую на основе результатов численного и лабораторного моделирования; вертикальная красная линия — граница ячейки с прибрежной динамикой. Врезки на верхней панели — вертикальные профили температуры (красный), солености (синий) и плотности (черный) на станциях 15 и 26 (Chubarenko, Demchenko, 2008)

### Рис. 3.44. Вертикальные профили на станции 19:

температура (красная линия), соленость (синяя линия), условная плотность (черная); оси имеют соответствующие цвета. Профиль солености имеет двухслойную структуру, в то время как профиль температуры показывает верхний перемешанный слой, более теплый промежуточный и придонный слой с температурой ниже, чем в данном месте на поверхности (Chubarenko, Demchenko, 2008)





Рис. 3.45. TS-представление данных проведенных измерений, показывающее воды Вислинской лагуны (LW), воды верхнего перемешанного слоя (UML), воды вновь формирующегося промежуточного слоя (ILW), остаток ХПС прошлого года и глубинные воды Балтийского моря (DW)

На вставке: увеличенная верхняя часть диаграммы более детально показывает точки, принадлежащие профилям 25 и 26 (красный и желтый, соответственно), которые имеют наиболее явные холодные придонные слои (Chubarenko, Demchenko, 2008)



Рис. 3.49. Вертикальные профили температуры, солености, условной плотности и температуры максимальной плотности (зависящей от солености и давления) в центре Готландского бассейна 7 мая 2006 г.

Соответствующая ТS-диаграмма дана во врезке, данные мониторинга IOW (Chubarenko, Demchenko, 2008)



Рис. 3.50. ТS-диаграмма (для верхних 60 м), построенная по данным измерений IOW в Готландском бассейне в 2006 г.: черные маркеры — конец января, красные — май, зеленые июль, синие — ноябрь. Пунктирная прямая — температура максимальной плотности (Chubarenko, Demchenko, 2008)



Рис. 4.2. Прогрев над склоном: развитие подповерхностной струи при прогреве за счет теплообмена с воздухом при *B* > 0

Снизу вверх: структура поля течений (треки трассеров), поле температур и изменение горизонтального профиля температуры воды в поверхностном слое со временем. Прогрев путем теплообмена с воздухом (Чубаренко, Демченко, 2008)



Рис. 4.3. Рост температуры воды в подповерхностном слое по данным термометров T1–T7 (рис. 4.1)

По горизонтальной оси — время в минутах от начала эксперимента. Прогрев путем теплообмена с воздухом



Рис. 4.4. Вертикальные профили температуры воды в точках T1–T7 (рис. 4.1) в течение эксперимента: слева — через 30 мин после начала, справа — через 4 ч



Рис. 4.9. Результаты численного моделирования

Слева: мгновенная картина поля скорости течения при прогреве бассейна со склоном; 5 ч утра 7-го дня моделирования; расстояние по горизонтали — 9 км. Стрелками показаны векторы скорости в плоскости разреза, изолиниями — структура горизонтальной компоненты скорости (синим — к берегу, красным — от берега). Справа: вертикальные профили горизонтальной компоненты скорости (сплошные кривые) и температуры воды (пунктирные кривые) на расстоянии 500, 1000 и 1500 м от берега (Чубаренко и др., 2007)



Рис. 4.10. Состояние поверхности моря 5 июля 2006 г. и место измерений на побережье Вислинской косы



Рис. 4.11. Температура воды (розовый, красный) и воздуха (синий, голубой) на Вислинской косе по данным ежечасных измерений 4 и 5 июля 2006 г.

Сплошные кривые — берег моря, пунктирные — берег залива



Рис. 4.12. Вертикальные профили температуры воды в Балтийском море 4 июля 2006 г. при интенсивном дневном прогреве.

Профиль St. 14 — в центральной части Гданьского бассейна (на глубине 70 м, 13:04–14:15, НИС «Профессор Штокман»). Семейство профилей на глубине 25 м — измерения в прибрежной зоне в районе мыса Таран (каждые полчаса, с 10:24 до 13:16); во врезке — фрагмент некоторых из этих профилей с указанием времени измерения



Рис. 4.13. Поле температуры воды на разрезе поперек берега в прибрежной зоне Балтийского моря 4 июля 2006 г. по данным 78-го рейса НИС «Профессор Штокман»:

 а — вертикальные профили в верхних 20 м, показывающие наличие дифференциального прибрежного прогрева и подъем термоклина у берега



Рис. 4.13. Поле температуры воды на разрезе поперек берега в прибрежной зоне Балтийского моря 4 июля 2006 г. по данным 78-го рейса НИС «Профессор Штокман»:

б — разрез, построенный по этим данным. Стрелки показывают направление транспорта, предполагаемое по результатам лабораторного эксперимента и численного моделирования





а — по результатам численного моделирования над склоном длиной 3,5 км; температура — красный, вертикальная скорость — синий; б — по данным рис. 4.13 — в прибрежной зоне Балтийского моря; длина склона порядка 20 км



Рис. 5.8. Подповерхностная струя и компенсационное течение в верхней части клина в быстрой стадии развития термобара Лабораторный эксперимент (Demchenko, 2010)



Рис. 5.10. Поле температуры и скорости течений при прогреве с поверхности в изначально однородной жидкости (*Thav < Tmd*)

Сиреневой заливкой показана область с водами, температура которых близка к 4 °С, градации голубого — область с *T* < *Tmd*; градации красного — *T* > *Tmd*. Изотермы проведены через 0,058 °С. Наибольшие скорости горизонтального течения составляют 1–2 мм/с (Демченко, 2008)



Рис. 5.13. Данные СТД-буксировок в поверхностном слое на разрезе Травемюнде — Хельсинки 16–18 марта, 5–7 апреля, 26–28 апреля и 4–6 мая 2003 г.:

 а — положение разреза на фоне береговой линии Балтийского моря и кривые солености (верхняя) и температуры (нижняя); область перехода через Tmd указана овалом; δ — в увеличенном масштабе — скачок температуры в области перехода через Tmd (Демченко, 2008)



Рис. 6.3. Вертикальные профили температуры воды:

а — в глубокой части Боденского озера, усредненные за недели 40 и 41 (1–14 октября 1987 г.) и недели 50 и 51 (11–25 декабря 1987 г.), станция Воје Mitte (Chubarenko et al., 2003); 6 — начальный линейный профиль температуры и усредненные профили за сутки в численной модели (в точке с глубиной 41 м)



Рис. 6.6. Фазовая кривая *Q*(Δ*T*) для процесса выхолаживания, построенная по результатам численного моделирования для четырех створов вдоль склона

Максимум расхода горизонтального водообмена не совпадает по времени с максимумом горизонтального перепада температуры

#### Заключение

Конвективные течения в океане, морях, озерах уже многие десятилетия вызывают живой интерес исследователей. Однако вопросы их развития при различных внешних условиях, характер, основные черты и вклад в формирование структуру поля плотности обнаруживают всё новые и по-прежнему глубоко физичные аспекты. Проявления конвекции в жизни природных водоемов настолько повсеместны и разнообразны, что к настоящему времени говорят уже о десятке ее разновидностей: классическая вертикальная конвекция, валиковая конвекция (вихри Ленгмюра), глубокая океанская конвекция, термохалинная, внутрислойная, дифференциально-диффузионная, боковая, подледная солевая, придонная конвекция и другие.

Горизонтальная конвекция присоединилась к этому списку относительно недавно, и основным мотивом исследований в этой области стало изучение глобальной меридиональной термохалинной циркуляции вод океана, движимой разностью температур воды у полюсов и на экваторе. Накопившиеся к настоящему времени данные натурных исследований позволяют существенно расширить круг процессов и явлений, описываемых законами горизонтальной конвекции. В первую очередь к ним следует отнести течения, возникающие в любом природном водоеме по самым естественным причинам: из-за наличия берегов, подводных склонов, шельфов, отмелей, где градиент температуры воды по горизонтали (дифференциальный прибрежный прогрев) постоянно поддерживается внешними условиями теплообмена. Свойства этих обменных течений и были описаны в данной книге.

Оказалось, что дифференциальный прогрев, наблюдаемый в прибрежно-шельфовой зоне природных водоемов в суточном, синоптическом, сезонном масштабе времени, является источником водообмена между открытыми и прибрежными водами, влияние которого выходит далеко за пределы самих прибрежных областей. Его проявлениями являются опускание вод над склонами (вплоть до развития каскадинга), подъем вод (вплоть до формирования апвеллинга), продвижение термического бара в «быстрой» стадии его развития, дневная/ночная циркуляция. Существенным является вклад этого механизма в формирование термоклина и холодных промежуточных слоев внутренних морей и крупных озер.

Характер и структура водообмена во многом воспроизводят черты горизонтальной конвекции в тонком слое жидкости, довольно широко исследованной в лаборатории. Так, возникающие в естественных водоемах течения данной природы (i) нестационарны, (ii) существенно трехмерны, склонны к проявлению неустойчивостей различной природы (термических, сдвиговых и т.д.) и формированию когерентных структур (ячеек, роллов), (ііі) инертны (причем время запаздывания их развития растет с увеличением расстояния от берега). Даже при постоянных внешних условиях теплообмена конечное состояние квазистационарно только в смысле баланса вертикальных и горизонтальных потоков тепла, течения же остаются нестационарными на любом этапе развития. Структура водообмена между прибрежно-шельфовой зоной и глубокой частью в целом двухслойна: течения «к берегу» и «от берега» занимают всю толщину теплоактивного слоя (условно — от поверхности до глубины залегания сезонного термоклина), причем соответствующие максимальные скорости течений находятся существенно внутри слоя (т.е. не на поверхности и не у дна). Расход этих течений растет вместе с толщиной теплоактивного слоя и с ростом локальной глубины, так что максимум горизонтального обмена в области над данным склоном приходится на его глубокий конец.

Процесс развития горизонтального конвективного водообмена над подводными склонами имеет три фазы: (i) возникновение и рост горизонтального градиента плотности; (ii) возникновение и развитие соответствующего типа циркуляции и (iii) конечное квазистационарное состояние. Время полного развития горизонтального водообмена и его величина в квазистационарном состоянии увеличиваются с ростом пространственного масштаба (толщины теплоактивного слоя), который оказывается основным параметром задачи. Наличие внешнего потока плавучести и уклона дна важны принципиально, однако на величину водообмена влияют значительно слабее, чем глубина слоя, охваченного обменом. Вращение Земли не является лимитирующим фактором для водообмена данной природы. Действие ветра и пресноводный сток в прибрежной зоне модифицируют, но не прекращают горизонтальный конвективный водообмен, добавляя к нему градиентную составляющую. Важно, что наличие подводного склона приводит к заметной интенсификации водообмена данной природы по сравнению с бассейнами с горизонтальным дном.

Главным стимулом, побудившим автора к написанию этой книги, была исключительная красота и глубокая физическая содержательность описанных процессов. Заложив в фундамент натурные наблюдения, лабораторные эксперименты и теоретический анализ многих исследователей, выстроив на их основе логическую цепь и применив выводы снова к натурным наблюдениям — мы в результате видим основные черты вполне гармоничной картины действия одного и того же механизма перемешивания в различных ситуациях. Но, как и во всех предыдущих исследованиях конвекции, очередной шаг рождает и серию новых вопросов. Скажем, почему столь нестационарный и масштабный процесс приводит к практически ламинарному обмену? почему этот обмен слабо реагирует на вращение Земли даже на масштабах океана? почему с увеличением пространственного масштаба обмен усиливается — хотя движущие его градиенты плотности уменьшаются? Хочется надеяться, что материалы, представленные в этой книге, не только вдохновят новые исследования, но и будут в них полезны.

> 6 декабря 2010 Калининград
# ПРИЛОЖЕНИЯ

## Список обозначений

| Обозначение   | Физическая величина  | Размерность        |
|---|--|--------------------|
| $\alpha = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T}$ | коэффициент термического расширения воды:  | (°C) <sup>-1</sup> |
|   | $\alpha > 0$ при температуре выше <i>Tmd</i> ,<br>$\alpha < 0$ при температуре ниже <i>Tmd</i>   |                    |
| Т   | температура воды   | °C                 |
| $B_0 = \frac{g\alpha H}{\rho_0 C_p}$                              | поток плавучести через поверхность   | $M^2/C^3$          |
| В   | дестабилизирующий поток плавучести   | $M^2/C^3$          |
| Н   | общий поток тепла через поверхность  | $BT/M^2$           |
| g   | ускорение свободного падения   | м/с <sup>2</sup>   |
| $\rho_0$  | масштаб плотности воды, 10 <sup>3</sup> кг/м <sup>3</sup>  | кг/м <sup>3</sup>  |
| C <sub>p</sub>  | теплоемкость воды при постоянном<br>давлении   | Дж/кг·°С           |
| d   | локальная глубина  | М                  |
| D   | вертикальный масштаб длины:<br>полная глубина термически-активного<br>слоя (верхнего конвективно перемешивае-<br>мого слоя или прогреваемого солнечной<br>радиацией) | М                  |
| 1   | некоторое расстояние по горизонтали<br>(например, расстояние от берега)  | М                  |
|   | длина склона по горизонтали (горизон-<br>тальный масштаб длины)  | М                  |
| ν   | кинематическая вязкость воды   | M <sup>2</sup> C   |
| κ   | коэффициент температуропроводности   | м <sup>2</sup> с   |

#### Сокращения

| Обозначение   | Физическая величина                    | Размерность       |
|---|--|-------------------|
| $Ra_{F} = \frac{\alpha g H d^{4}}{\rho_{0} C_{p} v \kappa^{2}}$ | число Рэлея                            |                   |
| $Pr = \frac{v}{\kappa}$   | число Прандтля                         |                   |
| $Gr = Ra \cdot Pr^{-1}$   | число Грасгофа                         |                   |
| $\beta, A = D/L$  | уклон дна                              |                   |
| Q   | объемный расход                        | м <sup>3</sup> /с |
| x, y, z   | декартова система координат (z — вниз) | М                 |
| u, v, w   | компоненты скорости течения            | м/с               |

### Сокращения

- *Tmd* температура максимальной плотности воды (зависящая от солености и давления), [°C]
- ХПС холодный промежуточный слой
- ВКС верхний квазиоднородный слой

#### Список литературы

- Айтсам А., Лааменетс Я., Лиловер М.Я., Павельсон Ю. Исследование плотностного фронта открытой части Балтики // Тезисы II Конгресса советских океанографов. Севастополь, 1982. Т. 1. С. 110–122.
- Аристов С. Н., Шварц К. Г. Вихревые течения адвективной природы во вращающемся слое жидкости. Пермь: Перм. ун-т, 2006. 155 с.
- Баренблатт Г.И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. 208 с.
- Блохина Н.С., Орданович А.Е., Соловъев Д.А. Оценка влияния силы Кориолиса на динамику развития весеннего термического бара // Физические проблемы экологии (экологическая физика). М.: Макс Пресс, 2004. Т. 12. С. 5–11.
- Богословский Б.Б. Озероведение. М.: МГУ, 1960. 335 с.
- Богословский Б.Б., Муравейский С.Д. Очерки по озероведению. М.: МГУ, 1955. 175 с.
- Большая Российская энциклопедия. М.: Изд. Большая Российская Энциклопедия, 2008. Т. 12. 767 с.
- Бочаров О.Б., Васильев О.Ф., Овчинникова Т.Э. О влиянии сжимаемости воды на развитие естественной термогравитационной конвекции в прибрежной зоне глубокого озера в весенне-летний период // ДАН. 1999. Т. 366, № 1. С. 111–115.
- Бояринов П.М., Петров М.П. Процессы формирования термического режима в глубоких пресноводных водоемах. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. 177 с.
- Булгаков Н.П. Конвекция в океане. М.: Наука, 1975. 252 с.
- Бычкова И., Викторов С. Использование спутниковых данных для определения и классификации апвеллинга в Балтийском море // Океанология. 1987. Т. 27, № 2. С. 158–162.
- *Бычкова И.А., Викторов С.В., Лосинский В.Н.* Структура прибрежных фронтов Балтийского моря по данным спутниковых снимков в инфра-красном диапазоне // Тезисы III Конгресса советских океанографов. 1987. С. 64–65.
- Бычкова И., Викторов С., Шумахер Д. Связь между крупномасштабной атмосферной циркуляцией и возникновением прибрежного апвеллинга в Балтике // Метеорология и гидрология. 1988. № 10. С. 91–98.

- Вайсберг Дж. Погода на Земле. Метеорология. Л.: Гидрометеоиздат, 1980. 248 с.
- Верболов В. И. Теплооборот и внутриводный теплообмен в верхних слоях оз. Байкал. Автореф. дис. ... канд. географических наук. Иркутск, 1965. 25 с.
- Владимирцев Ю.А., Косарев А.Н. Некоторые особенности конвективного перемешивания в Чёрном и Каспийском морях // Океанология. 1963. Т. 3, № 6. С. 979–985.
- Владимирцев Ю.А., Шипилов В.М. Конвективное перемешивание в различных природных условиях: Черное и Азовское моря // Конвективное перемешивание в море. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977. 236 с.
- Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 492 с.
- Гидрометеорология и гидрохимия шельфовых морей СССР. Л.: Гидрометеоиздат, 1992. Том III: Балтийское море. 450 с.
- Гидрометеорология и гидрохимия шельфовых морей СССР. Л.: Гидрометеоиздат, 1992. Том IV: Чёрное море. 450 с.
- Гидрометеорология и гидрохимия шельфовых морей СССР. Л.: Гидрометеоиздат, 1992. Том VI: Каспийское море. 450 с.
- Гидрометеорология и гидрохимия шельфовых морей СССР. Л.: Гидрометеоиздат, 1992. Том VII: Аральское море. 450 с.
- Гинзбург А.И., Зацепин А.Г., Фёдоров К.Н. Лабораторное исследование тонкой структуры термического погранслоя в воде на границе вода-воздух // Некоторые аспекты мезо-масштабной изменчивости поля температуры в океане. М.: Институт океанологии им. П.П. Ширшова, 1977. С. 109–125.
- Гинзбург А.И., Костяной А.Г., Соловъёв Д.М., Шеремет Н.А. Фронтальная зона апвеллинга у восточного побережья Каспийского моря (спутниковые наблюдения) // Исследование Земли из космоса. 2006. № 4. С. 3–12.
- Голенко Н.Н., Кольчицкий Н.Н., Монин А.С., Пака В.Т. О весенней стратификации вод Центральной Балтики // ДАН. 1994. Т. 336, № 3. С. 394–397.
- Голенко Н. Н., Щука С.А. Особенности сезонной изменчивости мезомасштабной структуры термохалинных полей в Юго-Восточной Балтике // Комплексные исследования процессов, характеристик и ресурсов российских морей Северо-Европейского бассейна. Апатиты: Изд. Кольского научного центра РАН, 2007. Вып. 2. С. 201–208.
- *Гриценко В.А., Юрова А.А.* О распространении придонного гравитационного течения по крутому склону дна // Океанология. 1997. Т. 37, № 1. С. 44–49.
- *Гриценко В.А., Юрова А.А.* Об основных фазах отрыва придонного гравитационного течения от склона дна // Океанология. 1999. Т. 39, № 2. С. 187–191.
- Демченко Н.Ю. Исследование структуры и динамики термобара в пресных и солоноватых водоемах. Дис. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук. Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН. 2008. 173 с.

- *Емельянов Е.М., Гриценко В.А.* Придонные течения в центральной Балтике по геологическим данным // Океанология. 1999. Т. 39, № 5. С. 776– 786.
- Есюкова Е.Е., Чубаренко И. П. Выхолаживание над прибрежным склоном: результаты численного моделирования // Физические проблемы экологии (экологическая физика): Сборник научных трудов / под ред. В.И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К.Н. Показеева. М.: МАКС Пресс, 2007. № 14. С. 143–152.
- *Есюкова Е.Е., Чубаренко И.П.* Результаты численного моделирования перемешивания и транспорта над прибрежным склоном при сезонном выхолаживании с поверхности // Известия КГТУ. 2008. № 13. С.51–54.
- Жмур В.В., Мельникова О.Н., Сапов Д.А., Погарский Ф.А. Когерентные структуры у дна неоднородных потоков // Изв. РАН, серия физическая. 2000. Т. 64, № 12. С. 2413–2424.
- Жмур В.В., Сапов Д.А., Нечаев И.Д., Рыжаков М.В., Григорьева Ю.В. Интенсивные гравитационные течения в придонном слое океана // Известия АН. Серия физическая. 2002. Т. 66, № 12. С. 1721–1726.
- Жмур В.В., Якубенко М.В. Динамика плотностных потоков на наклонном дне // ДАН. Физика атмосферы и океана. 2001. 37(4). С. 1–10.
- Журбас В. М., Ох И. С., Парк Т. В. Роль бета-эффекта в угасании вдольбереговой бароклинной струи, связанной с преходящим прибрежным ап- и даунвеллингом: численные эксперименты // Океанология. 2006. Т. 46, № 2. С. 189–196.
- *Журбас В. М., Пака В. Т.* Интрузионное расслоение халоклина в Готландском бассейне, обусловленное большим затоком североморских вод в Балтику в январе 1993 года // Океанология. 1997. Т. 33, № 4. С. 549–557.
- Журбас В.М., Стипа Т., Маллки П., Пака В.Т., Кузъмина Н.П., Скляров В.Е. Мезомасштабная изменчивость апвеллинга в юго-восточной Балтике: ИК-изображения и численное моделирование // Океанология. 2004. Т. 44, № 5. С. 660–669.
- Зайков Б.Д. Очерки по озероведению. Л.: Гидрометеоиздат, 1955.
- Зацепин А.Г., Гриценко В.А., Кременецкий В.В., Поярков С.Г., Строганов О.Ю. Лабораторное и численное исследование процесса распространения плотностного течения по склону дна // Океанология. 2005. Т. 45, № 1. С. 5–15.
- Зацепин А.Г., Дидковский В.Л. Об одном механизме формирования мезомасштабных вихревых структур в склоновой зоне океана // ДАН. 1996. Т. 347, № 1. С. 109–112.
- Зацепин А.Г., Костяной А.Г., Семенов А.В. Лабораторное исследование осесимметричного плотностного течения на наклонном дне во вращающейся жидкости // Океанология. 1996. Т. 36, № 3. С. 339–346.
- Здоровеннова Г.Э. Термическая структура мелководного озера в период ледостава: внутрисезонная и межгодовая изменчивость. Авт. дис. на соиск. уч. степ. канд. геогр. наук. Институт водных проблем Севера Карельского научного центра РАН. 2007. 24 с.

- Зилитинкевич С.С., Тержевик А.Ю. Поправка к статье «Термический бар» // Океанология. 1989. Т. 29, № 5. С. 755–758.
- Зилитинкевич С. С., Тержевик А. Ю. Термический бар // Океанология. 1987. Т. 27, № 5. С. 732–738.
- Зубов Н.Н. Динамическая океанология. Л.: Гидрометеоиздат, 1947.
- Зубов Н.Н. Морские воды и льды. Л.: Гидрометеоиздат, 1938. 453 с.
- Зубов Н. Н. Уплотнение при смешении морских вод разной температуры и солености. Л.: Гидрометеоиздат, 1957. 40 с.
- Зубов Н.Н., Сабинин К.Д. Вычисление уплотнения при смешении морских вод. М.: Гидрометеоиздат, 1958. 37 с.
- Кондратьев К.Я., Липатов В.Б., Тихомиров А.И. Тонкая структура термобара // ДАН СССР. 1988. Т. 300, № 1. С. 216–219.
- Коросов А.А., Поздняков Д.В., Филатов Н.Н., Мазуров А.А., Лупян Е.А., Грассл Х., Ионов В.В. Изучение сезонной и пространственной изменчивости некоторых экопараметров в Ладожском озере по спутниковым данным // Исслед. Земли из космоса. 2006. № 5. С. 76–85.
- Косарев А.Н. Конвективное перемешивание в различных природных условиях: Каспийское и Аральское моря // Конвективное перемешивание в море / под. ред. А. Д. Добровольского. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1977. 236 с.
- Косарев А. Н. Многолетняя изменчивость гидрологических характеристик в глубинных слоях Каспийского моря // Океанология. 1963. Т. 3, № 1. С. 49–59.
- Косарев А.Н., Тужилкин В.С. Климатические термохалинные поля Каспийского моря. М.: Изд. ГОИН; МГУ, 1995. 96 с.
- *Костяной А.Г.* Структурообразующие процессы в апвеллинговых зонах. Авт. дис. на соискание уч. ст. доктора физ.-мат. наук. М.: ИО РАН, 2000. 58 с.
- *Крейман К.Д.* Термический бар по результатам лабораторных опытов // Океанология. 1989. Т. 29, № 6. С. 935–938.
- *Лазаренко Н.К., Маевский А.П.* Гидрометеорологические условия Вислинского залива. Л.: Гидрометеоиздат, 1971. 178 с.

Леонтьев А.К. Региональная океанография. Л.: Гидрометеоиздат, 1960. 766 с.

- *Лойцянский Л. Г.* Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1987. 840 с.
- *Аяпидевский В.Ю.* Устойчивость катящихся волн // ДАН. 1998. Т. 363, № 1. С. 59–61.
- Аяпидевский В.Ю., Тешуков В.М. Математические модели распространения длинных волн в неоднородной жидкости. Новосибирск: ИСО РАН, 1999. 419 с.
- *Максименко Н.А., Зацепин А.Г.* О закономерностях опускания более плотных вод по гладкому склону океана // Океанология. 1997. Т. 37, № 4. С. 513–516.
- *Мамаев О.И.* Термохалинный анализ вод Мирового океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. 296 с.
- *Мамаев О. И.* Физическая океанография. Избранные труды. М.: Изд. ВНИ-РО, 2000. 364 с.

- Монин А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 376 с.
- Науменко М.А. Горизонтальные градиенты температуры в термической зоне крупного пресноводного озера // Метеорология и гидрология. 1989. № 6. С. 89–94.
- Науменко М.А. Закономерности пространственно-временной изменчивости термических процессов в крупных димиктических озерах. Автореф. дис. на соиск. степ. д-ра геогр. наук. СПб, 1998. 38 с.
- Науменко М.А. Изменчивость течений при прохождении термического фронта в Ладожском озере // Изв. ВГО. 1992. Т. 124, № 6. С. 547–551.
- Науменко М.А., Каретников С.Ж. О скорости движения весенней термической фронтальной зоны в Ладожском озере // Метеорология и Гидрология. 1998. № 4. С. 107–115.
- *Овчинников И.М.* О формировании промежуточных (левантийских) вод в Средиземном море // ДАН. 1983. Т. 270, № 5. С. 1216–1220.
- Овчинников И. М., Попов Ю. И. Формирование холодного промежуточного слоя в Чёрном море // Океанология. 1987. Т. 27, № 5. С. 739–746.
- Пака В. Т. Термохалинная структура вод на разрезах в Слупском желобе Балтийского моря весной 1993 г. // Океанология. 1996. Т. 36, № 2. С. 207–217
- *Панин Г. Н.* Испарение и теплообмен Каспийского моря. М.: Инст. Водных Проблем, 1987. 90 с.
- *Прокопов О. И.* Формирование структуры холодного промежуточного слоя в Черном море // Метеорология и гидрология. 2000. № 5. С.76–85.
- Пульсирующее озеро Чаны / под ред. Н.П. Смирновой. Л.: Наука, 1982. 304 с.
- *Родионов В.Б., Костяной А.Г.* Океанические фронты морей северо-европейского бассейна. М.: Геос, 1998. 292 с.
- *Румянцев В.А.* Ладожское озеро: прошлое, настоящее и будущее / под ред. В.А. Румянцева, В.Г. Драбковой. СПб.: Наука, 2002. 321 с.
- *Румянцев В.Б.* Гидрооптическая характеристика водного тела Онежского озера // Динамика водных масс Онежского озера. Л., 1972. С. 114–158.
- Самолюбов Б.И. Плотностные течения и диффузия примесей. М.: Изд-во ЛКИ (URSS), 2007. 352 с.
- *Самолюбов Б. И.* Придонные стратифицированные течения. М.: Научный мир, 1999. 464 с.
- Соловьёв Д.А. Математическое и лабораторное моделирование термического бара при различных гидрометеорологических условиях. Автореф. на соиск. степ. кандидата физ.-мат. наук. Москва: Институт океанологии РАН, 2006. 20 с.
- Соскин И.М. Долгопериодные измерения гидрологических характеристик Балтийского моря. Л.: Гидрометеоиздат, 1963. 232 с.
- Соснин В.А., Богданов К.Т. О происхождении минимума солености на промежуточных глубинах Тихого океана // ДАН. 2008. Т. 421, № 2. С. 253–255.
- Степанов В. Н. Мировой океан. М.: Знание, 1974. 256 с.

- Титов В.Б. Зоны формирования и объемы вод холодного промежуточного слоя в Чёрном море с учетом суровости зим // Метеорология и гидрология. 2006. № 6. С. 62–68.
- *Тихомиров А.И.* О термическом баре в Якимварском заливе Ладожского озера // Изв. ВГО. 1959. Т. 91, № 5. С. 424–438.
- *Тихомиров А.И.* О термическом баре Ладожского озера // Изв. ВГО. 1963. Т. 95, № 2. С. 134–142.
- *Тихомиров А.И.* Основные черты термического режима Ладожского озера // Изв. ВГО. 1964. Т. 96, вып. 5. С. 383–392.
- *Тихомиров А. И.* Температура воды, теплозапасы, тепловой баланс и термический режим Онежского озера // Тепловой режим Онежского озера. М.: Изд-во Академии Наук СССР, 1973. С. 202–323.
- *Тихомиров А.И.* Температурный режим и запасы тепла Ладожского озера // Тр. лабор. озероведения. 1968. Т.22.

Тихомиров А.И. Термика крупных озер. Л.: Наука, 1982. С. 232.

- Федоров К. Н. Дифференциально-диффузионная конвекция в толще вод океана как климатообразующий фактор // ДАН. 1985. Т. 285, № 1. С. 229–232.
- Федоров К. Н. О термохалинных характеристиках фронтов в океане // ДАН СССР. 1988. Т. 302, № 1. С. 206–210.
- Федоров К. Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. 184 с.
- Федоров К. Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 296 с.
- Федоров К. Н., Гинзбург А. И. Приповерхностный слой океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. 304 с.
- Физический энциклопедический словарь / гл. ред. А.М. Прохоров. М.: Советская энциклопедия, 1984. 944 с.
- Физическая энциклопедия / гл. ред. А. М. Прохоров. В 5-ти т. М.: Советская энциклопедия, 1990. Т.2.
- Филатов Н.Н. Динамика озер. Л.: Гидрометеоиздат, 1983. 165 с.
- Филиппов Д. М. Циркуляция и структура вод Чёрного моря. М.: Наука, 1968. 136 с.
- Хргиан А.Х. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1978. Т. 2. 320 с.
- Чубаренко И.П. Горизонтальный конвективный водообмен над подводным склоном: механизм формирования и анализ развития // Океанология. 2009. Т. 49, № 3. С. 184-193.
- Чубаренко И. П., Афон В. В., Демченко Н. Ю. О гипотезе конвективного формирования летнего прибрежного апвеллинга // Физические проблемы экологии (экологическая физика) / под ред. В. И. Трухина, Ю.А. Пирогова, К. Н. Показеева. М.: МАКС Пресс, 2007. № 14. С. 402–410.
- Чубаренко И.П., Демченко Н.Ю. Условия развития и вклад сезонной горизонтальной конвекции в динамику вод Балтийского моря // Комплексное исследование процессов, характеристик и ресурсов российских морей Северо-Европейского бассейна (проект программы «Исследование

природы Мирового океана» федеральной целевой программы «Мировой океан»). Апатиты: Изд. Кольского научного центра РАН, 2007. Вып. 2. С. 225–238.

- Чубаренко И. П., Демченко Н. Ю. Лабораторное моделирование структуры термобара и связанной с ним циркуляции в бассейне с наклонным дном // Океанология. 2008. Т. 48, № 3. С. 349–361.
- Чубаренко И.П., Гриценко В.А. Формирование вдольсклоновых течений при охлаждении с поверхности // Тез. докл. Межд. конф. «Потоки и структуры в жидкостях», 20–23 июня 2005 г., ИПМ, Москва. М., 2005. С. 47–49.
- Чубаренко И. П., Палий А. А. Трехмерное численное моделирование выхолаживания над прибрежным склоном: сравнение гидростатического и негидростатического решений // Тез. 12-й регион. конф. «Комплексное изучение бассейна Атлантического океана», 24 марта 2006 г., Калининград. Калининград, 2006. С. 23–25.
- Шерстянкин П.П., Куимова Л.Н., Иванов В.Г. Оценка максимальных вертикальных скоростей конвекции в природных водах на примере озера Байкал // ДАН. 2007. Т. 415, № 1. С. 115–119.
- Шимараев М.Н. Элементы теплового режима оз. Байкал. Новосибирск: Наука, 1977. 149 с.
- Шимараев М. Н., Гранин Н. Г. Температурная стратификация и механизм конвекции в озере Байкал // ДАН. 1991. Т. 321, № 2. С. 381–385.
- Шулейкин В.В. Физика моря. М.: Наука, 1968. 1084 с.
- Adams E.E., Wells S.A. Field measurements on side arms of Lake Anna. Va. // J. Hydraul. Engng. 1984. 110. P. 773–793.
- Andrie C., Merlivat L. Tritium in the western Mediterranean Sea during 1981 Phycemed cruise // Deep-Sea Research. 1988. **35**(2). P. 247–267.
- Appt J., Imberger J., Kobus H. Basin-scale motion in stratified Upper Lake Constance // Limnol. Oceanogr. 2004. 49(4). P. 919–933.
- Armfield S. W. Finite-difference solutions of the Navier-Stokes equations on staggered and non-staggered grids // Computers Fluids. 1991. 20. P. 1–17.
- Baines P.G., Condie S. Observations and modelling of Antarctic downslope flows: A review // Ocean, Ice, and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin. Antarct. Res. Ser. / eds. by S. Jacobs, R. Weiss. Washington, D. C., 1998. Vol. 75. P. 29–49.
- Baines W.D., Turner J.S. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region // J. Fluid Mech. 1969. 37. P. 51-80
- Baker D.J. Ocean Instruments and Experiment Design // Evolution of Physical Oceanography: Scientific Surveys in Honor of Henry Stommel / eds. byB. Warren, C. Wunsh. Cambridge, Massachusetts and London: The MIT Press, 1981. P. 396–433.
- Barry M. E., Ivey G. N., Winters K. B., Imberger J. Measurements of diapycnal diffusivities in stratified fluids // J. Fluid Mech. 2001. 442. P. 267–291.
- Batchelor G.K. An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press, 1967.

- *Beardsley R. C., Festa J. F.* A numerical model of convection driven by surface stress and non-uniform horizontal heating // J. Phys. Oceanogr. 1972. 2. P. 444–455.
- Bejan A., Al-Homound A., Imberger J. Experimental study of high Rayleigh number convection in a horizontal cavity with different end temperatures // J. Fluid Mech. 1981. Vol. 109. P. 283–299.
- Bennett J. Thermally driven lake currents during the spring and fall transition periods // Proc. 14<sup>th</sup> Conf. Great Lakes Res., Intl. Assoc. Great Lakes Res. Michigan, 1971. P. 535–544.
- Boccaletti G., Ferrari R., Adcroft A., Ferreira D., Marshall J. The vertical structure of ocean heat transport // Geophys. Res. Lett. 2005. 32: L10603.
- *Britter R.E, Linden P.F.* The motion of a front of a gravity current travelling down an incline // J. Fluid Mech. 1980. 99. P. 531–543.
- *Brooks I., Lick W.* Lake currents associated with the thermal bar // J. Geophys. Res. 1972. 77(30). P. 6000–6013.
- Browand F.K., Guyomar D., Yoon S. C. The behaviour of a turbulent front in a stratified fluid: Experiments with an oscillating grid // J. Geophys. Res. 1987. 92. P. 5329–5341.
- Bryan F. Parameter sensitivity of primitive equation ocean general-circulation models // J. Phys. Oceanogr. 1987. 17. P. 970–985.
- *Bryan K., Cox M.* A numerical investigation of oceanic general circulation // Tellus. 1967. 19. P. 54–80.
- Busse F.H. The optimum theory of turbulence // Adv. Appl. Mech. 1978. 18. P. 77–121.
- *Carmack E.C.* Combined influence of inflow and lake temperatures on spring circulation in a riverine lake // J. Phys. Oceanogr. 1979. 9. P. 422–434.
- Carmack E.C., Farmer D.M. Cooling process in deep, temperate lakes: A review with examples from two lakes in British Columbia // J. of Marine Research. 1982. 40, Suppl. P. 85–111.
- *Carslaw H.S., Jaeger J.C.* Conduction of Heat in Solids. 2<sup>nd</sup> ed. Oxford University Press, 1959.
- *Chen C. T., Millero F.J.* Effect of salt content on the temperature of maximum density and static stability in Lake Ontario // J. Phys. Oceanogr. 1977. Vol. 22, № 1. P. 158–159.
- *Chen C. T., Millero F.J.* Precise thermodynamic properties for natural waters covering only the limnological range // Limnol. Oceanogr. 1986. 31. P. 657–662.
- Chorin A.J. A numerical method for solving incompressible viscous flow problems // J. Comp. Physics. 1967. 2. P. 12–26.
- *Chubarenko B. V., Wang Y., Chubarenko I. P., Hutter K.* Barotropic wind-driven circulation pattern in a closed rectangular basin of variable depth influenced by a peninsula or an island // Ann. Geophysicae. 2002. № 18. P. 706–727.
- Chubarenko B. V., Wang Y., Chubarenko I. P., Hutter K. Wind-driven current simulations around the Island Mainau (Lake Constance) // International Journal on Ecological Modelling and Systems Ecology. 2001. 138. P. 55–73.
- Chubarenko I.P. The Baltic sea Vistula lagoon water exchange: Annual inflowoutflow dynamics simulation (numerical model MIKE21) // Proceedings of

the Third Study Conference on BALTEX, 2–6 July 2001, Marienhamn, Finland. Marienhamn, 2001. P. 39.

- Chubarenko I. Cascading considered as the result of horizontal convection above sloping bottom // Selected papers of International Conference «Fluxes and structures in fluids», St. Petersburg, 2–7 July 2007. St. Petersburg, 2008. P. 59–64.
- *Chubarenko I. P.* Water-exchange in the Baliysk Strait Region // Proceedings of Symposium on freshwater fish and herring population in the Baltic coastal lagoons: environment and fisheries, May 5–6, 1998, Gdynia, Poland. Gdynia, 1998. P. 37–44.
- Chubarenko I., Chubarenko B., Bäuerle E., Wang Y., Hutter K. Autumn physical limnological experimental campaign in the Island Mainau littoral zone of Lake Constance // J. Limnol. 2003. 62(1). P. 115–119.
- *Chubarenko I., Demchenko N.* On contribution of horizontal and intra-layer convection to the formation of the Baltic Sea cold intermediate layer // Ocean Sci. Discuss. 2008. 5. P. 1–43. URL: http://www.ocean-sci-discuss.net/5/1/2008/
- Chubarenko I., Demchenko N., Hutter K. Horizontal convection induced by surface cooling over incline: laboratory experiment // Proc. of the International Conference «Fluxes and Structures in Fluids». Moscow: Moscow University Press, 2005. P. 89–95. (2005a).
- Chubarenko I., Demchenko N., Hutter K. Horizontal convection induced by surface cooling over incline: laboratory experiment // Abstracts of International Conference «Fluxes and Structures in Fluids», June 20–23, 2005, Moscow, Russia. Moscow, 2005. P. 27–29. (2005b).
- Chubarenko I., Esiukova E., Hutter K. Littoral-pelagial water exchange due to differential coastal cooling. Abstract EGU2008-A-01263 // European Geophysical Union, General Assambly, 13–18 April 2008, Vienna, Austria. Vienna, 2008.
- Chubarenko I., Esiukova E., Koutitonsky V. Simulation of horizontal convection induced by surface cooling over sea slope // Proc. Int. Conf. BSSC. 2007. Rostock, Warnemuende, Germany. Rostock, 2007. P. 35.
- *Chubarenko I., Hutter K.* Thermally driven interaction of the littoral and limnetic zones by autumnal cooling process // J. Limnol. 2005. 64(1). P. 31–42.
- *Chubarenko I., Shchuka S., Chubarenko N., Ryzhikov N.* Day-night water dynamics in coastal zone // Volume of abstracts of Baltic Sea Science Congress, March 19–22, 2007, Rostock, Germany. Rostock, 2007. Part II. P. 27. (2007a).
- *Chubarenko I.P., Tchepikova I.S.* Numerical Modelling Analysis of Artificial Contribution to Salinity Increase into the Vistula Lagoon (Baltic Sea) // Int. J. on Ecological Modelling and Systems Ecology. 2001. № 138. P. 87–100.
- *Church P.E.* The annual temperature cycle of Lake Michigan. I. Cooling from late autumn to the terminal point, 1941/42. Inst. Meteorol., Univ. Chikago, Misc. Rep., 1943. № 4.
- *Clarke M.R.* A brief review of sampling techniques and tools of marine biology // A Voyage of Discovery: George Deacon 70<sup>th</sup> Anniversary Volume / ed. by M. Angel. Oxford: Pergamon Press, 1977. P. 439–465.

*Clarke R., Gascard J.C.* The formation of Labrador Sea Water. Part I: Large-scale processes // J. Phys. Oceanogr. 1983. 13. P. 1764–1778.

Colin de Verdiere A. Buoyancy driven planetary flows // J. Mar. Res. 1988. 46. P. 215-61.

- Coman M.A., Griffiths R.W., Hughes G.O. Sandström's experiments revisited // J. Mar. Res. 2006. 64. P. 783–796.
- Condie S.A., Griffiths R. W. Convection in a rotating cavity: modelling ocean circulation // J. Fluid Mech. 1989. 207. P. 453–474.
- Condie S.A., Ivey G.N. Convectively driven coastal currents in a rotating basin // J. Mar. Res. 1988. 46. P. 473–494.
- *Cooper L.H.N., Vaux D.* Cascading over the continental slope of water from the Celtic Sea // J. Mar. Biol. Assoc. UK. 1949. 28. P. 719–750.
- *Cormack D.E., Leal L.G., Imberger J.* Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 1. Asymptotic theory // J. Fluid Mech. 1974. 65. P. 209–229.
- *Cormack D.E., Stone G.P., Leal L.G.* The effect of upper surface conditions on convection in a shallow cavity with differentially heated end-walls // Intl J. Heat Mass Transfer. 1975. 18. P. 635–648.
- *Csanády G. T.* Circulation in the coastal ocean // Environmental Fluid Mechanics. Woods Hole Oceanographic Institution, 1982. 280 p.
- Csanády G. T. Spring thermocline behavior in Lake Ontario during IFYGL // J. Phys. Oceanogr. 1974. 4. P. 425–445.
- Cunnindham S.A., Kanzov T., Rayner D., Baringer M.O., Johns W.E., Marotzke J., Longworth H.R., Grant E. M., Hirshi J.J.-M., Beal L. M., Meinen C. S., Bryden H.L. Temporal Variability of the Atlantic Meridional Overturning Circulation at 26.5 N // Science. 2007. 317. P. 935–938.
- Dalziel S. B., Hughes G. O., Sutherland B. R. Whole-field density measurements by «synthetic schlieren» // Exps. Fluids. 2000. 28. P. 322–335.
- *Daniels P.G., Punpocha M.* Cavity flow in a porous medium driven by differential heating // Int. J. Heat Mass Transf. 2004. 47. P. 3017–3030.
- Daniels P.G., Punpocha M. On the boundary-layer structure of cavity flow in a porous medium driven by differential heating // J. Fluid Mech. 2005. 532. P. 321–344.
- Defant A. Physical Oceanography. London: Pergamon, 1961. Vol. 1.
- *Demchenko N., Chubarenko I., van Heijst G.-J.* The thermal bar and the propagation speed of the associated front. Submitted to the JEFM. 2010.
- Doering C.R., Constantin P. Variational bounds on energy dissipation in incompressible flows. III. Convection // Phys. Rev E. 1996. 53. P. 5957–5981.
- *Elliot G. H.* A laboratory and mathematical study of the thermal bar. PhD thesis. Canada: Institute of Oceanography, 1970. P. 150.
- *Ellison T.H., Turner J.S.* Turbulent entrainment in stratified flows // J. Fluid Mech. 1959. 6. P. 423–448.
- *Emelyanov E. M.* Sedimentation and near-bottom currents in the South-Western Atlantic // Geologija. 2008. Vol. 50, № 4(64). P. 275–289.
- *Farrow D.E.* An asymptotic model for the hydrodynamics of the thermal bar // J. Fluid Mech. 1995. 289. P. 129–140. (1995a).

- *Farrow D.E.* A numerical model of the hydrodynamics of the thermal bar // J. Fluid Mech. 1995. 303. P. 279–295. (1995b).
- *Farrow D.E.* Periodically forced natural convection over slowly varying topography // J. Fluid Mech. 2004. 508. P. 1–21.
- *Farrow D.E., Patterson J.C.* On the response of a reservoir sidearm to diurnal heating and cooling // J. Fluid Mech. 1993. 246. P. 143–161.
- *Farrow D.E., Patterson J.C.* The daytime circulation and temperature pattern in a reservoir sidearm // Intl J. Heat Mass Transfer. 1994. 37. P. 1957–1968.
- *Fennel W., Seifert T.* Kelvin wave controlled upwelling in the western Baltic // J. Marine Systems. 1995. 6. P. 289–300.
- *Fer I., Lemmin U., Thorpe S.A.* Cascading of water down the sloping sides of a deep lake in winter // Geophysical Research Letters. 2001. 28(10). P. 2093–2096.
- Fer I., Lemmin U., Thorpe S.A. Contribution of entrainment and vertical plumes to the winter cascading of cold shelf waters in a deep lake // Limnol. Oceanogr. Notes. 2002. 47(2). P. 576–580. (2002b).
- *Fer I., Lemmin U., Thorpe S.A.* Observations of mixing near the sides of a deep lake in winter // Limnol. Oceanogr. 2002. 47(2). P. 535–544. (2002a).
- Fer I., Lemnin U., Thorpe S.A. Winter cascading of cold water in Lake Geneva // J. Geophys. Res. 2002. Vol. 107. P. 2236–2569, № C6, 10.1029/2001JC000828. (2002c).
- Finnigan T.D., Winters K.B., Ivey G.N. Response characteristics of a buoyancydriven sea // J. Phys. Oceanogr. 2001. 31. P. 2721–2736.
- *Fofonoff N.P.* Some properties of sea water influencing the formation of Antarctic bottom water // Deep-Sea Res. 1956. 4(1). P. 32–35.
- *Forel F.A.* La congélation des lacs Suisses et Savoyards pendant l'hiver 1879–1880. 11 — Lac Léman // L'Écho des Alpes. 1880. 3. P. 149–161.
- Forel F.A. Le Léman. Monographie limnologique. Lausanne, 1895. V. 2. 651 p.
- Foster T.D., Carmack E.C. Frontal zone mixing and Antarctic Bottom Water formation in the southern Weddell Sea // Deep-Sea Res. 1976. Vol. 233, № 4. P. 301–318.
- *Frisch U.* Turbulence: The Legacy of A. N. Kolmogorov. Cambridge University Press, 1995.
- Garrett C. Marginal mixing theories // Atmos. Ocean. 1991. 29. P. 313–339.
- *Gow A. J., Tucker W. B.* Sea ice in the polar regions // Polar Oceanography. Part A, Physical Science / ed. by Jr. Smith. San Diego: Academic Press, 1990. P. 47–123.
- *Grignon L., Smeed D., Bryden H.* Influence of the Daily Variability of Surface Heat Loss on Deep Convection. EGU 2008 abstract. 2008.
- Gritsenko V., Sviridov N. Role of Storms in Formation of Turbulent Sea Currents in the Near-Shore Zone // J. Baltica. Vilnius. 1999. Vol. 12. P. 28–31.
- Hagen E., Feistel R. Synoptic changes in the deep rim current during stagnant hydrographic conditions in the Eastern Gotland Basin, Baltic Sea // Oceanologia. 2007. 49(2). P. 185–208.
- *Hart J.E.* Stability of the flow in a differentially heated inclined box // J. Fluid Mech. 1971. 47. P. 547–576.

- Hart J. E. Stability of thin non-rotating Hadley circulations // J. Atmos. Sci. 1972. 29. P. 687–697.
- Hela I. Vertical velocity of the upwelling in the sea // Soc. Scient. Fennica. Commentat. Phys.-Math. 1976. 46. P. 9–24.
- *Hignett P., Ibbetson A., Killwort P.D.* On rotating thermal convection driven by nonuniform heating from below // J. Fluid Mech. 1981. 109. P. 161–187.
- Hill A. E., Souza A. J., Jones K., Simpson J. H., Shapiro G. I., McCandliss R., Watson H., Leftley D. J. The Malin cascade in winter // J. Mar. Res. 1988. 56. P. 87–116.
- Hinrichsen H.H., Lehmann A., Petereit C., Schmidt J. Correlation analyses of Baltic Sea winter water mass formation and its impact on secondary and tertiary production // Oceanologia. 2007. 49(3). P. 381–395.
- *Holland P.R.* Numerical Modeling of the Riverine Thermal Bar. Doctoral Thesis. Loughborough University, 2001.
- *Holland P.R., Kay A., Botte V.* A numerical study of the dynamics of the riverine thermal bar in a deep lake // Env. Fluid Mech. 2001. 1. P. 311–332.
- *Holton J.R.* An Introduction to Dynamic Meteorology. 3<sup>rd</sup> ed. Cloud Dynamics, Houze R.A., 2001.
- Honji H., Taneda S., Tatsuno M. Some practical details of the electrolytic precipitation method of flow visualisation // Rep. Res. Inst. Appl. Mech. (Japan). 1980. 28. P. 83–89.
- Horsch G. M., Stefan H. G. Convective circulation in littoral water due to surface cooling // Limnol Oceanogr. 1988. 33(5). P. 1068–1083.
- Horsch G. M., Stefan H. G., Gavali S. Numerical simulation of cooling-induced convective currents on a littoral slope // Int. J. Num. Meth. in Fluids. 1994. 19. P. 105–134.
- Houghton J.T. The Physics of Atmospheres. 2<sup>nd</sup> ed. Cambridge Univer. Press, 1986.
- Houghton J. T., Meira Filho L. G., Callander B. A., Harris N., Kattenberg A., Maskell K. Climate Change 1995: The Science of Climate Change. Cambridge University Press, 1996.
- Howard L.N. Bounds on flow quantities // Ann. Rev. Fluid Mech. 1972. 4. P. 473-94.
- *Howard L.N.* Heat transport by turbulent convection // J. Fluid Mech. 1963. 17. P. 405–432.
- Huang J. C. K. The thermal bar // Geophys. Fluid Dyn. 1972. Vol. 3(1). P. 1–25.
- *Huang R. X.* Mixing and energetics of the oceanic thermohaline circulation // J. Phys. Oceanogr. 1999. 29. P. 727–746.
- Huang R.X. Ocean, energy flows in // Encyclopedia of Energy / ed. by C.J. Cleveland. Amsterdam: Elsevier, 2004. Vol. 4. P. 497–509.
- Hughes G.O., Griffiths R.W. Horizontal Convection // Annu. Rev. Fluid Mech. 2008. 40. P. 185–208. URL: www.annualreviews.org
- Hughes G. O., Griffiths R. W. A simple convective model of the global overturning circulation, including effects of entrainment into sinking regions // Ocean Model. 2006. 12. P. 46–79
- Hughes G. O., Griffiths R. W., Mullarney J. C., Peterson W. H. A theoretical model for horizontal convection at high Rayleigh number // J. Fluid Mech. 2007. 581. P. 251–276.

- Hunt Jr. G. L., Baduini C., Jahnckeb J. Diets of short-tailed shearwaters in the southeastern Bering Sea // Deep-Sea Research II. 2002. 49. P. 6147–6156.
- *Hutchinson G. E.* A treatise on limnology. N. Y., 1957. Vol. I: Geography, Phys. and Chemistry. 1015 p.
- Imberger J., Hamblin P. Dynamics of lakes, reservoirs and cooling ponds // Ann. Rev. Fluid Mech. 1982. 14. P. 153–187.
- Imboden D. M., Wüest A. Mixing mechanisms in lakes // Physics and Chemistry of Lakes / eds. by A. Lerman, D. Imboden, J. Gat. Germany: Springer, 1995. P. 83–138.
- IOW data base. URL: http://www.io-warnemuende.de/
- Ivanov V.V., Shapiro G.I., Huthnance J.M., Aleynik D.L., Golovin P.N. Cascades of dense water around the world ocean // Progress in Oceanography. 2004. 60(1). P. 47–98.
- *Ivey G.N., Hamblin P.F.* Convection near the temperature of maximum density for high Rayleigh number, low aspect ratio, rectangular cavities // J. of Heat Transfer. 1989. Vol. 111. P. 100–105.
- Jacobs P., Ivey G. The influence of rotation on shelf convection // J. Fluid Mech. 1998. 369. P. 23-48.
- James W., Barko J. Estimation of phosphorus exchange between littoral and pelagic zones during nighttime convective circulation // Limnol. Oceanogr. 1991. 36(l). P. 179–187.
- Janssen F., Schrum C., Backhaus J.O. A climatological data set of temperature and salinity for the Baltic Sea and the North Sea. Deutsche Hydrogaphishe Zeitschrift, 1999. Suppl. 9. 246 p.
- *Jeffreys H.* On fluid motions produced by differences of temperature and humidity // Quart. J. R. Met. Soc. 1925. 51. P. 347–356.
- Kahru M., Håkansson B., Rud O. Distributions of the sea-surface temperature fronts in the Baltic Sea as derived from satellite imagery // Cont. Shelf. Research. 1995. Vol. 15(6). P. 663–679.
- *Kay A., Kuiken H. K., Merkin J. H.* Boundary-layer analysis of the thermal bar // J. of Fluid Mech. 1995. Vol. 303. P. 253–278.
- Kämpf J., Backhaus J.O. Shallow, brine-driven free convection in polar oceans: nonhydrostatic numerical process studies // J. of Geophysical Research. 1998. 103. P. 5577–5593.
- *Kerswell R.R.* New results in the variational approach to turbulent Boussinesq convection // Phys. Fluids. 2001. 13. P. 192–209.
- *Kerswell R. R.* Unification of variational principles for turbulent shear flows: the background method of Doering–Constantin and Howard–Busse's mean-fluctuation formulation // Physica D. 1998. 121. P. 175–192.
- *Killworth P.D.* Mixing of the Weddell Sea continental slope // Deep-Sea Res. 1977. 24. P. 427–448.
- Killworth P.D., Manins P.C. A model of confined thermal convection driven by nonuniform heating from below // J. Fluid Mech. 1980. 98. P. 587–607.
- *Killworth P.D., Turner J.S.* Plumes with time-varying buoyancy in a confined region // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. 1982. 20. P. 265–291.

- *Kosnyrev V., Mikhailova E., Stanichny S.* Upwelling in the Black Sea by the results of numerical experiments and satellite data // Phys. Oceanogr. 1997. 8. P. 329–340.
- Kviatkovski J., Rasmusses E.K., Ezhova E.E., Chubarenko B.V. The eutrophication model of the Vistula Lagoon // Oceanol. Studies. 1997. № 1. P. 5–33.
- Laanemets J., Zhurbas V., Elken J., Vahtera E. Dependence of upwelling-mediated nutrient transport on wind forcing, bottom topography and stratification in Gulf of Finland: Model experiments // Boreal Env. Res. 2009. 14. P. 213–225.
- *Leaman K.D., Schott F.A.* Hydrographic structure of the convection regime in the Gulf of Lions: winter 1987 // J. Phys. Oceanogr. 1991. 21. P. 575–598.
- Lehmann A., Myrberg K. Upwelling in the Baltic sea A review // Volume of abstracts of Baltic Sea Science Congress, March 19–22, 2007, Rostock, Germany. Rostock, 2007. Part I. P. 52.
- Lehmann A., Myrberg K., Hinrichsen H.-H. Strong upwelling in the northern Baltic Sea in summer 2003 & 2005 // Baltic Sea Science Congress, 19–23 March 2007, Rostock, Germany, Poster abstracts. Rostock, 2007. P. 36.
- Lei C., Patterson J.C. Unsteady natural convection in a triangular enclosure induced by the absorption of radiation // J. Fluid Mech. 2002. 460. P. 181–209.
- *Leonard B.P.* A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation // Comput. Meth. Appl. Mech. Engng. 1979. 19. P. 59–98.
- *Leonard B.* Third-order upwinding as a rational basis for computational fluid dynamics. 1984
- Lohse D., Toschi F. Ultimate state of thermal convection // Phys. Rev. Lett. 2003. 90. 034502-1.
- Lueck R. G., Mudge T.D. Topographically induced mixing around a shallow seamount // Science. 1997. 276. P. 1831–1833.
- *Lynn R. J., Reid J. L.* Characteristics and circulation of deep and abyssal waters // Deep-Sea Research. 1968. 15(5). P. 577–598.
- *Malm J.* Spring circulation associated with the thermal bar in large temperate lakes // Nordic Hydrology. 1995. 26. P. 331–358.
- Manins P.C. A filling box model of the deep circulation of the Red Sea // Mem. Soc. R. Sci. Liège. 1973. 6. P. 153–166.
- Manins P.C. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region // J. Fluid Mech. 1979. 91. P. 765–781.
- Manins P.C., Turner J.S. The relations between the flux ratio and energy ratio in convectively mixed layers // Q. J. R. Met. Soc. 1978. 104. P. 39–44.
- *Marotzke J.* Boundary mixing and the dynamics of three-dimensional thermohaline circulations // J. Phys. Oceanogr. 1997. 27. P. 1713–1728.
- Marotzke J., Scott J.R. Convective mixing and the thermohaline circulation // J. Phys. Oceanogr. 1999. 29. P. 2962–2970.
- Marshall J., Schott F. Open-Ocean Convection: Observations, Theory, and Models // Rev. Geophys. 1999. 37(1). P. 1–64.
- Maxworthy T. Convection into domains with open boundaries // Annu. Rev. Fluid Mech. 1997. 29. P. 327–371.

- Maxworthy T., Narimuosa S. Unsteady, turbulent convection into a homogeneous, rotating fluid, with oceanographic applications // J. Phys. Oceanogr. 1994. 24. P. 865–887.
- *McPhee-Shaw E., Kunze E.* Boundary layer intrusions from a sloping bottom: A mechanism for generating intermediate nepheloid layers // J. Geoph. Res. 2002. 107(C6). 10.1029/2001JC000801.
- Meier H. E. M., Feistel R., Piechura J., Arneborg L., Burchard H., Fiekas V., Golenko N., Kuzmina N., Mohrholz V., Nohr C., Paka V.T., Sellschopp J., Stips A., Zhurbas V. Ventilation of the Baltic Sea deep water: A brief review of present knowledge from observation and models // Oceanologia. 2006. 48(S). P. 133–164.
- Meincke J. On the distribution of low salinity intermediate waters around the Farores // Deutsche Hydr. Zeitschrift. 1978. 31(2). P. 50-64.
- MIKE3 User Guide. DHI Water & Environment. DHI Software, 2005.
- *Miller R.C.* A thermally convecting fluid heated nonuniformly from below. PhD thesis. Mass. Inst. Technol., Cambridge, 1968.
- *Moll R.A., Bratkovich A., Chang W.Y.B., Pu P.* Physical, chemical, and biological conditions associated with the early stages of the Lake Michigan vernal thermal front // Estuaries. 1993. Vol. 16(1). P. 92–103.
- Monismith S., Imberger J., Morison M. Convective motions in the sidearm of a small reservoir // Limnol. Oceanogr. 1990. 35(8). P. 1676–1702.
- Mori A, Niino H. Time evolution of nonlinear horizontal convection: its flow regimes and self-similar solutions // J. Atmos. Sci. 2002. 59. P. 1841–1856.
- Mortimer C. H. Lake hydrodynamics // Mitteilungen Int. Ver. Limnol. 1974. 20. P. 124–197.
- *Mortimer J.* Lake Michigan in motion. USA: University of Wisconsin Press, 2004. 299 p.
- Muench R.D., Gordon A.L. Circulation and transport of water along the western Weddell Sea margin // J. Geophys. Res. 1995. 100. P. 18,503–18,515.
- Mullarney J.C., Griffiths R.W., Hughes G.O. Convection driven by differential heating at a horizontal boundary // J. Fluid Mech. 2004. 516. P. 181–209.
- Mullarney J. C., Griffiths R. W., Hughes G. O. The effects of geothermal heating on the ocean overturning circulation // Geophys. Res. Lett. 2006. 33. L02607.
- Mullarney J.C., Griffiths R.W., Hughes G.O. The role of freshwater fluxes in the thermohaline circulation: Insights from a laboratory analogue // Deep-Sea Res. I. 2007. 54. P. 1–21.
- Munk W. Abyssal recipes // Deep-Sea Res. 1966. 13. P. 707–730.
- Munk W., Wunsch C. Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing // Deep-Sea Res. 1998. 45. P. 1977–2010.
- *Myrberg K., Andreev O.* Main upwelling regions in the Baltic Sea: a statistical analysis based on three-dimensional modeling // Boreal Env. Res. 2003. Vol. 8. P. 97–112.
- Myrberg K., Lehmann U., Raudsepp U., Szymelfenig M., Lips I., Lips U., Matciak M., Kowalewski M., Krężel A., Burska D., Szymanek L., Ameryk A., Bielecka L., Bradtke K., Gałkowska A., Gromisz S., Jędrasik J., Kaluźny M., Kozłowski L., Krajewska-Sołtys A., Ołdakowski B., Ostrowski M., Zalewski M., Andrejev O., Suomi I., Zhur-

bas V., Kauppinen O-K., Soosaar E., Laanemets J., Uiboupin R., Talpsepp L., Golenko M., Golenko N., Vahtera E. Upwelling events, coastal offshore exchange, links to biogeochemical processes — Highlights from the Baltic Sea Science Conference, March 19–22, 2007 at Rostock University // Oceanologia. 2008. 50(1). P. 1–19.

- Nansen F. The waters of the north-eastern North Atlantic. Internationale Revue der Gesamten Hydrobiologie und Hydrographie. 1913. Suppl. to Bd. 4. 139 p.
- *Naumenko M.A.* Some aspects of the thermal regime of large lakes: Lake Ladoga and Lake Onega // Water Poll. Res. J. Can. 1994. 29(2–3). P. 423–439.
- Naumenko M.A., Karetnikov S.G. Determining role of spring thermal bar on internal processes and water-air interaction in Ladoga lake // Proc. of 5<sup>th</sup> Workshop on Physical processes in natural waters. 23–29 August 2000. Irkutsk, Prep. 4. Irkutsk, 2000. P. 16–19.
- Oke P.R., Middletom J.H. Topographically induced upwelling off Eastern Australia // J. Phys. Oceanogr. 2000. 30. P. 512–531.
- Otero J., Wittenberg R. W., Worthing R. A., Doering C. R. Bounds on Rayleigh-Benard convection with an imposed heat flux // J. Fluid Mech. 2002. 473. P. 191–199.
- Paparella F., Young W.R. Horizontal convection is non-turbulent // J. Fluid Mech. 2002. 466. P. 205–214.
- *Park Y., Bryan K.* Comparison of a thermally driven circulation from a depthcoordinate model and an isopycnal model. Part I: scaling law sensitivity to vertical diffusivity // J. Phys. Oceanogr. 2000. 30. P. 590–605.
- *Park Y., Bryan K.* Comparison of a thermally driven circulation from a depthcoordinate model and an isopycnal model. Part II: The difference and structure of the circulations // J. Phys. Oceanogr. 2001. 31. P. 2612–2624.
- *Park Y.G., Whitehead J.A.* Rotating convection driven by differential bottom heating // J. Phys. Oceanogr. 1999. 29. P. 1208–1220.
- Patterson J. C., Armfield S. W. Transient features of natural convection in a cavity // J. Fluid Mech. 1990. 219. P. 469–497.
- Patterson J. C., Imberger J. Unsteady natural convection in a rectangular cavity // J. Fluid Mech. 1980. 100. P. 65–86.
- Pedlosky J. Geophysical Fluid Dynamics. Springer, 1979.
- Peixoto J. P., Oort A. H. Physics of Climate. American Institute of Physics, 1992.
- Pelegri J. L., Churchill J. H., Kirwan A. D., Lee S.-K., Munn R. E., Pettigrew N. R. Gabriel T. Csanady: Understanding the physics of the ocean // Progress in Oceanography. 2006. 70. P. 91–112.
- Peterson W.H. A steady thermohaline convection model. PhD thesis. Univ. Miami, 1979.
- Pierce D. W., Rhines P.B. Convective building of a pycnocline: laboratory experiments // J. Phys. Oceanogr. 1996. 26. P. 176–190.
- *Pierce D. W., Rhines P.B.* Convective building of a pycnocline: a two-dimensional nonhydrostatic numerical model // J. Phys. Oceanogr. 1997. 27. P. 909–925.
- Polzin K. L., Toole J. M., Ledwell J. R., Schmitt R. W. Spatial variability of turbulent mixing in abyssal ocean // Science. 1997. 276. P. 93–96.

- Poulikakos D., Bejan A. The fluid mechanics of an attic space // J. Fluid Mech. 1983. 131. P. 251-269.
- Raasch S., Etling D. Modeling Deep Ocean Convection: Large Eddy Simulation in Comparison with Laboratory Experiments. 1998. // J. Phys. Oceanogr. 1998. 28. P. 1786–1802.
- Rao Y.R., Skafel M.G., Charlton M.N. Circulation and turbulent exchange characteristics during the thermal bar in Lake Ontario // Limnol. Oceanogr. 2004. 49(6). P. 2190–2200.
- Rasmussen E. K. Prioritising Hot Spot Remediations in Vistula Lagoon Catchment: Environmental Assessment and Planning for the Polish and Kaliningrad parts of the lagoon (1994–1997). Report on the international project. Water Quality Institute, Danish Hydraulic Institute, GEOMOR, Atlantic Branch of P. P. Shirshov Oceanology Institute. Hoersholm. Denmark, 1998.
- Rattray M. Jr., Hansen D. V. A similarity solution for circulation in an estuary // J. Mar. Res. 1962. 20. P. 121–133.
- *Roberts G.* Fast viscous Benard convection // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. 1979. 12. P. 235–272.
- *Roche P.-E., Castaing B., Chabaud B., Hebral B.* Observation of the 1/2 power law in Rayleigh–Benard convection // Phys. Rev. E. 2001. 63. 045303–1.
- *Rodgers G.K.* Fields investigation of the thermal bar in Lake Ontario: precision temperature measurements // Proc. 14<sup>th</sup> Conf. Great Lakes Res. 1971. P. 618–624.
- *Rodgers G.K.* Heat advection within Lake Ontario in spring and surface water transparency associated with the thermal bar // Proc. XI Conf. Great Lakes Res., Michigan. 1968.
- *Rodgers G.K.* The thermal bar in the Laurentian Great Lakes // Proc. 8<sup>th</sup> Conf. Great Lakes Res., Michigan. 1965. № 13. P. 352–363.
- *Rodgers G.K.* The thermal bar in Ontario, spring 1965 and winter 1965–1966 // Proc. 9<sup>th</sup> Conf. Great Lakes Res. 1966. P. 369–374.
- *Rodgers G.K., Sato G.K.* Factors affecting the progress of the thermal bar of spring in Lake Ontario // Proc. XIII Conf. Great Lakes Res. Part II. 1970.
- Rossby H.T. Numerical experiments with a fluid nonuniformly heated from below // Tellus. 1998. 50. P. 242–257.
- *Rossby H.T.* On thermal convection driven by non-uniform heating from below: an experimental study // Deep-Sea Res. 1965. 12. P. 9–16.
- Ruddick B.R., Shirtcliffe T.G.L. Data for double diffusers: physical properties of aqueous salt-sugar solutions // Deep-Sea Res. 1979. 26A. P. 775–787.
- Rudels B. Haline convection in the Greenland Sea // Deep Sea Research. 1990. Part A 37. P. 1491–1511.
- Sandström J. W. Dynamische versuche mit meerwasser // Ann. Hydrogr. Marit. Meteorol. 1908. 36. P. 6–23.
- Sandström J. W. Meteorologische Studien im schwedischen Hochgebirge // Göteborgs Kungl. Vetensk. Vitterh. Handl. 1916. 17(4), P. 1–48.
- Scavia D., Bennett J.R. Spring transition period in Lake Ontario a numerical study of the causes of the large biological and chemical gradients // Can. J. Fish. Aquat. Sci. 1980. Vol. 37. P. 823–833.

- Schott F., Leaman K.D. Observations with Moored Acoustic Doppler Current Profilers in the Convection Regime in the Gulf du Lion // J. Phys. Oceanogr. 1991. Vol. 21. P. 558–574.
- Sea and Coast. The National Atlas of Sweden. Swedish Meteorological and Hydrological Institute / ed. by B. Sjöberg. Stockholm: SNA Publishing, 1991. 128 p.
- Send U., Marshall J. Integral effect of deep convection // J. Phys. Oceanogr. 1995. Vol. 25. P. 855–872.
- Shapiro G. I., Hill A. E. Dynamics of dence water cascade at the shelf edge // J. Phys. Oceanogr. 1997. 33. P. 390–406.
- Shimaraev M.N., Granin N.G., Zhdanov A.A. The role of spring thermal bars in the deep ventilation of Lake Baikal water // Limnol. Oceanogr. 1993. 38(5). P. 1068–1072.
- Shimaraev M.N., Verbolov V.I., Granin N.G., Sherstyankin P.P. Physical limnology of Lake Baikal: a review / eds. by M.N. Shimaraev, S. Okuda. Irkutsk-Okayama: Baikal Int. Center for Ecol. Res., 1994. 89 p.
- *Siegel H., Gerth M.* Development of Sea Surface Temperature in the Baltic Sea in 2004. HELCOM Indicator Fact Sheets, 2008.

URL: http://www.helcom.fi/environment2/ifs/en\_GB/cover/

- Siggers J. H, Kerswell R. R, Balmforth N. J. Bounds on horizontal convection // J. Fluid Mech. 2004. 517. P. 55–70.
- Simpson O. Developing understanding of the shelf seas and their role in the global ocean. Fridtjof Nansen Medal Lecture, EGU, 2008.
- Smagorinsky J. General Circulation Experiment with the Primitive Equations // Monthly Weather Review. 1963. 91, № 3. P. 99–164.
- Somerville R.C. A non-linear spectral model of convection in a fluid unevenly heated from below // J. Atmos. Sci. 1967. 24. P. 665–676.
- Steffanson U., Atkinson L.P., Bumpus D.F. Hydrographic properties and circulation of the North Carolina shelf and slope waters // Deep-Sea Research. 1971. 18. P. 383–420.
- Stern M. E. Ocean Circulation Physics. International Geophysics Series. Academic Press, 1975. Vol. 19. 246 p.
- *Stewart R. H.* Introduction to Physical Oceanography. Texas University, 2003. 352 p.
- Stigebrandt A. A Model for the Vertical Circulation of the Baltic Deep Water // J. Phys. Oceanogr. 1987. Vol. 17, № 10. P. 1772–1785.
- Stommel H. An example of thermal convection // Trans. Amer. geophys. Un. 1950. 31(4). P. 553–554.
- *Stommel H.* On the smallness of the sinking regions in the ocean // Proc. nat. Acad. Sci. 1962. 48. P. 766–772.
- Stommel H., Arons A.B. On the abyssal circulation of the world ocean II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins // Deep-Sea Res. 1960. 6. P. 217–233.
- Sturm T. Laminar gravitational convection of heat in dead-end channels // JFM. 1981. Vol. 110. P. 97–113.

- Sturman J. J., Ivey G. N. Unsteady convective exchange flows in cavities // J. Fluid Mech. 1998. 368. P. 127–153.
- Sturman J. J., Ivey G. N., Taylor J. R. Convection in a long box driven by heating and cooling on the horizontal boundaries // J. Fluid Mech. 1996. 310. P. 61–87.
- Sturman J. J., Oldham C. E., Ivey G. N. Steady convective exchange flow down slopes // Aquat. Sci. 1999. 61. P. 260–278.
- Sundaram T.R. Transient thermal response of large lakes to atmospheric disturbances // Proc. 17<sup>th</sup> Conf Great Lakes Res., IAGLR. 1974. P. 801–810.
- Sutherland B.R., Dalziel S.B., Hughes G.O., Linden P.F. Visualization and measurement of internal waves by «synthetic schlieren». Part 1. Vertically oscillating cylinder // J. Fluid Mech. 1999. 390. P. 93–126.
- Svansson A. Interaction between the coastal zone and the open sea // Finnish Mar. Res. 1975. 239. P. 11–28.
- Symonds G., Gardiner-Garden R. Coastal density currents forced by cooling events // Continental Shelf Research. 1994. Vol. 14, № 2/3. P. 143–157.
- Thomsen C., Blaume F., Fohrmann H., Peeken I., Zeller U. Particle transport processes at slope environments — event driven flux across the Barents Sea continental margin // Marine geology. 2001. 175. P. 237–250.
- Thorpe S.A. Some dynamical effects of internal waves and the sloping sides of lakes // Physical processes in lakes and oceans / ed by J. Imberger. 1998. P. 441–460.
- *Thorpe S.A., White M.* A deep intermediate nepheloid layer // Deep-Sea Res. 1988. 35. P. 1665–1671.
- *Tomczak M*. The Bass Strait water cascade during winter 1981 // Continental Shelf Res. 1985. 4. P. 255–278.
- *Torres R., Barton E. D.* Onset of the Iberian upwelling along the Galician coast // Cont. Shelf Res. 2007. 27. P. 1759–1778.
- *Tully J.P.* Time series in oceanography // Trans. Roy. Soc. Canada. 1965. Vol. 3, Ser. 4. Sect. 3.
- *Turner J. S.* Turbulent entrainment: the development of the entrainment assumption, and its application in geophysical flows // J. Fluid Mech. 1986. 173. P. 431–471.
- UNESCO. The Practical Salinity Scale 1978 and the International Equation of State of Sea Water 1980 // UNESCO Technical Papers in Marine Science. 1981. P. 36.
- Visbeck M., Marshall J., Jones H. Dynamics of isolated convective regions in the ocean // J. Phys. Oceanogr. 1996. Vol. 26. P. 1721–1734.
- *Walin G.* Some observations of temperature fluctuations in the coastal region of the Baltic // Tellus. 1972. 24. P. 187–198.
- Wang W., Huang R.X. An experimental study on thermal convection driven by horizontal differential heating // J. Fluid Mech. 2005. 540. P. 49–73.
- Warren B.A. Deep circulation of the world ocean // Evolution of Physical Oceanography / eds. by B.A. Warren, C. Wunsch. MIT Press, Cambridge, 1981. P. 6–41.

- Weiss R. F., Carmack E. C., Koropalov V.M. Deep-water renewal and biological production in Lake Baikal // Nature. 1991. 349. P. 665–669.
- *Wells J.R., Helfrich K.R.* A laboratory study of localized boundary mixing in a rotating stratified fluid // J. Fluid Mech. 2004. 516. P. 83–113.
- Winton M. Why is the deep sinking narrow? // J. Phys. Oceanogr. 1995. 25. P. 997–1005.
- Wright D.G., Stocker T.F. A zonally averaged ocean model for the thermohaline circulation 1: Model development and flow dynamics // J. Phys. Oceanogr. 1991. 21. P. 1713–1724.
- Woodson C. B., Eerkes-Medrano D. I., Flores-Morales A., Foley M. M., Henkel S. K., Hessing-Lewis M., Jacinto D., Needles L., Nishizaki M. T., O'Leary J., Ostrander C. E., Pespeni M., Schwager K. B., Tyburczy J. A., Weersing K. A., Kirincich A. R., Barth J. A., McManus M. A., Washburn L. Local diurnal upwelling driven by sea breezes in northern Monterey Bay // Cont. Shelf Res. 2007. 27. P. 2289– 2302.
- Wunsch C. Moon, tides and climate // Nature. 2000. 405. P. 743-744.
- Wunsch C., Ferrari R. Vertical mixing, energy and the general circulation of the oceans // Annu. Rev. Fluid Mech. 2004. 36. P. 281–314.
- Wüest A., Ravens T.M., Granin N.G., Kocsis O., Schurter M., Sturm M. Cold intrusions in Lake Baikal: Direct observational evidence for deep-water renewal // Limnol. Oceanogr. 2005. Vol. 50, № 1. P. 184–196.
- Zagarola M.V., Smits A.J. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow // J. Fluid Mech. 1998. 373. P. 33–79.
- Zhurbas V., Stipa T., Mälkki P., Paka V., Golenko N., Hense I., Sklyarov V. Generation of subsurface cyclonic eddies in the southeast Baltic Sea: Observations and numerical experiments // J. Geophys. Res. 2004. 109. C05033, doi: 10.1029/2003 [C002074.
- Zilitinkevich S.S., Kreiman K.D., Terzhevik A.Y. The thermal bar // J. Fluid Mech. 1992. 236. P. 22–47.

#### Предметный указатель

адвекция 19, 41, 45, 46, 48, 54, 57, 58, 67, 79, 82, 97, 127, 128, 137, 147, 161, 162, 212, 214 апвеллинг 10, 11, 33-36, 59, 60, 79, 171, 181, 214, 220-225 влияние вращения Земли 11, 62, 82-84, 108, 117, 118, 122, 134, 138, 139, 143, 169, 226, 227 каскад, каскадинг 9-11, 23-25, 29, 30, 36, 58–60, 75, 78–80, 82, 83, 89, 114, 125, 130, 132, 134, 145, 147-149, 151, 159, 161, 162, 164-166, 168, 170, 189, 192, 198, 209, 216, 222, 225 конвекция боковая 58, 59, 225 вертикальная 24-26, 35, 43, 46, 48, 50, 57, 63, 66, 70–72, 79, 82, 88, 89, 97, 98, 102–104, 108, 112, 115, 117, 128, 133, 134, 137, 143, 147, 152, 153, 157, 161, 162, 166, 167, 183, 190, 192, 198, 199, 208, 217-219, 222, 225 горизонтальная 9-11, 17, 28, 35-49, 51, 56, 57, 59, 61, 66, 67, 73, 75-77, 81, 86, 112-115, 117, 118, 123, 126, 127, 134, 151, 152, 155, 156, 166, 168, 169, 172, 174, 181, 182, 189, 191, 196, 199, 200, 208, 210-214, 219, 221, 224-226 гравитационная 58, 71, 95, 128, 190, 208 подо льдом 34, 35, 57, 225 послойная 57 свободная 57, 58, 121, 144 коэффициент соленостного сжатия 35 термического расширения 11, 35, 38,

69, 71, 92, 189, 231

мезотермический максимум 27, 28, 78, 167 моделирование лабораторное 36, 37, 42-44, 49-51, 53, 55, 61, 67, 77, 80-82, 88, 90-94, 114-117, 120-124, 127, 128, 132, 134, 135, 141, 142, 144-149, 153, 157, 158, 170, 171, 174, 175, 177-181, 186-189, 191, 193-195, 197, 201-203, 209, 210, 226численное 11, 42, 43, 49, 51, 53-56, 61, 78, 84, 90, 114, 115, 117–120, 122-124, 126, 127, 133-142, 153, 156-158, 165, 170, 178-181, 186, 189, 196, 197, 201–203, 216, 222 обновление глубинных вод 25-28, 192 плюм 44, 45, 48, 49, 51, 124, 154, 186, 189, 214 погранслой 37-41, 44, 45, 47-49, 51, 80, 83, 113, 116, 121, 129, 135, 144, 168, 187, 212, 214 подповерхностная струя 11, 89, 95, 175, 176, 192–197, 208 поле давления 89, 90-94, 113 плотности 24, 45, 48, 155, 213, 225 температуры 11, 18-21, 24, 30, 31, 34, 35, 37, 53, 54, 57, 58, 67, 90, 91, 102, 109, 114, 116, 120-128, 135, 136, 138, 139, 145, 155, 156, 168, 170-174, 176, 179, 185-187, 191, 196, 197, 210-212, 215-217, 223, 224 течений 11, 34, 51, 114, 116, 118, 122, 123, 128–136, 138, 139, 168, 170, 171, 174–177, 191, 196, 197, 210, 211, 216, 217, 223

поток плавучести 12, 45-47, 49, 50, 53, 55, 68, 71, 74, 77, 81, 88, 112, 113, 116, 119, 120, 127, 145, 154, 171, 172, 175, 181, 192, 210, 226 дестабилизирующий 10, 11, 44, 51, 55, 66, 73-75, 81, 83, 85, 88, 112-115, 143, 168, 170, 181, 192, 213, 214, 231 смена знака 11, 32, 72, 73, 182, 190, 191, 195, 203, 207-209, 211, 213, 214, 216, 224 стабилизирующий 10, 11, 44, 66, 73-75, 81, 112, 170, 181, 192 прибрежная зона 11, 18-20, 25, 30, 32, 59, 66, 70-74, 76, 77, 82, 86, 88-90, 94, 97, 102-106, 108, 110, 120, 122-124, 126, 136, 153, 156, 157, 170, 178–180, 182, 188, 190, 211–213, 220, 222, 224, 226 ячейка 93, 133, 140, 142, 158, 159, 181, 191, 218 прогрев дифференциальный 9, 10, 17, 19, 20, 26, 37, 43, 52, 58, 59, 62, 73, 80, 89, 90, 94, 112, 123, 180, 181, 211, 219, 221 механизм формирования 67, 82 дневной 73, 80, 95, 135, 170, 178, 180, 218, 219, 222, 224 прибрежный 9, 10, 17, 19, 26, 58, 62, 67, 73, 74, 79, 82, 90, 91, 93, 94, 112, 147, 178-181, 211, 219-223, 225ранневесенний 11, 34, 165, 192, 197 профили вертикальные 30, 34, 54-56, 66, 89, 90, 92, 95, 96, 98, 101, 106, 109-112, 116, 121, 123, 124, 129, 131, 132, 142, 145, 146, 149-152, 154-157, 160, 167, 168, 172, 174, 175, 177-180, 197, 198, 212, 213 горизонтальные 19, 66, 91, 103-105, 109, 110, 112, 114, 116, 122-127, 134, 147, 148, 154, 168, 172, 173, 180, 181, 194, 195 расход течений 11, 12, 50, 53, 54, 61, 77-81, 89, 115, 116, 120, 129, 131, 133, 138–143, 161, 168, 169, 175, 196, 209–211, 217–219, 222–224, 226, 232

склон, определение 62-64 слой верхний квазиоднородный 62-65, 70, 71, 79, 95, 97–100, 103, 105, 111, 112, 115, 130, 150, 151, 153, 156-160, 165-167, 169, 183, 190, 209, 216, 218, 232 перемешанный 34, 44, 66, 94-98, 101, 102, 104–106, 108, 109, 124, 129, 143, 150, 153, 160, 206, 209, 214, 217, 231 поверхностный 32, 41, 45, 53, 68, 70-72, 79, 82, 95, 114, 116, 121-126, 135-137, 143, 144, 147, 148, 155, 159, 164, 167, 168, 170-174, 178-181, 190, 194, 195, 198, 200, 207, 209, 224 придонный 26, 28, 37-39, 45, 58, 83, 116, 121–123, 129, 136, 137, 139, 143, 147, 156-160 промежуточный 11, 25, 32, 63, 65, 83, 94, 109, 114, 124, 126, 135, 136, 147-153, 156, 157, 160-163, 175, 176, 192, 196–198, 208–210, 212, 222, 224 холодный промежуточный 25, 79, 82, 148, 149, 150, 160-167, 180, 198, 226, 232 стратификация неустойчивая 35, 71, 72, 190 обратная 34, 71, 96, 166, 182, 183, 190, 194 прямая 70, 71, 96, 183, 184, 190-192, 208 устойчивая 35, 36, 45, 70-72, 96, 156, 189, 190, 191, 198, 209, 213 температура максимальной плотности 10, 11, 27, 69, 70–73, 78–81, 90, 93, 104–108, 115, 117, 121, 128, 145-149, 160-167, 169, 171, 182, 183, 186, 188-200, 202-204, 206-210, 224, 231, 232 теорема Сандстрёма 42, 43 термики 53, 121, 122, 128, 131-133, 135, 137, 138, 159, 222 диаметр 30 термобар 9-11, 27, 28, 36, 134, 170, 182-189, 191, 192, 196, 197, 199, 200, 203, 208-210, 224 скорость продвижения 191, 192, 195,

корость продвижения 191, 192, 195 197, 200, 203, 205, 206, 210, 224 структура фронта 196–199 термобарическая неустойчивость 28 течения гравитационные 30, 35, 60, 114, 128–133, 142, 143, 145, 146, 157, 172, 183, 193, 209, 212 комполитии 0, 0, 12, 45, 46, 48, 54, 66

- конвективные 9, 12, 45, 46, 48, 54, 66, 67, 75, 76, 82, 89, 113, 114, 132, 139, 168, 174–176, 181, 182, 184, 191, 211, 212, 214, 217, 219–221, 224, 225
- обменные 9, 11, 66, 67, 76, 77, 82, 83, 89, 113, 115, 129, 130, 133, 134, 139, 168–170, 181, 219, 220, 225
  - трехмерность структуры 50, 115, 117, 133, 143, 176, 226

уплотнение при смешении (каббелинг) 27, 161, 184, 186, 187, 208 фазовая диаграмма 11, 218, 219 циркуляция глобальная термохалинная 9, 17, 22, 23, 36, 43, 59, 82, 225 дневная/ночная 9, 11, 32, 36, 83, 89, 170, 179, 211, 212, 220, 222, 224, 225 квазистационарная 10, 51, 53, 80, 113, 177, 181, 211, 217 число Грасгофа 46, 47, 213, 232 Нуссельта 41, 46–49 Прандтля 39–41, 44–47, 54, 232 Рейнольдса 46

Рэлея 10, 39, 41, 44–49, 53, 54, 67, 80, 88, 113, 120, 189, 232

Научное издание

#### Чубаренко Ирина Петровна

#### ГОРИЗОНТАЛЬНАЯ КОНВЕКЦИЯ НАД ПОДВОДНЫМИ СКЛОНАМИ

Подписано в печать 20.12.2010 г. Формат 70х100 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Усл. печ. л. 22,8. Тираж 300 экз.

Издательство «Терра Балтика» 236029, г. Калининград, ул. Гаражная, 2-Б, 208

Отпечатано с готового оригинал-макета в типографии "Standartu Spaustuve" Vilnius, Dariaus ir Gireno g. 39, LT-02189 www.standartu.lt, tel. +370 5 2167527



## Ирина Петровна ЧУБАРЕНКО

доктор физико-математических наук, кандидат технических наук, ведущий научный сотрудник Атлантического отделения Института океанологии им. П.П. Ширшова Российской Академии наук. Выпускница кафедры термогидромеханики океана МФТИ, океанолог, гидрофизик. Автор более 200 научных работ по механизмам перемешивания в озерах, мелководных лагунах и прибрежной зоне морей. Специалист в области лабораторного и численного моделирования гидрофизических процессов, в постановке ориентированного натурного эксперимента. Участник многочисленных экспедиций в Южный океан, Балтийское море, на озера Боденское и Байкал.



