

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

ВЫПУСК 77

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОСВОЕНИЕ МИРОВОГО ОКЕАНА

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД

1982

Одобрено Ученым советом
Ленинградского гидрометеорологического института

В настоящем сборнике помещены статьи, авторами которых являются сотрудники как ЛГМИ, так и других вузов и НИИ. Тематика статей охватывает большинство основных направлений современной океанологии. Часть представленных в сборнике работ содержит результаты теоретических исследований, имеющих целью либо уточнение принципиальных основ науки об океане (переходом к океаническому лунно-солнечному времени), либо решение отдельных актуальных вопросов (выяснение роли ветра и бароклинности вод в формировании вертикальной циркуляции в океане; моделирование различных процессов и явлений в океане и др.). Другие статьи носят экспериментальный характер в том смысле, что в них сообщаются результаты обработки натурных данных и проводится обсуждение их согласия с теоретическими положениями (анализ статистической структуры флуктуаций термоклина; формирование крупных аномалий температуры воды; оценка вероятностных характеристик температуры воды и т. д.). При этом некоторые из таких работ имеют определенную прикладную направленность.

Сборник адресован широкому кругу океанологов — научным работникам, преподавателям вузов, а также студентам старших курсов гидрометеорологических вузов и факультетов.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Б. Н. БЕЛЯЕВ (отв. ред.), Ю. П. ДОРНИН, Е. И. СЕРЯКОВ,
В. Р. ФУКС, Е. И. ЧВЕРТКИН, Б. Ф. ЧЕРЕДИЛОВ

ОКЕАНИЧЕСКОЕ ЛУННО-СОЛНЕЧНОЕ ВРЕМЯ

Периоды суточного и годового вращения Земли, также изменения фазы Луны оказались для человека главными ориентирами, когда он приступил к разработке основ счета времени. В созданных первыми вариантах лунного (4000 лет назад в Древнем Вавилоне) и лунно-солнечного (в IV в. до н. э. у древних евреев) [1] календарей использовался интервал между двумя полнолуниями, однако, не в аспекте согласования этих календарей с наблюдающейся в океанах временной изменчивостью явлений, что составляет проблематику этой статьи.

Первые лунные и лунно-солнечные календари, как и последующие более удобные и точные системы солнечного времени, согласованы с господствующими в материковых условиях солнечными ритмами. В океанах эти ритмы тоже представлены, но существенно слабей. Здесь часто в колебаниях характеристик преобладает влияние приливо-образующих сил Луны и Солнца, в которых лунные переодичности доминируют. Соответственно, основа временной изменчивости в океанах — лунно-солнечная в отличие от чисто солнечных режимов на материках. По этой причине гражданское среднее солнечное время в сущности не приспособлено к временной привязке хода процессов в океанической стихии.

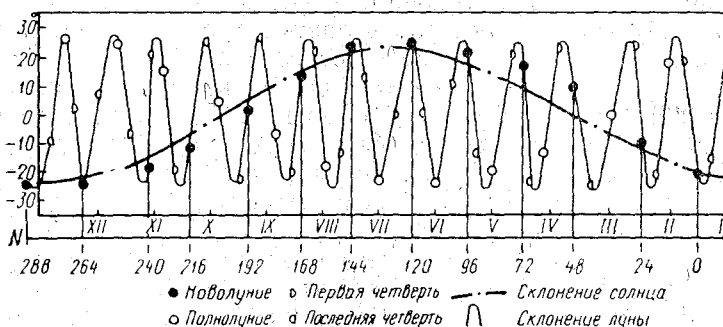
Здесь имеется большая проблема. Ее не замечают, так как привыкли к неудобствам, которые частью преодолеваются сложными путями, а частью попросту игнорируются. Но существует возможность последовательного разрешения этой проблемы. Она состоит в создании специально адаптированного для океанических условий лунно-солнечного времени [2].

Обратимся к рисунку, где показан годовой ход склонения Солнца, месяцы на шкале солнечного времени и фазы Луны. Это характеристики, использовавшиеся в ходе многовекового конструирования календарей. Помимо этого на рисунке нанесен график изменения склонения Луны. Заметим меняющееся в течение года соотношение между фазами Луны и ее склонением. Оно характеризует годовой цикл сочетания двух важнейших полумесячных неравенств приливов.

Морякам хорошо известно связанное с фазами Луны полумесячное неравенство полусуточных приливов и значение понятий

сизигийные и квадратурные приливы. Аналогично в суммарной суточной составляющей приливов наблюдается так называемое тропическое полумесячное неравенство, определяющееся изменениями склонения Луны. Напомним, что в дни большого склонения Луны наблюдаются тропические суточные приливы с большой амплитудой колебаний. При малых склонениях Луны наблюдаются равнодейственные приливы с малой амплитудой.

Фазовое и тропическое полумесячные неравенства постепенно смещаются друг относительно друга и происходит это в течение года с той закономерностью, которая видна на рисунке в сдвиге фазы Луны относительно ее склонения. Каждому взаимному положению указанных двух неравенств соответствует определенный



Годовой ход склонения Солнца и Луны

суточный ход приливов. Если привнести шкалу, которая в специальных отметках времени даст возможность точно определить идентичные состояния в соотношении главных неравенств приливов, то появляется возможность и на будущее и в прошлом определять любой заданный или необходимый нам случай проявления приливов. Это и было реализовано. Шкала астрономических параметров приливов создана (нижняя шкала величин N [3]) и на чрезвычайно массовом материале испытана в качестве средства прогнозирования. Последнее, т. е. прогнозирование возможно потому, что астрономическая ситуация (на рисунке показана на 1972 г.) предвычисляется и публикуется в астрономических ежегодниках по крайней мере с годовой заблаговременностью.

Ограничимся приведенным разъяснением принципиального смысла предлагаемой системы времени и обратимся к более общим соображениям. Это уместно по той причине, что, оперируя временем, мы вступаем в область обширных возможностей, понимание которых необходимо для принятия правильных практических решений.

Чтобы войти в круг идей и некоторых понятий, целесообразно кратко остановиться на состоянии обсуждения проблемы времени в современной философской литературе. Это дает основу для ин-

терпретации информативности временных данных и предложения первоочередных практических разработок.

Известно положение марксистской философии об объективности времени и пространства как форм существования материи. Из обзоров [4, 5] приведем краткие сведения об активной дискуссии о сущности времени и его отношения к движению и взаимодействию материальных систем. Признана возможность двух концепций. Согласно первой из них, время представляется как некоторая самостоятельная сущность (нетелесная субстанция), которая не зависит от пространства, движения и взаимодействия материальных систем, оказывая, однако, существенное влияние на их бытие, индивидуальность, порядок следования и длительность существования.

Временные отношения трактуются как первичные, далее не анализируемые по физическому содержанию, понятия. По Ньютону эти отношения устанавливаются «сами по себе», «безотносительно к чему-либо внешнему». Утверждается, что они имеют предельно широкий характер, т. е. включают, наряду с отношением временной последовательности («раньше — позже»), также и соотношение одновременности. Последнее означает, что для каждого события в какой-либо точке пространства, в любой другой его точке существует только одно-единственное одновременное с ним событие. Это остается неизменным при любых условиях и имеет силу для всех возможных систем отсчета. В этом — главное содержание «субстанциональной» концепции абсолютного времени классической физики Ньютона.

Вторая концепция времени соответствует представлениям релятивистской физики, именуется поэтому «релятивистской» или «реляционной». При этом «утверждается, что в мире «реальны» только материальные объекты или события, пространство и время же только их соотношения» [5]. Эта система отношений не имеет самостоятельного существования и является следствием, результатом свойств, материальных систем, вступивших или вступающих во взаимодействие или только обладающих возможностью вступить в такое взаимодействие. В реляционной концепции отсутствует представление о едином потоке абсолютного времени. Ввиду невозможности мгновенного распространения материальных взаимодействий, отношение одновременности выражает здесь отсутствие временных отношений и само временным отношением уже не является. Отмечается, что временной порядок событий, которые принципиально не могут взаимодействовать друг с другом, «не определен» или, по словам А. Эйнштейна, временные отношения между такими событиями «не имеют физического смысла» [4].

Ни одной из этих концепций не дается определенного предпочтения. Представляется правильным утверждение, «что в ходе дискуссии каждая из сторон выявила такие естественнонаучные (наблюдаемые) факты, которые только с большой натяжкой поддаются объяснению в рамках противоположной точки зрения» [5].

По принципам конструирования шкал времени, т. е. по основному предмету статьи, по-видимому, меньше высказано ориентирующих методологических соображений. Представляется интересным замечание немецкого физика-теоретика Лауэ.

Им сказано в работе [6] следующее: «Целью измерения времени должна быть связь с законами природы и именно такая связь, чтобы она удовлетворяла требованиям науки, в которой законы природы могут быть формулированы наиболее простым образом».

Представление событий и фактов в той или иной системе времени означает конкретизацию важнейших аспектов их существования. Этим определяется информативность временных характеристик — важнейшее их качество, существенно зависящее от устройства шкал времени. Одни и те же факты в разных шкалах времени могут быть либо простыми для восприятия, либо усложненными.

Среднее солнечное и океаническое среднее лунно-солнечное время характеризуют временной аспект процессов, непосредственно или косвенно детерминированных солнечной радиацией или совместным действием этого фактора с приливо-образующими силами Луны и Солнца. Рассмотрим, из чего именно складывается временная информативность об этих явлениях.

1. В шкалах времени получает высокую степень конкретизации важнейшее временное отношение последовательности событий. Отсюда вытекают исключительно широкие возможности предвидения явлений. Это составляет одно из ценнейших свойств временной информации, которое не перекрывается по общности и удобству применения никакими из известных методов прогнозирования. В повседневной жизни этим пользуются автоматически, не задумываясь. Ориентация во времени основана на уверенности в оправдываемости последовательности всевозможных событий, условий и состояний, фиксированных в шкале времени. Вне систем времени никакое предвидение невозможно.

Приходится, правда, считаться с изменениями в последовательности явлений в пространстве, т. е. с определенной локализацией последовательностей одного вида. Поэтому существует необходимость накопления массовых фактов с определенным их распределением в пространстве.

2. Второе важное отношение одновременности событий конкретизируется применительно к рассматриваемым нами детерминированным явлениям именно в смысле утверждения субстанционной концепции времени, т. е. что для каждого события в какой-либо точке пространства в любой другой его точке существует только одно-единственное одновременное с ним событие той же природы (уточним от себя). С той подробностью, с какой мы при своих средствах наблюдений способны охватить это единственное состояние элементов системы в пространстве, будет и предвидение повторения и даже повторных повторений

состояния, если оно правильно отнесено к шкале времени. Но как велико практическое значение такой возможности! Мы, например, уверенно в солнечном времени на любой месяц предвидим глобальное среднее состояние погоды. В океаническом лунно-солнечном времени в отношении приливных явлений это предвидение существенно конкретней поскольку состояние приливов даже на отдельные моменты повторяется с хорошей точностью. К сожалению, это недостаточно осознано и не все вытекающие отсюда ценные возможности реализуются.

Представление последовательности и одновременности событий в различных системах времени существенно различно. Зависит это от того, на какие именно ведущие процессы адаптирован отсчет времени. Это наглядно иллюстрируется следующим примером, помогающим уяснить суть дела. Автору запомнилось, как определенно Ю. М. Шокальский в своих лекциях 40 лет назад утверждал, что в морских приливах нет повторяемости ни во времени, ни в пространстве, поскольку им (Шокальским) это не было обнаружено при самом тщательном поиске. Поэтому, продолжал он, все морские страны снова и снова на каждый год и для каждого места предвычисляют это явление. Такое утверждение неизбежно и правильно до тех пор, пока данные о приливах фиксируются в неприспособленном к этим явлениям солнечном времени.

Автор статьи утверждает, что в морских приливах и в сопутствующих им процессах с высокой степенью точности существует повторяемость временной последовательности в ходе процессов и одновременность проявления состояний всей затронутой приливами системы на сколь угодно большом пространстве. Это второе утверждение справедливо, когда мы приливные явления фиксируем в удобной для этого шкале океанического лунно-солнечного времени.

Здесь же уместно заметить, что явления вне системы, к которой приспособлено время, не взаимодействующие с этой системой и все же возможные и случающиеся, убедительно толковать, согласно реляционной концепции времени, как явления с неопределенными временными отношениями, когда эти отношения «не имеют физического смысла». Пока в шкале времени не учитывалось существующее в океанической колебательной системе взаимодействие между приливами и радиационно обусловленными процессами, ход приливов в солнечном времени оставался для нас неопределенным. Предвычисление приливов в этих условиях было громоздким пересчетом данных о другом временном процессе в систему солнечного времени и не более. С принятием новой шкалы времени для приливо обусловленных явлений необходимость перевычисления попросту отпадает. Если процесс фиксирован в естественном для него времени, то получаемая регистрационная шкала пригодна для непосредственного пользования и на аналогичные промежутки времени в прошлом. Понимания информативности характеристик времени

важно далее иметь в виду, что они распространяются на самые разнородные проявления жизни очень комплексных природных и связанных с ними социальных систем. Рассматриваемый лунно-солнечный вариант счета времени относится к особенно обширной совокупности процессов в океанах с их реакцией на внешние воздействия как радиационной, так и приливной природы.

Стремление к отображению состояния систем в их целостности составляет важный принцип современной науки. Напомним относящиеся сюда исходные положения в авторитетном изложении одного из видных представителей системного подхода к действительности — У. Эшби [7]. «Всякая реальная динамическая система характеризуется бесконечным числом переменных». Переменные удобно делить на «систему» и «время». Время не следует включать в число переменных. «Переменная, которая не включена в систему является параметром» [7]. К лунно-солнечному времени, понимаемому нами в качестве «параметра», привязывается чрезвычайно широкий комплекс переменных. Это совокупность показателей динамики вод, их физические и химические характеристики состояния, показатели взаимодействия океанических приливов с атмосферными и литосферными процессами. Сюда же относится настройка «биологических часов» органической жизни в океане по лунно-солнечным циклам и, очевидно, многое другое, в том числе и адаптация практической деятельности человека к условиям океанической природы.

4. При современном быстром увеличении объема информации растет необходимость ее концентрации и уплотнения. Большие возможности в этом направлении дает использование свойства повторяемости в последовательности и одновременности событий, конкретизированных в шкалах времени. В климатологии особенно широко этим пользуются для обобщения массовой погодной информации. Первый пример решения аналогичной задачи в океаническом лунно-солнечном времени представляет комплект таблиц приливов и приливных течений постоянного действия, составленный в Государственном океанографическом институте во второй половине 50-х годов. В этом случае уплотнению подверглась пятилетняя зарубежная и отечественная информация о приливах, имевшаяся в то время по всему мировому океану. Исходный массив данных был сведен в универсальное во времени пособие, которое и сейчас не утратило своего практического значения.

Это не единственная мыслимая форма представления в концентрированном виде информации о состоянии процессов в океанах в лунно-солнечном времени.

Итак, по крайней мере из четырех очень значимых элементов складывается информативность временных характеристик рассматриваемых системах времени (солнечное и океанно-солнечное). В отношении реальности этих свойств темы равноценны. Применение лунно-солнечного временных условий обеспечивает более детальную и т.д.

мацию вследствие лучше выраженной в океанах регулярности в суточном ходе явлений.

В методологической литературе признано справедливым встречающееся в естественных науках приспособление шкал времени к конкретным условиям исследований. Известна шкала геологического времени, световые годы и др.

Желателен, по возможности, обостренный интерес моряков к проблеме времени не только в философском ее толковании, а в большей мере как к сугубо практической, поскольку моряки работают в среде с существенно отличным от материковых условий ходом явлений во времени. Без некоторой перестройки мышления не будет никаких сдвигов в практической реализации возможностей, о которых шла речь в принципиальном смысле.

Чтобы несколько резюмировать первые шаги к непривычной системе и этим их стимулировать, целесообразно заключить приведенное обобщенное рассмотрение проблемы с указанием ряда конкретных составительских работ и прикладных исследований, кажущихся практически актуальными, а с технической стороны ясных и выполнимых.

1. Получает распространение понятие о «банках» информации. По мнению автора, подавляющий объем океанологических данных в механизированных «банках» должен включать параметр лунно-солнечного времени. В отношении материалов в пределах шельфовой природной зоны это условие представляется категорически обязательным. Убеждает в этом, в частности, следующий пример.

Известно, что за последние 20 лет советскими экспедициями выполнено большое число суточных и многосуточных наблюдений над течениями в различных частях Мирового океана. В этих данных, в той или иной степени, обычно в преобладающей степени, представлена периодически меняющаяся приливная составляющая, которой редко интересуются. Часто приходится слышать, как она мешает поиску других эффектов и поэтому приливные течения отфильтровывают. Допустим, что по какой-то акватории, например по Северной части Атлантического океана, составлен современный механизированный «банк» данных о течениях и приведены они в нем без фильтрации в том виде, как были зафиксированы во время наблюдений, разумеется, с введением инструментальных поправок. Если носители этой информации дополнить на каждые сутки наблюдений параметром лунно-солнечного времени, то весь массив становится пригодным для оперативного использования. Любой, кто при подготовке или в ходе какой-либо операции в районе ранее проведенных наблюдений будет нуждаться в данных о течениях, вправе запросить выборку, указав значения астрономических параметров на необходимый ему промежуток времени. Если в «банке» окажутся наблюдения, выполнявшиеся при достаточно близких значениях астрономических параметров, то получивший соответствующую выборку может ею пользоваться с уверенностью, что более точных и совершенных данных о течениях

он, при современных возможностях, из како-либо другого источника иметь не может.

Оправдываемость такого прогноза, о котором здесь в сущности речь, будет выше, когда компоненты течений приливного происхождения выражены ярче. Понятно, что именно в шельфовой зоне и вблизи берегов такой прогноз наиболее обоснован.

При наличии в массивах океанологической информации лунно-солнечного параметра возникнут возможности использования и обработки материалов, все варианты которых здесь трудно предвидеть.

2. Упоминавшееся выше уплотненное издание информации о приливах в виде таблиц приливов постоянного действия пора повторить. За истекшие 25—30 лет весьма совершенный для своего времени исходный массив зарубежных данных претерпел изменения в сторону расширения и уточнения. Возможность универсального представления этих данных в интересах отечественного мореплавания вовсе не ограничена первоначальной формой издания подобного материала.

3. Настало время поставить комплексную механизированную обработку накопленных многолетних рядов наблюдений, ведущихся на прибрежных морских станциях, над уровнем моря, температурой воды, льдами и другими характеристиками. В лунно-солнечном времени возможна выжимка из этого массового материала компактной информации о закономерностях процессов, которые сейчас попросту неизвестны, так как их выявлением не занимались. Как минимум, от такой обработки можно получить следующее:

а) таблицы приливов и других элементов в сумме со средним фоном эффектов, вызванных метеорологическими причинами. Точность такого материала будет соответствовать предельно достижимой в современных условиях;

б) выяснятся многолетние тенденции в ходе характеристик, о которых в лучшем случае имеются лишь смутные представления;

в) уточнится представление об объеме информации, охватываемой лунно-солнечным временем и, следовательно, прогнозируемой по параметру этого времени. Остаточная дисперсия, которая, естественно, будет, подвергнется дополнительному изучению в количественном и генетическом отношениях;

г) эта работа будет полезна в качестве подготовки к массовой переработке материалов с целью концентрации со стационарных буйковых станций системы ОГСОО, над которой идет работа и которая будет реализована.

4. Важно обратиться к разработке методов характеристики океанологических явлений в их динамике в пределах пространства на фиксированные моменты или промежутки времени (приливной период, $1/2$ периода, $1/4$ периода и т. д.) с привязкой пространственных ситуаций к параметрам лунно-солнечного времени. Это

могут быть данные о перемещениях уреза воды и меняющихся прибрежных глубинах, данные о течениях, дрейфе загрязнений, льдах и т. п. (накапливающийся пространственный материал в виде спутниковых и др. фотографий остается по существу без временной привязки и теряет в таком виде свою прогнозную информативность). На основании изложенного становится ясным, что временная привязка процессов, протекающих с участием приливов, в среднем солнечном времени не эффективна.

Система среднего солнечного времени разрабатывалась веками и современное ее оформление справедливо рассматривать одним из крупных результатов развития цивилизации. Подобным же образом в практических приложениях будет совершенствоваться система океанического лунно-солнечного времени и методы работы с ней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Завельский Ф. С. Время и его измерение. — М.: Наука, 1972.
2. Дуванин А. И. Системы времени и прогнозирование. — Вестник МГУ, география, 1973, № 6.
3. Дуванин А. И. Приливы и море. — Л.: Гидрометеониздат, 1960.
4. Габараев А. Д. Молчанов Ю. Б. Проблема времени и теория относительности. Философские вопросы естествознания. Обзор работ советских ученых. АН СССР, серия: «Развитие общественных наук в СССР», ч. I, 1976.
5. Склар Л. Пространство, время и пространство — время. Современная физика и философия. — Сборник обзоров и рефератов АН СССР. Ин-т информации по общественным наукам. М., 1976.
6. Лауэ М. История физики. — М.: Гос. изд. технико-теоретической литературы, 1956.
7. Эшби У. Р. Конструкция мозга. — М.: ИЛ, 1962.

УДК 551.465.6(261.1)

Е. И. СЕРЯКОВ (ЛГМИ)

ФОРМИРОВАНИЕ КРУПНЫХ АНОМАЛИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Выявление причин формирования крупных аномалий поля температуры в Атлантическом океане имеет важное значение не только для морских гидрологических прогнозов, но и для долгосрочных прогнозов погоды. В последние годы многие исследователи объясняют необычные условия погоды в Европе различными ситуациями, складывающимися в тепловом режиме северной половины Атлантического океана.

Довольно распространенной точкой зрения о природе крупных аномалий температуры воды является мнение о том, что их формирование происходит вследствие усиления или ослабления адвек-

ции тепла системой Гольфстрим [6]. Возможной причиной пульсаций течений могут явиться изменения в скорости пассатных ветров и соответственно изменения скорости пассатных течений в экваториальной зоне Атлантики. В холодное полугодие в районе Азорских островов преобладает циклоническая деятельность, а антициклоны смещаются в другие районы. Если антициклогенез сохраняется только в крайних западных районах тропической зоны Атлантики, то наблюдается ослабление пассатов, что приводит к уменьшению скорости переноса поверхностных вод и увеличивает продолжительность их нахождения в приэкваториальных широтах. При усилении южных ветров на западной периферии антициклона создается усиленный меридиональный перенос тепла из тропических широт в умеренные. Если же субтропический антициклон или его восточное ядро сместится к югу, то в этом случае произойдет усиление пассатов и дрейфового переноса вод Северным пассатным течением. Это приводит к повышению температуры воды у истоков Гольфстрима, а затем и к возникновению положительных аномалий температуры воды в Северо-Атлантическом течении. В результате усиленного выноса теплых вод из тропиков повышается интенсивность подъема глубинных вод в Северном пассатном течении. В дальнейшем здесь образуется отрицательная аномалия температуры воды, которая распространяется системой Гольфстрим в умеренные широты.

Г. М. Таубер проанализировал все случаи месячных аномалий температуры воды в районе судов погоды J и I и месячных аномалий пассатов на островах Зеленого мыса за 1964—1971 гг. Аномальное усиление пассата находит свое отражение в тепловом состоянии вод через 6—9 месяцев [6].

В. Ф. Суховой, полагает, что в каждом районе Северной Атлантики могут развиваться локальные процессы, способствующие появлению там локальных аномалий температуры воды. Только этим, вероятно, можно объяснить наблюдаемую неоднородность температуры воды и различные тенденции ее изменения в разных районах Северной Атлантики [5].

Как известно, интенсивность Гольфстрима связана с интенсивностью Флоридского и Антильского течений, которые, в свою очередь, зависят от пассатов. Усиление пассатов, по мнению В. Ф. Суховой, должно приводить к отрицательным аномалиям температуры воды, так как время нахождения воды в тропической зоне сокращается, а теплопотери увеличиваются. Образовавшиеся в тропической зоне аномалии невелики ($\sigma_{tw} < 1,0^\circ\text{C}$), поэтому знак температурной аномалии сохраняется непродолжительное время. Интенсификация течений приводит к развитию локальных процессов (Лабрадорское и Канарское течения), обуславливающих в этих районах появление значительных аномалий ($\sigma_{tw} > 1,5\text{—}2,5^\circ\text{C}$).

Основные очаги взаимодействия океана и атмосферы распо-

жены в западной части Северной Атлантики [7]. Возможной причиной изменения знака аномалий теплового состояния в западной части океана можно считать деформацию антициклонального кольца течений [9]. При усилении интенсивности Гольфстрима антициклональный круговорот испытывает радиальное сжатие, а в образуемую им воронку собирается большое количество теплых поверхностных вод из других районов, что и приводит к образованию положительной аномалии температуры воды. Специальные океанографические съемки, проводимые в 1973—1974 гг. советскими судами погоды в «дельте» Гольфстрима при его переходе в Северо-Атлантическое течение, показали, что в районе с координатами $\varphi = 38-40^\circ$ с. ш., $\lambda = 42-50^\circ$ з. д. на юг и юго-восток от Гольфстрима отходит мощное ответвление — поток со скоростью течения 1,0—1,5 узла. Этот поток прослеживается до 30° с. ш. С уменьшением его скорости образуется вихревая зона с преобладающим переносом на юг.

Для изучения изменчивости потока южной ветви Гольфстрима Г. И. Барышевской вычислены составляющие течений по данным 30 разрезов, выполненных для 36° с. ш. [3]. Из сопоставления изменений расходов южной ветви Гольфстрима и аномалий температуры воды в районе судна погоды *Д* видно, что за резким увеличением или уменьшением расхода южной ветви Гольфстрима следует соответственно повышение или понижение температуры воды в районе судна погоды *Д*. Можно полагать, что деформация охватывает всю систему западного антициклонального кольца течений. Нестабильность системы выражается в изменении не только положения образующих ее потоков, но и интенсивности течения. Изменения расходов в потоке и его смещения происходят синхронно: при сужении потока или при приближении его к западу расход уменьшается. Исследования советских судов погоды в районе Гольфстрима подтвердили гипотезу Айселина о связи интенсивности течений в западном антициклональном кольце с его размерами.

В работе [1] обнаружена квазистационарная вихревая циклоническая циркуляция вод на площади $2 \cdot 10^6$ км² для всех слоев от поверхности до 1200 м. Этот центр действия в океане совпадает с приафриканской зоной постоянно существующей депрессии и внутритропической зоной конвергенции (ВЗК), а перемещения его во времени зависят от миграции северного и южного субтропических антициклонов. В районе вышеуказанного центра действия на поверхности океана обнаружено огромное пятно положительных аномалий температуры воды. Горизонтальный градиент между выявленным максимумом температуры воды и окружающими более холодными водами равен одному градусу на один градус широты. От этого ядра теплых поверхностных вод происходит распространение тепла в глубину. Материалы спутниковых наблюдений показали, что обнаруженная аномалия температуры воды совпадает по местоположению с районом, где облачность от-

существует или значительно уменьшена по сравнению с прилегающими участками океана.

При анализе сборно-кинематических синоптических карт было замечено, что в летний период наибольшее количество циклонов зарождается, регенерирует и проходит через тропические районы Атлантического океана.

Закономерности, выявленные при анализе взаимодействия океана и атмосферы в восточной части Тропической Атлантики, позволили авторам работы [2] предложить физическую модель взаимодействия квазистационарных океанических и атмосферных циклонов и рассматривать ее как частный случай гипотезы А. И. Дуванина об автоколебательном механизме крупномасштабного взаимодействия между океаном и атмосферой. Для колебаний синоптического масштаба эта гипотеза объясняет механизм взаимодействия следующим образом. Если в системе течений, образующей океанический круговорот, возникли аномалии температуры воды, то при перемещении они создают изменяющиеся поля этого элемента. Вследствие этого изменяются потоки тепла между океаном и атмосферой, которые приводят к колебаниям атмосферной циркуляции над рассматриваемым районом океана. Эти колебания отражаются на интенсивности океанических течений и переносе тепла из одних районов в другие. Неодинаковый в различных районах приток тепла от Солнца к поверхности океана в сочетании с переменной адвекцией тепла течениями приводит к появлению новых аномалий температуры воды или к подерживанию ранее сформировавшихся аномалий.

Подтверждением существования в восточной части Тропической Атлантики крупномасштабного вихревого образования может служить рассмотренный в работе [8] случай возникновения замкнутой области повышенных значений температуры воды. На океанологическом фронте, разделяющем Северное пассатное течение и Северное экваториальное противотечение, возник крупномасштабный вихрь, состоящий из двух секторов: теплого ($t_w = 27,5 - 28,6^\circ \text{C}$) и холодного ($t_w = 26,1^\circ \text{C}$). Авторы работы [8] отмечают, что такие вихреобразные системы в океане обычно бывают малоподвижными и могут возникнуть при длительном нахождении циклона или антициклона над определенными акваториями океана. Такая однонаправленность возмущающих воздействий атмосферной циркуляции приводит к определенной деформации поля установившихся дрейфовых течений и нарушению геострофической циркуляции, а также к образованию крупномасштабного вихря с радиусом 500—800 км. В течение первой фазы Атлантического тропического эксперимента (АТЭП) по материалам глубоководных наблюдений за температурой воды и соленостью, а также течениями на буйковых станциях была прослежена эволюция океанического вихря вплоть до момента распада термической аномалии в поверхностном слое.

Возникновение крупных аномалий температуры воды поверх-

ностного слоя в связи с квазидвухлетней цикличностью ветра в экваториальной стратосфере рассмотрено в работе [4]. Анализ колебаний аномалий температуры воды для судов погоды А, В, J, К показал, что в периоды смены фаз ветра в экваториальной стратосфере прослеживалось заметное уменьшение аномалий.

Можно предположить, что в периоды перестройки циркуляции в стратосфере, ветры на уровне 30 мбар поверхности оказывают минимальное воздействие на центры действия атмосферы в Атлантическом океане, а через них и на эволюцию океанологических полей. Например, зимой 1968-69 гг. и 1971-72 гг., когда была хорошо выражена западная фаза квазидвухлетнего цикла, наблюдались существенные аномалии температуры воды, которые, в свою очередь, способствовали формированию очень устойчивых форм меридиональной циркуляции в тропосфере. Зимой 1969-70 гг. и 1970-71 гг. наблюдалась перестройка фаз ветра в экваториальной стратосфере, и аномалии температуры воды были невелики. Эту интересную закономерность в формировании крупных аномалий температуры воды необходимо проверить на более длительном ряде наблюдений.

Для выяснения механизма формирования очагов аномалий температуры воды по данным судов погоды и синоптическим картам за 25 лет Е. И. Серяков и В. В. Сапроненко провели анализ изменчивости тепловых характеристик. Для количественной оценки аномальности поля температуры воды применена формула Н. А. Багрова

$$K = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\Delta t_w}{\sigma_{t_w}} \right)^2,$$

где K — параметр аномальности поля температуры; N — число точек этого поля.

Предполагается, что точки расположены равномерно на акватории и поле температуры воды Δt_w имеет распределение, близкое к нормальному. Аномальность поля температуры воды повышается с ростом величины этого параметра.

Для количественной оценки роли процессов взаимодействия океана и атмосферы использовались данные по межгодовой изменчивости составляющих теплового баланса. На рис. 1 изображены межгодовые колебания температуры воды поверхностного слоя и суммарной теплоотдачи для районов некоторых судов погоды. На этом рисунке можно заметить цикличность рассматриваемых элементов с преобладающим периодом в два-три года. Тесной связи между температурой воды и теплоотдачей для большинства районов судов погоды нет, за исключением очагов взаимодействия океана и атмосферы (суда погоды Д, В, М). Чаше всего знаки аномалии температуры воды и теплоотдачи совпадают в периоды сильной аномальности гидрометеорологических полей. Максимальные аномалии температуры воды отмечаются

в зоне субполярного океанологического фронта, где расположены суда погоды Д и С ($\Delta t_{10} = 2-3^\circ \text{C}$).

Для примера рассмотрим два последовательных периода чередования в экваториальной стратосфере восточных (1968 г.) и западных (1969 г.) ветров. При восточных ветрах в экваториальной стратосфере происходит усиление зональных переносов в атмосфере умеренных широт, смещение к экватору субтропических антициклонов и высотных фронтальных зон. На западе и в центре Северной Атлантики формируются положительные аномалии температуры воды, а на востоке и севере — отрицательные аномалии. Так как на западе океана в 1968 г. наблюдались положительные аномалии температуры воды, то там локализовался тропосферный

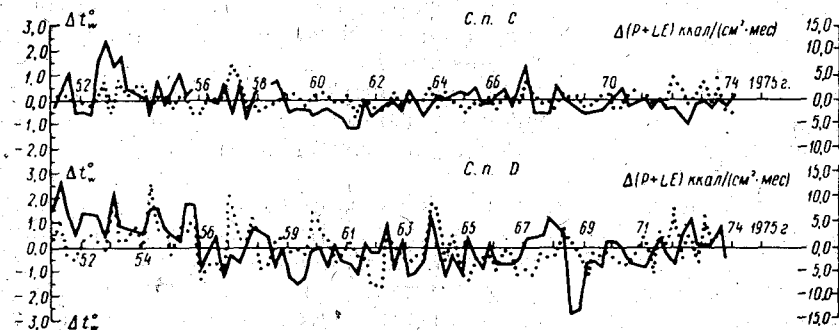


Рис. 1. Многолетние изменения аномалий температуры воды поверхностного слоя и потоков тепла и влаги в атмосферу в районе судов погоды С и Д

гребень, а на востоке — ложбина. В конце 1968 г. произошла смена восточной фазы квазидвухлетнего цикла на западную, что привело к усилению меридиональности в атмосфере. При этом антициклоны и высотные гребни сместились на северо-восток океанов. В 1969 г. положительные аномалии температуры воды наблюдались в Норвежском море и юго-западной части океана, а в остальных районах были отрицательные аномалии. С октября 1968 г. на северо-востоке океана сформировался высотный тропосферный гребень. Во второй половине 1968 г. в юго-западной части Северной Атлантики сформировался очаг отрицательной аномалии температуры воды, в котором величина аномалии составляла $3,5^\circ \text{C}$. Параметр К в июне — октябре 1968 г. равнялся 1,5—2,7. Периоду максимальной аномальности в июле — августе 1968 г. предшествовал усиленный зональный перенос в Северной Атлантике в апреле — мае, но уже в конце мая образовался блокирующий антициклон. Интенсивные меридиональные процессы способствовали тому, что тропосферный гребень локализовался не над Британскими островами, а над Норвежским морем. Это привело к преобладанию в западной части океана северных и северо-западных ветров, приведших к усилению холодного Лабрадорского течения, и смещению к югу фронтальной зоны в океане. Очаг от-

рицательных аномалий температуры воды, сформировавшийся на юго-западе Северной Атлантики в 1968 г., наблюдался на большей части акватории вплоть до весны 1969 г.

Внимание исследователей до сих пор привлекают необычные условия погоды в Европе летом 1972 г. Как известно, в 1972 г. на большей части Северной Атлантики сформировался крупный очаг отрицательной аномалии температуры воды поверхностного слоя. Положительные аномалии температуры воды наблюдались в Баренцевом и Норвежском морях и на юго-западе океана. В зимние

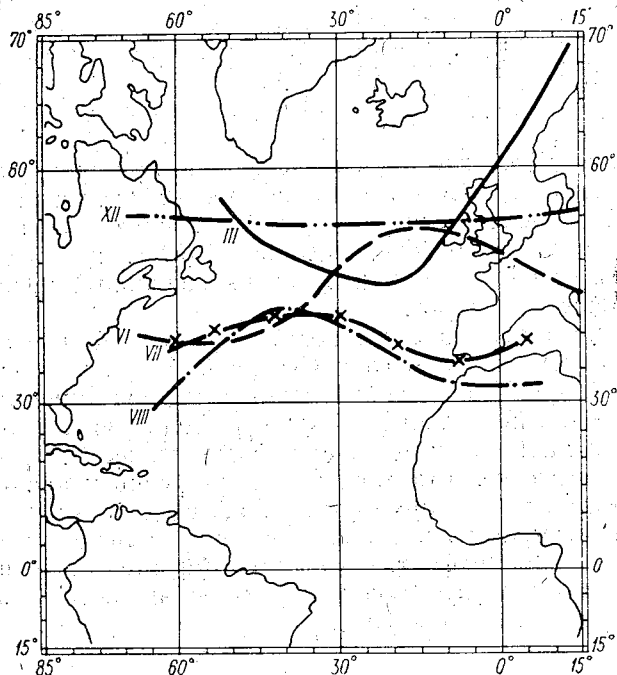


Рис. 2. Положение осевых линий высотной фронтальной зоны в различные месяцы 1972 г.

месяцы и в начале весны 1972 г. над всей Северной Атлантикой располагалась обширная ложбина (рис. 2), способствующая усиленному западному переносу и интенсивной теплоотдаче в атмосферу в зимние месяцы (см. таблицу).

В районе океанологического фронта в январе и феврале 1972 г. были отрицательные аномалии температуры воды поверхностного слоя вследствие преобладания северо-западных ветров. Формирование блокирующего антициклона закончилось в апреле. Причем наблюдалось более южное по сравнению с 1968 г. положение высотного гребня на востоке и в центре Северной Атлантики, что явилось одной из причин формирования положительной аномалии температуры воды в юго-западной части акватории. В дальней-

**Аномалии суммарной теплоотдачи в 1972 г. по данным судов погоды
(ккал см/мес)**

Суда погоды	Месяцы											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
A	7,0	4,2	6,1	-4,8	-1,6	1,7	-0,4	0,7	-0,9	-0,1	-0,9	-1,3
B	19,6	18,5	22,2	5,5	3,9	1,2	1,1	-0,9	-1,6	-0,1	0,1	17,5
C	7,8	6,8	2,9	1,3	1,8	1,0	-1,6	-2,5	-0,4	-2,0	3,8	11,8
D	4,4	9,0	-14,8	3,7	3,6	-2,3	8,3	2,7	1,3	1,6	-11,6	18,4
E	-5,6	-8,2	-1,0	-0,3	3,8	5,9	0,0	1,9	9,7	1,	6,1	0,7
I	-2,7	-1,2	1,5	-1,0	-1,1	0,4	6,6	-2,5	-2,2	-3,8	3,6	1,4
J	3,3	4,2	2,8	-1,3	2,1	1,9	-2,2	-3,5	2,1	0,9	2,5	2,0
K	3,9	2,8	4,5	1,3	-1,9	2,6	-1,6	1,8	1,8	1,4	-2,6	-1,4
M	8,2	8,7	-3,0	-0,4	-2,9	-3,1	-0,9	0,4	-0,1	-2,0	1,3	8,9

шем этот очаг положительной аномалии послужил причиной смещения высотного гребня в летние месяцы 1972 г. на центральный и западный районы, а ложбины — на восточную часть Северной Атлантики. Только в ноябре — декабре 1972 г. произошло разрушение блокирующей ситуации и возник зональный перенос в атмосфере умеренных широт.

Проведенный анализ формирования аномалий полей температуры воды поверхностного слоя Северной Атлантики показывает, что основной причиной возникновения этих аномалий, сохраняющихся в течение нескольких месяцев, следует считать определенным образом направленные атмосферные процессы. В свою очередь можно полагать, что характер атмосферных процессов над Северной Атлантикой формируется под воздействием эволюции очагов температурных аномалий в океане и меняющихся потоков тепла и влаги в атмосферу. Особенно эффективными по своему воздействию на атмосферную циркуляцию являются очаги взаимодействия океана и атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер В. М., Лазаренко Н. Н. Экваториальный центр действия Атлантического океана. — Труды ГОИН, 1976, вып. 131, с. 121—128.
2. Альтшулер В. М., Смирнова А. И. Термодинамические взаимодействия океана и атмосферы по данным «ТРОПЭКС-72-74». — Труды ГОИН, 1978, вып. 147, с. 55—68.
3. Барышевская Г. И. О связи динамических процессов в западной части Северной Атлантики с термическим режимом. — Труды ГОИН, 1976, вып. 131, с. 67—73.
4. Серяков Е. И., Титов Ю. Э. Формирование аномалий температуры воды поверхностного слоя в Северной Атлантике. — Труды ПИНРО, 1978, вып. XL, с. 84—88.
5. Суховой В. Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического океана. — Киев: Наукова думка, 1977. 214 с.
6. Таубер Г. М. Пассатная циркуляция Северной Атлантики и ее влияние на термический режим поверхностных вод. — Труды ГОИН, 1974, вып. 120, с. 42—69.

- УДК 534.26

**РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ОДИНОЧНОЙ РЫБОЙ,
НАХОДЯЩЕЙСЯ ВБЛИЗИ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ
ИЛИ ДНА**

$$\Phi(\zeta, \eta, \varphi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-n}^n -i^{-n} \bar{S}_{mn}(c, \eta_0) \bar{S}_{mn}(c, \eta) R_{mn}^{(3)}(c, \zeta) \frac{R_{mn}^{(1)}(c, \zeta_0)}{R_{mn}^{(3)}(c, \zeta_0)} e^{im\varphi},$$

где $\bar{S}_{mn}(c, \eta)$ — нормированные угловые сфероидальные функции;
 $R_{mn}^{(1), (3)}(c, \zeta)$ — радиальные сфероидальные функции первого и
 третьего рода соответственно; η_0, φ_0 — угловые координаты волно-

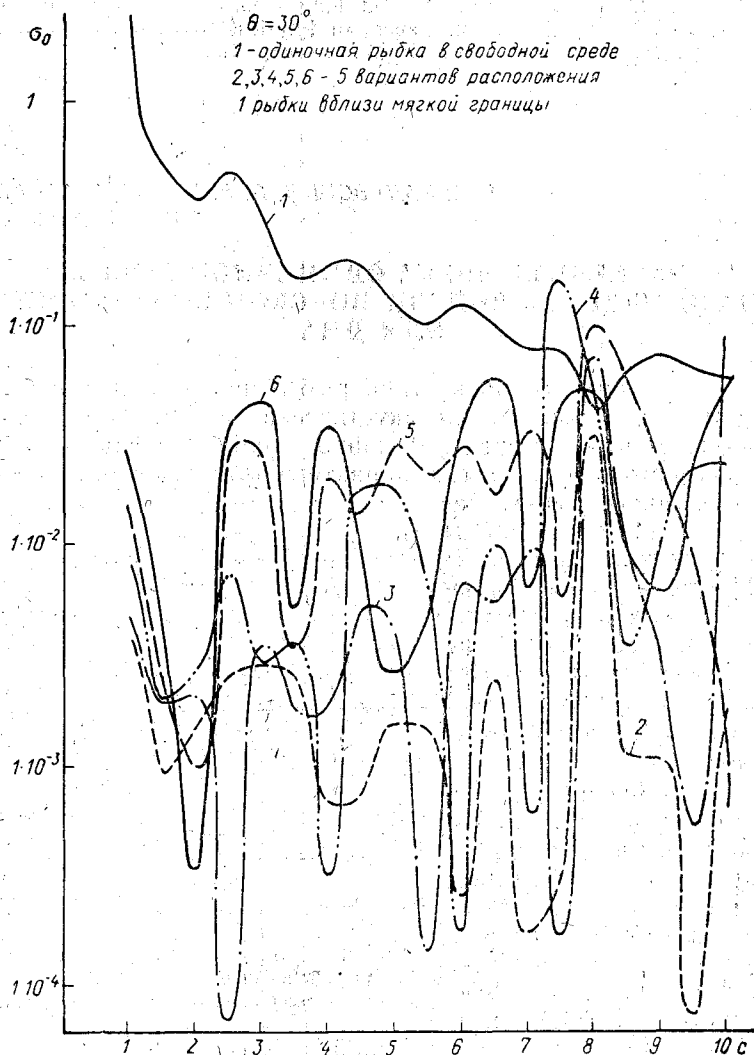


Рис. 2. Относительное сечение обратного рассеяния для рыбы
 вблизи морской поверхности при $\theta = 30^\circ$

вого вектора падающей плоской волны единичной амплитуды; ζ ,
 η , φ — координаты точки наблюдения; s — волновой размер рас-
 сеивателя; ζ_0 — радиальная сферическая координата рассеивателя.

В дальней зоне в потенциале Φ можно выделить радиальную и угловую функции

$$\Phi(\zeta, \eta, \varphi) = \psi(\eta_0, \varphi_0) \frac{e^{ikr}}{r}.$$

Для решения задачи о рассеянии плоской звуковой волны рыбой, находящейся вблизи границы раздела сред, воспользуемся

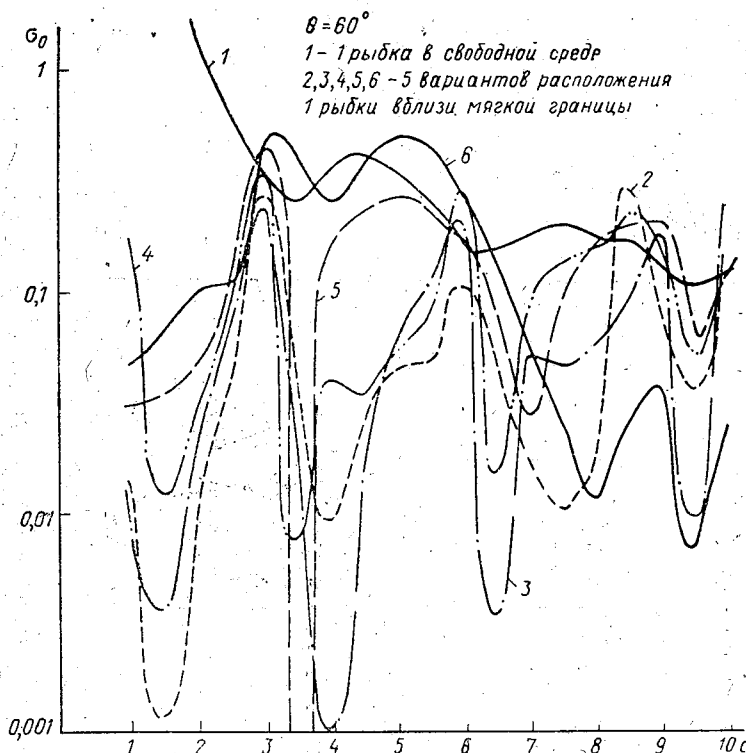


Рис. 3. Относительное сечение обратного рассеяния для рыбы вблизи морской поверхности при $\theta = 60^\circ$

методом зеркального отображения (рис. 1), что позволяет перейти к решению задачи о рассеянии звука двумя рассеивателями (действительным и мнимым) в поле двух источников (действительного и мнимого) в свободной среде. Такая задача решена в работе [3]. В результате было получено, что уже при расстоянии между рассеивателями $l = 4h_0$ (h_0 — половина межфокусного расстояния сфероида) взаимодействие рассеивателей друг с другом незначительно, а основную роль в формировании суммарной угловой характеристики играет разность хода лучей до точки наблюдения от мнимого и действительного рассеивателей.

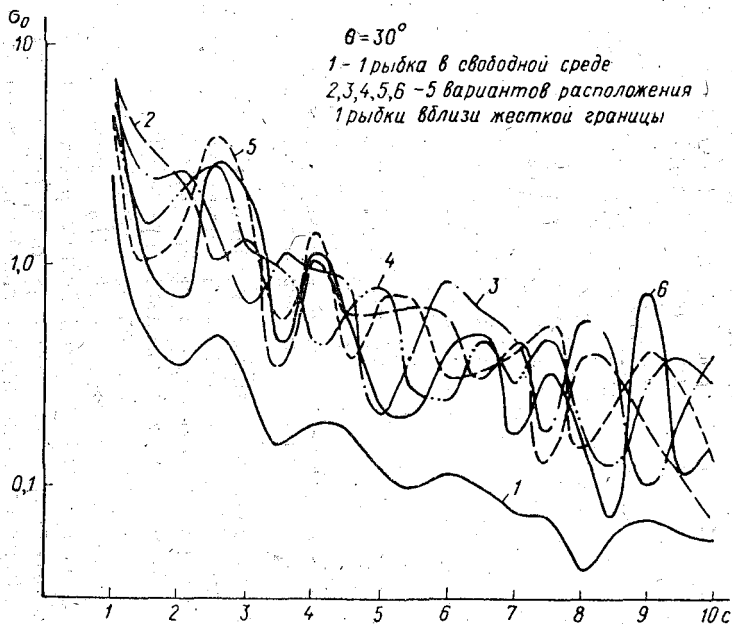


Рис. 4. Относительное сечение обратного рассеяния для рыбы
вблизи дна при $\theta = 30^\circ$

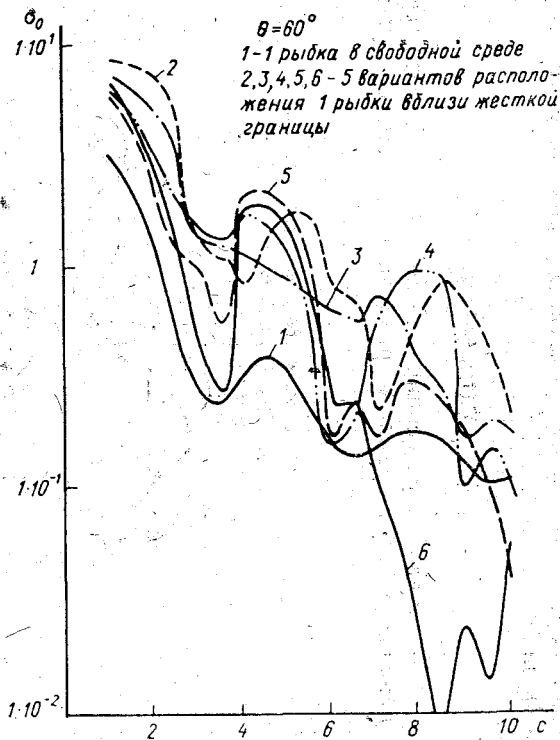


Рис. 5. Относительное сечение обратного рассеяния для рыбы вблизи дна при $\theta = 60^\circ$

С учетом разности хода лучей суммарная угловая функция рассеяния имеет вид:

1) для «жесткой» границы

$$\psi_{\Sigma} = \psi e^{-i2ka} + \psi' e^{-i2kb} + \psi e^{-i2ka'} + \psi' e^{-i2kb'};$$

2) для «мягкой» границы

$$\psi_{\Sigma} = \psi e^{\pi - i2ka} + \psi' e^{\pi - i2kb} + \psi e^{\pi - i2ka'} + \psi' e^{\pi - i2kb'},$$

где ψ и ψ' — угловая функция рассеяния в направлении на действительный и мнимый источники соответственно; a и a' — разность хода лучей от действительного источника для действительного и мнимого рассеивателей относительно начала координат; b и b' — разность хода лучей от мнимого источника для действительного и мнимого рассеивателей относительно начала координат.

Зная угловую функцию рассеяния, можно вычислить относительное сечение обратного рассеяния σ_0 , определяющее энергию эхо-сигнала:

$$\sigma_0 = \frac{16\pi}{Ak^2} |\psi(\eta_0, \varphi_0)|^2,$$

где A — площадь геометрической тени рассеивателей.

Для рассеивателя в форме вытянутого сфероида площадь геометрической тени определяется выражением

$$A = \pi h_0^2 \left\{ \frac{\zeta_0^2 - 1}{\zeta_0^2 - \cos^2 \theta_0} \right\}^{1/2} [\zeta_0 \sin^2 \theta_0 + (\zeta_0^2 - 1) \cos^2 \theta_0].$$

Результаты расчета относительного сечения обратного рассеяния для рыб, находящийся вблизи морской поверхности, приведены на рис. 2, 3 и вблизи дна — на рис. 4, 5. Как видно из приведенных данных, вблизи морской поверхности, когда акустические характеристики границы и рассеивателя совпадают, происходит уменьшение амплитуды эхо-сигнала, по сравнению с одиночной рыбой в безграничной среде, то есть происходит маскировка рассеивателя границей; вблизи дна, где акустические характеристики границы и рассеивателя противоположны, происходит усиление эхо-сигнала по сравнению с рыбой в свободной среде.

Из приведенных графиков также видно, что при наличии границы сечение рассеяния осциллирует значительно сильнее, чем в случае безграничной среды. Это вызвано интерференцией волн, отраженных действительным и мнимым рассеивателями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шишкова Е. В. Физические основы промысловой гидроакустики. — М.: Пищевая промышленность, 1977. — 248 с.
2. Клещёв А. А. Рассеяние звука полутелами, находящимися у границы раздела сред. — Труды ЛКИ, 1975, вып. 97, с. 24—30.
3. Клещёв А. А. Рассеяние звука телом, находящимся у границы раздела сред. — Акуст. ж., 1979, 25, 1, с. 143—145.

СРАВНЕНИЕ ДВУХ МЕТОДОВ ПРИЕМА УЗКОПОЛОСНОГО СИГНАЛА НЕИЗВЕСТНОЙ ЧАСТОТЫ НА ФОНЕ МОРСКИХ ШУМОВ

При передаче информации в гидроакустических телеметрических системах наблюдаются частотные искажения сигналов, обусловленные влиянием эффекта Допплера. Эти искажения имеют место при практически всегда имеющих место перемещениях приемника или излучателя друг относительно друга и значительно снижают достоверность передаваемой информации [1]. Для повышения помехоустойчивости системы необходимо определять и компенсировать доплеровский сдвиг частот. Обычно для этой цели используют специальный опорный сигнал, который передается по одному из каналов многоканальной системы. В результате возникает задача высокоточного измерения неизвестной частоты полезного сигнала $S(t)$ при априорно непостоянных амплитуде и фазе на фоне аддитивной гауссовой помехи.

В предлагаемом исследовании сравнивается помехоустойчивость двух методов приема: с использованием набора контуров, построенных на основе оптимального фильтра Калмана (ОФК) [4], и неоптимального метода частотного детектирования. В отличие от системы оптимальной нелинейной фильтрации [2] набор контуров используется непосредственно для точной оценки частоты сигнала.

В качестве заданного сигнала использован узкополосный стационарный случайный процесс с априорно непостоянными амплитудой и фазой в смеси с аддитивным белым шумом. Формирующий фильтр построен в виде узкополосного колебательного контура, описываемого матричным дифференциальным стохастическим уравнением; на который поступает белый шум, т. е.

$$[dS_t] = [F][S_t]dt + [b]dW_{1t}, \quad (1)$$

где

$$[S_t] = \begin{bmatrix} S_{1t} \\ S_{2t} \end{bmatrix}; \quad [b] = \begin{bmatrix} 0 \\ b_1 \sqrt{b_0^2 - \frac{b_1^2}{4}} \end{bmatrix}; \quad [F] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -b_0 & -b_1 \end{bmatrix};$$

W_{1t} — винеровский процесс, $\overline{W_{1t}} = 0$, $\overline{W_{1t}W_{1(t-\tau)}} = \tau$, а параметр b_0 связан с частотой зависимостью $b_0 = \omega_0^2$.

Наблюдаемый процесс представляет собой аддитивную смесь сигнала и шума и описывается выражением

$$dr_t = [A]S_{1t}dt + [B]dW_{2t}, \quad (2)$$

где $[A] = [1, 0]$ — матрица наблюдения; $[B] = \begin{bmatrix} \sqrt{c_2} \\ 0 \end{bmatrix}$; W_{2t} — винеровский процесс, $\overline{W_{2t}} = 0$, $\overline{W_{2t}W_{2(t-\tau)}} = \tau$; C_2 — спектральная плотность помехи.

Параметры формирующего фильтра b_1 и b_2 определяются по виду автокорреляционной функции $K_0(\tau)$ узкополосного случайного процесса [3]. Структурная схема формирующего фильтра приведена в левой части рис. 1.

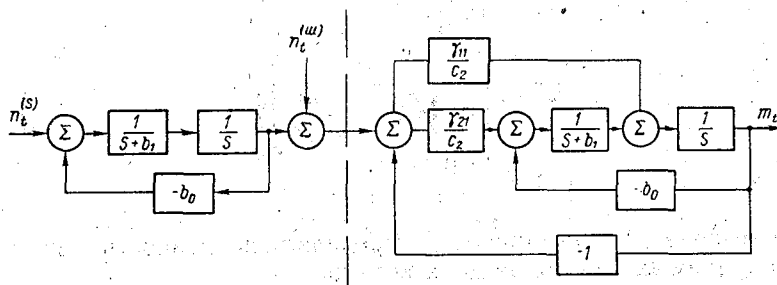


Рис. 1. Схема формирующего фильтра

Задачей оптимальной линейной фильтрации при наблюдении процесса r_t является нахождение с минимальной среднеквадратической ошибкой оценки вектора S_t в виде $m_t|_T$.

При использовании метода ОФК применяется набор узкополосных контуров, каждый из которых осуществляет оптимальную фильтрацию принимаемого сигнала.

Решением задачи оптимальной оценки текущих значений сигнала является выходная величина системы фильтрации, описываемая по аналогии с выражением (1) выражением [4]

$$\begin{bmatrix} dm_{1t}|_T \\ dm_{2t}|_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{2t}|_T \\ -b_0 m_{1t}|_T - b_1 m_{2t}|_T \end{bmatrix} dt + \frac{1}{c^2} \begin{bmatrix} \gamma_{11}(dr_t - m_{1t}|_T dt) \\ \gamma_{21}(dr_t - m_{1t}|_T dt) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где γ_{ij} — элементы корреляционной матрицы ошибок.

Структурная схема контура, соответствующего выражению (3), приведена в правой части рис. 1.

При наличии помех может быть получена лишь статистическая оценка $\hat{b}_0$ неизвестного параметра b_0 , характеризующего частоту передаваемого сигнала.

В качестве метода нахождения оценки неизвестной частоты применялся метод максимума правдоподобия [4].

Логарифм функции правдоподобия имеет вид

$$L = -\frac{1}{2c_2} \int_0^T m_{1t}^2|_T dt + \frac{1}{c_2} \int_0^T m_{1t}^2|_T dr_t, \quad (4)$$

где оценка $m_{1t}|_T$ взята в качестве значения сигнала S_t .

При приеме сформированного тем же фильтром случайного сигнала моделирование каждого колебательного контура частотного дискриминатора проводилось на основе решения системы дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} [d\theta_t] &= [F][\theta_t]dt + [b]dr_t, \\ dy_t &= -\alpha y_t dt + \alpha(\theta_{1t})^2 dt, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где

$$[\theta_t] = \begin{bmatrix} \theta_{1t} \\ \theta_{2t} \end{bmatrix};$$

$$[b] = \begin{bmatrix} 0 \\ b_1 \sqrt{b_0 - \frac{b_1^2}{4}} \end{bmatrix};$$

$$[F] = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -b_0 & -b_1 \end{bmatrix}.$$

На выходе дискриминатора определялась разность сигналов $y_t^{(i)}$, получаемых с выходов двух контуров

$$\zeta_t = y_t^{(1)} - y_t^{(2)},$$

и проводилась оценка среднего и дисперсии представительной выборки процесса ζ_t .

Моделирование осуществлялось на ЦВМ «БЭСМ-6». Были приняты следующие параметры узкополосного контура формирующего фильтра:

$$b_1 = 0,5\pi, \quad b_0 = 25,125\pi^2.$$

Выбор значения $b_0 = \omega_0^2$ оправдан в связи с тем, что в реальных условиях частота сигнала может быть понижена путем гетеродинирования.

Формирование сигнала проводилось путем численного интегрирования выражений (1) и (2) при начальных условиях:

$$S_{10} = S_{20} = r_0 = 0, \quad \sqrt{\frac{c_1}{c_2}} = 3.$$

Выбранное соотношение спектральных плотностей c_1 и c_2 является характерным для систем гидроакустической телеметрии.

Моделирование ОФК проводилось путем численного интегрирования выражения (3), а определение значения функции правдоподобия — путем рекуррентного решения интегрального уравнения (4) с шагом $\Delta = 10^{-3}$ с.

На рис. 2 приведена плотность распределения вероятности значений определяемой частоты принимаемого сигнала. Анализ показал возможность аппроксимации нормальным законом распределения.

Объем выборки брался таким, что значение среднеквадрати-

ческого отклонения несмещенной оценки от значения параметра b_0 составляло $\sqrt{E(\hat{b}_0)^2} \leq 0,1\%$.

Полученная в результате моделирования метода ОФК флюктуационная характеристика (1) приведена на рис. 3. Среднеквадратическая ошибка измерения частоты при ОФК не зависит от значения отклонения частоты от среднего значения.

Моделирование метода частотного детектирования проводилось путем интегрирования системы уравнений (5) при начальных условиях:

$$\theta_{10} = \theta_{20} = y_0 = 0, \quad r_0 = 0.$$

Для двух контуров были приняты следующие значения постоянных:

$$1\text{-й контур} \rightarrow b_1 = 2\pi, \quad b_0 = 18\pi^2;$$

$$2\text{-й контур} \rightarrow b_1 = 2\pi, \quad b_0 = 38\pi^2.$$

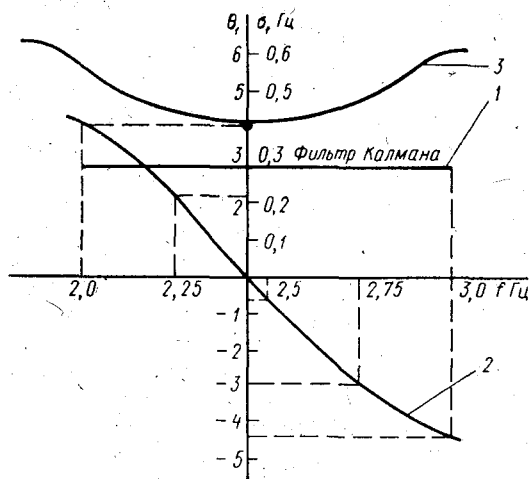


Рис. 3. Флюктуационная характеристика системы

стотного детектора. При уменьшении этот выигрыш будет увеличиваться.

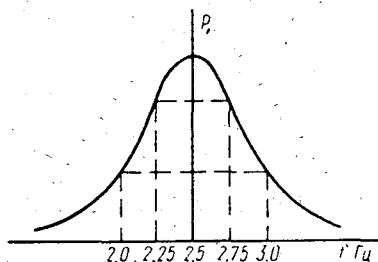


Рис. 2. Распределение вероятности частоты принимаемого сигнала

Полученные в результате моделирования метода частотного детектирования дискриминационная (2) и флюктуационная (3) характеристики приведены на рис. 3. Звездочкой на рисунке отмечено теоретическое значение среднеквадратической ошибки, полученное по выражению для минимальной ошибки частотного дискриминатора [5].

Из сравнения двух методов приема видно, что помехоустойчивость ОФК в данных условиях в 1,7 раза выше, чем отношения сигнал/помеха

ЛИТЕРАТУРА

1. Чверткин Е. И. Гидроакустическая телеметрия в океанологии. — Л.: Изд. ЛГУ, 1978. — 150 с.

2. Стратонович Р. Л. Радиоэлектроника, т. 6, вып. 7, 1961, с. 67—71.
3. Ривкин С. С. Метод ОФК и его применение в инерциальных навигационных системах. — Л.: Судостроение, 1973. — 257 с.
4. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. — М.: Советское радио, 1968, т. 2. — 750 с.
5. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. — М.: Советское радио, 1967 — 342 с.

УДК 551.465.55.001.57(269.7)

В. А. БРЯНЦЕВ, Н. А. РЯБЧИКОВА (АзЧерНИРО),
А. Б. МЕНЗИН, Н. А. СЫРОВАТКО (ЛГМИ)

РАСЧЕТ СИНОПТИЧЕСКОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ЦИРКУЛЯЦИИ ВОД В АНТАРКТИЧЕСКОМ СЕКТОРЕ ИНДИЙСКОГО ОКЕАНА

Для определения районов промысла важным звеном является прогноз динамической структуры акватории, который особенно необходим при выявлении квазистационарных циркуляционных систем. Обобщение экологической роли квазистационарных вихрей в океане и связанных с ними ареалов большинства пелагических и донных видов, а со степенью их «открытости» — возможности воспроизводства, было сделано в [2]. Изменение этой открытости до исчезновения круговоротов в сезонном или синоптическом масштабе времени будет иметь существенное значение для урожайности видов, которые в них обитают (сохранение или вынос икры и личинок за пределы района), и для образования промысловых скоплений взрослых особей (разнос или аккумуляция объектов промысла или их корма). Экологически значимыми оказываются не только знак завихренности, но и ее общая интенсивность и временная устойчивость.

Изменяющаяся во времени трехмерная циркуляция поверхностного слоя антарктических вод, в частности, несомненно определяет как условия питания криля (*Euphausia Superba* Dana), так и образование его скоплений [5, 8, 12]. Следовательно, ее расчет необходим для определения районов промысла и оперативного руководства добывающим флотом. С целью получения таких возможностей была предпринята попытка создания методики расчета изменяющейся в синоптическом масштабе времени циркуляции верхнего 100-метрового слоя вод и ее производных — завихренности течений и пространственной изменчивости завихренности.

В основе нашего подхода к решению проблемы лежат следующие соображения.

Для получения потоков, наиболее близких к реальным, в нашем случае естественно предпочесть расчет их дрейфовой составляющей с учетом топогенного эффекта дна и влияния береговой черты (или кромки льда). Время существования поля связывается с временем синоптического типа атмосферной циркуляции — от дня до нескольких суток.

По ежедневным картам приземного давления (за 6 часов по Гринвичу) за годы с 1968 по 1972 была выполнена типизация атмосферных процессов для навигационного периода (декабрь — март) в исследуемом районе ($55\text{--}70^\circ$ ю. ш., $20\text{--}140^\circ$ в. д.), которая описана в общих чертах в работе [6]. В основу типизации положены направление преобладающего переноса воздушных масс и географическая ориентация гребней и ложбин барического поля. Выделены два основных типа атмосферной циркуляции — зональный и меридиональный. При этом последний делится еще на пять подтипов. Конкретные поля давления были получены посредством осреднения нескольких приземных карт, на которых расположение изобар отражало основные черты определенного типа.

Для всех шести типов были рассчитаны затем поля касательного напряжения ветра [3, 10, 11].

Решение задачи о стационарной интегральной ветровой циркуляции баротропного моря с реальной морфологией сводится к моделированию уравнения эллиптического типа [7].

Методика расчета параметров электрической аналоговой модели подробно изложена в [7], она может быть применена как для баротропного, так и для бароклинного океана.

Расчет горизонтальных скоростей течений ведется с учетом полуэмпирической теории турбулентности, позволяющей в замкнутом виде сформулировать задачу [4]. Вертикальная скорость определяется с учетом кинематического условия на поверхности.

На аналоговой модели исследовалась акватория, ограниченная на западе линией $10\text{--}35^\circ$ в. д., на востоке — меридианом 137° в. д., на юге — берегом Антарктиды (с учетом шельфовых ледников), на севере — линией тока, среднее положение которой 55° ю. ш. На северной и южной границах было принято условие непротекания, на западной и восточной — условие прохождения их интегральным потоком по нормали, что соответствует представлениям о характере циркуляции вод в этом районе океана [1, 13]. Причем, значение функции ψ на севере области было принято равным нулю, а величина функции полных потоков на юге (берег Антарктиды) была определена в процессе самого эксперимента.

Таким образом, была получена интегральная ветровая циркуляция для всех шести типов, а затем течения на горизонтах 1; 50 и 100 м. Для иллюстрации мы приводим карты поверхностного слоя (на глубине 1 м) для двух наиболее характерных и противоположных по воздействию типов ветровых полей: зонального и 4-го меридионального (рис. 1). Первый из них характерен запад-

но-восточным переносом в пределах всего района исследования; второй — развитым барическим гребнем южно-индийского антициклона на крайнем востоке исследуемой акватории и обуславливает в восточной части межширотный обмен воздушных масс.

Полученные карты показывают основные особенности циркуляции при разных типах ветра. Но, как уже указывалось выше, большое значение имеют не столько потоки сами по себе, сколько

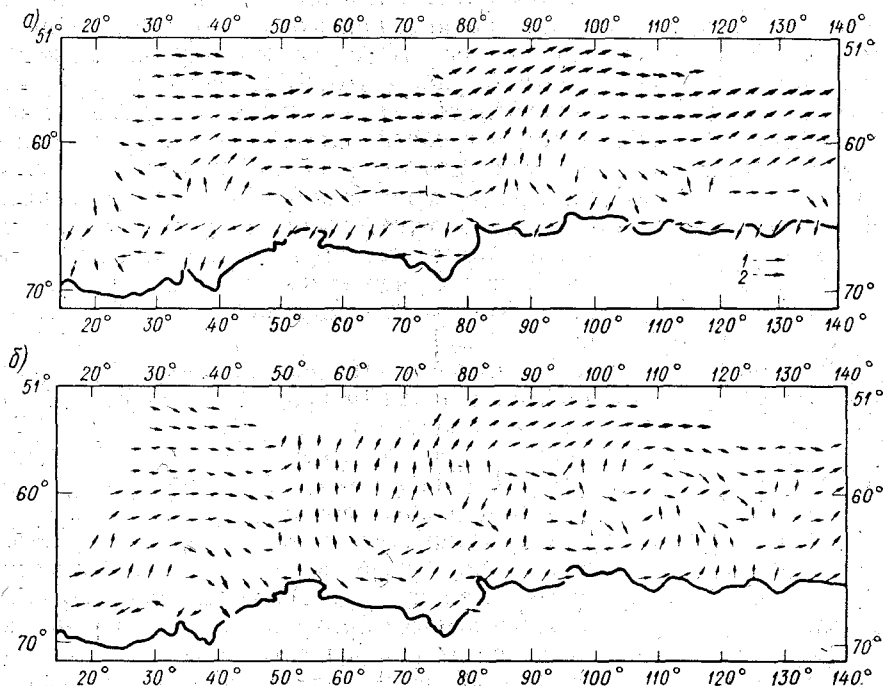


Рис. 1. Течения поверхностного слоя ($\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$) при зональном (а) и 4-ом меридиональном (б) типах атмосферной циркуляции:

1 — < 10 ; 2 — $10 - 30 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$

их завихренность. Последняя может быть представлена, в частности, в виде относительного вихря [9].

Учитывая известное положение об аккумулирующем эффекте антициклонической циркуляции по отношению к фитопланктону и крилю [8], мы должны обратить внимание на положительную (в южном полушарии) завихренность, которая может способствовать образованию промысловых скоплений последнего. Однако есть достаточно убедительные аргументы в пользу того, что и циркуляция имеет для этого вида положительное значение, хотя и не непосредственное. Н. М. Воронина указывает, например, на куполообразное поднятие глубинных вод в море Уэдделла, образование циклоническим вихрем и способствующее поднятию верх-

ней границы донных вод, что обеспечивает возможность выживания личинок крыля на пути к поверхностным слоям [3]. Макромасштабная циклоническая завихренность естественно препятствует неблагоприятному выносу его особей меридиональными потоками и т. д.

Таким образом, можно, по-видимому, допустить, что благоприятные экологические условия обеспечивает интенсивная и су-

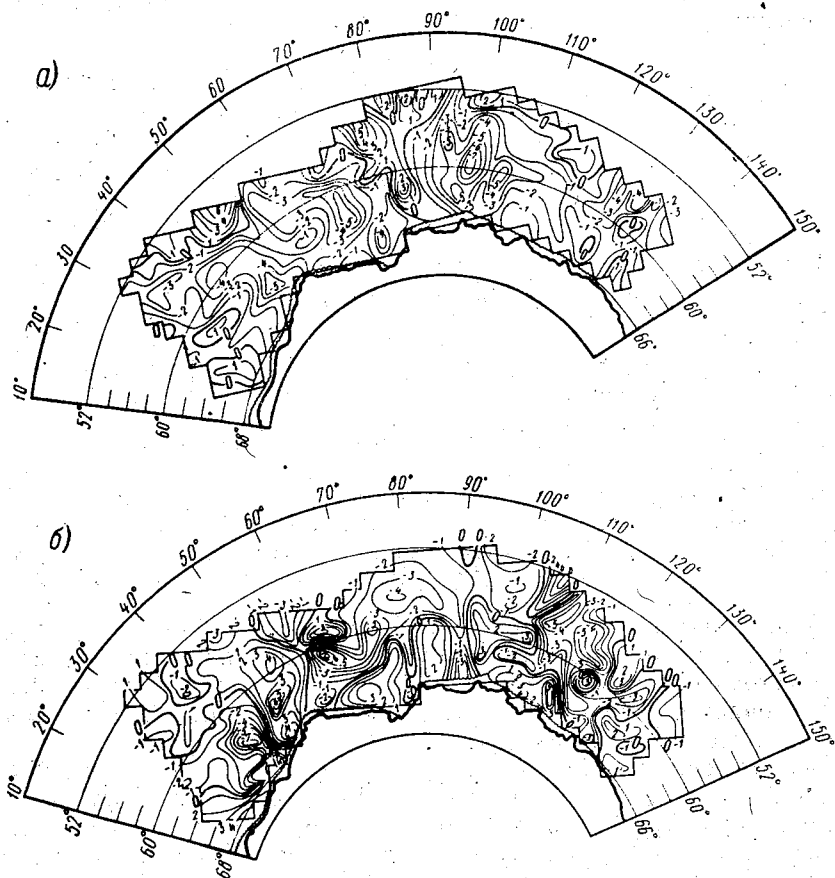


Рис. 2. Значения относительного вихря полей течений при зональном (а) и 4-ом меридиональном (б) типах атмосферной циркуляции $(\xi) \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$

щественно меняющаяся в пространстве завихренность в целом. Интегрально это качество поля завихренности может быть выражено в виде градиента, модуль которого представит нам скалярное поле изменения завихренности на исследуемой акватории и заданном горизонте.

На рис. 2 для иллюстрации даны поля завихренности приве-

денных полей течений (см. рис. 1) для двух типов атмосферной циркуляции, а на рис. 3, для них же — два поля пространственной изменчивости вихря. Последняя характеристика, изображенная, например, посредством различной штриховки областей в соответствии с выбранными диапазонами значений, может использоваться для упомянутых практических целей:

1) для выявления районов образования устойчивых промысловых скоплений криля с учетом средней повторяемости типов полей ветра;

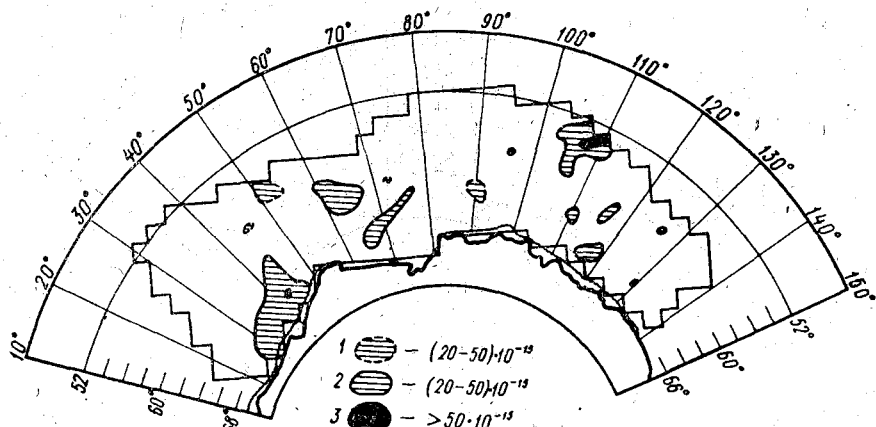


Рис. 3. Пространственная изменчивость относительного вихря поля течений ($\text{grad } \xi \cdot 10^{15} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$) при зональном (1) и 4-ом меридиональном (2—3) типах атмосферной циркуляции

2) для оперативного прогнозирования урожайности видов на промысле с использованием ежедневных карт приземного давления (устойчивость динамической структуры может быть оценена по повторяемости типов атмосферной циркуляции за определенный предшествующий период).

Полученные же нами и иллюстрируемые карты (см. рис. 2, 3) относительного вихря поля течений поверхностного слоя и его градиента указывают на то, что, в общем, меридиональный тип атмосферной циркуляции существенно увеличивает и обостряет завихренность, и в первую очередь, вблизи побережья Антарктиды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Антарктики, т. 1. — М. — Л.: ГУ ГКМТ СССР, 1966.
2. Виноградов М. Е. Пространственно-динамический аспект существования сообществ пелагиали. — В кн.: Биология океана, т. 2, М., 1977, с. 14—23.
3. Воронина Н. М. Сообщества умеренных и холодных вод южного полушария. — В кн.: Биология океана, т. 2, М., 1977, с. 68—90.
4. Егоров К. Л., Лайхман Д. Л., Радикович В. М. Модель баротропного океана. — Океанология, 1970, т. 10, вып. 2, с. 249—255.

5. Елизаров А. А. Особенности динамики вод в местах массовых скоплений криля (*Euphausia Superba Dana*). — Труды ВНИРО, 1971, т. 79, с. 31—40.
6. Касич Т. Г., Коваленко Л. А., Ледниченко В. А. Типы атмосферных процессов в антарктической области Индийского океана. — Тезисы докладов 4-й Всесоюзной конференции по промысловой океанологии. Мурманск, 1977, с. 41—42.
7. Макаров В. А., Мензин А. Б. Электрическое аналоговое моделирование в океанологии. Некоторые вопросы теории и эксперимента. — Л.: Гидрометеиздат, 1976. — 112 с.
8. Масленников В. В. О влиянии динамики вод на распределение *Euphausia Superba Dana* в районе о. Южная Георгия. — Труды ВНИРО, 1972, т. 75, с. 107—117.
9. Нейман Г. Океанические течения. Пер. с англ. — Л.: Гидрометеиздат, 1973. — 257 с.
10. Ролль Г. У. Физика атмосферных процессов над морем. Пер. с англ. — Л.: Гидрометеиздат, 1968. — 400 с.
11. Соркина А. И. Построение карт ветровых полей для морей и океанов. — Тр. ГОИН, 1958, вып. 44. — 76 с.
12. Хвацкий Н. В. О динамике вод и концентрации антарктического криля (*Euphausia Superba Dana*) в южной части моря Скотия. — Труды ВНИРО, 1972, т. 75, с. 118—124.
13. Oceanographic atlas of the International Indian Ocean Expedition. National Science Foundation. Washington, D. C., November, 1971. 531 p.

УДК 551.463

Е. М. ОВЧИННИКОВ, П. П. ПРОВOTORОВ (ЛГМИ)

О СТАТИСТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ И ВЗАИМОСВЯЗИ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ХАРАКТЕРИСТИК СЕЗОННОГО ТЕРМОКЛИНА

В настоящее время значительное развитие получили математические модели деятельного слоя океана, имитирующие процессы формирования и эволюции его вертикальной термохалинной структуры на различных временных масштабах. Однако неясности при описании, например, эффектов переноса субстанции с поверхности в глубинные слои, вовлечения холодной воды снизу [7] обуславливают необходимость анализа данных полевых наблюдений. Наименее изучены и эмпирически подкреплены механизмы структурообразования и вариаций сезонного термоклина (СТ) в мезомасштабной и синоптической областях спектра океанической изменчивости.

В данной статье излагаются результаты статистической обработки временных рядов характеристик СТ, составленных на основе фототермографных измерений температуры воды на много-суточной станции в одном из пунктов Атлантического океана (55°15,1' с. ш., 16°20,3' з. д.). По данным наблюдений и первичной

их обработки были сформированы выборки следующих характеристик: 1) T_0 — температура верхнего квазизотермического слоя (ВКС); 2) h_0 — его толщина; 3) $h_{\text{я}}$ — глубина залегания ядра СТ; 4) $\bar{T} = dT/dz$ — средний температурный градиент в слое СТ; 5) W — скорость ветра в приводном слое. При выделении верхней и нижней границ термоклина по данным измерений температуры воды на стандартных горизонтах предельное значение Γ принималось равным $0,02^\circ \text{C}/\text{м}$. Временные ряды названных выше характеристик были обработаны по программе эмпирического корреляционного и спектрального анализа [2].

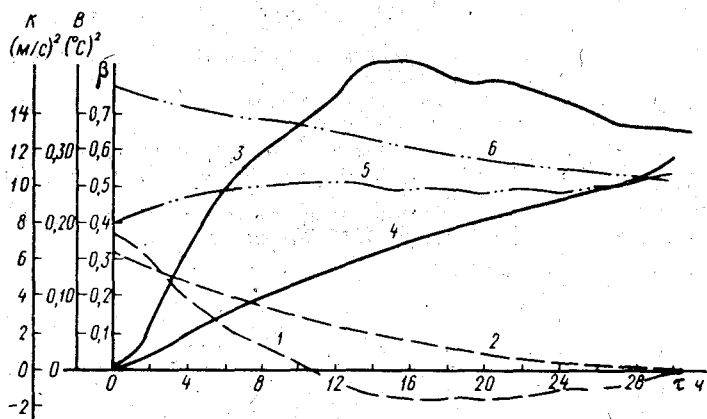


Рис. 1. Автокорреляционные (1, 2) и структурные (3, 4) функции и значения параметра β (5, 6) для скорости ветра (1, 3, 5) и температуры перемешанного слоя (2, 4, 6)

Ввиду ограниченности длин реализаций (число членов в каждой из них равно 150, дискретность отсчетов $\Delta t = 3$ ч, так что продолжительность наблюдений $t = 450$ ч) представлялось возможным получить лишь грубые оценки статистических параметров. Ниже рассматриваются результаты статистического анализа только во временной области (по корреляционным и структурным функциям).

Общей особенностью кривых автокорреляции $K(\tau)$ скорости ветра и характеристик термоклина (кроме T_0) является их отчетливо выраженный затухающий характер. Структурные функции $B(\tau)$ по достижении насыщающих значений меняются мало с увеличением сдвига τ (рис. 1, 2). Следовательно, анализируемые ряды (кроме T_0) можно отнести к классу локально стационарных в широком смысле процессов [3]. В этом убеждают также результаты подсчета критерия $\beta = [K(0) - K(\tau)]/B(\tau)$. Как известно, для стационарных случайных процессов $\beta = 0,5$. Степень отклонения β от 0,5 на различных сдвигах может приближенно служить количественной мерой нестационарности [6]. Если значения β осциллируют около 0,5, то нестационарность исходного

ряда обусловлена непостоянством среднего значения. В соответствии с рассчитанными значениями β (табл. 1), а также видом кривых $K(\tau)$, $B(\tau)$ заключаем, что ряд T_0 содержит нестационарную составляющую с временным масштабом, превышающим мак-

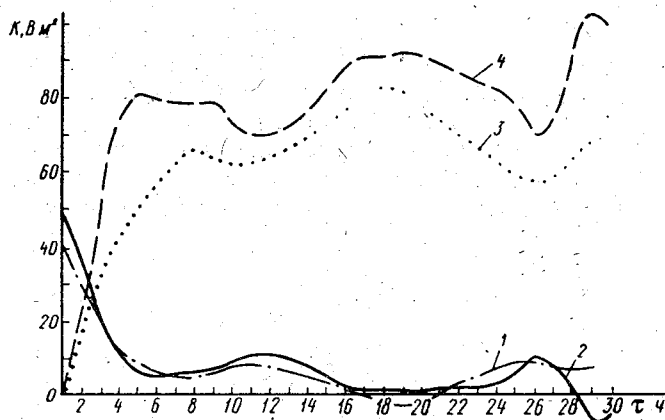


Рис. 2. Автокорреляционные (1, 2) и структурные (3, 4) функции характеристик термоклина:
1, 3 — для толщины перемешанного слоя; 2, 4 — для глубины залегания ядра термоклина

симальный сдвиг корреляции τ_m . Изменения же скорости ветра и характеристик термоклина обусловлены короткопериодными составляющими, обеспечивающими стационарность выборок по математическому ожиданию.

Таблица 1

Статистические характеристики временных рядов

Элемент	$\bar{x}$	σ_x^2	τ_1	τ_2	C	Пределы изменения β
W , м/с	6,2	7,3	4	11	0,9	$0,55 \pm 0,44$
T_0 , °C	14,6	0,16	10	40	0,08	$0,80 \pm 0,53$
h_0 , м	11,0	40	3	16	3,1	$0,55 \pm 0,02$
h_a , м	26,5	49,1	2	18	4,8	$0,55 \pm 0,50$
$ \Gamma $, °C/м	0,06	$1,2 \cdot 10^{-4}$	3	18	—	$0,63 \pm 0,48$

Из приведенных в табл. 1 простейших статистических характеристик особый интерес представляют параметры τ_1 и τ_2 . Первый определяется как временной сдвиг, на котором нормированная автокорреляционная функция $R(\tau)$ принимает значения $\leq 0,5$; второй — то же, когда $R(\tau)$ первый раз обращается в нуль. Величина τ_1 дает грубую оценку оптимальной заблаговременности инерционного прогноза, а величина τ_2 соответствует приближенно интегральному масштабу корреляции [3]. В табл. 1 величины τ_1 и τ_2 записаны в единицах дискретности измерений ($\Delta t = 3$ ч).

Сопоставление табличных значений τ_2 , а также кривых $K(\tau)$, $B(\tau)$ для различных характеристик подтверждает естественный вывод о большей инерционности процессов в верхнем слое океана по сравнению с процессами в атмосфере. Так, τ_2 для характеристик термоклина составляет 48—54 ч, а для скорости ветра — 33 ч. Тепловое состояние перемешанного слоя, характеризуемое T_0 , изменяется медленнее по сравнению с остальными параметрами СТ.

Приведенная в табл. 1 величина $C = \sqrt{B(\tau)}/\Delta t$ при $\tau = 1$ дает оценку среднеквадратичной скорости изменения процесса за время, равное дискретности измерений. Примечательно, что глубина залегания ядра термоклина изменяется с большей скоростью по сравнению с его верхней границей. Возможная причи-

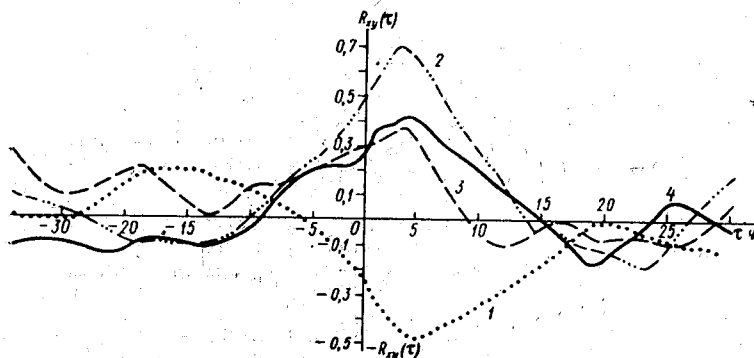


Рис. 3. Нормированные взаимокорреляционные функции скорости ветра и характеристик термоклина:

1 — $W - T_0$; 2 — $W - h_0$; 3 — $W - h_n$; 4 — $W - \bar{T}$

на этой особенности — влияние неустойчивых внутренних волн, развивающихся в центре слоя термоклина.

Рассмотрим теперь результаты взаимокорреляционного анализа для различных пар реализаций. Кривые взаимных корреляций скорости ветра и характеристик термоклина (рис. 3) несимметричны относительно нулевого сдвига. Следовательно, в период наблюдений существовал фазовый сдвиг между процессами в верхнем слое океана и атмосферными воздействиями. Величина запаздывания (относительно скорости ветра) составляет 15 ч для T_0 и около 9 ч для остальных характеристик. Отличие во временах приспособления T_0 и характеристик СТ к полю ветра вызвано очевидно тем, что слой термоклина реагировал на атмосферные воздействия не только перестройкой своей структуры, но и колебался при этом как единая динамическая система. Другими словами, изменения характеристик термоклина (в отличие от изменений T_0) связаны не только с процессами перемешивания, но и с изопикническими колебаниями их, обусловленными внутренними волнами.

В соответствии с видом кривых взаимной корреляции для

$W - T_0$ можно заключить, что усиление скорости ветра приводило к выхолаживанию перемешанного слоя. Это могло происходить за счет адвекции холодных воздушных масс, а также за счет вовлечения холодной воды снизу. При тех же условиях (возрастание W) термоклин обострялся и заглублялся, поскольку отмечается прямая корреляция между W и h_0 , $h_{я}$, Γ . Максимальные коэффициенты корреляции между W и T_0 , h_0 , $h_{я}$, Γ составляют — 0,45; 0,70; 0,37; 0,40 соответственно. Возможная причина сравнительно слабой согласованности W с T_0 , $h_{я}$ и Γ — это нелинейный характер зависимостей между рассматриваемыми атмосферными и океаническими процессами. Кроме того, колебания сезонного

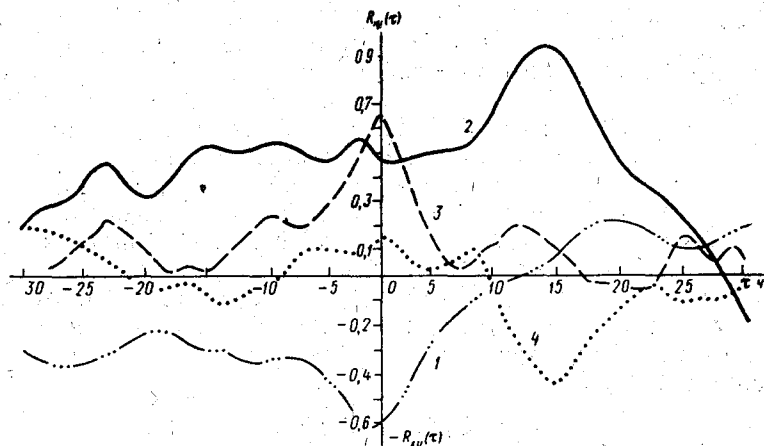


Рис. 4. Нормированные взаимокорреляционные функции характеристик термоклина:

1 — $T_0 - h_0$; 2 — $T_0 - \Gamma$; 3 — $h_0 - h_{я}$; 4 — $h_0 - \Gamma$

термоклина могут вызываться не только ветром, но и прочими внешними и внутренними факторами.

Взаимные корреляционные функции для характеристик термоклина приведены на рис. 4. Связь между температурой слоя перемешивания и его толщиной оказалась довольно тесной ($r_{\max} = -0,6$) и почти синфазной. В тот же период между T_0 и Γ отмечается прямая асинхронная зависимость. Наличие значимой отрицательной корреляции $W - T_0$ и $T_0 - h_0$, с одной стороны, и положительной корреляции $W - h_0$, с другой, указывает на интенсивное вовлечение холодной воды снизу при развитии квазиизотермического слоя. В этой связи представляется справедливой гипотеза К. Н. Федорова [8] о механизме формирования мезомасштабных горизонтальных неоднородностей температуры: неравномерность поля ветра обуславливает неодинаковое по пространству развитие перемешанного слоя и турбулентное вовлечение тепла (холода) из верхней части СТ. Последнее вы-

зывает в свою очередь неравномерное по горизонтали изменение температуры в квазизотермическом слое.

Предположение о слое термоклина как единой колебательной системе косвенно подтверждается тесной прямой корреляцией глубин залегания его верхней границы и ядра (рис. 4, кривая 3). Симметричность левой и правой ветвей взаимокорреляционной функции для $h_0 - h_{\text{я}}$ служит, признаком общности механизмов обуславливающих мезомасштабные флуктуации этих характеристик. По мере того, как характеристики СТ все более начинают различаться по своему смыслу, согласованность в их изменениях должна ослабевать. Функция взаимной корреляции $h_0 - \bar{\Gamma}$ (рис. 4, кривая 4) наглядно подтверждает это естественное условие.

На основании полученных результатов статистического анализа проверим выполнимость отдельных предположений, используемых при построении двухслойных моделей деятельного слоя. Известно, что способ определения потока тепла на нижней границе ВКС составляет суть наиболее существенных различий между интегральными моделями. Использование для этой цели соотношения, вытекающего из гипотезы об автомодельности профиля температуры в СТ, в нашем случае нецелесообразно, поскольку модель С. А. Китайгородского, Ю. З. Миропольского [4] дает неплохие результаты при расчете годового цикла эволюции деятельного слоя океана (ДСО). Для временных масштабов порядка суток реальные оценки q_h может дать соотношение, основанное на представлении о скачкообразном изменении T на нижней границе ВКС [5]:

$$q_h = \rho c_p (T_0 - T_h) E \frac{dh}{dt}, \quad (1)$$

где E — единичная функция; $T_h = T(z)|_{z=h+0}$ — температура под ВКС; остальные обозначения общепринятые.

Соотношение (1) работает только при вовлечении, когда $dh/dt > 0$. При условии $dh/dt < 0$ все турбулентные потоки ниже ВКС ($z = h + 0$) считаются нулевыми. Это означает полную изоляцию ВКС от подстилающего его термоклина, что является, конечно, весьма сильным допущением. В случае $dh/dt = 0$ из модели [5] сразу следует $q_0 = q_h = 0$ и $dT_0/dt = 0$, т. е. стационарный режим.

С учетом имеющихся данных выражение (1) можно представить в виде (для уровня $z = h_{\text{я}}$)

$$q_h = \rho c_p (h_{\text{я}} - h_0) \frac{dh_0}{dt} \bar{\Gamma}, \quad \text{при} \quad \frac{dh_0}{dt} > 0, \quad (2)$$

причем $\bar{\Gamma}$ берется по абсолютной величине. Это соотношение получено при некоторых предположениях, а именно, симметричности слоя скачка относительно его ядра (центральной оси) и линейности профиля температуры в нем. Лишь при этих условиях можно записать $(T_0 - T_h) \sim (T_0 - T_{\text{я}}) = (h_{\text{я}} - h_0) \bar{\Gamma}$. Для повы-

шения устойчивости оценок исходные данные осреднялись по суткам. Последние вместе с результатами подсчетов q_h приведены в табл. 2.

Таблица 2

Среднесуточные характеристики сезонного термоклина *

Сутки	h_0 , м	$h_{я}$, м	$h_{я} - h_0$, м	T_0 , °C	dT_0/dt , °C/3 ч	dh_0/dt , м/3 ч	$\bar{\Gamma}$, °C/м	q_h , кал/(см ² ·сутки)
5	11	20	9	14,30	-0,03	8	0,06	3456
10	14	23	9	14,65	-0,36	8	0,09	6184
13	15	30	15	14,92	-0,13	10	0,07	8400
16	16	35	19	14,60	-0,39	8	0,06	7296
19	23	37	15	13,61	-0,45	6	9,08	5376

* Приведены результаты только для тех суток, когда $dh_0/dt > 0$.

Значения q_h получились нереально высокими. По расчетам [4] для станции «Пара» в августе $q_h = 86,4$ кал·см⁻²·сут⁻¹, а по оценкам [1] для зоны Курисио в период прохождения тайфуна максимальное q_h составило 168 кал·см⁻²·сут⁻¹. Большой разброс эмпирических оценок q_h обусловлен, по-видимому, как погрешностями в определении исходных данных, так и неточностью самих методов оценивания.

Выполненные нами расчеты позволяют судить о справедливости отдельных предположений, используемых при построении двухслойных моделей деятельного слоя. Так, по модели Крауса — Тэрнера [5] знаки производных dh_0/dt и dT_0/dt должны быть обратными, т. е. при углублении перемешанного слоя температура в нем понижается, а при $dh_0/dt < 0$ следует $dT_0/dt > 0$. Это условие действительно выполняется при суточном осреднении и при $dh_0/dt > 0$. Однако условие $dh_0/dt = 0$ при $dT_0/dt = 0$ соблюдается не всегда. В связи с этим в [7] отмечается, что нарушение согласованности в изменениях h_0 и T_0 может быть объяснено влиянием цикличности. По этой причине на графике функции $h_0 = f(T_0, t)$ появляется петля гистерезиса, свидетельствующая о тепловой инерции слоя перемешивания. На рассогласованность (вследствие цикличности) в эволюции T_0 и h_0 указывает и график взаимной корреляции для $T_0 - h_0$ (см. рис. 4, кривая 1).

В заключение отметим, что для углубленного изучения механизмов формирования и эволюции вертикальной структуры деятельного слоя требуются более тонкие измерения. При разработке же практических методов расчета наряду с общими физическими соображениями необходимо учитывать и четко установленные эмпирические факты. На основании выполненного исследования можно сделать два основных вывода: 1) в период наблюдений существовал фазовый сдвиг между колебаниями скорости ветра и термических характеристик деятельного слоя океа-

на; 2) используемые в интегральных моделях предположения о взаимосвязи характеристик квазиоднородного слоя могут не выполняться в суточном цикле изменений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григоркина Р. Г. Возможные причины изменчивости температурных условий квазиоднородного слоя в зоне Курисио в период прохождения тайфуна Кора. — Вестник ЛГУ, сер. геол., геогр., 1979, вып. 1, с. 59—70.
2. Давидан И. Н., Рожков В. А., Андреев Б. А., Лопатухин Л. И., Трапезников Ю. А. Вероятностные характеристики волнения, методы их анализа и расчета. — Тр. ГОИН, 197, вып. 97.—187 с.
3. Казакевич Д. И. Основы теории случайных функций и ее применение в гидрометеорологии. — Л.: Гидрометеиздат, 1977.—319 с.
4. Китайгородский С. А., Миропольский Ю. З. К теории деятельного слоя открытого океана. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. VI, № 2, с. 178—188.
5. Краус Е. Б., Тэрнер Дж. С. Одномерная модель сезонного термоклина, ч. II. — В сб.: Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане. Л., Гидрометеиздат, 1971, с. 44—58.
6. Мурашов А. Г., Оганов М. М. К исследованию стационарности океанологических процессов. — В сб.: Особенности структуры и динамики вод Тихого океана. Владивосток, ТОИ ДВНЦ АН СССР, 1976, с. 135—140.
7. Ниллер П. П., Краус Е. Б. Одномерные модели верхнего слоя океана. — В кн.: Моделирование и прогноз верхних слоев океана. Л., Гидрометеиздат, 1979, с. 175—208.
8. Федоров К. Н. Об одном механизме формирования мезомасштабных горизонтальных неоднородностей температуры и солености в верхнем слое океана. — Океанология, 1976, т. XVI, вып. 3, с. 403—407.

УДК [542.61 : 546.562]551.464.3

Н. Н. ОСИПОВ (ЛГМИ), А. К. ЧАРЫКОВ (ЛГУ)

ЭКСТРАКЦИОННО-ФОТОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ МЕДИ В МОРСКОЙ ВОДЕ

Содержание меди в морской воде колеблется от долей микрограмма до 25 микрограмм на литр [1]. В настоящее время определять такие низкие концентрации с достаточной степенью точности позволяет метод эмиссионного спектрального анализа [2] и атомно-абсорбционная спектрофотометрия [3] (как правило, с предварительным концентрированием: экстракция или ионный обмен). Однако эти методы не позволяют проводить определение непосредственно в экспедиционных условиях, что заставляет прибегать к консервированию проб, а следовательно, увеличивается вероятность дополнительных ошибок. Кроме того, достаточно надежных методов консервирования природных вод для анализа на содержание тяжелых и переходных металлов пока не разработано.

Из известных экстракционно-фотометрических методов определения меди является метод с использованием в качестве экстрагента диэтилдитиокарбоната свинца [4], но он не обладает достаточной селективностью и практически неприменим для анализа морской воды.

Однако, по-видимому, существует возможность достаточно селективного экстракционно-фотометрического определения следовых количеств меди в форме разнолигандных комплексов с использованием в качестве хромофорного реагента 1 — (2 — Пиридилазо) — 2 — нафтола (ПАН) [5, 6]. В настоящей статье изложены результаты исследования процесса экстракции меди (II) раствором ПАН в *n*-пеларгоновой кислоте из разбавленных растворов и морской воды. Разработан экстракционно-фотометрический метод определения меди в морской воде, применимый в экспедиционных условиях и отличающийся экспрессностью, хорошей воспроизводимостью, правильностью и низким пределом обнаружения. Метод обладает достаточной селективностью в отношении сопутствующих элементов в природных водах и пригоден для анализа вод различной степени минерализации.

Исследование процесса экстракции следовых количеств меди предъявляет особые требования к чистоте применяемых реактивов. Используемые в работе реактивы имели квалификацию о. с. ч. (NaCl , MgSO_4) или х. ч. (HCl , H_2SO_4 , NH_4OH , CCl_4 , $\text{C}_9\text{H}_{18}\text{O}_2$, ПАН, $\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$). Кислоты, аммиак, четыреххлористый углерод дважды перегоняли. Растворы готовили на бидистиллированной воде. Для экстракции использовали неразбавленную пеларгоновую кислоту и ее растворы в четыреххлористом углеороде (при определении сольватации экстрагируемого комплекса).

Экстракцию осуществляли в течение десяти минут в делительной воронке при температуре $(20 \pm 1)^\circ$ и соотношении объемов органической и водной фаз 5 мл : 25 мл (система 1) для исследования химизма экстракции и 20 мл : 500 мл (система 2) — для анализа модельных растворов и образцов воды. В качестве водной фазы использована модель морской воды (раствор NaCl и MgSO_4 с концентрацией 0,5 М и 0,05 М соответственно), в качестве экстрагента — 0,001 М раствор ПАН в пеларгоновой кислоте. Равновесные значения pH водной фазы регулировали добавлением NH_4OH или H_2SO_4 и контролировали стеклянным электродом (pH-метр 262). Равновесную концентрацию меди определяли в органической фазе по оптической плотности экстракта, в водной — по разности между общим содержанием в системе и количеством, обнаруженным в экстракте.

Для изучения экстракционной системы 1 использованы следующие исходные концентрации меди: 2,5; 5,0; 7,5 мкг Cu (II) в 25 мл. Экстракцию меди в системе 2 проводили при исходных концентрациях 2,5 и 5,0 мкг Cu (II) в 500 мл. Оптическую плотность экстрактов измеряли в кюветах с толщиной поглощающего

слоя 1 см (система 1) и 5 см (система 2) на спектрофотометре СФ-4А ($\lambda_{\max} = 550$ нм).

Исследование зависимости оптической плотности экстракта от равновесной величины рН показало, что полное извлечение меди достигается однократной экстракцией при рН 3,1—3,2 в системе 1 и рН 3,2—3,3 в системе 2 (рис. 1). При этом процесс экстракции не зависит от степени минерализации водной фазы. Максимум поглощения экстрагируемого комплекса наблюдается при $\lambda_{\max} = 550$ нм, а коэффициент молярного погашения $\epsilon = 2,3 \times 10^4$.

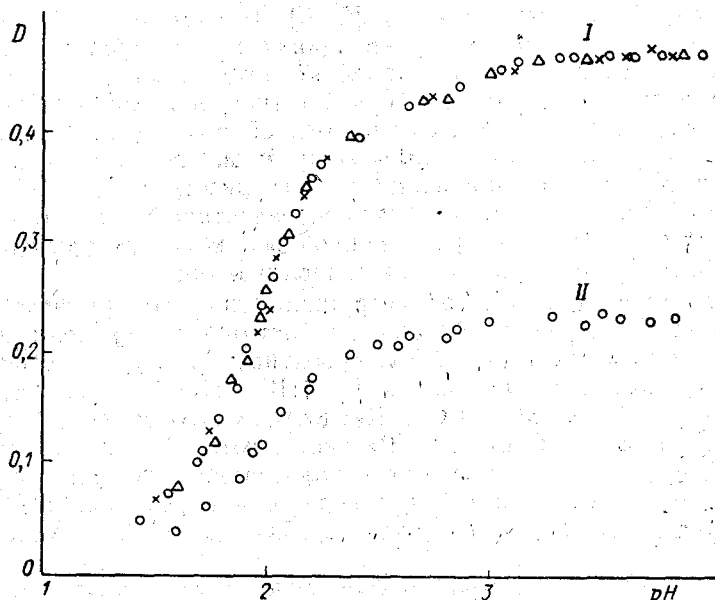


Рис. 1. Зависимость оптической плотности экстракта (система 2) от равновесной величины рН при различных исходных концентрациях меди (I — 10 мг/л, II — 5 мг/л) и степени минерализации водной фазы: (O — 35‰; Δ — 15‰; x — 1‰).

График зависимости логарифма коэффициента распределения от $\text{pH}^{\text{равн}}$ (рис. 2) носит линейный характер и имеет тангенс угла наклона $1,83 \pm 0,08$, следовательно, при переходе в органическую фазу одного иона меди высвобождаются два иона водорода.

Зависимость $\lg \left(\frac{aD_0}{D_{\max} - D_0} \right) - 2\text{pH}$ от $\lg C_{(\text{HR})_2}$ (где a — отношение равновесных объемов водной и органической фаз; $D_{\max}$ — максимальная оптическая плотность экстракта; D_0 — оптическая плотность экстракта; $C_{(\text{HR})_2}$ — концентрация пеларгоновой кислоты в четыреххлористом углероде с учетом ее димеризации [7]) имеет наклон $2,12 \pm 0,20$, то есть в образовании экстрагируемого комплекса принимают участие две димеризованные молекулы кислоты (рис. 3).

Линейный характер исследованных зависимостей, а также совпадение прямых, соответствующих различным исходным концентрациям меди, позволяют сделать заключение об отсутствии полимеризации экстрагируемых ассоциатов в органической фазе.

Зависимость $\lg \left(\frac{5D_0}{D_{\max} - D_0} \right) - 2 \text{ рН}$ от $\lg C_{\text{ПАН}}$ ($C_{\text{ПАН}}$ — концентрация ПАН в органической фазе) имеет наклон $1,17 \pm 0,08$

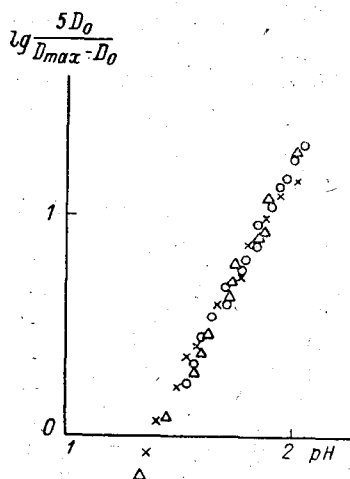


Рис. 2. Зависимость логарифма коэффициента распределения от равновесной величины рН при различных исходных содержаниях меди в водной фазе:

× — 2,5 мкг, ○ — 5,0 мкг, Δ — 7,5 мкг в 25 мл модели морской воды (система 1)

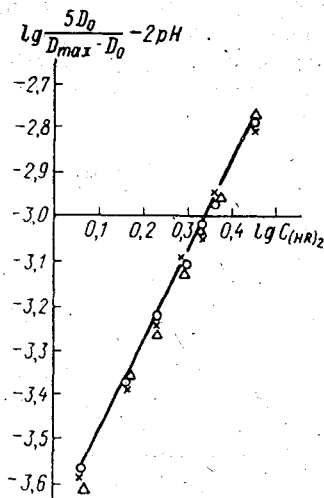


Рис. 3. Зависимость

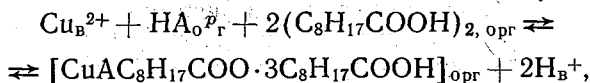
$\lg \left(\frac{5D_0}{D_{\max} - D_0} \right) - 2\text{pH}$

от логарифма концентрации пеларгоновой кислоты в четыреххлористом углероде при различных исходных содержаниях меди в водной фазе:

× — 2,5 мкг, ○ — 5 мкг, Δ — 7,5 мкг в 25 мл модели морской воды (система 1)

(рис. 4), таким образом, по-видимому, в состав экстрагируемого комплекса входит одна молекула ПАН.

Полученные результаты дают основание предположить в качестве наиболее вероятного следующее уравнение экстракции меди и состав экстрагируемого комплекса:



где HA — молекула 1 — (2 — Пиридилазо) — 2 — нафтола.

На основе проведенных исследований разработан простой экстракционно-фотометрический метод определения в природных во-

дах разной степени минерализации: 500 мл пробы обрабатывают согласно [2] для устранения влияния органических веществ, помещают в делительную воронку, аммиаком доводят рН до 3,5—4,0 и добавляют 20 мл 0,001 М раствора ПАН в пеларгоновой кислоте. Содержимое воронки интенсивно встряхивают в течение 10 минут. После расслоения органическую фазу отделяют, центрифугируют с целью устранения мутности и измеряют оптическую плотность экстракта на спектрофотометре ($\lambda_{\max} = 550 \text{ нм}$) в кюветах с толщиной поглощающего слоя 5 см. Для построения калибровочного графика используют стандартные растворы, приготовленные на воде, очищенные от меди предлагаемым методом.

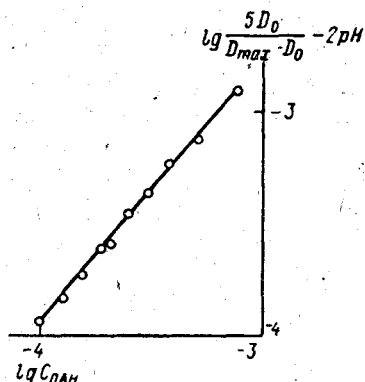


Рис. 4. Зависимость $\lg \left(\frac{5D_0}{D_{\max} - D_0} \right) - 2\text{pH}$ от логарифма концентрации ПАН в пеларгоновой кислоте (система 1)

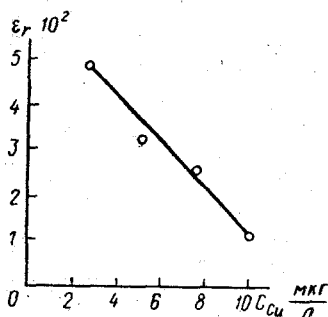


Рис. 5. Зависимость относительного стандартного отклонения единичного измерения от исходной концентрации меди в водной фазе (система 2)

Воспроизводимость метода изучена на модельных образцах морской воды с соленостью 35‰ для четырех уровней концентрации меди и охарактеризована величиной выборочного относительного стандартного отклонения единичного измерения (по данным пяти параллельных определений) (рис. 5).

Концентрационный предел обнаружения [8], оцененный как минимальная концентрация, определяемая с надежностью не менее 95%, по результатам пяти параллельных определений составляет величину 0,5 мкг/л.

Правильность методики охарактеризована путем оценки пропорциональной (метод «добавок») и постоянной (метод «удвоения») систематических ошибок, которые соответственно равны 0,015 и 0,1 мкг/л, что приводит к суммарной систематической ошибке $\Delta x_{\text{сист}} \leq 0,1 + 0,015 C_{\text{Cu}}$. Статистическая оценка обеих составляющих, проведенная по пяти параллельным определениям двух образцов природной воды, показывает, что они значительно не отличаются от случайных ошибок параллельных определений.

Определению содержания меди данным методом мешает пятикратный избыток Ni (II) и девятикратный избыток Co (III). Учитывая, что такое соотношение данных элементов в природных водах практически не наблюдается, метод можно считать достаточно селективным и использовать его для анализа без применения маскирующих агентов.

Результаты анализа трех образцов природных вод, выполненного предложенным методом, приведены в таблице; воспроизводимость охарактеризована выборочным относительным стандартным отклонением среднего значения.

Содержание меди (мкг/л) в поверхностных водах некоторых водных объектов

Район	Число параллельных соединений	C_{Cu}	$S_{\bar{r}}$
Бискайский залив	5	1,0	0,11
Восточная часть Финского залива	5	2,6	0,03
Река Охтинка	5	5,7	0,02

Выводы

1. Медь экстрагируется из морской воды раствором ПАН в пеларгоновой кислоте в виде тройного комплекса.
2. Полное извлечение достигается однократной экстракцией.
3. Процесс экстракции не зависит от степени минерализации водной фазы, поэтому предложенный метод определения меди пригоден для анализа не только морской воды, но и вод суши.
4. Метод обладает хорошей воспроизводимостью, правильно, низким пределом обнаружения (0,5 мкг/л) и может применяться непосредственно в экспедиционных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parker C. R. Water analysis by atomic absorption spectroscopy.—Switzerland, 1972. 78 p.
2. Руководство по методике химического анализа морских вод.—Л.: Гидрометеиздат, 1977.—248 с.
3. Норозов Н. П., Патин С. А., Демина Л. Л. Переходные и тяжелые металлы в водах Северной Атлантики.—Труды ГОИНа, 1975, вып. 1, с. 77—93.
4. Руководство по химическому анализу поверхностных вод суши.—Л.: Гидрометеиздат, 1977.—541 с.
5. Kuang L. U. Cheng and Roger H. Bray. 1—(2—Pyridylazo)—2—naphthol as a possible analytical reagent. Anal. Chem. 1955, 27, p. 782—785.
6. Betteridge D., Fernando Q., Freiser H. Solvent extraction of certain transition metal ions with 1—(2—Pyridylazo)—2—naphthol. Anal. Chem. 1963, 35, p. 294—298.
7. Kojima I., Uchida M., Tanaka M. Extraction of copper (II) with aliphatic carboxylic acids. J. inorg. nucl. chem. 1970, 32, p. 1333—1340.
8. Петерс Д., Хайес Д., Хифтэ. Химическое разделение и измерение.—М.: Химия, 1978.—816 с.

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА РАЗЛОЖЕНИЯ РЯДОВ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПО ЕСТЕСТВЕННЫМ ОРТОГОНАЛЬНЫМ ФУНКЦИЯМ ВРЕМЕНИ

Для прогнозирования сырьевой базы в различных промышленных районах океана необходимы прогнозы температуры воды большой заблаговременности. В оперативной практике гидрометеорологических прогнозов применяется способ аналитического представления гидрометеорологических элементов с помощью разложения полей по ортогональным функциям [2, 5].

В настоящей работе сделана попытка составить долгосрочный прогноз аномалии температуры воды поверхностного слоя в районе судна погоды I с использованием коэффициентов разложения рядов гидрометеорологических элементов по естественным ортогональным функциям (е. о. ф.).

При аналитическом представлении рядов гидрометеорологических элементов существует отличие разложения по е. о. ф. времени от разложения по е. о. ф. горизонтальных координат [3]. Оно состоит в том, что в качестве «реперов» при разложении по времени выступают временные интервалы. Это создает возможность долгосрочного прогноза гидрометеорологического элемента и, в частности, среднемесячной температуры воды на несколько месяцев вперед.

В гидрологическом отношении район судна погоды I нужно отнести к районам с малой изменчивостью температуры воды [4]. Основными течениями, которые оказывают влияние на этот район, являются течения Ирмингера и Северо-Атлантическое. Однако тот факт, что судно погоды I расположено как раз между этими течениями, позволяет отнести этот район к районам с малой изменчивостью температуры воды за счет адвективного притока тепла. Из крупных барических образований, оказывающих влияние на этот район, следует выделить Исландский минимум, который регулирует интенсивность северо-западного переноса холодных воздушных масс.

В качестве исходных данных долгосрочного прогноза температуры воды для каждого месяца в районе судна погоды I использовались материалы наблюдений за температурой воды на судах погоды, рассчитанные величины турбулентного теплообмена, а также изменения теплосодержания деятельного слоя по отдельным судам погоды.

Для характеристики атмосферных процессов над рассматриваемым районом использовались индексы меридиональной циркуляции, среднемесячные данные скорости ветра в экваториаль-

ной стратосфере и коэффициенты разложения поля атмосферного давления над Американским сектором северного полушария [1].

Таблица 1

Оценка разложения ряда температуры воды в районе с. п. I по е. о. ф.

q	λ^q	$\frac{\lambda^q}{\sum_{q=1}^{10} \lambda^q} \%$	$\frac{\sum_{q=1}^n \lambda^q}{\sum_{q=1}^{10} \lambda^q} \%$	q	λ^q	$\frac{\lambda^q}{\sum_{q=1}^{10} \lambda^q} \%$	$\frac{\sum_{q=1}^n \lambda^q}{\sum_{q=1}^{10} \lambda^q} \%$
1	6,3	52,9	52,9	6	0,4	3,5	95,0
2	2,5	21,0	73,2	7	0,2	1,7	96,7
3	1,1	9,2	83,1	8	0,2	1,7	98,4
4	0,5	4,2	87,3	9	0,1	0,8	99,2
5	0,5	4,2	91,5	10	0,1	0,8	100,0

где q — член разложения; λ^q — собственные числа корреляционной матрицы.

Из табл. 1 видно, что уже шесть членов разложения температуры воды поверхностного слоя по е. о. ф. содержат 95% суммарной дисперсии. Высокая скорость сходимости ряда температуры воды в районе судна погоды I в первую очередь, по-видимому, определяется небольшим порядком матрицы (10-й порядок), с другой стороны, большая концентрация информации в первом коэффициенте разложения температуры воды отражает относительную консервативность этой характеристики. Это, в свою очередь, создает благоприятные предпосылки для долгосрочного прогнозирования среднемесячной температуры воды в этом районе.

Распределение среднемесячной температуры воды (t_w) в течение года можно представить в виде

$$t_w(t, y) = \sum_{n=1}^k T_n(t) X_n(y), \quad (1)$$

где $X_n(y)$ — е. о. ф. времени, зависящая от конкретного месяца года; $T_n(t)$ — коэффициент разложения, зависящий от конкретного года; n — номер функции.

Таким образом, задача прогноза среднемесячной температуры воды сводится к прогнозу годовых коэффициентов разложения. Затем по рассчитанным коэффициентам разложения определяются значения температуры воды для каждого месяца прогнозируемого года.

Прогностические уравнения получены методом множественной корреляции для каждого из шести коэффициентов разложения температуры воды в районе судна погоды I по е. о. ф. Ряд наблюдений, который мог быть использован для получения прогностических уравнений невелик (21 год).

Прогностические уравнения имеют вид:

$$T_{1n}^{tw} = -0,073 \left(\sum_I^{XII} P^A \right)_{n-1} - 0,310 \left(\sum_X^{III} P^E \right)_{n-1} + 0,296 \left(\sum_I^{XII} J' \right)_{n-1} + \\ + 0,377 (\Delta Q_{III}^A)_{n-1} + 0,705, \quad R = 0,74; \quad (2)$$

$$T_{2n}^{tw} = -0,059 \left(\sum_{IX}^{XII} \Delta Q^A \right)_{n-1} - 0,113 (\Delta Q_{I^A})_{n-1} - 0,066 \left(\sum_{IX}^{III} P^M \right)_{n-1} - \\ - 0,239 (U_{III})_{n-1} - 0,303, \quad R = 0,83; \quad (3)$$

$$T_{3n}^{tw} = 0,030 (\Delta Q_{VIII}^A)_{n-1} - 0,430 (T_4^{twA})_{n-1} + 0,570 (T_5^{twA})_{n-1} + 0,015, \\ R = 0,75; \quad (4)$$

$$T_{4n}^{tw} = -0,020 \left(\sum_I^{XII} P^B \right)_{n-1} - 0,040 \left(\sum_I^{XII} P^M \right)_{n-2} - \\ - 0,800 (T_5^U)_{n-1} + 0,092, \quad R = 0,78; \quad (5)$$

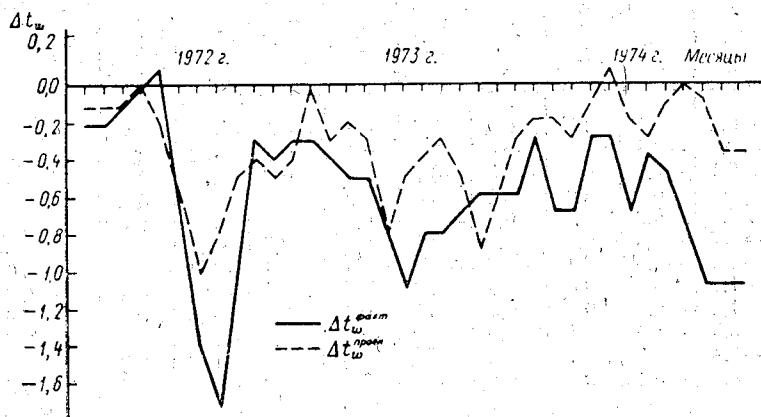
$$T_{5n}^{tw} = 0,070 (\Delta V^A)_{n-1} - 0,300 (U_V)_{n-1} - 0,012, \quad R = 0,76; \quad (6)$$

$$T_{6n}^{tw} = -0,023 \left(\sum_X^{III} P^D \right)_{n-1} - 0,060 \left(\sum_{XII}^{II} T_1^{\Delta P_s} \right)_{n-1} - \\ - 0,060 (U_{XII})_{n-1} + 0,044, \quad R = 0,72, \quad (7)$$

где R — коэффициент множественной корреляции; $\sum_I^{XII} P^A$, $\sum_I^{XII} P^B$, $\sum_I^{XII} P^M$, $\sum_X^{III} P^E$, $\sum_X^{III} P^D$, $\sum_{IX}^{III} P^M$ — суммарный турбулентный теплообмен за год и за холодное полугодие по судам погоды A , B , M , E , D ; $\sum_{IX}^{XII} \Delta Q^A$, ΔQ_{I^A} , ΔQ_{III}^A , ΔQ_{VIII}^A , ΔQ_{VIII}^A — изменение теплосодержания деятельного слоя в районе судна погоды A за холодное полугодие, январь, март, май, август; T_4^{twA} , T_5^{twA} — 4-й и 5-й коэффициенты разложения температуры воды по е. о. ф. для района судна погоды A ; T_5^U — 5-й коэффициент разложения ветра в экваториальной стратосфере по е. о. ф.; $\sum_{XII}^{II} T_1^{\Delta P_s}$ — суммарный за зиму 1-й коэффициент разложения атмосферного давления над Американским сектором северного полушария; $\sum_I^{XII} J'$ — суммарный за год индекс меридиональной циркуляции по району $\varphi = 70^\circ$ с. ш., $\Delta \lambda = 30^\circ$ з. д. — 10° з. д.; U_{III} , U_V , U_{XII} — среднемесячные значения скорости ветра в экваториальной стратосфере в марте, мае, декабре.

На основе уравнений (1) — (7) были вычислены значения аномалий температуры воды по судну погоды I за каждый месяц

с 1951 по 1971 годы и прогностические значения на независимом материале за каждый месяц с 1972 по 1974 годы. На рисунке представлен ход фактических и прогнозируемых значений аномалий температуры воды с 1972 по 1974 годы. Оценка полученных результатов проводилась в соответствии с Наставлением по служ-



Временной ход фактических $\Delta t_w^{\text{факт}}$ и прогностических $\Delta t_w^{\text{прогн}}$ значений аномалий температуры воды в районе судна погоды I

бе морских прогнозов. В табл. 2 приведены характеристики надежности и эффективности прогноза температуры воды поверхностного слоя в районе судна погоды I, полученные по зависимому ряду наблюдений и по независимому материалу.

В качестве критерия применимости и качества прогнозов принято отношение стандартной ошибки к среднеквадратическому отклонению (S/σ).

Проверка надежности полученных статистических схем прогноза была произведена также на независимом материале (1972—1974). Результаты проверки приведены в табл. 3, где указаны

также величины допустимых ошибок для прогноза температуры на каждый месяц. Наиболее точными оказались прогнозы на весенне-летние месяцы этих лет. Из шести неоправдавшихся прогнозов пять не превысили отклонения от допустимой ошибки на 0,1 и лишь прогноз на октябрь 1974 г. дал значительную ошибку.

Представленная методика долгосрочного прогноза среднемесячной температуры воды в районе судна погоды I отвечает тре-

Таблица 2

Характеристика надежности и эффективности прогноза температуры воды поверхностного слоя в районе судна погоды I

Характеристика прогноза	Ряд наблюдений	
	1951—1971	1972—1974
Обеспеченность, %	88	83
Эффективность, %	18	33
S/σ	0,74	0,74

Таблица 3

Фактические ($\Delta t_w^{\text{факт}}$) и прогнозируемые ($\Delta t_w^{\text{прогн}}$) аномалии температуры воды поверхностного слоя в районе судна погоды I

Месяцы	1972 г.			1973 г.			1974 г.			Допустимая ошибка прогноза
	$\Delta t_w^{\text{факт}}$	$\Delta t_w^{\text{прогн}}$	Ошибка прогно- за	$\Delta t_w^{\text{факт}}$	$\Delta t_w^{\text{прогн}}$	Ошибка прогно- за	$\Delta t_w^{\text{факт}}$	$\Delta t_w^{\text{прогн}}$	Ошибка прогно- за	
I	-0,2	-0,1	0,1	-0,3	5,0	0,4	-0,3	-0,2	0,1	0,3
II	-0,2	-0,1	0,1	-0,4	-0,3	0,1	-0,7	-0,2	0,1	0,4
III	-0,1	-0,1	0,0	-0,5	-0,2	0,3	-0,7	-0,3	0,4	0,4
IV	0,0	0,0	0,0	-0,5	-0,3	0,2	-0,3	-0,1	0,2	0,9
V	0,1	-0,2	0,3	-0,8	-0,8	0,0	-0,3	0,1	0,4	0,4
VI	-0,7	-0,6	0,1	-1,1	-0,5	0,6	-0,7	-0,2	0,5	0,5
VII	-1,4	-1,0	0,4	-0,8	-0,4	0,4	-0,4	-0,3	0,1	0,7
VIII	-1,7	-0,9	0,8	-0,8	-0,3	0,5	-0,5	-0,1	0,4	0,7
IX	-1,0	-0,5	0,5	-0,6	-0,5	0,1	-0,7	0,0	0,7	0,6
X	-0,3	-0,4	0,1	-0,6	-0,9	0,3	-1,3	-0,1	1,2	0,7
XI	-0,4	-0,5	0,1	-0,6	-0,6	0,0	-1,1	-0,4	0,7	0,6
XII	-0,3	-0,4	0,1	-0,6	-0,3	0,3	-0,8	-0,4	0,4	0,5

бованиям, предъявляемым к долгосрочным прогнозам. Однако существуют определенные трудности для внедрения ее в оперативную практику, которые в первую очередь связаны с прекращением гидрометеорологических наблюдений на отдельных судах погоды, данные с которых являются предикторами для прогноза среднемесячной температуры воды. Выход из этого положения можно видеть в использовании среднемесячных карт, выпускаемых Гидрометцентром СССР и в использовании упрощенных расчетов составляющих теплового баланса по отдельным районам Северной Атлантики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глаголева М. Г. Таблицы коэффициентов разложения в ряды по естественным составляющим полей аномалий среднего месячного давления над северным полушарием. — М.: Гидрометеиздат, 1977.—165 с.
2. Глаголева М. Г., Скриптунова Л. И. Прогноз температуры воды в океане. — Л.: Гидрометеиздат, 1979.—200 с.
3. Мещерская А. В. и др. Естественные составляющие метеорологических полей — Л.: Гидрометеиздат, 1970.—200 с.
4. Серяков Е. И. Долгосрочные прогнозы тепловых процессов в Северной Атлантике. — Л.: Гидрометеиздат, 1979.—164 с.
5. Скриптунова Л. И. Об использовании естественных составляющих для прогноза температуры воды в океане. — Тр. ГМЦ СССР, 1968, вып. 34, с. 48—52.

ОЦЕНКА РОЛИ ТЕПЛОВЫХ И ДИНАМИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ ВО ВНУТРИМЕСЯЧНЫХ КОЛЕБАНИЯХ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА

Изменения температуры в верхнем слое океана вызываются поглощением солнечной радиации, эффективным излучением поверхности океана, суммарной турбулентной теплоотдачей в атмосферу, адвекцией тепла течениями и вертикальным перемешиванием с нижележащими слоями. Сезонные колебания температуры воды определяются годовым ходом составляющих теплового баланса на поверхности океана. Внутримесячная изменчивость температуры может в большой степени зависеть от процессов, вызываемых динамическим воздействием атмосферы на океан — дрейфовых течений и ветрового перемешивания.

В данной работе исследование факторов, формирующих внутримесячные (межпентадные) колебания температуры воды в летний период, выполнено на основе данных многолетних наблюдений на северо-атлантическом судне погоды *C*, дрейфующем в непосредственной близости от зоны субполярного гидрологического фронта.

Сопоставление межпентадного хода температуры воды (T_w) на поверхности океана с пятисуточными суммами результирующего притока тепла из атмосферы (Q_T) проводилось для случаев аномально резких изменений T_w , отличающихся от многолетней нормы межпентадного изменения не менее, чем на $0,5^\circ\text{C}$. Эти случаи были выбраны из массива данных наблюдений за июнь и июль с 1958 по 1977 гг.

Пентадные суммы поглощенной радиации определялись путем суммирования ежесуточных величин, рассчитываемых по формуле В. С. Красюка и О. И. Шереметевской [1]. Эффективное излучение, турбулентный теплообмен и затраты тепла на испарение вычислялись по среднепентадным величинам облачности, температур воды и воздуха, влажности и скорости ветра с использованием методик, приведенных в «Океанографических таблицах» [2].

Четкой связи между аномально резкими изменениями T_w на поверхности океана и результирующим притоком тепла из атмосферы не прослеживается (рис. 1, а). Можно отметить лишь то обстоятельство, что при $Q_T < 950 \text{ кал}/(\text{см}^2 \cdot \text{пентада})$ не происходит сильного роста T_w .

Гораздо отчетливее проявляется зависимость колебаний температуры воды от среднепентадной скорости ветра (рис. 1, б). Следовательно, в рассматриваемом районе внутримесячные колебания T_w на поверхности океана относительно среднемноголет-

него годового хода определяются, в первую очередь, не колебаниями притока тепла из атмосферы, а условиями его перераспределения в верхнем слое океана под воздействием ветрового перемешивания.

Для анализа внутримесячных изменений теплосодержания верхнего слоя использовались измерения T_w на горизонтах 0, 10, 20, 30 и 50 м, относящиеся к отдельным периодам летнего сезона за различные годы. По этим данным были построены среднепентадные температурные профили для 27 пар соседних пятидневок.

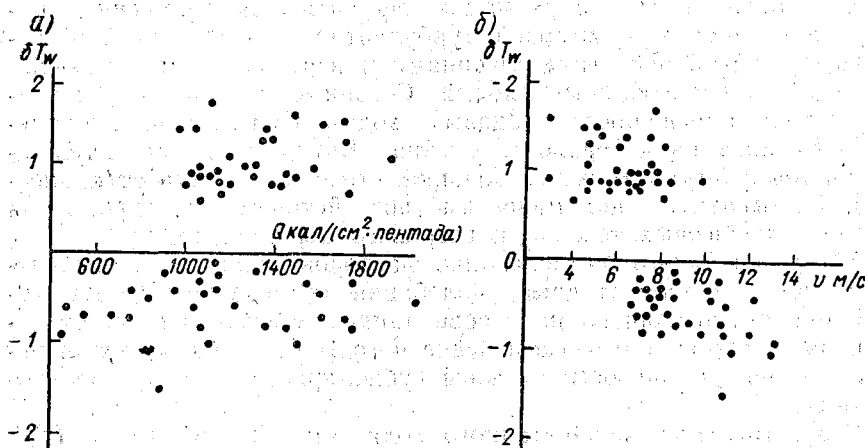


Рис. 1. Графики связи anomalно резких межпентадных изменений температуры воды на поверхности:

а — с пентадной суммой результирующего притока тепла через поверхность океана; б — со среднепентадной скоростью ветра

Межпентадные изменения теплосодержания (ΔQ) слоев 0—10, 0—20, 0—30 и 0—50 м сопоставлялись с пентадными суммами Q_T и со среднепентадной скоростью ветра. Изменение теплосодержания верхнего 10-метрового слоя при пятисуточном осреднении очень слабо связано с потоком тепла через поверхность океана, несколько теснее — со скоростью ветра (рис. 2, а, б). При увеличении толщины слоя до 20 м связь ΔQ со скоростью ветра полностью исчезает.

Можно считать, что за период в несколько суток количество тепла, приходящее сверху к поверхности океана, полностью распределяется в верхних 30 и 50 м. Но заметной связи изменений теплосодержания этих слоев с величинами Q_T при пентадном осреднении не проявляется. Так как турбулентный обмен теплом с нижележащими слоями на глубине 50 м летом, по-видимому, очень мал, то основная роль в формировании anomalно резких изменений теплосодержания слоя 0—50 м принадлежит адвективным потокам тепла. Для слоев меньшей толщины важное значение должна иметь интенсивность турбулентного перемешива-

ния, определяющая количество тепла, уходящее вглубь океана. Выделить отдельно изменение теплосодержания за счет адвекции и за счет теплообмена с нижележащими слоями не представляется возможным из-за отсутствия данных о скоростях течений и горизонтальных градиентах T_w . Поэтому проведено сравнение совместного вклада этих факторов с эффектом результирующего потока тепла через поверхность.

Уравнение теплового баланса слоя океана от поверхности до глубины H записывается следующим образом:

$$\Delta Q = Q_T + Q_a - Q_n,$$

где ΔQ — изменение теплосодержания слоя; результирующий приток тепла через поверхность океана Q_T включает поглощение

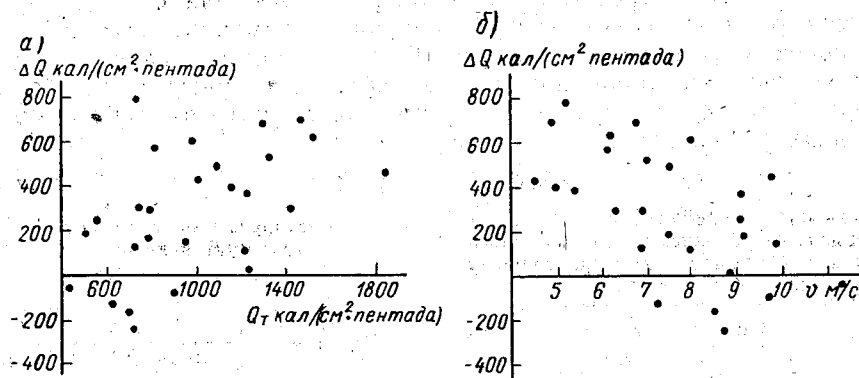


Рис. 2. Графики связи межпентадных изменений теплосодержания слоя 0—10 м: а — с пентадной суммой результирующего притока тепла в слой через поверхность океана; б — со среднепентадной скоростью ветра

солнечной радиации в слое 0— H и теплоотдачу с поверхности путем турбулентного тепло- и влагообмена с атмосферой и эффективного излучения; Q_a — адвективный приток тепла в слой; Q_n — количество тепла, уходящее вглубь через нижнюю границу слоя.

Так как теплообмен с глубинами в верхнем слое океана определяется турбулентностью, обусловленной ветровым перемешиванием и неустойчивостью дрейфовых течений, то этот фактор можно рассматривать совместно с адвекцией тепла течениями как следствие динамического воздействия атмосферы на океан. Результирующую величину изменения теплосодержания слоя за счет действия обоих этих процессов обозначим через Q_d .

$$Q_d = Q_a - Q_n.$$

Величина Q_d определялась для каждой из 27 пар последовательных пятидневок как разность межпентадного изменения теплосодержания слоя и величины Q_T , получаемой осреднением пентадных сумм притока тепла в слой через поверхность океана за предыдущую и последующую пентады.

В 80% всех рассмотренных случаев теплосодержание слоя 0—10 м увеличивалось при переходе к последующей пятидневке. В слоях 0—20, 0—30, и 0—50 м рост теплозапаса наблюдался в 90% случаев. Это свидетельствует об устойчивом проявлении сезонного прогрева верхних слоев при пентадном осреднении вследствие того, что в летние месяцы результирующий поток тепла через поверхность (всегда положительный), как правило, превышает потери тепла за счет действия динамических факторов. Однако относительная изменчивость пентадных сумм Q_d значительно большее по сравнению с Q_t . В табл. 1 приведены амплитуды колебаний составляющих теплового баланса, полученные как разности между максимальной и минимальной величинами каждой составляющей и отнесенные к толщине слоя. В верхнем 10-метровом слое амплитуды колебаний Q_t и Q_d примерно одинаковы. При заглублении нижней границы слоя до 30 м и более составляющая теплового баланса слоя за счет вклада динамических факторов начинает колебаться с существенно большим размахом по сравнению с суммарным потоком тепла через поверхность океана.

Таблица 1

Амплитуды колебаний составляющих теплового баланса верхних слоев океана (нормированные на толщину слоя) кал/(см³·пентада)

Слой, м	Составляющие теплового баланса		
	$\frac{\Delta Q}{H}$	$\frac{AQ_t}{H}$	$\frac{AQ_d}{H}$
0—10	0,95	1,42	1,44
0—20	0,85	0,71	0,93
0—30	0,83	0,47	0,87
0—50	0,67	0,28	0,81

Таблица 2

Повторяемость отдельных градаций величины $K = Q_d/Q_t$ (в %)

Градация	Слой, м			
	0—10	0—20	0—30	0—50
$K > 1$	—	—	8	15
$0,5 < K \leq 1$	—	4	4	7
$0 < K \leq 0,5$	4	7	15	23
$-0,5 < K \leq 0$	11	33	44	18
$-1 < K \leq -0,5$	67	41	18	30
$K \leq -1$	18	15	11	7

Распределение повторяемостей величины отношения Q_d/Q_t по отдельным градациям (табл. 2) показывает, что в слое 0—10 м совместный эффект адвекции и теплообмена с глубинами почти всегда направлен на уменьшение теплосодержания. По мере заглубления нижней границы слоя увеличивается повторяемость положительных значений Q_d , означающих, что поступление тепла в слой при адвекции более теплых вод превышает потери тепла на теплообмен с нижележащими водами. В слое 0—50 м такая ситуация наблюдалась примерно в половине всех рассмотренных случаев.

Повторяемость случаев с $|Q_d| \geq 0,5Q_t$ для верхнего 10-метрового слоя составляет 85%, а для более мощных слоев — около 50%. Примерно в 20% случаев суммарный вклад процессов

Таблица 3

Величины Q_d в случаях с положительной адвекцией тепла в верхний слой океана

Год	Ме- сяц	Пентады	Толщина однородного слоя, м	Q_d в кал/(см ² ·пентада)			
				0—10	0—20	0—30	0—50
1966	VIII	1—2	$h < 10$	60	560	1020	1470
		3—4	$h < 10$	—600	—420	—180	200
		4—5	$10 \leq h < 20$	—800	—760	—280	240
1967	VI	1—2	$10 \leq h < 20$	—770	—320	120	560
1969	VII	3—4	$10 \leq h < 20$	—850	—170	580	1720
1970	VII	5—6	$20 \leq h < 30$	—1210	—870	—240	660
1972	VIII	3—4	$10 \leq h < 20$	—380	80	740	1700
1977	VI	2—3	$h < 10$	—590	90	530	900
		3—4	$h < 10$	—610	—130	160	420
		5—6	$10 \leq h < 20$	—230	360	1180	2350

адвекции и теплообмена с глубинами по абсолютной величине превышал количество тепла, поступающее из атмосферы.

Оценку соотношения между величинами Q_a и Q_n можно получить для случаев с положительной адвекцией тепла (при этом разность $Q_a - Q_n$ равна разности абсолютных значений этих величин). Было выделено 10 случаев, когда в слое 0—50 м имела место адвекция теплых вод ($\Delta Q_{0-50} - Q_t > 0$). Предполагалось, что знак адвекции тепла сохраняется неизменным в пределах всего 50-метрового слоя. Рассчитанные для этих периодов величины Q_d представлены в табл. 3. Там же приводятся толщины верхнего квазиизотермического слоя h , выраженные в отдельных градациях.

В четырех из представленных в табл. 3 ситуаций нижняя граница однородного слоя располагалась выше горизонта 10 м. При этом в трех случаях в слое 0—10 м $Q_d < 0$, т. е. $|Q_n| > |Q_a|$. Величины отношения Q_d/Q_t , рассчитанные для этих случаев, показывают, что вглубь через горизонт 10 м уходит не менее половины от общего количества тепла, поступающего к поверхности океана.

Потери тепла на обмен верхнего слоя с глубинами через горизонт 20 м в шести из десяти случаев превышают адвективный приток тепла и могут достигать существенных величин по сравнению с Q_t (например, во 2-ой половине августа 1966 г. $Q_d \leq -0,5Q_t$ при $h < 20$ м). На глубине 30 м Q_n существенно уменьшается и величины Q_d для слоя 0—30 м в большинстве случаев положительны.

Проведенный анализ позволяет сделать следующие выводы относительно внутримесячной изменчивости T_w на поверхности океана и теплозапаса вод верхнего слоя в летний период.

Аномально резкие межпентадные изменения T_w на поверхности вызываются, в первую очередь, колебаниями интенсивности ветрового перемешивания, регулирующего, теплообмен приповерхностного слоя с подстилающими водами.

Отклонения от среднегодового сезонного хода теплосодержания слоя 0—10 м могут в равной мере определяться как колебаниями результирующего потока тепла через поверхность океана, так и динамическими факторами, из которых главная роль принадлежит вертикальному турбулентному перемешиванию. С увеличением толщины верхнего слоя на первое место среди процессов, вызывающих ускорение или замедление сезонного роста теплосодержания при 5-суточном осреднении, выдвигается адвекция тепла течениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Красюк В. С., Шереметевская О. И. Приток солнечного тепла на поверхность океана. — Метеорология и гидрология, 1963, № 7, с. 18—24.
2. Океанографические таблицы. — Л.: Гидрометеонадат, 1975.—478 с.

УДК 551.465.41(261.7)

Л. Н. КУЗНЕЦОВА, Б. И. ТЮРЯКОВ (ЛГМИ)

РОЛЬ ВЕТРА И БАРОКЛИННОСТИ ВОД В ФОРМИРОВАНИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ОКЕАНЕ

В настоящее время общеизвестна важная роль вертикальной циркуляции в формировании биопродуктивности вод в океане [2]. Поэтому знание детальной структуры вертикальных движений в зависимости от различных факторов (ветра, бароклинности вод, рельефа дна и др.), а также выявление основных факторов представляется крайне необходимым. Аддитивные свойства основного выражения для вертикальной составляющей скорости течения, полученного авторами в работе, позволяют выделить каждый фактор и оценить его вклад в формирование результирующей вертикальной циркуляции в океане. Этому и посвящена настоящая работа.

Основное выражение для вертикальной составляющей скорости течения v_z получено из уравнения неразрывности. Уравнения движения взяты в самом полном виде. При выводе выраже-

ния для v_z учтены члены порядка e^{-az} , а также смешанные производные от приведенного уровня и интегральной бароклинности.

Уравнение для вертикальной составляющей скорости имеет вид:

$$\begin{aligned} v_z = (v_z)_{z=0} - \frac{\sin \theta}{R \rho_0 f \cos \theta} \left[R \operatorname{ctg} \theta \operatorname{rot}_z \tau + \frac{1}{2} \tau_\lambda - \right. \\ \left. - R \operatorname{ctg} \theta \operatorname{rot}_z \tau (\sin az + \cos az) e^{-az} + \frac{1}{2} (\tau_\theta - \tau_\lambda) az \times \sin aze^{-az} - \right. \\ \left. - \frac{1}{2} (\tau_\theta + \tau_\lambda) az \cos aze^{-az} + \frac{3}{2} \tau_\theta \sin aze^{-az} - \frac{1}{2} \tau_\lambda \cos aze^{-az} \right] + \\ + \frac{g}{R^2 f \sin \theta} \left[\frac{z}{\cos \theta} \frac{\partial \zeta_1}{\partial \lambda} - (\sin \theta - 1) z \frac{\partial^2 \zeta_1}{\partial \theta \cdot \partial \lambda} \right] - \\ - \frac{g}{R^2 \rho_0 f \sin \theta} \left[\frac{z}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_0^z \rho dz - \frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_0^z \xi \rho d\xi + \right. \\ \left. + (\sin \theta - 1) z \frac{\partial^2}{\partial \theta \partial \lambda} \int_0^z \xi \rho d\xi \right] + \\ + \frac{1}{R^2 f \sin \theta} \int_0^z \left[\frac{A}{\cos \theta} + \sin \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} - \frac{\partial B}{\partial \lambda} \right] dz. \end{aligned}$$

Здесь, θ, λ, z — сферические координаты; ρ — аномалия плотности морской воды; ζ_1 — приведенный уровень, $\zeta = \zeta_1 + \frac{P_a}{g \rho_0}$; $\tau_\theta, \tau_\lambda$ — составляющие касательного напряжения ветра по осям θ, λ ; $\alpha = \sqrt{\frac{\omega \cos \theta}{K_V}}$ — безразмерный параметр, учитывающий трение о дно; $f = 2\omega \cos \theta$ — параметр Кориолиса; R — средний радиус Земли; g — ускорение свободного падения; A и B — члены, учитывающие инерционные и диссипативные факторы,

$$\begin{aligned} A = v_\theta \frac{\partial v_\lambda}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{\sin \theta} \frac{\partial v_\lambda}{\partial \lambda} - \frac{K_{VL}}{R} \nabla^2 v_\lambda, \\ B = v_\theta \frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} + \frac{v_\lambda}{\sin \theta} \frac{\partial v_\theta}{\partial \lambda} - \frac{K_{VL}}{R} \nabla^2 v_\theta; \end{aligned}$$

v_θ, v_λ — горизонтальные составляющие скорости течения по осям θ и λ ; ∇^2 — горизонтальный оператор Лапласа в сферических координатах; K_V и K_{VL} — коэффициенты вертикального и горизонтального турбулентного обмена.

Это уравнение для вертикальной составляющей скорости течения в отличие от других аналогичных уравнений учитывает наиболее полный комплекс влияющих факторов [1, 3, 4, 7].

Полученное выражение функционально связывает вертикальную составляющую скорости с завихренностью и неоднород-

ностью поля касательного напряжения ветра (ветровой вклад), с зональным градиентом и неоднородностью поля уровенной поверхности (градиентный вклад), с зональной неоднородностью в термохалинной структуре вод — с зональным градиентом интегральной бароклинности (бароклиный вклад), с интегральными инерционными и диссипативными эффектами (инерционный и диссипативный вклад).

В настоящей работе на основе уравнения для u_z выполнены расчеты на ЭВМ М-222 вертикальных движений на семи уровнях — первых трех составляющих (первых трех вкладов) и результирующих значений вертикальных скоростей в промышленном районе вдоль северо-западной Африки по материалам трех съемок: первой (август — сентябрь 1971 г.), шестой (февраль — март 1972 г.) и девятой (апрель — май 1972 г.). Сведения о распределении приведенного уровня взяты из ранее выполненных расчетов.

Расчетные схемы вертикальных движений ветрового происхождения (рис. 1, а, 2, а, 3, а) обнаруживают непрерывное чередование зон подъема и опускания вод. Они менее упорядочены по сравнению с аналогичными схемами градиентного и бароклиного происхождения. На всех схемах области подъема вод занимают большие по размерам площади (особенно в период первой съемки), и интенсивность апвеллингов всегда больше интенсивности нисходящих токов.

Проявляется достаточно четкая зависимость апвеллинга от пространственно-неоднородной структуры ветрового поля, т. е. северо-восточного пассата. Усилению пассата в декабре — мае (с максимумом в феврале — марте) соответствует увеличение скоростей восходящих движений в период шестой и девятой съемок (рис. 2, а; 3, а). При этом четко вырисовывается следующая особенность апвеллинга, впервые обнаруженная К. А. Седых [5]: области максимальных апвеллингов тесно связаны с миграцией границы северо-восточного пассата. В августе — сентябре максимум скорости ($-57 \cdot 10^{-5}$ см·с⁻¹), согласно расчетам, имел место у м. Тимирис; в феврале — марте ($-107 \cdot 10^{-5}$ см·с⁻¹) — чуть севернее м. Зеленый; в апреле — мае ($-100 \cdot 10^{-5}$ см·с⁻¹) на самом юге района между $12,0^\circ$ — $13,5^\circ$ с. ш.

Для всех трех съемок структура вертикальных движений ветрового происхождения в основном определяется двумя членами первой скобки в выражении для u_z . Роль, членов, характеризующих экспоненциальное изменение с глубиной невелика: если на глубине 1 м они составляют 55% от общей величины ветрового вклада, то на глубине 10 м — всего 0,2%.

В заключение анализа вертикальной составляющей скорости ветрового происхождения необходимо отметить достаточную согласованность полученных выводов с исследованиями К. А. Седых [5, 6].

Расчетные схемы вертикальных движений бароклинного происхождения (рис. 1, б, 2, б, 3, б) носят более упорядоченный и устойчивый характер, по сравнению с ветровыми. В период всех трех съемок исследуемый район занят обширной апвел-



Рис. 1. Структура вертикальной циркуляции вод на глубине 10 м для условий 1-ой съемки (31 августа — 26 сентября 1971 г.): а — ветровая составляющая; б — бароклинная составляющая; в — градиентная составляющая; г — результирующая величина v_z . Скорости даны в 10^{-5} см/с. Зоны подъема вод заштрихованы

линговой зоной. Небольшие очаги нисходящих движений отмечаются на западе района. Интенсивность апвеллингов бароклинного происхождения, тесно связанная с термохалинной структурой вод, увеличивается с запада на восток, из открытого океана

к шельфу. Во все сезоны четко проявляются два очага максимальных апвеллингов: один — чуть западнее м. Кап-Блан, другой — к югу от м. Зеленый.

В верхнем слое океана (10 м) интенсивность вертикальных движений бароклинного происхождения на порядок меньше вет-

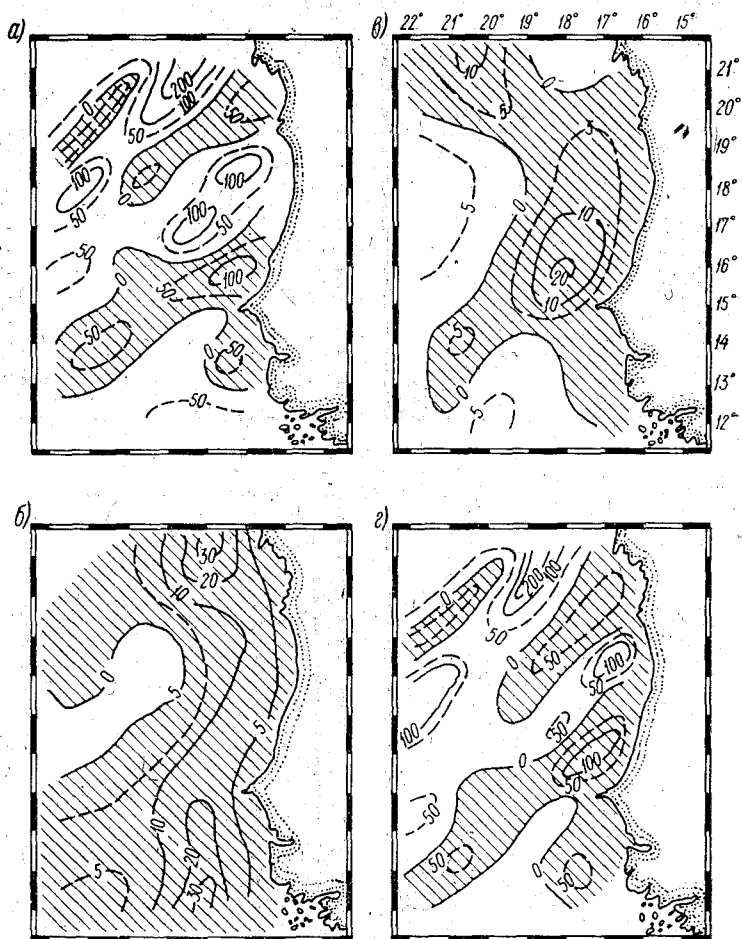


Рис. 2. Структура вертикальной циркуляции вод на глубине 10 м для условий 6-ой съемки (5 февраля — 3 марта 1972 г.). Обозначения те же, что на рис. 1

рового $(8 \div 20) \cdot 10^{-5}$ см·с⁻¹. С глубиной скорости бароклинной составляющей резко увеличиваются. На глубине 100 м они достигают значений $(100 \div 200) \cdot 10^{-5}$ см·с⁻¹, а на глубине 1000 м $(100 \div 500) \cdot 10^{-5}$ см·с⁻¹. При этом их структура сохраняется.

Расчетные схемы вертикальных движений градиентного

происхождения (рис. 1, в; 2, в; 3, в), связанных с неоднородностью поля урвеной поверхности океана, не совпадают ни по знаку, ни по величинам скоростей с ветровыми и бароклинными схемами. Устойчивый апвеллинг градиентного происхождения обнаруживается вдоль всего шельфа северо-западной Африки.



Рис. 3. Структура вертикальной циркуляции вод на глубине 10 м для условий 9-ой съемки (27 апреля — 28 мая 1972 г.). Обозначения те же, что на рис. 1

Интенсивность этих движений на один — два порядка меньше ветровой и бароклинной составляющих. На глубине 10 м величины скоростей составляют $(1 \div 5) \cdot 10^{-5} \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Структура результирующих вертикальных движений (без учета инерционного и диссипативного вкладов) определя-

**Отношения ветровой, бароклининой и градиентной составляющих
к результирующей величине вертикальной скорости течения**

Район	Глубина 10 м			Глубина 100 м		
	Ветровой вклад	Барок- линный вклад	Градиент- ный вклад	Ветровой вклад	Барок- линный вклад	Градиент- ный вклад
19°30' с. ш., 18°30' з. д. }	0,58	0,40	0,01	0,10	0,84	0,05
18°30' с. ш., 17°30' з. д. }	0,90	0,06	0,02	0,88	0,59	0,03
14°30' с. ш., 18°30' з. д. }	0,71	0,24	0,05	0,19	0,66	0,14
14°30' с. ш., 20°30' з. д. }	0,79	0,11	0,009	0,22	0,50	0,27

ется в основном соотношением между ветровой и бароклининой составляющими. В верхнем слое океана (до 10 м) ее структура определяется ветровым вкладом (рис. 1, г; 2, г; 3, г), в промежуточном и глубинном слоях — бароклининым вкладом. Это подтверждается данными приводимой таблицы, в которой для различных районов рассматриваемой области приводятся оценки относительной роли ветровой, бароклининой и градиентной составляющих в формировании вертикальной циркуляции.

В заключение можно отметить, что полученные в работе результаты о роли различных факторов в формировании вертикальных движений в океане представляются важными для составления рыбопромысловых прогнозов. Стало очевидным, что в формировании вертикальной циркуляции в верхнем слое лимитирующим фактором является ветер, а в глубинных слоях — бароклинность вод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Булатов Р. П., Демин Ю. Л., Поялков С. Г. Вертикальная циркуляция вод Атлантического океана. — В сб.: Океанологические исследования, № 28, М., Наука, 1975, с. 94—104.
2. Океанология. Биология океана, т. 2. Биологическая продуктивность океана. — М.: Наука, 1977.—399 с.
3. Привалова И. В. Меридиональная и вертикальная циркуляция вод северной части Атлантического океана. — В сб.: Океанологические исследования, № 22, М., Наука, 1971, с. 154—219.
4. Саркисян А. С. Численный анализ и прогноз морских течений. — Л.: Гидрометеониздат, 1977.—182 с.
5. Седых К. А. Вертикальная циркуляция вод в северо-восточной части Тропической Атлантики в сентябре 1971 г. — мае 1972 г. — Тр. Атл. научно-исслед. ин-та, Калининград, 1975, вып. 61, с. 3—19.
6. Седых К. А. Методические материалы к промысловым прогнозам у северо-западного побережья Африки. — Калининград, изд. Атл. научно-исслед. ин-та, 1978.—196 с.
7. Чекотилло К. А. Вертикальные движения в океане. — В сб.: Океанологические исследования, № 17, М., Наука, 1966.—75 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАГРЯЗНЯЮЩИХ ВЕЩЕСТВ В ФИНСКОМ ЗАЛИВЕ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВЕТРОВЫХ ТЕЧЕНИЙ

Процессы переноса загрязняющих веществ в море, их перемешивания и разбавления определяются в значительной степени гидродинамическими факторами, такими как течение, волнение, турбулентная диффузия.

Исследование влияния течения на распространение загрязнений в Финском заливе проводилось на электрической модели.

Скорости течений находились из решения задачи стационарной ветровой циркуляции:

$$\begin{aligned} -fv &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial z}, & fu &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_y}{\partial z}, \\ 0 &= -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, & \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0. \end{aligned}$$

Граничные условия: на поверхности ($z = \zeta$) $\tau_x = \tau_{0x}$, $\tau_y = \tau_{0y}$; на дне ($z = -H$)

$$\tau_x = rU, \quad \tau_y = rV.$$

Здесь r — коэффициент донного трения; f — параметр Кориолиса; τ_{0x} , τ_{0y} — составляющие касательного напряжения ветра; ζ — превышение уровня; $U = \int_{-H}^{\zeta} u dz$; $V = \int_{-H}^{\zeta} v dz$.

Для баротропного моря из уравнений движения и неразрывности выводится уравнение интегральной ветровой циркуляции

$$\begin{aligned} \nabla^2 \psi + \frac{H}{r} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{r}{H} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{f}{H} \right) \right] \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{H}{r} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{r}{H} \right) - \right. \\ \left. - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{f}{H} \right) \right] \frac{\partial \psi}{\partial y} = -\frac{H}{\rho r} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\tau_{0x}}{H} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\tau_{0y}}{H} \right) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где ψ — интегральная функция тока.

Функция тока связана с полными потоками соотношениями

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad V = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Уравнение (1) может быть представлено в конечно-разностной форме для точки O сеточной области (рис. 1):

$$\begin{aligned} (\psi_1 - \psi_0) \left(\frac{1}{l^2} + \frac{\alpha_x}{2l} \right) + (\psi_3 - \psi_0) \left(\frac{1}{l^2} - \frac{\alpha_x}{2l} \right) + (\psi_2 - \psi_0) \times \\ \times \left(\frac{1}{l^2} + \frac{\alpha_y}{2l} \right) + (\psi_4 - \psi_0) \left(\frac{1}{l^2} - \frac{\alpha_y}{2l} \right) = -T. \end{aligned} \quad (2)$$

Уравнение (2) решалось на электроинтеграторе ЭИ-12 по методике, изложенной в [3].

Полученные в результате решения составляющие скоростей ветровых течений использовались при моделировании второй задачи — задачи распространения загрязнений на основе решения уравнения турбулентной диффузии для неконсервативной примеси:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial C}{\partial y} \right) - \gamma C, \quad (3)$$

где u , v , C — средние значения соответственно компонентов скоростей и концентрации примеси; γ — параметр, характеризующий

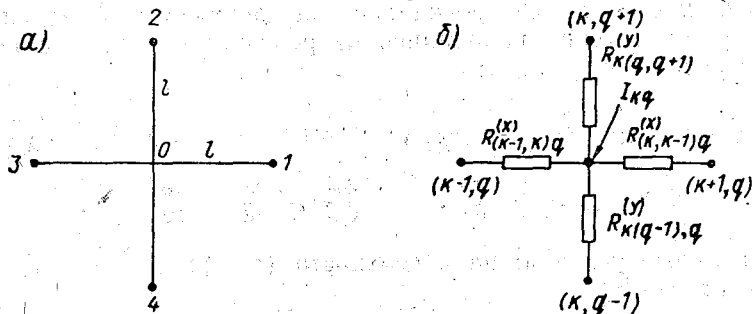


Рис. 1. Схема расположения узлов сеточной области (а) и соответствующей ей электрической сетки (б)

неконсервативность, примеси. При решении задачи пренебрегали изменением концентрации по вертикали.

Конечно-разностная аппроксимация уравнения (3) приведет к выражению

$$\frac{C_m - C_{m-1}}{\Delta t} + \left(\frac{K_x}{l^2} - \frac{u}{2l} \right) (C_1 - C_0) + \left(\frac{K_x}{l^2} - \frac{v}{2l} \right) (C_2 - C_0) + \left(\frac{K_x}{l^2} + \frac{u}{2l} \right) (C_3 - C_0) + \left(\frac{K_x}{l^2} + \frac{v}{2l} \right) (C_4 - C_0) - \gamma C_0 = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) решалось на электрической модели, основу которой составляет резисторная сетка. Для узлов сетки можно записать выражение

$$\frac{V_{k-1, q, m} - V_{k, q, m}}{R_{k-1}} + \frac{V_{k+1, q, m} - V_{k, q, m}}{R_{k+1}} + \frac{V_{k, q+1, m} - V_{k, q, m}}{R_{q+1}} + \frac{V_{k, q-1, m} - V_{k, q, m}}{R_{q-1}} + \frac{V_{k, q, m-1} - V_{k, q, m}}{R_{m-1}} - \frac{V_{k, q, m}}{R_t} = 0. \quad (5)$$

Сопоставляя уравнения (4) и (5) введем константы подобия:

$$c_0 = \frac{C_i}{V_i}, \quad c_1 = \left[\left(\frac{K_x}{l^2} - \frac{u}{2l} \right) R_{k+1} \right]^{-1},$$

$$c_2 = \left[\left(\frac{K_x}{l^2} - \frac{v}{2l} \right) R_{q+1} \right]^{-1}, \quad c_3 = \left[\left(\frac{K_x}{l^2} + \frac{u}{2l} \right) R_{h-1} \right]^{-1},$$

$$c_4 = \left[\left(\frac{K_x}{l^2} + \frac{v}{2l} \right) R_{q-1} \right]^{-1}, \quad c_t = \frac{\Delta t}{R_t}, \quad c_\gamma = (\gamma R_{m-1})^{-1}.$$

Условие подобия, определяющее выбор констант, запишется в виде

$$c_t = c_\gamma = c_i, \text{ где } i = 1, 2, 3, 4.$$

На модели Финского залива, представленного сеточной областью из 29 ячеек и 49 узловых точек была рассчитана ветровая

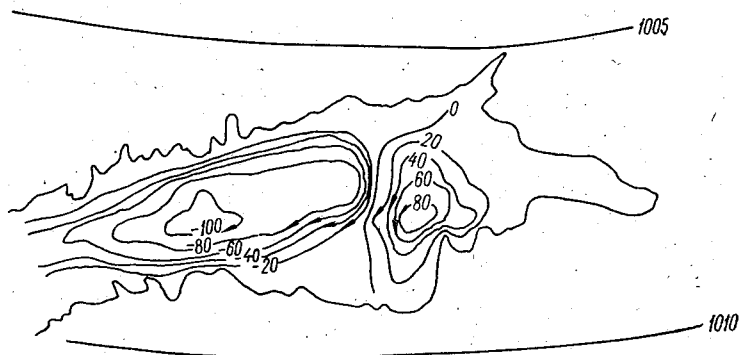


Рис. 2. Барическое поле и интегральная ветровая циркуляция в Финском заливе (средние значения за период с 1 по 4 июля 1977 г.) $\psi \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$

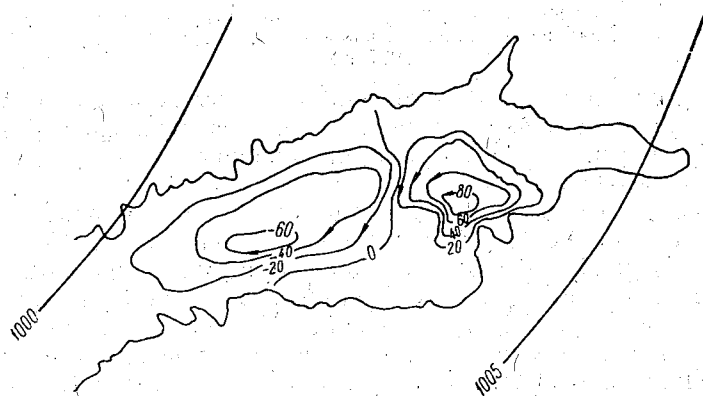


Рис. 3. Барическое поле и интегральная ветровая циркуляция в Финском заливе (средние значения за период с 10 по 12 июля 1977 г.)

интегральная циркуляция для 12 типов барических ситуаций, характерных для периода июль — октябрь 1977 г. Типовые схемы ветровой циркуляции представлены на рис. 2—4.

Анализ приведенных схем приводит к выводу о преобладании в большинстве случаев замкнутой циркуляции вод Финского залива. В большинстве случаев наблюдаются одновременно циркуляции разных знаков. Скорости течений (средние по вертикали) имеют значения в пределах 2—5 см/с, увеличиваясь в прибрежных районах до 15 см/с.

Распределение загрязнений детергентов и нефтепродуктов моделировалось с учетом ветровой ситуации за период с 1 по 24 июля 1977 г. С 1 по 16 июля в устье Невы и в Лужской губе задавались источники загрязнений с сохранением постоянства

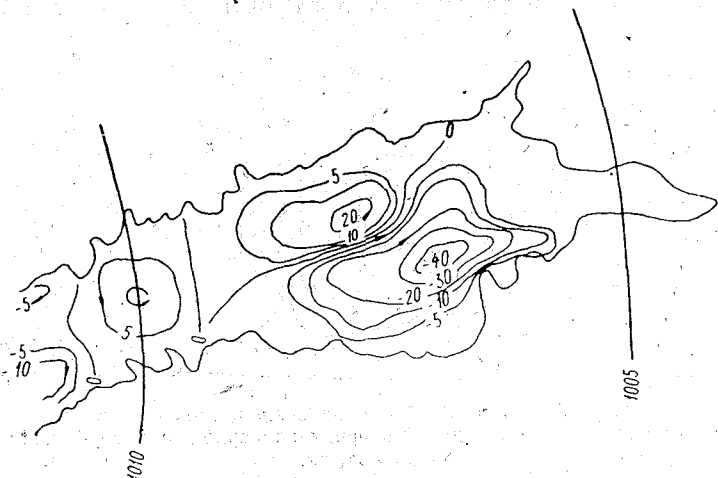


Рис. 4. Барическое поле и интегральная ветровая циркуляция в Финском заливе (средние значения за период с 18 по 21 июля 1977 г.)

концентрации примеси. В дальнейшем моделирование выполнялось при условии прекращения действия источников загрязнения в районе устья р. Луги и возрастания мощности источников детергентов в устье Невы.

В течение всего периода моделирования воспроизводились последовательно шесть типов ветровой циркуляции. Считалось, что время установления каждой из них не превышает 12 часов.

Отмечено согласование схем интегральной циркуляции и изменения концентрации загрязнений. Изменение концентрации нефтепродуктов, имеющих меньшую скорость физико-химических превращений по сравнению с детергентами, зависит в большей степени от динамических факторов.

На рис. 5, 6 и 7 изображено изменение концентрации нефтепродуктов при барических ситуациях, представленных соответственно на рис. 2, 3 и 4. Каждая из этих ситуаций наблюдалась в течение четырех дней. При этом в центральной части залива формируются две циркуляции, направление вращения которых меняется в зависимости от преобладающего направления ветра.

При ветрах юго-западной четверти в западной циркуляции вращение происходит по часовой стрелке, в восточной — в противоположном направлении. При смене направления ветра на северо-восточное знаки циркуляций меняются.

На рис. 5 показано изменение концентрации нефтепродуктов в результате действия ветра, вызванного барическим полем, изобра-

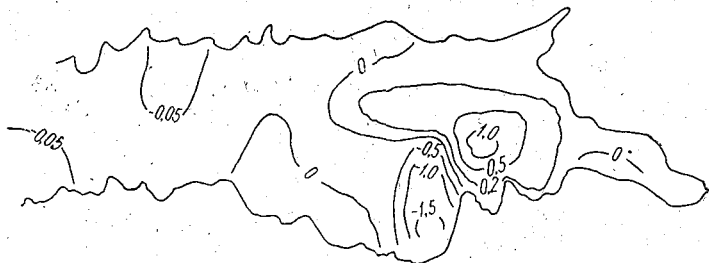


Рис. 5. Изменение концентрации нефтепродуктов в условных единицах) за период с 1 по 4 июля 1977 г.

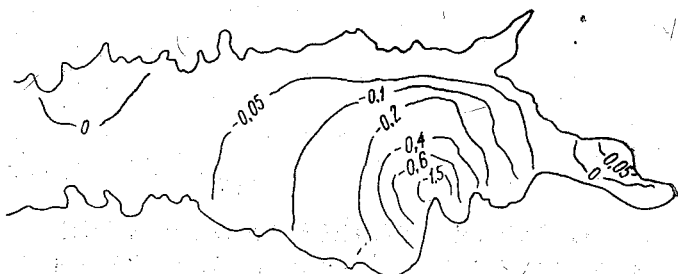


Рис. 6. Изменение концентрации нефтепродуктов за период с 10 по 12 июля 1977 г.

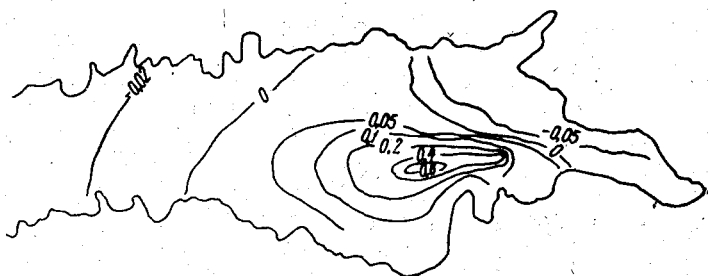


Рис. 7. Изменение концентрации нефтепродуктов за период с 18 по 21 июля 1977 г.

женным на рис. 2. В районе Нарвского залива наблюдается уменьшение концентрации за счет притока менее загрязненных вод с севера. (Вблизи Лужской губы на модели концентрация поддерживалась неизменной). Повышение концентрации отмечено в районе о. Мощный вследствие приноса загрязнений из их очага, расположенного южнее в прибрежном районе.

На рис. 6 отмечено расширение области уменьшения концентрации загрязнений при незначительном изменении барической обстановки, но отсутствии источника загрязнений в южной части залива.

При противоположном характере циркуляции (рис. 4) наблюдается повышение концентрации нефтепродуктов севернее Нарвского залива, причиной чего следует считать поступление вод в этот район из области источника загрязнений в южной части Финского залива.

В статье использованы материалы, полученные при участии в модельных экспериментах студента-дипломника В. В. Нарыжного.

ЛИТЕРАТУРА

1. Егорьева А. В. Балтийское море. — М.: Гос. изд. геогр. лит., 1961.—96 с.
2. Ляхин Ю. И. Окружающая среда и ее охрана. — Л.: Изд. ЛПИ, 1978.—71 с. (ЛГМИ).
3. Макаров В. А., Мензин А. Б. Электрическое аналоговое моделирование в океанологии. — Л.: Гидрометеиздат, 1976.—111 с.

УДК 551.463

Е. В. СОРОКИН (ЛГМИ)

О ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ ПРОФИЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОЛЕННОСТИ ВОДЫ В ГЛАВНОМ ТЕРМОКЛИНЕ

При разработке математических моделей динамических и термохалинных процессов, протекающих в так называемом бароклинном слое океана естественно разделение последнего на подслои, отличающиеся друг от друга как толщиной, так и преобладанием специфических для каждого из них структурообразующих факторов: 1-ый — деятельный слой океана (ДСО), в пределах которого, в свою очередь, выделяются во все сезоны верхний квазиоднородный слой (ВКС) и сезонный, или верхний термоклин (СТ); 2-ой — главный термоклин (ГТ). В формировании вертикальной структуры ДСО определяющую роль играют процессы, протекающие на поверхности океана, и их изменчивость в различных временных и пространственных масштабах. ГТ в значительно меньшей степени подвержен влиянию атмосферных процессов и здесь определяющими являются «внутренние», адвективные факторы. Вместе с тем между этими слоями постоянно происходит обмен тепловой и механической энергией. Механизмы такого обмена могут быть самыми различными: апвеллинг и даунвеллинг, синоптические вихри фронтальные и открытого океана и

другие. Поэтому при создании математических моделей ДСО необходимо с той или иной степенью подробности учитывать процессы, протекающие в ГТ.

Процессы турбулентного перемешивания в океане в настоящее время мало изучены. Полуэмпирические теории этого важнейшего явления, получившие наибольшее распространение в настоящее время, достаточно хорошо «работают» лишь в слабостратифицированной среде, т. е. в ВКС. В устойчиво стратифицированных слоях — сезонном и главном термоклинах, где турбулентность имеет перемежающийся характер, удовлетворительного способа описания пока не найдено. В связи с этим необходимо прибегать к параметрической аппроксимации полей гидрофизических характеристик. Наиболее удачным примером такого подхода следует признать использование автомодельности вертикального профиля температуры (T) в СТ, предложенное С. А. Китайгородским и Ю. З. Миропольским [2]. Авторы работы [4] указывают на наличие подобной автомодельности и для профиля солености (S).

Естественно предположить, что для ГТ, характеризующегося гораздо большей по сравнению с СТ консервативностью гидрофизических элементов, тем более возможно представление вертикальных профилей T и S в параметрическом виде. Из многих попыток решения этой задачи следует, на наш взгляд, выделить предложенный в работе [6] метод использования многопараметрических моделей плотности в теории установившихся течений. Сущность его заключается в задании закона распределения T и S в зависимости от глубины (Z) и параметров $\alpha_i^{T,S}$, определяемых из граничных условий и интегральных уравнений диффузии тепла и солей. В работе [1] проведен анализ трех моделей температуры:

$$T = \alpha_1^T + \alpha_2^T Z + \alpha_3^T Z^2 + \alpha_4^T Z^3 + \alpha_5^T Z^4, \quad (1)$$

$$T = (\alpha_1^T + \alpha_2^T Z + \alpha_3^T Z^2 + \alpha_4^T Z^3 + \alpha_5^T Z^4)^{-1}, \quad (2)$$

$$T = \alpha_1^T Z + \alpha_2^T \exp(\alpha_3^T Z), \quad (3)$$

при четырех вариантах граничных условий для определения α_i^T .

Для солености выражения (1)—(3) аналогичны, отличаясь от последних на некоторые константы, равные отношениям характерных величин T и S . Автор [1] указывает, что модель (2), как 3-х параметрическая, так и 4-х параметрическая, правильно описывает почти все возможные в океане случаи стационарного распределения температуры и солености; их вполне допустимо использовать при моделировании глубинной циркуляции.

Для конкретных районов океана рассмотренные модели довольно удовлетворительно описывают вертикальную климатическую структуру полей T и S . Однако во всех моделях константные величины изменяются в значительных пределах в зависимости от масштаба осреднения и района. Эти изменения обуслов-

лены различием физических механизмов, ответственных за то или иное вертикальное распределение гидрофизических характеристик в различных районах Мирового океана.

Встает вопрос о том, возможно ли вообще, абстрагируясь от физики явлений, протекающих в толще океана, найти универсальные по пространству зависимости, решающие задачу параметрического описания вертикальных профилей T и S ? В данной работе сделана попытка найти такую зависимость, на основании только эмпирических данных описывающую вертикальную структуру полей температуры и солености и обладающую универсальностью для значительных океанских акваторий.

Предположим, что основными слоями в океане являются ДСО и абиссаль, которая отличается значительной консервативностью T , S во времени и сформирована опускающимися в результате термической конвекции в полярных широтах водами. Слой главного термоклина является промежуточным, переходным. Вертикальные профили гидрофизических элементов формируются в нем в зависимости от их различия на границах, а также от толщины самого слоя. Предполагаем далее, что профили T и S в ГТ описываются выражением

$$T = a^T \eta^2 - b^T \eta^4 + c^T, \quad (4)$$

где $\eta = (B - Z)/(B - H)$; H , B — глубины залегания верхней и нижней границ главного термоклина соответственно; a^T , b^T , c^T — эмпирические коэффициенты. Для солености запись (4) и дальнейшие рассуждения аналогичны.

Важное значение имеет выбор границ ГТ. Верхнюю границу, совпадающую с нижней границей ДСО, будем считать соответствующей верхнему минимуму вертикального распределения годовой амплитуды колебаний температуры, глубина залегания которого в Северной Атлантике изменяется от 100 до 400 [5]. Нижнюю границу ГТ примем совпадающей с глубиной залегания некоторой изопикнической поверхности, ниже которой океан становится практически однородным по вертикали. Анализ данных по вертикальному распределению среднемесячных температуры и солености в 10-ти градусных квадратах Северной Атлантики [3] показал, что такому требованию удовлетворяет изопикническая поверхность $\sigma_t = 27,70$. Глубже всего эта поверхность залегает в средних широтах (~ 1400 м), приподнимаясь к экватору (до ~ 1100 м) и высоким широтам, выходя на поверхность в районах формирования вод абиссали ($\sim 65^\circ$ N).

Для нахождения трех эмпирических коэффициентов в (4) используем граничные условия:

$$\eta = 1, \quad T = T_H,$$

$$\eta = 0, \quad T = T_B,$$

что позволяет определить коэффициент c^T и дает одно выражение для определения оставшихся двух:

$$c^T = T_B, \quad a^T - b^T = T_H - T_B. \quad (5)$$

Предположим далее, что величина

$$J_T = \int_0^1 (T - T_B) d\eta = \frac{a^T}{3} - \frac{b^T}{5}$$

является достаточно простой функцией величины $\vartheta_T = \frac{\delta_T H^*}{B - H}$, где H^* — характерная толщина ГТ, в дальнейшем принимаемая равной 1000 м; $\delta_T = T_H - T_B$. Интеграл J_T , по существу, характеризует отклонение тепло-содержания ГТ наблюдаемого от тепло-содержания изотермического слоя ($T = T_B$) той же толщины. Таким образом, мы ищем связь между этим отклонением и средним градиентом температуры в главном термо-клине.

На рис. 1 представлены результаты поиска такой зависимости. Использовались данные о вертикальном распределении среднемесячных температуры и солёности для различных районов Северной Атлантики. Кроме того, привлекались «мгновенные» профили T и S по данным судов погоды «Delta» и «Echo» для различных месяцев 1967 г.

Анализ показывает, что связь между J и ϑ существует и довольно удовлетворительно описывается выражениями (для T и S соответственно):

$$\left. \begin{aligned} \frac{a^T}{3} - \frac{b^T}{5} &= 2,8 \operatorname{Sh} (\vartheta_T \cdot 10^{-1}), \\ \frac{a^S}{3} - \frac{b^S}{5} &= 0,2 \operatorname{Sh} \vartheta_S. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

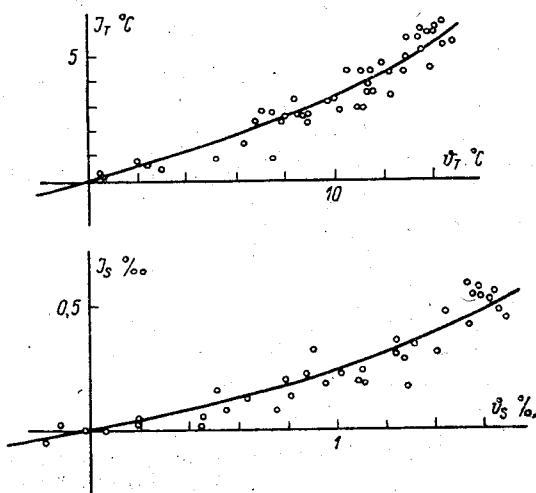


Рис. 1. Связь между интегралом $J = \int_0^1 (T - T_B), (S - S_B) d\eta$ и величиной

$$\vartheta = \frac{\delta_T H^*}{B - H};$$

a — для температуры; b — для солёности

Решая совместно уравнения (5) и (6), получим выражения для коэффициентов a^T, s, b^T, s :

$$a^T = 21 \text{ Sh} (\theta_T \cdot 10^{-1}) - 1,5\delta_T, \quad b^T = a^T - \delta_T,$$

$$a^S = 1,5 \text{ Sh} \theta_S - 1,5\delta_S, \quad b^S = a^S - \delta_S.$$

При проверочных расчетах нами принималось, что величина B (глубина залегания изопикнической поверхности $\sigma_t = 27,70$) меняется со временем незначительно. Она бралась нами средней для каждого десятиградусного широтного пояса. Использовались сред-

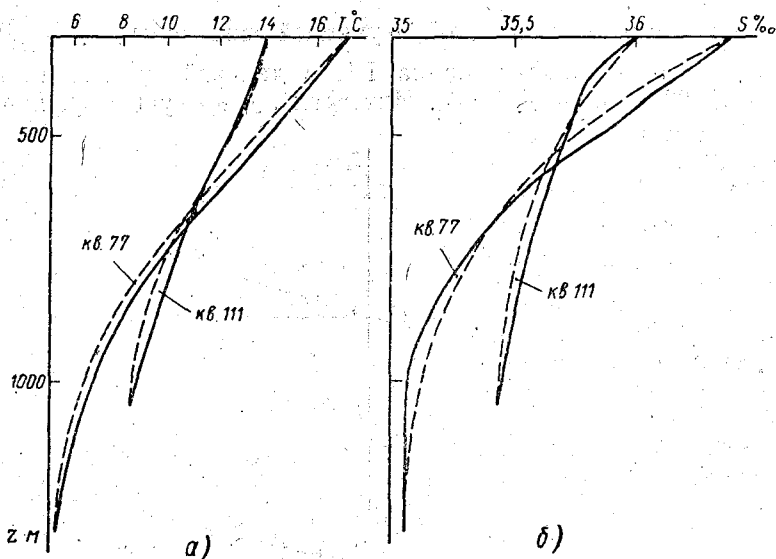


Рис. 2. Вертикальные профили среднемесячных значений температуры (а) и солёности (б):

— по данным [3] для квадратов 77 (координаты центра $\varphi=25^\circ \text{ N}$, $\lambda=45^\circ \text{ W}$, октябрь) и 111 (координаты центра $\varphi=35^\circ \text{ N}$, $\lambda=25^\circ \text{ W}$, февраль); - - - восстановленные по выражению (4)

немесечные профили $T(z)$ и $S(z)$, построенные по данным [3], а также мгновенные профили — по данным судов погоды D и E . Глубина B здесь принималась средней в течение рассматриваемого года (для D — 1100 м, для E — 1150 м).

Расчеты показывают, что предложенный способ параметрического описания вертикальных профилей температуры и солёности дает неплохую согласованность с наблюдаемыми профилями как среднемесячными (рис. 2), так и мгновенными (рис. 3). Всего было восстановлено около 40 вертикальных профилей температуры и около 30 — солёности в различных районах Северной Атлантики. Максимальные отклонения $\Delta_{T,S}$ восстановленных по выражению (4) профилей от наблюдаемых приходятся на середину главного термоклина и составляют в среднем: $\Delta_T = 0,8^\circ \text{ C}$,

$\Delta S = 0,12\text{‰}$, не превышая $1,2^\circ\text{C}$ и $0,21\text{‰}$ для температуры и солёности соответственно. В то же время T на этих глубинах по рассмотренным районам изменяется в пределах 7°C , а $S — 0,9—1,0\text{‰}$. Указанные расхождения с измеренными в океане профилями, по нашему мнению, могут быть уменьшены учетом временной изменчивости глубин залегания границ главного термоклина.

Предложенный способ параметрического описания профилей T и S в главном термокLINE удовлетворительно описывает наблюдаемое распределение указанных характеристик. К достоинствам

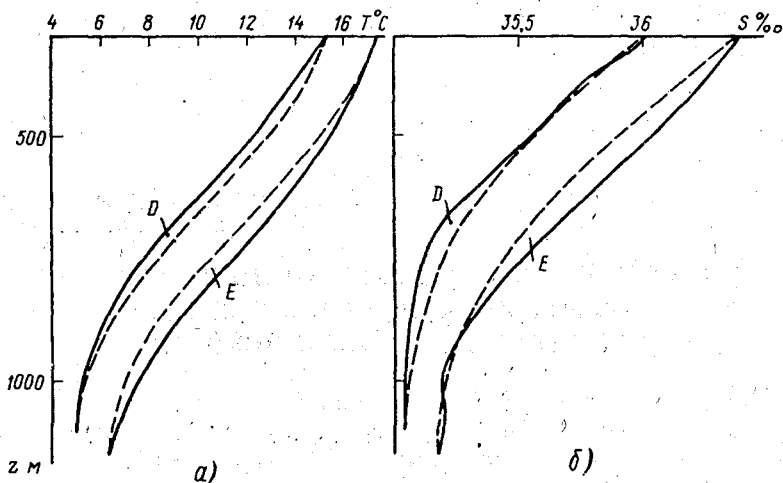


Рис. 3. Вертикальные профили «мгновенных» значений температуры (а) и солёности (б):

— наблюдаемые в районах судов погоды D (21/X 1967 г.) и E (11/II 1967 г.);
 --- восстановленные по выражению [4]

его можно отнести «универсальность» в том смысле, что выражение (4) имеет один и тот же вид для всей акватории Северной Атлантики (за исключением полярных широт и десятиградусной экваториальной зоны), а параметры $a^{T,S}$ и $b^{T,S}$, сохраняя постоянными числовые коэффициенты, зависят только от толщины главного термоклина и разности значений T и S на его верхней и нижней границах. Если принять во внимание незначительную изменчивость T и S по пространству на глубинах залегания границы B , то задача еще более упрощается — появляется возможность восстановить вертикальные профили температуры и солёности лишь по известным их значениям на нижней границе деятельного слоя океана, полагая границы ГТ не меняющимися во времени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. С. О применении моделей плотности, температуры и солёности в теории океанических течений. — В сб.: Проблемы теории ветровых и термохалинных течений. Севастополь, 1968, с. 168—182.

2. Китайгородский С. А., Миропольский Ю. З. К теории деятельного слоя открытого океана. — Изв. АН СССР, серия физ. атм. и океана, 1970, 6, № 2, с. 178—188.
3. Муромцев А. М. Основные черты гидрологии Атлантического океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1963. 837 с.
4. Решетова О. В., Чаликов Д. В. Об универсальной структуре деятельного слоя океана. — Океанология, 1977, XVII, вып. 5, с. 774—778.
5. Смирнова А. И. Атлас изменений состояния системы океан — атмосфера в Северной Атлантике. — Л.: Гидрометеиздат, 1969, вып. 4—5. — 55 с.
6. Фельзенбаум А. И. Гидродинамические модели неоднородного океана или моря. — В сб.: Проблемы теории ветровых и термохалинных течений. Севастополь, 1968, с. 29—58.

УДК 551.46.22

В. М. ГОРЕЛКОВ, А. В. НЕКРАСОВ
(ЛВИМУ им. адм. С. О. Макарова)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛУСУТОЧНОГО ПРИЛИВА В МЕЛКОВОДНОМ БАССЕЙНЕ С УЧЕТОМ БЕРЕГОВОЙ ОСУШКИ

В последнее время при исследовании морских приливов все большее значение приобретают задачи, связанные с проектированием и строительством приливных электростанций. Пригодные для такого строительства акватории как правило представляют собой окраинные бассейны типа заливов. При гидродинамическом моделировании приливов в таких бассейнах возникает ряд сложностей, особенно значительных в тех случаях, когда рассматриваемый бассейн мелководен и имеет пологие берега, в результате чего при отливе происходит осушка прибрежных участков дна. В этом случае используемая модель должна иметь подвижную границу, для определения которой необходимо специальное граничное условие. До настоящего времени известны лишь отдельные примеры таких моделей, из которых весьма удачной представляется модель Гринберга [2]. В статье излагаются первые результаты применения одной из моделей подобного типа.

В основу модели положена нелинейная система гидродинамических уравнений в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} &= - \frac{\partial}{\partial x} [(h + \eta) u] - \frac{\partial}{\partial y} [(h + \eta) v], \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= \gamma v - g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{ku \sqrt{u^2 + v^2}}{h + \eta}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} &= \gamma u - g \frac{\partial \eta}{\partial y} - \frac{kv \sqrt{u^2 + v^2}}{h + \eta}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где η — приливное возвышение уровня моря; u и v — компоненты скорости осредненного по глубине приливного течения вдоль координатных осей x и y ; h — глубина места; g — ускорение свободного падения; $\gamma = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса; k — коэффициент донного сопротивления.

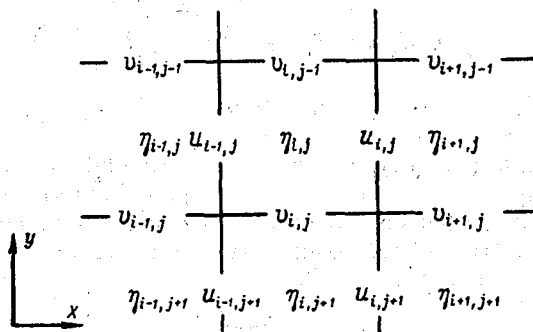


Рис. 1. Схема расположения узлов расчетной сетки для искомых функций η , u и v и соответствующие значения индексов. В положительном направлении оси y номера индексов j уменьшаются

Используя пространственную расчетную сетку и индексацию, показанные на рис. 1, можно переписать систему (1) в конечно-разностной форме:

$$\frac{\eta_{i,j}^{t+\Delta t} - \eta_{i,j}^t}{\Delta t} = \frac{1}{\Delta x} (d_{i,j}^t u_{i,j}^t - d_{i-1,j}^t u_{i-1,j}^t) - \frac{1}{\Delta y} (e_{i,j-1}^t v_{i,j-1}^t - e_{i,j}^t v_{i,j}^t); \quad (2)$$

$$\frac{u_{i,j}^{t+\Delta t} - u_{i,j}^t}{\Delta t} = \gamma r_{i,j}^t - g \left(\frac{\eta_{i+1,j}^{t+\Delta t} - \eta_{i,j}^{t+\Delta t}}{\Delta x} \right) - k u_{i,j}^{t+\Delta t} \frac{[(u_{i,j}^t)^2 - (r_{i,j}^t)^2]^{1/2}}{d_{i,j}^t}; \quad (3)$$

$$\frac{v_{i,j}^{t+\Delta t} - v_{i,j}^t}{\Delta t} = -\gamma s_{i,j}^{t+\Delta t} - g \left(\frac{\eta_{i,j}^{t+\Delta t} - \eta_{i,j+1}^{t+\Delta t}}{\Delta y} \right) - k v_{i,j}^{t+\Delta t} \frac{[(s_{i,j}^t)^2 + (v_{i,j}^t)^2]^{1/2}}{e_{i,j}^t}, \quad (4)$$

где

$$\left. \begin{aligned} d_{i,j} &= \frac{1}{2} (h_{i,j} + \eta_{i,j} + h_{i+1,j} + \eta_{i+1,j}), \\ e_{i,j} &= \frac{1}{2} (h_{i,j} + \eta_{i,j} + h_{i,j+1} + \eta_{i,j+1}), \\ r_{i,j} &= \frac{1}{4} (v_{i,j-1} + v_{i+1,j-1} + v_{i,j} + v_{i+1,j}), \\ s_{i,j} &= \frac{1}{4} (u_{i-1,j} + u_{i,j} + u_{i-1,j+1} + u_{i,j+1}). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Из уравнений (2), (3) и (4) соответственно определяются выражения для $\eta^{t+\Delta t}$, $u^{t+\Delta t}$ и $v^{t+\Delta t}$ на последующий момент времени в явно-неявной форме, которые и служат в качестве расчетных формул. Критерий устойчивости вычислений по данной схеме задается в виде [1]

$$\Delta t < \frac{\Delta x \Delta y}{\sqrt{gh(\Delta x^2 + \Delta y^2)}}. \quad (6)$$

На жидких границах модели задаются колебания уровня (в нашем случае гармонические, соответствующие составляющей M_2), а на участках береговой границы, где не ожидается осушки, условия непротекания ($u = 0$, либо $v = 0$). На тех же участках береговой границы, где во время отлива ожидается осушка, граничное условие, согласно Гринбергу [2], задается в виде:

$$\left. \begin{aligned} u_{i,j} &= 0, \quad \text{если } d_{i,j} < 10 \text{ см;} \\ v_{i,j} &= 0, \quad \text{если } e_{i,j} < 10 \text{ см.} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Таким образом, при достаточно сильном падении уровня вблизи берега соответствующая боковая сторона прибрежной ячейки «перекрывается», и ячейка исключается из дальнейших вычислений до тех пор, пока уровень вблизи от нее вновь не поднимется достаточно высоко, после чего ячейка снова «открывается» и включается в расчет. В результате твердая граница расчетной области смещается в зависимости от фазы прилива, моделируя тем самым прибрежную осушку. Вычисления производились на ЭВМ БЭСМ-6; модель содержала всего 1043 ячейки и 129 граничных точек (из них 34 на жидкой и 95 — на твердой границе). Пространственный шаг модели составлял 5575 м, а шаг по времени 120 с.

Физико-географические характеристики расчетной области довольно сложны. Область имеет два участка жидкой границы; внутри области имеется остров. В качестве начального условия задавалось состояние покоя по всей акватории, а затем «включение» колебаний на жидких границах порождало возмущение, распространяющееся внутрь области и постепенно охватывающее ее целиком. Вычисления величин η , u и v производились по упомя-

нутым выше расчетным формулам; при этом одновременно определялось энергосодержание бассейна, вычисляемое на каждом временном шаге отдельно для кинетической (K), потенциальной (P) и полной (E) энергии с помощью выражений:

$$K = \iint_S \frac{\rho}{2} (h + \eta) (u^2 + v^2) dS \approx \sum_{i,j} \frac{\rho}{2} (h_{i,j} + \eta_{i,j}) (\bar{u}_{i,j} + \bar{v}_{i,j}) \Delta x \Delta y; \quad (8)$$

$$P = \iint_S \frac{\rho g \eta^2}{2} dS \approx \sum_{i,j} \frac{\rho g}{2} \eta_{i,j}^2 \Delta x \Delta y; \quad (9)$$

$$E = K + P, \quad (10)$$

где ρ — плотность морской воды; S — площадь акватории бассейна, и, кроме того,

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_{i,j} &= \frac{1}{2} (u_{i,j} + u_{i-1,j}), \\ \bar{v}_{i,j} &= \frac{1}{2} (v_{i,j} + v_{i,j-1}). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Расчет велся до тех пор, пока колебания в бассейне не становились стационарными, что можно было проследить как по ходу уровня в отдельных точках, так и по характеру колебаний энергосодержания бассейна, которые выводились на печать. После достижения стационарности для всех узловых точек модели определялись амплитуда A и фаза φ приливного колебания по формулам:

$$\left. \begin{aligned} A &= \sqrt{(\eta')^2 + (\eta'')^2}, \\ \varphi &= \arctg \frac{\eta''}{\eta'}, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

где η' и η'' — значения уровня в условные нулевой и третий час полусуточного приливного цикла (для удобства анализа расчет велся в условном лунном времени).

Результаты расчетов представлены на рис. 2—4. Из рис. 2, на котором изображено изменение во времени количества кинетической, потенциальной и полной энергии в бассейне, видно, что стационарный режим колебаний достигается приблизительно уже через два приливных цикла после «включения» периодического возмущения на жидких границах. Этот режим сохраняется в дальнейшем на протяжении всего времени счета (100 ч в реальном времени, т. е. более восьми приливных циклов). Кинетическая и потенциальная энергии совершают колебания с удвоенной частотой гармоник M_2 , причем фазовый сдвиг их колебаний составляет около 2 ч, что указывает на смешанный (промежуточный между стоячим и прогрессивным) тип полусуточной приливной

волны. На основании рис. 2 для определения амплитуд и фаз приливных колебаний по формуле (12) были выбраны условные значения нулевого и третьего часа, отстоящие от начального момента счета на четыре приливных цикла.

Полученные значения амплитуд и фаз для всей акватории бассейна были картированы в виде изолиний. Характер полученной картины удовлетворительно согласуется с результатами расчетов по другим моделям, а также с результатами электрического моделирования. При этом следует отметить, что в использованной нами системе уравнений (2) учтены амплитудная и фрикционная нелинейности, безусловно играющие важную роль в рассматриваемом

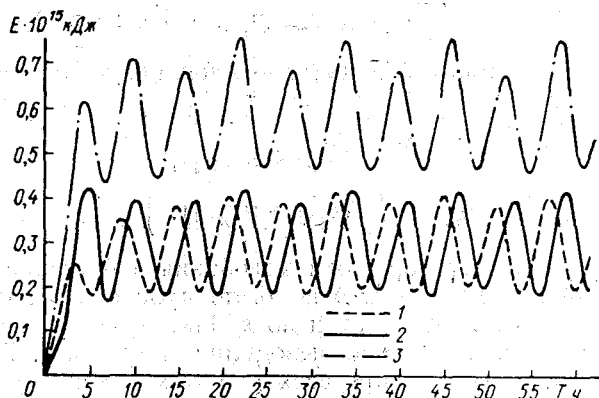


Рис. 2. Изменение количества приливной энергии в рассматриваемом бассейне в процессе расчета: 1 — кинетическая энергия; 2 — потенциальная энергия; 3 — полная энергия

мелководном заливе, в то время как модели, использованные в некоторых более ранних работах, являлись линейными.

Учет прибрежной осушки при отливе также представляет собой существенное отличие модели, использованной в настоящей работе, от прежних. Анализ результатов показывает, что в течение приливного цикла осушке подвергаются всего 22 прибрежные ячейки, сосредоточенные, в основном, в вершине залива. Из рис. 3, где изображен ход прибрежной осушки, видно, что модель воспроизводит смещение береговой черты на значительное расстояние. По-видимому, происходящее при этом периодическое исключение и включение прибрежных ячеек в процессе расчета может служить одной из причин небольших колебаний экстремальных значений энергии на рис. 2. Эти колебания имеют место в пределах одного энергетического цикла, равного половине приливного. В пределах же полного приливного цикла (12 ч) условие сохранения энергии выполняется.

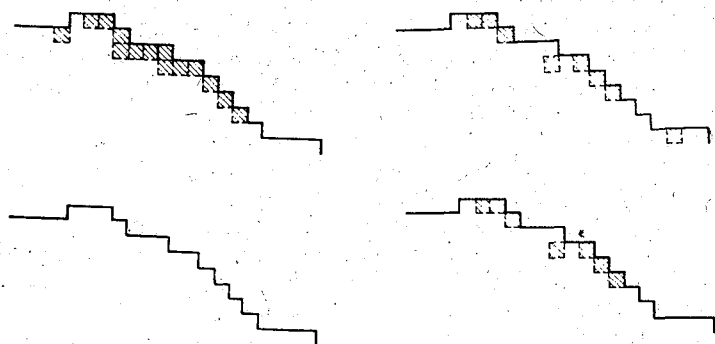


Рис. 3. Прибрежная осушка на участке береговой границы. Заштрихованы ячейки, охваченные осушкой через каждые четверть периода приливного цикла

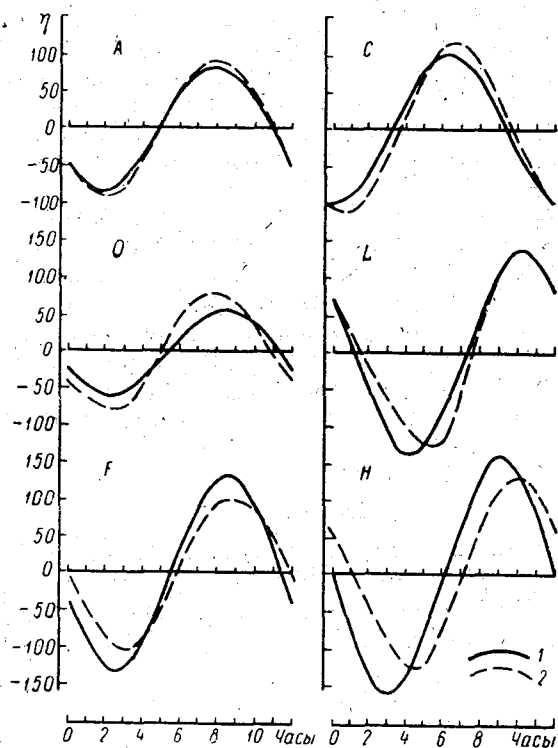


Рис. 4. Сопоставление рассчитанного на модели хода уровня с результатом предвычисления по гармоническим постоянным (в условных единицах высоты и временных единицах) для различных пунктов:

1 — ход уровня, предвычисленный по гармоническим постоянным; 2 — ход уровня, рассчитанный с помощью модели

На рис. 4 в произвольном масштабе приведены результаты сравнения колебаний уровня, полученных на модели и вычисленных с помощью гармонических постоянных. Сопоставление проведено для 14 пунктов, расположенных как на побережье, так и в открытой части залива.

Для иллюстрации отобрано шесть пунктов, в число которых включены случаи с наилучшим (пункт А) и наихудшим (пункт Н) совпадением результатов. Можно видеть, что даже в случае наихудшего согласия расхождения между модельными результатами и натурными данными не слишком велики. Эти расхождения максимальны в фазе отлива, что связано, вероятно, с усилением действия трения и нелинейности при уменьшении глубины.

При внимательном рассмотрении обнаруживается, что по сравнению с чисто синусоидальными кривыми, рассчитанными по гармоническим постоянным, «модельные» кривые имеют асимметрию, приводящую к тому, что рост уровня происходит быстрее, чем падение. Такая асимметрия типична при наличии нелинейных эффектов и указывает на присутствие обергармоник в реакции модели на чисто синусоидальное внешнее воздействие через жидкие границы. Можно предположить, что учет в предвычислении наряду с основной гармоникой M_2 мелководных составляющих типа M_4 несколько улучшит согласие между «модельными» и натурными кривыми.

Проделанные вычисления представляют собой первый этап на пути исследования влияния гидротехнических сооружений, связанных со строительством проектируемых приливных электростанций, на приливной режим бассейна. Прежде чем переходить к моделированию указанного влияния, предполагается уточнить полученную картину реального прилива путем использования переменного коэффициента сопротивления k , а также применяя более мелкую расчетную сетку для всего бассейна, либо для наиболее важных его участков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вольцингер Н. Е., Пяковский Р. В. Основные океанологические задачи теории мелкой воды. — Л.: Гидрометеониздат, 1968.—300 с.
2. Greenberg D. A. Mathematical studies of tidal behaviour in the Bay of Fundy. Marine Sciences Directorate Dept. of Fisheries and the Environment, Manuscript Report Series № 46, Ottawa, 1977, p. 1—125.

О МАТЕМАТИЧЕСКОМ МОДЕЛИРОВАНИИ СОВМЕСТНОЙ ЭВОЛЮЦИИ СЕЗОННОГО И ГЛАВНОГО ТЕРМОКЛИНОВ

Введение

Характерной особенностью осредненных полей температуры (T) и солености (S) воды, присущей всему Мировому океану, является практическое отсутствие их вертикальных и горизонталь-

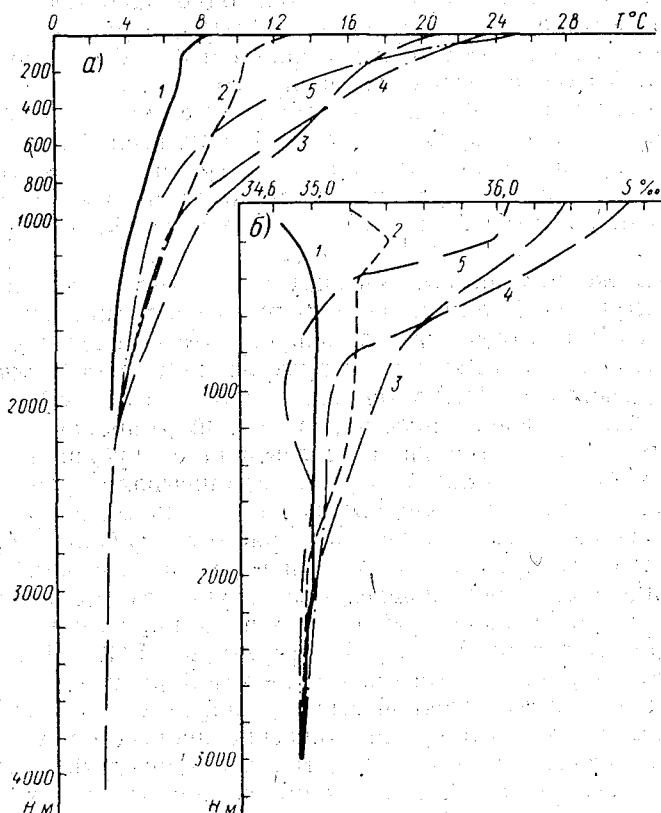


Рис. 1. Климатические профили температуры (а) и солености (б), осредненные по 10-ти градусным широтным зонам в Атлантическом океане по данным [3]:

1 — 60°–50° с. ш.; 2 — 50°–40° с. ш.; 3 — 40°–30° с. ш.;
4 — 30°–20° с. ш.; 5 — 20°–10° с. ш.

ных градиентов ниже определенной глубины (рис. 1, а, б). По В. Н. Степанову [3], эта глубина приблизительно соответствует нижней границе промежуточной и одновременно — верхней границе

глубинной структурных зон. Для поверхностной и промежуточной структурных зон, расположенных выше глубинной структурной зоны, в общем характерно наличие значительных градиентов температуры, солёности, а следовательно, и плотности воды (исключением из этого является верхний квазиоднородный слой — ВКС). Толщу воды, объединяющую эти две верхние зоны, называют также бароклинным слоем океана (БСО).

Изменение свойств происходит внутри БСО неравномерно. Как уже отмечалось, внутри поверхностной структурной зоны (в верхнем слое океана), где происходит интенсивный обмен массой и количеством движения с атмосферой, располагается перемешанный слой, отличающийся почти полной однородностью температуры и солёности воды в вертикальном направлении. В период весенне-летнего прогрева под перемешанным слоем формируется сезонный слой скачка плотности (чаще его называют пикноклином, или термоклин), в котором вертикальные градиенты T и S воды особенно велики. В промежуточной структурной зоне происходит плавное уменьшение вертикальных градиентов температуры и солёности, которые на нижней границе этой зоны становятся практически нулевыми. Эту зону называют также главным термоклин.

Каковы же механизмы, формирующие описанную вертикальную структуру всей толщи бароклинного слоя Мирового океана? Исчерпывающего ответа на этот вопрос пока не найдено. В самом общем случае, климатическая структура деятельного слоя создается под действием обмена теплом и солями с атмосферой и ветрового и конвективного перемешивания. Формирование же главного термоклина долгое время связывали с глубинной циркуляцией. При этом особо важную роль приписывали вертикальным движениям и адвекции холодных вод из полярных районов. Однако в последнее время появились работы, дающие основание считать, что обмен теплом и солями через поверхность океана и последующее его перераспределение вглубь вместе с дрейфовой циркуляцией дает сравнимый с глубинной циркуляцией эффект в формировании термохалинной структуры БСО [1]. Причем влияние термодинамического взаимодействия океана с атмосферой проявляется в промежуточной структурной зоне через поверхностную. В связи с этим термодинамические процессы в этих зонах тесно взаимосвязаны и исследовать их необходимо совместно. Поэтому адекватная модель термохалинной структуры БСО должна учитывать и глубинную циркуляцию и термодинамическое взаимодействие океана и атмосферы.

Решение задачи о совместной эволюции характеристик БСО возможно двумя путями: в рамках дифференциального и интегрального подходов. Использование первого из них при современных возможностях ЭВМ возможно лишь на весьма грубых сетках, что не позволяет воспроизвести вертикальную термохалинную структуру, близкую к реальной. Более перспективным для

этой цели представляется интегральный подход, в котором наличие наблюдаемой структуры океана закладывается в основу модели. Сформулируем основные положения модели для исследования совместной эволюции гидрологических характеристик БСО в годовом цикле изменений.

Уравнения модели

Основными уравнениями модели являются уравнения турбулентной диффузии тепла и солей, проинтегрированные в пределах верхнего квазиоднородного слоя и от его нижней границы до нижней границы БСО:

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} h + M_x \frac{\partial T_0}{\partial x} + M_y \frac{\partial T_0}{\partial y} = \frac{q_0^T - q_h^T}{c_p \rho_0}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} h + M_x \frac{\partial S_0}{\partial x} + M_y \frac{\partial S_0}{\partial y} = \frac{q_0^S - q_h^S}{\rho_0}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^D T dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^D T u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^D T v dz = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^D S dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^D S u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^D S v dz = \frac{q_h^S}{\rho_0}, \quad (4)$$

где h , T_0 , S_0 — толщина верхнего квазиоднородного слоя, температура и соленость воды в нем; T , S — температура и соленость воды в сезонном и главном термоклинах; D — нижняя граница главного термоклина или БСО; q_0^T , q_0^S , q_h^T , q_h^S — потоки тепла и солей через поверхность океана (индекс 0) и через нижнюю границу (индекс h) ВКС; M_x , M_y — полные потоки в ВКС; c_p , ρ_0 — удельная теплоемкость и стандартная плотность морской воды.

При выводе уравнений (3) и (4) предполагалось равенство нулю потоков тепла и солей через нижнюю границу главного термоклина, а также выполнение кинематического условия на уровнях $z = h$, $z = D$.

Систему уравнений (1)–(4) дополним выражением для баланса энергии турбулентности на уровне $z = h$:

$$k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \frac{g}{\rho} k \frac{\partial \rho}{\partial z} - \text{Diss} + \text{Diff} = 0, \quad (5)$$

где u , v — составляющие скорости течения; Diss, Diff — диссипация и диффузия турбулентной энергии; k — коэффициент турбулентного обмена.

Уравнение (5) записано в стационарном виде, поскольку легко показать, что режим турбулентности приспосабливается к внешним условиям практически мгновенно (за время порядка десяти

минут). Термическая и солёностная инерция существенно больше (порядка десятков суток). Это обстоятельство делает возможным одновременное использование в модели нестационарных уравнений турбулентной диффузии тепла и солей и стационарного уравнения баланса энергии турбулентности. Преобразуем уравнение (5) так, чтобы получить выражение для расчета эволюции толщины верхнего квазиоднородного слоя. Для этого изменение энергии турбулентности за счёт работы против архимедовых сил (с учетом уравнения состояния морской воды в линейном приближении $\rho = \rho_0(1 - \alpha T + \beta S)$) напомним в следующем виде:

$$-\frac{g}{\rho_0} k \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{g}{\rho_0} q_h^p = \left[\frac{\alpha}{c_p} q_h^T - \beta q_h^S \right] \frac{g}{\rho_0}, \quad (6)$$

где α и β — коэффициенты термического расширения и солёностного сжатия морской воды ($\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$, $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ (0/00) $^{-1}$).

Из соображений размерности следует

$$k = c_1 h \sqrt{b}, \quad (7)$$

где b — энергия турбулентных пульсаций; c_1 — эмпирическая константа, равная 0,036.

После подстановки в уравнение (5) равенств (3), (4) с учетом (6) и (7) получаем эволюционное уравнение для h :

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & \frac{1}{\alpha \bar{T} - \beta \bar{S}} \left\{ \frac{c_1 h \sqrt{b}}{g} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]_{z=h} + \right. \\ & + \left[\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} (D - h) - \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} (D - h) \right] + \\ & + \alpha \frac{\partial}{\partial x} \int_h^D T u dz - \beta \frac{\partial}{\partial x} \int_h^D S u dz + \alpha \frac{\partial}{\partial y} \int_h^D T v dz - \beta \frac{\partial}{\partial y} \int_h^D S v dz - \\ & \left. - \left[\frac{\text{Diss}}{g} - \frac{\text{Diff}}{g} \right] \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

$$\bar{T} = \frac{1}{D - h} \int_h^D T dz, \quad \bar{S} = \frac{1}{D - h} \int_h^D S dz.$$

Для решения поставленной задачи можно использовать, например, выражение для диссипации, предложенное в работе [5]

$$\text{Diss} = \varepsilon_m + n_d \gamma v_*^3 e^{-\gamma h},$$

где ε_m — фоновая диссипация, которая существует в океане повсеместно, равная $2 \cdot 10^{-8}$ м $^2 \cdot$ с $^{-3}$; n_d и γ — параметры, равные 1,25 и 0,005 м $^{-1}$ [5].

Выражение для диффузии энергии турбулентности имеет вид. [7]

$$\text{Diff} = c_2 \frac{b^{3/2}}{h}.$$

Для энергии турбулентных пульсаций можно использовать оценку $b = c_3 v_*^2$, где c_2 и c_3 — эмпирические константы, равные 4,2 и 0,87, соответственно; v_* — динамическая скорость воды на поверхности океана.

Эволюцию профилей температуры и солености воды ниже квазиоднородного слоя будем рассчитывать, основываясь на идее А. И. Фельзенбаума [4], о представлении их в виде полиномов, аргументом которых является вертикальная координата ($T = f(z)$, $S = f(z)$). Для нахождения коэффициентов полиномов служат условия налагаемые на вид полинома и уравнения (3) и (4). Различные варианты условий подробно разобраны у А. И. Фельзенбаума.

Для использования (3) и (4) необходимо знать эпюры скоростей течений в БСО. Для их расчета воспользуемся уравнениями движения в следующем виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = f v - r u - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z}; \quad (9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -f u - r v - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (10)$$

где f — параметр Кориолиса; r — коэффициент, характеризующий горизонтальное трение и равный $10^{-4} \div 10^{-5} \text{ с}^{-1}$; $\partial P / \partial x$, $\partial P / \partial y$ — горизонтальные градиенты давления океанской воды; остальные обозначения общепринятые.

Написанная система уравнений (8) — (10) является нестационарной, поэтому требует задания начальных условий, которыми служат поля температуры, солености воды, скоростей течений и толщины квазиоднородного слоя. Граничными условиями для этой системы уравнений могут служить следующие соотношения:

$$z = 0 \quad -k_0 \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_x(t), \quad -k_0 \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_y(t),$$

$$q_0^T = q_0^T(t), \quad q_0^S = q_0^S(t);$$

$$z = D \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial z} = 0, \quad u = v = 0.$$

На боковых границах как на жидких, так и на твердых будем полагать равенство нулю нормальных к границе производных.

Для учета влияния слоя скачка под ВКС на формирование течений будем полагать, что в пределах ВКС $k = k_1$, а ниже него $k = k_2$, причем $k_1 \gg k_2$ и k_1 рассчитывается по (7), а k_2 задается равным $1 \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$.

Сформулированная таким образом модель (1) — (4), (8) — (10) может служить основой для описания крупномасштабной изменчивости термохалинной структуры бароклинного слоя океана.

Анализ результатов испытания отдельных блоков модели

Попытаемся выяснить насколько верно воспроизводит предложенная модель основные особенности характеристик термохалинной структуры БСО. Расчетной формулой для толщины ВКС является уравнение (8). Пробные расчеты по (8), выполненные методом Рунге — Кутты с автоматическим выбором шага, в предположении горизонтальной однородности, показали, что предложенная формула может описывать подъем и заглубление нижней границы ВКС в зависимости от действующих факторов (рис. 2). При возрастании плотности воды в ВКС наблюдается только углубление этого слоя. При этом воспроизводится режим как проникающей, так и непроникающей конвекции. Последняя наблюдается при отсутствии или слабом действии динамического перемешивания (рис. 2, кривая 2). Если помимо сил плавучести действуют и динамические факторы (неустойчивость среднего градиента дрейфового течения, обрушение поверхностных волн, т. е. диффузия), наблюдается режим проникающей конвекции (рис. 2, кривая 3). При уменьшении плотности воды в ВКС может наблюдаться его углубление или обмеление в зависимости от того, какой фактор является преобладающим: динамическое перемешивание или работа против сил плавучести (рис. 2, кривые 4, 5). Скорость изменения толщины ВКС определяется скоростью изменения плотности воды в ВКС, т. е. потоком плавучести через поверхность океана и интенсивностью ветрового перемешивания.

Скорости течения в БСО рассчитывались по уравнениям (9) и (10) методом матричной прогонки [2]. Численные эксперименты показали, что предложенная схема воспроизводит основные особенности вертикальных профилей скоростей течений в БСО. Отметим наиболее интересные из них. При допущениях, характерных для задачи Экмана (горизонтальная однородность, отсутствие горизонтального турбулентного трения, постоянство по вертикали коэффициента вертикального турбулентного обмена), получается классическое решение Фредгольма [6] (рис. 3) с инерционными колебаниями. Включение горизонтального трения значительно ослабляет интенсивность инерционных колебаний и уменьшает угол отклонения скорости поверхностного течения от ветра (рис. 3, кривая 3). Характерно, что решения с учетом горизонтального трения достигают устойчивого состояния гораздо быстрее, чем без него. Учет горизонтальных градиентов давления также изменяет характер колебаний скоростей течения (рис. 3, кривая 2).

Предложенная схематизация вертикального изменения коэффициента турбулентного обмена позволяет также воспроизвести скачок в модуле скорости течений под ВКС.

Данные уравнения позволяют моделировать проникновение дрейфовых течений на большие глубины. Этот эффект отмечался ранее Р. В. Озмидовым, В. П. Кочергиным и др. Для иллюстра-

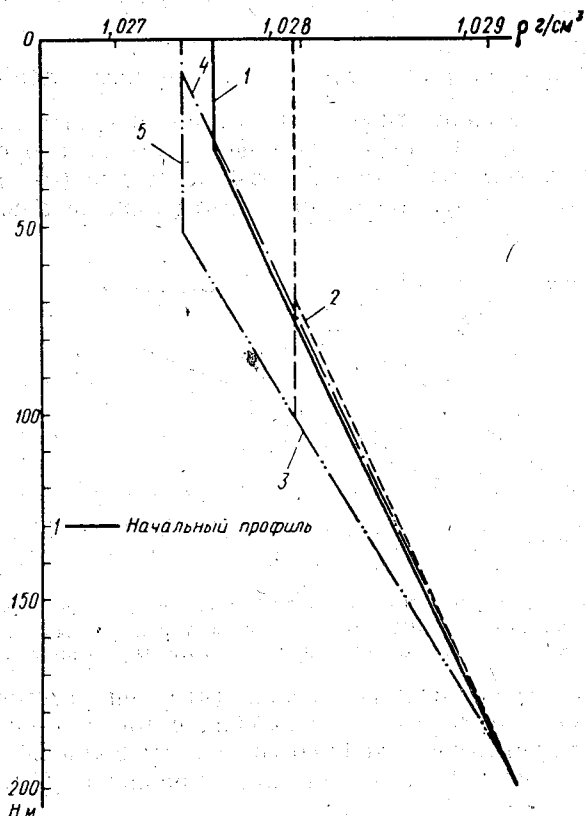


Рис. 2. Толщина верхнего квазиоднородного слоя, рассчитанная по уравнению (8) в предположении горизонтальной однородности:

1 — начальный профиль плотности; 2 — диффузия и сдвиговая неустойчивость равны нулю, плотность воды в ВКС возрастает; 3 — диффузия и сдвиговая неустойчивость не равны нулю, плотность воды в ВКС возрастает; 4 — диффузия и сдвиговая неустойчивость меньше архимедовых сил, плотность воды в ВКС уменьшается; 5 — диффузия и сдвиговая неустойчивость больше архимедовых сил, плотность воды в ВКС уменьшается

ции этого систему уравнений (9) и (10) заменим одним уравнением в комплексной форме

$$\frac{\partial W}{\partial t} - k \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + W(if + r) = -\frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y} \right). \quad (11)$$

Уравнение (11) проинтегрируем от поверхности океана ($z=0$) до дна (D):

$$\frac{\partial M}{\partial t} + (if + r)M = \int_0^D \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} - i \frac{\partial P}{\partial y} \right) dz + \tau_0 - \tau_D, \quad (12)$$

где $M = \int_0^D u dz + i \int_0^D v dz$; $\tau_0 = \tau_{x_0} + i\tau_{y_0}$ — касательное напряжение ветра на поверхности океана, которое представим следующим образом: $\tau_0 = \tau_h e^{i\omega t}$, ($\tau_h = \text{const}$, ω — угловая скорость изменения составляющих τ); $\tau_D = aM$ — трение на дне (a — коэффициент пропорциональности). Предположим, что горизонтальные градиен-

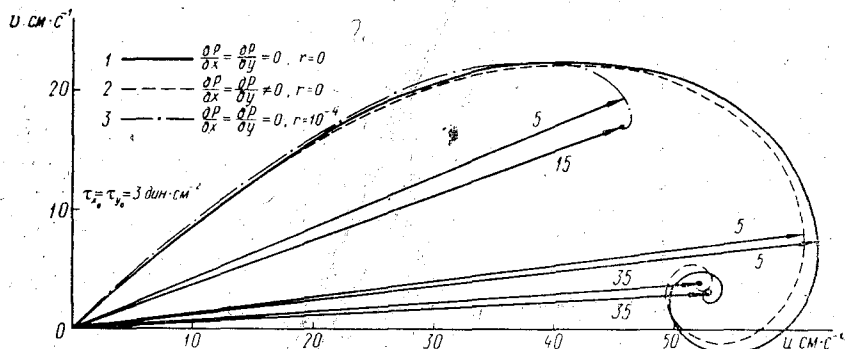


Рис. 3. Инерционные колебания скоростей течений на поверхности, рассчитанных по уравнениям (9)–(10). Цифры при векторах указывают время (в часах) достижения данного состояния при нулевых начальных условиях

ты давления во времени неизменны (что при рассмотрении промежутков времени порядка нескольких суток, по-видимому, выполняется с достаточной точностью, в силу большой инерционности полей плотности), тогда решением уравнения (12) будет

$$M = e^{-(a+r)t} \left\{ \frac{\tau_h}{\rho_0} e^{-ift} [a + r - i(\omega + f)] \frac{(e^{it(\omega+f) + (a+r)t} - 1)}{(a+r)^2 + (\omega+f)^2} + \right. \\ \left. + \frac{\int_0^D \left(-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} - i \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} \right) dz \cdot e^{-ift} [a + r - i(\omega + f)]}{(a+r)^2 + (\omega+f)^2} \times \right. \\ \left. \times (e^{it(\omega+f) + (a+r)t} - 1) \right\}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что в формировании полных потоков в океане важную роль играет соотношение скоростей вращения Земли и вектора касательного напряжения ветра. Наиболее благоприятные условия возникают при $\omega = -f$ (когда знаменатель дроби становится минимальным). В этом случае происходит явление своеобразного резонанса, при котором имеет место снабжение

энергией всей толщи океана либо за счет касательного напряжения ветра, либо за счет бароклинных факторов. Если же в (13) не учитывать горизонтальное трение и трение на дне, то интенсивность течений вообще становится при $\omega = -f$ бесконечной.

Отмеченные особенности и результаты численных экспериментов свидетельствуют о том, что отдельные блоки предложенной модели воспроизводят основные закономерности изучаемых процессов. Это позволяет надеяться на то, что объединение отдельных блоков и их реализация позволит в последующем моделировать основные черты крупномасштабной эволюции вортикальной термохалинной структуры БСО.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов А. Введение в океанографию. — М.: Мир, 1978, с. 45—74.
2. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. — М.: Наука, 1978, с. 103—109.
3. Степанов В. Н. Мировой океан. — М.: Знание, 1974. — 255 с.
4. Фельзенбаум А. И. Гидродинамические модели неоднородного океана или моря. — В сб.: Проблемы теории ветровых и термохалинных течений. Севастополь, изд. МГИ АН УССР, 1968, с. 29—58.
5. Alexander R. C., Kim J. W. Diagnostic model study of mixing layer depths in the summer North Pacific. — J. of Phys. Oceanogr., 1976, v. 6, № 5, 293—295.
6. Madsen O. S. A realistic model of the wind-induced Ekman boundary layer. — J. of Phys. oceanogr., 1977, 7, № 2, 248—255.
7. Tennekes H. A model for the dynamics of the inversion above a convective boundary layer. — J. Atmos. Sci., 1973, 30, № 4, 558—567.

УДК 551.461.7

В. В. ГОЛОСОВ, О. А. РЕБЕНКОВА (ЛГУ им. А. А. Жданова)

ОПЫТ ДЕШИФРИРОВАНИЯ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ФРОНТОВ ЮЖНОГО ОКЕАНА ПО ТВ ИНДИКАТОРАМ

Обнаружение гидрофронтов в океане представляет интерес как по физическим соображениям — для познания термохалинной структуры океана, так и в целях изучения являющейся производной от нее биологической структуры с соответствующими выводами для рациональной организации промысла морских объектов.

Изображения поверхности океана в видимом диапазоне не содержат прямой информации о фронтальных зонах, которым соответствуют заметные перепады температуры воды. Пытаться обнаружить их можно, только анализируя особенности облачного покрова, скрывающего поверхность океана. Облака — ни что иное, как сконденсировавшийся водяной пар, поступление которого,

перенос и осаждение во многом зависят от термических условий на подстилающей поверхности океана. Можно ожидать, что различия в термических условиях на поверхности океана приведут к появлению характерных особенностей облачного покрова, «проявятся» в облачном покрове, что сделает возможным косвенное обнаружение фронтов в океане.

Над океаном, с его сравнительно небольшими горизонтальными температурными различиями, влияние подстилающей поверхности на облачность обычно искажено протеканием внутренних атмосферных процессов.

В случае довольно неоднородных горизонтальных условий и достаточно слабой крупномасштабной циклонической деятельности в атмосфере, изменения температуры поверхности моря, связанные с течениями, могут «отразиться» на облачности.

Из всего этого можно сделать вывод, что в некоторых случаях современные спутники могут дать полезную информацию для обнаружения океанских течений, с которыми связаны значительные перепады температуры поверхности моря. Местоположение течения должно устанавливаться визуально по характерным признакам облачности, появляющимися в результате локальных различий температуры и вертикальных движений в нижней атмосфере. Однако, поскольку особенности облачного покрова соответствуют локальным движениям в нижней тропосфере, а не отражают саму температуру поверхности, местоположение границ океанических течений и границ облачности могут не совпадать вследствие горизонтальных движений воздуха поперек границы течения. Кроме того, на местную циркуляцию может налагаться крупномасштабная система потоков атмосферы, приводя тем самым к значительному смещению границы облачности в направлении, зависящем от поля ветра.

Условия проявления влияний на облачность со стороны подстилающей поверхности гидрофронта рассматривались рядом авторов [1, 2]. Основным параметром, определяющим характер облачности над водной поверхностью, в отсутствии или при ослабленной циклонической деятельности, является соотношение между температурой воды и воздуха ($t_w - t_a$).

В работе [3] приводились соответствующие этому соотношению эталонные ТВ изображения облачного покрова. Над зоной гидрофронта, где соотношение $t_w - t_a$ меняется резко, следует ожидать появления отчетливых линейных границ раздела в облачном покрове, по разные стороны от гидрофронта. Это и может служить главным ориентиром для исследователя, пытающегося дешифровать гидрофронт по ТВ изображениям облачного покрова.

Необходимо отметить, что опыт дешифрирования гидрофронтов по ТВ изображениям невелик. Не случайно в новейших обзорах по применению дистанционных наблюдений в океанологии [4] полностью отсутствуют какие-либо сведения по данному во-

просу. Известный пример индикации гидрофронтов, описанный в [5], представляет, как явствует из небольшого сопроводительного текста, уникальный случай из, в принципе, огромной выборки возможных и, наверное, имеющихся случаев спутниковых наблюдений соответствующего района.

Для дешифрирования фронтальных зон в Южном океане использовались изображения, полученные со спутников «Метеор-2» и «Метеор-3» на НИС «Михаил Сомов» в период его плавания в антарктических водах с 29 декабря 1977 г. по 21 июня 1978 г. Альбом ТВ изображений содержит 172 снимка. Ими охвачен Индийский сектор Южного океана от 40° ю. ш. до материка и от 0° до 180° в. д. Значительное число снимков получено по заливу Прюдс, где в период с 30 января по 16 апреля 1978 г. НИС «Дерюгин» произвел гидрологические наблюдения. Данные этих гидрологических наблюдений, выполненных в основном батитермографом, представляют подспутниковую информацию о температуре подстилающей морской поверхности в районе. Всего имеется примерно сто точек наблюдений температуры, значения которой изменялись в районе от $1,2^\circ\text{C}$ в феврале до $-1,7^\circ\text{C}$ в апреле. Недостатком этих данных является то, что по ним невозможно построить карту геострофических течений, по которой только и можно уверенно обнаружить соответствующие зонам локальных конвергенций и дивергенций фронты, плохо различимые в поле температуры.

При дешифрировании гидрологических фронтов оказалось возможным использовать лишь 23 из 172 имеющихся ТВ снимков. Остальные 149 снимков были непригодны для дешифрирования гидрофронтов по двум причинам. Первая и основная причина состоит в том, что в Южном океане сильно развита деятельность циклонов, состояние облачного покрова в которых отражает «собственные» процессы в атмосфере, перекрывающие влияния со стороны подстилающей морской поверхности. Вторая причина заключается в том, что в других случаях в облачном покрове не выражены признаки, могущие соответствовать гидрологическому фронту.

Результаты дешифрирования 23 снимков представлены на рис. 1.

В общей сложности обнаружено 7 гидрофронтов в зоне Антарктической конвергенции (АК) и 16 гидрофронтов в зоне Антарктической дивергенции (АД) и во внутренней области Южного океана. Гидрофронты внутренней области, несомненно, представляют локальные конвергенции и дивергенции. На снимке (рис. 2) виден четко очерченный разрыв в поле облачности характерной ячеистой структуры. Можно предполагать, что разрушение облачности вызвано нисходящими потоками воздуха над пятном холодной воды с центром в координатах 54° ю. ш., 110° в. д. Таким образом, удается обнаружить по состоянию облачного покрова удивительные образования в Южном океане — изолированные

круговороты вод пониженной температуры, о существовании которых высказывались предположения на основе гидрологических данных допутникового периода. Появление этих круговоротов, видимо, связано с апвеллингом воды из подповерхностного слоя отрицательных зимних температур.

Одной из ярко выраженных особенностей на ТВ снимках района залива Прюдс является преобладание над заливом малооблачной и безоблачной погоды, несмотря на наличие к северу от залива мощной облачности проходящих циклонов. Очевидно, это

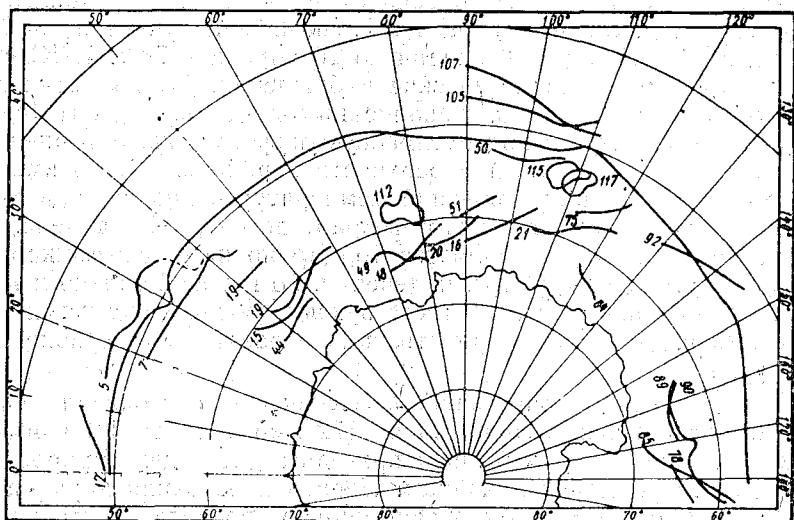


Рис. 1. Результаты дешифрования гидрофронтов на ТВ снимках

связано с влиянием антициклона, стационарирующего над антарктическим материком.

Одним из важных результатов проведенного анализа следует считать плохую дешифрируемость мощного и устойчивого в пространстве гидрологического фронта в зоне АК (всего 7 случаев дешифрования). Перед началом анализа имеющихся ТВ изображений нами предполагалось, что зная априори климатологическое, мало смещающееся в пространстве положение этого ярко выраженного гидрофронта, можно будет решить в определенном смысле обратную задачу: выявить характерные особенности облачного покрова над гидрофронтом, положение которого заведомо известно и использовать накопленный опыт для дешифрования слабых гидрофронтов к югу от АК. Полученный отрицательный результат объясняется, конечно, наличием над зоной АК метеорологического Южного полярного фронта, над которым преобладает облачность циклонов.

Сравнительно малое число случаев четкого дешифрирования фронтов во внутренней области Южного океана и в зоне АД могло бы указывать на незначительную пригодность ТВ изображений для этих целей. Однако те немногие случаи, когда гидрофронт удается дешифрировать, несомненно, доставляют ценнейшую информацию, которая не может быть получена на пространствах,

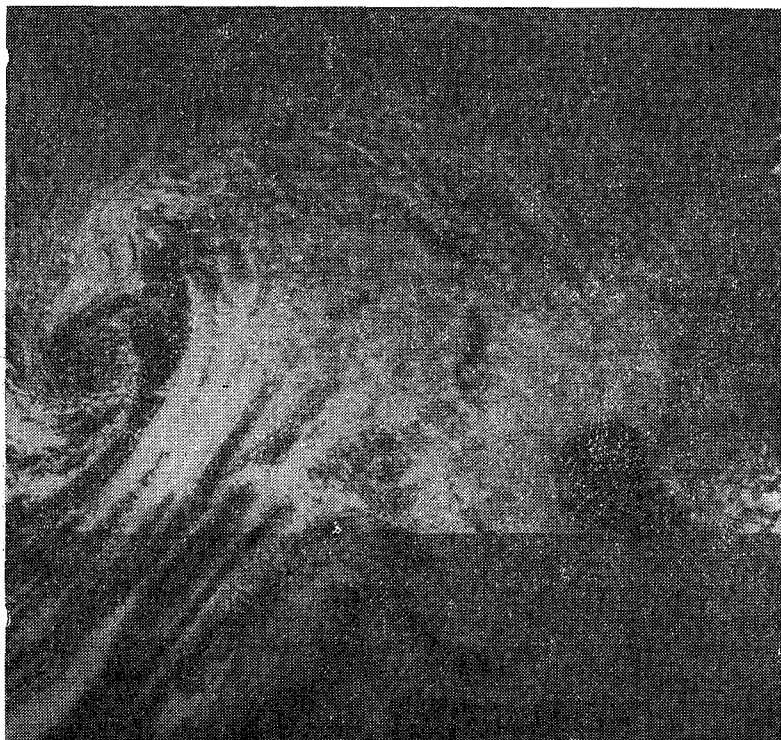


Рис. 2. Пример разрушения облачного покрова над холодным пятном воды

соответствующих гидрофронту, путем обычных наблюдений с экспедиционного судна. Она позволяет наметить районы, подлежащие гидрологическому обследованию в первую очередь как перспективные для поиска скоплений промысловых объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбрози П., Вельтищев И. Ф. и др. Использование данных о мезомасштабных особенностях облачности в анализе погоды. — Л.: Гидрометеиздат, 1973. — 150 с.
2. Минина Л. С. Практика нефанализа. — Л.: Гидрометеиздат, 1970. — 336 с.
3. Соколов Б. И. Дешифрирование облачности на спутниковых телевизион-

- ных снимках в океанологических целях. — Ученые записки ЛГУ, Спутниковая океанология, 2, 1980, вып. 27, с. 72—86.
4. Кочкиков В. Н. и др. Использование космической информации в промысловой океанологии и рыбном хозяйстве (зарубежный опыт). — М.: 1977. Обзорная информация, сер. Промысловая океанология, вып. 2.—44 с.
5. La Violette P. E., Chabot P. A satellite photograph of Pacific ocean current. Deep-Sea Research, 1967, vol. 14, p. 485—487.

УДК 551.461.7(265)

А. А. БОБКОВ, П. К. ГУБЕР (ЛГУ им. А. А. Жданова)

О ВНУТРИМЕСЯЧНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТЕЧЕНИЙ К ЮГУ ОТ ЯПОНИИ

На рис. 1 (кривая 1) показано изменение положения стрежня Куроиси относительно $133^{\circ}35'$ в. д. в течение полутора лет. Здесь же нанесены величины скорости в нем (кривая 2). Эти данные

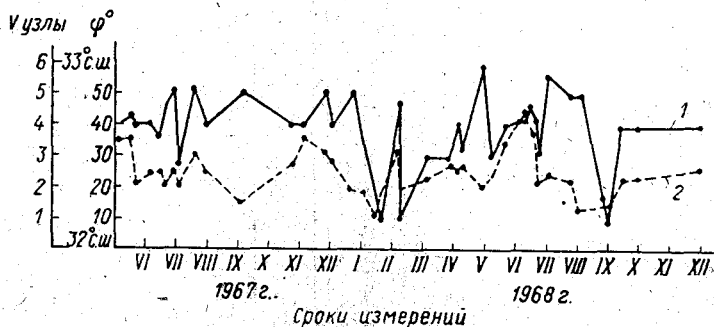


Рис. 1. Изменения положения стрежня течения Куроиси и модуля вектора скорости в течение полутора лет в $133^{\circ}35'$ в. д.:
1 — положение стрежня; 2 — модуль вектора скорости

определены по результатам измерений поверхностных течений ЭМИТом, производившихся судами японского метеорологического агентства на разрезе вдоль указанного меридиана с июня 1967 г. по декабрь 1968 г. [1, 2]; разрез расположен между $31^{\circ}20'$ и $35^{\circ}10'$ с. ш. Измерения на нем выполнялись с частотой один — три раза в месяц. Расстояния между пунктами, к которым относятся данные измерений, составляют 10 миль. За положение стрежня потока принималась точка с максимальными скоростями, измеренными на разрезе.

В рассматриваемый промежуток времени по данным статистического анализа средняя широта положения стрежня —

32°40' с. ш., максимальные отклонения от нее (как правило, на юг) достигали 30 миль, среднее квадратическое отклонение — 12 миль, средняя скорость на стрежне — 2,6 узла, среднее квадратическое отклонение модуля вектора скорости — 0,7 узла (при максимальных отклонениях до 2 узлов), коэффициент вариации модуля вектора скорости — 0,3. Направление течения изменялось от восточного до северо-восточного. В изменениях и положения, и модуля вектора скорости стрежня потока не заметны скольконибудь существенные по величине долгопериодные годовые и полугодовые отклонения от среднего, наблюдаются лишь аперiodические короткопериодные колебания (рис. 1), которые могут быть вызваны либо реальными флуктуациями стрежня, либо отражают погрешности несинхронного измерения величин, изменяющихся как во времени, так и в пространстве. Для характеристики короткопериодных возмущений наблюдения с частотой один — три раза в месяц явно не репрезентативны — необходимы более частные и регулярные измерения. Такие измерения выполнялись на разрезе 136°30' в. д. между 32°30' и 33°40' с. ш., т. е. также в потоке собственно Куроисио, в период 12—26.10.1967 г. с частотой раз в сутки и с расстоянием между пунктами в 5 миль (рис. 2). Каждые сутки измерения на разрезе велись, как правило, в одни и те же часы. Кроме того, в период 30.10—2.11.1967 г. между 33°10' и 33°25' с. ш. измерялись скорость и направление течения ЭМИТОМ с частотой восемь раз в сутки. Стремление получить подобной организацией измерений данные о межсуточной и внутрисуточной изменчивости поверхностного течения в зоне основной струи Куроисио очевидно. Учитывая, что сведений о такой изменчивости немного, представляется интересным проанализировать эти данные.

В продолжении всех 15 суток, когда выполнялись измерения, на разрезе наблюдался устойчивый по направлению поток, среднее положение стрежня которого находилось на широте 33°20' с. ш. Отклонения от среднего положения не превышали ± 5 миль. Сдвиг стрежня на север происходил 15 и 22—23 октября, примерно в эти же сроки (14 и 23 октября) смещалась в ту же сторону и левая граница течения (рис. 2). Если левая северная граница потока, на которой происходит уменьшение скорости и смена направления на противоположное, хорошо прослеживается на разрезе, то правую его границу по имеющимся данным выделить не удалось; она проходит южнее крайней справа точки измерений на разрезе (рис. 2). Можно предполагать, что ширина Куроисио здесь не менее 60—70 миль. Ширина значительной по скорости (более 2 узлов) полосы течения составляет 20—25 миль, причем эта полоса смещена к северной границе потока (рис. 2).

Скорость течения в стрежне колебалась от 2,6 до 4,7 узлов, среднее квадратическое отклонение модуля вектора скорости равнялось 0,6 узла, коэффициент вариации — 0,2. Связь между

смещениями стрежня и изменениями его скорости не наблюдалась.

Данные восьмиразовых в течение суток измерений элементов течений за период 30.10—2.11.1967 г. отнесены к четырем пунктам, расположенным в полосе значительных скоростей (п. 1— $33^{\circ}25'$ с. ш., п. 2— $33^{\circ}20'$ с. ш., п. 3— $33^{\circ}15'$ с. ш., п. 4— $33^{\circ}10'$ с. ш., все на $136^{\circ}30'$ в. д.). По этим данным для каждого пункта и на

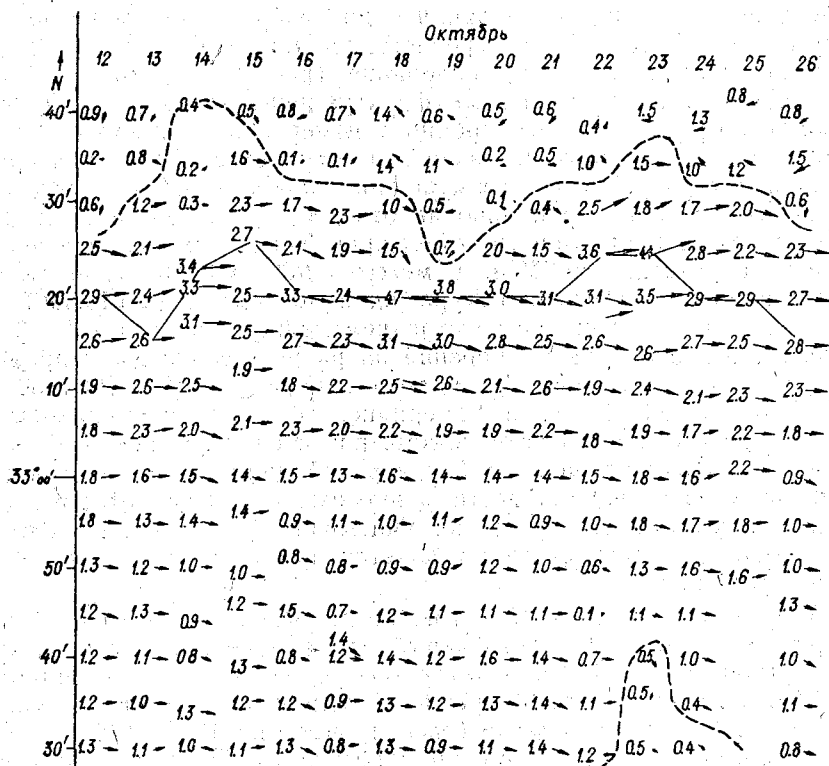


Рис. 2. Результаты измерений ЭМИТом на разрезе по $136^{\circ}30'$ в. д. с 12 по 26.10.1967 г.:

— — — северная граница потока; — — — положение стрежня

каждые сутки были вычислены среднее арифметическое значение (V), среднее квадратическое отклонение (σ) и коэффициент вариации (C_V) зональной составляющей вектора скорости поверхностного течения. Перечисленные статистические характеристики приведены в таблице. В последней строке этой таблицы приводятся также статистики для каждого пункта, вычисленные по 15-суточной серии ежедневных наблюдений. Как видно из данных таблицы, статистические характеристики, определенные по результатам измерений различной дискретности и продолжитель-

ности, близки друг другу. Таким образом, по многосуточной серии только ежедневных данных в одном пункте трудно сказать, являются ли наблюдаемые колебания течения следствием межуточной внутримесячной изменчивости или отражают короткопериодные внутрисуточные флуктуации потока. Этот вывод подтверждают также низкие коэффициенты автокорреляции между разделенными суточным интервалом отклонений от среднеарифметического значений зональной составляющей. Они равны: для п. 1—0,47; п. 2—0,1; п. 3—0,05 и п. 4—0,1. Как известно, допустимый интервал дискретности при исследовании временной изменчивости должен быть не менее промежутка времени, в течение которого коэффициенты автокорреляции между данными наблюдений должны быть больше 0,5.

Статистические характеристики изменчивости зональной составляющей вектора скорости поверхностного течения

Сроки измерений	п. 1 (33°26' с. ш., 136°30' в. д.)			п. 2 (33°20' с. ш., 136°30' в. д.)			п. 3 (33°15' с. ш., 136°30' в. д.)			п. 4 (33°10' с. ш., 136°30' в. д.)		
	$\bar{V}$	σ	C_V	$\bar{V}$	σ	C_V	$\bar{V}$	σ	C_V	$\bar{V}$	σ	C_V
	узлы	узлы		узлы	узлы		узлы	узлы		узлы	узлы	
30.10 1967 г.	2,7	0,5	0,2	2,8	0,3	0,1	2,5	0,8	0,1	2,7	0,2	0,1
31.10	3,0	0,8	0,3	3,2	0,3	0,1	3,0	0,3	0,1	2,5	0,3	0,1
1.11	1,6	0,9	0,5	3,0	0,5	0,2	2,5	0,5	0,2	2,6	0,3	0,1
2.11	—	—	—	3,0	0,5	0,2	2,8	0,4	0,1	2,5	0,3	0,1
12—26.10	2,2	0,8	0,4	3,0	0,6	0,2	2,8	0,2	0,1	2,2	0,3	0,1

$\bar{V}$ — среднее значение, σ — среднеквадратическое, C_V — коэффициент вариации.

О реальности межуточной, хотя и не очень значительной по величине изменчивости потока Куроисио, в рассматриваемом случае можно судить лишь по качественному сравнению результатов измерений на всем разрезе, когда однонаправленные колебания скорости и направления течения проявляются в нескольких точках (рис. 2), а также по различию осредненных за сутки для отдельных пунктов значений зональной составляющей вектора скорости (см. таблицу). Вычисление количественных статистических характеристик межуточной изменчивости по ежедневным данным сопряжено с погрешностями, обусловленными внутрисуточными флуктуациями потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. The results of marine meteorological and oceanographical observations.—Tokyo, Japan, N 42, 1970.
2. Data report of hydrographic observations, series of oceanography.—Tokyo, Japan, N 8—9, 1970.

СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

Значительная часть общей энергии движения океанических вод заключена в движениях синоптических масштабов [1].

Анализ наблюдений [2] подтверждает, что в области синоптических масштабов океанологические процессы определяются крупномасштабными волнообразными неустойчивыми движениями. Изменчивость внешних сил и динамическая неустойчивость самих движений приводят к изменчивости амплитуды, характерных размеров и скорости распространения этих волнообразных возмущений. Картина еще более усложняется под влиянием неоднородных условий среды, в которой распространяются волны.

В результате более или менее консервативной характеристикой такого рода волнообразных движений остается лишь период волны.

Очевидная сложность процессов этого типа вынуждает отказаться от гидродинамических моделей этих явлений.

Возможным выходом может оказаться построение стохастической модели океанологических процессов синоптического масштаба.

В математических моделях процессов должны концентрированно выражаться как общие теоретические (априорные) представления о классе, к которому рассматриваемый процесс принадлежит, так и устойчивые количественные соотношения, свойственные только данному конкретному процессу. Носителем априорной информации, вытекающей из принадлежности процесса к некоторому классу, выступает обычно структура модели (общий вид математических соотношений). Феноменологические характеристики, свойственные каждому конкретному процессу, содержатся в параметрах модели [3].

Структура модели в наиболее общем виде может быть представлена выражением [4]

$$X(t) = m[\{\xi_i(t)\}], \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad (1)$$

где $\xi_i(t)$ — некоторая совокупность элементарных случайных процессов, допускающая формализованный учет априорной информации и гипотез относительно свойств изучаемого процесса; m — некоторый оператор преобразования $\{\xi_i(t)\}$.

На основании статистического анализа наблюдений за крупномасштабными океанологическими процессами выделены следующие основные черты процессов этого класса:

1) наличие нескольких узких эргонесущих зон с независимыми источниками энергоснабжения;

2) статистическая нестационарность не только по математическому ожиданию, но и по корреляционным функциям [5];

3) частотное положение энергонесущих максимумов в спектрах изменяется во времени сравнительно мало. Значительные сезонные изменения происходят только в интенсивности энергонесущих максимумов и их ширине.

Последнее дает основание предполагать, что энергонесущие колебания синоптического масштаба являются модулированными колебаниями.

Подходящей моделью для океанологического процесса синоптического масштаба при наличии узкой энергонесущей зоны, очевидно, будет модель стационарного (в широком смысле) узкополосного случайного процесса

$$Z(t) = E(t) \cos [\omega_0 t - \varphi(t)] = a(t) \cos \omega_0 t + c(t) \sin \omega_0 t, \quad (2)$$

где ω_0 — несущая частота; $E(t)$ и $[\omega_0 t - \varphi(t)]$ — соответственно огибающая и фаза,

$$E(t) = \sqrt{a^2(t) + c^2(t)}, \quad \varphi(t) = \operatorname{arctg} \frac{c(t)}{a(t)};$$

$a(t)$ и $c(t)$ — стационарные случайные процессы. Узкополосный случайный процесс носит характер высокочастотного колебания с несущей частотой и медленно меняющимися огибающей и фазой. Автоковариационная функция процесса (2) представляется в виде [6]

$$R_z(\tau) = a_c(\tau) \cos \omega_0 \tau + a_s(\tau) \sin \omega_0 \tau = a_0(\tau) \cos [\omega_0 \tau - \mu(\tau)], \quad (3)$$

Здесь τ — временной сдвиг; $a_0^2(\tau) = a_c^2(\tau) + a_s^2(\tau)$; $\mu(\tau) = \operatorname{arctg} \frac{a_s(\tau)}{a_c(\tau)}$; $a_c(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_0) \cos \omega \tau d\omega$; $a_s(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega - \omega_0) \sin \omega \tau d\omega$, где $S_z(\omega)$ — энергетический спектр модулируемого процесса.

Исходя из предположения о нестационарности колебаний синоптического масштаба по корреляционным функциям и модуляции их сезонным ходом, можно представить модель сезонной изменчивости интенсивности процессов синоптического масштаба в виде периодически нестационарного случайного процесса, или, по терминологии, принятой за рубежом, локально стационарного процесса

$$\eta(t) = F(t)Z(t), \quad (4)$$

где $Z(t)$ — узкополосный стационарный процесс синоптического масштаба T с единичной дисперсией, определяемый выражением (2); $F(t)$ — периодическая детерминированная функция, аппроксимирующая сезонный ход, с основным периодом T_0 .

Основные вероятностные характеристики периодически нестационарного

ционного процесса могут быть представлены в следующем виде [7]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\eta}(t) &= F(t)\bar{Z} \text{ — математическое ожидание,} \\ \bar{\eta}^2(t) &= F^2(t)\bar{Z}^2 \text{ — дисперсия,} \\ \Psi_{\eta}(t, \tau) &= F(t)F(t+\tau)\Psi_Z(\tau) \text{ — корреляционная функция,} \\ S_{\eta}(t, \omega) &= F^2(t)S_Z(\omega) \text{ — функция спектральной плотности.} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Как следует из (5) моменты случайных процессов типа (4) являются периодическими функциями времени. Если мы дополнительно примем во внимание, что $T \ll T_0$, то процесс (4) может быть определен как случайный узкополосный процесс, модулированный по амплитуде детерминированным периодическим процессом [6].

Если считать, что $Z(t)$ имеет единичную дисперсию, то дисперсия $\eta(t)$ будет равна квадрату модулирующей функции

$$\bar{\eta}^2(t) = F^2(t). \quad (6)$$

Один из известных способов оценивания дисперсии нестационарного случайного процесса заключается в осреднении среднего значения квадрата по коротким промежуткам времени [7]

$$\hat{D}(t) = \frac{1}{\theta} \int_{t-\theta/2}^{t+\theta/2} \eta^2(t) dt, \quad (6)$$

где $\hat{D}(t)$ — оценка дисперсии; θ — малый интервал времени.

Эта оценка дисперсии будет смещена

$$\begin{aligned} M[\hat{D}(t)] &= M \left[\frac{1}{\theta} \int_{t-\theta/2}^{t+\theta/2} \eta^2(t) dt \right] = \frac{1}{\theta} \int_{t-\theta/2}^{t+\theta/2} M[F^2(t)] M[Z^2(t)] dt = \\ &= \frac{1}{\theta} \int_{t-\theta/2}^{t+\theta/2} F^2(t) dt \neq F^2(t). \end{aligned} \quad (8)$$

В простейшем случае, когда сезонный ход можно аппроксимировать одной гармоникой

$$F(t) = A \cos \omega_0 t, \quad \omega_0 = \frac{2\pi}{T_0},$$

то

$$M[\hat{D}(t)] = \frac{A^2}{\theta} \int_{t-\theta/2}^{t+\theta/2} \cos^2 \omega_0 t dt = \frac{A^2}{2} + \frac{A^2}{2} \frac{\sin \omega_0 \theta}{\omega_0 \theta} \cos 2\omega_0 t, \quad (9)$$

смещение оценки дисперсии будет

$$\begin{aligned} b &= M[\hat{D}(t)] - M[\bar{D}^2(t)] = A^2 \cos^2 \omega_0 t = \\ &= \frac{A^2}{2} \left(\frac{\sin \omega_0 T}{\omega_0 T} - 1 \right) \cos 2\omega_0 t; \end{aligned} \quad (10)$$

а дисперсия оценки

$$D[\hat{D}(t)] = M[\hat{D}^2(t)] - M^2[\hat{D}(t)] \approx \frac{A^4}{2} \frac{\sin \omega_0 T}{\omega_0 T}. \quad (11)$$

Исходя из априорных представлений о нестационарности колебаний синоптического масштаба по математическому ожиданию и о присутствии в гидрометеорологических процессах чисто случайных шумовых составляющих, модель натурального процесса в наиболее полном виде можно записать

$$X(t) = m_X(t) + F(t)Z(t) + \Psi(t), \quad (12)$$

где $X(t)$ — ордината исследуемого процесса; $m_X(t)$ — переменное математическое ожидание $X(t)$; $F(t)$ — детерминированная периодическая функция, аппроксимирующая сезонный ход; $Z(t)$ — узкополосный случайный процесс синоптического масштаба с единичной дисперсией; $\Psi(t)$ — помехи в виде белого, красного шумов или узкополосного высокочастотного случайного процесса.

Рассмотрим один из возможных способов определения параметров модели океанологического процесса синоптического масштаба.

Прежде всего необходимо выделить из имеющейся реализации натурального процесса его составляющие, согласно принятой структуре модели.

Аддитивные шумовые помехи можно в значительной степени ослабить применяя, например, суммирующий цифровой фильтр [8]. В предположении, что интервал дискретизации по времени равен единице, выражение для фильтра будет

$$\tilde{x}(t) = X(t) + X(t-1). \quad (13)$$

Функция усиления и фазовая характеристика этого фильтра имеют вид:

$$G(f) = 2 \cos \pi f,$$

$$\varphi(f) = \pi f,$$

$$-\frac{1}{2} \leq f < \frac{1}{2}.$$

Исследуемый временной ряд подвергается высокочастотной фильтрации с целью выделения переменного математического ожидания $m_X(t)$. В настоящей работе использовалась фильтрация косинусным фильтром Манка [9]

$$\begin{aligned} x_{0i} &= \tilde{x}_{i+p} - m_X(t) = F(t)Z(t) = \\ &= \tilde{x}_{i+p} - \frac{1}{2p} \sum_{q=0}^{2p} \tilde{x}_{i+q} \left[1 + \cos \frac{\pi(q-p)}{p} \right], \\ i &= 1, 2, \dots, N_0 - 2p, \end{aligned} \quad (14)$$

где x_{0i} — высокочастотная составляющая; N_0 — длина исходного ряда; $2p + 1$ — интервал осреднения фильтра.

Затем производится демодуляция высокочастотной части процесса с целью разделения функции нестационарности $F(t)$ и узкополосного случайного процесса $Z(t)$. Суть демодуляции состоит в выработке оценки мгновенного значения $F(t)$ исследуемого процесса $X(t)$ с последующим нормированием процесса $x_0(t)$ на $F(t)$ [10], так, что

$$Z(t) = \frac{x_0(t)}{F(t)}. \quad (15)$$

В качестве оценки $F(t)$ можно использовать выражение

$$F(t) = \sqrt{\frac{1}{T} \int_{t-T/2}^{t+T/2} x_0^2(\tau) d\tau} \quad (16)$$

с выбором оптимального, с точки зрения минимума смещения и случайной ошибки [6] периода осреднения.

Аналитические выражения переменного математического ожидания $m_X(t)$ и функции нестационарности $F(t)$ определяются разложением реализаций этих компонент в ряд Фурье

$$y(t) = A_0 + \sum_{i=1}^M r_i \sin(\omega_i t + \varphi_i), \quad i = 1, 2, \dots, M, \quad (17)$$

где A_0 — постоянный член; r_i , ω_i , φ_i — соответственно амплитуда, частота и фаза i -й гармоники; M — максимальный порядок аппроксимирующих гармоник.

Узкополосный случайный процесс $Z(t)$ определяется младшими моментами его распределения вероятностей, которые вычисляются с помощью эмпирического корреляционного и спектрального анализа.

Аналитическое выражение автоковариационной функции $R_z(\tau)$ получается в результате аппроксимации ее эмпирических значений суммой затухающих экспонентно-косинусных функций по методике, изложенной в [10]

$$R_z(\tau) \approx \sum_{\nu=1}^N C_\nu e^{-\alpha_\nu |\tau|} \cos \beta_\nu \tau, \quad (18)$$

где C_ν , α_ν , β_ν — параметры, подлежащие определению. Параметры C_ν , α_ν , β_ν вычисляются, исходя из условия минимума функции

$$F = \sum_{j=1}^n (R_j - \sum_{\nu=1}^N C_\nu e^{-\alpha_\nu |\tau_j|} \cos \beta_\nu \tau_j)^2. \quad (19)$$

Аналитическое выражение спектральной плотности $S_z(\omega)$ находится по аппроксимации $R_z(\tau)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. — Л.: Гидрометеиздат, 1974. — 262 с.
2. Фукс В. Р. Зоны энергоснабжения и крупномасштабной турбулентности в спектрах пульсаций температуры воды. — Известия ТИНРО, 1972, т. 85, с. 62—76.
3. Кучменко Л. С., 1972. Математическое моделирование речного стока. — Л.: Гидрометеиздат, 1972. — 190 с.
4. Ольшевский В. В. Априорная информация и математические модели. Методы представления и аппаратный анализ случайных процессов и полей. — III Всесоюзный симпозиум, секция II, 1970.
5. Григоркина Р. Г. Об изменчивости статистических характеристик температуры воды на поверхности и параметров термоклина в системе вод Кurosio. — Известия ТИНРО, 1973, т. 89.
6. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники, кн. I. — М.: Советское радио, 1966.
7. Бендат Д., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. — М.: Мир, 1974. — 463 с.
8. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения, т. 2. — М.: Мир, 1972. — 287 с.
9. Кушнир В. М., Андрющенко Е. Г. Нестационарные особенности короткопериодных внутренних гравитационных волн в океане. — Изв. АН СССР, ФАО, 1977, т. 13, № 11, с. 1219—1223.
10. Романенко А. Ф., Сергеев Г. А. Вопросы прикладного анализа случайных процессов. — М.: Советское радио, 1968. — 256 с.

УДК 551.465.1

И. П. КАРПОВА, Н. А. КУЗИНА (ЛГМИ)

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ПОКАЗАТЕЛЯ ОПТИМАЛЬНОСТИ КЛАССИФИКАЦИИ В ЗАДАЧАХ ВЫДЕЛЕНИЯ ВОДНЫХ МАСС

Задача классификации с помощью метода построения кратчайшего незамкнутого пути (КНП) фактически состоит из трех частей: поиска и выбора информативной системы признаков, построения КНП, оптимального разделения на классы. Решение первой части задачи обусловлено целью, с которой проводится классификация, и наличием необходимой информации. Вторая часть задачи — построение КНП — алгоритмизирована и реализуется на ЭВМ [2]. Данная работа представляет один из возможных путей алгоритмизации задачи нахождения показателя оптимальности классификации при использовании основных критериев, предложенных Н. Г. Загоруйко [1], т. е. содержит рассмотрение третьей части решения вышеуказанной классификационной задачи, которая достаточно трудоемка и ранее выполнялась вручную.

Любая классификация предполагает существование в рассматриваемом множестве так называемых компактных групп, т. е.

групп со сходными признаками. Построим кратчайший незамкнутый путь, соединяющий все точки множества, принимая в качестве расстояний между ними разности в значениях выбранных для классификации признаков, которые предварительно нормируются [2]. Поскольку задача решается в многомерном пространстве признаков, эти расстояния называются дугами. Точки в пределах каждой компактной группы должны быть соединены малыми дугами, так как различие в признаках невелики, а граничные дуги между группами должны быть максимальными. Возникает задача выбора порогового значения длины граничной дуги либо задания числа классов. И то и другое априори нам неизвестно. Это побудило к поискам такого формального критерия, который позволил бы численно оценить качество данной классификации по сравнению с другими. Иными словами решается задача на нахождение условного экстремума некоторой функции — показателя оптимальности классификации. При разделении исходного множества на компактные группы обычно используются следующие критерии [1, 2]: «удаленность» классов друг от друга (d); «близость» точек внутри классов (ρ); «одинаковость» структуры точек внутри класса (λ); «одинаковость» количества точек в классе (h). Н. Г. Загоруйко предложил использовать определенную зависимость между этими критериями [2], которая легла в основу нижеизложенного алгоритма.

Пусть D — множество точек (гидрологических станций, горизонтов, на которых выполнены наблюдения). Точки соединены дугами, которые характеризуют «расстояния» между ними в многомерном пространстве признаков.

Требуется разделить множество D на такое число компактных подмножеств (классов) k , чтобы

$$2 \leq k \leq Q + 1$$

и целевая функция (показатель оптимальности классификации $f(k)$)

$$f(k) = \ln \frac{d^a h^c}{(\varphi + \rho^m)(\psi + \lambda^b)} \rightarrow \max. \quad (1)$$

Здесь $Q + 1$ — задаваемое число классов, большее максимально возможного для данного множества (Q — число граничных дуг); $a, c, m, b, \varphi, \psi$ — эмпирические постоянные.

$$d = \frac{1}{k+1} \sum_{i=1}^k r_i;$$

$$h = k^h \prod_{l=1}^k \frac{h_l}{n};$$

$$\rho = \frac{1}{k} \sum_{l=1}^k \left(\sum_{i=1}^{h_l} r_i \right) / (h_l - 1); \quad \lambda = \frac{1}{k-1} \sum_{l=1}^{k-1} \frac{r_{\min}^{(l)}}{r_l},$$

где k — число компактных подмножеств; h_l — число элементов в l -ом подмножестве; n — число элементов; r_i — длина i -ой дуги ($i = \overline{1, n-1}$); r_{i_l} — длина максимальной i_l -й ($l = \overline{1, Q}$) дуги; $r_{\min}^{(l)}$ — длина минимальной из дуг, примыкающих к l -ой дуге.

На основании графа КНП строится матрица A , элементами которой являются i, a_i, b_i, r_i , где i — индекс дуги ($i = \overline{1, n-1}$); a_i — индекс точки, откуда выходит i -я дуга; b_i — индекс точки, куда входит i -я дуга; r_i — «расстояние» между a_i -й и b_i -й точками (или, что то же самое, длина i -ой дуги).

АЛГОРИТМЫ ВЫЧИСЛЕНИЯ $f(k)$

Шаг 1. Выбирается

$$r_{i_1} = \max_{1 \leq i \leq n-1} r_i.$$

Шаг 2. Проверяется, есть ли элемент $b_{i_1} = a_i$ ($i = \overline{1, n-1}$; $i \neq i_1$). Если таковой имеется, то строка $(i, a_i, b_{i_1}, r_{i_1})$ исключается из рассмотрения и определяется новое r_{i_1} , т. е. происходит возвращение к шагу 1.

В противном случае осуществляется переход к шагу 3.

Шаг 3. Формируется новая матрица максимальных граничных дуг $\bar{A}$, состоящая из Q строк

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} i_1 & a_{i_1} & b_{i_1} & r_{i_1} \\ i_2 & a_{i_2} & b_{i_2} & r_{i_2} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ i_q & a_{i_q} & b_{i_q} & r_{i_q} \\ i_Q & a_{i_Q} & b_{i_Q} & r_{i_Q} \end{pmatrix}.$$

Шаг 4. В матрице $\bar{A}$ сравнивается элемент a_{i_1} с элементами $b_{i_2}, b_{i_3}, \dots, b_{i_Q}$. Если элемент a_{i_1} совпадает хотя бы с одним из элементов b_{i_n} ($n = \overline{2, Q}$), то отбрасывается точка, лежащая между максимальными дугами. Образуется новое исходное множество и осуществляется переход к шагу 1.

В противном случае сравнивается элемент b_{i_1} с элементами $a_{i_2}, a_{i_3}, \dots, a_{i_Q}$. Если элемент b_{i_1} совпадает хотя бы с одним из элементов a_{i_s} ($s = \overline{2, Q}$), то отбрасывается точка, лежащая между максимальными дугами. Получается новое исходное множество и осуществляется переход к шагу 1. В случае несовпадения указанных элементов в матрице берется следующая строка i_2 и с ней повторяется шаг 4. После выполнения шага 4 для $(Q-1)$ строк матрицы $\bar{A}$ получается матрица $\tilde{A}$, в которой

$$a_{il} \neq b_{i_{l+p}} \quad (l = \overline{1, Q-1}, \quad p = \overline{1, Q-l}) \text{ и}$$

$$b_{i_r} \neq a_{i_{r+p}} \quad (r = \overline{1, Q-1}, \quad p = \overline{1, Q-r}).$$

Шаг 5. Для каждой строки i_l матрицы $\tilde{A}$ рассчитывается λ_l ($l = \overline{1, Q}$). Для этого берется строка i_l ($l = \overline{1, Q}$) и в матрице $\tilde{A}$ находятся строки, у которых $b_i = a_{i_l}$, $a_i = a_{i_l}$, $a_i = b_{i_l}$ и r_i является минимальным. Обозначается это «расстояние» через $r_{\min}^b$. Рассчитывается λ_l как

$$\lambda_{i_l} = r_{\min}^b / r_{i_l}.$$

Шаг 6. Производится ранжирование строк матрицы $\tilde{A}$ по возрастанию

$$\lambda_l \quad (l = \overline{1, Q}).$$

Шаг 7. Разбивается множество A на два подмножества (B и C). Деление осуществляется по строке, соответствующей λ_1 .

Шаг 8. Рассчитывается значение целевой функции $f_2(k)$, т. е. значение ее при делении множества A на два подмножества B и C .

Шаг 9. Делится на две части та из матриц B или C , в которой находится строка с λ_2 . Это осуществляется в соответствии с шагом 7.

Рассчитывается следующее значение целевой функции $f(k)_j$, где $j = 3, \dots, Q$.

Дальнейший процесс решения состоит в повторении шагов 7 и 8.

Каждый раз на две части делится та из матриц, в которой находится соответствующее λ_l ($l = \overline{3, Q}$).

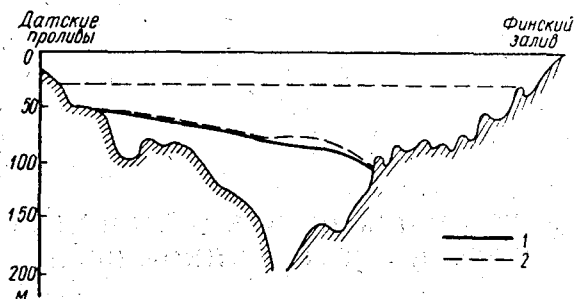
Шаг 10. Выбирается такое разделение множества точек на отдельные подмножества, при котором целевая функция

$$f^*(k) = \max_{2 \leq l \leq Q+1} f_{j_l}$$

Исходными данными для решения этой части задачи классификации являются номера расчетных точек и значения дуг их соединяющих (дуг КНП). Использование предлагаемого алгоритма рекомендуется для выделения водных масс (так как они, согласно определению, представляют собой «большие, соизмеримые с размерами океана (моря), объемы воды, длительное время сохраняющие относительную однородность основных физических, химических и биологических характеристик» [4], и поэтому не могут быть представлены только одной расчетной точкой) либо решения других подобных задач. Первоначальное разделение на классы производится с учетом максимальных дуг и структуры точек внутри класса. Окончательное решение задачи, т. е. нахождение такого разделения на классы, при котором показатель опти-

мальности классификации достигает максимума, свидетельствует о том, что это разделение при учете вышеуказанных четырех критериев (d , ρ , h , λ) является лучшим из ряда наиболее вероятных.

Применение метода КНП для выделения водных масс иллюстрирует рисунок. Расчет проведен для разреза, проходящего от восточной части Финского залива через центральную Балтику до Датских проливов по двум элементам (температура и соленость) для августа и февраля [5, 6]. Шаг по горизонтали 45 миль, шаг по вертикали 20 м, всего 92 расчетные точки. Эмпирические параметры a , c , m , b , ϕ , ψ приняты равными единице. Расчет реализован на ЭВМ М-220. Выделение водных масс после построения



Распределение водных масс Балтийского моря.

Указаны границы водных масс:

1 — в феврале; 2 — в августе

КНП выполнено по критерию $f(k)$, критерию N [2] и способу, предложенному В. М. Мирвис [3], который рекомендует считать максимальную дугу граничной, если ее длина больше суммы трех минимальных дуг в классе. Все три способа в данном случае дали одинаковые результаты, так как выделенные водные массы соизмеримы по объемам (по числу расчетных точек) и достаточно четко различаются по своим характеристикам.

В зимний период для Балтийского моря характерными являются две водные массы: придонная и поверхностная, охватывающая весь деятельный слой (см. рисунок), летом — три: придонная (в тех же примерно границах), поверхностная, аналогичная верхнему квазиоднородному слою, и переходная (промежуточная), соответствующая сезонному термоклин.

Таким образом, предложенный алгоритм позволяет избавиться от трудоемких вычислений показателя оптимальности классификации и с помощью математического моделирования провести исследование вида зависимости (1) и входящих в нее эмпирических констант при проведении классификации данным методом в любых областях науки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Загоруйко Н. Г. Методы распознавания и их применение. — М.: Советское радио, 1972. — 207 с.
2. Карпова И. П., Науменко М. А. О применении метода кратчайше-

- го незамкнутого пути для выделения водных масс. — Межведомственный сб., изд. ЛПИ, 1978, вып. 66, с. 61—71. (ЛГМИ).
3. Мирвис В. М. К вопросу об объективизации проведения границ в задачах прикладной классификации климатов. — Тр. ГГО, 1975, вып. 330, с. 156—170.
 4. Океанология. Термины и определения. ГОСТ 18451-73—ГОСТ 18458-73. — М.: Государственные стандарты СССР, 1973. — 61 с.
 5. Lenz W. Monastkarten der Temperatur der Ostsee. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift. Reihe B (4^o), Nz 11, Hamburg, 1971.
 6. Bock K — H. Monatskarten des Salzgehaltes der Ostsee. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift. Reihe V (4^o), Nz 12, Hamburg, 1971.

УДК 534.222.1

И. И. ВОЛКОВ (ЛГМИ)

КАУСТИКИ В УСЛОВИЯХ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ РЕФРАКЦИИ В СЛУЧАЕ МНОГОСЛОЙНОЙ СРЕДЫ

В настоящей работе развивается метод расчета поля на каустиках и вблизи них для случая неоднородной многослойной среды, каковой является в акустическом отношении морская среда. Теоретической основой метода служит теория каустических поверхностей, развитая Л. М. Бреховских для случая слоистых сред и позволяющая описывать поле на каустиках и вблизи них [1].

Выражение для поля сферической волны единичной амплитуды для случая неоднородной многослойной среды может быть записано, как и для случая неоднородной однослойной среды, в виде [1]

$$\psi = \left(\frac{\xi_{0p}}{2\pi r \beta_{0p}^2} \right)^{1/2} e^{i \frac{\pi}{4}} \int_{-\infty}^{+\infty} f_{\pm}^{\pm}(z, \xi) e^{i \xi r} d\xi, \quad (1)$$

где ψ — в акустическом случае звуковой потенциал; ξ и β — соответственно горизонтальная и вертикальная составляющие волнового вектора; r — горизонтальное расстояние; $f_{\pm}^{\pm}(z, \xi)$ — вертикальная составляющая фазы плоской волны, аналогом которой в случае однородной среды является член $e^{\pm i \beta z}$; z — вертикальная координата.

Наша дальнейшая задача заключается в получении выражений для функции $f(z, \xi)$ в случае многослойной среды и их дальнейшая трансформация с целью описания поля на каустиках.

Для приближенной линейной аппроксимации скорости звука по вертикали $n^2(z) \approx 1 \mp 2az$, где $n = C_0/C_z$, C_0 и C_z — скорость звука на горизонтах излучения и наблюдения соответственно;

$a = G/C_0$ — относительный градиент скорости звука, G — абсолютный градиент скорости звука.

Для вертикальной составляющей плоской волны единичной амплитуды, в случае единичного слоя, волновое решение, преобразованное в решение геометрической оптики, имеет вид

$$Z_j^\pm = \frac{\zeta_{j-1}^{1/4}}{\zeta_j^{1/4}} [e^{\pm i(\omega_{(j-1)j} - \omega_{jj})}]. \quad (2)$$

Здесь

$$\omega_{(j-1)j} = \frac{1}{3} \frac{K_{j-1}}{a_j} \zeta_{j-1}^{3/2}; \quad \zeta_{j-1} = \sin^2 \alpha_{j-1} \mp 2a_j(z_j - z_{j-1});$$

α — угол скольжения луча.

В уравнении (2) и ниже при ω приняты двойные индексы, причем первой арабской цифрой обозначается горизонт, а второй — номер слоя, в пределах которого учитывается набег фазы по лучу.

Для случая неоднородной многослойной среды, предполагая выполнение граничных условий на границах слоев, выражение (2) может быть записано в виде

$$f_k^\pm(z, \xi) = Z_1^\pm Z_2^\pm \dots Z_k^\pm = \frac{\zeta_{0p}^{1/4}}{\zeta_{z,k}^{1/4}} [e^{\pm i \sum_{j=1}^k (\omega_{(j-1)j} - \omega_{jj})}], \quad (3)$$

где индексы при ζ , p и k обозначают номер слоя излучения и наблюдения.

Запишем функцию $f^\pm(z, \xi)$, как и для случая однослойной среды, в общем виде [1]

$$f_k^\pm(z, \xi) = \frac{\zeta_{0p}^{1/4}}{\zeta_{z,k}^{1/4}} e^{iW_{z,k}}. \quad (4)$$

Подстановка (4) в (1) и интегрирование методом перевала приводят к формуле, полученной в [1], для расчета относительной интенсивности звука на каустике и вблизи нее для случая однослойной среды, которая будет справедлива и для случая неоднородной многослойной среды при соответствующей подстановке третьей производной фазы W''' . В принятой нами индексации эта формула запишется в виде

$$F_{0k} = \left| \frac{\psi_k}{\psi_0} \right|^2 = 2^{5/3} \frac{r}{k_{0p} \sin \alpha_{0p} \operatorname{tg} \alpha_{z,q}} (W_k''') v^2(t), \quad (5)$$

где F_{0k} — относительная интенсивность звука в окрестности каустики; $W_k = W_r + W_{z,k} = \xi r + W_{z,k}$ — фаза волны; $v(t)$ — функция Эйри.

Дифференцируя фазу W трижды по ξ и подставляя результат в (5), получим формулу для расчета относительной интенсивности звука на каустике F_k , когда функция Эйри $v(0) = 0,62927$, для случая многослойной среды

$$F_k = \left| \frac{\psi}{\psi_0} \right|^2 = 2,31771 \frac{r}{\sin \alpha_{0p} \operatorname{tg} \alpha_{z,k}} C_{0p}^{-1} G_p^{2/3} f^{1/3} [T_k(\alpha_{0p})]^{-2/3}, \quad (6)$$

где f — частота в Гц; $T_k(\alpha_{0p}) = N_j t_{0k}(\alpha_{0p}) \mp t_p(\alpha_{0p}) \pm t_q(\alpha_{0p})$; N — число пространственных периодов луча.

Функция $t_{0k}(\alpha_{0p})$ определяется выражением

$$t_{0k}(\alpha_{0p}) = 2 \left\{ \sum_{j=1}^{k-1} \frac{G_p}{G_j} \left(\frac{\cos \alpha_{j-1}}{\cos \alpha_{0p}} \right)^3 [(3 \operatorname{ctg} \alpha_{j-1} + \operatorname{ctg}^3 \alpha_{j-1}) - \right. \\ \left. - (3 \operatorname{ctg} \alpha_j + \operatorname{ctg}^3 \alpha_j)] + \frac{G_p}{G_k} \left(\frac{\cos \alpha_{k-1}}{\cos \alpha_{0p}} \right)^3 (3 \operatorname{ctg} \alpha_{k-1} + \operatorname{ctg}^3 \alpha_{k-1}) \right\}, \quad (7)$$

а функции t_p и t_q определяются выражениями аналогичными (7).

Значения F_{0k} удобно рассчитывать по формуле $F_{0k} = F_k \times \times v^2(t)/v^2(0)$. Расстояние от каустики в функции аргумента t функции Эйри $v(t)$ найдется по формуле

$$\Delta r = \pm \frac{1}{4,2905} t C_{0p} G_p^{-1/3} f^{-2/3} [T_k(\alpha_{0p})]^{1/3}. \quad (8)$$

Горизонтальные координаты точек касания заданных лучей с каустиками находятся из условия $(W''')_{\xi_{0p}} = r'(z, \xi)_{\xi_{0p}} + (W''_{z,k})_{\xi_{0p}} = 0$, что равносильно условию $(r')_{\alpha_{0p}} = 0$, а вертикальные координаты по формуле

$$Z_{z,q} = Z_{q-1} + \frac{C_{q-1}}{G_q} \frac{(\cos \alpha_{z,q} - \cos \alpha_{q-1})}{\cos \alpha_{q-1}}. \quad (9)$$

При расчете ветвей каустик и поля на каустике и в ее окрестности для случая неоднородной многослойной среды с положительными градиентами скорости звука была принята четырехслойная модель вертикального распределения скорости звука, изображенная на рис. 1, а, где $C_0 = 1440,7$ м/с, $G_1 = G_3 = 0,0172$ с⁻¹, что соответствует изотермии, $G_2 = G_4 = 0,086$ с⁻¹. Толщина слоев I, II, III, IV — 100 м, 200 м, 200 м и 300 м соответственно. Лучевая картина для заданного профиля скорости звука изображена на рис. 1, б, где показаны лучи, испытывающие полное внутреннее отражение на границах слоев. Будем называть лучи, испытывающие полное внутреннее отражение в первом, втором и т. д. слоях, лучами первой, второй и т. д. подгруппы. В работе [2] нами было показано, что для случая двухслойной среды с положительными G при $G_2 > G_1$ лучи, отражающиеся во втором слое, подразделяются на два семейства лучей, при этом лучи первого семейства имеют отрицательную производную $(dr/d\alpha)_{\alpha_{01}}$ и формируют каустики на восходящих ветвях лучей, в отличие от лучей второго семейства, формирующих каустики на нисходящих ветвях лучей. В рассматриваемом случае (рис. 1, а) $G_2 > G_1$ и $G_4 > G_3$. Поэтому лучи второй и четвертой подгрупп подразделяются на два

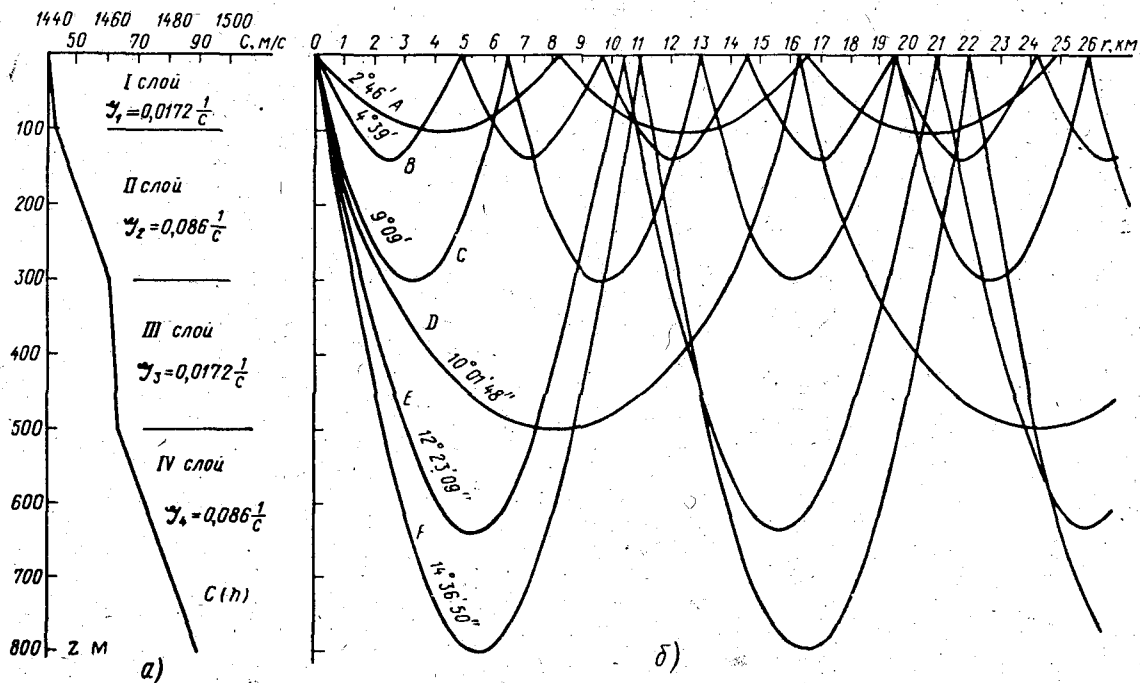


Рис. 1. Четырехслойная среда в условиях положительной рефракции:
 а — вертикальное распределение скорости звука; б — лучевая картина

семейства лучей. Граничными лучами между первым и вторым семействами лучей на рис. 1, б являются лучи B и E . Ветви каустик, рассчитанные для случая, изображенного на рис. 1, а, когда точка излучения находится на поверхности ($z_{0p} = z_{01} = z_0 = 0$), для 10 циклов отражения, изображены на рис. 2 и 3. На рис. 2 изображены ветви каустик, формируемые лучами первой, второй и третьей подгрупп. Лучи первой подгруппы формируют каустики только на нисходящих ветвях лучей в пределах первого слоя. Так как $G_2 > G_1$, лучи второй подгруппы состоят из двух семейств лучей. Лучи первого семейства (на рис. 1, б лучи AB) формируют каустики на восходящих ветвях. Ветви указанных каустик стелятся вблизи границы I, II и затем переходят в первый слой, доходя до поверхности. Лучи второго семейства второй подгруппы (на рис. 1, б лучи BC) формируют каустики на нисходящих ветвях лучей. Ветви этих каустик идут от поверхности до нижней границы второго слоя. Так как $G_3 < G_2$, лучи третьей подгруппы формируют каустики только на нисходящих ветвях лучей. При этом ветви каустик формируются только в пределах третьего слоя.

Поскольку $G_4 > G_3$, лучи четвертой подгруппы состоят также из двух семейств лучей. Ветви каустик, формируемые лучами четвертой подгруппы, изображены на рис. 3, б. Первое семейство лучей четвертой подгруппы (на рис. 1, б лучи DE) формирует каустики на восходящих ветвях лучей. Ветви указанных каустик вначале стелятся вблизи границы III, IV, затем идут вверх через третий, второй и первый слои, доходя до поверхности. Начиная с пятого цикла отражения лучей, эти ветви образуют петли. Второе семейство лучей четвертой подгруппы (на рис. 1, б лучи EF) формирует каустики на нисходящих ветвях лучей. Ветви этих каустик идут от поверхности через первый, второй и третий слои до нижней границы четвертого слоя.

На рис. 2 и 3 пунктирные и штрих-пунктирные линии в точках пересечения с ветвями каустик указывают для заданных начальных углов скольжения лучей α_{01} рассчитанные координаты ветвей каустик. Рядом с рассчитанными координатами ветвей каустик на рис. 2 и 3 проставлены рассчитанные по формуле (6) значения F_k для частоты 1 кГц. Из рис. 2 видно, что значения F_k для второй подгруппы лучей, формирующих каустики на нисходящих ветвях лучей, с увеличением α_{01} во втором слое вначале уменьшаются, а затем увеличиваются, колеблясь от 9 до 28. Значения F_k для третьей подгруппы каустик наименьшие, увеличиваясь с увеличением α_{01} от 0,5 до 4. Наибольших значений F_k достигает в четвертой подгруппе лучей на ветвях каустик, которые образуют петли. Здесь F_k от 1,92 в начале ветви увеличивается в петле при $N = 6$ до $F_k = 220$.

Для всех значений F_k были также рассчитаны значения относительной интенсивности звука в окрестности каустики $F_{ок}$ в функции расстояния для шести фокальных колец. Значения $F_{ок}$ для

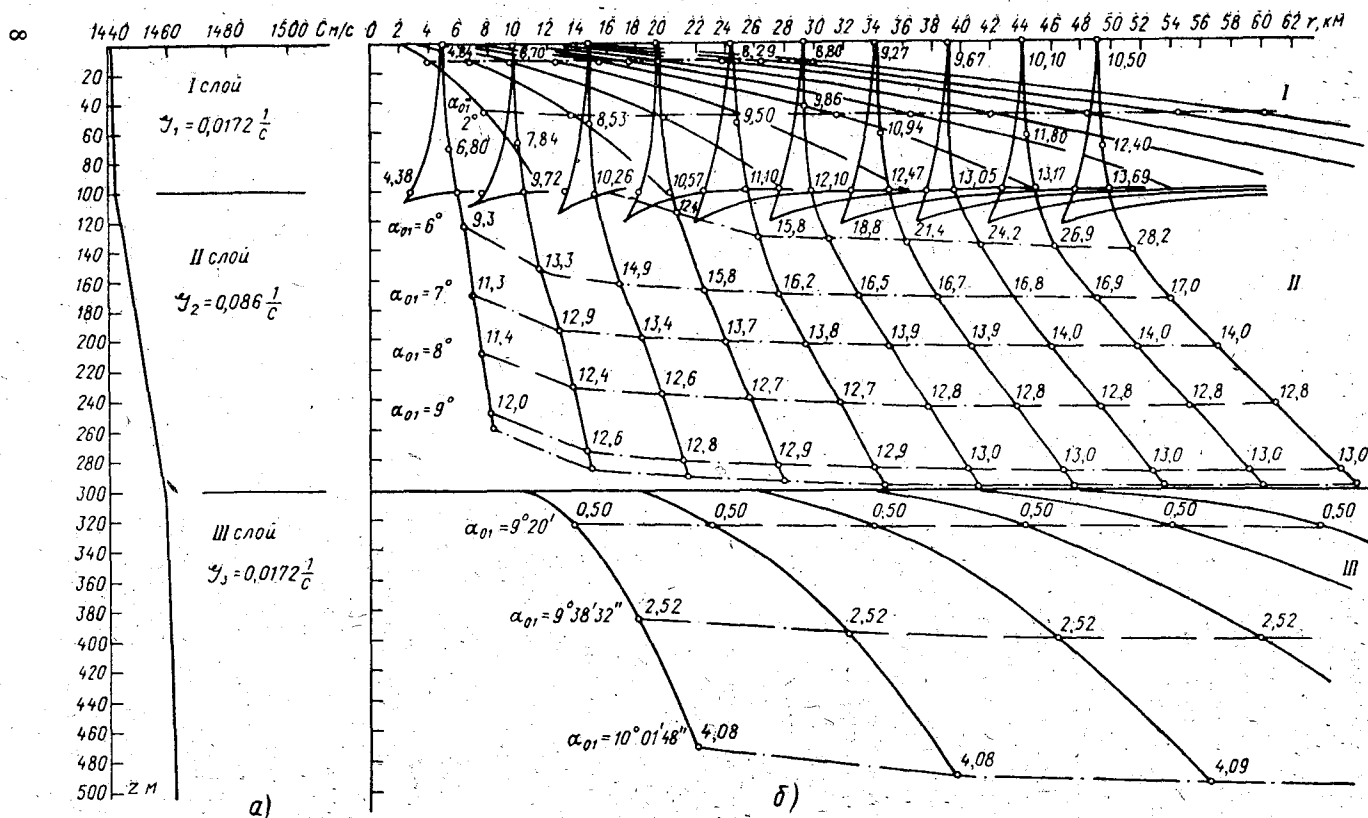


Рис. 2. Ветви каустик, формируемых лучами I, II и III подгрупп.

граничного луча третьей подгруппы лучей, испытывающего полное внутреннее отражение на глубине $z_{\text{макс}} = 500$ м для $N = 1, 5, 10$ изображены на рис. 4, а, а для луча четвертой подгруппы с $z_{\text{макс}} = 510$ м для $N = 0, 5, 10$ — на рис. 4, б. Из рис. 4 видно, что значения $F_{0к}$ в максимумах первых фокальных пятен невелики и равны 9 на рис. 4, а и $6,5 \div 4,5$ — на рис. 4, б. Ширина первого фокального кольца на первом цикле отражения $\Delta r_1 = 1$ км. На рис. 5 изображены значения $F_{0к}$ для луча из четвертой подгруппы с $z_{\text{макс}} = 600$ м для $N = 0, 2, 4, 6, 8, 10$. Здесь в первом максимуме при $N = 6$ при $F_k = 220$ значение $F_{0к} = 500$ при ширине первого фокального пятна $\Delta r_1 = 0,2$ км.

Из выше изложенного следует, что если при монотонном увеличении скорости звука с глубиной градиент скорости звука увеличивается, то лучи, испытывающие полное внутреннее отражение в этом слое, подразделяются на два семейства лучей. При этом лучи первого семейства формируют каустики на восходящих, а второго — на нисходящих ветвях. Увеличение градиента скорости звука по глубине в свою очередь обусловлено увеличением градиентов температуры или солености. Последнее обстоятельство и характеризует влияние океанологи-

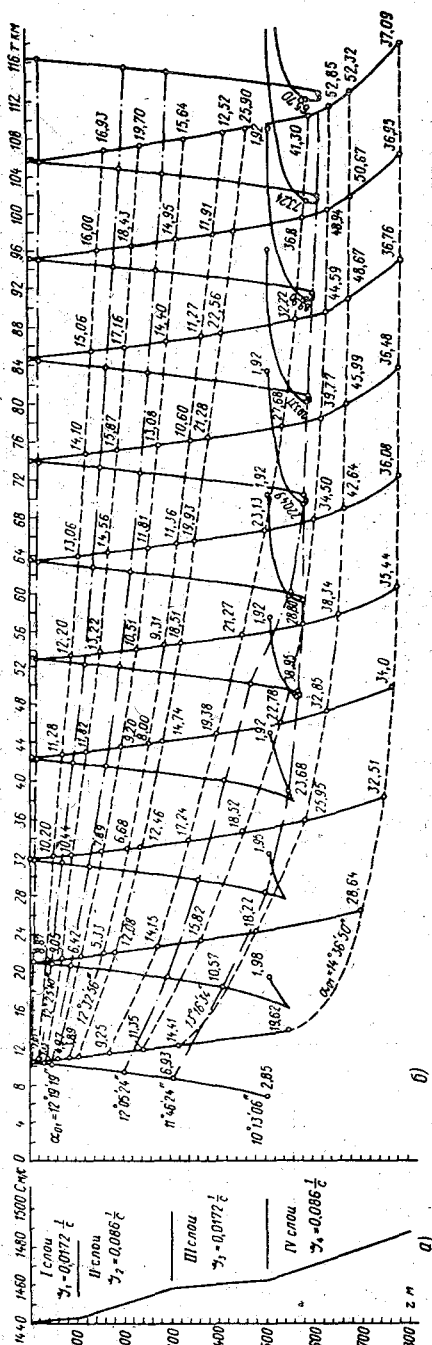


Рис. 3. Ветви каустик, формируемых лучами IV подгруппы

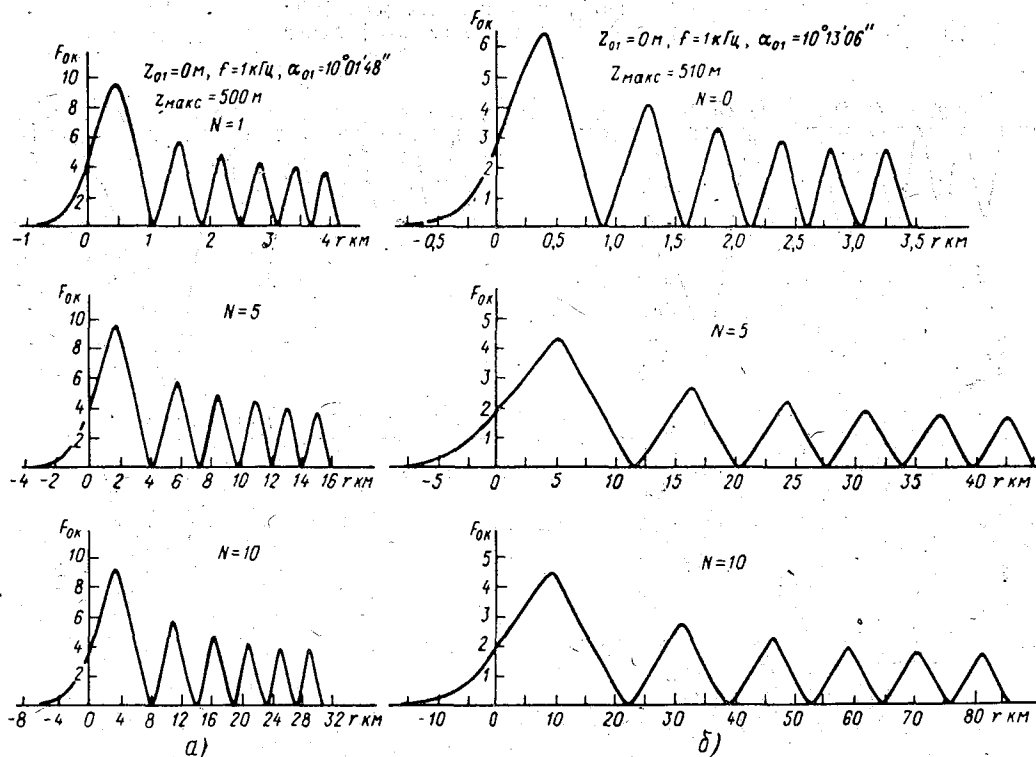


Рис. 4. Значения F_{0k} для шести фокальных колец:
 а — для граничного луча III подгруппы, испытывающего полное внутреннее отражение на глубине $z_{\text{макс}} = 500 \text{ м}$ при N , равном 1, 5, 10; б — для луча IV подгруппы, испытывающего полное внутреннее отражение в начале IV слоя на глубине $z_{\text{макс}} = 510 \text{ м}$, при N , равном 0, 5, 10

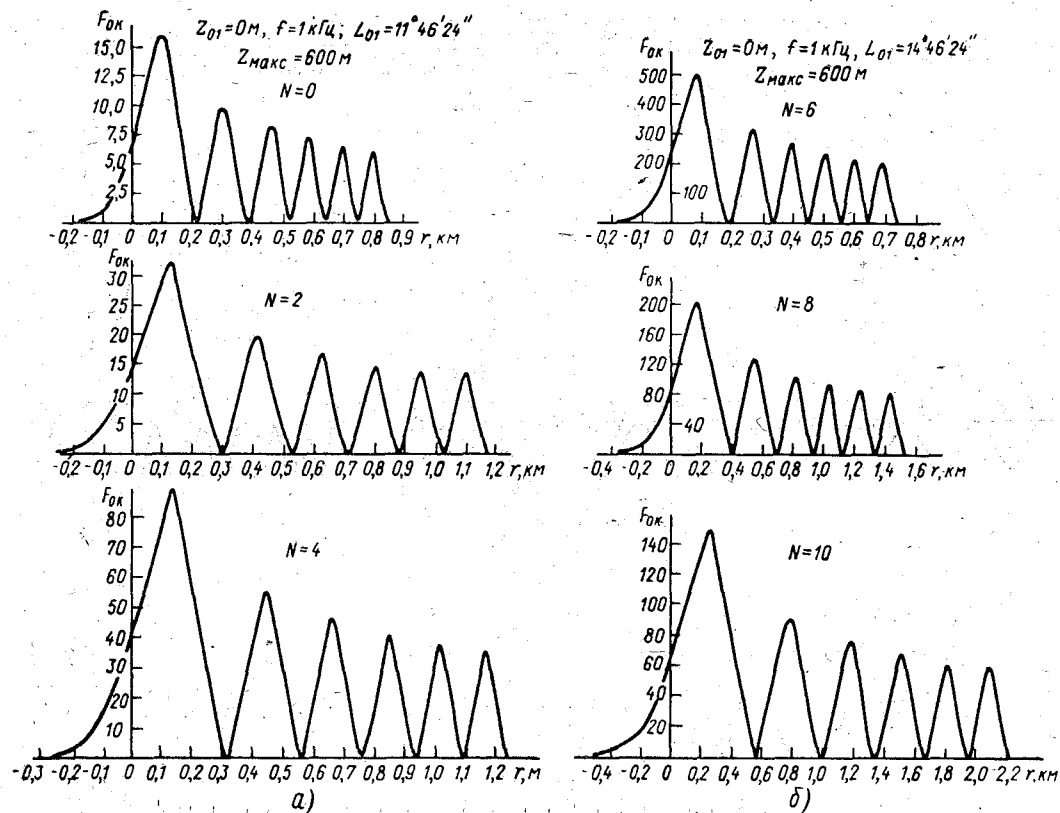


Рис. 5. Значения F_{0k} для шести фокальных колец для луча IV подгруппы, испытывающего полное внутреннее отражение на глубине $Z_{\max} = 600$ м:
 а — при N , равном 0, 2, 4; б — при N , равном 6, 8, 10

ческих условий на формирование каустик при монотонном увеличении скорости звука с глубиной. На горизонтах, где вертикальный градиент температуры, а иногда и солености, увеличивается с глубиной, при распространении звука будут формироваться каустические поверхности с повышенной концентрацией звуковой энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. — М.: Изд-во АН СССР, 1957.
2. Волков И. И. Каустики при положительной рефракции в случае двухслойной среды. — Акуст. ж., 1973, 19, вып. 4, с. 505—511.

УДК 551.466.82

В. А. БУБЛИК, В. П. КОРОВИН (ЛГМИ)

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В последнее время в океанологической практике нашли широкое применение дистанционные методы исследования океана в широком диапазоне длин волн. При разработке дистанционных методов, используемых в океанологии, большое значение имеет как конструирование современной аппаратуры для изучения океана с различного типа носителей, так и разработка методики производства наблюдений и исследование зависимостей характеристик поля уходящего от водной поверхности излучения от различных гидрофизических параметров, т. е. решение так называемых обратных задач спутниковой или авиационной океанологии.

В настоящей работе и приведены результаты разработок аппаратуры и проведенных исследований спектральной яркости поля уходящего от водной поверхности излучения в видимой области спектра электромагнитных колебаний в натуральных условиях с борта нис ЛГМИ «Нерей», а также сделана попытка выявить зависимость спектральной яркости морской поверхности от оптических свойств воды.

Для выполнения лабораторных и натурных измерений спектрополяризационных отражательных характеристик водной поверхности в диапазоне длин волн 400—760 нм с различного типа носителей в ЛГМИ был разработан спектрополяриметр СП-3.

Оптическая схема прибора приведена на рис. 1. Входной зеркально-линзовый объектив дает изображение фотометрируемого участка морской поверхности в фокальной плоскости, в которой

расположена полевая диафрагма. Излучение, прошедшее через диафрагму, непрерывно вращающийся поляроид и через сменный интерференционный фильтр, поступает на фотокатод ФЭУ-68.

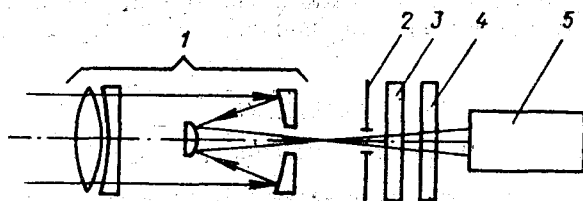


Рис. 1. Оптическая схема спектрополяриметра СП-3:
1 — входной объектив; 2 — полевая диафрагма; 3 — поляроид;
4 — интерференционный фильтр; 5 — фотоэлектронный умножитель

Для выделения узких участков спектра в приборе использованы следующие интерференционные фильтры, характеристики которых приведены в таблице

Эксплуатационные характеристики интерференционных фильтров, используемых в СП-3

№ фильтра	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Длина волны, нм	400	436	475	482	492	535	546	551	616	625	700
Полуширина спектрального интервала	5,0	6,5	6,5	4,0	5,0	4,5	6,5	4,5	5,0	5,0	7,0
Пропускание	24	25	26	27	25	23	17	21	22	13	9

Фотоумножитель преобразует световой сигнал в электрический, который на выходе ФЭУ имеет вид

$$i_a(\lambda) = \frac{1}{2} \tau(\lambda) \gamma_a(\lambda) [\Phi_{\text{полн}}(\lambda) + \Phi_{\text{поляри}}(\lambda) \cos 2(\omega t + \alpha)], \quad (1)$$

где $i_a(\lambda)$ — анодный ток фотоумножителя; $\tau(\lambda)$ — пропускание оптической системы; $\gamma_a(\lambda)$ — анодная чувствительность фотоумножителя; $\Phi_{\text{полн}}(\lambda)$ — полный поток исследуемого излучения; $\Phi_{\text{поляри}}(\lambda)$ — поляризованная часть исследуемого излучения; $\cos 2(\omega t + \alpha)$ — угловая частота вращения поляроида.

Сигнал, вырабатываемый ФЭУ, поступает на усилитель постоянного тока (УПТ), затем на быстродействующий самописец типа Н-327/1 (рис. 2). Общий вид прибора приведен на рис. 3.

Калибровка спектрополяриметра производится по фотометрической лампе СМ-8. В полевых условиях используется специально разработанный бортовой калибратор. Он содержит шесть ламп накаливания СМ-13, питающихся от стабилизированного источника напряжения.

Натурные испытания СП-3 в судовом варианте проводились

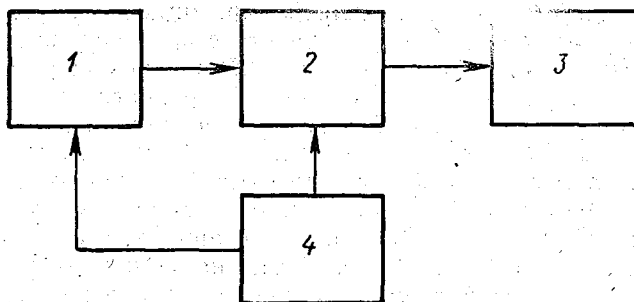


Рис. 2. Блок-схема прибора СП-3:
 1 — фотоэлектронный умножитель; 2 — усилитель постоянного тока;
 3 — регистратор Н-327/1; 4 — блок питания

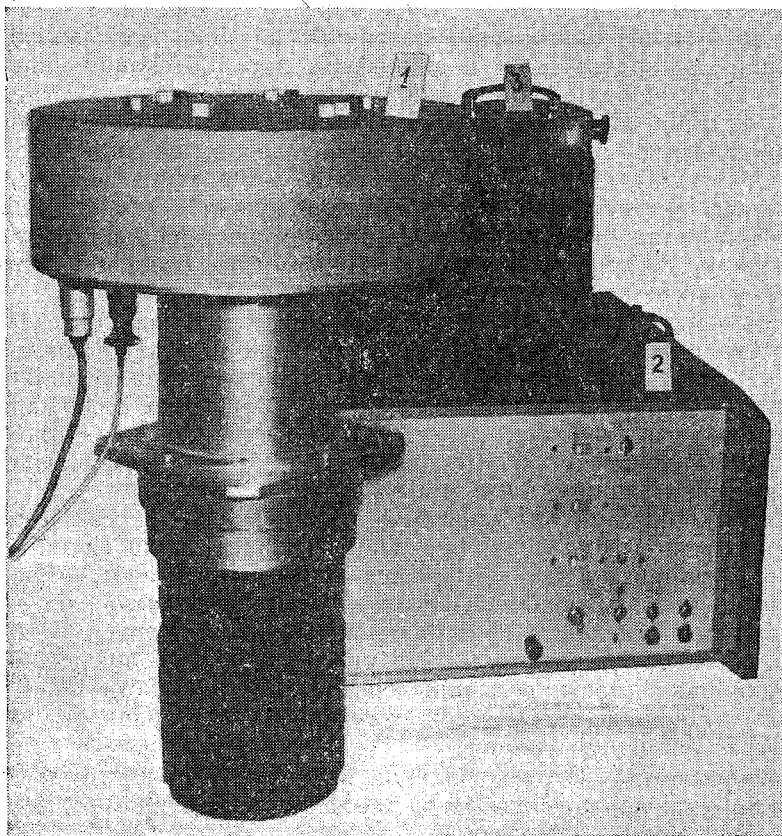


Рис. 3. Общий вид спектрополяриметра СП-3:
 1 — оптическая система; 2 — блок преобразования и регистрации; 3 — оптический калибратор

в 11-м рейсе нис ЛГМИ «Нерей». Целью испытаний было отработка методик измерения спектрополяризационных отражательных характеристик морской поверхности с борта судна и исследование влияния гидрофизических условий на спектральные характеристики поля уходящего от водной поверхности излучения.

Исследования проводились в Атлантическом океане и Средиземном море в районах с различными гидрофизическими характеристиками. Основное внимание было уделено районам с максимальным диапазоном изменения прозрачности морской воды. Испытания проводились на различных станциях, где прозрачность колебалась от 5 до 30 м. Как известно, на спектральную яркость морской поверхности большое влияние оказывают: состояние поверхности моря, облачность и зенитное расстояние Солнца. Поэтому все измерения проводились при волнении до 3-х баллов, безоблачном небе и зенитном расстоянии Солнца от 30 до 40°. Измерения проводились в носовой части судна, причем СП-3 крепился на конце выносной штанги, вынос которой равнялся 4 м, а расстояние от поверхности воды до прибора — 5 м, что исключало влияние завихрений воды и атмосферы при обтекании корпуса судна на результаты измерений. Углы визирования составляли 0, 15, 30 и 45°. Наиболее оптимальным условием спектрополяризационной съемки является съемка при угле визирования 45°. При съемке в надир и углах визирования 15 и 30° существенную погрешность вносит фактор засветки, т. е. влияние солнечных бликов. При углах съемки, близких к углу Блюстера, наблюдались максимумы спектральной яркости. Поэтому все основные исследования производились при угле визирования 45°.

Для каждого фиксированного момента наблюдений съемка осуществлялась в видимой области спектра для длин волн: 400, 436, 475, 482, 492, 535 и 551 нм. Синхронно со спектрополяризационными измерениями производились наблюдения над гидрофизическими (температура, соленость, волнение, условная прозрачность и цвет морской воды) характеристиками с помощью стандартных океанографических приборов.

Анализ результатов измерений спектральной яркости морской поверхности, выполненных при зенитном расстоянии Солнца 45°, в штилевую погоду, при практически безоблачном небе, позволяет для исследованных районов сделать некоторые заключения о характере распределения спектральной яркости в зависимости от величины прозрачности воды. На рис. 4, например, представлены графики зависимости величины спектральной яркости поля уходящего от водной поверхности излучения от прозрачности воды для трех различных районов.

Как известно [2], спектральная яркость поверхности моря зависит от величин поглощения и рассеяния назад прямого солнечного излучения морской водой

$$r = \rho \frac{T' T''}{p^2}, \quad (2)$$

где r — коэффициент спектральной яркости; ρ — коэффициент диффузного отражения; T' и T'' — коэффициенты пропускания границ раздела для излучения, идущего из воздуха в воду и обратно; n — показатель преломления.

А учитывая, что

$$\rho = \frac{1}{2} \frac{\psi}{\kappa + \psi} = K_p \frac{\psi}{\kappa}, \quad (3)$$

где ψ , κ — показатели рассеяния назад и поглощения, K_p — коэффициент пропорциональности, и, что коэффициенты пропускания и показатель преломления поверхности моря (границы раз-

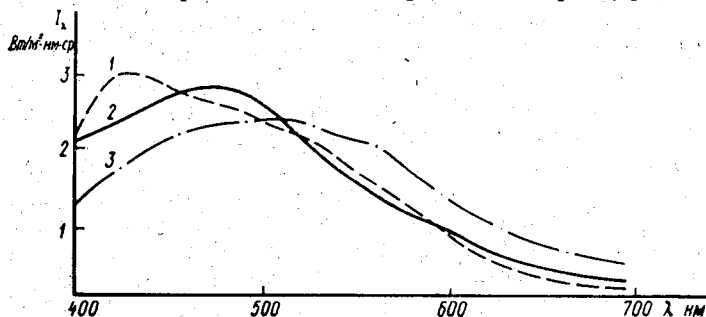


Рис. 4. Спектральная яркость морской поверхности при различной прозрачности:

1 — прозрачность 5 м; 2 — прозрачность 15 м; 3 — прозрачность 30 м

дела) мало зависят от оптических свойств самой толщи морской воды, получим

$$r = K_r \frac{\psi}{\kappa}, \quad (4)$$

где K_r — коэффициент пропорциональности.

Подобные рассуждения помогают сделать выводы о зависимости спектральной яркости морской поверхности от прозрачности воды. Район с малой прозрачностью ($\theta = 5$ м) располагался в прибрежном районе африканского шельфа, где наблюдалось большое количество взвешенных частиц, на которых очень велико рассеяние, поэтому рассеянием света на молекулах воды здесь можно пренебречь. Учитывая, что основную часть взвеси составляли крупные частицы, обладающие неселективным рассеянием, спектральное распределение величины $\bar{\psi}/\kappa$ в этом районе определяет показатель поглощения κ . Известно, что рассеяние и общее ослабление света крупной взвесью, а также поглощение света ею в видимом диапазоне неселективно. Максимум поглощения молекулами воды находится в длинноволновой части спектра видимого диапазона, а максимум поглощения растворенного органического «желтого вещества», в избытке содержащегося в прибрежных водах, так же как и очень мелкой взвеси находится

в коротковолновой части спектра, поэтому, очевидно, величина ψ/κ в водах с малой прозрачностью уменьшается в синей и красной областях спектра, а увеличивается в зеленой области.

Кривая спектральной яркости, полученная в районе с высокой прозрачностью ($\theta = 30$ м) позволяет сделать вывод, что отношение ψ/κ увеличивается с уменьшением длины волны. Это происходит потому, что концентрация взвешенных частиц здесь ничтожно мала, и они состоят в основном из очень мелких частиц, которые, так же как и молекулы воды, характеризуются селективным рассеянием света с максимумом в коротковолновой области. Поглощение света молекулами воды возрастает в длинноволновой части спектра, а поглощение «желтым веществом» и мелкой взвесью, концентрация которых в этих районах невелика, увеличивается в синем участке. Поэтому максимум показателя поглощения в коротковолновом участке спектра здесь не наблюдается.

Результаты натурных испытаний спектрополяриметра СП-3 показывают на надежность выбранной оптической схемы устройства и на возможность использования этого прибора в экспедиционных исследованиях на научно-исследовательских судах.

Результаты полученных измерений хорошо соответствуют данным лабораторных исследований, изложенных в работе [1], т. е., что зависимость спектральной яркости поля уходящего от водной поверхности излучения от прозрачности воды селективна по спектру в видимом диапазоне электромагнитных колебаний волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Завьялов В. Ф., Коровин В. П. К вопросу о влиянии гидрофизических параметров на спектр отраженного от водной поверхности излучения. — В сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1980, вып. 71 (ЛГМИ), с. 128—134.
2. Халемский Э. Н. Спектральное распределение коэффициента яркости моря в водах с разными оптическими свойствами. — В сб.: Оптика океана и атмосферы. — Л.: Наука, 1972, с. 187—192.

УДК 551.46.071

С. Н. БУРЫКИН, Г. В. РУДНЕВ (ЛГМИ)

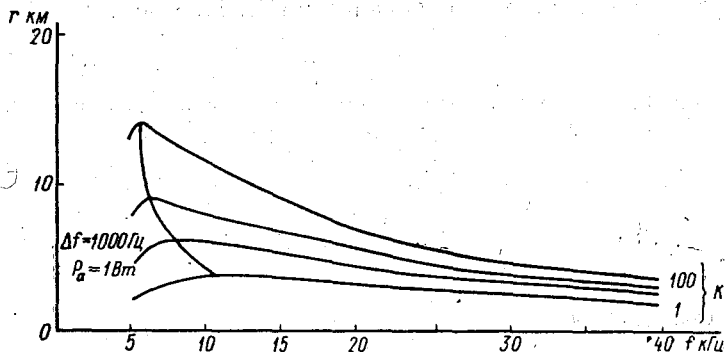
НАПРАВЛЕННОСТЬ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ АНТЕНН И ДАЛЬНОСТЬ ДЕЙСТВИЯ ТЕЛЕМЕТРИЧЕСКОГО КАНАЛА

Задачей исследования был анализ уравнения дальности

$$P_c = \left[\frac{P_a k_{pc} \cdot 10^7 \cdot 10^{-0.13r}}{4\pi r^2 \cdot 10^{10}} \right]^{0.5}, \quad (1)$$

где p_c — давление сигнала в точке приема; P_a — акустическая мощность излучателя; k — коэффициент концентрации излучателя; β — коэффициент пространственного затухания и r — дальность связи.

Ранее [1] уже проводилось исследование подобной многофакторной системы с регулируемыми факторами — частотой канала, полосой пропускания, акустической мощностью излучателя, отношением сигнал/помеха, моделью помех. В данной работе в рассмотрение принимался еще один фактор — направленность излучателя.



Поведение системы при $\Delta f = 1000$ Гц, $P_a = 1$ Вт, $k = 1 \div 100$

Уравнение (1) преобразуется в виду, удобному для анализа

$$r^2 \cdot 10^{0,1\beta r} = A, \quad (2)$$

из которого нетрудно получить

$$r \cdot \exp \left[\frac{0,05 \cdot \beta r}{0,4343} \right] = A^{0,5}. \quad (3)$$

Сомножитель $\exp \left[\frac{0,05 \cdot \beta r}{0,4343} \right]$ может быть разложен в ряд $e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2!} + \dots + \frac{x^n}{n!}$. Ограничиваясь первыми тремя членами, получаем кубическое уравнение, для анализа которого воспользуемся решением Кардано. Дальность действия является корнем неполного кубического уравнения

$$r^3 + \frac{17,4}{\beta} r^2 + \frac{150,8}{\beta^2} r - \frac{150,8}{\beta^2} A^{0,5} = 0.$$

С увеличением направленности растет погрешность в определении дальности r , возникающая при упрощении промежуточных выкладок, поэтому в окончательное расчетное уравнение вводилась дополнительная поправка Δr , равная

$$\Delta r = - \left[0,02 \frac{kf}{\Delta f} \right]^{0,5}.$$

Полученная многофакторная система исследовалась в факторном пространстве с координатами: по частоте — $5 \div 40$ кГц; по полосе пропускания — $100 \div 3000$ Гц; коэффициенту концентрации — $1 \div 100$; модель помехи соответствует кривой Кнудсена для волнения 3 балла при отношении сигнал/помеха равном 10 (по давлению). Рисунок иллюстрирует частный случай поведения системы при $\Delta f = 1000$ Гц, $P_a = 1$ Вт и изменении k в пределах $1 \div 100$. С увеличением направленности наблюдается смещение $f_{\text{опт}}$ в область низких частот и этот эффект справедлив для данной локальной области исследования.

Работа выполнена под руководством Е. И. Чверткина.

ЛИТЕРАТУРА

Чверткин Е. И. Гидроакустическая телеметрия в океанологии. — Л.: Изд. ЛГУ, 1978. — 149 с.

УДК 551.463 + 551.466

В. В. ОГОРОДНИКОВ

ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТЕМПЕРАТУРЫ МОРСКОЙ ВОДЫ ПО ВЕРОЯТНОСТНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ ВОЛНЕНИЯ

В работе [3] была теоретически исследована связь между вероятностными характеристиками волнения и температуры воды и предложен способ расчета корреляционной функции (а, следовательно, и спектра) температуры воды на различных глубинах при известных корреляционной функции волнения и среднем вертикальном градиенте температуры воды.

Приводимые ниже экспериментальные данные получены путем обработки результатов непрерывных регистраций температуры воды на различных глубинах и ординат волнового профиля, выполненных в различных районах Атлантического океана. Регистрация температуры воды производилась с помощью термокосы, постоянная времени датчиков которой была равна $\theta \approx 1$ с. С целью уменьшения влияния корпуса судна датчики температуры были удалены от него на расстояние не менее 8 м. Регистрация ординат волнового профиля производилась с помощью струнного волнографа. При подготовке данных непрерывных регистраций рассматриваемых элементов для их обработки на ЭВМ длина рядов выбиралась равной 300 значений, снимавшихся с дискретностью $\Delta t = 1$ с.

В соответствии с принятыми допущениями о стационарности полученные реализации температуры воды и ординат волнового профиля использовались для вычисления оценок следующих вероятностных характеристик по формулам [4]:

$$\tilde{m} = \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt,$$

$$\tilde{R}(\tau) = \frac{1}{T-\tau} \int_0^{T-\tau} g(t+\tau)g(t)dt,$$

где $\tilde{m}$ — оценка математического ожидания реализации $x(t)$, аргумент t — время; $g(t) = x(t) - \tilde{m}$ — центрированная реализация; $\tilde{R}$ — оценка корреляционной функции; τ — разность моментов времени; T — длительность реализации.

При расчетах на ЭВМ приводимые выше интегралы заменялись соответствующими суммами.

Оценка влияния инерционности датчиков температуры воды и дискретизации непрерывных измерений на исследуемые характеристики производилась по формуле [1]

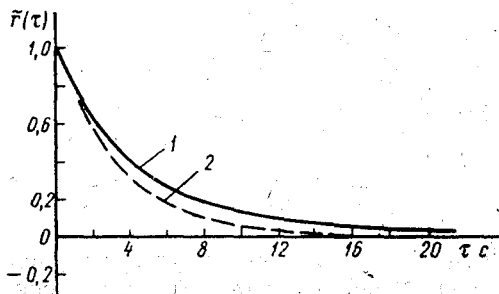


Рис. 1

$$\tilde{S}(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \left(2n\frac{\pi}{\Delta t} + \omega\right)^2} S\left(2n\frac{\pi}{\Delta t} + \omega\right), \quad (1)$$

где $\tilde{S}(\omega)$ — оценка спектра результатов измерений температуры воды с учетом инерционности датчика и дискретизации непрерывных измерений.

При этом считалось, что полученные волнограммы дают адекватное представление о фактических свойствах регистрируемого волнения [2].

Как показали результаты расчетов по формуле (1), основной вклад в изменение оценки спектра (относительно «истинного» спектра) температуры воды вносит величина инерционности датчиков. Причем вклад в изменение спектра за счет дискретизации (при данном интервале дискретности съема информации) на 5—6 порядков меньше вклада инерционности датчиков. Поэтому можно считать, что дискретизация непрерывных измерений с выбранным интервалом дискретности практически не оказала влияния на оценки исследуемых характеристик.

На рис. 1, 2 приведены нормированные на дисперсию оценки

корреляционных функций температуры для верхнего слоя воды двух различных районов, определенные по экспериментальным данным (кривые 1) и приводимым в работе [3] соотношениям

(кривые 2). Из этих рисунков видно, что функции $\tilde{r}(\tau)$, полученные как по экспериментальным данным, так и теоретическим путем различных районов соответственно различаются между собой. Это различие может быть объяснено отличием друг от друга соответствующих характеристик волнения в каждом из районов. Однако видно, что при малых τ значения

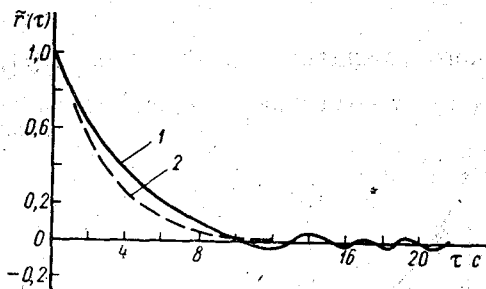


Рис. 2

функций $\tilde{r}(\tau)$ для одного и того же района практически совпадают. Следует отметить, что значение τ_0 , начиная с которого наблюдается расхождение функций, практически совпадает

с половиной среднего периода волнения в каждом из

районов. С увеличением τ ($\tau > \tau_0$) увеличивается и различие между экспериментальными и теоретическими функциями.

На рис. 3 также приведены нормированные на дисперсию оценки функций $\tilde{r}(\tau)$ температуры воды для глубины $z = 40$ м одного из рассматриваемых районов, определенные по экспериментальным данным (кривая 1) и теоретическим путем (кривая 2). Из этого рисунка следует, что практически для всех τ значения рассматриваемых функций не совпадают, существенно различаясь между собой. Это различие можно объяснить тем, что определяющее влияние волнения на рассматриваемые характеристики температуры в верхнем слое воды сказывается до некоторой определенной глубины. Поэтому на больших глубинах связь между вероятностными характеристиками температуры воды и волнения практически не прослеживается.

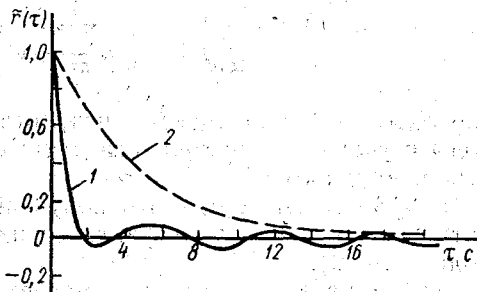


Рис. 3

Полученные результаты в рамках исследуемой гипотезы показывают, что для небольших глубин экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими. Таким образом, можно сделать вывод, что теоретически установленная в работе [3]

связь вероятностных характеристик температурного поля морской воды с вероятностными характеристиками волнения прослеживается в слое, в котором существенно сказывается волнение. На больших глубинах, лежащих за пределами этого слоя, рассматриваемая связь по экспериментальным данным не обнаруживается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Б. Н. Численные методы обработки и анализа океанологической информации с применением ЭВМ. Учебное пособие. — Л.: изд. ЛПИ, 1978.—146 с. (ЛГМИ).
2. Давидан И. Н., Лопотухин Л. И., Рожков В. А. Ветровые волны как вероятностный гидродинамический процесс. — Л.: Гидрометеоздат, 1978.—286 с.
3. Свешников А. А., Беляев Б. Н. О связи вероятностных характеристик температурного слоя морской воды с вероятностными характеристиками волнения. — Труды Ленинградского политехнического института, 1971, № 318, с. 89—101.
4. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. — М.: Наука, 1968.—463 с.

УДК 551.463 : 681.883

Р. А. ДАЛИН (ЛГМИ)

МЕТОД ОБОСНОВАНИЯ ТОЧНОСТИ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ДАННЫХ ПРИ ОБЕСПЕЧЕНИИ ГИДРОАКУСТИЧЕСКИХ СРЕДСТВ

В решении многих прикладных задач исследования и освоения ресурсов Мирового океана важное место принадлежит гидроакустическим средствам (ГАС). Это объясняется тем, что в настоящее время практически только ГАС позволяют производить наблюдения и осуществлять связь под водой на расстояниях в десятки и сотни километров. Однако в реальных условиях дальность действия ГАС может меняться в широких пределах, что создает значительные трудности при их использовании [3]. Поэтому эффективность применения ГАС во многом зависит от того, насколько полно и точно специалисты по проектированию и эксплуатации этой аппаратуры будут учитывать основные факторы морской среды, вызывающие изменения формулярных характеристик ГАС в различных районах Мирового океана.

Как следствие этого в прикладной океанологии возникла проблема разработки методов и средств, направленных на получение информации о текущем и ожидаемом состоянии водной среды в интересах обеспечения использования ГАС. Одной из важных задач этой проблемы является объективное обоснование требований к характеристикам океанологических элементов — прежде всего их точности, информация о которых необходима при обеспе-

чении. Действительно, от того «что нужно» в значительной мере зависят требования как к методам прогнозирования, так и к способам и средствам измерения необходимых океанологических элементов, т. е. в конечном счете те научно-технические и экономические ресурсы, которые необходимо затратить на подготовку и проведение обеспечения.

Наиболее перспективный и логически ясный путь обоснования таких требований — выявление и исследование связей (так называемых «функций влияния»)

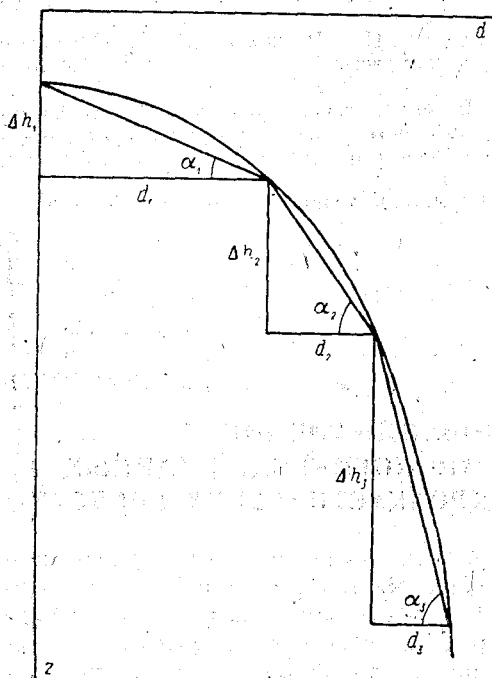


Рис. 1

между техническими параметрами гидроакустических средств, с одной стороны, и воздействующими на них океанологическими элементами, с другой, поскольку только таким образом можно установить степень изменения формулярных характеристик этих средств при изменении океанологических условий.

Ниже, на основе анализа таких зависимостей определены требования к точности измерения температуры и солёности морской воды, которые оказывают решающее влияние на изменение вертикальной структуры скорости звука в воде, а через нее и на важнейший параметр гидроакустических средств — их дальность действия.

В современной практике широко применяются способы определения геометрической дальности действия ГАС путем вычисления траектории граничного акустического луча, условно разделяющего среду на зоны освещенности и тени [3]. Траектория луча обычно представляется в виде плавной кривой, изгибающейся вниз при отрицательной и вверх при положительной рефракции. Приближенно эта кривая может быть заменена ломаной линией, каждый прямолинейный отрезок которой правомерно рассматривать как гипотенузу прямоугольного треугольника, вертикальному катету которого соответствует толщина слоя — Δh , горизонтальному — приращение дистанции — d (рис. 1).

Естественно, что степень такого приближения может быть сколь угодно большой, поскольку толщины слоев могут быть взя-

ты сколь угодно малыми. Тогда угол α , который составит горизонтальный катет с гипотенузой, будет не что иное как угол скольжения луча.

Следовательно,

$$d = \frac{\Delta h}{\operatorname{tg} \alpha}. \quad (1)$$

И, таким образом, соотношение между величинами d и $\operatorname{tg} \alpha$ описывается равнобочной гиперболой. Поскольку α всегда менее 18° [1], а в подавляющем большинстве случаев не превышает нескольких градусов, то зависимость приращения дистанции от угла скольжения при его малой величине становится почти линейной. Поэтому для определения ошибки в приращении дистанции в зависимости от ошибки расчета угла скольжения может быть применен метод линеаризации [2], т. е.

$$\sigma_d = \left| \left(\frac{\Delta h}{\operatorname{tg} \alpha} \right)'_{\bar{\alpha}} \right| \sigma_{\bar{\alpha}} = \frac{\Delta h}{\operatorname{tg}^2 \bar{\alpha} \cos^2 \bar{\alpha}} \sigma_{\bar{\alpha}} = \frac{\Delta h}{\sin^2 \bar{\alpha}} \sigma_{\bar{\alpha}}, \quad (2)$$

где $\bar{\alpha}$ — среднее значение угла скольжения луча в рассматриваемом ограниченном интервале его значений, при котором определяется зависимость между переменными d и α .

Однако абсолютная величина σ_d не является показательной, поскольку одна и та же ошибка при больших дальностях действия ГАС может считаться незначительной, а при малых — недопустимой. Для учета этого обстоятельства целесообразно перейти к относительной характеристике ошибки — коэффициенту вариации W_d [5], т. е.

$$W_d = \frac{\sigma_d}{d} \cdot 100\%. \quad (3)$$

С учетом выражений (1) и (2)

$$W_d = \frac{\Delta h}{\sin^2 \bar{\alpha}} \frac{\operatorname{tg} \bar{\alpha}}{\Delta h} \sigma_{\bar{\alpha}} \cdot 100\% = \frac{2\sigma_{\bar{\alpha}}}{2\sin \bar{\alpha} \cos \bar{\alpha}} \cdot 100\% = \frac{2\sigma_{\bar{\alpha}}}{\sin 2\bar{\alpha}} \cdot 100\%. \quad (4)$$

При углах α до 10 — 12° , т. е. для подавляющего большинства случаев, имеющих практическое значение, $\sin 2\alpha$ может быть заменен значением самого угла и тогда выражение (4) предельно упрощается, т. е.

$$W_d = \frac{\sigma_{\bar{\alpha}}}{\bar{\alpha}} \cdot 100\%. \quad (5)$$

В практических расчетах для определения угла α обычно используют известное соотношение, вытекающее из закона Снеллиуса [1],

$$\frac{c}{\cos \alpha} = c_0 = \text{const}, \quad (6)$$

где c — скорость звука на рассматриваемом горизонте; c_0 — скорость звука на горизонте полного внутреннего отражения граничного акустического луча, т. е. когда $\alpha = 0^\circ$ и $\cos \alpha = 1$.

Тогда

$$\alpha = \arccos \frac{c}{c_0}. \quad (7)$$

Введя обозначение $c = c_0 - \Delta c$, определим α как функцию Δc при нескольких фиксированных значениях c_0 , охватывающих достаточно широкий диапазон скоростей звука в морской воде. Графики семейства этих функций, представленные на рис. 2, хорошо описываются эмпирическими формулами вида

$$\alpha = k\sqrt{\Delta c}, \quad (8)$$

где k — эмпирический коэффициент.

Для скорости звука (c_0) 1450, 1500, 1550 м/с, т. е. практически для всего диапазона скоростей, наблюдающихся в реальных условиях [3], коэффициент k (при α выраженном в градусах) равен 2,13; 2,09 и 2,06 соответственно, т. е. очень мало зависит от абсолютного значения скорости звука.

Анализ графиков показывает, что при углах α больших $1,5^\circ$ связь между величиной Δc и α весьма близка к линейной, а при меньших углах в пределах небольших изменений Δc также может быть заменена линейной. Поэтому для нахождения зависимости между ошибками этих величин целесообразно применить метод линеаризации. Учитывая, что $\Delta c = c_0 - c$, получим

$$\begin{aligned} \sigma_\alpha^2 = & \left(\frac{\partial k \sqrt{c_0 - c}}{\partial c_0} \right)_{c_0}^2 \sigma_{c_0}^2 + \left(\frac{\partial k \sqrt{c_0 - c}}{\partial c} \right)_c^2 \sigma_c^2 + \\ & + 2 \left(\frac{\partial k \sqrt{c_0 - c}}{\partial c_0} \right)_{c_0} \left(\frac{\partial k \sqrt{c_0 - c}}{\partial c} \right)_c r \sigma_{c_0} \sigma_c, \end{aligned} \quad (9)$$

где σ_α , σ_{c_0} и σ_c — средние квадратические ошибки в определении угла скольжения и скоростей звука соответственно; r — коэффициент корреляции между скоростями звука на горизонте полного внутреннего отражения и рассматриваемом горизонте; c_0 , c — средние значения скоростей звука на соответствующих горизонтах при малых интервалах их изменений.

После преобразований выражение (9) примет вид

$$\sigma_\alpha = \frac{k}{2\sqrt{c_0 - c}} \sqrt{\sigma_{c_0}^2 + \sigma_c^2 - 2r\sigma_{c_0}\sigma_c}. \quad (10)$$

Учитывая выражения (5), (8) и (10), получим

$$W_d = \frac{\sqrt{\sigma_{c_0}^2 + \sigma_c^2 - 2r\sigma_{c_0}\sigma_c}}{2(c_0 - c)} \cdot 100\%. \quad (11)$$

Выражение (11) можно упростить, если принять $\sigma_{c_0} \cong \sigma_c$. Последнее можно допустить, учитывая как единство метода расчета скорости звука для разных горизонтов, так и единство методов и средств измерения температуры и солености морской воды, являющихся исходными при расчете. Тогда

$$W_d = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\sqrt{1-r}}{c_0 - c} \sigma_c \cdot 100\%. \quad (12)$$

Однако выполнить расчеты по этой формуле возможно лишь тогда, когда известен коэффициент корреляции r . Но высказать заранее какие-либо обоснованные суждения о его знаке и величине затруднительно, поскольку в общем случае они существенно зависят от многих причин — особенностей режима района и сезона, характера динамики вод, расстояния между горизонтами, глубин их залегания и т. д. Однако выражение (12) позволяет найти максимальную величину ошибки W_d . Действительно, если принять $r = -1$, то результат расчета будет не что иное как оценка «сверху» величины W_d . Тогда

$$W_d = \frac{\sigma_c}{c_0 - c} \cdot 100\%. \quad (13)$$

В современной океанологической практике, как правило, выполняются измерения не скорости звука, а определяющих ее гидрологических параметров — температуры и солености морской воды, по значениям которых уже расчетным путем устанавливается скорость звука. Поэтому величина σ_c определяется погрешностями в исходных значениях температуры и солености морской воды.

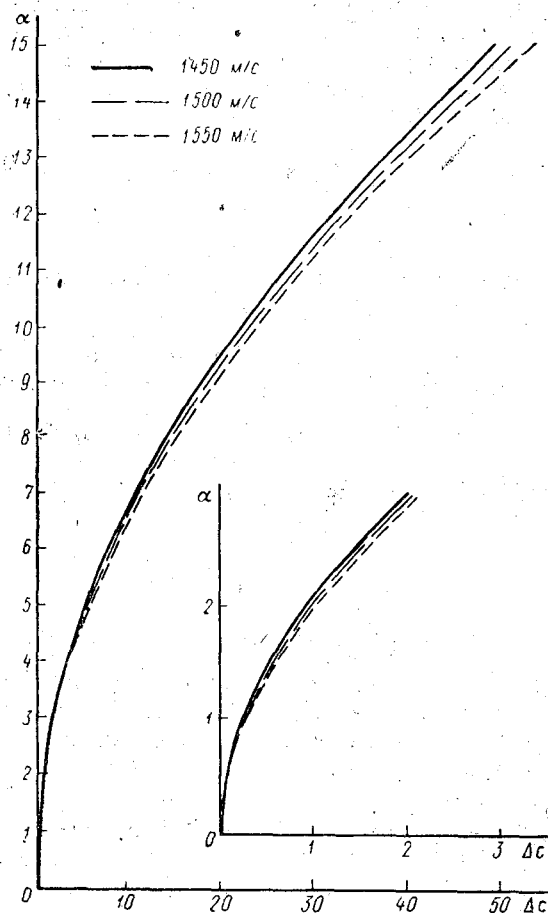


Рис. 2

Для установления зависимости между этими ошибками воспользуемся простой и в то же время достаточно точной формулой Лероя [1]

$$c = 1401,04 + 4,91t - 0,046t^2 + 1,38S - 0,01tS + 0,0164h, \quad (14)$$

где t и S — температура и соленость морской воды; h — глубина горизонта.

Нетрудно заметить, что связь между c и определяющими ее величинами t и S почти линейна. Поэтому, применив метод линеаризации к выражению (14), получим соотношения между средней квадратической ошибкой определения скорости звука и средними квадратическими ошибками температуры (σ_t) и солености (σ_S) морской воды:

$$\sigma_{c_t} = (4,91 - 0,092\bar{t} - 0,01\bar{S})\sigma_t; \quad (15)$$

$$\sigma_{c_S} = (1,38 - 0,01\bar{t})\sigma_S, \quad (16)$$

где σ_{c_t} и σ_{c_S} — средние квадратические ошибки в определении скорости звука в зависимости от ошибок температуры и солености морской воды соответственно, $\bar{t}$, $\bar{S}$ — средние значения температуры и солености морской воды в рассматриваемых ограниченных интервалах их изменений.

Учитывая выражения (13), (15) и (16), можно записать:

$$W_{d_t} = \frac{4,91 - 0,092\bar{t} - 0,01\bar{S}}{c_0 - c} \sigma_t \cdot 100\%; \quad (17)$$

$$W_{d_S} = \frac{1,38 - 0,01\bar{t}}{c_0 - c} \sigma_S \cdot 100\%, \quad (18)$$

где W_{d_t} и W_{d_S} — относительные ошибки в определении приращення дистанции в зависимости от ошибок исходных значений температуры и солености морской воды соответственно.

По этим формулам в качестве примера для конкретных значений температуры и солености морской воды на горизонте полного внутреннего отражения луча $t_0 = 15^\circ$ и $S_0 = 36\text{‰}$ (при $h_0 = 0$ м) и рассматриваемом горизонте — t от 0 до $14,9^\circ$ и $S = 36\text{‰}$ (при $h = 15$ м) определены относительные ошибки расчета дальности действия гидроакустических средств в зависимости от ошибок σ_t и σ_S .

Результаты расчетов приведены в таблице.

Значения c_0 и c определялись по исходным значениям t_0 , S_0 и h_0 и t , S и h соответственно с помощью «Мореходных таблиц» [4].

Данные таблицы позволяют сделать выводы, которые могут представлять интерес для практических приложений.

1. Прежде всего следует отметить очень сильную зависимость точности расчета от величины разности скоростей звука.

Относительные ошибки расчета d от σ_t и σ_S

$t_0 - t, ^\circ\text{C}$	$c_0 - c, \text{м} \cdot \text{с}^{-1}$	$\sigma_t, ^\circ\text{C}$							$\sigma_S, \%$					
		0,01	0,02	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0
0,10	0,07	45	90	>200%					87	176	>200%			
0,15	0,23	14	28						26	53				
0,20	0,39	8	16						16	32				
0,30	0,71	5	9						9	17				
0,50	1,36	2	5	12	24	47	118	110	5	9	18	46	91	182
1,0	2,96	1	2	6	11	22	55		2	4	8	21	42	84
2,0	6,25		1	3	5	11	27		1	2	4	10	20	40
5,0	16,70		<1%	1	2	4	11		<1%		2	4	7	15
10,0	36,00			1	2	6	11				2	4	7	
15,0	57,65				2	4	8				1	2	5	

Так, при больших значениях разности скоростей звука, характерных, например, для слоя «скачка», даже существенные ошибки в определении температуры и солености морской воды оказывают слабое влияние на точность расчета. Следовательно, при обеспечении использования гидроакустических средств даже грубая, приближенная информация о наличии и характеристиках слоя скачка температуры и солености морской воды имеет несомненную практическую ценность.

Напротив, при малых значениях этой разности даже незначительные ошибки в определении океанологических параметров дают существенное — до сотен процентов — увеличение ошибки расчета. Следовательно, когда $|c_0 - c| \cong 0$, в частности в условиях близких к изотермии, самые совершенные океанологические средства и методы не смогут обеспечить высокую точность расчета геометрической дальности действия ГАС. Это объясняется в первую очередь тем, что в таких случаях траектории акустических лучей практически не претерпевают рефракции и понятие граничного акустического луча теряет смысл. Иными словами лучевая модель в таких условиях не адекватна реальной физической картине и дальность действия ГАС необходимо рассчитывать исходя из энергетических соотношений мощностей полезного сигнала и помехи.

2. Если, как это принято при проведении оценочных расчетов, за допустимую ошибку принять уровень 10—20%, то исходя из данных таблицы можно сделать вывод, что вне слоя скачка и слоя, в котором разность скоростей звука мала, средние квадратические ошибки данных о температуре и солености морской воды не должны превышать 0,05—0,1°С и 0,1—0,2‰ соответственно. Видимо эти величины можно рекомендовать в качестве исходных при разработке требований к точности средств и методов получения информации о текущем и ожидаемом состоянии внешней среды, необходимой при обеспечении использования гидроакустических средств.

Следует отметить, что, как показали дополнительные расчеты, для других значений температуры и солености морской воды результаты очень близки к приведенным в таблице, если близки соответствующие разности скоростей звука.

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреева И. Б. Физические основы распространения звука в океане. — Л.: Гидрометеониздат, 1975, с. 25—26, 48—50, 61.
2. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. — М.: Физматгиз, 1962, с. 240—250.
3. Матвиенко В. Н., Тарасюк Ю. Ф. Дальность действия гидроакустических средств. — Л.: Судостроение, 1976, с. 3—10, 151.
4. Мореходные таблицы (МТ-75). — ГУНМО МО, 1975, с. 299—301.
5. Смирнов Н. В., Душин-Барковский И. В. Курс теории вероятностей и математической статистики. — М.: Наука, 1969, с. 91.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИНФРАНИЗКОЧАСТОТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ ЦЕЛЕЙ ПОЛУЧЕНИЯ ГИДРОФИЗИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

В ряде работ, появившихся в последние годы (например, [1, 2]), исследуется процесс возбуждения электромагнитных полей гидродинамическими источниками вследствие взаимодействия движущейся проводящей среды — морской воды — с магнитным полем Земли (МПЗ). Задача такого исследования возникла из-за необходимости учета возникающих полей при выполнении геофизических экспериментов по магнитотеллурическому зондированию (МТЗ) [3]. При МТЗ в роли «зондирующих» полей используются магнитотеллурические поля, обусловленные процессами в ионосфере и магнитосфере Земли, в диапазоне периодов $1 \div 10^5$ с. В зоне измерений такое зондирующее поле обычно рассматривается как плоская электромагнитная волна (модель Тихонова — Каньяра), и результаты зондирования анализируются в соответствии с этой моделью. Электромагнитные поля, генерируемые гидродинамическими источниками в том же диапазоне периодов, накладываясь на зондирующее поле, приводят к значительным искажениям результатов зондирования, а зачастую — к невозможности их однозначной интерпретации.

Результаты проведенных исследований электромагнитных полей гидродинамических источников позволяют сделать ряд выводов, интересных не только для решения проблем МТЗ на акваториях морей и океанов, но и для гидрофизических задач. В работах [4, 5, 6] формулируется мнение о перспективности электромагнитных измерений в диапазоне периодов $1 \div 10^5$ с для целей получения информации о гидрофизических процессах, например для определения характеристик морского волнения [4, 5], характеристик длиннопериодных волн малой амплитуды [6] и т. д. Мнение основано на том, что структура генерируемых электромагнитных полей однозначно отображает структуру гидродинамических процессов, что непосредственно следует из принятых теоретических моделей [1].

Однако техническая реализация таких методов получения гидрофизической информации наталкивается на ряд методических трудностей, связанных с тем, что измерения электрической либо магнитной компонент полей гидродинамических источников необходимо проводить на фоне сравнимых по мощности либо более мощных магнитотеллурических полей. В некоторых работах (например, [7]) предлагается методика разделения полей по их происхождению, основанная на том, что магнитотеллурические поля при отсутствии электрических неоднородностей являются практически бездивергентными ($\text{div } \vec{E} = 0$, $\vec{E}$ — вектор напряженности

электрического поля) в отличие от полей гидродинамических источников, для которых в зоне измерений значение $\text{div } \vec{E}$ всегда отлично от нуля. Измерения при этом должны выполняться системой, состоящей, например, из семи электродов, шесть из которых находятся на равном удалении от центрального и расположены парами по трем взаимно перпендикулярным направлениям. Суммарный выходной сигнал такой системы пропорционален значению $\text{div } \vec{E}$.

При измерениях магнитной компоненты $\vec{H}$ в прибрежной зоне используется дифференциальная методика, основанная на том, что напряженность поля гидродинамического источника резко затухает с удалением от береговой черты [8], а характеристики магнитотеллурических полей на расстояниях в несколько сотен метров практически не меняются. В таком случае разностный сигнал от двух магнитометров, один из которых расположен на берегу, а второй — непосредственно в море, считается лишь функцией вариаций магнитной компоненты поля гидродинамического источника.

На наш взгляд, рассмотренные методики разделения полей весьма ограничены по своим возможностям. Дифференциальная методика совершенно неприменима в открытом море, а в прибрежных районах в ряде случаев может оказываться некорректной из-за дополнительного влияния электромагнитных полей локальных атмосферных источников, например конвективных облаков [9]. Методика, предложенная в работе [7], возможна лишь при условии электрической однородности среды, в которой производятся измерения, поэтому неприменима в прибрежных условиях и ограниченно применима в открытом море (например, из-за анизотропии электропроводности в зоне термоклина).

Недостатки методик выделения электромагнитных полей гидродинамических источников в диапазоне периодов $1 \div 10^5$ с на фоне магнитотеллурических полей значительно снижают перспективность рассмотренного метода получения гидрофизической информации.

С позиций получения информации принципиально иная оценка может быть дана перспективности электромагнитных полей, генерируемых гидродинамическими источниками в частотном диапазоне выше 1 Гц, т. е. с периодами менее 1 с. Как известно, (например, [10]) на этих частотах наблюдается сильный спад спектра магнитотеллурических полей, а значит, проблема отделения «мешающего» фона становится не столь значительной.

В связи с этим возникает целесообразность теоретических и экспериментальных исследований электромагнитных полей с частотами более 1 Гц, возникающих при гидрофизических процессах.

Поскольку в настоящее время еще не установилась определенная терминология в этом диапазоне частот — в различной литера-

туре фигурируют термины: ОНЧ (очень низкие частоты), КНЧ (крайне низкие частоты), СНЧ (сверхнизкие частоты), ИНЧ (инфранизкие частоты), — то в дальнейшем, по аналогии с акустикой, для обозначения диапазона 1—20 Гц будет использоваться термин ИНЧ.

В ИНЧ диапазоне электромагнитных полей механизмы возбуждения (зачастую, гипотетичные) могут быть обусловлены не только взаимодействием движущейся проводящей среды с магнитным полем Земли, но и флуктуациями свободных зарядов (например, в приводном слое), электрокинетическими явлениями в толще воды и в придонном слое, биоэлектрическими эффектами, связанными с наличием планктона, и т. д. Физическая сущность этих механизмов, очевидно, представляет самостоятельный интерес вне какой-либо связи с прикладными аспектами. С позиций же получения гидрофизической информации можно ожидать, что структура генерируемых электромагнитных полей, так же как и на частотах менее 1 Гц, определенным образом связана со структурой процессов, порождающих эти поля, а значит, может служить перспективным источником информации.

Нами было проведено ряд натуральных экспериментов в прибрежной зоне моря по выявлению ИНЧ полей, генерируемых некоторыми гидрофизическими процессами, а также по их оценке с позиций задач сбора информации.

Известно, что при взаимодействии ветра с взволнованной водной поверхностью возникает акустическое излучение инфранизких частот со спектральным максимумом в области 4—12 Гц (например, [11]). Можно предполагать, что в условиях существующей сильной электризации приводного слоя вариации плотности при возбуждении акустического излучения вызывают соответствующие им по периоду вариации электрического потенциала. Эти ИНЧ вариации, в основном, концентрируются в зонах ложбин волн, т. е. оказываются модулированными с периодом, соответствующим периоду морских волн. Взаимодействие вариаций потенциала с электропроводной поверхностью воды, а также сопутствующие флуктуации свободных зарядов должны приводить к появлению переменного магнитного поля с частотами 4—12 Гц.

Рассмотренные физические предположения подтверждаются результатами натуральных экспериментов.

При проведении экспериментов для регистрации ИНЧ поля использовался индукционный магнитометр специальной конструкции (рис. 1, а). В нем измеряемая величина напряженности поля воспринималась первичным преобразователем 1 в виде многовитковой катушки с ферромагнитным сердечником. Сигнал с преобразователя усиливался широкополосным усилителем 2, ограничивался по частоте АРС-фильтром НЧ 3 с частотой среза 12 Гц и детектировался двухполупериодным линейным выпрямителем 4. При этом выделялась сверхнизкочастотная огибающая сигнала несущей частоты, которая регистрировалась аналоговым само-

писцем 5. В связи с переменной чувствительностью преобразователя и наличием фильтра НЧ характеристика пропускания магнитометра являлась практически симметричной относительно средней частоты 7 Гц.

Пример регистрации огибающей сигнала в полосе 4—12 Гц показан на рис. 1, б. Преобразователь магнитометра располагался на высоте 5 м над средним уровнем морской поверхности. Величина напряженности ИНЧ поля достигала 0,5 нТ при волнении до 3 баллов.

При интерпретации результатов использовались записи стандартных приборов, позволяющих регистрировать параметры морских волн в прибрежной зоне.

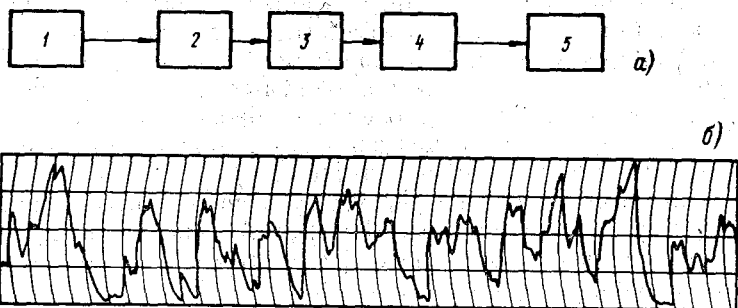


Рис. 1. Пример записи огибающей ИНЧ сигнала, генерируемого при морском волнении и зарегистрированного с помощью индукционного магнитометра специальной конструкции:

а — блок-схема магнитометра; б — участок записи

Спектр огибающей сигнала $G_{\text{инч}}$, рассчитанный стандартным способом (рис. 2), хорошо согласуется со спектром вариаций в диапазоне периодов 3—15 с, зарегистрированных квантовым магнитометром КМ-2у по известной методике $G_{\text{мгд}}$, а также со спектром поверхностного волнения $G_{\text{влн}}$.

Одновременно с экспериментами по выявлению ИНЧ сигнала, генерируемого в приводном слое атмосферы при морском волнении, производились исследования ИНЧ электромагнитных полей под водой, возбуждаемых, по исходным предположениям, высокочастотными вариациями термоклина, появляющимися при обрушении внутренних волн.

Пример синхронной записи вариаций термоклина и огибающей ИНЧ сигнала приведен на рис. 3. В экспериментах использовался подводный вариант магнитометра, аналогичный описанному выше, располагавшийся на глубине 30 м, при этом слой термоклина проходил на горизонте 20 м.

При распространении внутренних волн с характерными крутыми фронтами наблюдалось появление вторичных высокочастотных волн (до 10—12 Гц) в виде коротких пакетов, обычно не превышающих по длительности четверть периода основной волны

(рис. 3, а). При этом регистрировались вариации огибающей ИНЧ сигнала, синхронные с основной волной, но имеющие более плавный характер фронтов, вероятно, вследствие интегрирования при-

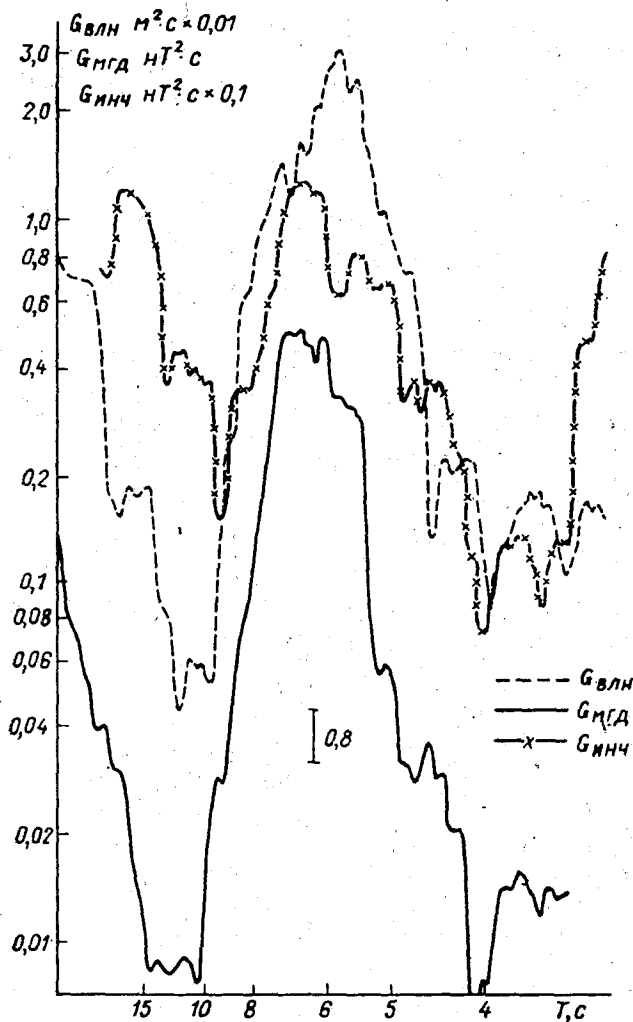


Рис. 2. Спектры вариаций, полученные в ИНЧ диапазоне $G_{ИНЧ}$, в диапазоне 3—15 с $G_{МГД}$ и спектр поверхностного волнения $G_{ВЛН}$

нимаемого сигнала по пространству из-за довольно широкой диаграммы направленности преобразователя (рис. 3, б).

Таким образом, в проведенных экспериментах было показано, что при гидрофизических процессах в высокочастотном участке

спектра возникают электромагнитные поля инфранизких частот, модулированные по амплитуде более низкочастотными составляющими. Выделяемая при регистрации огибающей ИНЧ сигнала, является отображением структуры процесса, порождающего сигнал, и может являться источником информации о процессе.

Полученные результаты позволяют считать весьма перспективным формирующееся новое направление — исследование инфра-

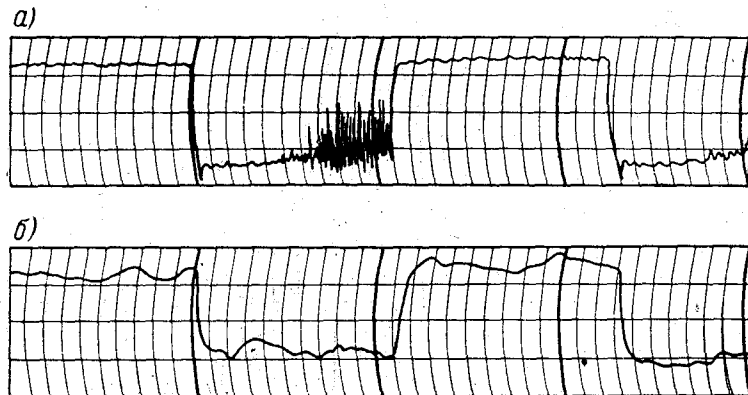


Рис. 3. Синхронная запись вариаций термоклина (а) и огибающей ИНЧ сигнала (б)

низкочастотных электромагнитных полей, возникающих при гидрофизических процессах, с целью создания качественно новых методов получения океанологической информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Морские электромагнитные поля. — М.: ИЗМИРАН, 1976. — 112 с.
2. Морские электромагнитные исследования. — М.: ИЗМИРАН, 1976. — 85 с.
3. Морское магнитотеллурическое зондирование. — М.: ИЗМИРАН, 1978. — 86 с.
4. Фонарев Г. А., Семенов В. Ю. Об измерении электрического поля, индуцированного морскими волнами. — В сб.: Морские электромагнитные исследования. М., ИЗМИРАН, 1976, с. 46—51.
5. Беляев И. И. и др. Измерение магнитных полей, создаваемых морскими волнами. — В сб.: Исследования геомагнитного поля на акваториях морей и океанов. М., ИЗМИРАН, 1978, с. 161—163.
6. Абрамов Ю. М. и др. Низкочастотные магнитные поля океанического происхождения в прибрежной зоне. — В сб.: Морское магнитотеллурическое зондирование. М., ИЗМИРАН, 1978, с. 39—47.
7. Семенов В. Ю., Фонарев Г. А. Измерение производных естественного электрического поля в море. — В сб.: Морское магнитотеллурическое зондирование. М., ИЗМИРАН, 1978, с. 71—74.
8. Лейбо А. Б. и др. К вопросу о магнитном поле от морских волн. — Геомагнитные исследования, 1975, № 16, с. 28—29.
9. Григоров Н. О., Псаломщиков В. Ф., Степанюк И. А. Инфранизкочастотное электромагнитное излучение кучевых облаков. — Материалы конференции «Проблемы науки о Земле». Тбилиси, изд. АН ГрССР, 1978. — 168 с.
10. Естественное электромагнитное поле Земли. — М.: Наука, 1977. — 104 с.
11. Шулейкин В. В. Физика моря. — М.: Наука, 1968. — 1083 с.

О СТАТИСТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПОТОКА ИМПУЛЬСА ОТ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Особенности взаимодействия подвижной жидкой границы поверхности моря с прилегающим слоем воздуха приводят к существенному отличию строения приводного слоя от строения пограничных слоев над твердыми подстилающими поверхностями различных типов. Анализ экспериментальных данных структуры поля ветра вблизи поверхности моря [6] показал, что наряду с турбулентными случайными пульсациями разных масштабов наблюдаются индуцированные волновыми колебаниями возмущения в поле ветра. Они проявляются в спектрах пульсаций в виде максимума, повторяющего форму спектра волнения и приходящегося на частоты, соответствующие частотам спектра волнения.

В автокорреляционных и структурных функциях индуцированные волнами возмущения проявляются в наличии гармонической составляющей, совпадающей по периоду с соответствующей функцией волнения. По мере удаления от поверхности индуцированные колебания затухают под действием сил вязкости и выше некоторого уровня ($H = 0,3\lambda$, где λ — длина волны) не оказывают влияния на структуру воздушного потока. Затухание сопровождается отфильтровыванием более высокочастотных компонентов. В связи с этим в волновом подслое мгновенные значения скорости ветра можно представить в виде [4]:

$$\left. \begin{aligned} u(x, y, z, t) &= \bar{u}(z) + u_1(x, y, z, t) + u_2(x, y, z, t), \\ v(x, y, z, t) &= \bar{v}(z) + v_1(x, y, z, t) + v_2(x, y, z, t), \\ w(x, y, z, t) &= \bar{w}(z) + w_1(x, y, z, t) + w_2(x, y, z, t), \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $\bar{u}(z)$, $\bar{v}(z)$, $\bar{w}(z)$ — средние значения продольной, поперечной и вертикальной составляющих скорости ветра; u_1 , v_1 , w_1 — составляющие турбулентных пульсаций скорости ветра; u_2 , v_2 , w_2 — компоненты индуцированных волнами колебаний.

Предполагается [2], что индуцированные и случайные турбулентные колебания статистически независимы или взаимодействие между ними слабое. В этом случае

$$\overline{u_1 u_2} = \overline{u_2 u_1} = \overline{w_1 w_2} = \dots \overline{v_1 v_2} = \dots \approx 0. \quad (2)$$

Это допущение позволяет рассматривать оба компонента порознь. Касательное напряжение τ_0 при наличии на поверхности прогрессивных волн состоит из турбулентного τ_1 , индуцированного τ_2 и вязкого напряжений τ_v ,

$$\tau_1 + \tau_2 + \tau_v = \tau_0 = \text{const}. \quad (3)$$

Индуцированное напряжение составляет основную часть потока импульса, идущего на волнообразование. Величина и знак его

зависят от стадии развития волны. Предполагается, что максимальное значение индуцированного напряжения должно наблюдаться в слое, прилегающем к поверхности моря, где происходит непосредственная передача энергии от ветра к волнам. По оценкам различных авторов, основанным преимущественно на рассмотрении баланса энергии ветрового волнения при различных скоростях ветра и различных разгонах, отношение τ_2/τ_0 колеблется от 0,1 до 0,6 [4, 7]. Механизм обмена кинетической энергией через подвижную жидкую границу раздела в настоящее время изучен слабо.

Целью данной работы является исследование индуцированных колебаний в приводном слое океана методами гидродинамики. Для выявления зависимости исследуемых колебаний в поле скорости ветра от характера морского волнения воспользуемся линейризованной относительно основного состояния атмосферой системой уравнений гидродинамики. Источником возмущений будем считать волнение моря. Для исследуемых возмущений система уравнений в упрощениях Буссинеска [5] имеет вид

$$\left. \begin{aligned} (\bar{u} - c) \frac{\partial \vec{v}'}{\partial x} + \frac{d\bar{u}}{dz} (\vec{v}' \cdot \vec{k}) &= -\nabla p' + \frac{g}{T} T' \vec{k}, \\ \nabla \vec{v}' &= 0, \\ (\bar{u} - c) \frac{\partial T'}{\partial x} + (\gamma_a - \gamma) \vec{v}' \cdot \vec{k} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь γ_a — сухоадиабатический градиент температуры; γ — вертикальный градиент температуры в невозмущенном потоке; c — фазовая скорость поверхностных волн; $\vec{v}' = (u', w')$, $u' = \sqrt{\bar{\rho}} u$, $w' = \sqrt{\bar{\rho}} w$, $T' = \sqrt{\bar{\rho}} T$, $p' = \frac{p}{\sqrt{\bar{\rho}}}$, где $\bar{\rho}$ — плотность воздуха; u , w — горизонтальная и вертикальная компоненты возмущения скорости ветра; T и p — возмущения температуры и давления. Ось x направлена по основному потоку $\bar{u}$, ось z — вертикально вверх.

Нижнее граничное условие зададим в форме

$$\dot{w}'|_{z=0} = (\bar{u} - c) \frac{\partial h}{\partial x} \sqrt{\bar{\rho}}, \quad (5)$$

где $h(x)$ — уравнение морского волнения.

При $z \rightarrow \infty$ примем, что существует только уходящая снизу волна. Индуцированное напряжение можно определить как

$$\tau_2 = -\frac{1}{L} \int_L u' w' dx = \overline{u' w'}, \quad (6)$$

где L — интервал осреднения.

Представляя граничное условие (5) и искомую функцию $W(z, k)$ в форме Фурье

$$f(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} F(z, k) e^{ikx} dk, \quad (7)$$

где k — волновое число, получим из (4) уравнение для амплитуды вертикальной скорости в форме Фурье

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \mu^2(z) W = 0. \quad (8)$$

Здесь

$$\mu^2 = S^2 - k^2, \quad S^2 = g \frac{\gamma_a - \gamma}{T(\bar{u} - c)^2} - \frac{1}{(\bar{u} - c)^2} \frac{d^2 \bar{u}}{dz^2}. \quad (9)$$

Вертикальную составляющую потока можно представить в виде [8]

$$\begin{aligned} W'(x, z, k) &= \sqrt{\bar{\rho}(\bar{u} - c)} \operatorname{Re} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} h(x) e^{i(kx + \mu z)} dk = \\ &= \operatorname{Re} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^{\infty} \Phi(x, z, k) dk. \end{aligned} \quad (10)$$

Представляя горизонтальную составляющую скорости ветра в форме Фурье, можно найти ее, учитывая (10), из уравнения неразрывности.

Составляя произведение

$$\begin{aligned} -\operatorname{Re} u' \operatorname{Re} w' &= -\frac{1}{4} \iint_0^{\infty} [(\mu \Phi(k) - \mu^* \Phi(k)) k' \times \\ &\times [\Phi(k') - \Phi^*(k')] dk dk' \end{aligned} \quad (11)$$

(* — означает комплексно-сопряженную величину) и интегрируя по x , найдем

$$\tau_2 = \pi \bar{\rho} (\bar{u} - c)^2 \int_0^S \Psi(k) k \sqrt{S^2 - k^2} dk, \quad (12)$$

где $\Psi(k)$ — пространственный спектр волнения.

Для нормального распределения волнения [8]

$$\begin{aligned} \Psi(k) &= \frac{1}{4\pi^2 \sigma^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\varepsilon \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h_1 h_2}{\sqrt{1 - e^{-2\varepsilon^2/l^2}}} \times \\ &\times e^{-\frac{h_1^2 - 2h_1 h_2 e^{-\varepsilon^2/l^2} + h_2^2}{2\sigma^2 [1 - e^{-2\varepsilon^2/l^2}]}} - ik\varepsilon dh_1 dh_2, \end{aligned} \quad (13)$$

где для двумерных (цилиндрических) неровностей морской поверхности l — интервал корреляции; σ — дисперсия высот поверх-

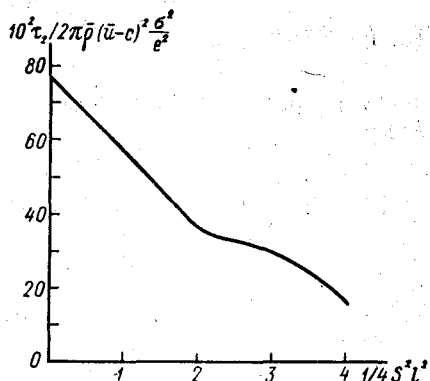


Рис. 1. Зависимость функции

$$e^{-\chi} \Gamma(1,5; -\chi) \text{ от } \chi \equiv \frac{1}{4} S^2 l^2$$

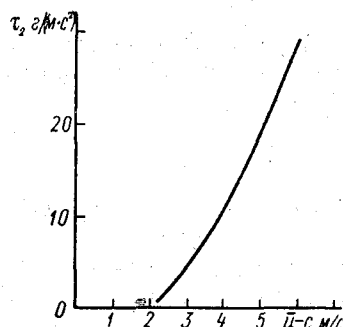


Рис. 2. Зависимость индуцированного вертикального потока импульса от разности скорости ветра и фазовой скорости волн

ности моря относительно $z = 0$. Вычисляя в (13) квадратуры по h_1, h_2 , перепишем (12) в виде

$$\tau_2 = \frac{V\pi}{2} \bar{\rho} (\bar{u} - c)^2 \sigma^2 l \int_0^S e^{-\frac{k^2 l^2}{4}} k \sqrt{S^2 - k^2} dk. \quad (14)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} \int_0^S e^{-\frac{k^2 l^2}{4}} k \sqrt{S^2 - k^2} dk &= \frac{1}{2} \int_0^{S^2} e^{-\frac{1}{4} l^2 \chi} (S^2 - \chi)^{1/2} d\chi = \\ &= \frac{4}{l^3} e^{-\frac{1}{4} S^2 l^2} \Gamma\left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{4} l^2 S^2\right), \end{aligned} \quad (15)$$

где Γ — неполная гамма-функция, табулированная в [1], получим окончательно

$$\tau_2 = 2V\pi\bar{\rho}(\bar{u}-c)^2 \frac{\sigma^2}{l^2} e^{-\frac{1}{4} S^2 l^2} \Gamma\left(\frac{3}{2}, -\frac{1}{4} l^2 S^2\right). \quad (16)$$

Итак, вертикальный поток импульса определяется безразмерными параметрами: Sl — аналог потокового числа Ричардсона, $\frac{\sigma}{l}$ — по порядку величины близкий к тангенсу угла наклона волны; а также разностью скоростей ветра и фазовой скоростью волнения (при $u = c, \tau_2 = 0$). На рис. 1 представлена функция

Значения параметра S^2 в приводном слое при различной фазовой скорости волн

Дата	Срок наблюдения	$\bar{\lambda}$, м	t , °C	$\bar{u}$, м/с	S_0^2 , м ⁻²	S_1^2 , м ⁻²	S_2^2 , м ⁻²	S_3^2 , м ⁻²	S_4^2 , м ⁻²	S_5^2 , м ⁻²
21/VII	12 ³⁰ —13 ³⁰	25	25,4	6,4	$8,9 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-1}$
27/VII	1 ³⁰ —2 ³⁰	14	24,3	5,2	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	7,8
31/VII	12 ³⁰ —13 ³⁰	6	25,9	5,4	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,7 \cdot 10^{-1}$	2,1
2/VIII	12 ³⁰ —13 ³⁰	14	25,8	6,1	$9,4 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$7,8 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-1}$
	14 ⁰⁰ —15 ⁰⁰	14	26,1	7,2	$7,6 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^{-2}$
3/VIII	00 ⁰⁰ —01 ⁰⁰	14	25,0	5,3	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$	$6,8 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-1}$	2,4
4/VIII	14 ⁰⁰ —15 ⁰⁰	14	25,0	7,2	$9,4 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$
5/VIII	00 ⁰⁰ —01 ⁰⁰	14	23,2	2,9	$2,6 \cdot 10^{-2}$	$6,1 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-1}$			
8/VIII	16 ⁰⁰ —17 ⁰⁰	6	25,3	5,2	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^{-2}$	$8,7 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-1}$	10,4
	18 ⁰⁰ —19 ⁰⁰	6	25,2	3,8	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-1}$	$7,1 \cdot 10^{-1}$		
11/VIII	12 ³⁰ —13 ³⁰	14	24,2	7,6	$6,0 \cdot 10^{-3}$	$7,9 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$5,0 \cdot 10^{-2}$
	14 ⁰⁰ —15 ⁰⁰	14	23,6	7,5	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$9,3 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$6,3 \cdot 10^{-2}$
14/VIII	12 ³⁰ —13 ³⁰	6	24,9	1,9	$2,6 \cdot 10^{-1}$	$4,6 \cdot 10^{-1}$				
	14 ⁰⁰ —15 ⁰⁰	14	25,0	3,1	$3,4 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	12,7		

$e^{-\chi} \Gamma(1,5; -\chi)$, умноженная на 10^2 , в зависимости от $\chi \equiv \frac{1}{4} S^2 l^2$.

Для расчета величины τ_2 использованы результаты градиентных наблюдений над морем в июле — августе месяцах на Черном море [3]. Длина морских ветровых волн рассчитана по классической формуле $\lambda = \frac{g T_k^2}{2\pi}$

(T_k — период волны).

Значения параметра S^2 для приводного слоя высотой $H = 0,3\lambda$ при значениях фазовой скорости морских волн $c = 0$; $c_1 = 1$ м/с; $c_2 = 2$ м/с; $c_3 = 3$ м/с и т. д. представлены в таблице.

Из рис. 2, построенного с использованием рис. 1, видно, что величина вертикального потока импульса заметно возрастает с увеличением разности между скоростью ветра и фазовой скоростью движения волн ($\sigma^2 = 6,66 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$).

Напротив, как показывает рис. 3, величина τ_2 падает с ростом аналога потокового числа Ричардсона.

Как представляется, формула (16) и рис. 1 носят универсальный характер и могут быть использованы для расчета вертикального потока импульса для любых иных данных синхронных измерений параметров атмосферы и морского волнения.

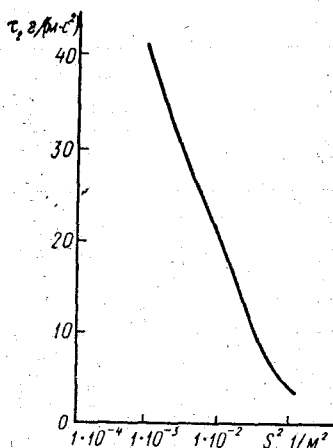


Рис. 3. Зависимость индуцированного вертикального потока импульса от потокового числа Ричардсона

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамовиц М., Стиган И. Справочник по специальным функциям. — М.: Наука, 1979. — 87 с.
2. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. — 44 с.
3. Бортковский Р. С., Преображенский Л. Ю. Некоторые результаты градиентных наблюдений над морем. — Труды ГГО, 1965, вып. 167, с. 171—175.
4. Дубов А. С. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. — Л., Гидрометеиздат, 1974, с. 10—36.
5. Ван Мигем Ж. Энергетика атмосферы. — Л.: Гидрометеиздат, 1977. — 76 с.
6. Преображенский А. Ю. Некоторые характеристики воздушного потока в нижнем слое атмосферы над морем. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 5, № 6, с. 601—607.
7. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. — М.: Мир, 1969. — 267 с.
8. Blumen W. A random model of momentum flux by mountain waves. — Geofys. publ., 1965, vol. XXVI, N 2, p.p. 48.

ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ВОВЛЕЧЕНИЯ В ТЕРМОКЛИНЕ

Большинство современных математических моделей термохалинного, динамического и химико-биологического режимов верхнего слоя моря предъявляют высокие требования к физической обоснованности параметризации турбулентных процессов и, в частности, процессов, развивающихся в области пикноклина [3]. Как известно, их исследование в натурных условиях крайне сложно. Среди работ в этом направлении наиболее широко известны натурные экспериментальные исследования Вудса [8] и инструментальные наблюдения, выполненные в 7-м рейсе «Дмитрия Менделеева» [1]. Некоторые результаты, касающиеся изменчивости формы поверхности раздела плотности в жидкости, получены в ходе лабораторных экспериментов по углублению перемешанных слоев. В работе [2] отмечался процесс прорыва турбулентных вихрей в покоящуюся жидкость в опытах с осциллирующей пластинкой. Хотя наблюдения за деформацией нижней границы перемешанного слоя осуществлялись в ряде экспериментов, в качестве наиболее близких по методике и целям к описываемым в настоящей работе следует отметить исследования, выполненные в университете Дж. Гопкинса (США) [9]. Однако, характеризуя в целом полученные к настоящему времени результаты в этом направлении, нельзя не согласиться с Дж. Тернером, отмечавшим в работе [7], что динамика внутренней зоны переходной области — зоны скачка плотности нуждается в дальнейшем изучении. В связи с этим целью настоящего сообщения является изложение ряда результатов экспериментов, проведенных на лабораторной установке ЛГМИ по исследованию процессов, развивающихся в области поверхности раздела плотности при наличии вертикального сдвига скорости горизонтального переноса, индуцируемого ветром.

Эксперименты проводились в кольцевом бассейне, устройство и методические особенности работы с которым излагались в [5, 6]. Наблюдения процесса вовлечения в лабораторной установке выполнялись в опытах с двухслойной жидкостью. Начальный перепад температур между слоями ($2 + 2,5^\circ\text{C}$) достигался предварительным прогревом поверхностного слоя жидкости толщиной около 0,035 м, в который добавлялся краситель. По мере развития циркуляции в бассейне толщина перемешанного подкрашенного слоя постепенно увеличивалась. Выполненные в этих опытах градиентные наблюдения свидетельствуют о том, что искривленная поверхность раздела располагается в слое максимальных температурных градиентов, а упорядоченный горизонтальный перенос ниже подкрашенного слоя практически отсутствует. Характер эво-

люции профиля нижней поверхности подкрашенного слоя в лабораторной установке заставляет полагать, что визуально наблюдающаяся здесь неустойчивость связана главным образом с так называемым механизмом Кельвина — Гельмгольца. Визуализация процесса позволила проследить, что ближе к оси образующихся вихрей располагается захваченная, а точнее вовлеченная при свертывании вихря жидкость нижнего слоя, периферийная же часть — жидкость верхнего слоя. Далее по мере разрушения образовавшегося вихря языки вовлеченной жидкости (ориентированные на этой стадии по направлению основного переноса) довольно быстро (примерно за 8—12 с) теряют свою индивидуальность в верхнем слое. Полученные при различных скоростях ветра с помощью видеозаписи протекающего процесса размеры вихрей в лабораторной установке колебались в пределах 0,018—0,064 м. При малых величинах потоковых чисел Ричардсона ($Ri_* < 70$) между масштабами наблюдаемых вихрей l и величинами Ri_* прослеживается зависимость, носящая степенной характер: $l \sim Ri_*^n$, где $n = -0,67$ (здесь $Ri_* = g\Delta\rho h/\rho v_*^2$, где g — ускорение свободного падения; $\Delta\rho$ — разность плотностей жидкости верхнего и нижнего слоев; h — толщина верхнего перемешанного слоя плотности ρ ; v_* — скорость трения ветра на поверхности жидкости). Полученная зависимость расширяет представления о процессах турбулентного вовлечения в области малых чисел Ri_* и свидетельствует в пользу вывода, сделанного в [9], о наличии связи между масштабом турбулентности и параметрами перемешанного слоя при малых значениях потокового числа Ричардсона.

Принимая по результатам опытов в качестве характерных перепад температур между слоями $\Delta T = 1^\circ\text{C}$, а толщину термоклина $d = 0,1$ м для оценки частоты Вэйселя — Брента $N = \sqrt{g\alpha\Delta T/d}$ (здесь α — коэффициент термического расширения), в выполненных опытах получим величину $1,4 \cdot 10^{-1} \text{ с}^{-1}$. Используя ее, легко оценить для области термоклина характерную величину числа Ричардсона $Ri = L^2 N^2 V^{-2}$, которая оказывается равной $\approx 13 \cdot 10^{-2}$. При этом в соответствии с результатами моделирования в качестве вертикального масштаба длины L принимался характерный размер вихрей 0,05 м, а для масштаба скорости V — средняя скорость течения в области термоклина $0,02 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Оценки N и Ri свидетельствуют о том, что в кольцевом бассейне визуализированы вихри из интервала так называемой волновой турбулентности [3], поскольку время их жизни меньше N^{-1} , а $Ri < 1$.

В серии специальных экспериментов, в которых прогрев поверхностного слоя жидкости в лабораторной установке в соответствии с методикой, изложенной в [5], осуществлялся одновременно с ветровым воздействием, исследовался характер вертикальной изменчивости коэффициента турбулентной диффузии при наличии сдвиговой неустойчивости. Величины коэффициентов рассчитывались по скорости диффузии пятен красителя [4], выпускаемого одновременно на нескольких горизонтах. Необходимо отметить, что

в связи с особенностями этого метода в лабораторных условиях полученные результаты характеризуют интенсивность перемешивания не на отдельных горизонтах, а скорее в слое, толщина которого близка к вертикальным размерам диффундирующего облака красителя. Учитывая это, в качестве характерных особенностей вертикальной изменчивости турбулентной диффузии в лабораторной установке следует отметить лишь максимальные значения коэффициентов диффузии в верхнем квазизотермическом слое ($0,7 \cdot 10^{-4} - 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$) и уменьшение их величин почти на порядок в области термоклина. Тем не менее здесь они по результатам расчетов оказались значительно больше молекулярных коэффициентов диффузии и составляли $0,08 \cdot 10^{-4} - 0,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$, что свидетельствует об определенной эффективности обсуждавшегося выше механизма переноса в области термоклина.

Аналогичный характер вертикальной изменчивости получен и для коэффициента турбулентной теплопроводности, который рассчитывался с использованием чисел Кокса, определявшихся на основе анализа эволюции профилей температуры в лабораторной установке.

Изложенные результаты моделирования переноса внутри термоклина дают основание полагать, что следующим шагом в этом направлении, учитывая возможность лабораторных опытов, должен быть поиск связи между интенсивностью турбулентной диффузии в области границы раздела плотности и потоковым числом Ричардсона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев В. С., Лазовацкий И. Д., Озмидов Р. В. О связи параметров мелкомасштабной турбулентности с локальными условиями стратификации в океане.— Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1975, т. II, № 7, с. 718—725.
2. Воропаев С. И. Развитие перемешанного слоя в стратифицированной жидкости. Лабораторный эксперимент.— В сб.: Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане. М., ИОАН СССР, 1977, с. 140—152.
3. Вудс Дж. Д. Параметризация движения подсеточного масштаба.— В сб.: Моделирование и прогноз верхних слоев океана. Л., Гидрометеиздат, 1979, с. 146—174.
4. Жуков Л. А., Чаликов Д. В., Ян Хуа Тинь. Исследование турбулентной диффузии в море по данным подводной кино съемки.— Труды ЛГМИ, 1965, вып. 20, с. 203—206.
5. Крейман К. Д. Лабораторное моделирование углубления перемешанного слоя жидкости.— Океанология, 1981, т. XXI в. I, с. 45—50.
6. Крейман К. Д., Карлин Л. Н. Лабораторное моделирование термической структуры верхнего слоя океана.— Океанология, 1979, т. XIX, в. I, с. 49—52.
7. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях.— М.: Мир, 1977.— 429 с.
8. Woods J. D. Wave-induced shear instability in the summer thermocline. J. Fluid Mech. 1968, v. 32, pt. 4, pp. 791—800.
9. Wyatt L. R. The entrainment interface in a stratified fluid. J. Fluid Mech, 1978, v. 86, pt. 2, pp. 293—311.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
<i>А. И. Дуванин.</i> Океаническое лунно-солнечное время	3
<i>Е. И. Серяков.</i> Формирование крупных аномалий температуры воды в Северной Атлантике	11
<i>В. А. Каневский, П. В. Каргу, А. А. Клещев, С. Б. Патров.</i> Рассеяние звука одиночной рыбой, находящейся вблизи морской поверхности или дна	19
<i>Б. М. Поляшев, Е. И. Чверткин.</i> Сравнение двух методов приема узкополосного сигнала неизвестной частоты на фоне морских шумов	24
<i>В. А. Брянецев, Н. А. Рябчикова, А. Б. Мензин, Н. А. Сыроватко.</i> Расчет синоптической изменчивости циркуляции вод в антарктическом секторе Индийского океана	28
<i>Е. М. Овчинников, П. П. Провоторов.</i> О статистической структуре и взаимосвязи мезомасштабных флуктуаций характеристик сезонного термоклина	33
<i>Н. Н. Осипов, А. К. Чарыков.</i> Экстракционно-фотометрическое определение меди в морской воде	40
<i>Ю. Э. Титов.</i> Об использовании метода разложения рядов гидрометеорологических элементов по естественным ортогональным функциям времени	46
<i>В. М. Булаева.</i> Оценка роли тепловых и динамических факторов во внутримесячных колебаниях температуры верхнего слоя океана	51
<i>Л. Н. Кузнецова, Б. И. Тюряков.</i> Роль ветра и бароклинности вод в формировании вертикальной циркуляции в океане	56
<i>В. А. Макаров.</i> Моделирование распределения загрязняющих веществ в Финском заливе в зависимости от ветровых течений	63
<u><i>Е. В. Сорокин.</i></u> О параметрическом описании профилей температуры и солености воды в главном термоклизе	68
<i>В. М. Горелков, А. В. Некрасов.</i> Моделирование полусуточного прилива в мелководном бассейне с учетом береговой осушки	74
<i>Л. Н. Карлин, Е. Ю. Клейков.</i> О математическом моделировании совместной эволюции сезонного и главного термоклинов	81
<i>В. В. Голосов, О. А. Ребенкова.</i> Опыт дешифрирования гидрологических фронтов Южного океана по ТВ индикаторам	89
<i>А. А. Бобков, П. К. Губер.</i> О внутримесячной изменчивости поверхностных течений к югу от Японии	94
<i>Ю. А. Чистяков.</i> Стохастическая модель крупномасштабных океанологических процессов	98
<i>И. П. Карпова, Н. А. Кузина.</i> Об использовании показателя оптимальности классификации в задачах выделения водных масс	103

	Стр.
<i>И. И. Волков.</i> Каустики в условиях положительной рефракции в случае многослойной среды	108
<i>В. А. Бублик, В. П. Коровин.</i> Исследование спектральной яркости морской поверхности	117
<i>С. Н. Бурыкин, Г. В. Руднев.</i> Направленность гидроакустических антенн и дальность действия телеметрического канала	122
<i>В. В. Огородников.</i> Оценка вероятностных характеристик температуры морской воды по вероятностным характеристикам волнения	124
<i>Р. А. Далин.</i> Метод обоснования точности представления океанологических данных при обеспечении гидроакустических средств	127
<i>И. А. Степанюк.</i> Использование инфранизкочастотных электромагнитных полей для целей получения гидрофизической информации	135
<i>Л. П. Дунаенко, Б. Н. Трубников.</i> О статистической модели потока импульса от морской поверхности	141
<i>К. Д. Крейман.</i> Лабораторное моделирование турбулентного вовлечения в термоклин	147

Океаническое лунно-солнечное время. Дуванин А. И. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 3—11 (ЛГМИ).

В статье обращается внимание на существенное различие изменчивости во времени процессов на материках и в океанской среде. Гражданское среднее солнечное время адаптировано к солнечно обусловленным явлениям на материках, игнорирует действие приливообразующих сил и не согласуется поэтому с лунно-солнечными режимами, широко представленными в океанах. Рассказана основа конструирования лунно-солнечной шкалы времени и ее апробация в связи с составлением Таблиц приливов постоянного действия. Перечислены первоочередные задачи использования лунно-солнечного времени для обобщения массовых океанографических наблюдений и придания им прогнозной ценности.

Илл. 1. Библ. 7.

Формирование крупных аномалий температуры воды поверхностного слоя в Северной Атлантике. Серяков Е. И. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 11—19 (ЛГМИ).

Выявление причин формирования крупных аномалий поля температуры воды имеет важное значение для долгосрочных гидрометеорологических прогнозов. При выяснении механизма формирования очагов аномалий температуры воды был проведен анализ изменчивости тепловых характеристик с 1951 г. по 1974 г. по материалам судов погоды. Для количественной оценки аномальности поля температуры воды применялся параметр аномальности Багрова.

Во временном масштабе от трех до девяти месяцев можно полагать, что основной причиной возникновения крупных аномалий температуры воды в Северной Атлантике следует считать влияние крупномасштабных атмосферных процессов.

В свою очередь характер атмосферной циркуляции формируется под влиянием меняющихся величин теплоотдачи с поверхности океана, особенно в очагах взаимодействия океана и атмосферы.

Табл. 1. Илл. 2. Библ. 9.

Рассеяние звука одиночной рыбой, находящейся вблизи морской поверхности или дна. Каневский В. А., Каргу П. В., Клещев А. А., Патров С. Б. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 19—23 (ЛГМИ).

В статье рассматривается задача о влиянии границы раздела двух сред на рассеяние звуковых волн одиночной рыбой, находящейся вблизи этой границы. Считается, что основной вклад в рассеянное поле дает плавательный пузырь рыбы, который аппроксимируется акустически мягким вытянутым сфероидом. Задача решается методом зеркального отображения. Получены результаты расчета сечения обратного рассеяния рыбы, находящейся вблизи мягкой границы (морская поверхность) и жесткой (дно) в диапазоне волновых размеров плавательного пузыря от 1 до 10. Для сравнения приведены результаты расчета рассеяния звуковых волн одиночной рыбой в свободной среде.

Илл. 5. Библ. 3.

Сравнение двух методов приема узкополосного сигнала неизвестной частоты на фоне морских шумов. Поляшев Б. М., Чверткин Е. И. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1982, вып. 77, с. 24—28 (ЛГМИ).