

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО  
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

---

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

МЕЖДУВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

ВЫПУСК 65

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОСВОЕНИЕ  
МИРОВОГО ОКЕАНА

Ленинградский  
Гидрометеорологический ин-т  
**БИБЛИОТЕКА**  
Л-д 190136, Малоохтенский пр., 98

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
имени М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД  
1978

УДК 551

Одобрено Ученым советом  
Ленинградского гидрометеорологического института

В настоящем сборнике публикуются статьи, содержащие результаты исследований, выполненных сотрудниками ЛГМИ, ЛГУ им. А. А. Жданова, ЛВИМУ им. С. О. Макарова и других организаций, по проблеме «Исследование и освоение Мирового океана». Тематика статей охватывает различные направления названной проблемы. Первое из них — теоретическое, представленное в сборнике статьями, в которых рассматриваются вопросы влияния различных факторов на формирование океанологических полей и циркуляцию вод. Второе направление связано с исследованием методов обработки и анализа океанологической информации. Третье направление включает работы, в которых исследуются способы получения экспериментальных океанологических данных и возможности измерительной аппаратуры. Наконец, в работах четвертого направления рассматриваются вопросы эффективности исследования океана и использования океанологической информации.

Редакционная коллегия:

д-р техн. наук *Б. Н. Беляев* (отв. редактор), д-р физ.-мат. наук *Ю. П. Доронин*,  
д-р геогр. наук *И. В. Максимов*, канд. геогр. наук *Е. И. Серяков*, канд. геогр.  
наук *В. Р. Фукс*, канд. техн. наук *Е. И. Чверткин* (отв. секретарь)

© Ленинградский политехнический институт имени М. И. Калинина, 1978 г.

У. И. ЖУРБЕНКО

### ОДИН ИЗ СПОСОБОВ УПРОЩЕННОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ ВЕСОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ КОСИНУСОИДАЛЬНОГО ФИЛЬТРА

Во многих технических задачах, в том числе и в области океанологии, приходится сталкиваться с необходимостью обработки результатов наблюдений какой-либо величины, производимых через заданные интервалы времени. По ряду причин такие результаты носят скачкообразный характер, в то время как из физических соображений следует, что их совокупность должна представлять собой плавную кривую. В связи с этим возникает необходимость сглаживания временного ряда опытных данных.

При решении такой задачи пользуются различными методами, суть которых состоит в использовании весовых коэффициентов, на которые умножаются исходные ординаты временного ряда.

В таких случаях часто используются коэффициенты бинома, образующие треугольник Паскаля:

К	
0	1
1	1 1
2	1 2 1
3	1 3 3 1
4	1 4 6 4 1
.	. . . . .

Известно, что эти коэффициенты в каждой строке получаются путем сложения двух соседних чисел вышестоящей строки.

Свойства рассматриваемых коэффициентов следующие:

1) крайние коэффициенты каждой строки  $K$  равны единице;

2) коэффициенты, равноудаленные от концов строки  $K$ , одинаковы;

3) сумма коэффициентов, стоящих на четных местах, равна сумме коэффициентов, стоящих на нечетных местах;

4) коэффициенты растут до середины строки, затем убывают;

5) сумма коэффициентов каждой строки номера  $K$  равна  $2^K$ .

При сглаживании временного ряда задаются числом ординат сглаживания  $K$  и принимают коэффициенты соответствующей строки. Первые  $K+1$  величины ряда наблюдений умножают на соответствующие коэффициенты треугольника Паскаля и находят сумму этих произведений, а также сумму коэффициентов треугольника при  $K$ . Сглаженная ордината получается путем деления первой суммы на вторую. После этого сдвигают трафарет с записанными на нем коэффициентами треугольника до второй ординаты фактического ряда и повторяют всю операцию. Поступая так, проходят весь исходный ряд наблюдений. Широкое распространение имеет использование косинусных фильтров, когда вместо формулы бинома принимают разложение в ряд по косинусам. При этом сглаженную ординату  $\tilde{t}_j$  находят по формуле

$$\tilde{t}_j = \frac{1}{2K} \sum_{l=-K}^K \left[ 1 + \cos \frac{\pi l}{K} \right] t_{K-l+y}, \quad (1)$$

где  $2K+1$  — число исходных ординат  $t$ , входящих в интервал сглаживания  $n$ ;  $K = \frac{n-1}{2}$  — число ординат, учитываемых слева и справа от сглаживаемой ординаты.

Формулу (1) можно представить в виде:

$$\tilde{t}_j = \frac{1}{2K} \sum_{l=-K}^K a_{lK} t_{K-l+y}, \quad (2)$$

где весовые коэффициенты  $a_{lK}$  определяются выражением

$$a_{lK} = 1 + \cos \frac{\pi l}{K}. \quad (3)$$

Эти коэффициенты используют так же как и при сглаживании по биному. Однако их вычисление (особенно при большом интервале сглаживания) отнимает много времени, требует использования формул приведения, при котором легко допустить ошибку.

Расчет весовых коэффициентов можно значительно упростить, если выявить некоторые их свойства.

Рассмотрим весовые коэффициенты  $a_{lK}$ , которые являются функцией от  $K$ . В соответствии с формулой (3) в зависимости от  $K$  и  $l$  они образуют треугольник, представленный в табл. 1 и 2. При  $K$  четных весовые коэффициенты  $a_{lK}$  равны нулю. В силу



K	l								
	m	...	15	14	13	12	11	10	9
1									
3									
5									
7									
9									$1 + \cos$
11							$1 + \cos \frac{11\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{10\pi}{11}$	$1 + \cos$
13					$1 + \cos \frac{13\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{12\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{11\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{10\pi}{13}$	$1 + \cos$
15			$1 + \cos \frac{15\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{14\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{13\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{12\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{11\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{10\pi}{15}$	$1 + \cos$
..		...	...	...	...	...	...	...	..
$Ki$	$1 + \cos \frac{m\pi}{K}$	...	...	...	...	...	...	...	...

симметричности косинусов достаточно рассмотреть только значения  $l \geq 0$ .

Коэффициенты  $a_{lK}$ , входящие в треугольник (табл. 1), обладают следующими свойствами:

- 1) вторым, третьим и четвертым свойством треугольника Паскаля;
- 2) крайние коэффициенты (при  $l = -K$  и  $l = K$ ) равны нулю;
- 3) сумма коэффициентов  $a_{lK}$  при данном  $K$  равна  $2K$ ;
- 4) сумма коэффициентов  $a_{lK}$  при  $l = \frac{K+i}{2}$  и  $l = \frac{K-i}{2}$ , где  $i = 1, 3, 5, 7, \dots, K$ , равна двум;
- 5) коэффициенты по оси симметрии треугольников (при  $l = 0$ ) равны двум.

Таблица 2

1

8	7	6	5	4	3	2	1	0
							$1 + \cos \pi$	$1 + \cos 0^\circ$
					$1 + \cos \frac{3\pi}{3}$	$1 + \cos \frac{2\pi}{3}$	$1 + \cos \frac{\pi}{3}$	$1 + \cos 0^\circ$
			$1 + \cos \frac{5\pi}{5}$	$1 + \cos \frac{4\pi}{5}$	$1 + \cos \frac{3\pi}{5}$	$1 + \cos \frac{2\pi}{5}$	$1 + \cos \frac{\pi}{5}$	$1 + \cos 0^\circ$
	$1 + \cos \frac{7\pi}{7}$	$1 + \cos \frac{6\pi}{7}$	$1 + \cos \frac{5\pi}{7}$	$1 + \cos \frac{4\pi}{7}$	$1 + \cos \frac{3\pi}{7}$	$1 + \cos \frac{2\pi}{7}$	$1 + \cos \frac{\pi}{7}$	$1 + \cos 0^\circ$
$1 + \cos \frac{8\pi}{9}$	$1 + \cos \frac{7\pi}{9}$	$1 + \cos \frac{6\pi}{9}$	$1 + \cos \frac{5\pi}{9}$	$1 + \cos \frac{4\pi}{9}$	$1 + \cos \frac{3\pi}{9}$	$1 + \cos \frac{2\pi}{9}$	$1 + \cos \frac{\pi}{9}$	$1 + \cos 0^\circ$
$1 + \cos \frac{8\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{7\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{6\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{5\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{4\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{3\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{2\pi}{11}$	$1 + \cos \frac{\pi}{11}$	$1 + \cos 0^\circ$
$1 + \cos \frac{8\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{7\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{6\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{5\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{4\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{3\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{2\pi}{13}$	$1 + \cos \frac{\pi}{13}$	$1 + \cos 0^\circ$
$1 + \cos \frac{8\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{7\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{6\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{5\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{4\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{3\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{2\pi}{15}$	$1 + \cos \frac{\pi}{15}$	$1 + \cos 0^\circ$
...	...	...	...	...	...	...	...	...
...	...	...	...	...	...	...	...	$1 + \cos 0^\circ$

Действительно, взяв, например, сумму  $a_{i, K}$  и  $a_{K-i, K}$ , получим

$$\begin{aligned}
 a_{i, K} + a_{K-i, K} &= \left[ 1 + \cos \frac{\pi i}{2K} \right] + \left[ 1 + \cos \frac{\pi (K-i)}{2K} \right] = \\
 &= 2 \cos^2 \frac{\pi i}{4K} + 2 \cos^2 \frac{\pi (K-i)}{4K} = 2 \left[ \cos^2 \frac{\pi i}{4K} + \sin^2 \frac{\pi i}{4K} \right] = 2.
 \end{aligned}$$

Аналогичным образом доказываются и другие свойства коэффициентов  $a_{i, K}$ .

Наличие указанных свойств позволяет следующее:

- производить вычисления  $a_{lK}$  только для положительных значений индекса  $l$ ;
- вычислять коэффициенты по формуле (3) только до значения  $l = \frac{K+1}{2}$ , получая остальные  $a_{lK}$  путем вычитания из числа 2 найденных коэффициентов.

Поясним сказанное примером.

Требуется вычислить коэффициенты  $a_{lK}$  при  $K=7$ .

Будем иметь:

$$a_{07} = 1 + \cos \frac{0 \cdot \pi}{7} = 1 + 1 = 2,0;$$

.....

$$a_{37} = 1 + \cos \frac{3 \cdot \pi}{7} = 1 + 0,2 = 1,2;$$

$$a_{47} = 2 - 1,2 = 0,8;$$

.....

$$a_{77} = 2 - 2,0 = 0,0.$$

Следуя таким путем, можно значительно упростить операцию вычисления коэффициентов и сократить работу почти в четыре раза (учитывая, что вычисления ведутся лишь для положительных значений  $l$ ).

Практически расчет коэффициентов для любого интервала сглаживания  $n$  с числом ординат  $2K+1$  удобно выполнять по нижеприведенной схеме.

1. От значения  $l=0$  до значения  $l = \frac{K+1}{2}$  найти величины:
  - произведений  $l\pi$  (например, из таблиц «Справочника по элементарной математике» М. Я. Выгодского [1]);
  - значения  $\frac{1}{K}$  (из того же справочника);
  - произведения  $l\pi \cdot \frac{1}{K}$ ;
  - значения  $\cos l\pi \cdot \frac{1}{K}$  (из таблицы XII Брадиса [2]);
  - суммы  $1 + \cos l\pi \cdot \frac{1}{K}$ .
2. От значения  $l = \frac{K+1}{2}$  до значения  $l=K$  коэффициенты вычислить как разность  $2 - a_{lK}$ , где коэффициенты  $a_{lK}$  уже найдены при  $l = \frac{K-1}{2}$ ;  $l = \frac{K-3}{2}$ ;  $l = \frac{K-5}{2}$ ; . . . .
3. Коэффициенты  $a_{lK}$  выписать на трафарет в последователь-

ности  $0 \dots 2 \dots 0$  и использовать для сглаживания фактических данных согласно формуле (2). Получив первую сглаженную ординату  $t_j$ , трафарет сдвинуть к следующей исходной ординате и повторить операцию. Таким образом пройти весь возможный ряд исходных данных.

Вычисленные коэффициенты  $a_{IK}$  для интервалов сглаживания  $n$  с числом ординат от трех до девятнадцати приведены в табл. 1.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Выгодский М. Я. Справочник по элементарной математике. М., Физматгиз, 1962 г., с. 14—17.
2. Брадис В. М. Четырехзначные математические таблицы. М., Учпедгиз, 1969, с. 62—64.

В. В. ДРЕМЛЮГ (ЛВИМУ им. С. О. Макарова)

### ЭФФЕКТИВНОСТЬ ПЛАВАНИЯ ЭКСПЕДИЦИОННЫХ СУДОВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

При морских экспедиционных работах необходимо учитывать влияние гидрометеорологических условий на продолжительность плавания экспедиционного судна в район работ и при возвращении в порт, а также при выполнении всего комплекса экспедиционных работ в заданных районах.

Общее количество времени, затрачиваемого на рейс, равно

$$T_{\text{рейса}} = T_{\text{св}} + T_{\text{эк}} + T_{\text{зах}} + T_{\text{гид}}, \quad (1)$$

где  $T_{\text{св}}$  — продолжительность плавания судна в район экспедиционных работ и возвращение в порт, часы;

$T_{\text{эк}}$  — продолжительность плавания экспедиционного судна в районе исследования, часы;

$T_{\text{зах}}$  — продолжительность захода в промежуточные порты, часы;

$T_{\text{гид}}$  — продолжительность выполнения гидрологических работ, часы.

**Особенности движения экспедиционного судна.** Когда судно совершает плавание в район экспедиционных исследований из порта приписки или переход из одного района в другой, расчет истинной скорости хода и продолжительности плавания производится по тем же зависимостям, что и для транспортных судов. Такое плавание экспедиционного судна условно можно назвать — «свободным».

Продолжительность «свободного» плавания изменяется в зависимости от степени воздействия гидрометеорологических факторов на отдельных отрезках пути и в общем случае может быть рассчитана по формуле

$$t_{\text{св}} = \sum_{i=1}^m \frac{S_i}{K_i V_i}, \quad (2)$$

где  $S_1 \dots S_m$  — отрезки пути с различными гидрометеорологическими условиями;

$V_1 \dots V_m$  — скорость судна при ветре и волнении на этих же отрезках пути;

$K_1 \dots K_m$  — коэффициент скорости судна, учитывающий воздействие течения на тех же отрезках пути.

Если экспедиционное судно выполняет тот или иной вид работ, то характер его движения между двумя станциями происходит на различных режимах движения со скоростями  $V_P, V_{зад}, V_T$  [1]. В этом случае продолжительность движения экспедиционного судна между станциями определяется из выражения

$$T_{дв} = \frac{1}{(V_{зад} - \Delta V_{whb})} \left[ \frac{2(S_P K_3 + S_T K_1)}{K_1 \cdot K_3} + \frac{S_{пл} - (S_P + S_T)}{K_2} \right], \quad (3)$$

где  $T_{дв}$  — продолжительность движения между станциями в часах;

$S_{пл}$  — планируемое расстояние между станциями в милях;

$S_P$  и  $S_T$  — участки разгона и снижения скорости хода в милях;

$V_{зад}$  — заданная скорость движения, узлы;

$\Delta V_{whb}$  — ветроволновые потери скорости хода в узлах;

$K_1, K_2, K_3$  — коэффициенты скорости судна на первом, втором и третьем отрезках пути.

При заданной скорости хода  $V_{зад}$  продолжительность движения  $T_{дв}$  возрастает с увеличением ветроволновых потерь скорости хода  $\Delta V_{whb}$ , коэффициента скорости  $K$  и расстояния между станциями —  $S_{пл}$ .

**Продолжительность гидрологических работ при использовании различных типов приборов.** Продолжительность гидрологических работ зависит от общей глубины гидрологической станции, а также используемых приборов и методики их применения. Большое значение имеют также ветроволновые условия, при которых выполняется тот или иной вид океанографических исследований.

При работе с серией батометров время затрачивается на подвеску приборов, стравливание троса, выдержку приборов на заданных горизонтах, срабатывание приборов (падение посыльного грузика), выбор троса и снятие приборов.

Если положить, что время подвески и снятия любого однотипного прибора в данной серии остается практически одинаковым, то суммарное время подвески и снятия приборов на  $n$  горизонтах определяется линейной зависимостью

$$t_{пс} = n(t_{под} + t_{сн}), \quad (4)$$

где  $t_{пс}$  — время, затрачиваемое на подвеску и снятие приборов на станции;

$t_{под}$  — время подвески одного прибора;

$t_{сн}$  — время снятия одного прибора;

$n$  — число горизонтов.

Время выдержки любого числа однородных приборов на горизонте в данной серии одинаково и равно  $t_v$ .

Время стравливания  $t_{стр}$  и выбирания  $t_{выб}$  серии приборов на тресе, а также опускания посыльного груза  $t_{гр}$  зависит от длины вытравленного троса  $L$ , скорости стравливания  $U_{стр}$  и выбирания  $U_{выб}$  серии приборов и опускания посыльного груза  $U_{гр}$ , так что

$$L \left( \frac{1}{U_{стр}} + \frac{1}{U_{гр}} + \frac{1}{U_{выб}} \right) = t_{стр} + t_{выб} + t_{гр}. \quad (5)$$

В целях определения закономерности изменения  $L$  в зависимости от числа стандартных горизонтов  $n$  были построены графики для случаев мелководной и глубоководной серий (рис. 1).

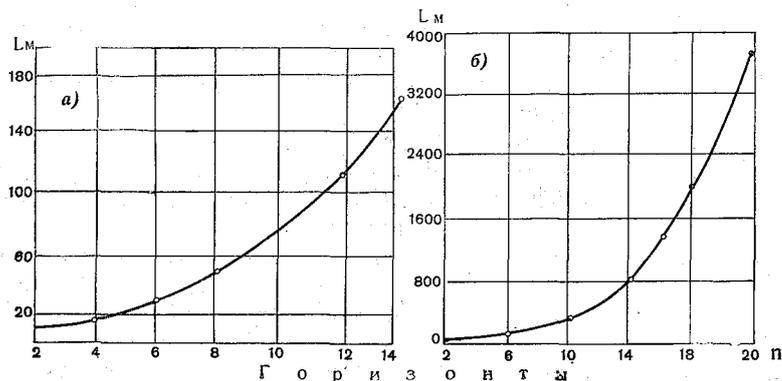


Рис. 1. Изменение суммарной длины троса  $L$  от числа стандартных горизонтов: а—мелководная серия; б—глубоководная серия

По форме кривой были подобраны аппроксимирующие уравнения, показывающие, что для мелководной серии изменение величины  $L$  в зависимости от  $n$  происходит по степенному закону:

$$L = 2,6 n^{1,45}, \quad (6)$$

а для глубоководной серии по экспоненциальному закону:

$$L = 41 \exp(0,2 n). \quad (7)$$

Общая продолжительность гидрологических работ  $T_{гид}$  с одной серией приборов определяется равенством:

$$T_{гид} = n(t_{под} + t_{сн}) + t_v + L \left( \frac{1}{U_{стр}} + \frac{1}{U_{гр}} + \frac{1}{U_{выб}} \right). \quad (8)$$

С учетом специфики выполнения мелководной и глубоководной серий можно использовать следующие формулы:

а) для мелководной серии

$$T_{\text{гид}} = n(t_{\text{под}} + t_{\text{сн}}) + t_{\text{в}} + 2,6 n^{1,45} (U_{\text{стр}}^{-1} + U_{\text{гр}}^{-1} + U_{\text{выб}}^{-1}); \quad (9)$$

б) для глубоководной серии

$$T_{\text{гид}} = n(t_{\text{под}} + t_{\text{сн}}) + t_{\text{в}} + 41 \exp(0,2 n) (U_{\text{стр}}^{-1} + U_{\text{гр}}^{-1} + U_{\text{выб}}^{-1}). \quad (10)$$

По формуле (8) были выполнены расчеты для мелководной и глубоководной гидрологических станций. При этом были взяты параметры, рекомендуемые в «Руководстве...» [2]:

$$(t_{\text{под}} + t_{\text{сн}}) = 3 \text{ мин}, \quad t_{\text{в}} = 5 \text{ мин}, \quad U_{\text{стр}} = 120 \text{ мин},$$

$$U_{\text{выб}} = 240 \text{ мин}, \quad U_{\text{гр}} = 120 \text{ мин}.$$

Результаты расчетов были использованы для построения графиков, характеризующих продолжительность гидрологических работ  $T_{\text{гид}}$  от числа стандартных горизонтов  $n$  (рис. 2).

Аппроксимирующие уравнения показывают, что для мелководной серии продолжительность гидрологических работ определяется линейной зависимостью

$$T_{\text{гид}} = an, \quad (11)$$

а для глубоководной серии — показательной функцией

$$T_{\text{гид}} = a \exp(bn). \quad (12)$$

Такие зависимости могут на первый взгляд показаться неожиданными, так как и для мелководной, и глубоководной серий наблюдений, согласно выражениям (6) и (7), суммарные притравки троса  $L$  изменяются с увеличением числа стандартных горизонтов по нелинейным зависимостям.

На самом деле здесь никакого противоречия нет, если ввести в рассмотрение относительное время  $t_{\text{отв}}$ , затрачи-

ваемое на спуск и подъем приборов при выполнении мелководной и глубоководной серий.

Обозначим время, затрачиваемое на спуск и подъем приборов и падение посыльного груза, через  $t_{\Delta}$ , а время подвески и снятия приборов — через  $t_{\text{пс}}$ .

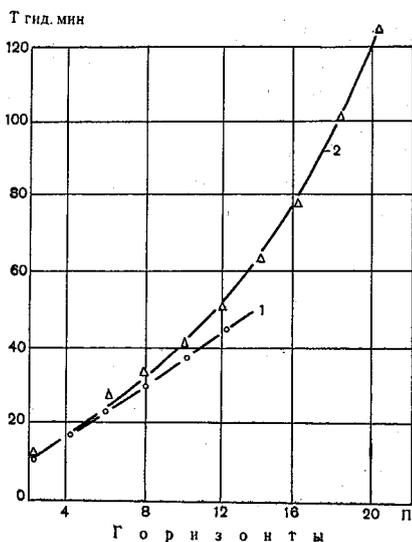


Рис. 2. Зависимость продолжительности гидрологических работ  $T_{\text{гид}}$  от числа стандартных горизонтов: 1—мелководная серия; 2—глубоководная серия

Относительное время определяется соотношением

$$t_{\text{отн}} = \frac{t_{\Delta l}}{t_{\text{пс}}} \quad (13)$$

Расчет, выполненный по формуле (13) для мелководной и глубоководной гидрологических станций, показывает, что при десяти стандартных горизонтах наблюдений в первом случае  $t_{\text{отн}}$  составляет 0,06%, а во втором — 20% от времени  $T_{\text{гид}}$ . Следовательно, доля времени  $t_{\Delta l}$  для мелководных станций весьма мала, а общая закономерность изменения продолжительности работ подчиняется линейной зависимости, как и время  $t_{\text{пс}}$ .

Для проверки теоретической формулы (8) были использованы наблюдения за продолжительностью гидрологических работ в рейсах VIII и IX НИС «Профессор Визе», а также в V и VII рейсах НИС «Профессор Зубов».

На первом судне приборы опускались только на основные стандартные горизонты, на втором — и на дополнительные.

При расчете по теоретической формуле были использованы такие же значения параметров, что и при расчете продолжительности работ на гидрологической станции для построения графика на рис. 2 и определения аппроксимирующего уравнения (12).

На рис. 3 нанесены кривые, рассчитанные по теоретической формуле, а также осредненные значения продолжительности гидрологических работ, полученные при статической обработке материалов наблюдений на судах.

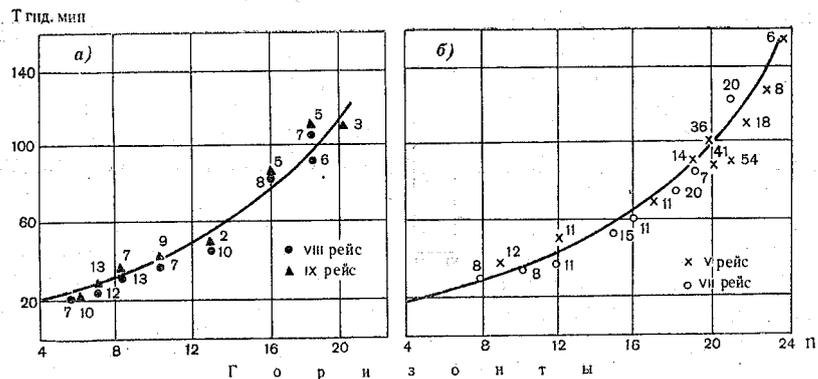


Рис. 3. Расчетная и фактическая продолжительность гидрологических работ на судах НИС «Профессор Визе» (а) и «Профессор Зубов» (б)

Средние квадратические ошибки отклонений теоретических значений от наблюдаемых на НИС «Профессор Визе» составили:  $\sigma=7$  мин и для НИС «Профессор Зубов» —  $\sigma=8$  мин, что указывает на вполне удовлетворимую сходимость расчетных и натуральных данных.

Расчет продолжительности работ на гидрологической станции при наблюдениях над течениями с использованием БПВ имеет свои особенности.

Продолжительность выдержки прибора на заданном горизонте может заметно меняться в зависимости от дискретности промежутков между отпечатками.

Согласно «Руководству» [2], при однократных наблюдениях необходимо использовать 5- или 10-минутные управляющие диски. Одновременно рекомендуется выдерживать прибор на заданном горизонте так, чтобы получить при тихой погоде не менее двух, а при качке не менее трех-четырёх рабочих отпечатков.

В табл. 1 приведены значения продолжительности выдержки БПВ (в мин) на горизонте при использовании 5- или 10-минутных управляющих дисков и различным числе рабочих отпечатков.

Таблица 1

Управляющие диски, мин	Число рабочих отпечатков				
	2	4	6	8	10
5	10	20	30	40	50
10	20	40	60	80	100

Как видно из табл. 1, продолжительность выдержки БПВ на горизонте возрастает в линейной зависимости от числа рабочих отпечатков, а также от дискретности промежутков между ними.

При расчете продолжительности гидрологических работ  $T_{гид}$  следует учитывать, что из формулы (8) исключается параметр  $U_{гр}$ , а скорость стравливания  $U_{стр}$  и выбирания  $U_{выб}$  прибора принимается, согласно рекомендациям «Руководства», одинаковой.

С учетом сказанного расчетная формула для определения  $T_{гид}$  при работе с БПВ принимает вид

$$T_{гид} = (t_{под} + t_{сн}) \cdot n + t_{в} + 2L \cdot U_{св}^{-1}, \quad (14)$$

где

$$U_{св} = U_{стр} = U_{выб}.$$

В практику океанологических работ внедряется ряд автоматических приборов для определения температуры и солености воды на заданных горизонтах. К таким приборам относится батитермограф ГМ9-Ш, фототермограф ФТГ-64, батометр-термограф АБТ-У, зонд-батометр и др.

Особенность работы с ними заключается в том, что на тресе стравливается один прибор, который постепенно опускается до заданного предельного горизонта и фиксирует непрерывно или дискретно значения гидрологического элемента.

При расчете продолжительности работы с таким прибором необходимо учитывать время, затрачиваемое на подвеску ( $t_{под}$ ) и

снятие ( $t_{\text{сн}}$ ) прибора; продолжительность стравливания ( $t_{\text{стр}}$ ), выбирания ( $t_{\text{выб}}$ ) прибора.

Таким образом, общая продолжительность работы с прибором определяется выражением

$$T_{\text{гид}} = (t_{\text{под}} + t_{\text{сн}}) + L(U_{\text{стр}}^{-1} + U_{\text{выб}}^{-1}). \quad (15)$$

**Влияние погодных условий на продолжительность гидрологических работ.** С увеличением скорости ветра и ростом параметров волн обычно возрастают динамические нагрузки на трос и приборы, увеличивается угол отклонения троса от вертикали  $\alpha^\circ$ .

В связи с этим усложняются условия подвески и снятия приборов, возникает необходимость в увеличении длины вытравленного троса при тех же горизонтах наблюдений. Снижаются скорости стравливания и подъема приборов, а также скорость движения гусынного грузика.

Для характеристики особенностей выполнения гидрологических работ при использовании серии батометров введем понятие «погодного» коэффициента  $\Pi$  и придадим ему следующие значения (табл. 2).

Таблица 2

$U_{\text{гр}}$ , м/мин	$\alpha^\circ$	$t_{\text{под}} = t_{\text{сн}}$ , мин	$\Pi$
150	0	1	1,0
120	30	1,5	1,3
100	60	2	1,6

При «погодном» коэффициенте  $\Pi = 1,0$  скорости стравливания  $U_{\text{стр}}$  и выбирания приборов  $U_{\text{выб}}$  можно менять в значительных диапазонах, причем продолжительность гидрологических работ  $T_{\text{гид}}$  будет зависеть от числа стандартных горизонтов  $n$  и скорости стравливания и подъема троса с приборами.

При «погодных» коэффициентах 1,3 и 1,6 для уменьшения гидродинамических нагрузок на трос и приборы обычно принимают минимальные значения скоростей стравливания и подъема приборов, поэтому продолжительность гидрологических работ  $T_{\text{гид}}$  возрастает в первую очередь за счет увеличения суммарной протяжки троса.

Кроме того, имеет значение увеличение времени  $t_{\text{под}}$  и  $t_{\text{сн}}$ , а также уменьшение скорости  $U_{\text{гр}}$ ,  $U_{\text{стр}}$  и  $U_{\text{выб}}$ .

На рис. 4 нанесено семейство кривых, определяющих закономерности изменения продолжительности  $T_{\text{гид}}$  в зависимости от числа стандартных горизонтов  $n$  и угла отклонения троса  $\alpha^\circ$ .

Соответствующие аппроксимирующие уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned} \alpha = 0^\circ \quad T_{\text{гид}} &= 0,03 \cdot n^{2,68} + 17; \\ \alpha = 30^\circ \quad T_{\text{гид}} &= 0,02 \cdot n^{3,02} + 20; \\ \alpha = 60^\circ \quad T_{\text{гид}} &= 0,04 \cdot n^{2,58} + 31. \end{aligned} \quad (16)$$

На рис. 5 показано семейство кривых, определяющих закономерности изменения продолжительности работ  $T_{\text{гид}}$  от угла  $\alpha^\circ$  при постоянном числе горизонтов  $n$ .

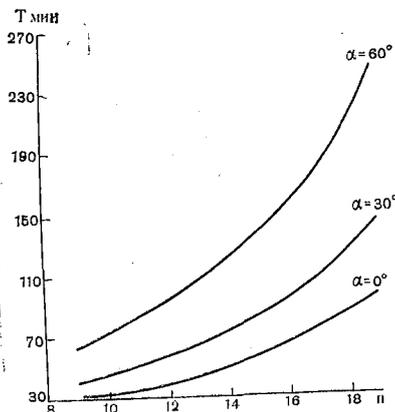


Рис. 4. Изменение продолжительности гидрологических работ в зависимости от числа стандартных горизонтов  $n$  и угла отклонения  $\alpha^\circ$ .

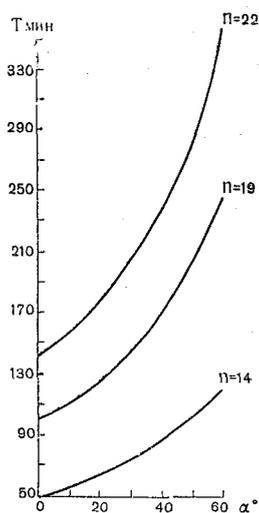


Рис. 5. Изменение продолжительности гидрологических работ от угла  $\alpha^\circ$  при  $n = \text{Const}$ .

Из рис. 5 видно, что при малом числе горизонтов  $n$  зависимость  $T_{\text{гид}}$  от  $\alpha^\circ$  практически линейная. С увеличением числа стандартных горизонтов эта зависимость становится нелинейной. Соответствующие аппроксимирующие уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned} n = 14, \quad T_{\text{гид}} &= 0,01 \alpha^{1,95} + 55; \\ n = 19, \quad T_{\text{гид}} &= 0,06 \alpha^{1,80} + 101; \\ n = 22, \quad T_{\text{гид}} &= 0,11 \alpha^{1,71} + 144. \end{aligned} \quad (17)$$

Для характеристики продолжительности работ с БПВ при различных гидрометеорологических условиях примем следующие значения «погодного» коэффициента  $\Pi$ , приведенные в табл. 3.

Таблица 3

$\alpha^\circ$	$t_{в}, \text{ мин}$	$U, \text{ м/мин}$	$t_{под}=t_{сн}, \text{ мин}$	$\Pi$
0	20	60	5	1,0
30	40	40	7	1,3
60	60	30	10	1,6

С увеличением «погодного» коэффициента и числа стандартных горизонтов возрастает суммарная притравка троса  $L$ , что в первую очередь и сказывается на продолжительности гидрологических работ  $T_{гид}$ .

На рис. 6 показано семейство кривых, характеризующих закономерности изменения  $T_{гид}$  в зависимости от числа стандартных горизонтов при «погодных» коэффициентах  $\Pi=1,0$ ; 1,3 и 1,6.

Соответствующие аппроксимирующие уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned} \Pi=1,0, \quad T_{гид} &= 87,4 \cdot \exp(0,10 n) - 64,0; \\ \Pi=1,3, \quad T_{гид} &= 65,9 \cdot \exp(0,14 n) - 16,7; \\ \Pi=1,6, \quad T_{гид} &= 46,5 \cdot \exp(0,22 n) - 34,5. \end{aligned} \quad (18)$$

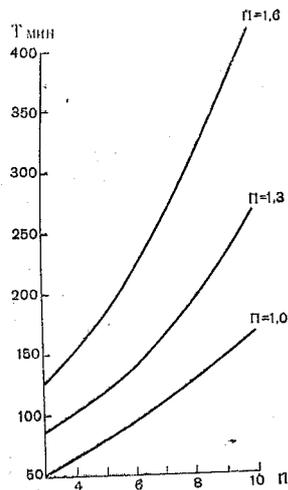


Рис. 6. Изменение продолжительности гидрологических работ от числа стандартных горизонтов  $n$  при «погодных» коэффициентах 1,0; 1,3 и 1,6

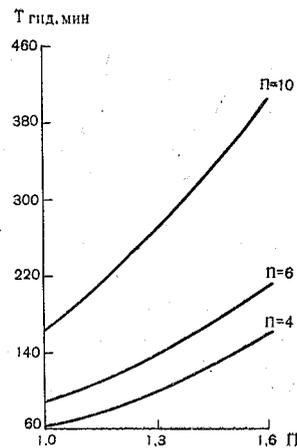


Рис. 7. Продолжительность гидрологических работ при различных «погодных» коэффициентах  $\Pi$

Как следует из графиков и аппроксимирующих уравнений, продолжительность гидрологических работ  $T_{гид}$  в зависимости от числа стандартных горизонтов определяется показательной функцией.

Изменение продолжительности гидрологических работ от «погодного» коэффициента при одинаковом числе стандартных горизонтов показано на рис. 7.

Соответствующие аппроксимирующие уравнения имеют вид:

$$\begin{aligned}n=4, \quad T_{гид} &= 0,32 П^{1,2} + 60; \\n=6, \quad T_{гид} &= 0,42 П^{1,4} + 97; \\n=10, \quad T_{гид} &= 0,96 П^{1,3} + 171.\end{aligned} \quad (19)$$

Из графика и уравнений следует, что при одинаковом числе стандартных горизонтов продолжительность гидрологических работ в зависимости от «погодного» коэффициента изменяется также по степенной функции.

#### ВЫВОДЫ

1. При заданной скорости хода экспедиционного судна продолжительность его движения возрастает с увеличением ветроволновых потерь скорости и расстояния между станциями.
2. Продолжительность гидрологических работ в зависимости от числа стандартных горизонтов для мелководных серий подчинена линейному закону, а для глубоководных серий — определяется показательной функцией.
3. Для учета влияния погодных условий на продолжительность гидрологических работ введено понятие «погодного» коэффициента.
4. Продолжительность гидрологических работ возрастает при «погодных» коэффициентах 1,3 и 1,6 за счет увеличения суммарной притравки троса, времени подвески и снятия приборов, а также уменьшения скорости их стравливания и подъема.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дремлюг В. В. О характере движения судна между гидрологическими станциями. — В кн.: Гидрография и гидрометеорология. Л., 1972, вып. 1, с. 62—67.
2. Руководство по гидрологическим работам в океанах и морях. Л., Гидрометеоздат, 1967.

Б. Н. БЕЛЯЕВ (ЛГМИ)

### ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПРОГНОСТИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ О МОРСКИХ ТЕЧЕНИЯХ В ИНТЕРЕСАХ СУДОВОЖДЕНИЯ

Рассмотрим эффективность учета прогнозов течения при счислении пути судна, оценивая ее показателем эффективности  $\kappa(T)$ :

$$\kappa(T) = 1 - \frac{M_{\text{пр}}(T)}{M(T)}, \quad (1)$$

где  $M_{\text{пр}}(T)$  — среднеквадратическая невязка (по модулю) в счислимом месте судна при учете прогнозов течения на поверхности моря;  $M(T)$  — то же при неучете течения;  $T$  — длительность плавания по счислению.

Очевидно, что использование прогностической информации эффективно при  $\kappa(T) > 0$ , а при  $\kappa(T) < 0$  учет прогнозов снижает точность счисления, т. е. не эффективен. Очевидно также, что всегда  $\kappa(T) \leq 1$ , причем, чем ближе  $\kappa(T)$  к единице, тем выше эффективность прогнозов в рассматриваемом смысле, поскольку, как нетрудно видеть,  $\kappa(T)$  определяет долю уменьшения невязки счисления, происходящего за счет учета прогнозов течения.

Не имея в виду какой-либо определенный способ прогноза течения, предположим, что прогностическая информация поступает на судно через равные интервалы времени  $\Delta t$  в виде вектора скорости течения, относящегося к месту (точке) нахождения судна в соответствующий момент. Точность прогноза характеризуется среднеквадратической ошибкой прогностического значения проекции вектора на меридиан или параллель  $\sigma_{\text{пр}} = \sqrt{\Delta_{\text{пр}}^2}$ , где  $\Delta_{\text{пр}}$  — единичная ошибка прогноза (черта сверху здесь и ниже означает усреднение). Тогда средний квадрат проекции невязки за интервал  $\Delta t$ , обусловленный только ошибками прогноза, составит  $\sigma_{\text{пр}}^2 \Delta t^2$ , а за весь период плавания  $T = N \Delta t$  он окажется равным

$$N \sigma_{\text{пр}}^2 \Delta t^2 = \sigma_{\text{пр}}^2 \Delta t T. \quad (2)$$

(Заметим, что возможен и другой способ выдачи прогнозов течений, при котором на судно поступает информация о векторе скорости течения, усредненном по некоторой пространственно-временной области. Однако, поскольку временной интервал усреднения в общем случае не будет совпадать с длительностью следования судна через определенный район, а площадное усреднение при прогнозе не тождественно усреднению по линии пути судна, такой способ заведомо менее эффективен).

Для простоты будем считать, что плавание происходит постоянными курсом и скоростью в открытом океане, где приливные составляющие течения малы и особо не учитываются. Будем также полагать, что другие источники ошибок счисления, не связанные с течением, отсутствуют.

Как известно из навигации, учет течения (расчет сноса) при счислении сводится к интегрированию вектора скорости течения по времени. При дискретном поступлении информации интегрирование выполняется приближенно либо способом прямоугольников, либо способом трапеций. На практике чаще используют первый из них, однако ниже применяется второй способ, как более точный.

Имея в виду сказанное, для расчетного значения сноса по меридиану можем написать

$$S_u(T) = \Delta t \sum_{n=0}^N u(n\Delta t) - \frac{\Delta t}{2} u(0) - \frac{\Delta t}{2} u(N\Delta t), \quad (3)$$

где  $u(n\Delta t)$  — проекция вектора скорости течения на меридиан.

Аналогичное соотношение будет определять снос по параллели  $S_v(T)$  как функцию соответствующих проекций  $v(n\Delta t)$ .

В случае, когда величины  $u(n\Delta t)$  безошибочны, средний квадрат невязки счисления в меридиональном направлении, обусловленный только дискретностью информации, составит

$$\sigma^2 S_u(T) = \left[ S(T) - \int_0^T u(t) dt \right]^2. \quad (4)$$

Если рассматривать течение как стационарную случайную функцию времени, корреляционная функция которой имеет вид

$$B(\tau) = \sigma^2 \exp(-\alpha/|\tau|), \quad (5)$$

то, подставляя (3) и (5) в (4), получим

$$\sigma^2 S_u(T) = \sigma_u^2(T) F(\alpha), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned}
 F(\alpha) = & 2 \frac{\alpha N \Delta t - [1 - \exp(-\alpha N \Delta t)]}{\alpha^2} - \\
 & - \frac{2}{\alpha} \{2N - [1 - \exp(-\alpha N \Delta t)] \frac{1 + \exp(-\alpha \Delta t)}{1 - \exp(-\alpha \Delta t)}\} \Delta t + \\
 & + \{(N + 1) \frac{1 + \exp(-\alpha \Delta t)}{1 - \exp(-\alpha \Delta t)} + \frac{1 + \exp(-\alpha N \Delta t)}{2} - \\
 & - 2 \frac{1 - \exp[-\alpha(N + 1) \Delta t]}{[1 - \exp(-\alpha N \Delta t)]^2}\} \Delta t^2. \quad (7)
 \end{aligned}$$

Как это следует из [1], соотношения (6) и (7) должны быть написаны отдельно для двух составляющих течения:

— «переменной», положив в соотношения (6) и (7)  $\sigma_u^2(T) = \sigma_{u_{cp}}^2(T)$ ,  $\alpha = \alpha_1$ , где  $\sigma_{u_{cp}}^2(T)$  — усредненная по маршруту дисперсия меридиональной проекции вектора скорости «переменного» течения, а параметр  $\alpha_1$  является функцией скорости хода судна;

— «постоянной», положив в соотношения (6) и (7)  $\sigma_u^2(T) \approx 0,06$  узла<sup>2</sup>,  $\alpha = \alpha_2$ , причем  $\alpha_2$  также определяется скоростью хода (формулы для расчета  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  даются в [1]).

Таким образом,

$$\sigma_{S_u}^2(T) = \sigma_{u_{cp}}^2(T) F(\alpha_1) + 0,06 F(\alpha_2). \quad (8)$$

Аналогично для среднего квадрата невязки по параллели

$$\sigma_{S_v}^2(T) = \sigma_{v_{cp}}^2(T) F(\alpha_1) + 0,06 F(\alpha_2). \quad (9)$$

Объединяя соотношения (8) и (9), напишем для среднеквадратической невязки, обусловленной только дискретностью информации, следующее выражение:

$$M_n(T) = \sqrt{M_{n1}^2(T) + M_{n2}^2(T)},$$

где

$$M_{n1}(T) = (\sigma_{v_{cp}}^2 + \sigma_{u_{cp}}^2) F(\alpha_1),$$

$$M_{n2}(T) = 0,12 F(\alpha_2). \quad (10)$$

Используя равенство (2) для обеих проекций (на меридиан и параллель), получим из формулы (10) следующее соотношение для расчета среднеквадратической невязки счисления при учете прогнозов течения:

$$M_{np}(T) = \sqrt{M_{n1}^2(T) + M_{n2}^2(T) + 2\sigma_{np}^2 \Delta t T}. \quad (11)$$

Согласно работе [1],  $M(T) = \sqrt{M_1^2(T) + M_2^2(T)}$ , где

$$M_i(T) = 2 \frac{\alpha_i T - [1 - \exp(-\alpha_i T)]}{\alpha_i^2} \sigma_i^2 \quad (12)$$

— среднеквадратические невязки при неучете течения, вызванные «переменным» ( $i=1$ ) и «постоянным» ( $i=2$ ) течением.

$$(\sigma_1^2 = \sigma_{\text{иср}}^2 + \sigma_{\text{всп}}^2, \quad \sigma_2^2 = 0,12 \text{ узла}^2).$$

Тогда из (1)

$$\kappa(T) = 1 - \sqrt{\frac{M_{\text{д1}}^2(T) + M_{\text{д2}}^2(T) + 2\sigma_{\text{пр}}^2 \Delta t T}{M_1^2(T) + M_2^2(T)}}.$$

В последней формуле удобно перейти к нормированным величинам  $\tilde{M}$ , для чего следует разделить числитель и знаменатель подкоренного выражения на величину  $\sigma_{\text{иср}}^2 + \sigma_{\text{всп}}^2$ :

$$\kappa(T) = 1 - \sqrt{\frac{\tilde{M}_{\text{д1}}^2(T) + A \tilde{M}_{\text{д2}}^2(T) + B \Delta t T}{\tilde{M}_1^2(T) + A \tilde{M}_2^2(T)}}, \quad (13)$$

где  $A = \frac{0,12 \text{ узла}^2}{\sigma_{\text{иср}}^2 + \sigma_{\text{всп}}^2}$ ,  $B = \frac{2 \sigma_{\text{пр}}^2}{\sigma_{\text{иср}}^2 + \sigma_{\text{всп}}^2}$ .

Из анализа формулы (13) следует, что показатель  $\kappa(T)$  при данном значении  $T$  тем больше, чем больше  $A$ , меньше  $B$  (т. е. точнее прогноз) и меньше скорость хода судна. Из рассмотрения данных о течениях, содержащихся в атласах и других источниках, следует, что, как правило,  $A \leq 1$ . Приняв  $A=1$ , рассчитаем значение  $\kappa(T)$  для случая, когда интервал дискретности прогноза составляет  $\Delta t=4$  часа, а скорость хода судна равна 10 узлам. Результаты расчета показаны на рис. 1, где кривые соответствуют разным значениям  $B$ , определяющим точность прогноза. Связь между величинами  $B$  и среднеквадратической ошибкой прогностического значения одной из проекций вектора скорости течения (на меридиан или параллель) для принятых исходных данных следующая:

$$B=0,005; \quad \sigma_{\text{пр}}=0,02 \text{ узла}; \quad B=0,03; \quad \sigma_{\text{пр}}=0,04 \text{ узла};$$

$$B=0,05; \quad \sigma_{\text{пр}}=0,06 \text{ узла}; \quad B=0,1; \quad \sigma_{\text{пр}}=0,08 \text{ узла};$$

$$B=0,5; \quad \sigma_{\text{пр}}=0,17 \text{ узла}.$$

Из рис. 1 следует, что при  $B=0,5$  прогноз течения полностью не эффективен (в смысле неэффективности его использования в рассматриваемых целях), а при других значениях  $B$  его эффективность не слишком велика и лишь при  $B=0,005$  и большей длительности плавания доходит до 0,45.

На рис. 2 показаны результаты аналогичных расчетов при тех же данных, кроме интервала  $\Delta t$ , который в данном случае принят равным 10 часам. Из рис. 2 видно, что при таком интервале дискретности прогноз течения вообще не эффективен, более того, принятие его в учет понижает точность счисления по сравнению со случаем полного неучета течения.

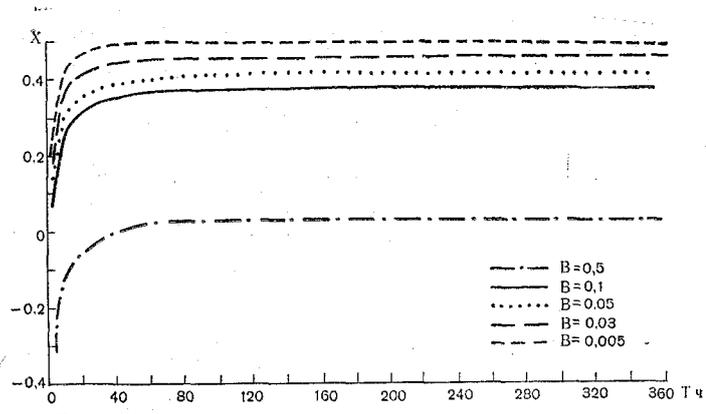


Рис. 1. Эффективность прогноза течения ( $\Delta t=4$  часа)

Заметим, что полученные величины следует рассматривать как «оценки сверху», поскольку в наших рассуждениях имелись в виду условия, либо не слишком типичные (например, постоян-

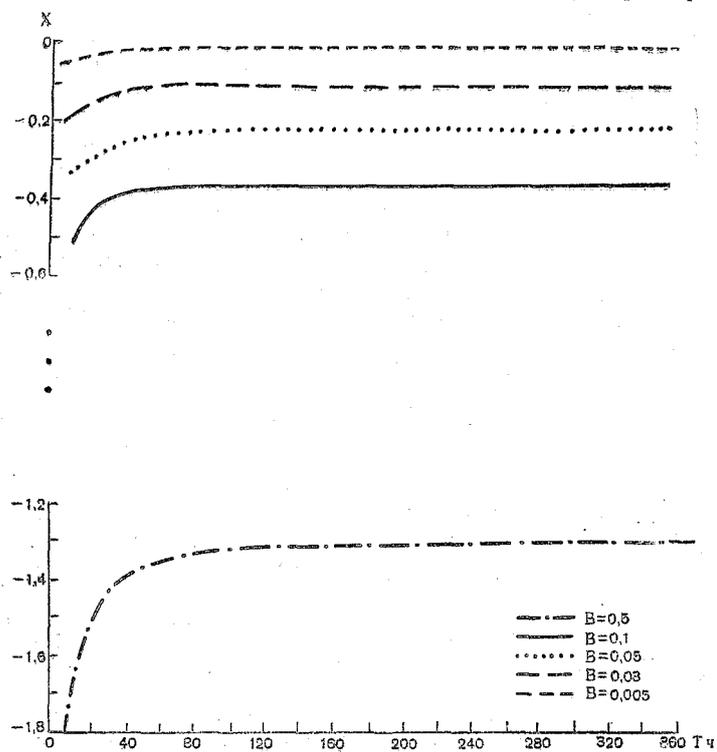


Рис. 2. Эффективность прогноза течения ( $\Delta t=10$  часов)

ство курса и скорости хода, практическое отсутствие других источников ошибок счисления), либо мало реалистичные (высокая точность прогноза, выдача данных через небольшие интервалы  $\Delta t$  и т. д.). Очевидно, что при отказе от подобных идеализированных условий оценки эффективности прогнозов будут ниже.

В этом отношении наиболее существенным, по-видимому, окажется влияние того факта, что точное место судна, к которому должен относиться очередной прогноз течения, вообще говоря, никогда не будет известно (при этом мы отвлекаемся от технических трудностей, связанных с необходимостью сообщения прогностическому центру координат судна на момент каждого прогноза и расчета прогностических данных именно для этих координат). Действительно, если в момент  $t=0$  место судна известно точно, то уже к моменту  $t=\Delta t$  в счислении появится некоторая ошибка, вызванная тем, что даже при безошибочном прогнозе на интервале от  $t=0$  до  $t=\Delta t$  снос рассчитывается по приближенной формуле (3). Так, для данных, использованных при расчетах кривых на рис. 1, эта ошибка, согласно (11), составляет  $M_{пр} (4 \text{ часа}) = 0,84$  мили. Поэтому следующий прогноз, даже если он сам по себе безошибочен, будет фактически относиться не к точке истинного местонахождения судна, а к другой точке. Полагая расстояние между этими точками распределенным по закону Релея, получим следующую оценку его среднего значения:

$$L (4 \text{ часа}) = 1,25 \frac{M_{пр} (4 \text{ часа})}{\sqrt{2}} = 0,75 \text{ мили.}$$

Из корреляционной функции проекции вектора скорости «постоянного» течения (на меридиан или параллель), приведенной в работе [1], следует, что среднеквадратическая изменчивость этой проекции на расстояние  $L=0,75$  мили составляет 0,043 узла. Для получения аналогичной оценки изменчивости «переменного» течения необходимо располагать пространственной корреляционной функцией проекции «переменного» течения, аргументом которой является расстояние  $L$ . Эту функцию можно построить способом, использовавшимся в работе [1] при нахождении корреляционной функции «переменного» течения с той разницей, что ординаты взаимно-корреляционных функций следует брать всегда при нулевом сдвиге ( $\tau=0$ ). Выполнив такое построение, нетрудно затем оценить среднеквадратическую изменчивость проекции вектора скорости «переменного» течения, которая для  $L=0,75$  мили оказывается равной 0,078 узла. Тогда полная среднеквадратическая изменчивость одной из проекций составит

$$\sqrt{(0,043)^2 + (0,078)^2} \approx 0,09 \text{ узла.}$$

Таким образом, прогностическое значение проекции течения, которое будет сообщено на судно в момент  $t=\Delta t$ , отличается от

истинного в среднеквадратическом на 0,09 узла из-за накопленной к этому моменту ошибки счисления, хотя сам по себе прогноз течения был безошибочен. Это эквивалентно тому случаю, если бы координаты на момент  $t = \Delta t$  были бы определены безошибочно, а прогноз содержал ошибку, характеризуемую величиной  $\sigma_{\text{пр}} = 0,09$  узла, что, как нетрудно видеть, соответствует значению  $B = 0,13$ . Очевидно, что к следующему моменту  $t = 2\Delta t$  точность счисления еще понизится, что равноценно росту  $B$ . Следовательно, при расчетах по формуле (13) необходимо учитывать увеличивающееся во времени значение  $B$ , причем, как это следует из рассмотренного примера, такое увеличение достаточно существенно. А это значит, что действительная эффективность прогноза течения будет меньше той, какая показана на рис. 1 и 2, причем с ростом продолжительности плавания  $T$  показатель эффективности  $\kappa(T)$  будет, начиная с некоторого значения  $T$ , убывать за счет увеличения  $B$ .

Итак, даже в идеализированных условиях (высокая точность прогноза и малая временная его дискретность, возможность давать прогноз на любой момент времени и на любую точку по маршруту плавания и т. д.) учет прогностической информации о морских течениях при счислении пути судна может дать лишь небольшой положительный эффект. Общеизвестно, что существующие методы прогноза течений весьма несовершенны и их возможности значительно меньше тех, какие приписывались методике прогноза выше. Однако из всего сказанного следует, что даже существенные успехи в разработке и внедрении новых методов прогноза течений принципиально не могут привести к практическим интересным результатам в судовождении при обеспечении счисления пути судна.

Разумеется, отсюда не следует, что прогнозирование течений вообще не имеет смысла: в настоящей работе речь шла хотя и о важной, но все же частной задаче, и распространение полученных результатов на другие задачи, для решения которых требуется прогностическая информация о течениях, недопустимо.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Б. Н. Вероятностные характеристики морских течений, необходимые для решения некоторых задач судовождения. — Межведомственный сборник ЛГМИ «Методы океанологических исследований». 1976, вып. 59.

И. А. СТЕПАНЮК (ЛГМИ)

### ПРИМЕНЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ ШКАЛЫ ОТСЧЕТА ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ СТАБИЛЬНОСТИ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ СХЕМ

В некоторых приборах, например описанных в работах [1—3], при записи на магнитную ленту информации, представленной в виде частотно-модулированного сигнала, используется параллельный канал, по которому производится запись дополнительной информации о шкале отсчета. При этом любые основные сигналы, связанные с нестабильностью скорости протяжки магнитной ленты, сопровождаются аналогичными вариациями шкалы отсчета, что дает возможность воспроизводить записанный результат с весьма малыми искажениями.

В известных океанологических приборах, работа которых основана на рассмотренном принципе [1], в качестве шкалы отсчета использовалась фиксированная частота, стабилизированная кварцевым резонатором. Такая шкала может быть названа статической.

Не касаясь вопросов записи и воспроизведения результата измерений, рассмотрим систематическую погрешность измерительной схемы со статической шкалой отсчета, возникающую в результате воздействия температуры окружающей среды и изменения напряжения питания.

Систематическая погрешность будет состоять из двух составляющих: 1) погрешности нуля, т. е. изменения отсчета под воздействием указанных факторов при постоянном значении выходного сигнала первичного преобразователя (например, полупроводникового терморезистора) в начальной точке диапазона измерений;

2) погрешности чувствительности, т. е. изменения отсчета под воздействием указанных факторов во всем диапазоне, вызванной изменением коэффициента преобразования измерительной схемы.

Если  $f_m$  — частота информационного генератора,  $f_o$  — частота опорного генератора,  $N$  — отсчет, производимый подсчетом числа импульсов  $f_m$  в промежутке  $L/f_o$ , где  $L$  — постоянное число для данной аппаратуры, то очевидно

$$N = \frac{L f_n}{f_o} \quad (1)$$

Относительное изменение отсчета, вызванное изменением температуры окружающей среды при постоянном значении выходного сигнала первичного преобразователя, будет составлять для статической шкалы отсчета ( $f_o = \text{const}$ )

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{1}{f_n} \frac{df_n}{dt}$$

Относительное изменение отсчета, вызванное изменением напряжения питания схемы, равно

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dU} = \frac{1}{f_n} \frac{df_n}{dU}$$

Видно, что применение статической шкалы отсчета не дает никаких преимуществ для самой измерительной схемы. Достоинства такого способа сказываются лишь в последующих преобразованиях, связанных с вариациями информационной частоты  $f_n$  (например, при записи с нестабильной скоростью протяжки ленты).

Можно показать, что в измерительных схемах ЧМ-типа более целесообразно применение динамической шкалы отсчета, представляющей собой нестабилизированную опорную частоту, получаемую от генератора, полностью аналогичного измерительному генератору; при этом первичный преобразователь измеряемой величины имитируется постоянным элементом, значение которого равно значению выходного сигнала первичного преобразователя в начальной точке диапазона измерений.

В этом случае частота  $f_o$ , так же как и  $f_n$ , будет зависеть от температуры окружающей среды и напряжения питания.

Относительное изменение отсчета, вызванное изменением температуры окружающей среды, на основании выражения (1) составляет

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dt} = \frac{1}{f_n} \frac{df_n}{dt} - \frac{1}{f_o} \frac{df_o}{dt}$$

При изменении напряжения питания имеем

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dU} = \frac{1}{f_n} \frac{df_n}{dU} - \frac{1}{f_o} \frac{df_o}{dU}$$

Таким образом, при условии полной идентичности характеристик информационного и опорного генераторов применение динамической шкалы отсчета позволяет полностью устранить погрешность нуля.

При использовании двух разных генераторов, близких по характеристикам, погрешность нуля полностью не устраняется, но значительно уменьшается по сравнению с погрешностью нуля в случае статической шкалы отсчета.

Экспериментальные данные, полученные для серии различных генераторов на импульсных мостовых элементах, позволяют считать, что даже в небольших сериях могут быть подобраны пары генераторов с близкими температурными коэффициентами частоты (табл. 1). Это примерно на порядок уменьшает температурный

Таблица 1

$t_{\text{ген}}$ $t^{\circ}\text{C}$	1	2	3	4	5	6	7
+21,5	24609	24532	24433	24440	24427	24483	24398
+8,9	24587	24522	24425	24427	24418	24471	24388
$\frac{1}{f} \frac{df}{dt} \cdot 10^3$	+7,1	+3,2	+2,6	+4,2	+2,9	+3,9	+3,3

коэффициент отсчета в измерительной схеме с динамической шкалой. Особенно целесообразно применение динамической шкалы при проектировании устройств на микросхемах, у которых наблюдается высокая технологическая воспроизводимость характеристик. Причем наилучшим вариантом является использование транзисторов базовой сборки дифференциального усилителя, например 1НТ291, когда один из транзисторов включается в информационный генератор, а второй — в опорный. Тогда возможно уменьшение погрешности нуля практически на два порядка по сравнению с исходной величиной. Однако при этом следует иметь в виду, что для близких значений  $f_{\text{и}}$  и  $f_{\text{о}}$  в подобных измерительных схемах может наблюдаться характерное явление «захвата частот», вызванное токами утечки в подложке микросхемы, взаимными наводками и другими причинами. Ширина участка «захвата» может достигать  $\pm 1 \div 1,5\%$  по отношению к значению  $f_{\text{о}}$ . Естественно, участок «захвата» должен быть исключен из рабочего диапазона измерений.

Анализ погрешности чувствительности может быть выполнен только для конкретных измерительных схем. Рассмотрим  $RC$ -генераторы, у которых зависимость частоты от проводимости первичного преобразователя (например, полупроводникового терморезистора) может быть аппроксимирована линейным уравнением вида

$$f_{\text{и}} = f_{\text{и1}} [1 + k (\gamma_{\text{т1}} - \gamma_{\text{т1}})],$$

где  $k$  — коэффициент преобразования генератора,  
 $\gamma_{\text{т}}$  — проводимость терморезистора,

$\gamma_{T1}$  — проводимость терморезистора в начальной точке диапазона ( $t=t_1$ ).

$f_{H1}$  — частота генератора в начальной точке диапазона.

Результат измерений, определяемый выражением (1), также является некоторой функцией температуры. Представим ее в виде

$$N = N_1[1 + \beta(t - t_1)],$$

где  $\beta$  — коэффициент преобразования измерительной схемы в целом (в частном случае линейной зависимости  $\beta = \text{const}$ ).

$N_1$  — отсчет при  $t=t_1$ .

Тогда уравнение (1) перепишется в виде

$$N_1[1 + \beta(t - t_1)] = \frac{L f_{H1} [1 + k(\gamma_T - \gamma_{T1})]}{f_o}. \quad (2)$$

Погрешность чувствительности отсчета проявляется в изменении  $\beta$  в зависимости от  $k$  под воздействием температуры окружающей среды и изменений напряжения питания. Из выражения (2) найдем

$$\beta = \frac{L f_{H1} [1 + k(\gamma_T - \gamma_{T1})] - N_1 f_o}{N_1(t - t_1) f_o}.$$

Для анализа погрешности чувствительности условно примем  $\gamma_T = \text{const}$  и  $t = \text{const}$  (первичный преобразователь в информационном генераторе имитирован постоянным резистором). Тогда

$$\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dt} = \frac{kL \cdot f_{H1} (\gamma_T - \gamma_{T1})}{L f_{H1} + L f_{H1} k (\gamma_T - \gamma_{T1}) - N_1 f_o} \cdot \left( \frac{1}{k} \frac{dk}{dt} \right). \quad (3)$$

Поскольку на основании выражения (2)

$$N_1 = \frac{L f_1}{f_o},$$

выражение (3) приводится к виду

$$\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dt} = \frac{1}{k} \frac{dk}{dt}.$$

Соответственно для зависимости от напряжения питания имеем

$$\frac{1}{\beta} \frac{d\beta}{dU} = \frac{1}{k} \frac{dk}{dU}.$$

Полученные выражения, очевидно, применимы как для статической шкалы отсчета ( $f_o = \text{const}$ ), так и для динамической шкалы рассматриваемого типа, т. е.  $f_o \neq \text{const}$ , но параметры времязадающего четырехполюсника ( $RC$ -моста) не зависят от  $t$ .

Таким образом, применение динамической шкалы отсчета в рассмотренном варианте позволяет значительно уменьшить, а в идеальном случае полностью устранить погрешность нуля, оставляя при этом без изменений погрешность чувствительности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. И. Система записи и воспроизведения на магнитной ленте методом частотной модуляции. — «Труды МГИ АН УССР», Киев, 1965, т. 36, с. 192—198.
2. Дэвис Г. Л. Применение точной магнитной записи. М., «Энергия», 1967, с. 178.
3. Степанюк И. А. Автономный термограф с дискретной магнитной записью. — «Труды ЛГМИ». Л., 1971, вып. 44, с. 41—46.

В. И. СЫЧЕВ (ЛГМИ), К. П. ШИРОКОВ (ГМФ)

### К МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА ДРЕЙФА ЛЬДОВ

Дрейф льдов определяется совокупностью целого ряда факторов, главенствующими из которых являются напряжения трения, возникающие на границах соприкосновения воздуха со льдом и льда с водой.

Большое значение в формировании дрейфа имеет взаимная ориентация векторов в пространстве, обусловленных воздействием на лед ветра и течений. Нередко тангенциальное напряжение, создаваемое поверхностными течениями, в несколько раз превосходит по величине тангенциальное напряжение, вызываемое воздушным потоком. В этих случаях лед дрейфует в направлении поверхностных течений, даже если ветер направлен в противоположную сторону.

Для выяснения взаимодействия между воздухом, льдом и водой Северо-западное управление гидрометслужбы, используя метод повторных аэрофотосъемок, выполнило большую серию наблюдений за дрейфом льдов и поверхностными течениями в Балтийском море.

Следует отметить, что процесс выполнения аэрофотосъемочных работ и обработки материалов достаточно подробно описан в уже опубликованных работах и поэтому здесь повторно излагаться не будет [1, 2, 3, 5, 7].

Полученные материалы позволили установить степень влияния ветра и поверхностных течений на направление дрейфа льда.

Вначале рассмотрим случаи, когда векторы ветра и поверхностных течений имели противоположное направление, причем скорость ветра составляла 2—4 м/с. Скорость течения изменялась в пределах от 2 до 20 см/с. Если принять скорость ветра, равной 3 м/с, то задача упростится, так как установившийся дрейф льдин будет рассматриваться в зависимости от одной переменной — от скорости поверхностного течения. В рассматриваемом случае лед располагался вблизи границы припая на расстоянии до 3 км в сторону моря.

Найдем углы отклонения направления дрейфа от направления течения. Анализ полученных данных, представленных в табл. 1, показал, что при слабых скоростях течений, до 4 см/с, в 80—84% случаев углы между векторами дрейфа и течений будут больше

Таблица 1

Влияние течения на направление дрейфа при слабом ветре

Но- мер п/п	Пределы изменения скорости течения, см/с	Общее кол-во случаев	Углы между векторами дрейфа и течения					
			до 45°		до 90°		более 90°	
			кол-во слу- чаев	про- цент	кол-во слу- чаев	про- цент	кол-во слу- чаев	про- цент
1	1—4	56	2	4	9	16	47	84
2	4—7	77	24	31	44	57	33	43
3	7—10	204	83	40	133	65	71	35
4	10—13	130	85	65	107	82	23	18
5	13—16	45	41	91	45	100		
6	16—19	6	6	100				

90°. Однако по мере увеличения скорости течения влияние его на дрейф будет возрастать. В результате направление дрейфа будет постепенно приближаться к направлению поверхностных течений. Когда же скорость течения достигнет 5—7 см/с, то примерно в 57% случаев углы между векторами дрейфа и течений будут меньше 90°, а в 43% случаев — больше. Соответствующий момент, очевидно, можно принять за наступление равенства противоположно действующих на лед сил. В дальнейшем тангенциальное напряжение, возникающее на нижней поверхности льда, будет преобладать над поверхностным напряжением. Величины расхождений между векторами будут уменьшаться. При достижении скорости течения 13—16 см/с разброс векторов уменьшится до 45°.

Теперь обратимся к данным наблюдений, выполненных в открытом море вдали от искажающего влияния береговой черты и кромки припая. Здесь влияние рельефа дна было значительно уменьшено, так как глубина в этих районах достигала более 50 м.

На рис. 1 представлены возможные величины отклонения направления дрейфа от направления течения в зависимости от скорости последнего. Максимальные углы отклонения наблюдались при скорости течения до 3 см/с и достигали 110° и более. При скорости 6—7 см/с связь между направлениями становится более тесной, чем по данным, полученным в прикромочном районе. Это можно, очевидно, объяснить тем, что в открытом море процесс передачи энергии происходит с меньшими искажениями. Показательно, что с увеличением скорости течения угол разброса векторов, как и в прибрежном районе, уменьшается. Его наименьшие значения сохраняются в тех же пределах, т. е. между 30—45°.

На рис. 1 выделены случаи, когда скорость течения была больше 8 см/с, а угол, составленный векторами ветра и течения, не

превышал  $90^\circ$ . Можно считать, что при этом происходит сложение сил, действующих на лед. Тем не менее отклонения векторов дрейфа от вектора генерального направления течения достигают  $30^\circ$ . Как видим, разброс векторов в  $30^\circ$  сохраняется даже при достаточно больших скоростях течения. Эти результаты подтверждают, что течения имеют пульсирующий характер не только по скорости, но и по направлению.

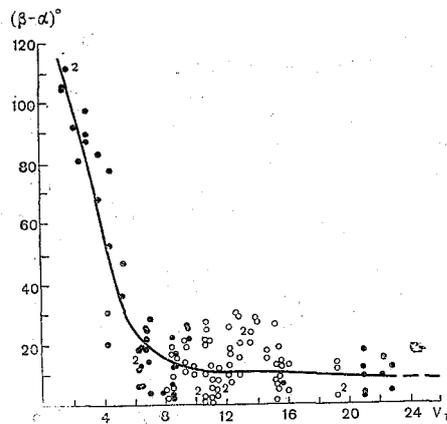


Рис. 1. Установление направления дрейфа льдов в зависимости от скорости течения.

Условные обозначения: (•) случаи, когда угол между векторами ветра и течения был больше  $90^\circ$ ; (°) случаи, когда этот угол был меньше  $90^\circ$ .

Рассмотрим влияние сил трения воды и воздуха на одиночные льдины, размеры которых меньше 500 м.

Известно, что льдины при перемещении увлекают за собой какой-то слой воды, толщина которого в значительной степени зависит от размеров ледяных образований. Л. А. Тимохов [6] показал, что толщина слоя воды, приводимого в движение сплошным ледяным покровом, достигает 30—40 м.

При анализе обтекания одиночной льдины, диаметр которой около 500 м, установлено, что величина влекомого слоя воды составляет 10—15 м. Эти результаты позволяют пренебречь влиянием местного поля скоростей, возникающего вокруг одиночной льдины, диаметр которой менее 500 м, при ее перемещении в дрейфовом потоке относительно воды [4].

Положив в основу эти предположения, рассмотрим движение одиночной льдины под воздействием ветрового потока и течения, природа которого может быть отлична от ветровой, т. е. когда направление течения произвольно.

Тогда уравнение движения можно записать в следующем виде

$$\rho h \frac{d\vec{V}}{dt} = \vec{T}_1 + \vec{T}_2 - 2\rho h [\vec{\omega}_z, \vec{V}], \quad (1)$$

где

- $\vec{V}$  — вектор скорости дрейфа;
- $h, \rho$  — толщина и плотность льда соответственно;
- $\vec{\omega}_z$  — угловая скорость вращения Земли;
- $\vec{T}_1$  — напряжение силы трения воздуха о лед;
- $\vec{T}_2$  — напряжение силы трения между водой и льдом.

Примем напряжение силы трения воздуха о лед пропорциональным квадрату скорости ветра относительно скорости дрейфа

$$\bar{T}_1 = k_1 \rho_1 |\bar{U} - \bar{V}| (\bar{U} - \bar{V}), \quad (2)$$

а напряжение силы трения между водой и льдом — пропорциональным скорости движения льда относительно воды и направленным противоположно ей

$$\bar{T}_2 = k_2 \rho_2 |\bar{W}| \bar{W}, \quad (3)$$

где  $k_1$  и  $k_2$  — коэффициенты трения между воздухом и льдом и льдом и водой соответственно;

$\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотность воздуха и воды соответственно;

$\bar{U}$  — вектор скорости ветра;

$\bar{W} = \bar{V} - \bar{V}_T$  — скорость движения льда относительно воды;

$\bar{V}_T$  — скорость течения.

Так как  $V \ll U$ , то для условий установившегося движения уравнение можно записать

$$k_1 \rho_1 \bar{U} - k_2 \rho_2 \bar{W} - 2\rho h [\bar{\omega}_z, \bar{V}] = 0. \quad (4)$$

На рис. 2 приведена схема скоростей и сил, действующих на ледяной покров.

В проекциях на оси координат уравнение (4) примет вид

$$\left. \begin{aligned} -k_2 \rho_2 W^2 \cos(\alpha - \gamma) + \\ + 2\rho h \omega_z V \sin \alpha = 0, \\ k_1 \rho_1 U^2 - k_2 \rho_2 W^2 \sin(\alpha - \\ - \gamma) - 2\rho h \omega_z V \cos \alpha = 0, \end{aligned} \right\} (5)$$

где

$\alpha$  — угол между направлением ветра и дрейфа;

$\beta$  — угол между направлением ветра и течения;

$\gamma$  — угол между направлением дрейфа и дрейфа относительно воды.

После преобразований получим выражение для определения скорости дрейфа льда

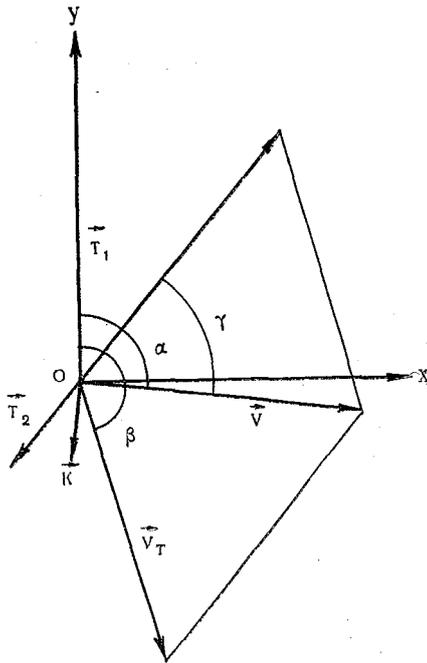


Рис. 2. Схема скоростей и сил, действующих на ледяной покров

$$V = \frac{k_1 \rho_1 U^2 \cos \alpha - k_2 \rho_2 V_T^2 \sin(\beta - \alpha)}{2 \rho h \omega_z - k_2 \rho_2 V_T \sin(\beta - \alpha)}. \quad (6)$$

Рассмотрим частный случай, когда действующие на лед силы находятся в равновесии, т. е. когда  $V \cong 0$ .

Тогда

$$\sin(\beta - \alpha) = \cos \alpha \quad (7)$$

и

$$k_1 \rho_1 U^2 = k_2 \rho_2 V_T^2. \quad (8)$$

Откуда

$$V_T^2 = \frac{k_1 \rho_1}{k_2 \rho_2} U^2. \quad (9)$$

Для решения уравнения (9) используем в соответствии с результатами работ [4] и [8] значения коэффициентов  $k_1 = 0,002$  и  $k_2 = 0,004$ . Получим, что при скорости ветра, равной 3 м/с, равновесие сил достигается, когда скорость течения равна 6,7 см/с.

Таким образом, результаты выполненных расчетов находятся в хорошем соответствии с данными натуральных наблюдений.

Однако практические расчеты по формуле (6) требуют знания величин  $\alpha$ ,  $\beta$  и скорости течения  $V_T$ . При наличии в море дрейфующего льда получение этих параметров в ряде случаев трудно выполнимо. Поэтому решим частный случай задачи. Предположим, что скорость течения в слое, близком к прилипанию, равна скорости дрейфа, а скорость ветра достаточно велика или по крайней мере больше 4 м/с.

Тогда из уравнения (6) получим

$$V^2 = \frac{k_1 \rho_1 U^2 \cos \alpha}{2 \rho h \omega_z}. \quad (10)$$

Подставив (10) в первое уравнение из (5), при условии соблюдения сделанных предположений, получим

$$\left( \frac{U}{2 \rho h \omega_z} \cos \alpha \right)^2 = \frac{\sin \alpha}{k_1 k_2 \rho_1 \rho_2}. \quad (11)$$

В окончательном виде выражение для расчета скорости дрейфа одиночной льдины и угла отклонения направления дрейфа от направления ветра можно записать

$$V = \sqrt{\xi \frac{\rho_1}{\rho_2}} U, \quad (12)$$

$$\alpha = \arccos \frac{2 \rho h \omega_z}{U \sqrt{k_1 k_2 \rho_1 \rho_2}}, \quad (13)$$

где  $\xi = \frac{k_1}{k_2}$ .

В формуле (11) влияние толщины льда на скорость дрейфа

учитывается через соотношение коэффициентов обмена энергией на границе соприкосновения льдин с воздухом и водой. Ранее было установлено, что эта зависимость не линейная. Вначале, по мере увеличения толщины льда, примерно до 25—30 см, скорость дрейфа растет, при больших толщинах она уменьшается [1]. Кроме того, скорость дрейфа зависит от горизонтальных размеров льдин и от сплоченности льда в скоплениях и в массивах. Выразим эту зависимость через коэффициенты, тогда формула (12) примет вид

$$V = \sqrt{\xi \frac{\rho_1}{\rho_2} U \lambda \tau}, \quad (14)$$

где

$\lambda$  — коэффициент, учитывающий площадь льдин;

$\tau$  — коэффициент диссипации энергии в скоплениях и в массивах льда.

Рассмотрим роль этих коэффициентов в общей картине дрейфа. Упростим задачу и будем решать ее только для случаев установившегося дрейфа. Условимся дрейф льда считать установившимся, если соблюдаются следующие условия: а) ветер имеет устойчивое направление в течение 8—12 часов до начала аэрофотосъемки и скорость его более 5 м/с; б) углы между вектором ветра и векторами дрейфа и течений составляют не более 45°.

При соблюдении этих условий в первом приближении можно считать, что между силами, действующими на лед, сохраняется относительное равновесие. Тогда, решая уравнение (8) с использованием данных натуральных наблюдений, получим отношения коэффициентов обмена энергией  $k_1$  и  $k_2$  для различных толщин льда (рис. 3).

Используя полученные коэффициенты, рассчитаем по формуле (12) скорость дрейфа одиночных льдин в диапазоне изменения их толщины от 10 до 60 см при скорости ветра 6 м/с. Эта зависи-

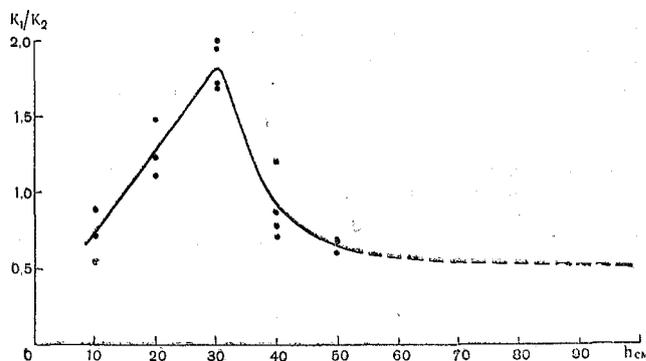


Рис. 3. Отношение коэффициентов обмена для льдов различной толщины

мость имеет сложный характер (рис. 4). Вначале по мере роста толщины льда от 10 до 25—30 см скорость дрейфа льда возрастает. При дальнейшем увеличении толщины льда зависимость становится обратной. Нетрудно заметить, что расхождения между расчетными и фактическими величинами скоростей дрейфа не превышают  $\pm 4$  см/с.

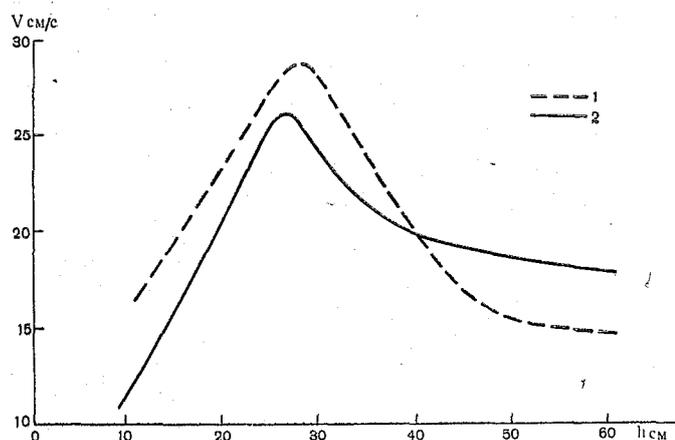


Рис. 4. Фактическая и расчетная скорости дрейфа битого льда в установившемся режиме (при скорости ветра 6 м/с): 1—расчетная скорость; 2—фактическая скорость

Для определения влияния горизонтальных размеров льдин на скорость их дрейфа в процессе обработки материала были отобраны аэронегативы, на которых имелось изображение льдин различных горизонтальных размеров. Около 600 аэронегативов полностью удовлетворяли поставленным условиям. По этим аэронегативам параллельно с исследованием движения мелкобитых льдин определялись параметры дрейфа более крупных ледовых образований. При вычислении отношения скоростей скорость дрейфа мелкобитых форм льда была принята за единицу. Результаты в виде отношения скоростей представлены в табл. 2.

Таблица 2

Изменение коэффициента, отражающего зависимость скорости дрейфа от горизонтальных размеров льдин

Средние линейные размеры льдин в поперечнике, м	60	300	1000 и более
Число случаев	420	102	68
$\lambda$	0,82	0,72	0,58
$\eta$	$\pm 0,18$	$\pm 0,15$	$\pm 0,12$

Дрейф редких льдов можно рассматривать как дрейф одиночных льдин, так как сравнение параметров их движения существенных расхождений не показало. По мере увеличения сплоченности льда вероятность столкновения между льдинами будет возрастать. При столкновении льдин происходит диссипация полученной ими энергии, в результате чего скорость дрейфа уменьшается. По данным материалов аэрофотосъемки установлено, что потеря скорости льдов, сплоченность которых достигла 10 баллов, составляет 62%, т. е. массив льда в этом случае будет дрейфовать примерно в три раза медленнее, чем одиночная льдина. В табл. 3 показано, как меняется скорость дрейфа в зависимости от степени сплочения движущегося льда.

Таблица 3

Сплоченность льда в баллах	6	7	8	9	10
Потеря скорости дрейфа в процентах	5	8—10	11—22	15—30	47—62
Средние значения $\tau$	0,95	0,90	0,81	0,77	0,40

В заключение сравним значения коэффициентов обмена, полученные при исследовании дрейфа льда другими авторами. В. В. Шулейкин, исследуя теоретическую модель дрейфа льдов в Арктическом бассейне, пришел к выводу, что коэффициенты трения в воздухе и воде соответственно равны 0,002 и 0,004. Составив отношение этих коэффициентов, получим величину 0,5. Такого же порядка отношение коэффициентов обмена энергией получено при моделировании дрейфа льдов З. М. Гудковичем и Е. Г. Никифоровым [4]. Оно оказалось равным 0,55, что находится в весьма близком соответствии с величинами, полученными нами для льдов, толщина которых была более 40 см. Как видим, во всех рассмотренных случаях отношения коэффициентов имеют один и тот же порядок. Очевидно, величины этих коэффициентов могут быть использованы для расчета дрейфа льдов не только в Балтийском море, но и других водоемах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бетин В. В., Лосев С. М., Широков К. П. Аэрофотосъемка дрейфа льдов в море. — «Труды ГОИН». Л., 1964, вып. 71, с. 125—140.
2. Бетин В. В., Широков К. П. Определение элементов дрейфа льдов в море с самолета. — «Труды ГОИН». Л., 1961, вып. 63, с. 64—77.
3. Доронин Ю. П., Широков К. П. О нестационарном ветровом дрейфе морского льда. — «Труды ААНИИ». Л., 1973, т. 316, с. 138—145.
4. Гудкович З. М., Никифоров Е. Г. Установившийся дрейф одиночной льдины. — «Труды ААНИИ». Л., «Морской транспорт», 1963, т. 253, с. 26—32.
5. Методические указания по наблюдениям над дрейфом льдов с помощью аэрофотосъемки. Вып. 22, ротапр. ГОИН, 1964, с. 139.

6. Тимохов Л. А. Ветровой горизонтально-однородный дрейф льдов различной сплоченности. — «Труды ААНИИ». Л., 1974, т. 316, с. 91—96.
7. Широков К. П. Использование аэрометодов для выявления закономерностей неустановившегося ветрового дрейфа льда. — «Труды ГОИН». М., 1973, вып. 117, с. 91—100.
8. Шулейкин В. В. Физика моря. М., «Наука», 1968, с. 132—147.

Л. Н. КАРЛИН, И. П. КАРПОВА (ЛГМИ)

### ВЛИЯНИЕ АДВЕКЦИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ БАРЕНЦЕВА МОРЯ

Метод расчета гидрологических характеристик в осенне-зимний период, разработанный Ю. П. Дорониным, дал хорошие результаты применительно к морям Советской Арктики. Отсутствие значительных постоянных течений позволило в этом районе ограничиться учетом адвекции только за счет дрейфовой циркуляции. Применение этой модели к Баренцеву морю потребовало учесть адвективные изменения температуры воды не только за счет дрейфовых течений, но и основных потоков градиентно-конвекционных течений.

Цель данной работы — количественная оценка влияния адвекции на формирование поля температуры Баренцева моря. Оценка проведена путем расчета поля температуры воды в сентябре—октябре 1964 г. как при учете адвективных изменений температуры за счет дрейфовых и градиентно-конвекционных, так и без учета течений.

Метод Ю. П. Доронина подробно излагается в работах [1]—[3]. Первый опыт применения его к Баренцеву морю дан в работе [4]. В основе метода лежат уравнения баланса тепла и солей в поверхностном однородном слое (слое конвективно-ветрового перемешивания). Уравнение теплового баланса имеет вид

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} \Phi_a(t) dt = c \left[ \int_0^{h_i} \rho_i T_i dz + \int_{h_i}^{h_{i+1}} \rho_i T_i dz - \int_0^{h_{i+1}} \rho_{i+1} T_{i+1} dz + \right. \\ \left. + \rho \int_{t_i}^{t_{i+1}} a \frac{\partial T_h}{\partial z} dt + \rho \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_0^{h(t)} V_{\text{сп}}(z) \frac{\partial T}{\partial x} dz dt + \right. \\ \left. + \rho \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_0^{h(t)} V_{\Gamma}(z) \frac{\partial T}{\partial x} dz dt \right], \quad (1)$$

где  $T, c, \rho$  — температура, теплоемкость и плотность морской воды соответственно.

$\Phi_a$  — теплообмен между морем и атмосферой,

$a$  — коэффициент турбулентной теплопроводности,

$\frac{\partial T_h}{\partial z}$  — градиент температуры на глубине  $z=h$ ,

$V_{др}(z), V_r(z)$  — скорость дрейфового и градиентно-конвекционного течений соответственно,

$h$  — глубина залегания нижней границы однородного слоя,

$i$  — момент времени, в который соответствующая гидрологическая характеристика известна,

$i+1$  — момент времени, на который соответствующая гидрологическая характеристика рассчитывается.

Дрейфовые течения рассчитывались с помощью ветрового коэффициента и считались постоянными в пределах поверхностного однородного слоя.

$$V_{др} = \varepsilon V',$$

где  $\varepsilon$  — ветровой коэффициент,

$V'$  — скорость геострофического ветра, определяемая по заданному полю атмосферного давления.

Градиентно-конвекционные течения принимались неизменными на протяжении всего расчетного периода. Это фактически преобладающие течения данного района, которые задавались в узлах расчетной сетки согласно схеме А. И. Танцоры [7]. Эти течения также полагались неизменными от поверхности до дна.

Расчетная формула для нахождения температуры поверхностного однородного слоя имеет вид

$$T_{i+1} = 0,5 \left[ T_i \left( 1 + \frac{h_i}{h_{i+1}} \right) + T_i' \left( 1 - \frac{h_i}{h_{i+1}} \right) \right] - \frac{\int_{t_i}^{t_{i+1}} \Phi_a(t) dt}{c\rho h_{i+1}} +$$

$$+ \frac{1}{h_{i+1}} \int_{t_i}^{t_{i+1}} a \frac{\partial T_h}{\partial z} dt + \frac{1}{h_{i+1}} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_0^{h(t)} V_{др}(z) \frac{\partial T}{\partial x} dx dt +$$

$$+ \frac{1}{h_{i+1}} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \int_0^{h(t)} V_r(z) \frac{\partial T}{\partial x} dz dt, \quad (2)$$

где  $T_i' = T_i(h_{i+1})$  — температура воды на глубине  $h_{i+1}$  на  $t_i$  момент времени,

В уравнении (2) последний член правой части учитывает адвективные изменения температуры воды за счет «постоянных» течений, предпоследний — за счет дрейфовых течений, остальные члены определяются безадвективной частью уравнения теплового баланса, т. е. теплообменом с атмосферой и нижележащими слоями.

Расчет проведен на ЭЦВМ М-220 по программе, составленной А. С. Грушкиной. В качестве исходного гидрологического материала в расчетных точках задавались вертикальное распределение температуры и солёности, а также толщины льда и значения его сплоченности на конец второй декады августа 1964 г., соответствующей в среднем моменту максимального теплонакопления.

Метеорологическая информация (радиационный баланс, температура воздуха, скорость ветра, атмосферное давление) задавалась в 14 точках в виде среднедекадных величин (в основном по данным береговых и островных метеостанций), которые затем интерполировались в узлы расчетной сетки с помощью степенного полинома. Шаг сетки вдоль меридиана —  $2^\circ$  широты, вдоль параллели —  $10^\circ$  долготы, расчет проведен для 31 точки. Шаг по времени — сутки, на печать выдаются значения элементов на конец каждой декады.

Данный метод позволяет на весь осенне-зимний период получить следующие величины: температуру, солёность и толщину слоя конвективного перемешивания, суммарный теплообмен между атмосферой и океаном, дату начала ледообразования, толщину льда, скорость и направление результирующего течения. Таким образом, результаты расчета позволяют полностью охарактеризовать все изменения гидрологического режима Баренцева моря в холодную половину года. На рис. 1 представлены результаты расчета полей температуры воды и положение кромки льда для октября 1964 г. при задании постоянных течений по схеме А. И. Танцюры (рис. 1, а), а также фактическое поле температуры [5] (рис. 1, б).

На рис. 1, в представлено поле температуры воды, полученное без учета влияния адвекции. Это поле сильно отличается от фактического (до  $5^\circ$ ); кромка льда по результатам расчетов отсутствует. Однако даже учет дрейфовых и «постоянных» течений не избавляет от существенных ошибок в расчете температуры воды. Так, в октябре 1964 г. расхождения фактического и расчетного полей в юго-восточной части моря достигали  $2-3^\circ$ .

Был проведен расчет при задании течений для северной части моря по схеме В. П. Новицкого и Ю. В. Преображенского [6]. Однако в этом случае рассчитанное поле температуры воды и положение кромки льда показывали наибольшие различия с фактическими данными в северо-западной части моря. По-видимому, это связано с недостаточным учетом влияния холодного течения Персея, причем значительные расхождения с фактическими данными прослеживаются и во все последующие месяцы холодного полугодия.

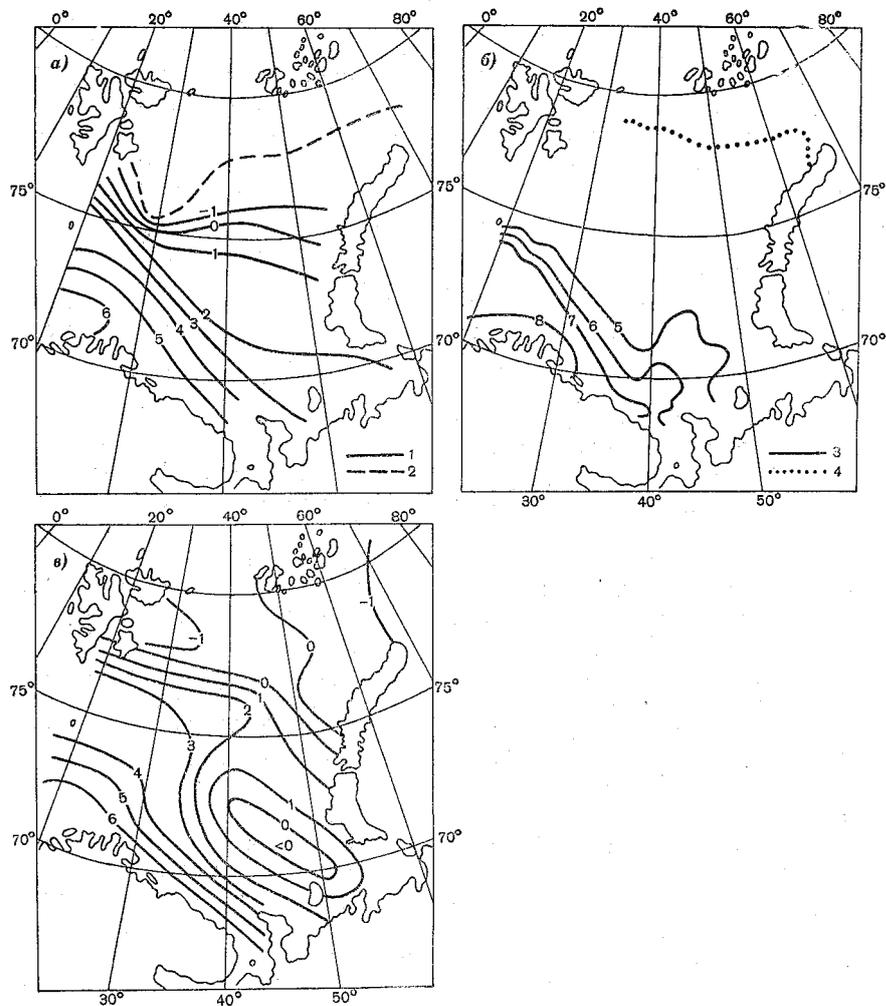


Рис. 1. Температура воды в слое конвективно-ветрового перемешивания и положение кромки льда в октябре 1964 г.:

- а) расчет по уравнению (2): 1—температура воды; 2—положение кромки льда;  
 б) по результатам наблюдений: 3—температура воды; 4—положение кромки льда;  
 в) расчет по уравнению (2) без учета адвекции

Представляется интересным с помощью математического моделирования количественно оценить роль адвекции в формировании поля температуры воды. Зависимость (2) можно представить в следующем упрощенном виде:

$$T = T_1 + \Delta t_{др} + \Delta t_n, \quad (3)$$

- где  $T$  — температура однородного слоя, рассчитанная по формуле (2),  
 $T_1$  — изменения температуры воды за рассматриваемый период, вызванные теплообменом с атмосферой и нижележащими слоями,  
 $\Delta t_{др}$  — изменения температуры за счет адвекции дрейфовыми течениями,  
 $\Delta t_n$  — изменения температуры за счет адвекции «постоянными» течениями.

На рис. 2 представлены схемы изменений температуры воды за счет чисто дрейфовой адвекции (рис. 2, а) и адвекции в результате только «постоянных» течений (рис. 2, б).

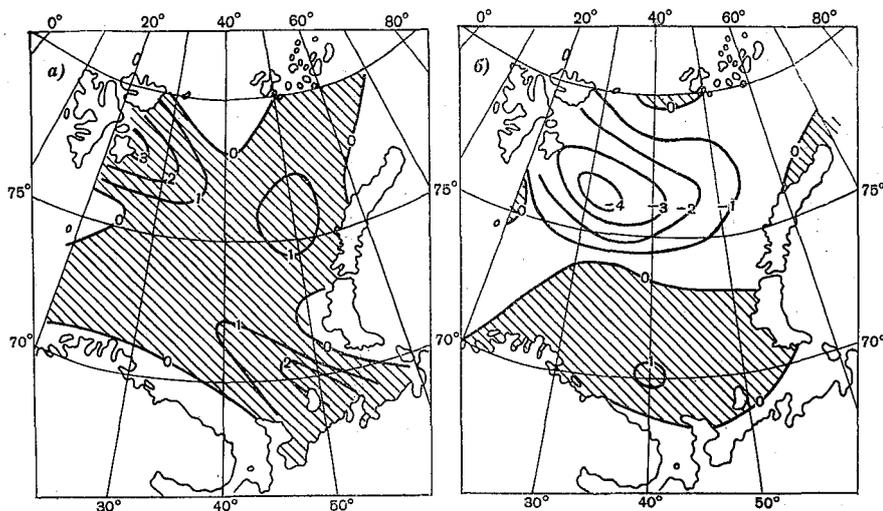


Рис. 2. Аномалии температуры воды в слое конвективно-ветрового перемешивания в октябре 1964 г. (положительные значения аномалий заштрихованы):  
 а) за счет адвекции дрейфовыми течениями; б) за счет адвекции «постоянными» течениями

Поле атмосферного давления над Баренцевым морем в сентябре и октябре 1964 г. значительно отличалось от средних многолетних условий: градиенты давления в два—пять раз превышали норму. Заметны различия и в направлении ветровых потоков. В частности, в октябре 1964 г. преобладал юго-западный воздушный перенос, который привел к положительным аномалиям температуры воды на большей части Баренцева моря за счет чисто дрейфовой адвекции (рис. 2, а). Величины положительных аномалий достигали 2,5—3,5°.

Не меньшее влияние на формирование поля температуры оказывают «постоянные» течения. Теплое Нордкапское течение и его продолжения вызывают положительные аномалии (до 1°) в юж-

ной части моря примерно до 74° с. ш., в северо-западной части отрицательные аномалии температуры воды увеличиваются до 4,5°, что ускоряет образование льда в районе Надеждинско-Медвежинского мелководья. По данным Н. С. Уралова [8], в конце октября — начале ноября в районе этого мелководья обычно отмечаются молодые льды. Согласно проведенному нами расчету с использованием схемы «постоянных» течений [6], молодые льды в этом районе появились только в марте 1965 г., причем различия в положении кромки льда при сравнении с фактическими данными в этом районе наибольшие.

Результаты расчетов с августа до конца марта за три холодных полугодия (1964—65, 1966—67, 1972—73 гг.) показали, что расхождения расчетной и фактической температуры воды достигают 3°, причем фактическая температура воды в южной части моря обычно выше расчетной, а в северо-восточной части ниже ее. Изменения температуры воды под влиянием течений в Баренцевом море могут достигать 4,5°. Это видно из приведенных оценок влияния адвекции (рис. 2). Напрашивается вывод, что схемы постоянных течений, использованные в расчете, недостаточно полно учитывают как адвекцию тепла Нордкапским течением, так и адвекцию холодных вод течениями Полярного желоба, Персея, Центральным и Медвежинским. Это и понятно. Если скорости дрейфовых течений в конкретный период могут на порядок превышать средние многолетние величины, то, по-видимому, больших изменений следует ожидать и от градиентных течений. Использование в каждой расчетной точке неизменных во времени и по глубине величин «постоянных» течений, видимо, приводит к искажению и занижению роли адвекции в формировании поля температуры воды Баренцева моря. Особенно большие погрешности следует ожидать в этом случае в годы значительных отклонений градиентных течений от нормы. В дальнейшем для учета временной изменчивости градиентных течений предполагается одновременно с расчетом дрейфовых течений проводить расчет градиентных течений, используя имеющееся на данный момент поле плотности морской воды.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин Ю. П. «Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике». Л., Гидрометеиздат, 1969 г.
2. Доронин Ю. П., Сметанникова А. В. Анализ результатов расчета теплообмена и конвекции в Арктических морях. — Труды ААНИИ, 1970 г., т. 291.
3. Доронин Ю. П., Сметанникова А. В. Метод расчета гидрологических элементов поверхностного слоя моря в осенний период. — Труды ААНИИ, 1965, т. 277.
4. Карлин Л. Н. Применение численного метода долгосрочного прогноза термических характеристик к Баренцеву морю. Промыслово-океанографические прогнозы и расчеты. Обзорная информация, серия 9, 1973 (ЦНИИТЭИРХ).

5. Морской гидрометеорологический и промысловый обзор. Белое, Баренцево, Норвежское и Гренландское моря и северо-западные районы Атлантического океана, 1964 г., вып. 83.
6. Новичкий В. П. Постоянные течения северной части Баренцева моря. — Труды ГОИНа, 1961 г., вып. 64.
7. Танцюра А. И. О течениях Баренцева моря. — Труды ПИНРО, 1959 г., вып. XI.
8. Уралов Н. С. Некоторые особенности сезонной и многолетней изменчивости положения внешней границы льдов Баренцева моря. — Труды ГОИНа, 1961 г., вып. 64.

Ю. И. ЛЯХИН, В. П. АЛЕКСАНДРОВ,  
Н. И. ПАЛЬШИН (ЛГМИ)

### РАСЧЕТ БАЛАНСА ОБМЕНА $\text{CO}_2$ МЕЖДУ ОКЕАНОМ И АТМОСФЕРОЙ ПО АКВАТОРИИ АТЛАНТИЧЕСКОГО, ИНДИЙСКОГО И ТИХОГО ОКЕАНОВ

Многочисленные исследования и длительная полемика между различными авторами к настоящему времени выявили единое мнение о важной климатической роли атмосферной двуокиси углерода благодаря ее свойству пропускать коротковолновое солнечное излучение и задерживать длинноволновую тепловую радиацию Земли, за счет чего по мере увеличения содержания двуокиси углерода в атмосфере средняя температура воздуха у земной поверхности может существенно повыситься.

По оценке М. И. Будыко [4], доля  $\text{CO}_2$  в современной атмосфере составляет 0,032% (по объему), т. е.  $2,3 \times 10^{12}$  т; гидросфера же содержит  $130 \cdot 10^{12}$  т  $\text{CO}_2$  в связанном и молекулярном виде. Средняя концентрация атмосферной двуокиси углерода в середине прошлого века составляла 0,029% и имела тенденцию к понижению. Но в современную эпоху процесс медленного уменьшения  $\text{CO}_2$  сменился быстрым ее накоплением, происходящим при сжигании разнообразных видов ископаемого топлива.

Между океаном и атмосферой осуществляется постоянный обмен двуокисью углерода, но мы еще мало знаем о роли Мирового океана в определении судьбы антропогенной  $\text{CO}_2$ . Известно только, что в одних районах океан поглощает  $\text{CO}_2$  из атмосферы, а в других, наоборот, выделяет [9, 12]. Подобная сложная картина объясняется варьирующим состоянием карбонатной системы поверхностных вод океана.

Механизм газового обмена также изучен довольно слабо, что вызвано одновременным действием нескольких взаимосвязанных факторов, которые необходимо учитывать при математическом описании процесса газового обмена между двумя природными резервуарами, причем некоторые из этих факторов можно определить только эмпирическим путем. Построение строгой математической модели является делом будущего, а сейчас эмпирические и

полуэмпирические соображения также представляют ценность, если с их помощью, приняв во внимание некоторые из важнейших природных агентов, удастся количественно характеризовать скорость перехода  $\text{CO}_2$  через поверхность раздела океан—атмосфера.

Цель настоящей работы состоит в расчете баланса обмена  $\text{CO}_2$  между океаном и атмосферой по средним многолетним данным.

### Методика расчетов

В общем случае количество газа ( $\Delta \text{CO}_2$ ), проходящее за единицу времени через единицу площади поверхности раздела океан—атмосфера, зависит от состояния поверхности моря и разности парциальных давлений ( $\Delta P_{\text{CO}_2}$ ) в двух средах:

$$\Delta \text{CO}_2 + n_v \cdot \alpha_n \cdot \alpha_s \cdot \Delta P_{\text{CO}_2}, \quad (1)$$

где  $\alpha_n$  — коэффициент инвазии при  $\Delta P_{\text{CO}_2} = P_{\text{CO}_2(\text{возд})} - P_{\text{CO}_2(\text{воды})} > 0$ ,  
 $\alpha_s$  — коэффициент эвазии при  $\Delta P_{\text{CO}_2} < 0$ ,  $n_v$  — интегральный коэффициент, отражающий состояние поверхности моря (волны, пена, брызги) и показывающий во сколько раз увеличивается скорость газового обмена при различных скоростях ветра над поверхностью океана по сравнению с идеальным штилем.

Коэффициенты  $\alpha_n$  и  $\alpha_s$  определены экспериментально [11] в лабораторных условиях при  $21^\circ \text{C}$ , их связь с соленостью ( $S$ , ‰) и общей щелочностью воды ( $Alk$ , мг-экв/л) выражается следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \alpha_n (\text{моль } \text{CO}_2 \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{атм}^{-1} \cdot \text{сутки}^{-1}) &= \\ &= 3,6 + 0,201 \cdot S \text{‰} + 10,205 \cdot Alk, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \alpha_s (\text{моль } \text{CO}_2 \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{атм}^{-1} \cdot \text{сутки}^{-1}) &= \\ &= 3,6 + 0,046 \cdot S \text{‰} + 4,793 \cdot Alk. \end{aligned} \quad (3)$$

Движущей силой перехода газа является его парциальное давление, поэтому коэффициенты инвазии и эвазии можно полагать не зависящими от температуры.

Парциальное давление молекулярной двуокиси углерода в морской воде рассчитывается с учетом фактической температуры по общепринятому уравнению [1]:

$$P_{\text{CO}_2(\text{воды})} = \frac{Alk_{\text{зарб}} \cdot 10^{-3} \cdot a_{\text{H}^+}}{K_1' \cdot x_0 \cdot a_{\text{H}_2\text{O}} (1 + 2K_2'/a_{\text{H}^+})} \text{ атм.} \quad (4)$$

Для расчета использованы величины растворимости  $\text{CO}_2$  в дистиллированной воде ( $\alpha_0$ ) по К. Мюррею и Дж. Райли [20] и константы диссоциации борной и угольной ( $K_1'$  и  $K_2'$ ) кислот в морской воде по Дж. Лимену [18], поскольку установлено [9], что

применение этих констант дает результаты, вполне удовлетворительно согласующиеся с инструментальными наблюдениями.

Парциальное давление  $\text{CO}_2$  в атмосферном воздухе вычисляется по уравнению:

$$P_{\text{CO}_2(\text{возд.})} = \frac{a(P-E)}{1013} \text{ атм,} \quad (5)$$

где  $P$  — атмосферное давление (мбар),  $E$  — абсолютная влажность воздуха (мбар),  $a$  — концентрация  $\text{CO}_2$  в абсолютно сухом воздухе (млн. доли объема), 1013 — количество мбар в одной атмосфере.

Для оценки ветрового коэффициента  $n_V$  были использованы данные советских, американских и японских исследователей о возрастании площади моря при волнении, об относительном покрытии моря пеной при различных скоростях ветра, о составе пены и уменьшении толщины поверхностного пленочного слоя воды с усилением касательного напряжения ветра. Обобщение всех этих данных позволило выявить пропорциональность возрастания скорости газового обмена квадрату скорости ветра:

$$n_V = 1 + 0,274 \cdot V^2 \quad (\text{при } V < 8 \text{ м/с}), \quad (6)$$

$$n_V = -7,38 + 0,401 \cdot V^2 \quad (\text{при } V > 8 \text{ м/с}). \quad (7)$$

Применяя уравнение (1), полагаем, что разность парциальных давлений  $\text{CO}_2$  между океаном и атмосферой создается и поддерживается всей совокупностью динамических процессов в атмосфере и океане, а также биологическими, биохимическими и химическими процессами в океане.

#### Используемые фактические данные

Для расчета парциального давления  $P_{\text{CO}_2}$  в воде и воздухе по акватории Атлантического, Индийского и Тихого океанов приняты средние многолетние гидрохимические, гидрофизические и метеорологические данные, представленные в виде карт распределения в последнем издании Морского Атласа [2, 3]. В Атласе приведены среднегодовые величины рН и щелочно-хлорного коэффициента ( $\text{Alk/Cl}$ ), а также средние ежемесячные данные о температуре и солености воды, атмосферном давлении, абсолютной влажности воздуха и скорости ветра над океаном.

Вся акватория океанов была разбита на 10-градусные трапеции, для каждой из которых потребовалось вывести осредненные среднегодовые значения всех вышеперечисленных характеристик, на основании чего оказалось возможным вычислить все параметры ( $P_{\text{CO}_2}$  воды и воздуха,  $\alpha_n$  и  $\alpha_w$ ,  $n_V$ ), необходимые для расчета скорости газового обмена по уравнению (1).

Данные о концентрации  $\text{CO}_2$  в абсолютно сухом атмосферном воздухе были получены в 1958—1963 гг. Дж. Пэйлзом и Ч. Ки-

чингом [21] над Мауна-Лоа (Гавайские о-ва), К. Брауном и Ч. Килингом [13] в 1958—1964 гг. над Антарктидой и Фонзелиусом с соавторами [15] над Скандинавией. Тенденция ежегодного прироста  $\text{CO}_2$  в атмосфере (0,7 млн. дол. объема/год), обнаруженная наблюдениями Дж. Пэйлза и Ч. Килинга, позволяет привести концентрацию  $\text{CO}_2$  в атмосфере над этими пунктами к 1970 г. и получить ее опорные значения: 339 млн. дол. над Скандинавией, 321 млн. дол. над Гавайями и 320 млн. дол. над Южным Полюсом. Эти величины проинтерполированы по широтным 10-градусным зонам Мирового океана и приняты для расчета среднегодовых  $P_{\text{CO}_2}$  в атмосфере над 10-градусными трапециями. В качестве вспомогательных приняты данные полугодовых наблюдений над парциальным давлением  $\text{CO}_2$  в атмосфере на атлантическом полигоне 1970 г. (16,5° с. ш., 32,5° з. д.) [10].

По результатам расчетов построены карты распределения  $P_{\text{CO}_2}$  воды,  $\Delta P_{\text{CO}_2}$  и  $\Delta \text{CO}_2$ , а также вычислен среднегодовой баланс обмена  $\text{CO}_2$  между океаном и атмосферой.

#### Распределение величин, характеризующих направленность и интенсивность обмена $\text{CO}_2$ по акватории океанов

Парциальное давление  $\text{CO}_2$  в поверхностной воде океана, зависящее от температуры, солёности, интенсивности фотосинтеза и вертикального турбулентного обмена, меняется в широких пределах (рис. 1). Общие закономерности распределения  $P_{\text{CO}_2}$ , связанные с процессами крупномасштабной циркуляции вод, выражаются в понижении напряжения  $\text{CO}_2$  в северных, северо-западных и южно-тропических водах и в повышении этих величин в экваториальных, восточно-тропических и циркумполярных водах. Аналогичные черты распределения были отмечены схемами Ваттенберга [24] и Ляхина—Иваненкова [12] для Атлантического океана.

Парциальное давление  $\text{CO}_2$  в атмосфере над океаном меняется в сравнительно узких пределах: от  $332 \cdot 10^{-6}$  атм на 60° с. ш. до  $310 \cdot 10^{-6}$  атм на 60° ю. ш.

Парциальное давление  $\text{CO}_2$  в поверхностной воде прямо пропорционально температуре и обратно пропорционально величине рН, причем связь с рН выражена ярче. Поэтому распределение показателя обмена  $\Delta P_{\text{CO}_2}$  (рис. 2) в общих чертах согласуется с распределением рН на поверхности океана [6, 12].

В Атлантическом океане область инвазии (поглощение  $\text{CO}_2$  из атмосферы) охватывает всю северную половину океана и часть южной между экватором и 20° ю. ш., а процесс эвазии (выделение  $\text{CO}_2$  из океана в атмосферу) наблюдается в Карибском бассейне, у западной Африки и в Южном океане (южнее 20° ю. ш.). Индийский океан поглощает  $\text{CO}_2$  в своей северной части и в юго-восточном, прилегающем к Австралии, районе, на экваториальной и юго-западной частях акватории происходит выделение  $\text{CO}_2$  из океана в атмосферу. Большая часть поверхности Тихого океана

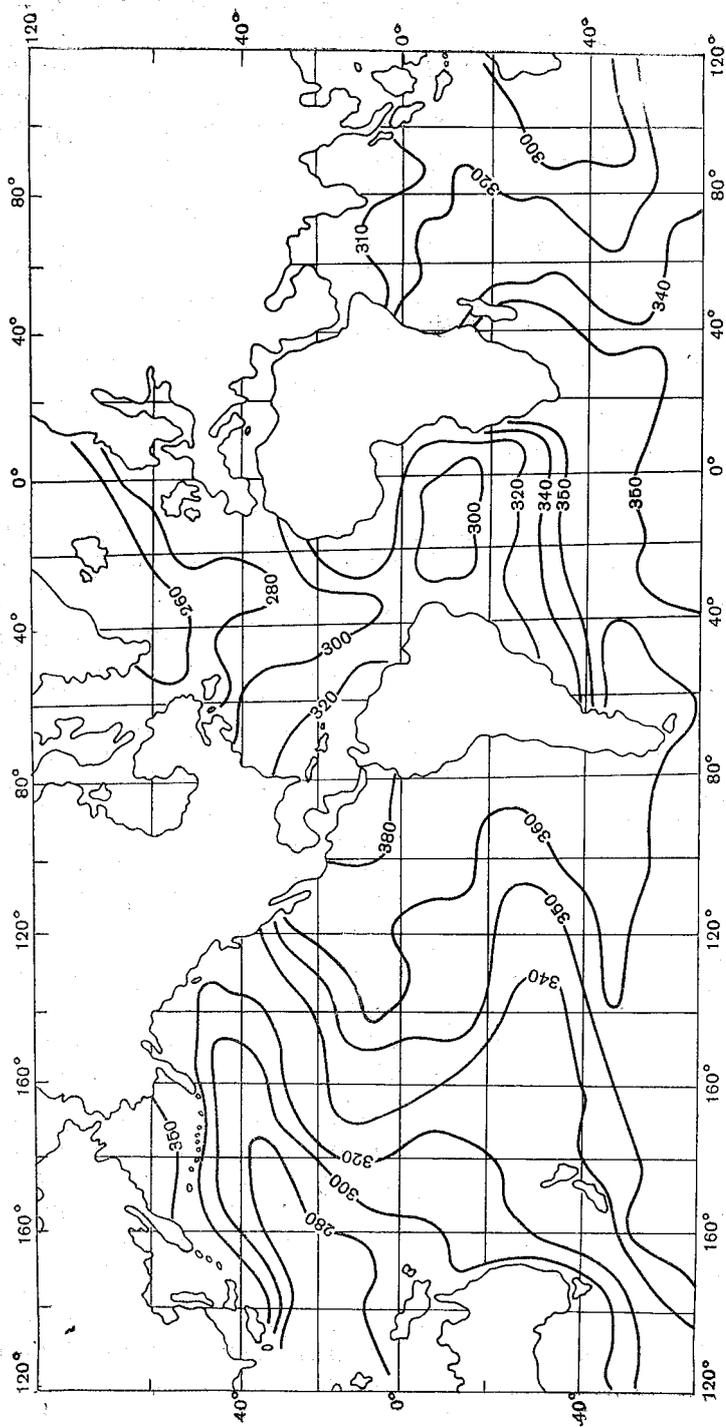


Рис. 1. Частичное давление  $\text{CO}_2$  (атм.  $10^6$ ) в поверхностной воде океанов

в течение всего года выделяет двуокись углерода в атмосферу. Область инвазии относится только к северо-западным и северным районам, площадь ее не превышает  $\frac{1}{4}$  площади океана. Наблюдаемая неравномерность газового обмена связана с наличием в Тихом океане обширной хорошо прогретой тропической зоны, находящейся под влиянием мощного восточного апвеллинга, и с воздействием Южного океана, где интенсивное вертикальное перемешивание достигает значительных глубин. Все это приводит к тому, что поверхностные воды Тихого океана в большей степени, чем поверхностные воды Атлантического и Индийского океанов подвержены влиянию промежуточных водных масс, накопивших значительные количества двуокиси углерода.

Представленная на рис. 2 схема отражает наиболее общий среднегодовой характер распределения показателя обмена, но в основных чертах она достаточно хорошо согласуется со схемами Ч. Килинга [16] для Мирового океана и И. Мияке с соавторами [19] для Тихого океана, построенными на основании обобщения инструментальных измерений. Наша схема подтверждается также и результатами наблюдений, выполненных в отдельных экспедициях. Так, по данным Л. Уотермана [23],  $\Delta P_{CO_2}$  вдоль  $35^\circ$  с. ш. от  $140^\circ$  в. д. до  $180^\circ$  в. д. меняется от  $+20 \cdot 10^{-6}$  до  $+80 \cdot 10^{-6}$  атм, по данным Дж. Келли и Д. Худа [17], к югу от Алеутских о-ов  $\Delta P_{CO_2}$  составляет  $+(5-10) \cdot 10^{-6}$  атм, а в Аляскинском заливе  $-(10-25) \cdot 10^{-6}$  атм, в то же время вдоль тихоокеанского побережья Южной Америки показатель газового обмена (до  $-150 \cdot 10^{-6}$  атм) свидетельствует об интенсивном выделении  $CO_2$  из океана. Наблюдения, описанные в работе [7], и проведенные в Тихом океане юго-восточнее Японии, дают значения  $\Delta P_{CO_2}$  от  $+30 \cdot 10^{-6}$  атм до  $+110 \cdot 10^{-6}$  атм.

Интегральный коэффициент  $lv$ , входящий в уравнение (1) для расчета скорости газового обмена, зависит только от скорости ветра над водой, и распределение его величин по акватории океанов (рис. 3) полностью отражает ветровой режим. Максимальные значения коэффициента (30—40) наблюдаются около  $50^\circ$  ш. в северном и южном полушариях, где господствуют наиболее сильные ветры. Это районы Исландской и Алеутской депрессий, а также циркумполярный. Минимальные значения коэффициента приурочены к экваториальным и тропическим зонам.

На схеме распределения скоростей обмена  $CO_2$  (рис. 4) обнаруживаются мощные очаги инвазии в северных частях Тихого и Атлантического океанов и в юго-восточном районе Индийского океана. Эвазия  $CO_2$  наиболее резко выражена в Южном океане. По среднегодовым данным, максимальная скорость поглощения  $CO_2$  океаном превышает  $50$  ммоль/ $m^2 \cdot$ сутки, а максимальная скорость выделения  $CO_2$  из океана не достигает и  $30$  ммоль/ $m^2 \cdot$ сутки. Несоответствие объясняется тем, что при равных условиях и одинаковом абсолютном значении  $\Delta P_{CO_2}$  скорость поглощения  $CO_2$

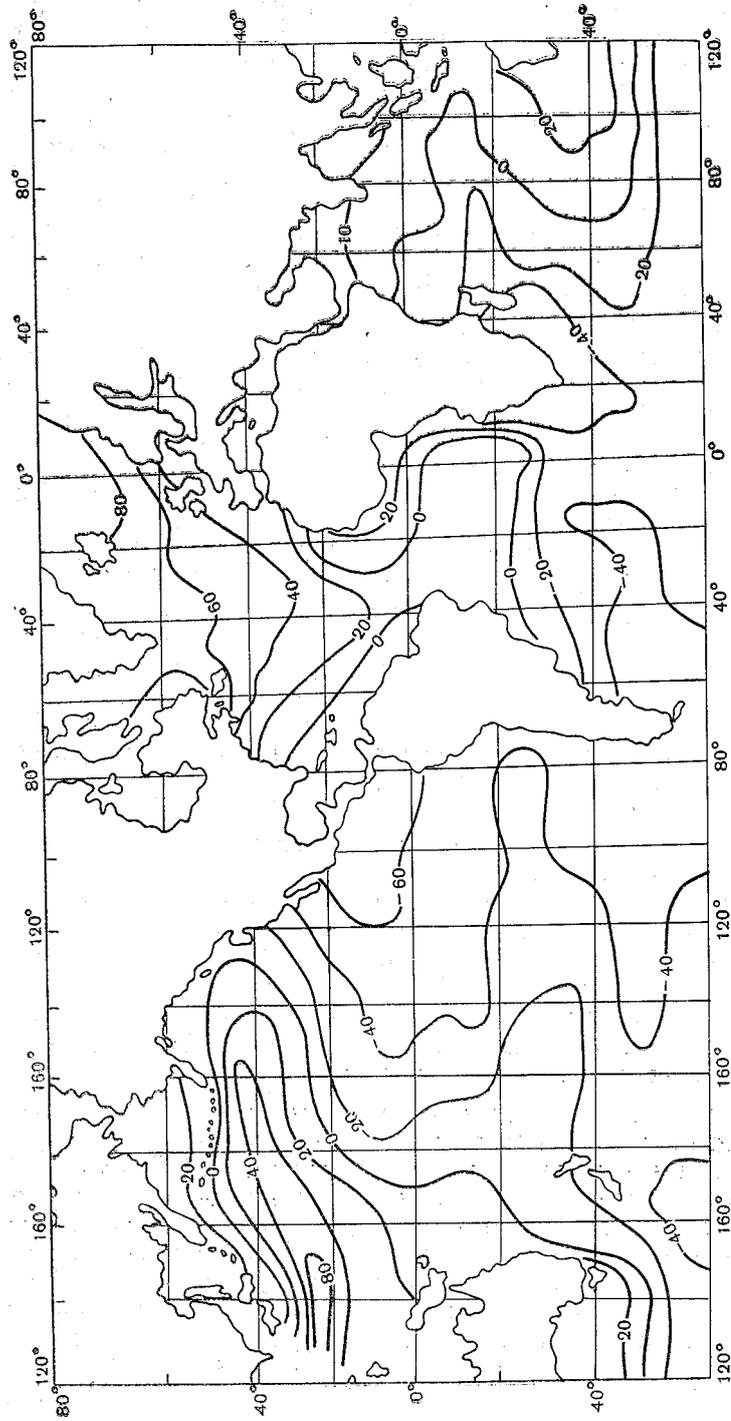


Рис. 2. Распределение разности  $P_{CO_2}$  между атмосферным воздухом и поверхностной водой по экватории океанов:  
 + — инвазия  $CO_2$ , — — инвазия  $CO_2$  океаном

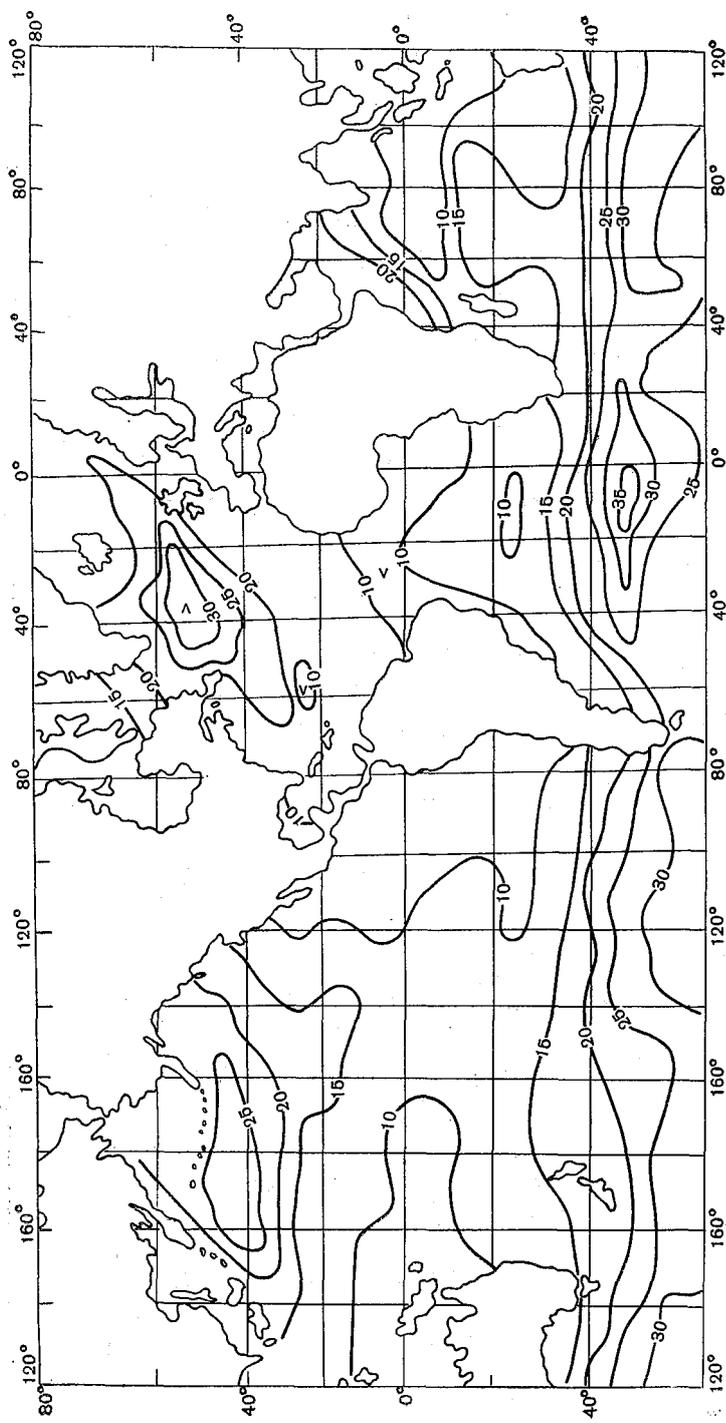


Рис. 3. Распределение ветрового коэффициента  $k_u$  по акватории океанов

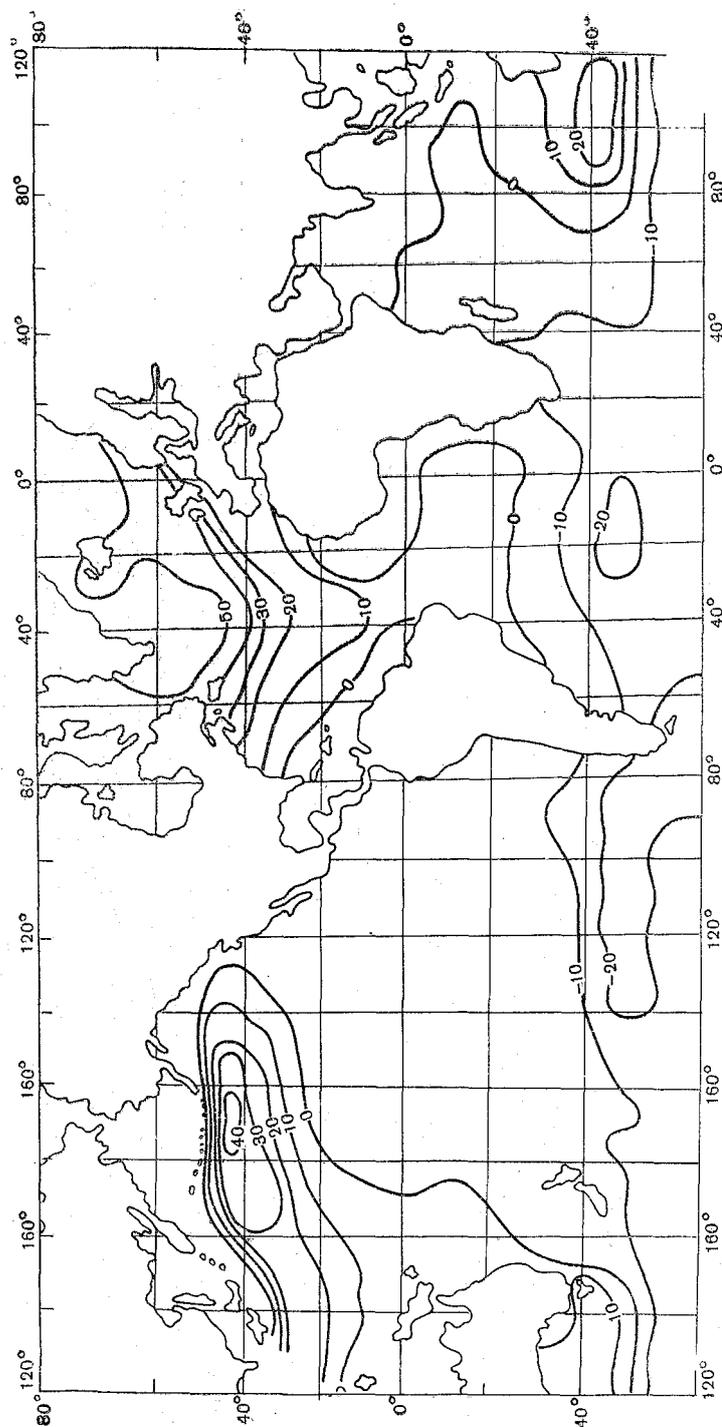


Рис. 4. Распределение скоростей обмена CO<sub>2</sub> (ммоль/м<sup>2</sup>·сутки) между океаном и атмосферой по акватории океанов: +--- инвазия CO<sub>2</sub>; --- эвазия CO<sub>2</sub> океаном

будет почти вдвое больше скорости выделения, как следует из соотношения коэффициентов инвазии и эвазии (ур-я 2 и 3).

### Суммарный баланс обмена $\text{CO}_2$ и анализ результатов

При расчете баланса обмена двуокисью углерода полученные величины  $\Delta \text{CO}_2$  (ммоль/м<sup>2</sup>·сутки), средние для каждой 10-градусной трапеции, были переведены в моль/год и отнесены к площади каждой трапеции [8]. Затем эти значения были алгебраически просуммированы для каждого океана (табл. 1).

Таблица

	Результирующее годовое поглощение (+) или выделение $\text{CO}_2$ (—) океанами, т/год		
	О к е а н		
	Атлантический	Индийский	Тихий
Баланс по экватории	$+8,34 \cdot 10^9$	$-0,84 \cdot 10^9$	$-2,83 \cdot 10^9$

Полученные результаты показывают, что только Атлантический океан является мощным поглотителем  $\text{CO}_2$  из атмосферы, в Индийском океане преобладает слабая эвазия, а Тихий океан преимущественно поставляет двуокись углерода в атмосферу. Последний вывод совпадает с заключением, полученным на основании обобщения результатов инструментальных исследований в Тихом океане [19]. Эти авторы показали, что суммарное количество отдаваемой Тихим океаном  $\text{CO}_2$  вдвое больше того количества, которое океан абсорбирует из атмосферы. Величина результирующего выделения  $\text{CO}_2$  по всей акватории Тихого океана составляет  $8,0 \cdot 10^9$  т/год для толщины пленочного ламинарного слоя 10 м и  $4,0 \cdot 10^9$  т/год для ламинарного слоя 20 м. Удовлетворительное согласование второй цифры ( $-4,0 \cdot 10^9$  т/год) с полученной нами ( $-2,83 \cdot 10^9$  т/год) свидетельствует о положительных возможностях примененного нами метода расчета.

Общая величина поглощения  $\text{CO}_2$  из атмосферы всеми тремя океанами составляет  $+4,67 \cdot 10^9$  т/год, что эквивалентно 32,7% суммарной  $\text{CO}_2$ , поступившей в атмосферу за 1969 г. от сжигания различных видов ископаемого топлива и производства цемента ( $14,29 \cdot 10^9$  т). Последняя характеристика взята из уточненной сводки Ротти [22], демонстрирующей стабильное нарастание скорости поступления  $\text{CO}_2$  в атмосферу антропогенным путем (табл. 2).

Если оставшаяся часть индустриальной  $\text{CO}_2$  ( $9,62 \cdot 10^9$  т) полностью аккумулируется в атмосфере, то прирост концентрации  $\text{CO}_2$  в атмосфере за год составит 1,34 млн. долей объема. Приняв во

Таблица 2

Суммарная  $\text{CO}_2$ , ежегодно выбрасываемая в атмосферу Земли при сжигании нефтепродуктов, угля, горючего газа и производстве цемента [22] за период 1960—1971 гг.

Год	Эмиссия $\text{CO}_2$ , млрд. тонн	Год	Эмиссия $\text{CO}_2$ , млрд. тонн
1960	9,78	1966	12,45
1961	9,63	1967	12,67
1962	10,14	1968	13,49
1963	10,36	1969	14,29
1964	11,36	1970	15,27
1965	11,83	1971	16,06

внимание отмеченную многолетними наблюдениями на Гавайских островах и в Антарктиде [13, 21] тенденцию прироста 0,7 млн. д/год, можно полагать, что около  $4.5 \cdot 10^9$  т  $\text{CO}_2$  фиксируется материковой растительностью и на относительно длительный срок выбывает из круговорота.

При сохранении тенденции сжигания топлива, которую можно выявить по данным Р. Ротти (табл. 2), в 2000 г. атмосфера получит около  $35 \cdot 10^9$  т  $\text{CO}_2$ , а за период 1960—2000 гг. сумма всех поступлений  $\text{CO}_2$  в атмосферу составит  $88 \cdot 10^{10}$  т.

С увеличением разности  $P_{\text{CO}_2}$  между океаном и атмосферой скорость инвазии  $\text{CO}_2$  океаном должна увеличиться; по-видимому, за это время не менее  $44 \cdot 10^{10}$  т  $\text{CO}_2$  перейдет в океан. Указанная масса двуокиси углерода уже почти в семь раз превышает общее количество  $\text{CO}_2$  ( $6.5 \cdot 10^{10}$  т), ежегодно фиксируемое [5] растениями океана. Скорость фотосинтеза существенно возрастет, но возникает опасение, что растительность океана не сможет справиться с такой дополнительной нагрузкой, а следствием этого будет заметное понижение величин рН в поверхностном однородном слое океана и уменьшение степени насыщенности поверхностной воды карбонатом кальция. Изменение состояния карбонатной системы способно вызвать неблагоприятные биологические последствия, касающиеся в первую очередь известковиделяющего планктона. Так, А. Феархолл [14] полагает, что к 2008 г. поверхностный слой океана станет недонасыщенным арагонитом  $\text{CaCO}_3$ . Возникнет очередной вопрос, смогут ли организмы, раковины которых построены из арагонита, выжить в изменившейся среде?

В настоящее время еще трудно с большой точностью ответить на вопросы о биологических последствиях внедрения ископаемой  $\text{CO}_2$  в океан. Но мы имеем все основания для утверждения, что эти последствия могут оказаться весьма серьезными.

При расчете баланса обмена  $\text{CO}_2$  по акватории трех океанов не учитывалось возможное присутствие на поверхности воды органических пленок, которые могут существенно затруднять переход  $\text{CO}_2$  через границу раздела вода—воздух. Не принимались во вни-

мание площади океанов севернее 70° с.ш. и южнее 60° ю.ш., так как эти акватории большую часть года покрыты льдами. Не учитывался также вклад внутренних и окраинных морей в общий баланс обмена, поскольку площадь их незначительна по сравнению с площадью океанов.

Общая погрешность расчетов оценивается порядком  $\pm 20\%$ .

Дальнейшей задачей является исследование внутрисезонной и межсезонной изменчивости баланса обмена CO<sub>2</sub> по акватории океанов. Особенно важно для этого накопление надежных данных наблюдений над элементами карбонатной системы в поверхностном слое океана.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Алексин О. А. Химия океана. Л., Гидрометиздат, 1965. 248 с.
2. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. Л., Изд. ВМФ СССР, 1976.
3. Атлас океанов. Тихий океан. Л., Изд. ВМФ СССР, 1974.
4. Будыко М. И. Атмосферная углекислота и климат. Л., Гидрометиздат, 1973. 32 с.
5. Добродеев О. П. Опыт количественной оценки глобальной геохимической деятельности живого вещества. — *Вестн. Моск. ун-та. Сер. геогр.*, 1974, № 1, с. 38—42.
6. Иваненков В. Н. Карбонатная система. — В кн.: Тихий океан. Т. 3, Химия Тихого океана. М., «Наука», 1966, с. 57—81.
7. Иваненков В. Н., Лукашев Ю. Ф., Снопков В. Г. Направление обмена CO<sub>2</sub> между океаном и атмосферой в северных субтропиках Тихого океана. — *Труды ин-та океанол. АН СССР*, 1973, т. 63, с. 67—72.
8. Кудрицкий Д. М. Картометрические работы (конспект лекций). Л., Гидрометиздат, 1965. 69 с.
9. Ляхин Ю. И. Обмен CO<sub>2</sub> между океаном и атмосферой в юго-восточной Атлантике. — *Океанология*, 1971, т. 12, вып. 1, с. 48—52.
10. Ляхин Ю. И. О скорости обмена CO<sub>2</sub> между океаном и атмосферой в центральной Атлантике. — *Труды ЛГМИ*, 1976, вып. 57.
11. Ляхин Ю. И. Оценка скорости обмена CO<sub>2</sub> между морской водой и атмосферным воздухом. — *Океанология*, 1975, т. 15, вып. 3, с. 458—464.
12. Ляхин Ю. И., Иваненков В. Н. Элементы карбонатной системы в водах Атлантического океана. В кн.: — *Химико-океаногр. исслед. морей и океанов*. М., «Наука», 1975, с. 53—71.
13. Brown C. W., Keeling Ch. D. The concentration of atmospheric carbon dioxide in Antarctica. — *J. Geophys. Res.*, 70, p. 6077—6085, 1965.
14. Fairhall A. W. Accumulation of fossil CO<sub>2</sub> in the atmosphere and sea. — *Nature*, 1972, v. 245, № 5419, p. 20—23.
15. Fonselius S., Koroleff F., W ärme K.—E. Carbon dioxide variations in the atmosphere. — *Tellus*, 1956, 8, № 2, p. 176—183.
16. Keeling Ch. D. Carbon dioxide in surface ocean water. 4. Global distribution. — *J. Geophys. Res.*, 1968, 73, № 14, p. 4543—4553.
17. Kelley J. J., Hood D. W. Carbon dioxide in the Pacific ocean and Bering sea: upwelling and mixing. — *J. Geophys. Res.*, 1971, 76, № 3 p. 745—752.
18. Lyman J. Chemical considerations, physical and chemical properties of sea water. *Nat. Acad. Sci—Natur. Res. Council*, Publ. 600, 1959.
19. Miyake Y., Sigimura Y., Saruhashi K. The carbon dioxide content in the surface waters in the Pacific ocean. — *Records of Oceanogr. Works Jap.*, 1974, 12, № 2, p. 45—51.

20. Murray C., Riley J. The solubility of gases in distilled water and sea water. IV. Carbon dioxide. — Deep — sea Res. 1971, 18, № 5, p. 533—541.
21. Pales J., Keeling Ch. D. The concentration of atmospheric carbon dioxide in Hawaii. — J. Geophys. Res., 1965, 70, p. 6053—6077.
22. Rotty R. M. Commentary on and extension of calculative procedure for CO<sub>2</sub> production. — Tellus, 1973, 25, № 5, 508—517.
23. Waterman L. S. Carbon dioxide in surface waters. — «Nature», 1965, 205, № 4976, p. 1099—1100.
24. Wattenberg H. Calciumcarbonat und Kohlensäuregehalt des Meerwassers. Dtsch. Atlant. Exped. — «Meteor». Wiss. Ergebn., 1932, 8.

*Л. Н. КУЗНЕЦОВА, Б. И. ТЮРЯКОВ (ЛГМИ)*

### **ВЛИЯНИЕ ТЕРМОХАЛИННЫХ ПРОЦЕССОВ НА ЦИРКУЛЯЦИЮ В ОКЕАНЕ**

На поверхности океана вследствие процессов тепло- и влагообмена его с атмосферой и бароклинных свойств морской воды постоянно возникают термохалинные изменения ее плотности. Эти изменения путем вертикальной адвекции и турбулентной диффузии передаются вглубь океана. Пространственная неоднородность тепло- и влагообмена океана с атмосферой обуславливает появление в толще вод горизонтальных градиентов плотности и давления, создавая тем самым предпосылки к возникновению термохалинных течений. До сих пор трехмерная структура этих течений почти не изучена и вопрос об их роли в формировании общей циркуляции является дискуссионным.

Выделение течений термохалинной природы в реальных условиях океана крайне затруднительно, поэтому изучение их возможно лишь на основе гидродинамического моделирования. Теоретический анализ термохалинной циркуляции в рамках общей постановки задачи сопряжен с большими вычислительными трудностями, связанными с нелинейным характером взаимной согласованности полей гидрофизических характеристик (температуры, солености и плотности) и полей течений. В связи с этим в предпринятой работе авторы ограничиваются изучением крупномасштабной структуры термохалинной циркуляции в океане, выявлением ее общих закономерностей и особенностей для типовых макросиноптических (сезонных) распределений на поверхности океана процессов тепло- и влагообмена. Для этих целей в качестве теоретического метода в работе используется линейная модель бароклинного слоя океана, разработанная П. С. Линейкиным, являющаяся по своему характеру прогностической и позволяющая выделить термохалинную компоненту из общей циркуляции в океане [1].

Авторы внесли ряд усовершенствований в эту модель, в частности в уточнение граничных условий [2, 3].

Теоретические основы этой модели достаточно хорошо освещены в литературе. Поэтому авторы не излагают здесь ее содержания.

Исследование выполнено на примере Атлантического океана. Расчеты термохалинной циркуляции проведены для четырех характерных месяцев средних сезонов (март, август, октябрь, декабрь). В связи с этим полученные в работе данные представляют собою модельные решения, соответствующие различным типовым граничным условиям на поверхности. В качестве исходных данных были использованы среднемноголетние распределения в указанные месяцы внешнего теплового баланса, определенного на основании данных об отдельных его компонентах из Атласа ГГО, а также влагообмена океана с атмосферой, рассчитанного на основании данных М. И. Будыко, О. А. Дроздова, Р. Ф. Сохриной и др., С. Таккера [4—7].

Расчеты реализованы на ЭВМ. Поскольку технические возможности используемой ЭВМ (ее оперативная память и быстродействие) не позволили решить задачу о трехмерных полях плотности и течений для всего океана в целом, решение ее проводилось отдельно для северной и южной частей Атлантического океана. В каждом полушарии сеточная область выбрана в виде прямоугольника с шагом сетки  $5^\circ$ . По вертикали рассматривается 11 уровней: 100, 200, 300, 500, 750, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000 и 3500 м.

Из-за ограниченности места основные результаты расчета приводятся для двух уровней (100 и 2000 м) и двух сезонов (летнего и зимнего).

Распределение термохалинных возмущений плотности позволяет выявить источники и стоки термохалинной циркуляции (рис. 1). Для всех типов граничных условий в низких и субтропических широтах преобладает процесс уменьшения плотности, а в умеренных и субполярных — увеличение плотности. Значение термохалинных возмущений плотности составляют:  $(10—40) \times 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  в верхнем слое океана;  $(1—5) \times 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  — в промежуточном,  $(0,1—0,5) \times 10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  в глубинном слое океана. Максимальные горизонтальные градиенты термохалинных возмущений плотности наблюдаются в очагах взаимодействия (по В. В. Тимонову [8]), в областях наиболее активного обмена энергией и влагой океана с атмосферой).

Обнаружено, что крупномасштабная термохалинная циркуляция имеет сложный характер и весьма отличается от ветровой. Общие закономерности этой циркуляции в Атлантическом океане сводятся к следующему. В верхней части бароклинного слоя (100—500 м) в соответствии с положением источников и стоков наблюдаются шесть взаимосвязанных систем обращения вод, симметрично расположенных относительно экватора (рис. 2). По обе стороны от экватора, в тропических и субтропических широтах

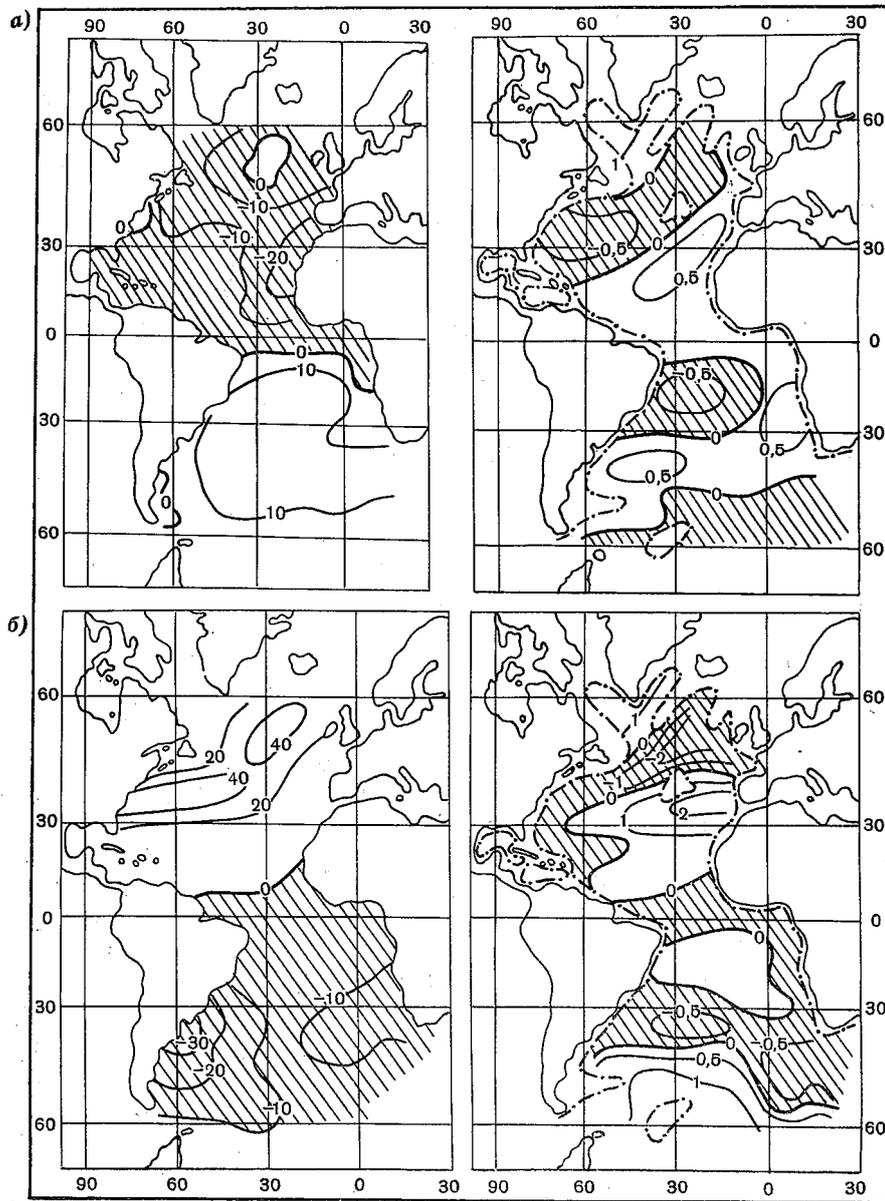


Рис. 1. Термохалинные возмущения плотности, в  $10^{-4} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ , на глубине 100 м (слева) и 2000 м (справа) для  $\bar{\mu}$ среднеголетнего августа (а) и декабря (б)

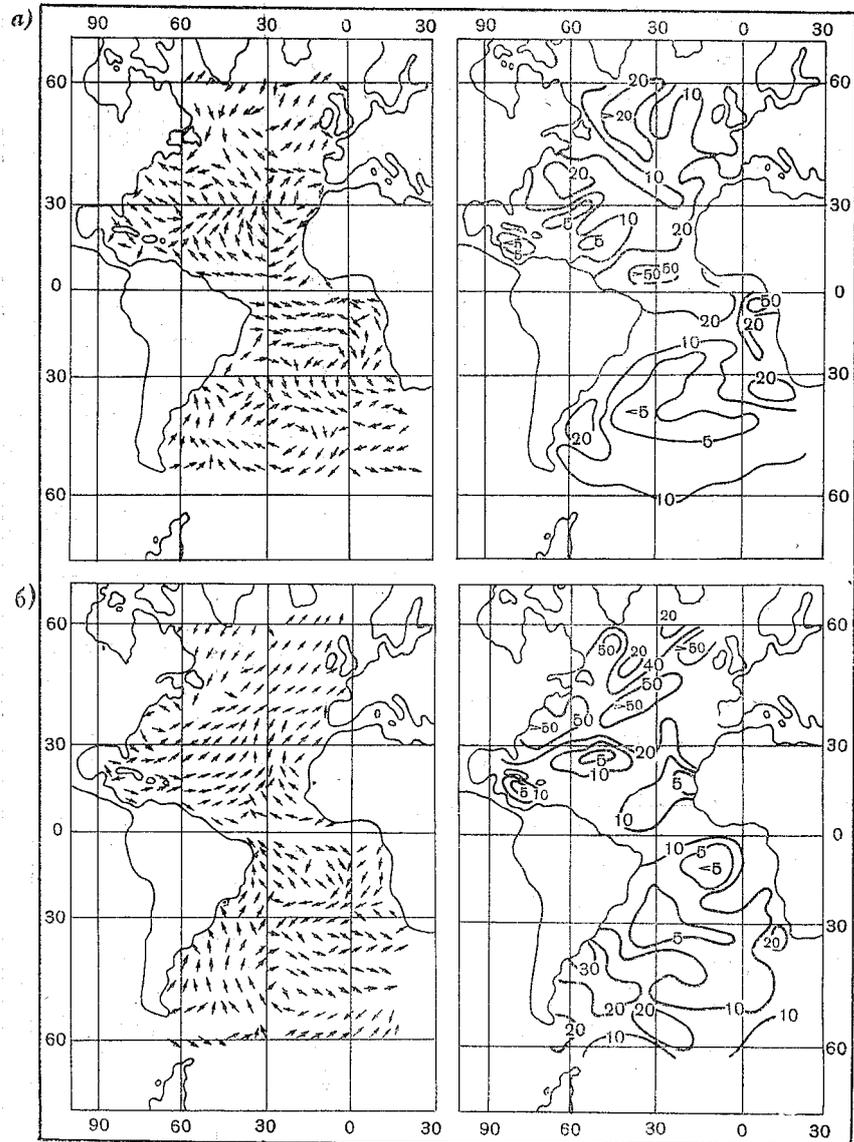


Рис. 2. Расчетные схемы термохалинных течений на глубине 100 м для сред-  
немноголетнего августа (а) и декабря (б). Справа приведены значения скоро-  
сти течений, в  $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$

(10—30° с. и ю. ш.), прослеживаются два круговорота воды, центры вращения которых смещены к западным и восточным границам океана. Западные круговороты имеют циклонический, а восточные — антициклонический характер. Эти круговороты сменяются в умеренных и субполярных широтах обоих полушарий циклоническими круговоротами вод. Отмеченные крупномасштабные круговороты вод формируют соответствующие системы термохалинных течений, среди которых ярко выражены термохалинные аналоги таких известных течений, как Северо-Атлантическое, Гольфстрим, Северное пассатное, Фолклендское, Ангольское, Антило-Гвианское, Канарское и Бразильское противотечения. В результате преобладает перенос вод от экватора к полюсу, особенно ярко выраженный в северной части океана.

С увеличением глубины происходит постепенная перестройка полей термохалинных течений на противоположные (рис. 3). В результате в глубинных слоях океана (1000—2000 м) преобладают противотечения, осуществляющие перенос вод от высоких широт к экватору. Так, огромная область океана между 10—50° с. ш. охвачена циклоническим круговоротом вод с хорошо выраженными на границах противотечениями под Гольфстримом, Северо-Атлантическим, Канарским и Антильским течениями. В экваториальной зоне, между 5—10° с. ш., течение после перестройки вновь обретает черты, присущие Северному Пассатному течению. В южном полушарии, между 5—10° ю. ш., течения представлены глубинным экваториальным противотечением (на всех схемах). Продолжающаяся перестройка поля течений в остальных районах Южной Атлантики приводит к тому, что в западной части ярко выражены течения, направленные на юг (глубинное Бразильское и Противо-Фолклендское течения), а в северо-восточной части — течения, направленные на юго-восток (глубинное Ангольское течение). В южной части, кроме области, прилегающей к 60° ю. ш., наблюдается слабое движение вод на восток и юго-восток (глубинное Антарктическое циркумполярное течение). Отсюда очевидно, что для северной части Атлантического океана характерно развитие двухслойной циркуляции, а для южной — трехслойной.

Преобладающие значения скоростей термохалинных течений составляют 10—40 см·с<sup>-1</sup> в верхнем, 5—10 см·с<sup>-1</sup> — в промежуточном, 0,5—5,0 см·с<sup>-1</sup> в глубинном слоях океана. Интенсивность термохалинных течений полностью определяется пространственной неравномерностью процессов тепло- и влагообмена океана с атмосферой. Эта интенсивность всегда больше для зимних граничных условий и всегда меньше — для летних. Максимальные скорости прослеживаются в очагах взаимодействия, а минимальные — в центрах круговоротов. Для всех типов граничных условий на поверхности скорости термохалинных течений южного полушария — в два—пять раз меньше по сравнению с северным. Это обусловливается меньшей интенсивностью процессов обмена теп-

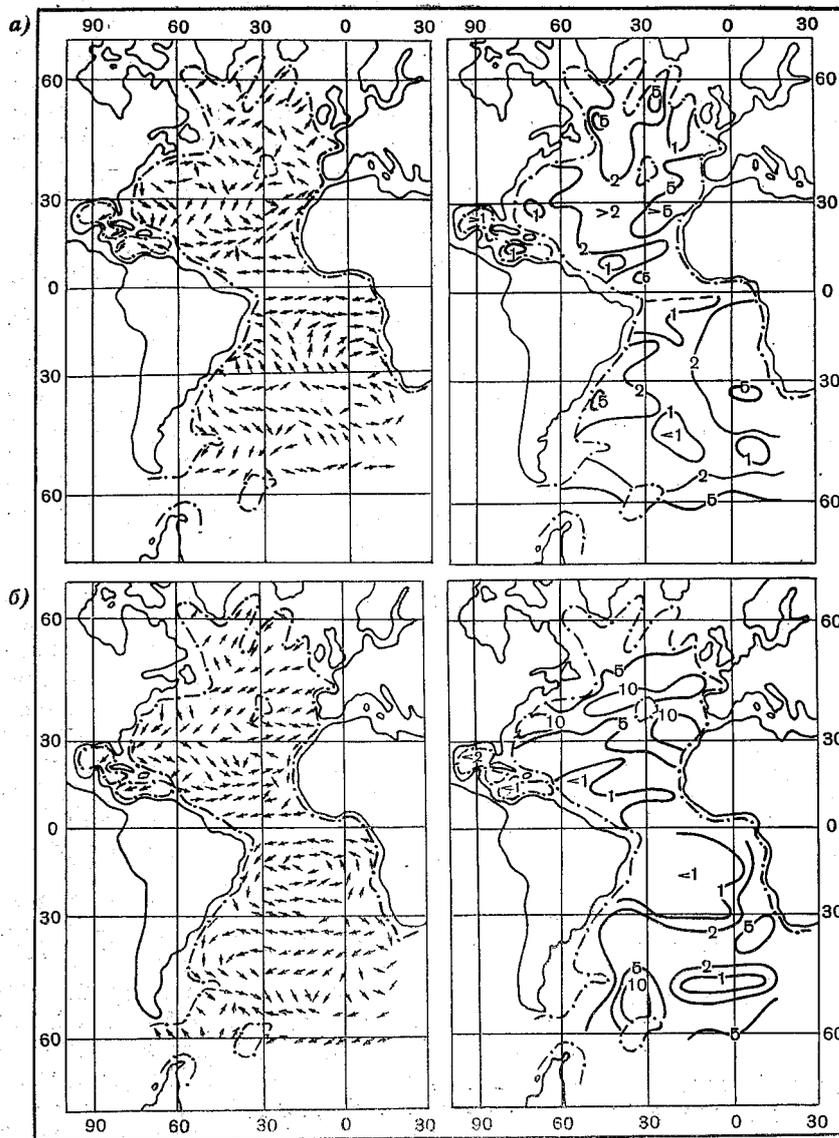


Рис. 3. Расчетные схемы термохалинных течений на глубине 2000 м для сред-немноголетнего августа (а) и декабря (б). Справа приведены значения скоро-сти течений в см с<sup>-1</sup>

лом и влагой между океаном и атмосферой, протекающих в южном полушарии.

Полученные в работе расчетные схемы вертикальных движений термохалинного происхождения показывают (рис. 4), что в верхних слоях Атлантического океана преобладают нисходящие движения, занимающие центральные районы океана; подъем вод сосредоточен вдоль восточных и западных окраин океана. В глубинном слое преобладают восходящие движения, особенно ярко выраженные в северной части океана. Абсолютные значения скорости вертикальных движений составляют  $(0,5-1,0) \times 10^{-4}$  см·с<sup>-1</sup> в верхнем слое океана, а в глубинном  $(5-10) \times 10^{-4}$  см·с<sup>-1</sup>. Абсолютный максимум скорости для всех типов граничных условий наблюдается у северо-западного побережья Африки.

Отражая общие закономерности, трехмерные поля термохалинных течений для отдельных типов граничных условий имеют свои особенности, полностью обусловленные сезонными вариациями процессов тепло- и влагообмена. Это относится к размерам круговоротов, областей подъема и опускания вод, интенсивности горизонтальных течений и вертикальных движений. Отмеченные особенности наиболее ярко выражены в верхних слоях океана.

Установлено также, что наибольший вклад в возбуждение термохалинной циркуляции вносят термические процессы, связанные с нагреванием и охлаждением вод океана. Что касается течений, вызванных осадками и испарением, то они составляют в среднем 20—30% от общей циркуляции в северной части Атлантического океана и 10—15% — в южной. Вместе с тем в некоторых районах океана (североамериканском очаге взаимодействий и экваториальном очаге влагообмена) вклад этих течений возрастает до 40—50%. В связи с этим ряд особенностей термохалинной циркуляции (усиление циркуляции в северных тропиках и появление крупномасштабных вихрей в Гольфстриме летом, усиление циркуляции в южной части океана зимой) может быть объяснен вкладом халинных течений. Полученные расчетные поля самих халинных течений выявляют гораздо более сложную структуру по сравнению со схемами С. Хафа и Г. Гольдсброу [9].

Используя расчетные данные о трехмерных полях ветровых течений, полученные ранее в работах [3, 10] также в рамках линейной модели, удалось уточнить оценки относительной роли ветровых и термохалинных течений в формировании общей циркуляции воды в Северной Атлантике. Выяснено, что ветровые течения в целом являются преобладающими в трехмерных полях суммарной циркуляции. Вклад термохалинных течений в верхних слоях океана в среднем составляет 20—30% для горизонтальных течений и 10—20% для вертикальных движений. Однако в некоторых районах Северной Атлантики вклад термохалинных течений значителен (50—60% и более). С глубиной роль термохалинных течений (горизонтальных и вертикальных) возрастает до 40—60%. По мнению авторов, такие особенности общей циркуляции, как

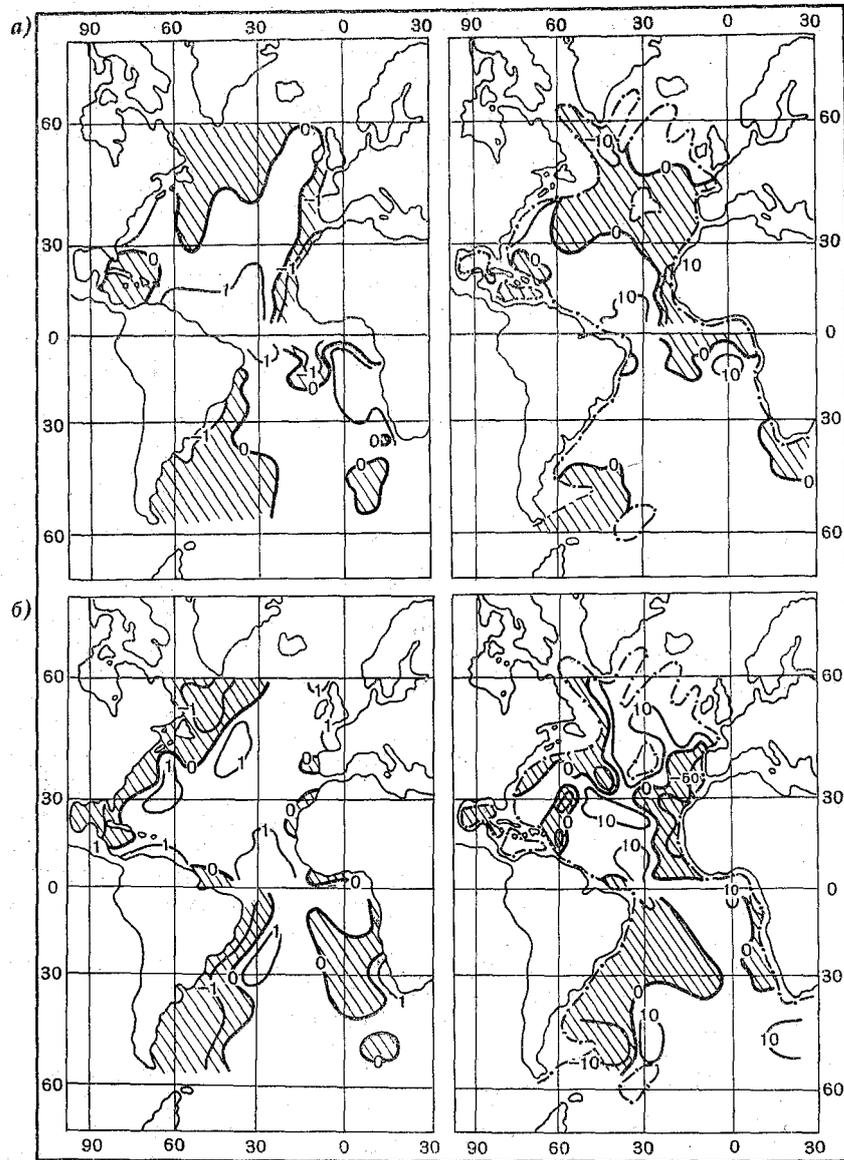


Рис. 4. Расчетные схемы вертикальных движений термохалинного происхождения, в  $10^{-4}$  см·с<sup>-1</sup>, на глубине 100 м (слева) и 2000 м (справа) для среднемесячного августа (а) и декабря (б)

дополнительная интенсификация Гольфстрима и появление в нем крупномасштабных вихрей, появление Канарского, Антило-Гвианского и Бразильского противотечений, существование глубинных противотечений, усиление подъема вод у побережья Африки и т. д., обусловлены термохалинной компонентой циркуляции. Весьма важна роль трехмерных термохалинных течений в формировании в океане крупномасштабного динамического фона, на котором развиваются более изменчивые ветровые течения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Линейкин П. С. Ветровая и термохалинная циркуляция в океане. ДАН СССР. М., «Наука», 1961, т. 138, № 6, с. 1341—1344.
2. Тюряков Б. И. Об использовании уравнений состояния морской воды при определении термохалинных течений по линейной теории бароклинного океана. В кн.: «Исследование по проблеме океан — атмосфера», сб. 3. Л., 1969, с. 5—13 (Труды ЛГМИ, вып. 37).
3. Тюряков Б. И., Кузнецова Л. Н. Об изменчивости ветровых и термохалинных течений в Северной Атлантике в связи с изменениями макросиноптических процессов. — «Океанология», 1970, т. 10, вып. 5, с. 757—768.
4. Атлас теплового баланса Земного шара. Под ред. М. И. Будыко. М., Изд. МГК, 1963. 69 с.
5. Дрездов О. А. Годовые суммы осадков. Годовой ход осадков. — В кн.: «Морской Атлас», т. II, карты 48—49. М., Изд-во Главного Штаба ВМС, 1953. 76 с.
6. Сохрина Р. Ф., Челпанова О. М., Шарова В. Я. Давление воздуха, температуры воздуха, атмосферные осадки северного полушария. М., Гидрометеиздат, 1959. 38 с.
7. Tucker C. V. Precipitation over the North Atlantic ocean. — «Quart. J. Royal Meteorol. Soc». vol. 87, № 372, 1961, p. 147—158.
8. Тимонов В. В. Очаги взаимодействия океана и атмосферы. — «Труды ЛГМИ», 1970, вып. 32, с. 69—75.
9. Стоммел Г. Обзор теорий морских течений. — В кн.: Проблемы океанической циркуляции, перевод под ред. В. Б. Штокмана. М., «Мир», 1965 с. 15—63.
10. Tjuriakov B. I., Kuznetsova L. N. Wind and thermohaline currents and their variability as related to variations of macrosynoptic processes. — *Proces — Verbaux*, 1972, № 12, p. 125—129.

П. И. БУХАРИЦЫН, Е. И. ЧВЕРТКИН (ЛГМИ)

### МНОГОЛУЧЕВОСТЬ ПЕРВОГО РОДА И ПРОПУСКНАЯ СПОСОБНОСТЬ ГИДРОАКУСТИЧЕСКОГО КАНАЛА

В работе [1] была предложена методика определения информационных характеристик канала для случая однородной среды. Предложенная методика может быть применима к исследованию более сложной структуры канала связи, а именно, — структуры при наличии многолучевости первого рода. Как известно [2], это явление характеризуется рассеянием звуковой энергии в направлении распространения в результате рассеяния на неоднородностях водной среды без учета отражений от дна и от поверхности моря. Таким образом, пропускную способность гидроакустического канала, в отличие от метода, изложенного в работе [1], необходимо определять в зависимости от замирания сигнала в канале.

Исследуем систему, предназначенную для передачи импульсных сигналов. Частотную характеристику будем считать равномерной в полосе частот  $\Delta f$ , коэффициенты концентрации источника и приемника информации — равными и ориентированными так, что обеспечивается усиление сигнала в направлении распространения и подавление ненаправленных шумов среды. Помехи из-за реверберации и многолучевости второго рода также не рассматриваются.

Пропускная способность в общем случае может быть представлена уравнением Шеннона

$$C = \Delta f \cdot \log(1 + S/N),$$

где  $\Delta f$  — полоса пропускания канала,  $S$  и  $N$  — мощности сигнала и помехи соответственно.

Уровень сигнала в точке приема определяется выражением

$$p_c = \left[ \frac{P_a \cdot k_k \rho c \cdot 10^7 \cdot 10^{-0,1\beta r}}{4\pi r^2 10^{10}} \right]^{0,5},$$

где  $P_a$  — акустическая мощность сигнала,  $k_k$  — коэффициент концентрации преобразователя,  $r$  — расстояние и  $\beta$  — коэффициент затухания. Учитывая, что  $p = \sqrt{S \rho c \cdot 10^7}$ , получим

$$S = \frac{P_a \cdot k_k \cdot 10^{-0,1\beta f}}{4\pi r^2 \cdot 10^{10}}$$

Уровень шумовой помехи определяется частотой канала, его полосой пропускания и состоянием поверхности моря, т. е.

$$p_{ш} = \varphi [f, B].$$

Для частного случая состояния моря уровень шумовой помехи в децибелах в полосе 1 Гц определится как

$$P_{ш} = N_0 - 10 \lg \left( \frac{f}{f_0} \right)^{5/3},$$

где  $f_0$  — фиксированная частота начала отсчета,  
 $f$  — текущая частота,  $N_0$  — уровень шума на  $f_0$ .

При полосе пропускания  $\Delta f$  значение  $P_{ш}$  возрастает на  $10 \lg \Delta f$ , т. е.

$$P_{ш} = N_0 - \frac{50}{3} \lg \frac{f}{f_0} + 10 \lg \Delta f.$$

В общем случае помеха ненаправленна и ее уровень может быть уменьшен за счет направленного действия приемного преобразователя. С учетом коэффициента концентрации антенны

$$P_{ш} = N_0 - \frac{50}{3} \lg \frac{f}{f_0} + 10 \lg \Delta f - 10 \lg k_k.$$

Абсолютное значение шумовой помехи будет

$$N_{ш} = \frac{\Delta f \cdot 10^3 + 0,1 N_0 \left( \frac{f_0}{f} \right)^{5/3}}{k_k}.$$

Для фиксированной рабочей частоты канала можно записать

$$N_{ш} = \frac{\Delta f \cdot 10^{0,1 P_{шф}}}{k_k},$$

где  $\Delta f$  — полоса пропускания, Гц;  $P_{шф}$  — уровень помехи на рабочей частоте, дБ. Эффективная плотность мощности шума при наличии замираний может быть представлена выражением

$$N = N_{ш} + 2 u^2 T \Delta f, \quad (1)$$

где  $N$  — эффективное значение плотности мощности шумовой помехи на приемном гидрофоне,  $N_{ш}$  — плотность мощности шума моря,  $u^2$  — дисперсия замирающего сигнала,  $T$  и  $\Delta f$  — длительность импульса и полоса пропускания [2]. Если плотность мощности незамирающего сигнала равна средней мощности сигнала при наличии замираний, то равенство (1) можно записать в виде

$$N = N_{ш} + 2 v^2 S, \quad (2)$$

где  $v^2$  — квадрат коэффициента вариации сигнала, имеющего плотность мощности  $S$ , причем величина  $v^2$  прямо пропорциональна расстоянию до приемника

$$v^2 = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \bar{\alpha}^2 k^2 ar.$$

Здесь  $\bar{\alpha}^2$  — среднее значение квадрата вариаций коэффициента преломления,  $a$  — пространственный размер температурных неоднородностей среды,  $k$  — волновое число для  $f$ ,  $r$  — расстояние. После упрощений выражение для квадрата коэффициента вариаций принимает вид

$$v^2 = Brk^{2/3},$$

где  $B$  — коэффициент пропорциональности,  $B = 3 \cdot 10^{-3}$ . Таким образом, общий уровень шума на приемном гидрофоне будет

$$N_{ш} = \left(\frac{f}{f_0}\right)^{5/3} \frac{10^{3+0,1 N_0} \cdot \Delta f}{k_k} + 2Brk^{2/3} \frac{P_a \cdot k_k^2 \cdot 10^{-0,1\beta r}}{4\pi r^2 10^{10}}$$

и замирание сигнала можно рассматривать как эквивалент шумовой помехи. Другими словами, при фиксированной частоте  $f$  выражение для уровня шума примет вид

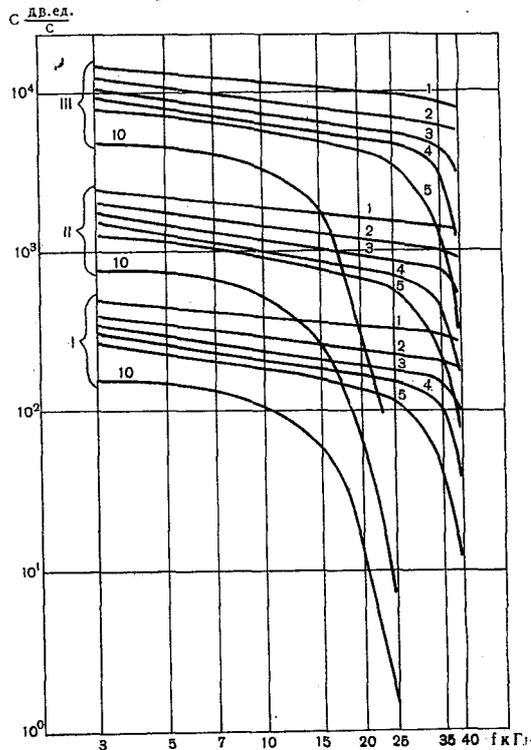
$$N_{ш} = \frac{\Delta f \cdot 10^{0,1 P_{шф}}}{k_k} + 2Brk^{2/3} \frac{P_a \cdot k_k^2 \cdot 10^{-0,1\beta r}}{4\pi r^2 \cdot 10^{10}}.$$

Тогда для пропускной способности канала получим

$$C = \Delta f \log \left[ 1 + \frac{P_a \cdot k_k^2 \cdot 10^{-0,1\beta r}}{4\pi r^2 \cdot 10^{10} \Delta f \cdot 10^{-0,1 P_{шф}} + 2Brk^{2/3} P_a \cdot k_k^2 10^{-0,1\beta r}} \right].$$

Таким образом, получена рабочая формула для расчета скорости передачи информации по гидроакустическому каналу с учетом неоднородностей морской среды. К регулируемым факторам, определяющим образом влияющим на величину выходного параметра, относятся рабочая частота, акустическая мощность, полоса пропускания канала, расстояние от излучателя до приемника, коэффициент концентрации, уровень шумовой помехи. Система связи исследовалась в факторном пространстве с координатами: по частоте — 3–40 кГц, по акустической мощности — 1–3 Вт, по полосе пропускания — 100–3000 Гц, по дальности действия — 1–10 км, по коэффициенту концентрации — 1 и 10. В соответствии с предложенной методикой были составлены матрицы граничных условий и программа факторного эксперимента, и в результате реализаций матриц планирования эксперимента построены семейства кривых (см. рисунок), характеризующих пропускную способность в зависимости от всех регулируемых факторов. В качестве модели шумов принималась помеха, создаваемая волнением моря

при состоянии поверхности три балла. В пределах частотного диапазона 3—25 кГц, полосы пропускания 100—3000 Гц, дальности действия 1—5 км сохраняется близкая к линейной зависимость



Пропускная способность канала при многолучевости первого рода (цифры у кривых—километры):  
 I— $\Delta f=100$  Гц, II— $\Delta f=500$  Гц, III— $\Delta f=3000$  Гц

пропускной способности канала в функции его частоты. Сводная матрица граничных условий и план эксперимента представлены в табл. 1 и 2. Математическая модель, описываемая уравнением регрессии первой степени для выбранного участка поверхности отклика, представлена ниже

$$E = 4600 - 1244 X_1 + 4303 X_2 - 1662 X_3 - 1164 X_1 X_2 - 1555 X_2 X_3.$$

Из полученного уравнения следует, что наибольшее влияние на величину пропускной способности канала в исследуемых пределах оказывает полоса пропускания. Вторым по значению фактором является дальность действия и только на третьем месте стоит час-

Таблица 1

Матрица граничных условий

	Факторы		
	$X_1$	$X_2$	$X_3$
Основной уровень, $X_i=0$	14	1550	3
Шаг варьирования, $\lambda$	11	1450	2
Нижний уровень, $X_i=(-)$	3	100	1
Верхний уровень, $X_i=(+)$	25	3000	5

Таблица 2

Матрица планирования факторного эксперимента

Номер п/п	Факторы			$E$
	$X_1$	$X_2$	$X_3$	
1	-	-	-	495
2	+	-	-	313
3	-	+	-	14850
4	+	+	-	9390
5	-	-	+	259
6	+	-	+	120
7	-	+	+	7770
8	+	+	+	3600

тота канала. Факторы  $X_4$  — акустическая мощность и  $X_5$  — коэффициент концентрации в выбранных пределах не влияют на величину пропускной способности канала.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Четверкин Е. И. Пропускная способность гидроакустического канала для случая однородной среды. — Труды ЛГМИ, 1976, вып. 59, с. 65—70.
2. Акустика океана. Под ред. Л. М. Бреховских. М., «Наука», 1974. 591 с.
3. Marsh H. W., Meellen R. H. — «Radio Science», v. I, № 3, 1966. pp. 339—346.

В. М. ТИМЕЦ

### ДВУХКОМПОНЕНТНЫЙ ЦИФРОВОЙ ФЕРРОЗОНДОВЫЙ КОМПАС ДЛЯ АВТОНОМНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЕЙ ТЕЧЕНИЯ

В настоящее время известен целый ряд измерительных систем, в которых в качестве курсоуказателей используются индукционные компасы [1, 2]. Чувствительными элементами индукционных компасов являются феррозонды, расположенные в горизонтальной плоскости треугольником или взаимноперпендикулярно.

Применение индукционных компасов в автономных измерителях течения повысит надежность работы прибора и позволит получить информацию о направлении течения относительно магнитного меридиана непосредственно в виде электрического сигнала.

Рассмотрим основные принципы, положенные в основу двухкомпонентного феррозондового компаса для автономных измерителей течения [3]. Известно [4], что из выходного сигнала феррозонда можно выделить гармонический сигнал, амплитуда которого пропорциональна проекции вектора напряженности магнитного поля  $H$  на продольную ось феррозонда. Для амплитуды «второй гармоники» выходного сигнала справедлива зависимость:

$$A = S H_{\parallel}, \quad (1)$$

где  $A$  — амплитуда второй гармоники выходного сигнала;

$S$  — чувствительность феррозонда;

$H_{\parallel}$  — составляющая вектора напряженности магнитного поля  $H$  вдоль продольной оси феррозонда.

Если взаимноперпендикулярные феррозонды неподвижно установлены относительно координатных осей  $x, y$  измерителя таким образом, что магнитные оси феррозондов совпадают с координатными осями измерителя, а угол между магнитным меридианом и осью  $x$  равен  $\varphi$ , то «вторые гармоники» выходных сигналов феррозондов будут равны

$$\left. \begin{aligned} u_x &= A_x \cdot \sin(\omega t + \alpha) = S \cdot H \cos \varphi \cdot \sin(\omega t + \alpha), \\ u_y &= A_y \cdot \sin(\omega t + \beta) = S \cdot H \cdot \sin \varphi \cdot \sin(\omega t + \beta), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

где  $A_x, A_y$  — амплитуды выходных сигналов;

$\alpha, \beta$  — начальные фазы выходных сигналов.

Просуммируем эти два сигнала. Получим синусоидальный сигнал той же частоты с соответствующими амплитудой и фазой:

$$u_{\Sigma} = A_{\Sigma} \sin(\omega t + \Theta),$$

$$A_{\Sigma} = \sqrt{A_x^2 + A_y^2 + 2A_x A_y \cdot \cos(\alpha - \beta)} \quad (3)$$

$$\Theta = \arctg \frac{A_x \cdot \sin \alpha + A_y \cdot \sin \beta}{A_x \cdot \cos \alpha + A_y \cdot \cos \beta}.$$

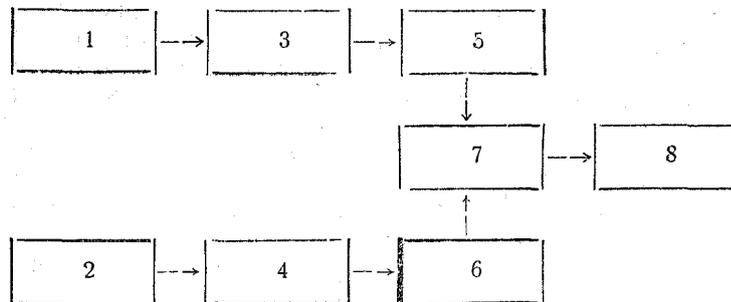
Из формул (1), (3) следует, что если

$$\alpha = 0; \quad \beta = \pi/2, \quad (4)$$

то

$$A_{\Sigma} = SH; \quad \theta = \varphi. \quad (5)$$

Следовательно, необходимо к выходам устройств выделения полезного сигнала «второй гармонии» подключить корректирующие цепочки — фазовращатели, обеспечивающие выполнение условий (4), и сумматор (см. рисунок).



Двухкомпонентный цифровой блок-схема двухкомпонентного цифрового компаса:  
 1, 2—феррозонды; 3, 4—резонансные усилители;  
 5, 6—фазовращатели; 7—сумматор; 8—цифровой измеритель фазы

Тогда, если ось  $x$  прибора будет установлена по течению и выполняются условия (4), то величина фазы выходного сигнала сумматора будет численно равна направлению течения относительно магнитного меридиана.

Измерив фазу цифровыми методами [8, 9], на выходе измерительной схемы получим значение направления течения в виде, удобном для регистрации на запоминающем устройстве измерителя и для дальнейшей обработки на ЭВМ.

Таким образом, процесс измерения направления течения с помощью двухкомпонентного цифрового компаса может быть разделен на два существенно различных процесса: аналогового преобразования измеряемой величины в фазу синусоидального сигнала и измерения этой фазы цифровыми методами.

В этом случае основными составляющими погрешности устройства являются: погрешность аналогового преобразования и погрешность измерения. Статическая средняя квадратическая погрешность измерения направления будет равна

$$\sigma_{\text{ик}} = \sqrt{\sigma_{\text{пр}}^2 + \sigma_{\text{изм}}^2}, \quad (5)$$

где  $\sigma_{\text{пр}}$  — средняя квадратическая погрешность преобразования;  
 $\sigma_{\text{изм}}$  — средняя квадратическая погрешность измерения.

Расчет средней квадратической погрешности преобразования величины направления в фазу гармонического сигнала может быть произведен по формуле

$$\sigma_{\text{пр}} = \sqrt{\sum_{i=1}^n \left( \frac{\partial f(x_i)}{\partial x_i} \sigma_{x_i} \right)^2}, \quad (6)$$

где  $x_i$  — независимые переменные, характеризующие внутренние узлы системы;

$\sigma_{x_i}$  — соответствующая средняя квадратическая погрешность;  
 $f(x_{x_i})$  — функциональная зависимость.

Согласно формулам (3) — (6), получим

$$\sigma_{\text{пр}} = \frac{1}{A_x^2 + A_y^2} \sqrt{A_y^2 \cdot \sigma_x^2 + A_x^2 \sigma_y^2 + A_x^4 \sigma_a^2 + A_y^4 \sigma_\beta^2}, \quad (7)$$

где  $\sigma_{x_i} \sigma_y$  — средняя квадратическая погрешность преобразования величин напряженности магнитного поля вдоль оси  $x, y$  в электрический сигнал;

$\sigma_a, \sigma_\beta$  — средняя квадратическая погрешность установки фаз.  
 В выражении (7) значение

$$\frac{1}{A_x^2 - A_y^2} \cdot \sqrt{A_y^2 \sigma_x^2 + A_x^2 \sigma_y^2} \quad (8)$$

есть средняя квадратическая погрешность  $\sigma_\varphi$  определения угла  $\varphi$  по формуле

$$\varphi = \arctg \frac{A_y}{A_x},$$

тогда, принимая во внимание, что

$$\frac{1}{A_x^2 + A_y^2} \cdot \sqrt{A_x^4 \sigma_a^2 + A_y^4 \sigma_\beta^2} \quad (9)$$

есть средняя квадратическая погрешность  $\sigma_\Phi$  определения разности фаз, получим

$$\sigma_{\text{нр}} = \sqrt{\sigma_{\varphi}^2 + \sigma_{\Phi}^2}. \quad (10)$$

Средняя квадратическая погрешность  $\sigma_{\varphi}$  с учетом выражений (1), (2) будет равна

$$\sigma_{\varphi} = \frac{1}{SH} \sqrt{\sin^2 \varphi \sigma_x^2 + \cos^2 \varphi \cdot \sigma_y^2}. \quad (11)$$

Из формулы (11) видно, что средняя квадратическая погрешность зависит от средних квадратических погрешностей измерения магнитометрических каналов  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$ , от величины напряженности магнитного поля  $H$  и направления течения  $\varphi$ .

Погрешности измерения  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  зависят от погрешностей, обусловленных влиянием вертикальной составляющей вектора магнитного поля, магнитными полями, создаваемыми самим прибором и буйрепом, ошибками согласования магнитных и геометрических осей феррозондов, квадратурной составляющей выходной ЭДС [2, 4, 5]. С помощью конструктивных мер погрешности  $\sigma_x$ ,  $\sigma_y$  могут быть сведены к минимальному значению, порядка 20—30 угловых секунд [4].

Как следует из выражений (2) и (9), средняя квадратическая погрешность определения разности фаз  $\sigma_{\Phi}$  зависит от погрешностей установки фаз  $\sigma_{\alpha}$ ,  $\sigma_{\beta}$  и направления течения  $\varphi$ :

$$\sigma_{\Phi} = \sqrt{\cos^4 \varphi \cdot \sigma_{\alpha}^2 + \sin^4 \varphi \cdot \sigma_{\beta}^2}. \quad (12)$$

Величина погрешности установки фазы зависит от электрической схемы фазовращателя и качества элементов, примененных к ней. Поскольку для установки фаз будут использоваться одинаковые фазовращатели, можно предположить, что

$$\sigma_{\alpha} = \sigma_{\beta},$$

тогда величина погрешности определения разности фаз не превысит погрешности установки фазы.

Применение параметрического мостового  $RC$ -фазовращателя [6, 7] позволяет обеспечить плавный сдвиг фаз в диапазоне от 0 до 180° с погрешностью установки фазы до 10 угловых минут [6], [7].

Основная погрешность цифровых фазометров с время-импульсным преобразованием зависит от погрешности преобразования фазы во временной интервал, нестабильности частоты квантующих импульсов и несинхронности квантующих импульсов с началом и концом временного интервала. Если пренебречь нестабильностью частоты квантующих импульсов  $f$ , которую можно сделать малой при использовании кварцевых генераторов, то основная погрешность определится погрешностью преобразования во временной интервал и погрешностью несинхронности.

Результат измерения фазы цифровым методом может быть определен по формуле [8]

$$\varphi_{\text{изм}} = N \frac{360 \cdot F}{f},$$

где  $N$  — число импульсов;  
 $F$  — частота измеряемого сигнала;  
 $f$  — частота квантования.

При  $\varphi_{\text{max}} = 360^\circ$  погрешность квантования будет равна

$$\Delta_{\text{к}} = \frac{\varphi_{\text{max}}}{N_{\text{max}}} = 360 \frac{F}{f}. \quad (14)$$

Значение погрешности несинхронности не может превышать одного периода следования квантующих импульсов.

Если считать, что момент счета синхронизован с началом прохождения квантующих импульсов, то средняя квадратическая погрешность несинхронности  $\sigma_{\text{к}}$  будет равна [10]:

$$\sigma_{\text{к}} = \frac{\Delta_{\text{к}}}{\sqrt{3}} = \frac{360 \cdot F}{\sqrt{3} \cdot f}. \quad (15)$$

Следовательно, если

$$f = 360 F,$$

то

$$\sigma_{\text{к}} = \frac{1}{\sqrt{3}} \approx 0,5^\circ. \quad (16)$$

Погрешность преобразования фазы во временной интервал в основном будет определяться порогом срабатывания нуль-индикатора. В качестве нуль-индикатора может быть применен триггер Шмидта. В настоящее время известны [9] схемы триггера Шмидта, обладающие малым гистерезисом, хорошей температурной стабильностью и порогом срабатывания  $\pm 5$  мВ. Таким образом, если величина входного сигнала превышает 100 мВ, то погрешность преобразования фазы во временной интервал будет порядка десяти угловых минут.

Если погрешность квантования равна  $0,6^\circ$ , то погрешность преобразования фазы во временной интервал можно не учитывать и погрешность цифрового измерения

$$\sigma_{\text{изм}} = \sigma_{\text{к}}. \quad (17)$$

Если допустить, что составляющие погрешности измерения направления течения одинаково влияют на образование общей средней квадратической погрешности и равны между собой, то в соответствии с формулами (5), (10), (16) и (17)

$$\sigma_{\text{цк}} = \sqrt{\sigma_{\varphi}^2 + \sigma_{\Phi}^2 + \sigma_{\varepsilon}^2} = 1^\circ. \quad (18)$$

Поскольку при цифровом измерении фазы результат измерения подсчитывается на счетчике, то в случае применения двоичного счетчика результат измерения направления будет получен в двоич-

ном коде. Следовательно, предложенный метод измерения направления течения позволяет одновременно с измерением производить и кодирование результата.

Итак, применение двухкомпонентного феррозондового компаса в автономных измерителях течения позволит повысить надежность работы канала измерения направления.

Предложенная схема одновременно с измерением направления обеспечивает с необходимой точностью кодирование информации в виде, удобном для регистрации на запоминающем устройстве.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Богданченко Н. М., Волошин Г. Ю., Бельх В. С. — Курсовые системы и навигационные автоматы самолетов гражданской авиации. М., «Транспорт», 1971, 268 с.
2. Резник Э. Е., Яковлев А. Ф. Двухкомпонентный феррозондовый магнитный компас. — В кн.: «Геофизическая аппаратура», вып. 48. Л., «Недра», 1972, с. 25—30.
3. Тимец В. М. Устройство для измерения и регистрации скорости и направления течения. Авт. свид. № 276549.
4. Афанасьев Ю. В., Студенцов Н. В., Щелкин А. П. Магнитометрические преобразователи, приборы, установки. Л., «Энергия», 1972. 271 с.
5. Афанасьев Ю. В. О погрешностях трехкомпонентного магнитометра. — В кн.: «Геофизическая аппаратура», вып. 38. Л., «Недра», 1968, с. 15—25.
6. Электрические измерения. Под ред. Е. Г. Шрамкова. М., «Высш. школа», 1972. 514 с.
7. Кушнир В. Ф. Радионизмерения. М., «Связь», 1968. 287 с.
8. Смирнов П. Т. Цифровые фазометры. Л., «Энергия», 1974. 140 с.
9. Хризман С. С. Цифровые измерительные приборы. Киев, «Наукова думка», 1970. 328 с.
10. Островский Л. А. Основы общей теории электроизмерительных устройств. Л., «Энергия», 1971. 520 с.

А. В. НЕКРАСОВ (ЛГМИ)

### СВЯЗЬ ВОЛНОВОГО ПОТОКА ПРИЛИВНОЙ ЭНЕРГИИ С РИСУНКОМ ПРИЛИВНОЙ КАРТЫ

Поток приливной энергии, обусловленный волновым переносом, представляет собой вектор  $W$ , каждая из горизонтальных компонент которого вдоль осей  $x$  или  $y$  имеет вид

$$W_{x, y} = \iint_S \rho g h \eta (u, v) dS, \quad (1)$$

где  $\eta$  — приливная денивеляция уровня;  $u$  и  $v$  — компоненты приливного течения вдоль осей  $x$  и  $y$ ;  $S$  — площадь поперечного сечения, через которое рассчитывается поток энергии;  $\rho$  — плотность воды;  $g$  — ускорение силы тяжести. Для длинных приливных волн часто используют величины  $w_x = \rho g h \eta u$  и  $w_y = \rho g h \eta v$ , равные соответствующим компонентам потока через поперечное сечение единичной ширины, простирающееся от морской поверхности до дна. Величины  $w_x$  и  $w_y$  называют компонентами мгновенной, т. е. неосредненной по времени, удельной мощности потока энергии  $w$ . Для отдельной приливной гармоники, опуская индексы  $x$  и  $y$ , имеем  $w = w_a + w_r$ , где

$$\left. \begin{aligned} w_a &= \frac{1}{2} \rho g h \eta_0 u_0 \cos \beta [1 + \cos 2(\sigma t - \alpha)]; \\ w_r &= \frac{1}{2} \rho g h \eta_0 u_0 \sin \beta \cdot \sin 2(\sigma t - \alpha). \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь  $w_a$  и  $w_r$  — активная и реактивная компоненты удельной мощности волнового потока вдоль одной из координатных осей;  $\eta_0$  — амплитуда колебаний уровня;  $u_0$  — амплитуда компоненты приливного течения;  $h$  — глубина,  $\alpha$  — фаза уровня;  $\beta$  — фазовый сдвиг между  $u$  — компонентой течения и  $\eta$  — колебаниями уровня;  $\sigma$  — угловая частота приливной гармоники. Осредненный за период вектор активной составляющей

$$\bar{w}_a = \frac{1}{2} \rho g h \eta_0 u_0^2 \cos \beta \quad (3)$$

характеризует интенсивность так называемого чистого потока приливной энергии.

В общем, направление чистого потока в бегущей приливной волне соответствует направлению ее распространения. Поэтому о направлении чистого потока ориентировочно можно судить по оцифровке котидальных линий на приливной карте: энергия практически всегда течет в сторону нарастания фазы. В наиболее простых случаях, когда можно пренебречь действием силы Кориолиса, поток энергии перпендикулярен к котидалам. При наличии силы Кориолиса указанная связь между оцифровкой котидальных линий и направлением чистого потока иногда не выдерживается, что может быть продемонстрировано на примере ряда амфидромических систем, образованных встречными волнами Кельвина [2].

Приливная карта может быть использована не только для приведенных выше качественных рассуждений о направлении потока приливной энергии, но и для количественных оценок такого потока. Для этого в формулах (1) — (3) надо перейти от величин  $u$  и  $v$  к величинам уклона морской поверхности  $\eta'_x = \partial \eta / \partial x$  и  $\eta'_y = \partial \eta / \partial y$ , которые, как и  $\eta$ , можно определить с помощью приливной карты. Связь между компонентами течений и наклонами уровня определяется выражениями [3]:

$$\left. \begin{aligned} u_1 &= -A \frac{\partial \eta_1}{\partial x} + B \frac{\partial \eta_2}{\partial x} + C \frac{\partial \eta_1}{\partial y} + D \frac{\partial \eta_2}{\partial y}; \\ u_2 &= -B \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - A \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - D \frac{\partial \eta_1}{\partial y} + C \frac{\partial \eta_2}{\partial y}; \\ v_1 &= -C \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - D \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - A \frac{\partial \eta_1}{\partial y} + B \frac{\partial \eta_2}{\partial y}; \\ v_2 &= D \frac{\partial \eta_1}{\partial x} - C \frac{\partial \eta_2}{\partial x} - B \frac{\partial \eta_1}{\partial y} - A \frac{\partial \eta_2}{\partial y}; \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

где  $A = pr(\sigma^2 + f^2 + r^2)$ ;  $B = p\sigma(\sigma^2 - f^2 + r^2)$ ;

$C = pf(\sigma^2 - f^2 - r^2)$ ;  $D = 2p\sigma fr$ ;

$$p = \frac{g}{(\sigma^2 + f^2 + r^2)^2 - 4\sigma^2 f^2},$$

причем величинами  $r$  и  $f$  обозначены соответственно коэффициент линейного трения и параметр Кориолиса, а индексы 1 и 2 соответствуют моментам времени, отстоящим друг от друга на четверть периода. При заданных значениях  $\sigma$ ,  $f$  и  $r$  линейные соотношения (4) в принципе позволяют, зная уклоны поверхности, находить течения и наоборот.

Следует иметь в виду, что вторая из указанных операций менее чувствительна к погрешностям, чем первая [5], т. е. при наличии достаточно полных и качественных фактических данных о течениях переход к величинам  $\eta'_x$  и  $\eta'_y$  в целях их использования для расчетов нецелесообразен. Однако на практике прямое использование данных о течениях часто связано с серьезными трудностями. Фактическая картина приливных течений в реальном море является весьма пестрой и сильно зависит от локальных возмущающих эффектов. В частности, в природных условиях наблюдаются значительные нарушения вертикальной однородности приливного потока под действием внутренних волн. В то же время формулы (2) и (3) получены на основе теории длинных волн и входящие в них величины  $u$  и  $v$  считаются неизменными по вертикали от поверхности до дна и связанными с колебаниями уровня линейным уравнением неразрывности. В условиях фактической неоднородности течений по вертикали значения  $u$  и  $v$ , подставляемые в (2), должны быть осреднены от поверхности до дна, однако необходимые для этого подробные данные о вертикальной структуре приливного потока имеются далеко не всегда. Кроме того, картина колебаний уровня, будучи интегральной по отношению к течениям, соответствует именно тем осредненным значениям  $u$  и  $v$ , которые должны быть использованы для расчета потоков энергии. Картина колебаний уровня значительно проще картины течений, менее изменчива в пространстве и более уверенно может быть проинтерполирована на районы открытого моря, лишенные данных наблюдений. Поэтому для таких районов использование величин  $\eta'_x$  и  $\eta'_y$ , даже снятых с полученных интерполяцией приливных карт, может оказаться более предпочтительным, чем использование отрывочных и нерепрезентативных, хотя и полученных прямыми наблюдениями данных об  $u$  и  $v$ .

В тех случаях, когда трением или силой Кориолиса можно пренебречь (случай глубокого бассейна либо случай, когда бассейн очень узок или расположен вблизи экватора) соотношения (4) существенно упрощаются. При  $f=r=0$  наблюдается картина, обусловленная комбинацией простых прогрессивных и стоячих волн, тогда векторы течения и градиента уровня пропорциональны друг другу (коэффициент пропорциональности равен  $g/\sigma$ ), а по фазе отличаются на четверть периода [2]. При таких условиях выражения для удельной мощности волнового потока приливной энергии вдоль осей  $x$  и  $y$  можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \omega_{a,x} &= \frac{1}{2\sigma} \rho g^2 h \eta_0 \eta'_{0,x} \cdot \sin \gamma_x [1 + \cos 2(\sigma t - \alpha)]; \\ \omega_{a,y} &= \frac{1}{2\sigma} \rho g^2 h \eta_0 \eta'_{0,y} \cdot \sin \gamma_y [1 + \cos 2(\sigma t - \alpha)], \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $\eta'_0$  — амплитуда наклона уровня вдоль соответствующей координатной оси (наклон считается положительным, если уровень по-

вышается в положительном направлении оси), а  $\gamma$  — фазовый сдвиг между уровнем и наклоном.

Изложенный способ расчета потоков приливной энергии был применен для построения картины циркуляции энергии суточного прилива  $K_1$  в Южно-Китайском море, где указанная приливная гармоника является преобладающей в большинстве районов. Так как фактические данные о приливных течениях для открытой части Южно-Китайского моря практически отсутствуют, а опубликованные результаты расчетов весьма неопределенны для основной части бассейна, то в качестве исходного материала была использована приливная карта уровня, построенная Нгуен Нгок Тви [1]. При этом общая глубокководность бассейна и его близость

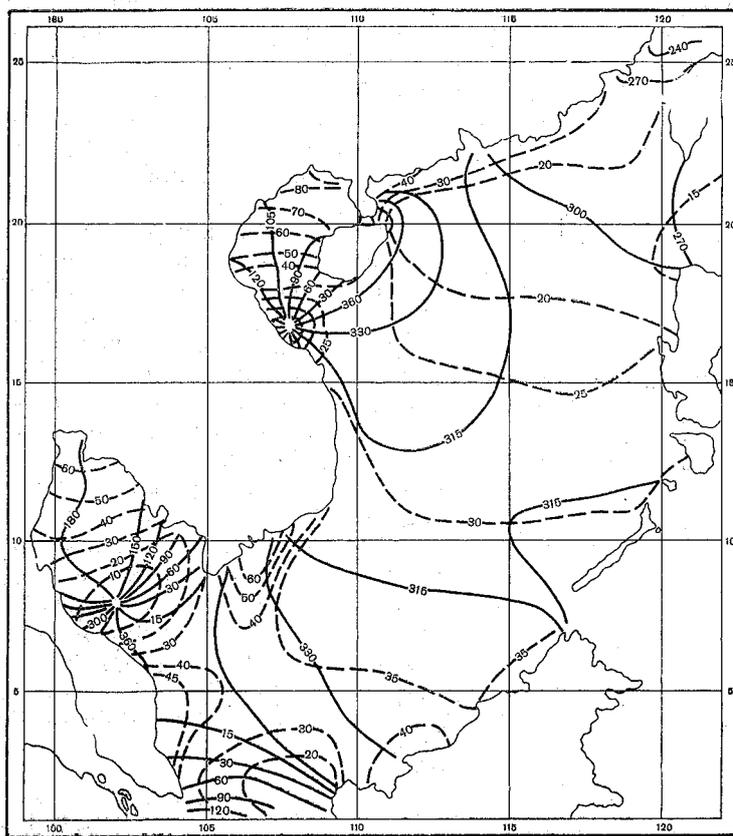


Рис. 1. Карта суточного прилива  $K_1$  в Южно-Китайском море по Нгуен Нгок Тви [1];  
Сплошные линии — котидали; цифры на котидалях — фазы относительно момента полной воды статического прилива  $K_1$  на меридиане  $120^\circ$  в. д. Прерывистые линии — изоамплитуды в см

к экватору дают основание для применения упрощенных формул (5).

Исходная приливная карта приведена на рис. 1, а на рис. 2 показано полученное поле чистых потоков приливной энергии. Циркуляционная картина сразу позволяет выявить основные черты схемы, по которой происходит формирование индуцированного

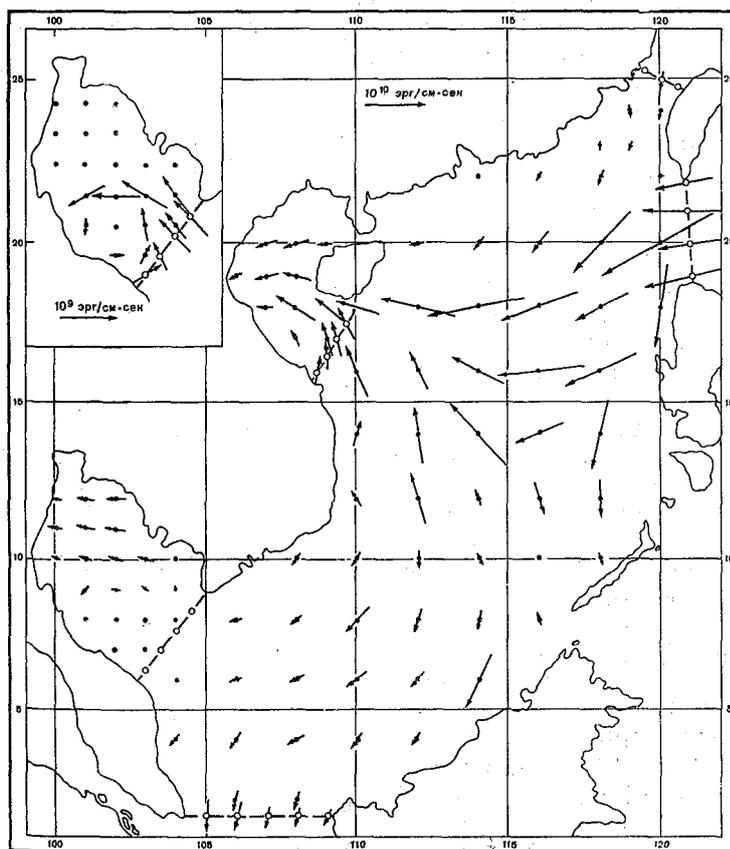


Рис. 2. Чистый волновой поток энергии прилива  $K_1$  в Южно-Китайском море. На врезке — потоки энергии на входе в Сиамский залив в увеличенном масштабе

суточного прилива в рассматриваемом бассейне. Главным «возбудителем» бассейна является пролив Баши между о-вами Тайвань и Лусон; кроме того, энергия поступает в Южно-Китайское море также через Тайваньский пролив. Через пролив между п-вом Малакка и о. Калимантан происходит заметный отток энергии. Многочисленные проливы на восточной границе — между о-вами Калимантан и Лусон — не играют существенной роли в энергообмене Южно-Китайского моря с прилегающими водоемами.

Рис. 2 указывает также на важную роль Сиамского (Таиландского) и Тонкинского (Бак-Бо) заливов как поглотителей энергии суточного прилива. Особенно это относится к Тонкинскому заливу, на что указывает и приливная карта (сдвиг амфидромической точки с продольной оси выражен в Тонкинском заливе заметнее, чем в Сиамском). Мощный «отсос» приливной энергии Тонкинским заливом, в сущности, определяет всю энергетическую циркуляционную картину северной, наиболее глубоководной части бассейна, направляя главную ветвь циркуляции непосредственно из прилива Баши к устью Тонкинского залива, т. е. поперек моря. Южная часть бассейна получает гораздо меньше энергии от внешнего «возбудителя», в результате чего диссипативная роль Сиамского залива по сравнению с Тонкинским заметно снижается. Это проявляется как в относительно невысокой абсолютной величине чистых потоков через поперечное сечение устья Сиамского залива, так и в существовании ощутимого, хотя и слабого, встречного потока энергии вдоль малаккского побережья, в то время как в Тонкинском заливе, где амфидромическая точка смещена почти к самому берегу, встречный поток энергии практически отсутствует. Отметим, что аналогичное различие в интенсивности диссипации, обусловленное главным образом ее нелинейной зависимостью от амплитуды входящей приливной волны, было рассмотрено в [4] на примере Адриатического моря и Калифорнийского залива.

Проделанные вычисления позволяют сделать количественные оценки суммарных потоков энергии суточного прилива  $K_1$  через участки «жидкой границы» основной части бассейна Южно-Китайского моря. Согласно этим оценкам, через проливы Баши и Тайваньский внутрь бассейна поступает соответственно  $5,24 \cdot 10^{17}$  и  $0,21 \cdot 10^{17}$  эрг/с. Сток энергии из пределов бассейна происходит через проливы Бак-Бо и Таиландский, а также между Малаккой и Калимантаном и составляет соответственно  $1,03 \cdot 10^{17}$ ,  $0,15 \cdot 10^{17}$  и  $1,38 \cdot 10^{17}$  эрг/с. Таким образом, учитываемые данной схемой потери ( $2,56 \cdot 10^{17}$  эрг/с) покрывают лишь около половины прихода ( $5,45 \cdot 10^{17}$  эрг/с). Учет непосредственного воздействия приливообразующей силы на бассейн Южно-Китайского моря по известной методике [2] показывает, что это воздействие приводит к дополнительным потерям, достигающим  $1,0 \cdot 10^{17}$  эрг/с для основной части бассейна. Следовательно, если не говорить о возможных погрешностях методики и неточности исходных данных, то оказывается, что на диссипативные потери в шельфовых зонах у берегов Китая, Малакки и Калимантана должно затрачиваться около  $2,0 \cdot 10^{17}$  эрг/с.

Предлагаемая методика дает возможность производить расчет волновых потоков приливной энергии при отсутствии данных о течениях, используя лишь обычные приливные карты уровня. Получаемая схема указанных потоков может служить для выявления источников и стоков приливной энергии, прослеживания процесса перетекания энергии от первых ко вторым, количественной оценки

элементов энергетического приливного баланса и объяснения многих особенностей приливного режима, наблюдаемого в конкретном морском бассейне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Нгуен Нгок Тви. Особенности формирования приливных явлений Южно-Китайского моря. — Океанология, 1969, т. 9, вып. 2, с. 235—249.
2. Некрасов А. В. Приливные волны в окраинных морях. Л., Гидрометеоздат, 1975. 247 с.
3. Hansen W. Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmond tide  $M_2$  in der Nordsee. — Deut. Hydr. Zeitschrift, Ergänzungsheft 1, 1952, 1—46.
4. Hendershott M. C., Speranza A. Co-oscillating tides in long narrow bays; the Taylor problem revisited. — Deep — Sea Res., 1971, v. 18, No 10, 959—980.
5. Proudman J., Doodson A. T. The principal constituent of the tides of the North Sea. — Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1924, v. 224, 185—219.

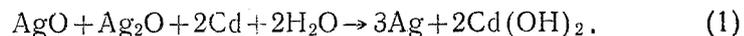
В. П. КОРОВИН (ЛГМИ)

### ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЗАГРЯЗНЕННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СКОРОСТИ ОБМЕНА КИСЛОРОДОМ

Наибольшее значение среди растворенных в морской воде газов имеет кислород, определяющий интенсивность окислительно-восстановительных и биохимических процессов в океане. Исследование вопроса торможения кислородного обмена между атмосферой и водной поверхностью, покрытой слоем нефти или нефтепродуктов, является в настоящее время весьма важной задачей охраны окружающей среды. В данной работе и сделана попытка выявить изменение скорости обмена кислородом между водной поверхностью и атмосферой в зависимости от наличия и толщины загрязняющей пленки на поверхности воды.

В работе в качестве загрязняющего нефтепродукта использовалась смесь отработанного дизельного топлива и машинного масла. Эта смесь была выбрана по той причине, что она является наиболее вероятным загрязнителем вод Мирового океана, так как до сих пор очень многие суда спускают свои отходы топлива и масла непосредственно в море.

Для регистрации содержания растворенного кислорода в поверхностном слое воды применялась гальваническая ячейка [1], изолированная от исследуемой среды селективирующей мембраной. Суммарную реакцию электровосстановления кислорода в случае использования серебряно-кадмиевой электродной системы в ячейке можно представить уравнением



Кинетическое уравнение процесса электровосстановления кислорода, которое определяет работу электрохимической ячейки, можно представить в виде [2]

$$J_d = kFS A_0 D_0 \frac{C_k}{b + \sigma} \exp \left[ - \left( \frac{E_A + E_2}{RT} \right) \right], \quad (2)$$

где  $I_a$  — диффузионный ток,  $k$  — коэффициент пропорциональности,  $F$  — число Фарадея,  $S$  — площадь катода,  $A_0$  — коэффициент проницаемости селективирующей мембраны,  $D_0$  — коэффициент диффузии,  $C_k$  — концентрация кислорода,  $b$  — толщина селективирующей мембраны,  $\delta$  — расстояние между селективирующей мембраной и катодом,  $E_A$  — энергия активации проницаемости,  $E_d$  — энергия активации диффузии,  $R$  — газовая постоянная,  $T$  — температура.

Электрохимическая ячейка была выбрана по той причине, что наряду с простотой использования этого типа первичных преобразователей она позволяет быстро и с необходимой точностью регистрировать содержание растворенного кислорода. При этом можно также использовать и непрерывную запись значений концентрации кислорода. Использование же стандартного метода Винклера для определения концентрации растворенного кислорода в настоящей работе невозможно, так как для этого требуется при каждом определении количества кислорода отбирать пробу воды, что меняет условия эксперимента. Точность же измерения концентрации растворенного кислорода первичным преобразователем не меньше точности измерения, полученного стандартным методом [3].

Для проведения эксперимента были сконструированы специальные корпуса датчиков, использование которых позволяло производить измерения в приповерхностном слое ( $1 \div 1,5$  мм от поверхности). Корпуса этих датчиков существенным образом отличались от использованных при исследовании стратификации кислорода в Балтийском море [2]. В электрохимической ячейке использовалась серебряно-кадмиевая электродная система с гелевым раствором электролита  $0,1N CH_3COONa$  с добавкой  $NaOH$  до pH 9. В качестве регистрирующего прибора применялся стрелочный вольтметр типа В7-15 со шкалой измерения от 0 до 1 В.

Схема эксперимента выглядит следующим образом. Пробы воды с различным содержанием растворенного кислорода заливались в высокий химический стакан с площадью поверхности  $50 \text{ см}^2$ . Первичный преобразователь подвешивался на штативе так, чтобы плоскость селективирующей мембраны, а следовательно, и электродная система находились всего на  $1-2$  мм ниже поверхности воды. Располагая подобным образом датчик, можно уловить поток кислорода, поступающего в исследуемый раствор из атмосферы. Необходимым условием проведения эксперимента было определение толщины загрязняющей пленки на поверхности пробы. При выполнении работ в лабораторных условиях эта толщина пленки вычислялась по известной площади сечения стакана и по определенному объему исследуемой смеси, которую наливали на поверхность пробы.

В процессе эксперимента использовались пробы воды с малым содержанием растворенного в ней кислорода ( $0,5 \text{ мл/л}$ ) и с высоким содержанием кислорода ( $7,8 \text{ мл/л}$ ), а на поверхность проб наносились пленки загрязняющей смеси различной толщины.

Исследовалось влияние пленок смеси толщиной 0,1; 0,5 и 1,0 мм. Отсчеты показаний датчика снимались регулярно каждые 30 мин; одновременно термометром измерялась температура пробы для введения поправок в показания датчика на изменения температуры. Параллельно с данным экспериментом производились исследования по обмену кислородом между пробами воды с такими же концентрациями растворенного кислорода и атмосферой, но без наличия загрязняющей пленки на поверхности пробы. Эти исследования проводились в целях выявления тормозящего влияния загрязняющей пленки на обмен кислородом. Следует отметить, что для сравнения и контроля результатов измерений перед началом и в конце проведения эксперимента определялось содержание растворенного кислорода в пробе методом Винклера.

По результатам проведенных исследований построены графики (рис. 1 и 2), с помощью которых можно достаточно полно и хорошо проследить, насколько наличие загрязняющей пленки на

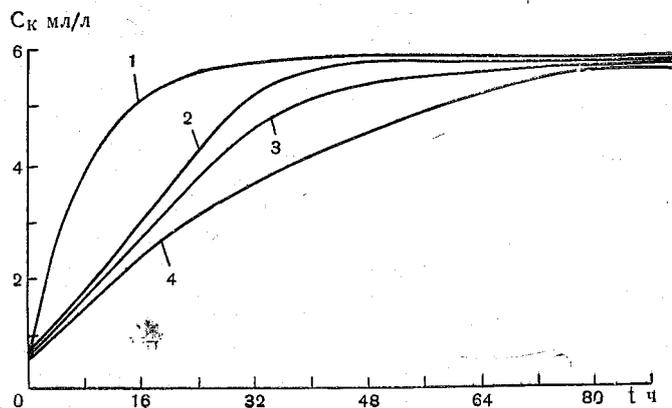


Рис. 1. Изменение содержания растворенного кислорода в пробе в зависимости от наличия и толщины загрязняющей пленки на поверхности ( $C_0=0,5$  мл/л):

1—без пленки, 2—толщина пленки 0,2 мм, 3—толщина пленки 0,5 мм, 4—толщина пленки 1,0 мм

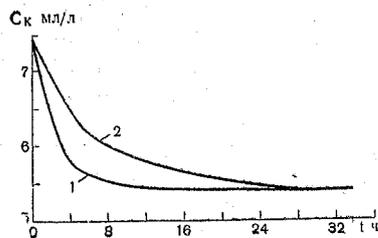


Рис. 2. График изменения содержания растворенного кислорода в пробе ( $C_0=7,8$  мл/л) при различных условиях обмена:

1—без пленки, 2—толщина пленки 1,0 мм

водной поверхности ослабляет интенсивность обмена кислородом. При отсутствии загрязнения на поверхности пробы содержание кислорода увеличивается от 0,5 мл/л до насыщения (5,5–5,7 мл/л) за 30 часов. При наличии следов загрязнения на поверхности пробы (толщина пленки 0,1 мм) продолжительность времени до насыщения увеличивается до 50 часов. Если толщина загрязняющей пленки составляет 0,5 мм, до насыщения пробы воды кислородом требуется уже 68 часов, а при толщине пленки 1,0 мм период насыщения возрастает до 80 часов. Для уменьшения содержания растворенного в воде кислорода с 7,8 мл/л до 5,5 мл/л в отсутствие загрязняющей пленки на поверхности пробы необходимо 14 часов, а при наличии пленки исследуемой смеси толщиной 1,0 мм затрачивается уже 32 часа.

Анализ полученных кривых позволил вывести эмпирическую зависимость влияния данной загрязняющей смеси на интенсивность скорости обмена кислородом между водой и атмосферой, которая имеет вид

$$\lg(C_i - C_0) = 0,1231 \exp\left(\frac{0,0136t}{b}\right), \quad (3)$$

где  $C_i$  — содержание кислорода в данный момент, мл/л;  
 $C_0$  — начальное содержание кислорода в пробе, мл/л;  
 $t$  — время, часы;  
 $b$  — толщина загрязняющей пленки, мм.

В случае, когда начальная концентрация кислорода в воде выше насыщения, формула (3) принимает вид

$$\lg(C_0 - C_i) = 0,1231 \exp\left(-\frac{0,0136t}{b}\right). \quad (4)$$

В заключение следует отметить, что наличие на поверхности воды даже небольших по толщине загрязняющих пленок существенным образом влияет на обмен кислородом между водной поверхностью и атмосферой, а выведенные в работе эмпирические зависимости позволяют судить об интенсивности скорости обмена кислородом между водой и воздухом. Несмотря на то, что эксперимент проводился в лабораторных условиях, полученные в его результате выводы могут быть применимы и при исследовании природных водоемов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коровин В. П. Гальваническая ячейка — датчик растворенного в морской воде кислорода (ВИНИТИ, депонировано, № 2522—74 ДЕП от 27.9.1974)
2. Коровин В. П. Исследование растворенного кислорода в Балтийском море, выполненное с помощью автоматических оксиметров. — «Труды ЛГМИ», 1975, вып. 57, с. 76—84.
3. Коровин В. П., Бублик В. А. Автономные автоматические системы для измерения гидрохимических характеристик. — В кн.: Вопросы гидробиологии. Техника гидрофизических измерений. М., «Наука», 1978, с. 28—31.

В. М. АБРАМОВ (ЛГМИ)

### О ВОЗМОЖНОСТИ ДИСТАНЦИОННОЙ ИНДИКАЦИИ НЕФТЯНЫХ ЗАГРЯЗНЕНИЙ НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО СПЕКТРАМ ОТРАЖЕНИЯ

В последнее время серьезное внимание уделяется разработке методов дистанционного обнаружения нефти и нефтепродуктов на поверхности моря. В данной работе излагаются результаты численного моделирования спектров отражения морской поверхности, загрязненной нефтью, которое проводилось для выяснения возможности дистанционной индикации нефтяных загрязнений и определения тяжести загрязнения по спектрам отражения.

При моделировании нефтяные загрязнения представлялись в виде однородной диэлектрической пленки между двумя полубесконечными однородными диэлектрическими средами (воздух и вода). Кроме того, были приняты следующие допущения:

— показатели преломления воздуха, нефти и воды являются действительными величинами и для выбранного спектрального интервала не зависят от длины волны;

— отражение от поверхности моря происходит зеркально;

— падающее излучение состоит только из прямой солнечной радиации;

— диффузный поток излучения из воды отсутствует.

Можно показать, что влияние принятых допущений не должно заметно сказываться на адекватности модели.

При указанных допущениях зависимость коэффициента отражения для перпендикулярной составляющей от длины волны может быть представлена в виде [1]

$$K_{\perp} = \frac{r_{12}^2_{\perp} + r_{23}^2_{\perp} + 2r_{12}r_{23}_{\perp} \cos \frac{4\pi}{\lambda} n_2 h \cos \theta_2}{1 + r_{12}^2_{\perp} + r_{23}^2_{\perp} + 2r_{12}r_{23}_{\perp} \cos \frac{4\pi}{\lambda} n_2 h \cos \theta_2}, \quad (1)$$

где  $r_{12}_{\perp}$  и  $r_{23}_{\perp}$  — френелевские коэффициенты отражения от поверхностей раздела «воздух — нефть» и «нефть — вода» соответственно;

$$r_{12\perp} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad (2)$$

$$r_{23\perp} = \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_3 \cos \theta_3}{n_2 \cos \theta_2 + n_3 \cos \theta_3}, \quad (3)$$

здесь  $n_1, n_2, n_3$  — показатели преломления воздуха, нефти и воды соответственно;  $\theta_1, \theta_2, \theta_3$  — углы падения излучения в воздухе, нефти и воде соответственно;  $h$  — толщина пленки;  $\lambda$  — длина волны.

Для параллельной компоненты  $R_{\parallel}$  можно написать аналогичное выражение с учетом того, что входящие в него френелевские коэффициенты отражения для параллельной составляющей  $r_{12\parallel}$  и  $r_{23\parallel}$  вычисляются по формулам

$$r_{12\parallel} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (4)$$

$$r_{23\parallel} = \frac{n_3 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_3}{n_3 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_3}. \quad (4)$$

Естественное солнечное излучение неполяризовано, поэтому общий коэффициент отражения

$$R = \frac{1}{2} (R_{\perp} + R_{\parallel}). \quad (5)$$

Расчеты спектров отражения велись для толщины пленок от 40  $nm$  до 720  $nm$  с шагом  $\Delta h = 40 nm$ . Пленки такой толщины наиболее часто встречаются в открытых районах моря [2]. Случаи аварийных разливов, когда толщина пленки превышает 1000  $nm$ , не рассматривались.

Значения угла падения излучения в воздухе  $\theta_1$  задавались в пределах от 5 до 40° с шагом  $\Delta \theta_1 = 5^\circ$ . Данный интервал для  $\theta_1$  был выбран из следующих соображений. Обычно измерения коэффициентов спектральной яркости выполняются в надир [3]. При любом зенитном расстоянии Солнца  $Z$  падающее излучение может отразиться в зенит, если на поверхности имеется волна с уклоном  $\alpha = \frac{Z}{2}$ . Очевидно, что при измерениях в надир  $\theta_1 = \frac{Z}{2}$  и принятый интервал  $\theta_1$  соответствует интервалу  $Z = 10 \div 80^\circ$ .

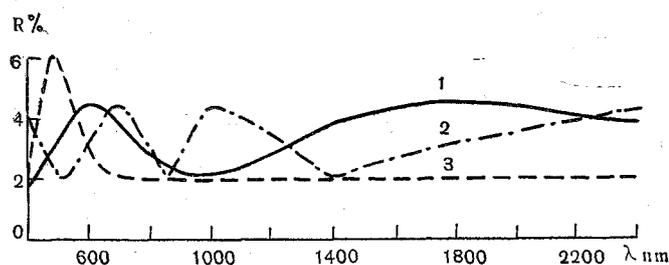
Расчеты проводились для спектрального интервала 400—2400  $nm$ , т. е. для видимого и инфракрасного участков спектра. В интервале 400—800  $nm$  расчеты велись с шагом  $\Delta \lambda = 10 nm$ , а в интервале 800—2400  $nm$  — с шагом  $\Delta \lambda = 100 nm$ .

Показатели преломления воздуха и воды были приняты равными 1 и 1,33 соответственно.

В работе [4] указывается, что для  $\lambda = 10\ 600\ \text{nm}$  значения показателя преломления нефти  $n_2$  находятся в пределах 1,44—1,49. Особой точности задания  $n_2$  не требовалось, поэтому было принято, что  $n_2 = 1,44$ .

Расчеты проводились на ЭЦВМ М-222. На печать выводились значения  $R_{\perp} = f_1(h, \theta_1, \lambda)$ ;  $R_{\parallel} = f_2(h, \theta_1, \lambda)$ ;  $R = f_3(h, \theta_1, \lambda)$ .

Некоторые рассчитанные спектры отражения загрязненной морской поверхности изображены на рисунке. Для сравнения на рисунке также изображен типичный спектр отражения чистой морской поверхности (прерывистая кривая), заимствованный из работы [3].



Спектр отражения:  
[1— $h = 320\ \text{nm}$ ; 2— $h = 520\ \text{nm}$ ; 3—чистая поверхность]

Очевидно, что кривые, описывающие спектры отражения чистой и загрязненной поверхности, имеют существенно различную форму. Этот факт открывает возможность дистанционной индикации нефтяных загрязнений в открытых районах моря по форме спектров отражения.

Кроме того, из рисунка видно, что при различных толщинах пленки кривые спектров отражения загрязненной поверхности отличаются друг от друга количеством и взаимным расположением максимумов и минимумов. Более точный анализ показывает, что число и взаимное расположение экстремумов зависят от оптической толщины пленки  $n_2 h$ . Длины волн, для которых коэффициент отражения для перпендикулярной составляющей достигает экстремальных значений, должны удовлетворять условию

$$\frac{\partial R_{\perp}}{\partial \lambda} = 0. \quad (6)$$

Условие (6) выполняется при любых значениях  $r_{12\perp}$  и  $r_{23\perp}$ , если

$$\sin \frac{4\pi}{\lambda} n_2 h \cos \theta_2 = 0, \quad (7)$$

т. е. когда

$$\lambda = \frac{4n_2 h \cos \Theta_2}{m} \quad (m=1, 2, 3 \dots) \quad (8)$$

Показатель преломления нефти больше показателя преломления воды, поэтому значения  $\lambda$  в формуле (8) при нечетных  $m=2k+1$  соответствуют длинам волн, для которых значение коэффициента отражения достигает максимума, а при четных  $m=2k$  — минимума, т. е.

$$\lambda_{\max k} = \frac{4n_2 \cos \Theta_2}{2k+1} \quad (k=0, 1, 2 \dots), \quad (9)$$

$$\lambda_{\min k} = \frac{2n_2 h \cos \Theta_2}{k} \quad (k=1, 2, 3 \dots). \quad (10)$$

Нетрудно убедиться, что формулы (9) и (10) справедливы для  $R_{\parallel}$  и, следовательно, для общего коэффициента отражения  $R$ .

Из формул (9) и (10) следует, что первый максимум коэффициента отражения соответствует длине волны  $\lambda=4n_2 h \cos \Theta_2$ , а первый минимум —  $\lambda=2n_2 h \cos \Theta_2$ . Вторичные экстремумы расположены в более коротковолновой части спектра. В зависимости от толщины пленки в спектральном интервале  $400 \div 2400 \text{ nm}$  может оказаться несколько экстремумов, расстояние между которыми зависит от произведения  $n_2 h \cos \Theta_2$ . Следовательно, из анализа взаимного расположения максимумов и минимумов кривой спектра отражения можно определить номер какого-либо экстремума, а затем по формуле (9) или (10) определить произведение  $n_2 h \cos \Theta_2$ .

Для определения оптической толщины пленки  $n_2 h$  необходимо знать  $\cos \Theta_2$ ; его легко вычислить, если известен угол падения излучения в воздухе. Действительно

$$\cos \Theta_2 = \frac{1}{n_2} \sqrt{n_2^2 - \sin^2 \Theta_1}. \quad (11)$$

Однако необходимо заметить, что при толщинах пленок менее  $120 \text{ nm}$  спектры загрязненной поверхности мало отличаются по форме кривой от спектра отражения чистой морской поверхности, поэтому индикация тонких пленок ( $h \leq 120 \text{ nm}$ ) по спектрам отражения ненадежна. Вместе с тем в работе [2] указывается, что пленки толщиной более  $1000 \text{ nm}$  имеют темную окраску, т. е. пропадает интерференционный эффект и спектр отражения уже не представляет собой волнистую линию. Следовательно, индикация пленок с толщиной более  $1000 \text{ nm}$  по виду спектра отражения в видимой и инфракрасной областях спектра невозможна.

Несомненно, в реальных условиях на эффективность изложенного выше метода индикации нефтяных загрязнений будет влиять целый ряд различных факторов. Предварительный анализ показал, что влияние диффузного излучения небосвода, наличие раз-

рывов и небольших неоднородностей пленки по толщине, а также влияние волнения и диффузного потока излучения из воды не должны заметно сказываться на взаимном положении экстремумов кривой спектра отражения. По-видимому, наиболее серьезные искажения кривой спектра отражения будут обусловлены влиянием атмосферы Земли. Однако этот вопрос нуждается в особом рассмотрении. Здесь только заметим, что при индикации с низколетящего самолета влияние атмосферы будет незначительным.

Таким образом, по измеренным спектрам отражения в спектральном интервале  $400\div 2400\text{ nm}$  возможна дистанционная индикация нефтяных загрязнений на поверхности моря, если толщины пленок находятся в интервале  $120\div 1000\text{ nm}$ ; на основании анализа взаимного расположения экстремумов кривой спектра отражения загрязненной поверхности моря могут быть сделаны выводы об оптической толщине пленки  $n_2h$ , т. е. об интенсивности загрязнения.

Надо сказать, что принципиально возможна индикация пленок с толщинами как менее  $120\text{ nm}$ , так и более  $1000\text{ nm}$ , однако и в том и другом случае появляются дополнительные трудности. Например, при толщинах пленок  $h \leq 80\text{ nm}$  все экстремумы располагаются в области длин волн  $\lambda < 400\text{ nm}$  и для индикации надо просто использовать ультрафиолетовый участок спектра, однако метод индикации должен быть активным, так как земная атмосфера практически не пропускает ультрафиолетовую часть солнечной радиации. Кроме того, и в ультрафиолетовой, и в дальней инфракрасной областях спектра уже нельзя считать показатель преломления воды действительной величиной. Последнее вместе с тем не приводит к непреодолимым затруднениям и соответствующая модель может быть легко построена (см., например, работу [1]).

Безусловно, изложенные выше результаты численного моделирования нуждаются в экспериментальном подтверждении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1973.
2. Нельсон-Смит А. Загрязнение морей нефтью. Л., Гидрометеиздат, 1973.
3. Исследования природной среды с пилотируемых орбитальных станций. Л., Гидрометеиздат, 1972.
4. Богорядский В. В., Кропоткин М. А. Дистанционное обнаружение нефтяных загрязнений вод ИК лазером. Л., Гидрометеиздат, 1975.

*В. А. МАКАРОВ, А. Б. МЕНЗИН,  
В. И. ВОДОПЬЯНОВ (ЛГМИ)*

### **ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО РЕЖИМА МОРСКОЙ АКВАТОРИИ В РЕЗУЛЬТАТЕ ГИДРОТЕХНИЧЕСКОГО СТРОИТЕЛЬСТВА**

Строительство гидротехнических сооружений приводит к изменению гидродинамического режима прилегающей акватории. В связи с этим при проектировании сооружений появляется необходимость в изучении их влияния на динамику моря. Кроме того, часто возникает дополнительная проблема определения оптимального варианта размеров такого сооружения и выбора расположения на акватории изучаемого бассейна.

Подобные проблемы особенно удобно решать на электрических аналоговых моделях, так как одним из достоинств последних является простота изменения режимных условий исследуемого процесса и возможность непосредственного наблюдения за результатами этих изменений.

Аналоговая модель для решения указанных проблем представляет собой электрическую сетку, состоящую из катушек индуктивности, конденсаторов и резисторов, параметры которых рассчитываются по морфометрическим характеристикам исследуемого бассейна. На такой модели аналогом уровня является напряжение тока в соответствующих точках, аналогом средних скоростей течений — сила тока в соответствующих направлениях.

Модель дискретна по пространству, но в ней сохраняется непрерывность времени.

Применение электрических моделей для конкретных случаев строительства приливной электростанции и волнозащитного мола составляет содержание этой работы.

**I, ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ УРОВНЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ  
АНАЛОГОВЫХ МОДЕЛЯХ ПРИМЕНИТЕЛЬНО  
К МЕЗЕНСКО-КУЛОЙСКОЙ ПРИЛИВНОЙ ЭЛЕКТРОСТАНЦИИ**

При проектировании приливных электростанций (ПЭС) возникают две задачи: изучение влияния плотины ПЭС на режим прилива и изучение колебаний уровня свободной поверхности внутреннего бассейна ПЭС.

Возведение в заливе плотины ПЭС приводит к тому, что часть залива, расположенная в его вершине, отсекается плотиной, таким образом получается новый залив с другими очертаниями береговой линии, к которой теперь относится и сама плотина.

Р. Жибра показал [2], что если сооружение плотины приближает канал постоянной глубины, соединенный с морем, к условиям резонанса, то новый прилив будет сильнее прежнего. Если же сооружение плотины отдаляет канал от условий резонанса, то новый прилив будет слабее.

В реальном случае, когда акватория залива представляет собой двумерную область, задача существенно усложняется и сводится к задаче Пуанкаре для эллиптического уравнения второго порядка.

В уравнениях движения сделаем обычные упрощения, рассматривая задачу в линейной постановке. Кроме того, как показали оценки порядков главных членов в уравнениях движения, морфометрические особенности Мезенского залива и направление распространения приливной волны в нем таковы, что с достаточной степенью точности можно пренебречь отклоняющей силой вращения Земли.

При указанных допущениях уравнения движения и неразрывности воды запишутся в виде

$$\begin{aligned} i\sigma u &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - ru; \\ i\sigma v &= g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - rv; \\ i\sigma \zeta &= - \left[ \frac{\partial (uH)}{\partial x} + \frac{\partial (vH)}{\partial y} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u$  и  $v$  — осредненные по вертикали составляющие скоростей течений вдоль осей  $X$  и  $Y$ ;  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\zeta$  — отклонение уровня от невозмущенной поверхности,  $r$  — коэффициент донного трения,  $H$  — глубина водоема,  $\sigma$  — угловая частота волны,  $i = \sqrt{-1}$ .

Сведем систему (1) к одному уравнению для функции  $\zeta$ :

$$\Delta \zeta + \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} = \frac{i\sigma + r}{\partial H} i\sigma \zeta. \quad (2)$$

Перейдем к дискретному представлению поля масс и напомним уравнение (2) для одной ячейки гидродинамической системы, в пределах которой глубину будем считать постоянной, тогда получим

$$\frac{\sum_{n=1}^4 (\zeta_n - \zeta_0)}{i\sigma + r} = i\sigma l^2 \zeta_0, \quad (3)$$

где  $l$  — размер шага сетки в гидродинамической системе.

Для моделирования процесса, описываемого уравнением (3), была применена электрическая сетка-аналог, которая является частным случаем электрической сетки, рассмотренной в работе [5]. Аналогичная сетка была использована для исследования колебаний уровня в озере Лох-Несс [6].

Основная часть моделируемой акватории была покрыта прямоугольной сеткой с шагом  $l=3$  мили. Вдоль твердого контура для лучшей аппроксимации береговой черты шаг принимался переменным. Для лучшего задания граничных условий в районе плотины ПЭС, а также вдоль жидкого контура использовалась полярная сетка. В вершине залива прямоугольная сетка измельчалась до 1,5 мили.

В качестве граничных условий на берегу и плотине ПЭС принималось условие непротекания, которое достигалось на модели разрывом цепи. На жидкой части границы задавались следующие условия: на входе в залив задавалась функция  $\zeta(x, y)$ , причем эта часть выбиралась таким образом, чтобы аппроксимировать одну из изофаз колебаний уровня. На остальной части жидкой границы задавалось условие беспрепятственного прохождения волны за границы моделируемой акватории. Это достигалось замыканием ячейки на волновое сопротивление, величина которого определялась по формуле

$$W = \sqrt{\frac{L}{C}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2}}, \quad (4)$$

где  $\omega_0 = \frac{2}{\sqrt{LC}}$  — собственная частота единичного контура.

На электрической аналоговой модели приливных колебаний уровня части акватории Мезенского залива было выполнено три серии экспериментов:

1-я серия — моделирование приливных колебаний уровня для двух гармонических составляющих ( $M_2$  и  $S_2$ ) до постройки плотины ПЭС;

- 2-я серия — моделирование приливных колебаний уровня для волн  $M_2$  и  $S_2$  после возведения плотины ПЭС (1-й вариант плотины: м. Перечный—м. Еловый);
- 3-я серия — моделирование приливных колебаний уровня для волн  $M_2$  и  $S_2$  после возведения плотины ПЭС (2-й вариант плотины: м. Травяной—м. Мгла).

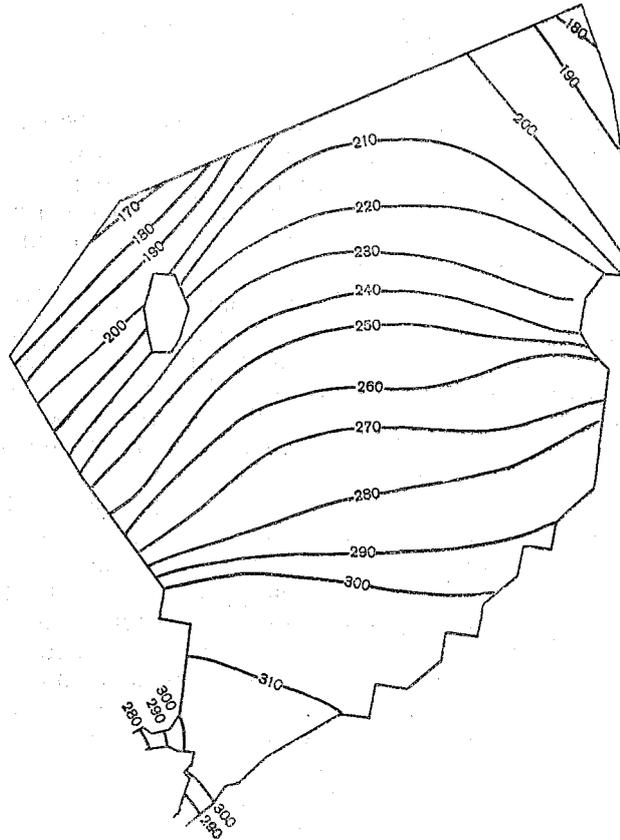


Рис. 1. Изоамплитуды волны  $M_2$  до сооружения плотины ПЭС

Результаты первой серии экспериментов сопоставлялись как с данными наблюдений, так и с данными расчетов на ЦВМ [4]. Результаты второй серии экспериментов сравнивались, естественно, лишь с расчетами на ЦВМ [4].

Сопоставление результатов первой серии экспериментов (рис. 1) с натурными данными и результатами расчета можно считать вполне удовлетворительным.

Электрическое моделирование приливных колебаний уровня после сооружения плотины ПЭС (1-й вариант) показывает влияние плотины ПЭС на изменение режима прилива в Мезенском заливе.

Почти на всей моделируемой акватории произошло возрастание амплитуд прилива как для волны  $M_2$ , так и для волны  $S_2$ . Этот рост амплитуд в основном увеличивается по мере приближения к плотине ПЭС.

Результаты 2-й серии моделирования отличаются от результатов численного эксперимента. По данным расчетов на ЦВМ, возрастание амплитуд колебаний уровня после постройки плотины ПЭС происходит лишь для волны  $S_2$ , амплитуды волны  $M_2$  уменьшаются по всей акватории. Результаты электромоделирования представляются более физически обоснованными, так как, во-первых, у плотины происходит отражение волн в той же фазе, что неизбежно должно привести к возрастанию амплитуд; во-вторых, периоды волн  $M_2$  и  $S_2$  мало отличаются друг от друга, поэтому характер изменения амплитуд должен быть одинаковым как для волны  $M_2$ , так и для волны  $S_2$ .

Численные эксперименты по расчету приливов в Ла-Манше [3] также показали, что появление искусственной преграды вызывает увеличение амплитуд колебаний уровня для волн  $M_2$  и  $K_1$  как в точках преобразованного контура, так и на прилегающей к плотине акватории.

Результаты моделирования колебаний уровня после сооружения плотины ПЭС по второму варианту (м. Травяной—м. Мгла) показывают на еще большее возрастание амплитуд колебаний уровня вследствие полного отражения от плотины ПЭС (рис. 2).

Для решения второй задачи, возникающей при строительстве приливной электростанции, на электрических аналоговых моделях было произведено исследование колебаний уровня во внутреннем бассейне ПЭС.

Поступление расходов воды через здание ПЭС вызывает во внутреннем бассейне нестационарные колебания уровня, связанные, во-первых, с распространением длинных волн от источников возмущения и тем самым — с колебаниями относительно среднего уровня, во-вторых, с изменением самого среднего уровня из-за увеличения массы жидкости в бассейне.

Если пренебречь нелинейными эффектами, горизонтальным турбулентным обменом, отклоняющей силой вращения Земли и рассмотреть линейное трение, то путем несложных преобразований можно получить следующее уравнение гиперболического типа для функции  $\zeta$ :

$$\Delta \zeta + \frac{1}{H} \left( \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right) = \frac{1}{gH} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} + \frac{r}{gH} \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (5)$$

Как и выше, перейдем к дискретному представлению поля масс и напомним уравнение (5) для одной ячейки гидродинамической системы; тогда получим

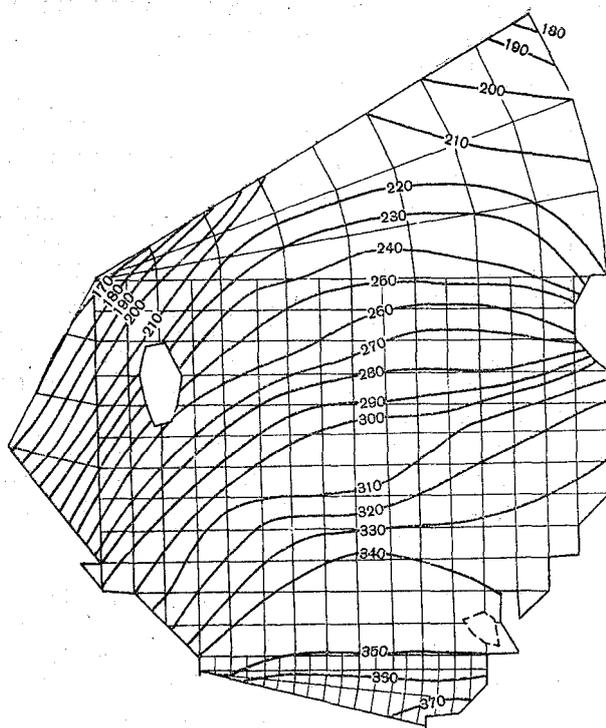


Рис. 2. Изоамплитуды волны  $M_2$  после сооружения плотины ПЭС м. Травяной—м. Мгла

$$\sum_{n=1}^4 (\zeta_n - \zeta_0) = \frac{l^2}{gH} \frac{\partial^2 \zeta_0}{\partial t^2} + \frac{l^2 r}{gH} \frac{\partial \zeta_0}{\partial t} \quad (6)$$

Уравнение (6) решается на такой же сетке, как и уравнение (3), причем производные по времени в электрической системе берутся в непрерывной форме [1]. Последнее обстоятельство дает большие преимущества аналоговым моделям перед аналогичными расчетами на ЦВМ.

В электрической системе процесс будет описываться согласно закону Кирхгофа для центрального узла сетки следующим уравнением:

$$\sum_{n=1}^4 (V_n - V_0) = LC \frac{\partial^2 V_0}{\partial t_s^2} + RC \frac{\partial V_0}{\partial t_s}, \quad (7)$$

где  $V_n$  — значение электрических потенциалов в узлах сетки,  $t_s$  — время в электрической системе,  $L$  — индуктивность,  $C$  — емкость.

Константы подобия, связывающие параметры двух систем, остаются прежними [5], за исключением величины  $K_t$ , которая в данном случае равна  $K_t = \frac{t}{t_0}$ . Условия подобия также неизменны.

Решение уравнения (6) дает лишь нестационарные колебания уровня, вызванные распространением длинных волн от источника возмущения, которым является участок плотины, пропускающий по внутренний бассейн расходы жидкости. При этом колебания происходят относительно среднего уровня, в свою очередь меняющегося во времени из-за постепенного увеличения количества воды в бассейне. Рост среднего уровня рассматривался как некоторый процесс выравнивания, характеризующийся незначительными инерционными эффектами. Поэтому для данного процесса в уравнениях движения пренебрегалось инерционными членами; при таких условиях нетрудно получить уравнение для изменения среднего уровня  $\bar{\zeta}$ , которое в дискретной форме имеет вид

$$\sum_{n=1}^4 (\bar{\zeta}_n - \bar{\zeta}_0) = \frac{l^2 r}{gH} \frac{\partial \bar{\zeta}_0}{\partial t}. \quad (8)$$

Его аналогом в электрической системе будет уравнение

$$\sum_{n=1}^4 (\bar{V}_n - \bar{V}_0) = RC \frac{\partial \bar{V}_0}{\partial t_s}, \quad (9)$$

решаемое на  $R, C$ -сетке [1].

Решение параболического уравнения (8) приводит к росту среднего уровня одновременно во всех точках бассейна. Такой результат физически вряд ли можно обосновать. За начало роста среднего уровня в каждой точке представляется более приемлемым принять момент прихода в данную точку волны возмущения уровня.

Итак, на  $R, L, C$ -сетке определялись колебания уровня свободной поверхности, вызванные распространением длинных волн от плотины ПЭС, а на  $R, C$ -сетке — изменение среднего уровня, вызванное постепенным увеличением массы воды в бассейне.

Результирующее изменение уровня внутреннего бассейна ПЭС находилось как сумма двух решений, т. е.

$$\zeta_2 = \bar{\zeta} + \zeta.$$

При моделировании учитывалось также постепенное изменение средней глубины, вызванное увеличением объема жидкости в бассейне.

Для моделирования был выбран второй вариант плотины ПЭС (м. Травяной—м. Мгла) и исследуемая область была покрыта квадратной сеткой с шагом 0,75 мили. Через плотину ПЭС пода-

вался в течение четырех часов максимальный расход воды, возможный лишь в период сизигии и равный  $377\ 000\ \text{м}^3/\text{с}$ .

В качестве граничных условий на берегу и части плотины принималось условие непротекания; в месте поступления расходов через плотину задавался импульс тока; на жидком контуре, соответствующем устьям рек Мезени и Кулоя, принималось условие беспрепятственного прохождения волны вверх по течению.

Некоторые результаты экспериментов изображены на рис. 3 и 4.

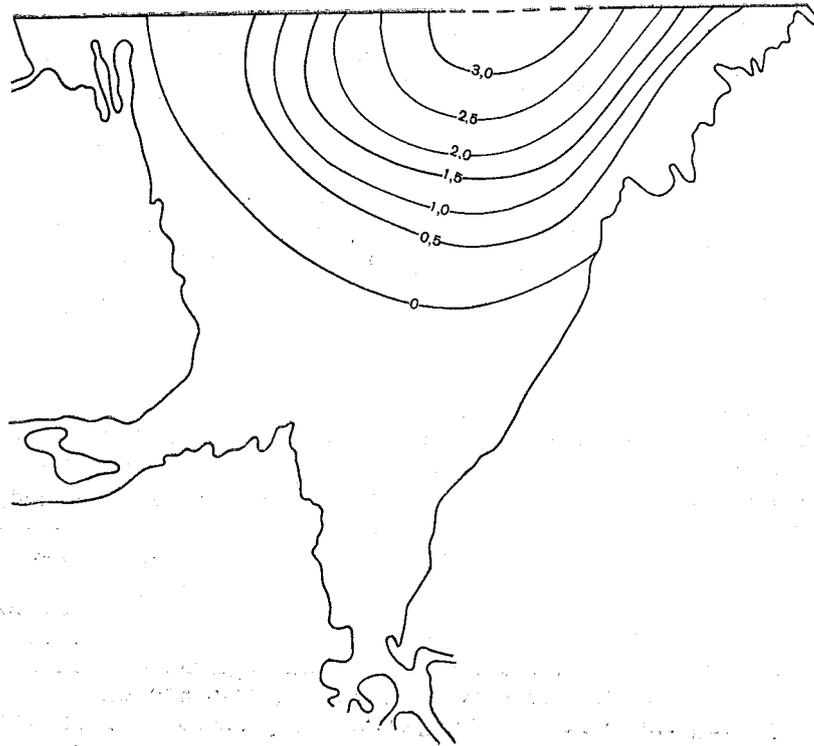


Рис. 3. Изолинии уровня свободной поверхности через 0,30 ч после начала поступления расходов воды через турбины ПЭС.

Отклонения уровня от среднего, вызванные распространением волн возмущения, не превышают 0,5 м, поэтому результирующее колебание определяется в основном ростом среднего уровня.

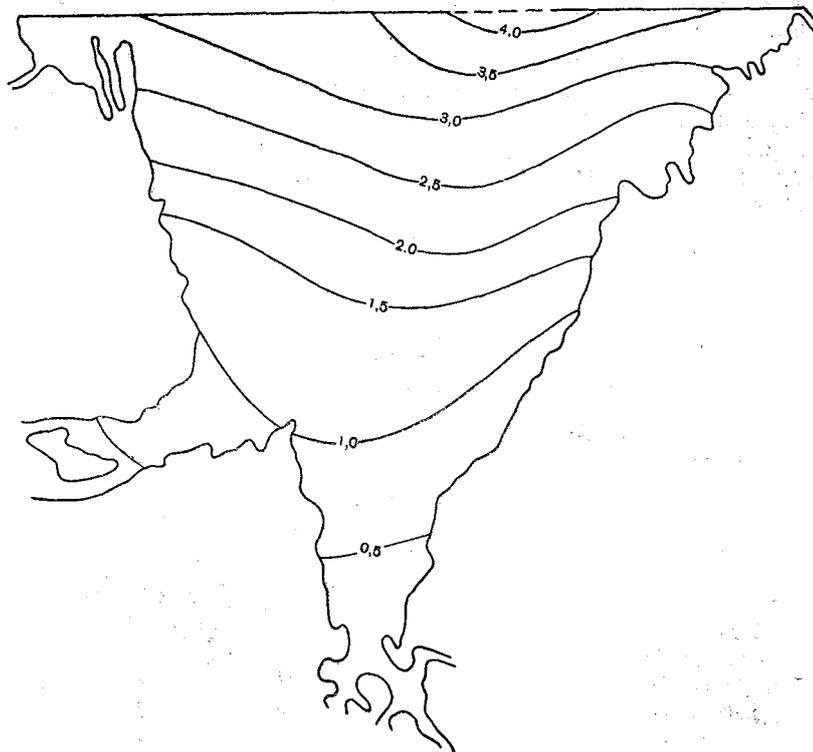


Рис. 4. Изолинии уровня свободной поверхности через 0,89 ч после начала поступления расходов воды через турбины ПЭС

Распространение самого возмущения происходит со скоростью  $c = gH$ . Фронт волны является приблизительно окружностью с центром, находящимся в месте расположения турбин ПЭС.

## II. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ВОЛНОВОГО РЕЖИМА АКВАТОРИИ НОВОРОССИЙСКОГО ПОРТА ПРИ РАЗЛИЧНЫХ ВАРИАНТАХ УДЛИНЕНИЯ ВОЛНОЗАЩИТНОГО МОЛА

При изучении распространения длинных ветровых волн на мелководье используются уравнения линейной теории мелкой воды, которые можно свести к одному уравнению (5) для функции  $\zeta$ ; последнее, в свою очередь, для волн с частотой  $\sigma$  переходит в уравнение (2). Поэтому исследование ветровых волн в Новороссийском порту было произведено на  $R, L, C$ -сетке, аналогичной сетке, примененной для исследования приливов в Мезенском заливе.

Исследуемая область (акватория порта-укрытия и часть прилегающей акватории) была покрыта прямоугольной сеткой с шагом

5, 10 и 20 м и полярной сеткой для лучшего задания граничных условий.

В качестве граничного условия на молу принималось условие непротекания. На участке *CB* (рис. 5) задавалось исходное колебание заданной амплитуды и частоты. На части жидкой границы (*AB* и *CD*) принималось условие беспрепятственного прохождения волны за границы моделируемой области. Коэффициент отра-

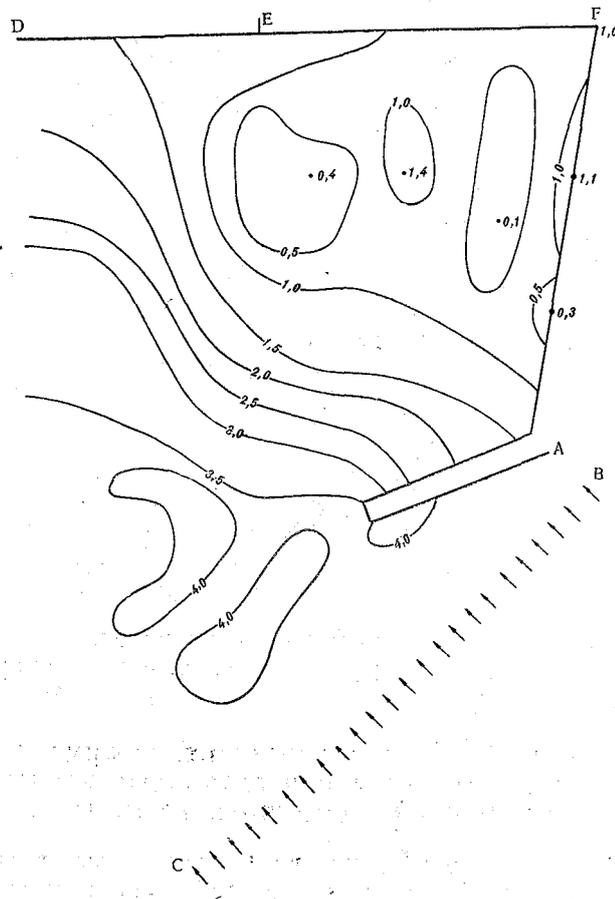


Рис. 5. Распределение высот волн при удлинении оградительного мола на 80 м. Исходная высота волны 2,8 м, период 7,75 с

жения на участке *EF* принимался 0,56. На участке *DE*, где расположено берегоукрепление, для одного из вариантов укрепления подводной и надводной бермы коэффициент отражения принимался равным 0,17. Частичное отражение на модели достигалось замыка-

нием граничной ячейки на сопротивление  $P_2$ , величина которого определялась из выражения

$$q = \frac{1 - \frac{P_1}{P_2}}{1 + \frac{P_1}{P_2}}, \quad (10)$$

где  $q$  — коэффициент отражения, т. е. отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей,  $P_1$  — волновое сопротивление граничной ячейки.

На рис. 5, 6 показаны некоторые результаты моделирования по выбору вариантов удлинения оградительного мола.

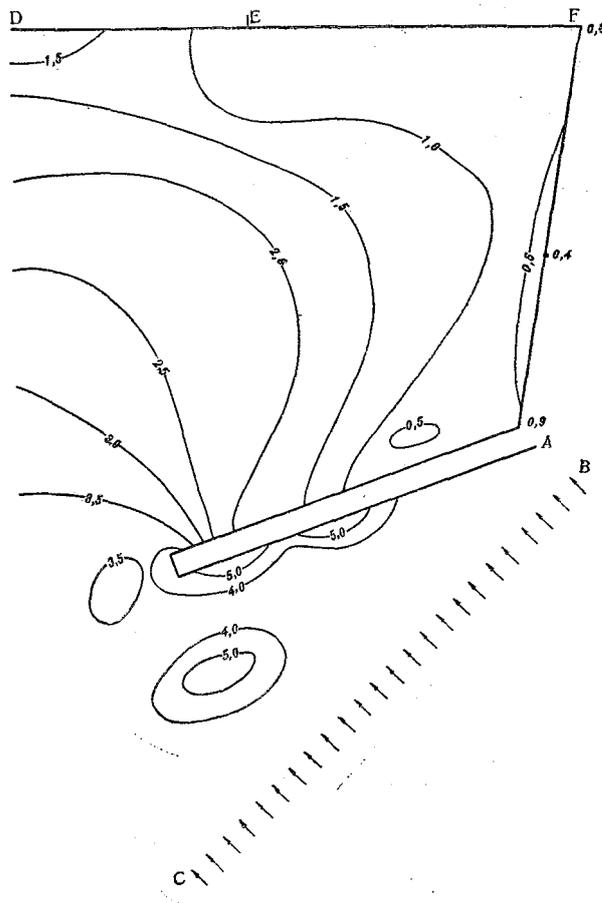


Рис. 6. Распределение высот волн при удлинении оградительного мола на 160 м. Исходная высота волны 2,8 м, период 7,75 с

Рассмотренные выше результаты применения электрических аналоговых моделей для изучения влияния строительства гидротехнических сооружений на динамику прилегающей акватории позволяют сделать вывод о целесообразности более широкого практического использования подобных моделей для аналогичных целей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Волынский Б. А., Бухман В. Е. Модели для решения краевых задач. М., Физматгиз, 1960.
2. Жибра Р. Энергия приливов и приливные электростанции. М., «Мир», 1964.
3. Залесный В. Б., Поспелов Б. В. Расчеты гармонических составляющих прилива  $K_1$  и  $M_2$  в Ла-Манше. — В кн.: Численные модели океанических циркуляций. Новосибирск, 1972.
4. Залесный В. Б., Тамсалу Р. Э. Численный метод расчета приливов в окраинных морях. — В кн.: Внутренние волны в океане. Новосибирск, 1972.
5. Макаров В. А. Проект электрической модели для исследования приливных явлений. — В кн.: Материалы II конференции по проблеме Взаимодействия атмосферы и гидросферы в северной части Атлантического океана. Л., Изд-во ЛГУ, 1974.
6. Tshiguro S. A method of analysis for long wave phenomena in the ocean, using electronic network models. I. The earth's rotation ignored. Philos. Trans. Roy. Soc. London, vol. A. 251, no 996, 1959.

Ю. П. ДОРОНИН, Л. Н. КАРЛИН,  
ХАССАН МОСТАФА ХАССАН (ЛГМИ)

### РАСЧЕТ ТЕРМОХАЛИННОГО РЕЖИМА И ЦИРКУЛЯЦИИ ВОД В ДЕЯТЕЛЬНОМ СЛОЕ ЦЕНТРАЛЬНОЙ И ВОСТОЧНОЙ ЧАСТЕЙ СРЕДИЗЕМНОГО МОРЯ

Изучение гидрологического режима Средиземного моря представляет собой важную научную и практическую задачу. Особую актуальность оно приобретает в связи с резко увеличивающимися темпами загрязнения моря из-за интенсивного судоходства, широкого использования моря для сброса промышленных отходов и расширяющейся добычи его биологических ресурсов. Однако изученность режима Средиземного моря, особенно его центральной и восточной частей, до сих пор остается недостаточной. Большинство выполненных исследований имеет описательный характер. В настоящей работе предпринята попытка использовать для изучения гидрологического режима центральной и восточной частей Средиземного моря перспективный метод математического моделирования, позволяющий рассчитать эволюцию осенне-зимнего режима, что является особенно важным в связи с недостаточным количеством систематических наблюдений в рассматриваемом районе моря, выполненных в эти сезоны.

Анализ гидрологического режима моря показывает, что пространственное распределение температуры и солености вод неоднородно. Поэтому адвекция, обусловленная течениями, играет в режиме моря существенную роль. Последнее обстоятельство заставляет при изучении термохалинного состояния деятельного слоя моря учитывать циркуляцию вод.

Несмотря на нестационарность термохалинного процесса для описания течений можно использовать стационарную модель, так как интервал времени, за который ветровая циркуляция приходит к стационарному состоянию, составляет, как известно, несколько суток, что меньше времени перестройки крупных барических образований над морем и существенно меньше периода термохалинного процесса.

Для расчета циркуляции вод в деятельном слое была использована модель, предложенная Л. А. Жуковым [3], которая позволяет наиболее полно отразить взаимосвязь циркуляции и термохалинного поля. В основе ее лежат уравнения, записанные в изобарической системе координат. В реальном море глубина, выраженная в метрах, отличается в числовом выражении от давления, выраженного в децибарах, не более чем на 1—2%. Использование же изобарических координат значительно упрощает формулировку граничных условий на верхней и нижней поверхностях деятельного слоя моря.

В этой системе координат уравнения движения, статики и неразрывности выглядят следующим образом:

$$fV - g \frac{\partial H^*}{\partial x} + g^2 \rho^2 \nu_z \frac{\partial^2 U}{\partial P^2} + \nu_l \Delta U = 0; \quad (1)$$

$$-fU - g \frac{\partial H^*}{\partial y} + g^2 \rho^2 \nu_z \frac{\partial^2 V}{\partial P^2} + \nu_l \Delta V = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial H^*}{\partial P} = -\frac{1}{g\rho}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \bar{W}}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

где  $U, V$  — составляющие скорости течения по координатным осям соответственно,

$\bar{W}$  — аналог вертикальной скорости в изобарических координатах,

$g$  — ускорение свободного падения,

$f$  — параметр Кориолиса,

$P$  — давление,

$\nu_z, \nu_l$  — коэффициенты турбулентного обмена количеством движения в вертикальном и горизонтальном направлениях,

$H^*$  — высота изобарической поверхности или рельеф изобарических поверхностей.

В дальнейшем горизонтальные скорости представляются состоящими из соленоидальной и потенциальной частей, для чего вводится функция тока  $\psi$  и потенциальная функция  $\phi$  по соотношениям:

$$U = -\frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial x}; V = \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y}. \quad (5)$$

К уравнениям (1) и (2) применяются операции вихря и дивергенции:

$$g^2 \rho^2 \frac{\partial}{\partial P} \nu_z \frac{\partial \Delta \psi}{\partial P} + \nu_l \Delta \Delta \psi = f \Delta \phi + \beta V, \quad (6)$$

$$g^2 \rho^2 \frac{\partial}{\partial P} v_z \frac{\partial \Delta \varphi}{\partial P} + v_l \Delta \Delta \varphi = -f \Delta \psi + \beta U + g \Delta H. \quad (7)$$

В дальнейшем уравнения вихря и дивергенции осредняются для квазиоднородного слоя:

$$g^2 \rho^2 v_z \left( \frac{\partial \Delta \psi}{\partial P} \right)_{P=P'} + \frac{P'}{g} v_l \Delta \Delta \bar{\psi} = \frac{P'}{g} (f \Delta \bar{\psi} + \beta \bar{V}) - \Omega \tau; \quad (8)$$

$$g^2 \rho^2 v_z \left( \frac{\partial \Delta \varphi}{\partial P} \right)_{P=P'} + \frac{P'}{g} v_l \Delta \Delta \bar{\varphi} = \frac{P'}{g} (-f \Delta \bar{\psi} + \beta \bar{U}) - \left[ D_\tau - \frac{P'}{2} \Delta (H_0^* + H_p^*) \right], \quad (9)$$

где  $P'$  — давление на изобарической поверхности нижней границы деятельного слоя,

$\Omega \tau$ ,  $D_\tau$  — вихрь и дивергенция касательного напряжения ветра.

Черта над буквами обозначает осреднение по квазиоднородному слою.

Решение уравнений неразрывности (6), (7), (8), (9) позволяет определить вихрь и дивергенцию скорости в квазиоднородном слое и на остальных уровнях, а также значение вертикальной скорости на нижней границе квазиоднородного слоя и других уровнях. Путем обращения соответствующих операторов Лапласа с учетом выражений (5) вычисляются горизонтальные составляющие скорости.

В качестве граничных условий для поверхности моря задаются составляющие касательного напряжения ветра ( $\tau_x$ ,  $\tau_y$ ).

$$\tau_x = -g \rho^2 v_z \frac{\partial U}{\partial P}; \quad \tau_y = -g \rho^2 v_z \frac{\partial V}{\partial P}. \quad (10)$$

При формулировании условий для нижней границы деятельного слоя моря полагается, что до этой глубины дрейфовые течения не проникают, а движение здесь имеет геострофический характер. Геострофическая скорость выражается через геопотенциал  $\Phi = gH^*$  следующим образом:

$$U_g = -\frac{g}{f} \frac{\partial H^*}{\partial y}; \quad V_g = \frac{g}{f} \frac{\partial H^*}{\partial x}. \quad (11)$$

Граничные условия по боковому контуру задаются обычными: прилипание на твердом контуре и значения скорости на жидком.

Реализация поставленной задачи на ЭВМ позволила рассчитать для центральной и восточной частей Средиземного моря три составляющие скорости течения в квазиоднородном слое и на нижележащих уровнях по заданному полю касательного напря-

жения ветра на поверхности моря и известному полю плотности (рельефу изобарических поверхностей). На рис. 1, 2 представлены рассчитанные для августа (по среднегодовым данным) горизонтальные и вертикальные скорости, осредненные в пределах квазиоднородного слоя. Результаты расчетов удовлетворительно согласуются с фактическими данными. В поле горизонтальной скорости хорошо прослеживается циклонический круговорот, характерный для данной области [5]. Вычисленные зоны поднятия и опускания вод совпадают с определенными по косвенным признакам [6].

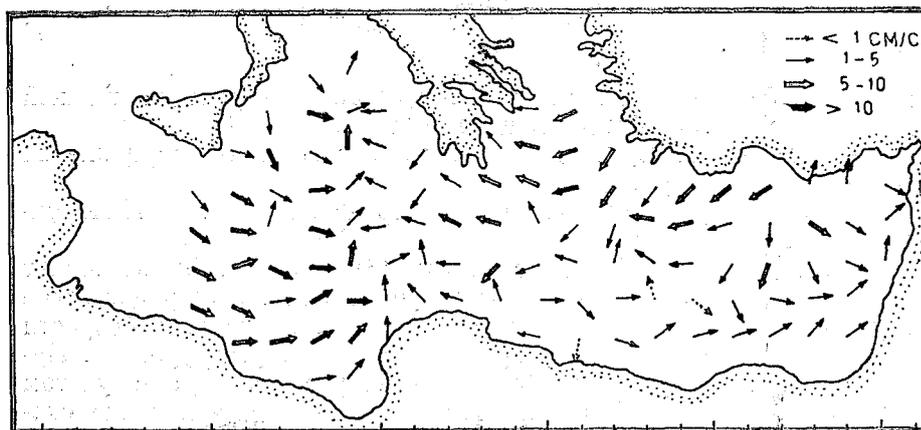


Рис. 1. Горизонтальные скорости течений средние в пределах квазиоднородного слоя, рассчитанные для августа

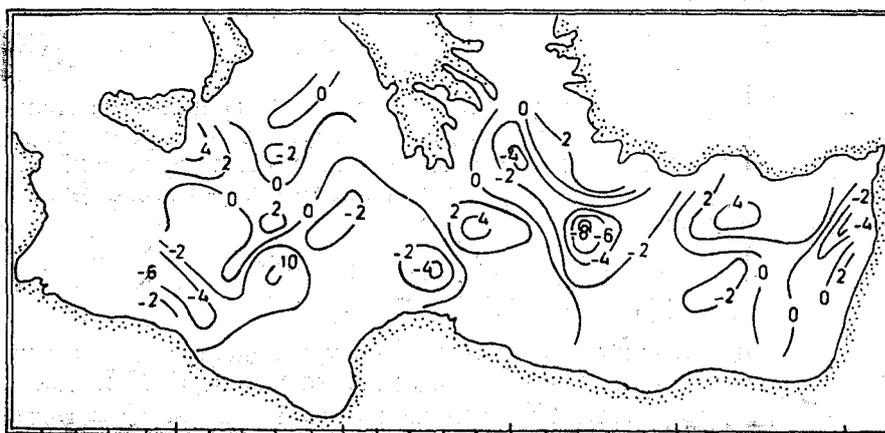


Рис. 2. Вертикальные скорости ( $\text{cm} \cdot \text{c}10^3$ ) на нижней границе квазиоднородного слоя, рассчитанные для августа

Модельные расчеты с учетом бароклинности и без нее показали, что бароклинные эффекты сравнительно слабо влияют на циркуляцию в верхнем слое моря. Это обстоятельство ранее отмечалось также И. М. Овчинниковым [4]. Поэтому в дальнейшем при моделировании гидрологического режима деятельного слоя центральной и восточной частей Средиземного моря динамическая и термохалинная части задачи были разделены, что значительно облегчило проведение вычислений. Модель для расчета термохалинных процессов была выбрана с учетом того, что Средиземное море является ярко выраженным внутренним водоемом. Поэтому воздушные массы сюда поступают чаще всего с континента. Осенью и зимой они характеризуются более низкой, чем поверхность моря, температурой и малой влажностью. Развивающееся вследствие этого интенсивное испарение и охлаждение поверхности моря вызывает мощное конвективное перемешивание, которое определяет в осенне-зимний период гидрологический режим верхнего слоя моря. Метод расчета элементов осенне-зимнего конвективного перемешивания, предложенный в работе [1], дает неплохие результаты для различных районов Мирового океана [2]. Поэтому он и был использован для моделирования осенне-зимнего термохалинного режима.

Изменение температуры и солености воды в верхнем квазиоднородном слое находятся из уравнений баланса тепла и солей в этом слое:

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} Q^T_0 dt = c_p \left[ \int_0^{h_i} \rho_i T_i dz + \int_{h_i}^{h_{i+1}} \rho_i T_i dz - \int_0^{h_{i+1}} \rho_{i+1} T_{i+1} dz \right] + \int_{t_i}^{t_{i+1}} q^{T_h} dt; \quad (12)$$

$$\int_{t_i}^{t_{i+1}} Q^S_0 dt = \int_0^{h_i} \rho_i S_i dz + \int_{h_i}^{h_{i+1}} \rho_i S_i dz + \int_{t_i}^{t_{i+1}} q^S_h dt; \quad (13)$$

где  $T$ ,  $S$ ,  $\rho$ ,  $c_p$  — температура, соленость, плотность и удельная теплоемкость воды,

$h$  — толщина квазиоднородного слоя,

$Q^T_0$ ,  $Q^S_0$  — потоки тепла и солей через поверхность моря,

$q^{T_h}$ ,  $q^S_h$  — турбулентные потоки тепла и солей через нижнюю границу квазиоднородного слоя,

$t$  — время.

В уравнениях (12) и (13) индекс  $i$  обозначает момент времени, в который соответствующая характеристика задана, а  $i+1$  — на который она рассчитывается.

Толщина квазиоднородного слоя  $h_{i+1}$  рассчитывается из соотношения плотностей воды в нем и в нижележащих слоях.

$$\rho_{i+1} \leq \rho_i(h_{i+1}). \quad (14)$$

Плотность воды находится по уравнению состояния морской воды О. И. Мамаева.

Потоки тепла и солей через поверхность моря рассчитываются по заданным метеорологическим элементам, а через нижнюю границу квазиоднородного слоя — путем решения уравнений тепло- и массопроводности.

Способ расчета элементов гидрологического режима в том случае, если конвекция развивается немонотонно, то есть прерывается периодами прогрева, описан в работе [2].

Система уравнений (12)—(14) является замкнутой и по ней можно, задавая начальное вертикальное распределение температуры и солености воды в деятельном слое, рассчитывать толщину квазиоднородного слоя, температуру и соленость воды в нем и нижележащих слоях в предположении горизонтальной однородности моря.

Для учета адвективных изменений соответствующих элементов использовался метод траекторий. Кратко суть его такова. По вычисленной предварительно циркуляции вод для каждого узла сетки находится точка, из которой за выбранный шаг по времени приносятся воды с соответствующими гидрологическими характеристиками. Значения каждого элемента в этой точке находятся по интерполяционной формуле

$$S_I = \left(1 - \frac{\Delta y}{\Delta_y} - \frac{\Delta x}{\Delta_x} + \frac{\Delta y \Delta x}{\Delta_y \Delta_x}\right) S_{j,k} + \frac{\Delta x}{\Delta_x} \left(1 - \frac{\Delta y}{\Delta_y}\right) S_{j\pm 1, k} + \frac{\Delta y}{\Delta_y} \left(1 - \frac{\Delta x}{\Delta_x}\right) S_{j, k\pm 1} - \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta_x \Delta_y} S_{j\pm 1, k\pm 1}, \quad (15)$$

где  $\Delta x = l \cos \alpha$ ;  $\Delta y = l \sin \alpha$ ;  $l = V \Delta t$ ;  $S_I$  — значение гидрологического элемента в узле в результате интерполяции;

$\Delta_x, \Delta_y$  — шаг сетки по осям  $x, y$ ;  $V, \alpha$  — скорость и направление течения;  $j, k$  — индексы, обозначающие координаты узлов сетки.

Скорости и направления течений рассчитывались по описанной выше модели.

Принципиально порядок совместного расчета термохалинного режима и циркуляции вод должен быть следующим. Сначала вычисляется циркуляция вод по горизонтали, потом находятся адвективные изменения температуры и солености воды в узлах сетки. После этого рассчитываются изменения температуры и солености воды, а также толщина верхнего квазиоднородного слоя, формирующаяся в результате конвективного либо ветрового перемешивания.

Но так как процесс расчета циркуляции оказался весьма трудоемким, пришлось с учетом возможностей ЭВМ значительно увеличить временной шаг для расчета циркуляции по сравнению с шагом расчета термохалинного поля.

Расчеты по рассмотренной модели позволили получить эволюцию в осенне-зимний период толщины квазиоднородного слоя, температуры и солености воды в нем, а также циркуляции вод в центральной и восточной частях Средиземного моря. Рассчитанная картина развития гидрологических процессов вполне согласуется с общими физическими соображениями и результатами наблюдений [5]. В сентябре квазиоднородный слой образуется под действием ветрового перемешивания. Толщина его по всей акватории невелика — 5—15 м (рис. 3). С октября начинается интенсивное

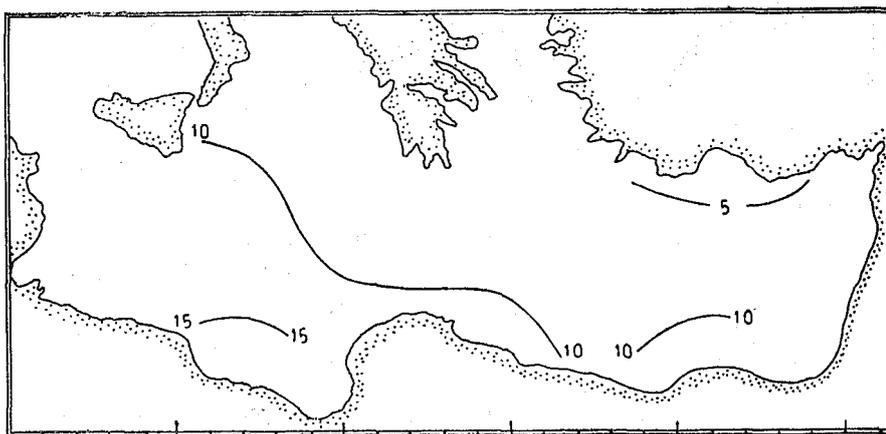


Рис. 3. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя (м) в сентябре

охлаждение поверхностного слоя моря, которое продолжается до марта. В этот период в исследуемой акватории развивается конвективное перемешивание, под действием которого толщина квазиоднородного слоя постоянно увеличивается. Однако интенсивность конвекции неодинакова по всей акватории. Наибольшее развитие конвекции происходит в северо-восточной и восточной частях моря. В этих районах толщина слоя конвекции уже в декабре достигает 100—150 м, в то время как в других районах она составляет 50—70 м (рис. 4). Максимального развития конвективное перемешивание достигает в феврале. Во всей восточной половине исследуемой акватории к февралю образуется мощный квазиоднородный слой толщиной более 200 м. В западной же половине конвекция распространяется до 100—150 м. Такая неоднородность развития конвекции обусловлена двумя причинами: горизонтальной неоднородностью процессов охлаждения поверхности моря и стратификацией вод, складывающейся к моменту начала конвекции. Как показали расчеты теплового баланса поверхности моря, охлаждение его наиболее интенсивно именно в восточной половине исследуемой акватории. Стратифицированность вод к началу охлаждения в восточной части меньше, чем в западной. Последний фактор

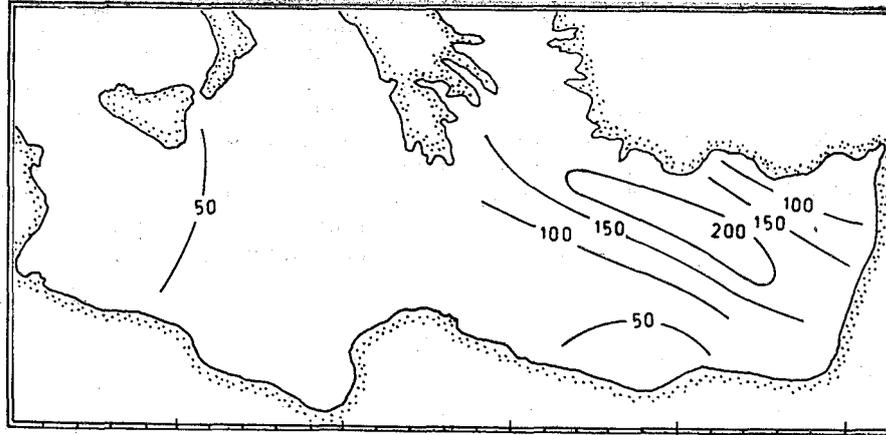


Рис. 4. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя (м) в декабре

в значительной степени способствует развитию конвекции. Именно в этом районе в процессе мощных вертикальных конвективных движений происходит формирование промежуточных вод Средиземного моря.

По мере развития конвекции температура воды квазиоднородного слоя постепенно понижается вследствие охлаждения с поверхности и вовлечения в перемешивание более холодных глубинных вод (рис. 5). Эволюция солёности воды квазиоднородного слоя сложнее (рис. 6). С одной стороны, по мере развития конвекции в перемешивание вовлекаются глубинные воды, имеющие солёность ниже, чем поверхностные. Этот процесс вызывает уменьшение солёности воды квазиоднородного слоя. С другой стороны, интенсивное испарение, происходящее с поверхности в осенне-зимний период, способствует увеличению солёности воды квазиоднородного слоя. Первый фактор, как правило, превалирует до тех пор, пока конвекция не достигнет слоя минимума солёности. Поэтому солёность воды квазиоднородного слоя в этот период уменьшается по мере развития конвекции. В дальнейшем, после вовлечения в перемешивание вод с минимумом солёности, увеличение слоя конвекции влечет за собой увеличение солёности воды квазиоднородного слоя.

В заключение следует отметить, что использование рассмотренной математической модели для восточной и центральной частей моря позволило рассчитать физически обоснованную картину формирования гидрологического режима деятельного слоя в осенне-зимний период.

Численные эксперименты позволили выявить район образования промежуточных вод Средиземного моря, характеризующийся наибольшей теплоотдачей моря в атмосферу и максимальным развитием конвекции.

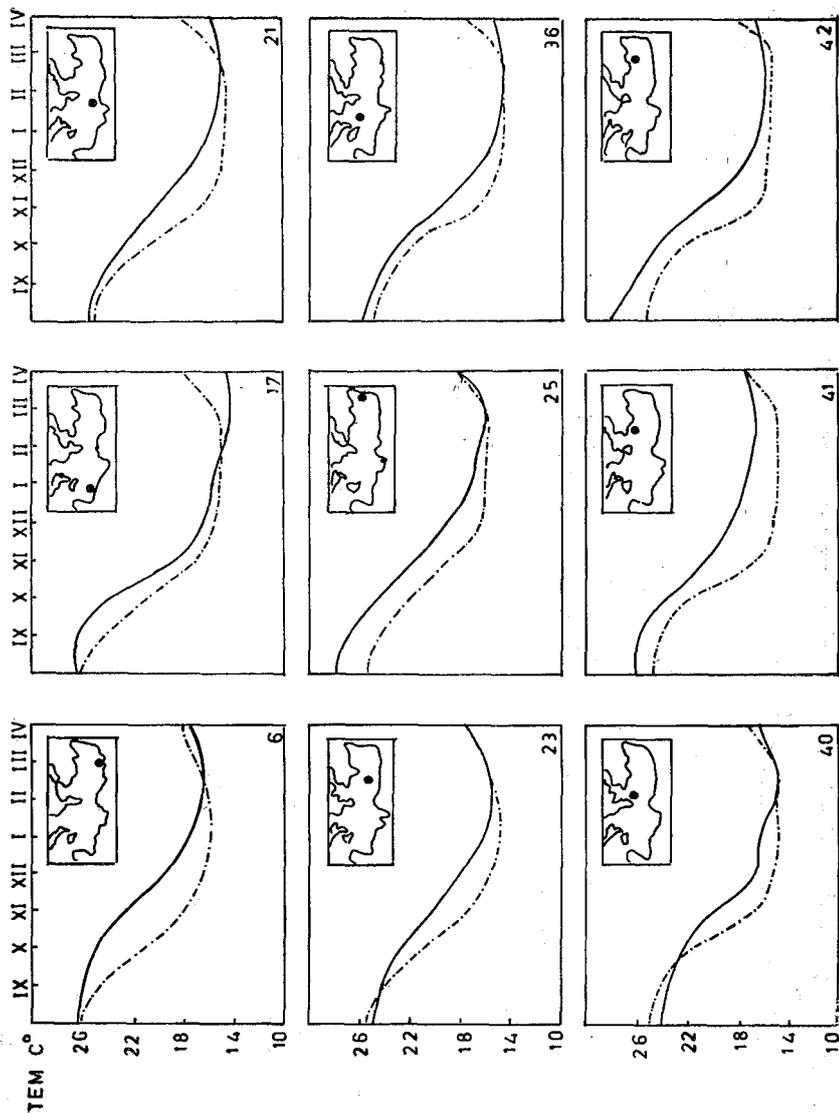


Рис. 5. Температура воды квазиоднородного слоя:  
 — рассчитанная, - - - фактическая  
 [Номера в углах квадратов соответствуют номерам узлов расчетной сетки]

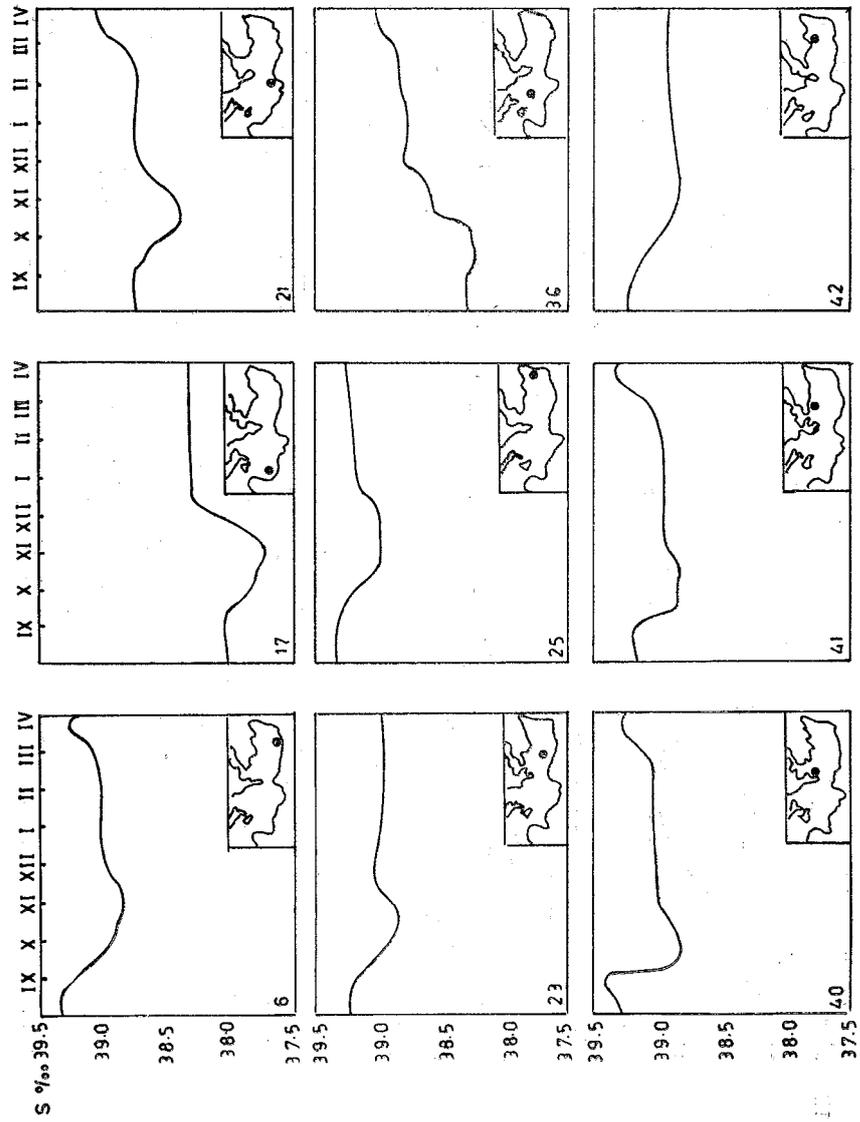


Рис. 6. Рассчитанная соленость воды квазиоднородного слоя

1. Доронин Ю. П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. Л., Гидрометеоиздат, 1969.
2. Доронин Ю. П., Балясников С. Г., Карлин Л. Н. Формирование термоклина как продукта взаимодействия океана и атмосферы. — Труды ААНИИ, 1974, т. 315.
3. Жуков Л. А. Численный расчет вертикальных движений в неоднородном океане. — Изв. АН СССР. Физ. атм. и ок., 1970, т. VI, № 1.
4. Овчинников И. М. Циркуляция в поверхностном и промежуточном слоях Средиземного моря. — «Океанология», 1966, т. VI, № 6.
5. Middelandse Zee Oceanografische and Meteorologische gegevens, 1957.
6. Lacombe H., Tchernia P. Quelques traits généraux de l'hydrologie Méditerranéenne. — Cahiers oceanographiques, 1960, XXI, № 8.

В. В. ИОНОВ, А. Н. МИЧУРИН (ЛГУ)

### РЕАКЦИЯ УРОВЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЕВЕРО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА НА КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ПОЛЯ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Анализ длительных мареографных наблюдений на многочисленных береговых станциях Мирового океана показывает, что доля энергии «низкочастотных»\* долгопериодных флуктуаций уровенной поверхности океана в широком спектре колебаний уровня значительна [1, 2, 3]. Низкочастотные колебания уровня моря отражают помимо изменчивости гравитационных сил [1, 3, 4] и атмосферных процессов, действующих на воды океана, крупномасштабную изменчивость теплового и динамического состояния океана. Изучение крупномасштабной, особенно синоптической изменчивости океана затруднено из-за отсутствия достаточного количества долговременных и представленных океанографических наблюдений [5]. Это тормозит как создание гидродинамической теории крупномасштабных процессов в океане, так и ее развитие, требующее сравнения характеристик изменчивости океана, полученных теоретически, с натурными наблюдениями в океане. Тем больший интерес поэтому представляют продолжительные наблюдения за уровнем океана (изменчивость которого взаимосвязана и взаимообусловлена изменчивостью течений), производимые в зонах пограничных потоков.

В предлагаемой работе проводится сравнительный анализ статистических оценок вероятностных характеристик: а) натуральных низкочастотных колебаний уровня моря и б) полученных в результате численной реализации гидродинамической модели превышений уровня в северо-западной части Тихого океана, в системе вод Куро-Осио.

---

\* Низкочастотными или долгопериодными колебаниями уровня моря условно будем называть внутримесячные колебания (периоды которых находятся в пределах от нескольких суток до месяца). Соответствующий таким периодам интервал частот, согласно классификации нестационарных процессов в океане, предложенной А. С. Мониним [6], является частью так называемого синоптического интервала.

Рассмотрим реакцию расположенного на  $\beta$ -плоскости однородного океана постоянной глубины на действие изменяющегося во времени тангенциального напряжения ветра. Систему уравнений, списывающих крупномасштабные возмущения в океане, в этом случае можно свести к следующему уравнению [7]:

$$\frac{\partial \Delta \zeta}{\partial t} - \frac{2\beta}{\omega} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y \partial t} + \beta \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\omega^2}{\partial H} \frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{g} \left[ \operatorname{div} \frac{\partial F}{\partial t} + \omega \operatorname{rot} F - \frac{2\beta}{\omega} \frac{\partial F_y}{\partial t} + \beta F_x \right], \quad (1)$$

где  $\zeta$  — превышение уровня относительно невозмущенного состояния океана;

$\omega$  — параметр Кориолиса;

$g$  — ускорение силы тяжести;

$$\frac{\partial \omega}{\partial y} = \beta = \text{const};$$

$F_x$  и  $F_y$  — проекция массовой силы на соответствующие координаты оси;

$H$  — глубина океана.

Численная реализация этого уравнения была осуществлена для зоны вод Куроисио на период времени с 1 ноября по 31 декабря 1967 г. Область северо-западной части Тихого океана от побережья Японских островов до  $150^\circ$  в. д. и от  $25^\circ$  до  $42^\circ$  с. ш. была аппроксимирована сетью одноградусных квадратов. В каждой расчетной точке области задавались значения глубины, снятые с батиметрической карты. Для расчета напряжения ветра использовались формулы Аккерблома [8]:

$$\tau_x = - \sqrt{\frac{a}{2\omega}} \left( \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial y} \right); \quad \tau_y = \sqrt{\frac{a}{2\omega}} \left( \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial p}{\partial y} \right); \quad (2)$$

где  $\tau_x$ ,  $\tau_y$  — составляющие тангенциального напряжения ветра на координатные оси;

$a$  — коэффициент вертикальной турбулентной вязкости в атмосфере;

$p$  — атмосферное давление на уровне моря.

Граничные значения для  $\zeta$  получались из условия равенства нулю нормальной составляющей вектора скорости течений.

Крупномасштабные изменения атмосферного давления распространяются со скоростью звука на всю глубину океана. Их влияние охватывает весь столб воды и вызывает вследствие этого первоначальную реакцию преимущественно баротропного характера. При относительно больших временных масштабах взаимодействия можно считать, что работа касательного напряжения ветра также влияет на столб воды конечной глубины. Когда ветер усиливается или меняет направление, количество движения, передаваемого воде поверхностным напряжением трения, быстро распространя-

ется по всему слою перемешивания, при этом время, требуемое для такого перемешивания, обычно соответствует всего нескольким часам [9]. При изучении процессов с большими периодами, в частности низкочастотных колебаний, можно трактовать напряжение трения как объемную силу  $F = \frac{\tau}{h}$ , равномерно распределенную во всем слое перемешивания [9].

Тогда  $F_x = \frac{\tau_x}{\rho h}$ ;  $F_y = \frac{\tau_y}{\rho h}$ , где  $h$  — глубина слоя перемешивания (было принято  $h = 50$  м);  $\rho$  — среднее значение плотности (принималось равным 1). Атмосферное давление снималось с факсимальных карт приземного давления, ежедневно передаваемых в эфир Японским метеорологическим агентством. Значения массовой силы рассчитывались на каждом временном шаге, равном одним суткам.

Полученные ежесуточные карты превышений уровня показывают значительную пространственную неоднородность и временную изменчивость уровенной поверхности океана. Представление о положении в пространстве зон с максимальными и минимальными колебаниями уровня дает рис. 1. Картировались рассчитанные в каждой точке области наибольшие за два анализируемых месяца величины флуктуаций от невозмущенного состояния уровня океана. Для подробного анализа изменений уровня во времени в наиболее интересных районах изучаемой области были выбраны пять точек, освещенных уровенными наблюдениями на островных или расположенных на открытом океанском побережье станциях (см. таблицу). Таким образом, для каждой точки имелось два временных ряда значений уровня: одного — полученного путем численной реализации гидродинамической модели, и другого — в результате натуральных наблюдений. Анализ этих временных рядов показал сложную изменчивость уровня как рассчитанного, так и наблюдаемого. На рис. 2 приведены графики временных рядов для точки 2. Вследствие упрощенности модели и неучета всех действующих сил трудно ожидать совпадения рассчитанных и наблюдаемых величин колебаний. Однако характер зависимости от времени значений обоих рассматриваемых рядов, особенно в период с 12 ноября по 5 декабря, позволяет более или менее оптимистично оценивать способность модели воспроизводить реальную картину изменчивости уровня океана.

Для более строгой верификации \* принятой модели нам представляется целесообразным применение вероятностного анализа уровенных данных, при котором временные ряды данных рассматриваются как реализация случайного (стохастического) процесса. Чтобы выяснить структуру процесса низкочастотных колебаний уровня моря, характер ее временных и пространственных измене-

\* Под экспериментальной верификацией теории (модели) понимают [11] проверку соответствия полученных дедуктивно следствий этой теории свойствам реальных явлений, которые она описывает.

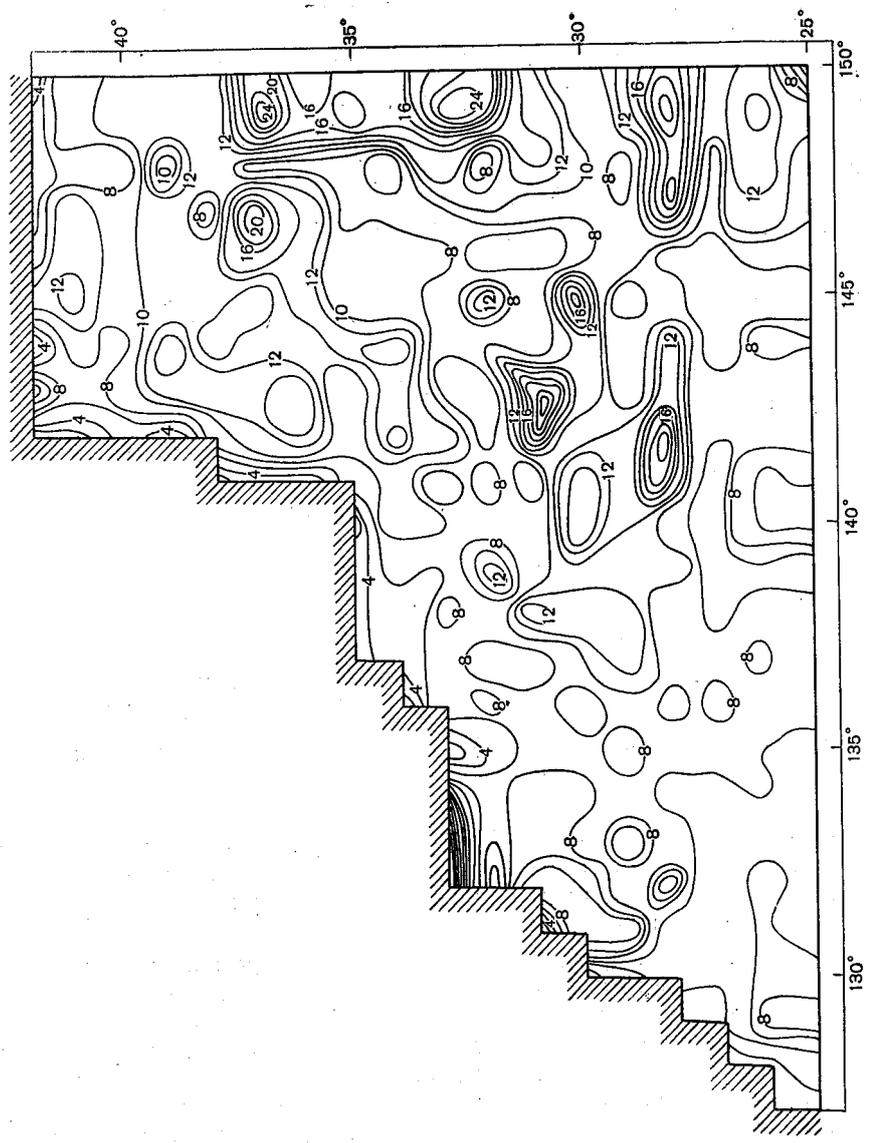


Рис. 1. Наибольшие изменения рассчитанного уровня моря за период с 1.11.67 по 31.12.67 г.

Среднесуточные значения уровня моря в ноябре—декабре 1967 г.

Условный индекс пункта	Координаты		Среднее положение уровня		Дисперсия, см <sup>2</sup>	
	с. ш.	в. д.	наблюдения, м	расчет, см	наблюдения	расчет
1	28° 23'	129° 20'	2,184	-0,18	32,9	0,79
2	30° 44'	131° 00'	2,273	0,22	43,5	2,05
8	34° 37'	138° 53'	2,785	-0,06	47,8	0,24
9	34° 04'	139° 26'	2,555	-0,29	170,2	2,20
13	39° 16'	141° 54'	2,320	-0,04	39,4	0,22

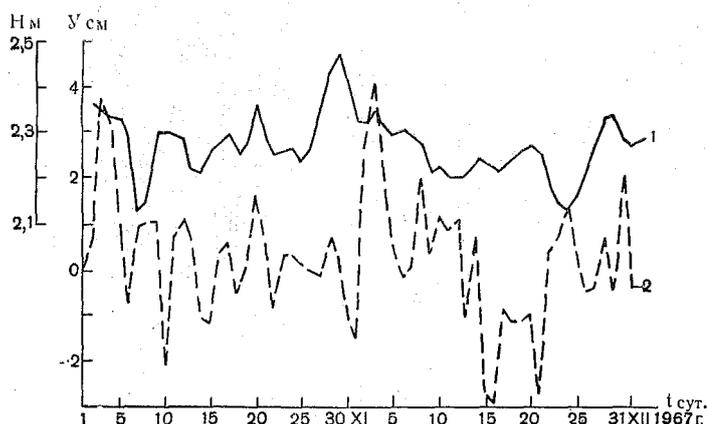


Рис. 2. Временной ход среднесуточных значений уровня наблюдаемого (1) и рассчитанного (2)

ний, по известной методике [10] были получены оценки следующих вероятностных характеристик: математических ожиданий (средних значений), дисперсий, корреляционных функций и функций спектральных плотностей.

Корреляционный и спектральный анализ временных рядов значений уровня показал, что распределение вдоль побережья дисперсий вычисленных превышений подобно распределению дисперсий колебаний уровня, полученному по материалам натуральных наблюдений (см. таблицу). Степень линейной зависимости настоящих высот уровня от прошлых значений невелика, о чем свидетельствуют низкие значения корреляционных функций даже при небольших временных сдвигах. Для временных рядов обоих типов (рассчитанных и фактических значений уровня) характерно наличие нескольких энергонесущих зон на частотах, соответствующих периодам: 20—12, 8—6, 4—3 суток (рис. 3), причем колебания с такими периодами в тех и других рядах высококогерентны

между собой. Достоверность оценок, вычисленных по данным наблюдений за уровнем, может быть косвенно подтверждена их близостью оценкам, полученным ранее в результате анализа длительных двухлетних временных рядов наблюдений [4].

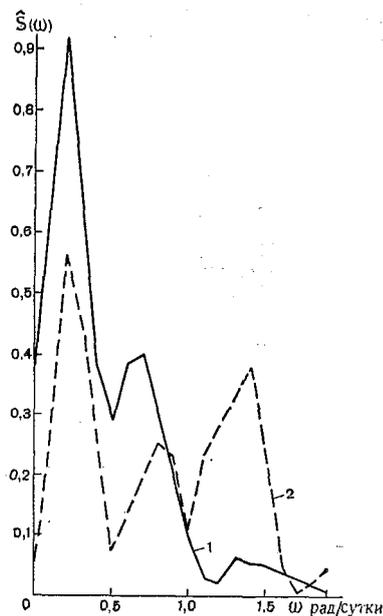


Рис. 3. Эмпирические спектры наблюдаемого (1) и рассчитанного (2) уровня моря в пункте 2

На основании вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

1) принятая гидродинамическая модель крупномасштабных возмущений в океане (1) удовлетворительно описывает низкочастотные колебания уровня поверхности океана.

2) низкочастотные колебания уровня моря в северо-западной части Тихого океана в значительной степени обязаны своим происхождением крупномасштабным (синоптическим) возмущениям поля ветра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Максимов И. В. Геофизические силы и воды океана. Л., 1974. 631 с.
2. Munk W. H., Gartwright D. E. Tidal spectroscopy and prediction. «Phil. Trans. Roy. Soc. London», 1966, A259, No. 1105, p. 533—581.
3. Vunsch C. The long period tides.—«Rev. Geophys», 1967, vol. 5, No. 4, p. 447—476.
4. Ионов В. В. О происхождении полумесячных и месячных периодичностей

- в колебаниях уровня моря в северо-западной части Тихого океана. — «Изв. ВГО», 1976, т. 108, в. 3, с. 253—257.
5. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. Л., Гидрометеиздат, 1974. 261 с.
  6. Монин А. С. Классификация нестационарных процессов в океане. — «Изв. АН СССР, Физика Земли», т. 8, № 7, 1972, с. 26—30.
  7. Фукс В. Р. Крупномасштабные волновые процессы в океане. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра геогр. наук. Л., 1974, 30 с. (ЛГУ).
  8. Козлов В. Ф. Лекции по теории стационарных океанических течений. Владивосток, 1969, 383 с. (ДВГУ).
  9. Краусс Е. Взаимодействие атмосферы и океана. Л., Гидрометеиздат, 1976, 295 с.
  10. Мичурин А. Н., Казарьян В. В. Программа корреляционного и спектрального анализ. — «Изв. ТИНРО», т. 85, с. 189—266.
  11. Кемени Дж., Снелл Дж. Кибернетическое моделирование. Некоторые приложения. М., Сов. радио, 1972.

Е. М. НОВИКОВА (ЛГМИ)

### ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ТРЕХМЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ОКЕАНЕ

Исследование закономерностей океанической циркуляции с помощью численных моделей позволяет отказаться от ряда упрощений в физической постановке задачи, характерных для аналитических моделей.

Наиболее полно численное моделирование трехмерной циркуляции в океане развито в работах К. Брайена [1] и А. С. Саркисяна [2, 3].

В данной работе поставлена задача о трехмерной циркуляции в океане, причем не вводится ряд упрощений, принятых в вышеуказанных моделях (отказ от приближения жесткой стенки на верхней границе океана [1, 2, 3] и учтена нестационарность и нелинейность циркуляции [2, 3]).

Рассматривается нелинейная нестационарная модель с кинематическим условием на верхней границе. Гипотеза о существовании нулевой поверхности не привлекается. Используется сферическая система координат.

$$\vec{V}_t + \vec{V} \cdot \nabla \vec{V} + W \vec{V}_z + f_R \times \vec{V} - A_t \nabla^2 \vec{V} - (\nu \vec{V}_z)_z + \frac{1}{\rho} \nabla P = 0; \quad (1)$$

$$P_z = g\rho; \quad (2)$$

$$W_z + \nabla \cdot \vec{V} = 0; \quad (3)$$

$$\rho_t + \vec{V} \cdot \nabla \rho + W \rho_z - A_t \nabla^2 \rho - (\nu \rho_z)_z = 0. \quad (4)$$

Граничные условия:  
на  $\zeta = \zeta(\theta, \lambda)$

$$\zeta_t + \vec{V} \cdot \nabla \zeta = W; \quad (5)$$

$$\vec{\tau} = -\nu \vec{V}_z; \quad (6)$$

$$P = 0; \quad (7)$$

$$\Gamma = -\nu \rho_z; \quad (8)$$

на  $H = \text{const}$  (с плоским дном)

$$\vec{V} = 0; \quad W = 0; \quad \rho = \rho(\theta, \lambda); \quad (9)$$

на  $H = H(\theta, \lambda)$  (с учетом рельефа дна)

$$V_n = V_s = 0; \quad W = U_a \frac{\partial H}{\partial \theta} + U \frac{\partial H}{a \sin \theta \partial \lambda}; \quad (10)$$

на боковых границах:

на твердой стенке

$$\vec{V} = 0; \quad \nu \frac{\partial \rho}{\partial h} = 0; \quad (11)$$

на жидкой стенке

$$\vec{V} = \vec{V}(\theta, \lambda, z); \quad \rho = \rho(\theta, \lambda, z). \quad (12)$$

Приняты следующие координаты:

$\theta$  — дополнение до широты с положительным направлением на юг,  
 $\lambda$  — долгота с положительным направлением на восток,  
 $z$  — вертикальная ось направлена вниз от невозмущенной поверхности.

В статье используются следующие обозначения:

$\vec{V} = \begin{pmatrix} U \\ V \end{pmatrix}$  — вектор горизонтальной скорости,

$U, V, W$  — составляющие скоростей вдоль меридиана, параллели и по вертикали,

$$\nabla = \bar{i} \frac{\partial}{a \partial \theta} + \bar{j} \frac{\partial}{a \sin \theta \partial \lambda},$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{a^2 \sin^3 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2};$$

$\bar{i}, \bar{j}, \bar{k}$  — единичные векторы,

$\rho$  — плотность морской воды,

$\Gamma$  — поток плотности,

$P$  — давление,

$\zeta$  — превышение уровня над невозмущенной поверхностью с положительным направлением вниз,

$H$  — глубина океана,

$\vec{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_\theta \\ \tau_\lambda \end{pmatrix}$ , где  $\tau_\theta, \tau_\lambda$  — составляющие тангенциального напряжения ветра на поверхности океана по меридиану и по параллели,

$A_t, \nu$  — коэффициенты горизонтальной и вертикальной турбулентной вязкости,

В модели предполагается рассмотреть влияние горизонтальной адвекции, вертикальной турбулентности и вертикальной циркуляции на формирование поля плотности. Задание кинематического условия на поверхности океана должно сказаться на формировании циркуляции в глубинных слоях и в районах пограничных течений.

Для решения поставленной модели был выбран метод конечных разностей. При конструировании конечно-разностного аналога исходной системы дифференциальных уравнений были использованы «энергетические» нормы, квадраты которых являются полной энергией системы [4, 5]. Было получено уравнение баланса энергии для системы (1—12):

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left\| \rho \vec{V} \right\|_Q^2 \Big|_0^T + A_l \int_0^T \left\| \rho \vec{V} \right\|_Q^2 dt + \int_0^T \left\| \rho' v \vec{V}_z \right\|_Q^2 dt + \frac{g}{2} \left\| \rho' \right\|_{S_1}^2 \Big|_0^T \\ & + g \int_0^T (W\rho)_Q dt = \int_0^T (\rho \vec{V}, \vec{\tau}_1)_{S_1} dt + \int_0^T (\rho \vec{V}, \vec{\tau}_2)_{S_2} dt + \\ & + \int_0^T (\rho \vec{V}, \vec{\tau}_3)_{S_3} dt + g \int_0^T (\rho' U)_{S_2} dt + g \int_0^T (\rho' V)_{S_3} dt + \\ & + \int_0^T \left( U \int_{\xi}^z \rho dz \right)_{S_2} dt + \int_0^T \left( V \int_{\xi}^z \rho dz \right)_{S_3} dt, \quad (13) \end{aligned}$$

где  $\rho' = \rho^{\frac{1}{2}}$ ,  $v = v^{\frac{1}{2}}$ ,

$$\| \Phi \|_Q = \left( \int_{\theta} \int_{\lambda} \int_z \Phi^2 dz a^2 \sin \theta d\lambda d\theta \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$\| \Phi \|_{S_{1,2,3}} = \left( \int_{S_{1,2,3}} \Phi^2 dS \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$(\Phi)_{S_{1,2,3}} = \int_{S_{1,2,3}} \Phi dS,$$

$(\Phi_1, \Phi_2)$  — скалярное произведение,  
 $S_1, S_2, S_3$  — проекция поверхности на плоскости  $\theta\lambda, z\lambda, z\theta$ ,  
 $\tau_1, \tau_2, \tau_3$  — вектор касательного трения в плоскостях  $\theta\lambda, z\lambda, z\theta$ .

Использование «энергетических» норм позволило создать устойчивую конечно-разностную систему уравнений, согласованно аппроксимирующую исходную систему дифференциальных уравнений. Это является важным, так как рассогласование отдельных разностных операторов может привести к дисбалансу энергии и,

следовательно, к появлению фиктивных источников энергии разностной природы [4].

Дифференциальная система уравнений (1—12) аппроксимировалась конечно-разностной так, чтобы для нее выполнялись интегральные законы сохранения энергии и массы (с определенной степенью точности).

$$\begin{aligned}
 & U_{\bar{t}} + \frac{1}{2} U U_{\bar{\theta}} + \frac{1}{2} U^{-1} \frac{\sin \theta_{i-1} + \sin \theta_i}{\sin \theta_{i+1} + \sin \theta_i} U_{\bar{\theta}} + \frac{1}{2} V U_{\lambda} + \\
 & + \frac{1}{2} V^{-1} U_{\lambda} + \frac{1}{2} W U_{\lambda} + W U_{\bar{z}} - A_i \frac{([\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}] U_{\bar{\theta}})}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}} - \\
 & - A_i (U_{\lambda})_{\lambda} - (v U_{\bar{z}})_{\bar{z}} - V \left( \frac{V \operatorname{ctg} \theta_i}{a} + 2\omega \cos \theta_i \right) + \\
 & + g \zeta_{\bar{\theta}} - \frac{g}{\rho} \sum_{k=1}^{K-1} (\rho_{\theta k} + \rho_{\theta k+1}) \frac{\Delta Z_k}{2} = 0; \quad (14)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & V_{\bar{t}} + \frac{1}{2} U V_{\bar{\theta}} + \frac{1}{2} U^{-1} \frac{\sin \theta_{i-1} + \sin \theta_i}{\sin \theta_{i+1} + \sin \theta_i} V_{\bar{\theta}} + \frac{1}{2} V V_{\lambda} + \\
 & + \frac{1}{2} V^{-1} V_{\lambda} + \frac{1}{2} W V_{\lambda} + W V_{\bar{z}} - A_i \frac{([\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}] V_{\bar{\theta}})}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}} - \\
 & - A_i (V_{\lambda})_{\lambda} - (v V_{\bar{z}})_{\bar{z}} + U \left( V \frac{\operatorname{ctg} \theta_i}{a} + 2\omega \cos \theta_i \right) + \\
 & + g \zeta_{\lambda} - \frac{g}{\rho} \sum_{k=1}^{K-1} (\rho_{\lambda k} + \rho_{\lambda k}) \frac{\Delta Z_k}{2} = 0; \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$W_{\bar{z}} + \frac{1}{\sin \theta + \sin \theta_{i+1}} ([\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}] U)_{\bar{\theta}} + V_{\lambda} = 0; \quad (16)$$

$$\zeta_{\bar{t}} + U \zeta_{\bar{\theta}} + V \zeta_{\lambda} = W; \quad (17)$$

$$\begin{aligned}
 & \rho_{\bar{t}} + \frac{1}{2} U \rho_{\bar{\theta}} + \frac{1}{2} U^{-1} \frac{\sin \theta_i + \sin \theta_{i-1}}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}} \rho_{\bar{\theta}} + \frac{1}{2} V \rho_{\lambda} + \\
 & + \frac{1}{2} V^{-1} \rho_{\lambda} + \frac{1}{2} W \rho_{\lambda} + W \rho_{\bar{z}} - A_i \frac{[\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}] \rho_{\bar{\theta}}}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}} - \\
 & - A_i (\rho_{\lambda})_{\lambda} - (v \rho_{\bar{z}})_{\bar{z}} = 0, \quad (18)
 \end{aligned}$$

В формулах (14—18) использовались безындексные обозначения [6]:

$$\begin{aligned} \varphi_{\theta} &= \frac{1}{a\Delta\theta} (\varphi_{i+1, j, k} - \varphi_{i, j, k}); \quad \varphi_{\bar{\theta}} = \frac{1}{a\Delta\theta} (\varphi_{i, j, k} - \varphi_{i-1, j, k}); \\ \varphi_{\lambda} &= \frac{1}{a(\sin\theta_i + \sin\theta_{i+1})\Delta\lambda} (\varphi_{i, j+1, k} - \varphi_{i, j, k}); \\ \varphi_{\bar{\lambda}} &= \frac{1}{a(\sin\theta_i + \sin\theta_{i+1})} (\varphi_{i, j, k} - \varphi_{i, j-1, k}); \\ &+1 \\ &\varphi = \{\varphi_{i+1, j, k}; \quad \varphi_{i, j+1, k}; \quad \varphi_{i, j, k+1}\}; \\ &-1 \\ &\varphi = \{\varphi_{i-1, j, k}; \quad \varphi_{i, j-1, k}; \quad \varphi_{i, j, k-1}\}; \\ &+ \frac{1}{2} \\ &\varphi = \left\{ \varphi_{i, j, k - \frac{1}{2}} \right\}; \quad \varphi = \left\{ \varphi_{i, j, k + \frac{1}{2}} \right\}; \\ &\varphi_{\bar{t}} = \varphi_{i, j, k}^{t+1} - \varphi_{i, j, k}^t; \\ \varphi_z &= \frac{1}{\Delta z_k} (\varphi_{i, j, k+1} - \varphi_{i, j, k}); \quad \varphi_z = \frac{1}{\Delta z_{k-1}} (\varphi_{i, j, k} - \varphi_{i, j, k-1}); \\ \varphi_z^{\wedge} &= \frac{2}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} (\varphi_{i, j, k+1} - \varphi_{i, j, k}); \\ \varphi_z^{\vee} &= \frac{2}{\Delta z_k + \Delta z_{k-1}} (\varphi_{i, j, k} - \varphi_{i, j, k-1}); \\ &\varphi = \varphi_{i, j, k}. \end{aligned}$$

Данная конечно-разностная схема имеет первый порядок точности по времени и второй по пространственным координатам.

Так как основные конечно-разностные уравнения имеют второй порядок точности, то и граничные условия должны иметь второй порядок точности [7].

Разложив уравнение (6) в ряд Тейлора и выразив вторую производную из уравнения (1), получим выражение для граничных условий в разностном виде:

$$\begin{aligned} \tau_{\theta, j} &= -\nu U_z + \frac{1}{2} \frac{\Delta z_1}{2} \left[ U_{\bar{t}} - V \left( V \frac{\text{ctg} \theta_i}{a} + 2\omega \cos \theta_i \right) + \right. \\ &+ g z_{\theta} + \frac{1}{2} U U_{\theta} + \frac{1}{2} U U_{\bar{\theta}} \frac{\sin \theta_i + \sin \theta_{i-1}}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}} + \left. \frac{1}{2} V U_{\bar{\lambda}} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{2} V U_{\lambda} + W U_z + W U_z - A_i \frac{([\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}] U_{\theta})_{\theta}}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}} - \\
& - A_i (U_{\lambda})_{\lambda} ] = 0.
\end{aligned} \tag{19}$$

Аналогично для  $\tau_{\lambda}$  и  $\Gamma$ .

Анализ энергетического неравенства, полученный из энергетической нормы

$$\begin{aligned}
& \|\vec{V}\|^2_Q + (\Delta t)^2 \|V_{\vec{t}}\|^2_Q + g (\Delta t)^2 \|\zeta_{\vec{t}}\|^2 + g \|\zeta\|^2_{S_1} \leq \\
& \leq 2\Delta t A_i \|\vec{V}_{\theta, \lambda}\|^2 + 2\Delta t \|\vec{V}_z\|^2 + \Delta t \|\vec{\tau}_1\|^2_{S_1}
\end{aligned} \tag{20}$$

показал, что явная схема является устойчивой при  $\frac{g\Delta t}{H} < 1$ , т. е. при  $H = 5 \cdot 10^5$  см (глубина океана)  $\Delta t < 5 \cdot 10^2$  с. Такой маленький шаг вызван отказом от приближения жесткой стенки и является невыгодным при расчетах. Поэтому был применен неявный метод. Чтобы при расщеплении исходных уравнений (14—18) сохранялась эквивалентность, необходимо брать на первом этапе счета шаг по времени меньше трех часов. Конечно-разностная система (14—18) заменялась на подсистемы с расщеплением по осям  $\theta$  и  $\lambda$ .

1) плоскость  $Z\theta$ :

$$\begin{aligned}
U_{\vec{t}} + \frac{1}{2} L_z U - \frac{1}{4} fV + L^1_{\theta} [\zeta, \rho] &= 0, \\
V_{\vec{t}} + \frac{1}{2} L_z V + \frac{1}{4} fU &= 0, \\
\rho_{\vec{t}} + \frac{1}{2} L_z \rho &= 0;
\end{aligned} \tag{21}$$

$$\xi_{\vec{t}} + U \zeta_{\theta} - \sum_k U_{\theta} \Delta Z_k = 0;$$

2) ось  $\theta$ :

$$\begin{aligned}
U_{\vec{t}} + L_{\theta} U - \frac{1}{4} fV - L^2_{\theta} (\rho) &= 0, \\
V_{\vec{t}} + L_{\theta} V + \frac{1}{4} fU &= 0, \\
\rho_{\vec{t}} + L_{\theta} \rho &= 0;
\end{aligned} \tag{22}$$

3) плоскость  $\bar{Z}\lambda$ :

$$U_{\bar{t}} + \frac{1}{2} L_z U - \frac{1}{4} fV + 0,$$

$$V_{\bar{t}} + \frac{1}{2} L_z U + \frac{1}{4} fU + L_{\lambda^1}(\zeta, \rho) = 0,$$

$$\rho_{\bar{t}} + \frac{1}{2} L_z \rho = 0,$$

$$\zeta_{\bar{t}} + V_{\bar{\zeta}} - \sum_k V_{\bar{\theta}} \Delta Z_k = 0; \quad (23)$$

4) ось  $\lambda$ :

$$U_{\bar{t}} + L_{\lambda} U - \frac{1}{4} fV - L_{\lambda^2}(\rho) = 0;$$

$$V_{\bar{t}} + L_{\lambda} V + \frac{1}{4} fU = 0;$$

$$\rho_{\bar{t}} + L_{\lambda} \rho = 0.$$

(24)

Разностные операторы  $L_z, L_{\theta}, L_{\lambda}, L_{\theta^1}, L_{\theta^2}, L_{\lambda^1}, L_{\lambda^2}$  имеют значения:

$$L_z \varphi = W_{\varphi_{\bar{z}}} + W_{\varphi_{\bar{v}}} - (\nu \varphi_{\bar{z}})_{\bar{z}};$$

$$L_{\theta} \varphi \equiv \frac{1}{2} U_{\varphi_{\theta}} + \frac{1}{2} U_{\varphi_{\bar{\theta}}} \frac{\sin \theta_i + \sin \theta_{i-1}}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}} - A_i \frac{([\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}] \varphi_{\theta})_{\bar{\theta}}}{\sin \theta_i + \sin \theta_{i+1}};$$

$$L_{\lambda} \varphi \equiv \frac{1}{2} V_{\varphi_{\lambda}} + \frac{1}{2} V_{\varphi_{\bar{\lambda}}} A_i (\varphi_{\lambda})_{\bar{\lambda}};$$

$$L_{\theta^1}(\zeta, \rho) \equiv \frac{g}{\rho} \zeta_{\theta} - \frac{1}{\rho} \sum_{k=1}^{K-1} (\rho_{\theta, k} + \rho_{\theta, k+1}) \frac{\Delta Z_k}{2};$$

$$L_{\theta^2}(\rho) \equiv \frac{1}{\rho} \sum_{k=1}^{K-1} (\rho_{\theta, k} + \rho_{\theta, k+1}) \frac{\Delta Z_k}{2};$$

$$L_{\lambda^1}(\zeta, \rho) \equiv \frac{g}{\rho} \zeta_{\lambda} - \frac{1}{\rho} \sum_{k=1}^{K-1} (\rho_{\lambda, k} + \rho_{\lambda, k+1}) \frac{\Delta Z_k}{2};$$

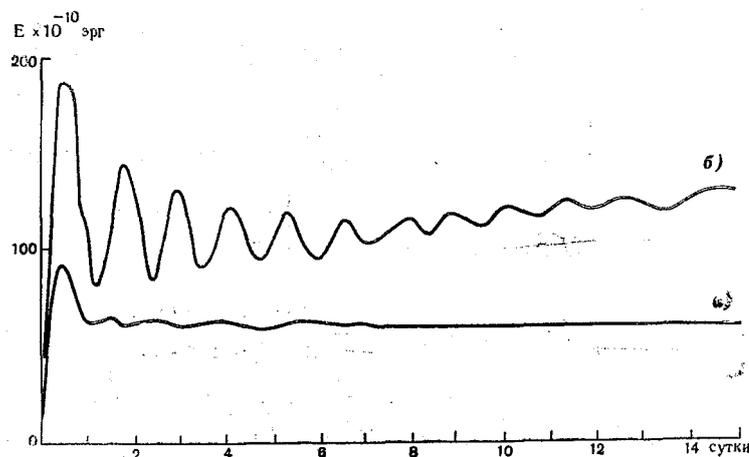
$$L_{\lambda^2}(\rho) \equiv \frac{1}{\rho} \sum_{k=1}^{K-1} (\rho_{\lambda, k} + \rho_{\lambda, k+1}),$$

При таком расщеплении временной шаг разбивается на четыре подслоя:

- 1) плоскость  $Z \theta: \frac{t}{4} - 1$ ;
- 2) ось  $\theta: \frac{t}{2} - \frac{t}{4}$ ;
- 3) плоскость  $Z \lambda: \frac{3t}{2} - \frac{t}{2}$ ;
- 4) ось  $\lambda: t - \frac{3t}{2}$ .

Для решения подсистем был использован метод прогонки.

При решении в подслое 1 и 3 прогонка проводилась по двум направлениям: сначала по  $Z$ , затем по  $\theta$  или  $\lambda$ .



Изменение полной энергии системы:  
а) баротропная модель, б) бароклинная модель

Разработанный метод расчета был опробован на модельной области для баротропной и бароклинной моделей. Для оценки устойчивости конечно-разностной схемы и оценки реакции океана на возмущение (счет велся от состояния покоя и плотности постоянной на горизонте) была вычислена полная энергия (см. рисунок). Численный эксперимент показал, что схема устойчива и дал физически правдоподобные результаты.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вгаун К. and Сох М. D. A nonlinear model of the ocean driven by wind and differential heating. I Description of the threedimensional velocity and density fields. *J. Atm Sci*, 1968, vol 25, № 6, p. 945—967.
2. Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Л., Гидрометиздат, 1966, 157 с.

3. Иванов Р. Ф. и Саркисян А. С. Сравнение диагностических и прогностических расчетов течений в южной части Атлантического океана. — «Метеорология и гидрология», 1944, № 8, с. 71—79.
4. Рихтмайер Р., Мортон К. Разностные методы решения краевых задач. М., «Мир», 1972. 418 с.
5. Ладыженская О. А. Краевые задачи математической физики. М., «Наука», 1973. 407 с.
6. Самарский А. А. Априорные оценки для разностного аналога дифференциального уравнения параболического типа. — Журнал вычисл. матем. и мат. физ., 1961, 1, № 3, с. 441—460.
7. Самарский А. А. Однородные разностные схемы для нелинейных уравнений параболического типа. — Журнал вычисл. мат. и мат. физики, 1962, № 1, с. 25—56.

*И. Н. РУСИН, А. З. СВЯТСКИЙ (ЛГМИ)*

### **О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МЕТОДА ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫХ ПРИБЛИЖЕНИЙ К ОПИСАНИЮ ДИНАМИКИ ВОД НА УСТЬЕВОМ ВЗМОРЬЕ**

Цель настоящей работы состоит в том, чтобы предложить метод численного моделирования течений, возникающих при вытекании речных вод в моря или океаны.

Специфика этих течений состоит в том, что речные воды распространяются по поверхности и вызывают придонные противотечения, направленные из моря в реку и формирующие в эстуарии реки слой соленой воды, который принято называть галоклином. Прогнозирование дальности проникновения соленых вод в устьевую область является необходимым элементом в комплексе научных проблем, связанных с минимальным нарушением природных условий при проведении крупных водохозяйственных мероприятий.

Механизм образования галоклина и условия его существования трудно выявить в реальных условиях из-за большого количества переменных внешних параметров. Поэтому в настоящее время делаются попытки применять для описания этого явления метод численного решения полной системы уравнений гидродинамики на ЭЦВМ [1]. Однако математическую постановку задачи можно значительно упростить. Из натурных наблюдений известно, что при вытекании рек в пресноводные бассейны также происходит распространение речных вод по поверхности водоема. Имея в виду этот факт, необходимо искать причину отрыва речной струи от дна, отличную от эффекта разности гидростатических давлений в разноплотностных потоках.

Известные в гидродинамике явления отрыва потока в пограничных слоях [2] подсказывают, что необходимым условием для отрыва является увеличение давления по потоку, которое может происходить и вследствие изменения геометрической формы канала. Для расчета отрывов в гидродинамике применяются различные методы [2, 3], среди которых наиболее удобным, на наш взгляд, при изучении геофизических отрывных течений является метод последовательных приближений, предложенный М. Е. Шве-

пом [3]. Применение этого метода к исследуемой задаче требует знания хорошего первого приближения для распределения скорости течения по вертикали в эстуарии и распределения уровенной поверхности вдоль по потоку. В гидромеханических задачах распределение давления по поверхности обтекаемого тела рассчитывается с помощью интеграла Бернулли для идеальной жидкости, обтекающей тело. В нашем случае распределение уровня свободной поверхности должно быть согласовано с первым приближением поля скорости течения и удовлетворять условию постоянства расхода в поперечном сечении эстуария.

Указанные отличия геофизических отрывных явлений от привычных и хорошо изученных в гидродинамике сильно затрудняют исследование вопроса о сходимости последовательных приближений. Тем не менее положительные результаты при применении метода последовательных приближений к расчетам отрыва потока в лабораторных условиях были практически получены без исследования сходимости метода. Однако требования к точности определения положения точки отрыва в реальных эстуариях значительно ниже, чем при лабораторных исследованиях обтекания тел. Поэтому можно надеяться, что при не очень большом числе итераций метод Швеца даст положение точки отрыва в эстуарии с достаточной для практики точностью.

Будем рассматривать усредненную по поперечному сечению эстуария модель течений в нем на основе следующих уравнений:

$$K \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = g \sin \alpha + \frac{\partial P}{\partial x} \frac{P}{\rho_0} + u \frac{\partial u}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} \frac{P}{\rho_0} = -g\sigma, \quad (2)$$

$$\int_0^h u(x, z) dz = Q(x), \quad (3)$$

где  $K$  — коэффициент вертикального турбулентного обмена,  
 $u$  — проинтегрированная по поперечному сечению скорость потока,  
 $g$  — ускорение силы тяжести,  
 $\alpha$  — угол наклона дна,  
 $P$  — гидростатическое давление,  
 $\rho_0$  — стандартная плотность воды,  
 $\rho$  — фактическая плотность воды,  
 $\sigma = \frac{\rho}{\rho_0}$ ,  
 $h$  — глубина воды в эстуарии,  
 $Q(x)$  — расход воды в любом поперечном сечении эстуария, отнесенный к ширине сечения.

Данная система уравнений применима для любого поперечного сечения эстуария с характерным отношением глубины к ширине  $\sim 0,01$  записана в декартовой системе координат, начало которой расположено на дне, а ось  $x$  составляет угол  $\alpha$  со средним уровнем невозмущенной свободной поверхности и направлена по потоку речных вод. В дальнейшем будем полагать  $\sigma$  известной функцией от  $x$ , а  $K$  — постоянной величиной. Как будет показано ниже, эти предположения не искажают качественных результатов решения.

Перепишем систему уравнений (1) — (3) в виде, удобном для применения метода Швеца,

$$\frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} = f(u_{n-1}, h_n, x, z) = f(z), \quad (4)$$

$$\int_0^{h_n} u_n(x, z) dz = Q, \quad (5)$$

$$\text{где } f(z) = \frac{1}{K} \left( g \sin \alpha + g \sigma \frac{\partial h_n}{\partial x} + u_{n-1} \frac{\partial u_{n-1}}{\partial x} + \int_z^{h_n} \frac{\partial \sigma}{\partial x} d\xi \right). \quad (6)$$

Систему уравнений (4), (5) замкнем краевыми условиями:

$$\left. \frac{\partial u_n}{\partial z} \right|_{z=h_{n-1}} = 0, \quad (7)$$

$$\left. \frac{\partial u_n}{\partial z} + cu_n \right|_{z=0} = 0 \quad (8)$$

Краевое условие (7) применимо при отсутствии ветра. Краевое условие (8) предложено в работе [4].

Задачу (4) — (8) можно преобразовать в более удобную форму. Для этого следует отметить, что уравнение (4) является обыкновенным дифференциальным уравнением относительно  $u_n$  и решение задачи (4) — (8) относительно  $u_n$  может быть получено в интегральной форме с помощью функции Грина:

$$u_n(z) = \int_0^{h_n} \Gamma_1(z, \xi) f(\xi) d\xi; \quad (9)$$

$$\Gamma_1(z, \xi) = \begin{cases} \frac{1}{c} - z & \text{при } z < \xi, \\ \frac{1}{c} - \xi & \text{при } z \geq \xi. \end{cases} \quad (10)$$

Используя это представление и условие неразрывности потока (5), путем простых преобразований получаем уравнение для уровня свободной поверхности в виде

$$g\sigma \frac{\partial h_n}{\partial x} = \frac{KQ}{\Gamma_3(h_n, h_n)} - g \sin \alpha - \int_0^{h_n} \frac{\Gamma_2(h_n, \xi)}{\Gamma_3(h_n, h_n)} u_{n-1} \frac{\partial u_{n-1}}{\partial x} d\xi - g \int_0^{h_n} \frac{\Gamma_3(h_n, \xi)}{\Gamma_3(h_n, h_n)} \frac{\partial \sigma}{\partial x} d\xi, \quad (11)$$

$$\text{где } \Gamma_2(h_n, \xi) = \int_0^{h_n} \Gamma_1(z, \xi) dz = \frac{\xi^2}{2} - h_n \xi + \frac{h_n^2}{c}, \quad (12)$$

$$\Gamma_3(h_n, \xi) = \int_0^{\xi} \Gamma_2(h_n, \eta) d\eta = \frac{\xi^3}{6} - \frac{h_n \xi^2}{2} + \frac{h_n^2 \xi}{c}. \quad (13)$$

Уравнение (11) представляет собой обыкновенное дифференциальное уравнение относительно  $h_n$ , которое вследствие нелинейности поддается только численному решению. Его роль для отрывных течений в естественных условиях аналогична роли интеграла Бернулли при расчете отрывных течений в технической гидродинамике. Используя это уравнение и представление (6), можно преобразовать интегральное выражение для скорости течения (9) к виду

$$u_n(z) = \frac{\Gamma_2(h_n, z)}{\Gamma_3(h_n, h_n)} Q + \frac{1}{K} \int_0^{h_n} \left[ \Gamma_1(z, \xi) - \frac{\Gamma_2(h_n, z) \Gamma_3(h_n, \xi)}{\Gamma_3(h_n, h_n)} \right] \times \\ \times u_{n-1} \frac{\partial u_{n-1}}{\partial x} d\xi + \frac{g}{K} \int_0^{h_n} \left[ \Gamma_4(z, \xi) - \frac{\Gamma_2(h_n, z) \Gamma_3(h_n, \xi)}{\Gamma_3(h_n, h_n)} \right] \frac{\partial \sigma}{\partial x} d\xi, \quad (14)$$

где  $\Gamma_4(z, \xi) = \begin{cases} \left(\frac{1}{c} - z\right)\xi & \text{при } z < \xi, \\ \left(\frac{1}{c} - \frac{\xi}{2}\right)\xi & \text{при } z \geq \xi. \end{cases} \quad (15)$

Смысл проведенных преобразований заключается в том, чтобы получить возможность одновременного расчета уровня свободной поверхности и вертикального профиля скорости течения по данным о предыдущем приближении только по профилю скорости течения. Необходимость этих преобразований интуитивно понятна, поскольку движение жидкости очень быстро подстраивается к изменениям давления, а давление обуславливается всей «предысторией» течения жидкости.

Покажем теперь, как, используя полученные уравнения, рассчитать точку отрыва, которая одновременно будет являться точкой максимального проникновения морских вод в эстуарий.

Вследствие того, что течения в эстуарии весьма медленные, можно пренебречь влиянием нелинейных членов на форму профиля скорости. В этом случае из уравнений (11) и (14) получаем нулевые приближения для скорости и уровня свободной поверхности

$$u_0(z) = \frac{\Gamma_2(h_0, z)}{\Gamma_3(h_0, h_0)} Q, \quad (16)$$

$$g\sigma \frac{\partial h_0}{\partial x} = \frac{KQ}{\Gamma_3(h_0, h_0)} - g \sin \alpha. \quad (17)$$

Из уравнения (16) легко видеть, что в нулевом приближении отрыва течения речной воды от дна не происходит, поскольку для образования отрыва необходимо, чтобы трение струи о дно обратилось в нуль (2), т. е. в нашей постановке это соответствует условию

$$\left. \frac{\partial u}{\partial z} \right|_{z=0} = 0,$$

которое в нулевом приближении не выполняется. После построения нулевого приближения можно получить следующее приближение.

К сожалению, вследствие нелинейного характера уравнения (17) нельзя получить функциональные зависимости решения в нулевом приближении от внешних параметров в явном виде, а поэтому возможность появления отрыва потока в первом приближении может быть проанализирована только качественно. Профиль скорости, описываемый соотношениями (16) — (17), представляет собой параболу второго порядка, но если его подставить в уравнение (14), то, очевидно, профиль скорости в первом приближении будет описываться параболой значительно более высокого порядка. Следовательно, производная от него по  $z$  может иметь корни при  $z=0$  и, значит, первое приближение в состоянии более точно описать отрывные течения.

Изложенное выше позволяет утверждать, что для расчета максимального проникновения морских вод в эстуарии может быть применен метод последовательных приближений, который в вычислительном смысле значительно более прост и экономичен, чем моделирование на ЭЦВМ трехмерной картины циркуляции вод в эстуарии. В настоящее время предложенный нами метод алгоритмизирован в ЛГМИ и изучаются возможности его применения для расчета положения галоклина в эстуариях крупных рек.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Waldrop W. R. and Farmer R. C. Three-dimensional computation of Buoyant plumes. — «J. Geoph. Res.», 1974, vol. 79, № 9, 1269—1276.
2. Чжен П. Отрывные течения. М., «Мир», 1972.
3. Гинзбург И. П. Теория сопротивления и теплопередачи. Л., Изд-во ЛГУ, 1973.
1. Abbott M. R. Salinity effects in estuaries. — «J. mar. Res.», 1960, vol. 18(2).

Е. И. СЕРЯКОВ, Е. М. ОВЧИННИКОВ,  
А. И. БРОВИН (ЛГМИ)

### О МЕЗОМАСШТАБНЫХ КОЛЕБАНИЯХ В ПОТОКАХ ТЕПЛА, ВЛАГИ И ТЕЧЕНИЙ В РАЙОНЕ АТЭП-74

Для решения проблемы взаимодействия океана и атмосферы, а также для разработки методики прогнозов основного океанологического поля — поля температуры воды — важно выявить короткопериодную изменчивость температуры воды поверхностного слоя. Поскольку она определяется в океане в основном потоками тепла через поверхность и адвективными изменениями, то для выявления этих колебаний были использованы величины турбулентного теплообмена океана с атмосферой, потерь тепла на испарение и измеренные в районе АТЭП-74 (рис. 1) на многосуточных буйковых станциях скорости течений на различных горизонтах.

Потоки тепла и влаги были получены расчетным путем на основе нелинейной модели пограничного слоя атмосферы, такая модель уже применялась в ряде исследований [5, 6]. Использовать прямые измерения турбулентных потоков тепла и влаги с поверхности океана пока не представляется возможным из-за отсутствия систематических наблюдений даже в таких крупных международных экспериментах, каким был АТЭП-74 [6].

В рассматриваемой методике расчета величины турбулентных потоков тепла и влаги определялись как функции ежечасных наблюдений за скоростью ветра, температурой поверхностного слоя воды, температурой и влажностью воздуха.

Наблюдения за скоростью течений выполнены на буйковых станциях самописцами типа БПВ с дискретностью 30 мин и общей продолжительностью наблюдений от 15 до 20 суток.

Имеющиеся фактические данные свидетельствуют о том, что размах синоптической изменчивости течений вполне может быть сравним с самими течениями не только в районах меандров сильных течений, но и в районе пассатных течений. При такой изменчивости нельзя использовать средние величины течений и составляющих теплового баланса, изображаемых в климатических атласах.

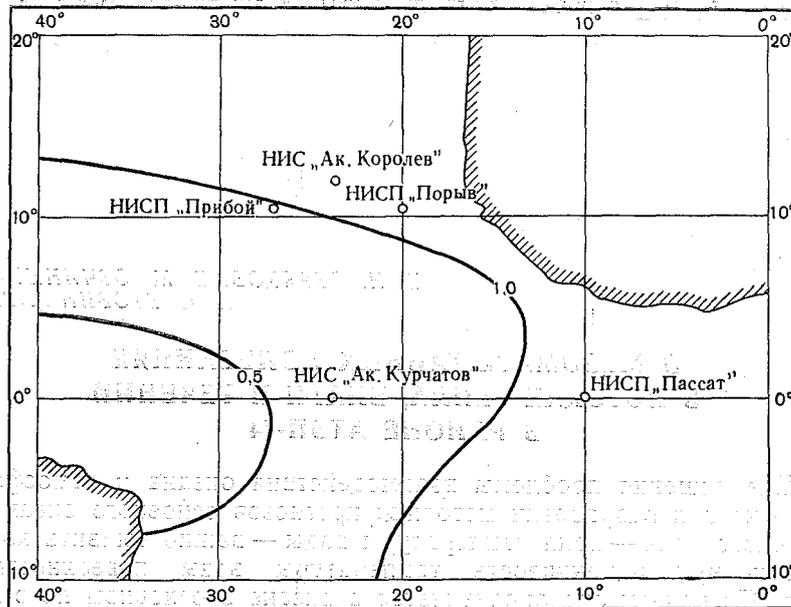


Рис. 1. Схема расположения сулов экспедиций „Тропэкс-74“:  
 ————— изолинии характера приливных течений

Для выявления короткопериодной или, по определению А. С. Моина [4], синоптической изменчивости был произведен расчет спектральной плотности величин потоков и влаги, а также скорости течений. Основные расчетные формулы имеют вид

$$K(p) = \frac{1}{N_x - p - 1} \sum_{i=0}^{N_x - p} X_i \cdot X_{i+p},$$

где  $p=0, 1, 2, \dots, m$  — дискретные переменные,  $N_x$  — число членов ряда,  $K(p)$  — автокорреляционная функция.

$$S(\omega) = \frac{\Delta\tau}{\pi} \sum_{p=0}^m \delta(p) K(p) \cos \frac{\pi p k}{m \cdot \Delta\tau}, \quad (2)$$

где  $S(\omega)$  — функция спектральной плотности,  $\Delta\tau$  — дискретность оценки автокорреляционной функции,  $m$  — число ординат оценки автокорреляционной функции,  $k=0, 1, 2, \dots, l, l$  — число вычисленных ординат  $S(\omega)$ .

$$\delta(p) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 > p > m, \\ 1/2 & \text{при } p=0 \text{ и } p=m, \\ 1 & \text{при } p \text{ в интервале } (0, m), \end{cases}$$

$p=0, 1, 2, \dots, m.$

Сглаживание функции спектральной плотности проводилось с помощью весовой функции Хемминга

$$S_k(\omega) = 0,23 S_{k-1} + 0,54 S_k + 0,23 S_{k+1}. \quad (3)$$

Все расчеты выполнены на ЭВМ «М-222» по программе, составленной в ЛО ГОИНа [3].

На рис. 2—4 представлены спектры суммарной величины потоков тепла и влаги, а также скорости течений. Как видно из рис. 2—4, имеются хорошо выраженные максимумы спектральной плотности при периодах 7, 14—16, 38, 60 часов. Максимум спектра

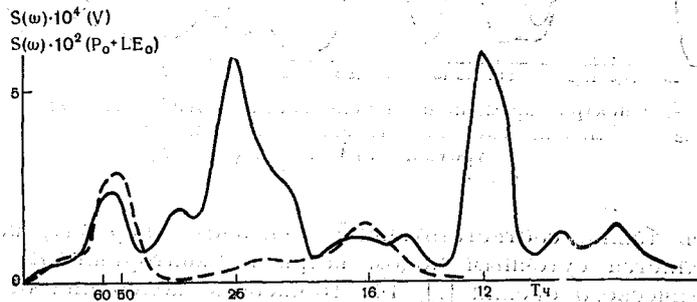


Рис. 2. Спектры временной изменчивости (НИС „Академик Курча- тов“):

1 фаза — модуля скорости течения, горизонт 15 м, — — — сум- марного турбулентного потока тепла ( $P_0 + LE_0$ )

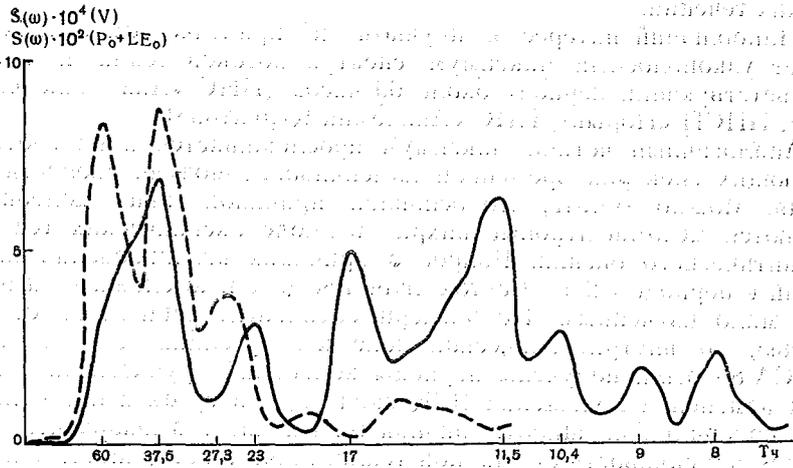


Рис. 3. Спектры временной изменчивости (НИСП „Порыв“):

1 фаза — модуля скорости течения, горизонт 10 м, — — — суммарного тур- булентного потока тепла ( $P_0 + LE_0$ )

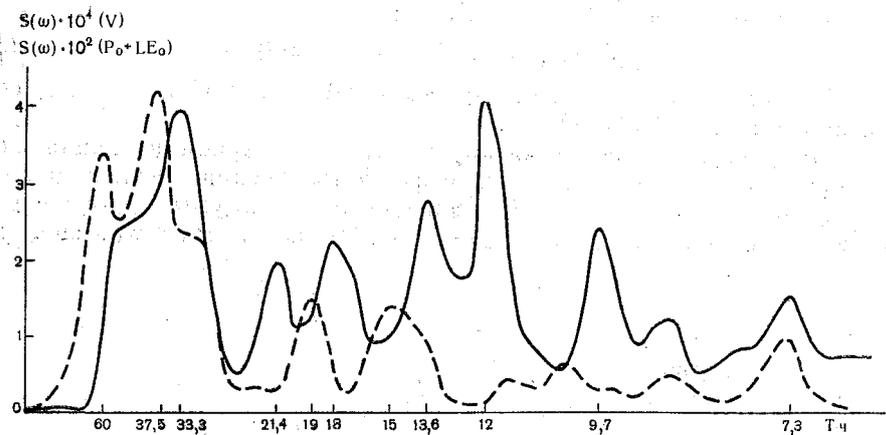


Рис. 4. Спектры временной изменчивости (НИС «Академик Королев»): II фаза — модуля скорости течения, горизонт 25 м, — суммарного турбулентного потока ( $P_0 + LE_0$ )

потоков тепла, соответствующий 7-часовому периоду, возможно, определяется суточным ходом ветра в экваториальных районах Атлантического океана [7]; 14—16-часовые колебания отмечались ранее в спектрах температуры воздуха и других метеорологических характеристик.

Максимум в 38 часов на спектрограмме соответствует и потокам тепла, и модулю скорости течения в районе позиций НИС «Порыв» и НИС «Академик Королев». Эти материалы со всей очевидностью указывают на то, что изменчивость турбулентных потоков тепла в атмосферу определяется изменчивостью океанических течений.

Наибольший интерес в научном и практическом отношении имеет узкополосный максимум спектра потоков тепла и влаги, соответствующий периоду около 60 часов (НИС «Академик Королев», НИС «Порыв», НИС «Академик Курчатов»).

Аналогичный четкий максимум прослеживается и на соответствующих спектрах временной изменчивости модуля скорости течения. Можно думать, что основной причиной таких колебаний являются мезомасштабные вихри в поле океанических течений Атлантического океана. Вопрос о причинах возникновения колебаний с периодом 2,5—3 суток является довольно сложным и пока еще мало изученным. По экспериментальным данным за облачностью, во внутритропической зоне конвергенции со спутника «ЭССА-8» были получены периоды колебаний крупномасштабных волн изменения положения ВЗК около 2,5—3 суток и при амплитуде колебаний по широте, равной  $5^\circ$ . Вполне возможно, что временная изменчивость суммарной теплоотдачи с поверхности океана в Тропической Атлантике в атмосферу подвержена совместному

воздействию колебаний океанических течений и атмосферной циркуляции.

Особо следует рассмотреть максимум спектральной плотности модуля скорости течений с периодом 12 часов, который, безусловно, соответствует полусуточному приливу. Имеющиеся отклонения от 12-часового периода объясняются различным расположением судов АТЭП-74 относительно изолинии 1,0, соответствующей 12-часовому периоду на карте приливных течений, полученной в работе В. М. Альтшулера [1].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер В. М. Приливные течения Атлантического океана. — «Труды ГОИНа. М., 1974, вып. 121.
2. Будыко М. И. Климат и жизнь. Л., Гидрометеиздат, 1971.
3. Губер П. К., Казарьян В. В. Эмпирический корреляционный и спектральный анализы океанологических процессов. — «Изв. ТИНРО». М., 1972, т. 85.
4. Молин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость мирового океана. Л., Гидрометеиздат, 1974.
5. Радикевич В. М., Гайдай Е. П. Взаимодействие океана и атмосферы в экваториальной зоне Атлантического океана. — В кн.: Тропэкс-72. Л., Гидрометеиздат, 1974.
6. Радикевич В. М., Серяков Е. И. Тепловое взаимодействие океана и атмосферы на экваторе. — GATE, № 14, ч. 1, 1975.
7. Спектры метеорологических полей в экваториальной зоне Атлантики. — В кн.: «Тропэкс-72». Л., Гидрометеиздат, 1974. Авт.: В. Н. Иванов, Ю. А. Меньшов, М. А. Петросянец, В. Э. Годвод.

... в зависимости от расстояния ...

В. А. ЦАРЕВ (ЛГМИ)

### ДВУХСЛОЙНАЯ МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦИИ В ГАЛОКЛИНЕ

В работе предлагается двухслойная модель галоклина (рис. 1). На основе этой модели производится расчет вертикального профиля скорости в галоклине. Сравнение результатов расчета с известными данными экспериментов позволяет сделать вывод о необходимости учета в моделях циркуляции для галоклина неоднородности распределения коэффициента турбулентности по глубине.

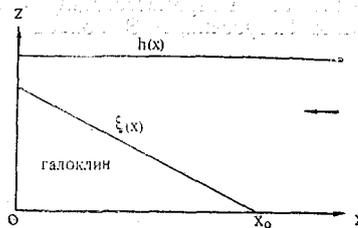


Рис. Профиль галоклина

Рассматриваются две несмешивающиеся водные массы с характерными для каждой постоянными плотностями. Движение воды в каждой водной массе определяется равновесием сил трения и горизонтального градиента давления. Последний связывается с наклоном границы раздела водных масс и уклоном водной поверхности. Математическая запись двухслойной модели следующая:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_1} g \frac{\partial \xi}{\partial x} = K_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} \quad 0 \leq z \leq \xi, \quad (1)$$

$$g \frac{\partial h}{\partial x} = K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} \quad \xi \leq z \leq h. \quad (2)$$

Граничные условия  
 $z=0; u_1=0;$

$$z=\xi; u_1=u_2; K_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} = K_2 \frac{\partial u_2}{\partial z}.$$

$$z=h; \frac{\partial u_2}{\partial z} = 0,$$

где  $k_1; k_2$  — коэффициенты турбулентного перемешивания в нижнем и верхнем слоях,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\rho_1$  и  $\rho_2$  — плотности нижней и верхней водных масс,  $u_1, u_2$  — скорости в нижнем и верхнем слоях,  $\xi$  — высота границы раздела от дна,  $x, z$  — горизонтальная и вертикальная координаты,  $h$  — высота водной поверхности от дна.

Для замыкания системы уравнений (1) — (2) используется условие стационарности галоклина

$$\int_0^{\xi} u_1 dz = 0, \quad (3)$$

а также условие постоянства стока пресных вод

$$\int_{\xi}^h u_2 dz = G, \quad (4)$$

где  $G$  — сток пресных вод, которые считаются известными. Так как  $h$  и  $\xi$  зависят только от  $x$ , то система уравнений (1) — (2) может быть сведена к системе из четырех уравнений.

$$\frac{\Delta \rho}{\rho_1} g \frac{\partial \xi}{\partial x} = \varepsilon;$$

$$K_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = \varepsilon;$$

$$g \frac{\partial h}{\partial x} = \eta; \quad (5)$$

$$K_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} = \eta,$$

где  $\eta, \varepsilon$  — некоторые величины, определяемые из граничных условий.

Решение данной системы уравнений вместе с уравнениями (3) — (4) и граничными условиями приводит к следующим зависимостям:

$$x_0 = \frac{\Delta \rho g}{216 \rho_1 k_1} \cdot \left[ 3 \cdot \left( 4 \frac{k_1}{k_2} - 3 \right) \xi_0^4 + 4 \cdot \left( 16 \frac{k_1}{k_2} + 3 \right) \times \right. \\ \left. \times h \times \xi_0^2 + 24 \frac{k_1}{k_2} h^2 \cdot \xi_0^2 \right]; \quad (6)$$

$$\xi \cong \sqrt{\frac{216 k_1 (x_0 - x)}{\frac{\Delta \rho}{\rho_1} g 24 \frac{k_1}{k_2} h^2}} \quad (h \gg \xi); \quad (7)$$

$$u_1 = \frac{l}{h^2} \cdot \frac{k_2}{k_1} \left( 27 - \frac{3z^2}{\xi} \right); \quad (8)$$

$$u_2 \cong -\frac{G}{h^2} \left[ 4(z - \xi) - \frac{2(z - \xi)^2}{h - \xi} + \frac{k_2}{k_1} \xi \right], \quad (9)$$

где  $x_0$  — протяженность галоклина от морской границы.

На рис. 2 сравнивается вертикальный профиль скорости с профилем, полученным по формулам (8) — (9). Результаты расчета и

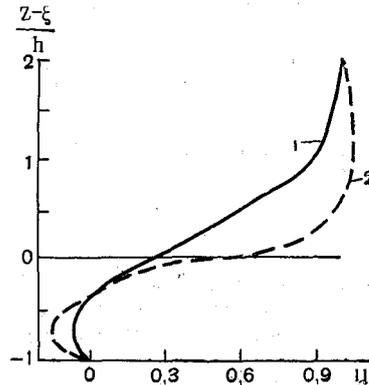


Рис. 2. Вертикальный профиль скорости в клине соленой воды и в пресной воде:  
1 — теоретический профиль,  
2 — экспериментальный профиль

эмпирический профиль скорости представлены в относительных координатах  $\frac{u_1}{u}$ ;  $\frac{z}{\xi}$ ;

где  $i = 1, 2$ ,  $\bar{u}$  — средняя скорость в верхнем слое.

$$\bar{u} = \frac{1}{h - \xi} \int_{\xi}^h u_2 dz = \frac{1}{h - \xi} G.$$

Полагалось, что  $k_1 = k_2$ . Получившийся расчетный вертикальный профиль скорости качественно совпадает с экспериментальным. У поверхности раздела водных масс наклоны профилей существенно различны. Это связано с тем, что при расчетах коэффициент турбулентности полагался постоянным по вертикали. В действительности он существенно уменьшается вблизи границы раздела вод с различными

плотностями из-за возникающей здесь устойчивой стратификации. Уменьшение вертикального коэффициента турбулентности сказывается на наклоне вертикального профиля скорости. Поэтому при создании моделей циркуляции в галоклине необходимо дополнительно рассматривать промежуточный слой, характеризующийся малым коэффициентом турбулентности, или каким-либо другим способом учесть уменьшение коэффициента на границе слоев.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кейлеган Д. Г. Механизм образования неподвижного клина соленой воды. — В кн.: «Гидродинамика береговой зоны и эстуариев». Л., Гидрометеиздат, 1970.
2. Отчет «Исследование возможных изменений взаимодействия речных и морских вод и ледовых характеристик в устьевой области рек Оби и Таза». Л., 1974 (ЛГМИ).

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>У. И. Журбенко.</i> Один из способов упрощенного вычисления весовых коэффициентов косинусоидального фильтра . . . . .	3
<i>Б. В. Дремлюг.</i> Эффективность плавания экспедиционных судов при различных гидрометеорологических условиях . . . . .	10
<i>Б. Н. Беляев.</i> Об эффективности использования прогностической информации о морских течениях в интересах судовождения . . . . .	20
<i>И. А. Степанюк.</i> Применение динамической шкалы отсчета для повышения стабильности измерительных океанологических схем . . . . .	27
<i>В. И. Сычев, К. П. Широков.</i> К методике расчета дрейфа льдов . . . . .	32
<i>Л. Н. Карлин, И. П. Карпова.</i> Влияние адвекции на формирование поля температуры Баренцева моря . . . . .	41
<i>Ю. И. Ляхин, В. П. Александров, Н. И. Пальшин.</i> Расчет баланса обмена CO <sub>2</sub> между океаном и атмосферой на акватории Атлантического, Индийского и Тихого океанов . . . . .	48
<i>Л. Н. Кузнецова, Б. И. Тюряков.</i> Влияние термохалинных процессов на циркуляцию в океане . . . . .	61
<i>И. И. Бухарицын, Е. И. Чверткин.</i> Многолучевость первого рода и пропускная способность гидроакустического канала . . . . .	70
<i>Б. М. Тимец.</i> Двухкомпонентный цифровой феррозондовый компас для автономных измерителей течения . . . . .	75
<i>А. В. Некрасов.</i> Связь волнового потока приливной энергии с рисунком приливной карты . . . . .	81
<i>В. П. Коровин.</i> Исследование влияния загрязненной водной поверхности на интенсивность скорости обмена кислородом . . . . .	88
<i>В. М. Абрамов.</i> О возможности дистанционной индикации нефтяных загрязнений на морской поверхности по спектрам отражения . . . . .	92
<i>В. А. Макаров, А. Б. Мензин, В. И. Водопьянов.</i> Электрическое моделирование изменения динамического режима морской акватории в результате гидротехнического строительства . . . . .	97
<i>Ю. П. Доронин, Л. Н. Карлин, М. Х. Хассан.</i> Расчет термохалинного режима и циркуляции вод в деятельном слое центральной и восточной частей Средиземного моря . . . . .	109
<i>Э. В. Ионов, А. Н. Мичурин.</i> Реакция уровневой поверхности северо-западной части Тихого океана на крупномасштабные возмущения поля атмосферного давления . . . . .	120
<i>Е. М. Новикова.</i> Численная модель трехмерной циркуляции в океане . . . . .	127
<i>И. Н. Русин, А. Э. Святский.</i> О возможности применения метода последовательных приближений к описанию динамики вод на устьевом взморье . . . . .	136
<i>Е. И. Серяков, Е. М. Овчинников, А. И. Бровин.</i> О мезомасштабных колебаниях в потоках тепла, влаги и течений в районе АТЭП-74 . . . . .	141
<i>В. А. Царев.</i> Двухслойная модель циркуляции в галоклине . . . . .	146



УДК 551.46.0

**Один из способов упрощенного вычисления весовых коэффициентов косинусоидального фильтра.** Журбенко У. И. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 3—9.

При сглаживании статистических рядов в океанологии часто используют косинусоидальный фильтр. Расчет его весовых коэффициентов, особенно если велико число ординат, входящих в интервал сглаживания, занимает много времени. В статье рассматривается возможность упрощения расчетов. На основании свойств треугольника, который образуют весовые коэффициенты, вычисления сокращаются более чем в четыре раза и сглаживание статистических рядов сводится к элементарной схеме.

Табл. 2. Библ. 2.

УДК 551.46.656.6

**Эффективность плавания экспедиционных судов при различных гидрометеорологических условиях.** Дремлюг В. В. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 10—19.

Рассматриваются вопросы расчета продолжительности плавания экспедиционного судна при различных гидрометеорологических условиях. Предлагаются формулы для расчета продолжительности свободного плавания и движения экспедиционного судна между станциями, а также времени выполнения собственно гидрологических работ различными типами приборов.

УДК 551.465<sup>4</sup>/<sub>5</sub>+627.223.2

**Об эффективности использования прогностической информации о морских течениях в интересах судовождения.** Беляев Б. Н. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 20—26.

В статье рассматривается эффективность учета прогнозов течения на поверхности моря при счислении пути судна. Показывается, что даже весьма точный прогноз течения при малой дискретности выдачи потребителю прогностической информации (интервал дискретности 4 часа и более) не приводит к существенному увеличению точности счисления пути судна.

Илл. 2. Библ. 1.

УДК 551.400.18

**Применение динамической шкалы отсчета для повышения стабильности измерительных океанологических схем.** Степанюк И. А. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 27—31.

В статье рассмотрен метод повышения стабильности измерительных преобразователей с частотно-модулированным выходным сигналом, заключающийся в использовании двух идентичных по характеристикам RC-генераторов, один из которых является информационным, а второй — опорным, при этом результат преобразования вычисляется как отношение частот обоих генераторов. Анализируется эффективность метода, приводятся экспериментальные результаты.

Табл. 1. Библ. 3.

УДК 551.326.14 и 321.5

**К методике расчета дрейфа льдов.** Сычев В. И., Широков К. П. Междудомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 32—40.

Используя материалы аэрофотосъемки дрейфа льдов и поверхностных течений, в работе сделана попытка установить степень влияния ветра и поверхностных течений на формирование направления дрейфа льдов. Рассмотрено движение одиночной льдины под воздействием ветрового потока и течения. Получено хорошее согласие результатов натуральных наблюдений с теоретическими выводами. Предлагается формула для расчета дрейфа льдов, толщина которых не превышает 60 см.

Илл. 4. Табл. 3. Библ. 8.

УДК 551.468.(268.45)

**Влияние адвекции на формирование поля температуры Баренцева моря.** Карлин Л. Н., Карпова И. П. Междудомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 41—47.

Предложена модификация математической модели, применяемой для прогноза осенне-зимних характеристик гидрологического режима арктических морей, учитывающая гидрологические особенности Баренцева моря. Применяемая модель позволяет по начальному трехмерному полю температуры и солёности, а также метеоданным вычислить термохалинное состояние слоя конвективно-ветрового перемешивания, положение кромки льда, его толщину и результирующие течения. Путем математического моделирования проведена количественная оценка влияния адвекции за счет дрейфовых и градиентно-конвекционных течений на формирование поля температуры воды Баренцева моря.

Илл. 2. Библ. 8.

УДК 551.464.1

**Расчет баланса обмена CO<sub>2</sub> между океаном и атмосферой по акватории Атлантического, Индийского и Тихого океанов.** Ляхин Ю. И., Александров В. П., Пальшин Н. И. Междудомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 48—60.

По средним многолетним гидрохимическим, гидрофизическим и метеорологическим данным, заимствованным из последнего издания Атласа океанов, выполнен расчет скорости обмена CO<sub>2</sub> между океаном и атмосферой для всех 10-градусных трапеций на акватории океанов. Суммирование результатов показало, что Атлантический океан поглощает из атмосферы  $8,34 \cdot 10^9$  т CO<sub>2</sub>/год, для Индийского океана характерна слабая эвазия (выделяет  $0,84 \cdot 10^9$  т CO<sub>2</sub>/год, а Тихий океан выделяет в атмосферу  $2,83 \cdot 10^9$  т CO<sub>2</sub>/год. В целом за год все три океана абсорбируют из атмосферы 32,7% суммарной CO<sub>2</sub>, освобождающейся от сжигания ископаемого топлива.

Табл. 2. Илл. 4. Библ. 24.

УДК 551.465.55

**Влияние термохалинных процессов на циркуляцию в океане.** Кузнецова Л. Н., Тюряков Б. И. Междудомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 61—69.

Представлены результаты исследования, выполненного в рамках линейной модели бароклинного океана для сезонных распределений тепло- и влагообмена на поверхности (на примере Атлантического океана). Выделены источники и стоки крупномасштабной термохалинной циркуляции в океане. Выявлены общие закономерности и структура термохалинной циркуляции. Рассмотрены особенности циркуляции для разных типов граничных условий на поверхности. Получены расчетные поля течений, обусловленные осадками и испарением. Уточнены оценки относительной роли ветровых и термохалинных течений в формировании общей циркуляции в Северной Атлантике.

Илл. 4. Библ. 10.

УДК 551.46.071.551.463.256

**Многолучевость первого рода и пропускная способность гидроакустического канала.** Бухаринцын П. И., Четверкин Е. И. 1978, вып. 65, с. 70—74.

Анализируется пропускная способность с учетом рассеяния звуковой энергии на неоднородностях водной среды без учета отражений от дна и поверхности. Получена математическая модель канала в виде уравнения регрессии первой степени. Расчеты иллюстрируются графиками.

Табл. 2. Илл. 1. Библ. 4.

УДК 551.46 : 62.506.3

**Двухкомпонентный цифровой феррозондовый компас для автономных измерителей течений.** Тимец В. М. Межведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 75—80.

В статье рассмотрен принцип построения цифрового ферро-зондового компаса для автономных измерителей течения. Дан анализ его погрешностей.

Статья рассчитана на океанологов и специалистов, занимающихся разработкой измерителей течения.

Илл. 1. Библ. 10.

УДК 551.465.4/5 + 627.223.2

**Связь волнового потока приливной энергии с рисунком приливной карты.** Некрасов А. В. Межведомственный сборник. 1978, вып. 65, с. 81—87.

Предлагается способ количественной оценки волнового потока приливной энергии по рисунку приливной карты. Приведены соответствующие формулы для случая глубокого моря вблизи экватора. В качестве географического объекта рассмотрено Южно-Китайское море, для которого получена схема циркуляции энергии суточного прилива ( $K_1$ ) в пределах бассейна и приближенно определены потоки энергии через открытые границы. Сделаны оценки диссипативных потерь в Тонкинском и Сиамском заливах, а также потерь, обусловленных действием приливообразующей силы.

Илл. 2. Библ. 5.

УДК 551.400.18

**Исследование влияния загрязненной водной поверхности на интенсивность скорости обмена кислородом.** Коровин В. П. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 88—91.

В настоящей работе приведены результаты исследований интенсивности скорости обмена кислородом между водной поверхностью и атмосферой при наличии на поверхности воды пленки загрязненной смеси различной толщины. В качестве загрязняющей пленки была выбрана смесь отработанного дизельного топлива и машинного масла толщиной 0,2, 0,5 и 1,0 мм. Измерение концентрации кислорода в пробе производилось гальванической ячейкой. Анализ полученных результатов позволил вывести эмпирическую зависимость влияния данной загрязняющей смеси на интенсивность скорости обмена кислородом между водой и атмосферой.

Илл. 2. Библ. 3.

УДК 551.460.18

**О возможности дистанционной индикации нефтяных загрязнений на морской поверхности по спектрам отражения.** Абрамов В. М. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 92—96.

В работе рассмотрены результаты численного моделирования спектров отражения морской поверхности, загрязненной нефтью. Сделан вывод о возможности дистанционной индикации нефтяных загрязнений и определения их интенсивности по форме кривых спектров отражения.

Илл. 1. Библ. 4.

УДК 551.460.18

**Электрическое моделирование изменения динамического режима морской акватории в результате гидротехнического строительства.** Макаров В. А., Мензин А. Б., Водопьянов В. И. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 97—108.

Приводятся результаты электрического моделирования влияния гидротехнического строительства на изменение динамического режима морской акватории. Исследования ведутся применительно к предполагаемому строительству Мезенско-Кулойской ПЭС и удлинению волнозащитного мола в Цемесской бухте. Показываются возможности и действенность аналоговых моделей для решения задач, связанных с воздействием гидротехнических сооружений в прибрежной зоне.

Илл. 6. Библ. 6.

УДК 551.465

**Расчет термохалинного режима в циркуляции вод в деятельном слое центральной и восточной частей Средиземного моря.** Доронин Ю. П., Карлин Л. Н., Хассан Мостафа Хассан. Междуведомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 109—119.

Для изучения гидрологического режима центральной и восточной частей Средиземного моря используется математическое моделирование. Рассчитаны схемы трехмерной циркуляции вод на различных горизонтах и эволюция гидро-

логического режима для деятельного слоя, удовлетворительно согласующиеся с данными наблюдений. Численные эксперименты позволили выявить районы формирования промежуточных водных масс Средиземного моря, зоны поднятия и опускания вод.

Илл. 6. Библ. 6.

УДК 551.465.55

**Реакция уровенной поверхности северо-западной части Тихого океана на крупномасштабные возмущения поля атмосферного давления.** Ионов В. В., Мищури А. Н. Междудомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 120—126.

С помощью линейной гидродинамической модели крупномасштабных возмущений океанологических полей исследуется реакция уровенной поверхности океана на переменное во времени касательное напряжение ветра. Для проверки соответствия принятой модели натурным низкочастотным колебаниям уровня проводится сравнительный анализ статистических оценок вероятностных характеристик: а) наблюдаемых низкочастотных флуктуаций уровня моря и б) полученных в результате численной реализации гидродинамической модели превышений уровня в северо-западной части Тихого океана. Делается вывод о значительной зависимости низкочастотных колебаний уровня моря (периоды 20—12, 8—6, 4—3 суток) от крупномасштабных возмущений поля ветра.

Илл. 3. Библ. 12.

УДК 551.465

**Численная модель трехмерной циркуляции в океане.** Новикова Е. М. Междудомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 127—134.

Разработана численная модель нестационарной трехмерной циркуляции в океане. На верхней границе задается кинематическое условие. В модели выполняются интегральные законы сохранения энергии и массы (с определенной степенью точности). При создании конечно-разностной схемы использовались «энергетические» нормы. Задача решалась методом прогонки с расщеплением на основном временном слое на четыре подслоя. Проведен расчет на модельной области. Для оценки устойчивости вычислительной процедуры и физической реакции системы на возмущение рассчитывалась полная энергия. Численный эксперимент дал физически правдоподобные результаты.

Илл. 1. Библ. 7.

УДК 551.468.5 : 532.525.5

**О возможности применения метода последовательных приближений к описанию динамики вод на устьевом взморье.** Русин И. Н., Святский А. З. Междудомственный сборник, 1978, вып. 65, с. 136—140.

При расчете течений, возникающих на устьевых взморьях вследствие вытекания речных потоков, основную сложность представляет нахождение точки, в которой речная струя отрывается от дна. Причиной отрыва может быть не только увеличение гидростатического давления по потоку, происходящего за счет большей плотности морской воды, но и чисто геометрические свойства эстуария (увеличение уклона дна, расширение русла). В статье предлагается способ модификации метода последовательных приближений, предложенного М. Е. Швецом для расчета точки отрыва потока в пограничном слое, применительно к течениям в каналах. Показано, как определить точку отрыва по полученным уравнениям.

Библ. 4.

УДК 551.465.55

**О мезомасштабных колебаниях в потоках тепла, влаги и течений в районе АТЭП-74.** Серяков Е. И., Овчинников Е. М., Бровин А. И. Междугосударственный сборник, 1978, вып. 65, с. 141—145.

По данным международной экспедиции «ТРОПЭКС-74» произведен расчет турбулентных потоков тепла и влаги с поверхности океана в районе экватора. Приводятся результаты спектрального анализа суммарного турбулентного потока тепла и влаги, а также модуля скорости течения на приповерхностных горизонтах 10, 15 и 25 м. Полученные спектры имеют периодические составляющие. Так, в спектрах турбулентного потока тепла и влаги наблюдаются составляющие с периодами 7, 14—16, 38 и 60 часов, а в спектре модуля скорости течения обнаружены 12- и 60 часовые составляющие. На основании проведенного исследования сделана попытка объяснить характер и причины периодических составляющих этих спектров.

Илл. 4. Библ. 7.

УДК 551.465.55

**Двухслойная модель циркуляции в галоклине.** Царев В. А., Междугосударственный сборник, 1978, вып. 65, с. 146—149.

Предлагается модель галоклина в речном эстуарии. Эстуарий рассматривается в виде широкого канала постоянной глубины. Толщина переходной зоны между пресной и соленой водами считается пренебрежимо малой. Полагается, что циркуляция в галоклине обусловлена равновесием сил трения и горизонтального градиента давления. Последний связывается с наклоном верхней границы галоклина. По известным речному стоку, толщине галоклина на морской границе и разности плотности соленой и пресной вод модель позволяет определить скорости течения в зоне распространения галоклина, а также его профиль и длину.

Илл. 2. Библ. 1.

Vertical line on the left side of the page.