

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

МЕЖВЕДОМСТВЕННЫЙ СБОРНИК

ВЫПУСК 72

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОСВОЕНИЕ
МИРОВОГО ОКЕАНА

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
имени М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД
1980

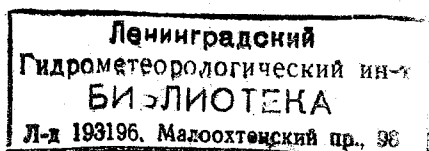
Одобрено Ученым советом Ленинградского гидрометеорологического института

В сборнике освещаются результаты исследований по проблеме «Исследование и освоение Мирового океана», проведенных сотрудниками ЛГМИ, ЛВИМУ им. С. О. Макарова и других организаций.

342090

Редакционная коллегия:

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



(С) Ленинградский гидрометеорологический институт, 1980 г.

ЛИНЕАРИЗАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ С ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫМ ВЫХОДНЫМ СИГНАЛОМ

В автоматизированных океанологических устройствах чаще всего необходима линейная зависимость между значением выходного сигнала измерительного преобразователя и входной гидрофизической величиной. При такой зависимости может быть довольно просто реализовано строго однозначное соответствие между числовым значением выходного сигнала и значением измеряемой величины, что позволяет исключить столь трудоемкий процесс, как первичную обработку результатов измерений, т. е. получение истинных значений по тарировочной характеристике.

Из существующих типов измерительных преобразователей широкое распространение в океанологических конструкторских разработках получили преобразователи с частотно-модулированным выходным сигналом. Их применение обусловлено рядом достоинств, достаточно подробно рассмотренных в литературе, например в работе [4].

В устройствах для измерения температуры морской воды в качестве преобразователей часто применяются РС-генераторы, в частотно-задающую цепь которых включен чувствительный элемент — полупроводниковый терморезистор. Измерительная характеристика таких преобразователей, т. е. $f(t)$ — зависимость частоты от температуры, принципиально нелинейна.

Известен ряд способов линеаризации измерительных характеристик, рассмотренных, например, в работах [2, 3, 4], которые дают возможность выполнить линеаризацию в узком диапазоне значений с некоторым приближением, зависящим, как правило, от ширины диапазона. В работе [3] для линеаризации характеристик полупроводниковых терморезисторов предлагается использование свойств двухполюсников, содержащих терморезистор и один или несколько постоянных резисторов. При этом исходная экспоненциальная характеристика терморезистора преобразуется в кривую,

имеющую точку перегиба. В области точки перегиба кривая с некоторым приближением аппроксимируется прямой линией.

Способ разработан применительно к измерительным преобразователям температуры с амплитудно-модулированным выходным сигналом (в виде делителя напряжения, моста постоянного тока и т. д.), но может быть использован по своему прямому назначению в преобразователях с частотно-модулированным выходным сигналом, например в измерительных RC-генераторах, если у них зависимость частоты от проводимости получена линейной с достаточно хорошим приближением (либо аналогичная зависимость от сопротивления). В этом случае в задающую цепь RC-генератора в качестве чувствительного элемента (R) включают не терморезистор, а термозависимый двухполюсник, содержащий терморезистор и постоянные резисторы, причем номиналы постоянных резисторов выбирают таким образом, чтобы температурная характеристика двухполюсника (например, $\gamma(t)$ при линейной зависимости $f(\gamma)$, где γ — проводимость, t — температура, f — частота) представляла собой кривую с точкой перегиба в середине диапазона измерений. При этих условиях результирующая зависимость $f(t)$ с приближением, зависящим от ширины диапазона, может быть аппроксимирована прямой линией. Выбор аппроксимирующей прямой несложен и производится в соответствии с условием минимальной ошибки нелинейности, т. е. так же, как и при линеаризации характеристики преобразователей с АМ-выходным сигналом [3].

Основной недостаток рассмотренного способа заключается в значительном уменьшении чувствительности линеаризованного преобразователя (термозависимого двухполюсника) по сравнению с чувствительностью нелинеаризованного (полупроводникового терморезистора). Например, простейшим двухполюсником, используемым для линеаризации характеристики $\gamma(t)$, является двухполюсник, состоящий из последовательно соединенных полупроводникового терморезистора R_t и постоянного резистора R_1 . Проводимость такого двухполюсника будет определяться выражением

$$\gamma_{\text{дв}} = \frac{\gamma_1 \gamma_m}{\gamma_1 + \gamma_m},$$

где

$$\gamma_1 = \frac{1}{R_1}, \quad \gamma_m = \frac{1}{R_t},$$

а температурная чувствительность

$$\frac{1}{\gamma_{\text{дв}}} \frac{d\gamma_{\text{дв}}}{dt} = \frac{\gamma_1}{\gamma_m (\gamma_1 + \gamma_m)} \frac{d\gamma_m}{dt}. \quad (1)$$

Поскольку обеспечение условий перегиба характеристики $\gamma_{\text{дв}}(t)$ в середине диапазона измерений может быть выполнено, если [3]

$$\gamma_1 = \frac{B - 2T_{\pi}}{B + 2T_{\pi}} \gamma_{m\pi},$$

где B — постоянная терморезистора, K , T_{π} — значение температуры в середине диапазона, K , $\gamma_{m\pi}$ — значение проводимости терморезистора в середине диапазона, ом^{-1} , то, очевидно, для средних значений $B \approx 2500 K$ и при реальном $T_{\pi} = 283 K$

$$\gamma_1 \approx 0,6 \gamma_{m\pi}. \quad (2)$$

Тогда чувствительность линеаризованного преобразователя может быть оценена путем подстановки выражения (2) в соотношение (1):

$$\frac{1}{\gamma_{\text{дв}}} \frac{d\gamma_{\text{дв}}}{dt} \approx 0,4 \frac{1}{\gamma_m} \frac{d\gamma_m}{dt}.$$

Применение более сложных двухполюсников, естественно, еще больше уменьшает чувствительность преобразователя.

В работах [2, 4] описано несколько способов, нашедших применение в преобразователях с ЧМ-выходным сигналом. На наш взгляд, наиболее интересным из них является дифференциальный, разработанный применительно к преобразователям со струнными чувствительными элементами.

Поскольку связь между собственной частотой колебаний струны и ее натяжением может быть определена в виде

$$f = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{F}{ml}},$$

где F — сила натяжения, m — масса струны, l — длина струны, то, очевидно, для дифференциального преобразователя будет справедливо соотношение

$$f_{\pi} - f_o = \frac{F_{\pi} m_o l_o - F_o m_{\pi} l_{\pi}}{4 m_{\pi} l_{\pi} m_o l_o (f_{\pi} + f_o)}, \quad (3)$$

где индексы «и» и «о» относятся к информационному («и») и опорному («о») генераторам.

Основным условием линейности характеристики (3) является постоянство суммы $(f_{\pi} + f_o)$. Таким образом, линеаризация может быть осуществлена только в том случае, если зависимости F_{π} и F_o от измеряемой величины (например, от давления) противоположны по знаку. В связи с этим рассмотренный вариант способа имеет весьма ограниченное применение.

Однако в общем случае, когда заимствуется лишь основной принцип дифференциального способа — использование двух нели-

нейных ЧМ-преобразователей, — линеаризация, вероятно, может быть осуществлена для более широкого класса измерительных устройств.

Рассмотрим возможность линеаризации дифференциальным способом измерительных характеристик ЧМ-преобразователей температуры с полупроводниковыми терморезисторами в качестве чувствительных элементов. Будем считать, что зависимость частоты генератора от проводимости элемента в частотно-задающей цепи может быть аппроксимирована выражением

$$f = f_1 [1 + k(\gamma - \gamma_1)],$$

где γ_1 — проводимость элемента в начальной точке диапазона измерений, $k = \frac{1}{f} \frac{df}{d\gamma}$ — чувствительность преобразования; для упрощения примем $k = \text{const}$.

Тогда результат преобразования $N(t)$ рассматриваемого дифференциального устройства будет вычисляться в соответствии с выражением

$$N(t) = f_{n1} [1 + k_n (\gamma_n - \gamma_{n1})] - f_{o1} [1 + k_o (\gamma_o - \gamma_{o1})]. \quad (4)$$

Здесь индексы «и» и «о», как и ранее, относятся к информационному («и») и опорному («о») генераторам.

Очевидно, линейность $N(t)$ может быть обеспечена только при условии

$$f_{n1} k_n \frac{d^2 \gamma_n}{dt^2} = f_{o1} k_o \frac{d^2 \gamma_o}{dt^2}, \quad (5)$$

Естественно, любые вариации f и k при полной идентичности характеристик γ_n и γ_o не дают практически реализуемого решения, поскольку в таком случае N становится равным const . Тогда для выполнения условия (5) необходимо, чтобы

$$\gamma_o = \frac{f_{n1} k_n}{f_{o1} k_o} \gamma_n + C_1 t + C_2, \quad (6)$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования.

Если требуемую линейную зависимость представить в виде

$$N(t) = N_o + \beta(t - t_1), \quad (6)$$

где β — постоянный коэффициент, t_1 — значение температуры в начальной точке диапазона измерений, N_o — значение $N(t)$ при $t = t_1$, то

$$\begin{aligned} C_1 &= -\frac{\beta}{f_{o1} k_o}, \\ C_2 &= \frac{f_{n1} - f_{o1} - N_o + k_o f_{o1} \gamma_{o1} - k_n f_{n1} \gamma_{n1} + \beta t_1}{k_o f_{o1}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Поскольку, как это следует из выражений (4) и (7),

$$N_o = f_{n1} - f_{o1},$$

выражение для C_2 упрощается

$$C_2 = \frac{\beta t_1 + k_o f_{o1} \gamma_{o1} - k_n f_{n1} \gamma_{n1}}{k_o f_{o1}}. \quad (9)$$

Оценим технические возможности синтеза характеристики вида (6). Найдем выражения для температурной чувствительности кривой γ_o и для ее кривизны L_o .

Температурная чувствительность

$$\frac{1}{\gamma_o} \frac{d\gamma_o}{dt} = \frac{\frac{1}{\gamma_n} \frac{d\gamma_n}{dt} - \frac{\beta}{k_n f_{n1} \gamma_n}}{1 - \frac{\beta(t-t_1)}{k_n f_{n1} \gamma_n} - \frac{\gamma_{n1}}{\gamma_n} + \frac{k_o f_{o1} \gamma_{o1}}{k_n f_{n1} \gamma_n}}. \quad (10)$$

При идентичности генераторов, т. е. когда $k_n f_{n1} = k_o f_{o1}$, и условии, когда $\gamma_{o1} = \gamma_{n1}$, с учетом того, что

$$\frac{1}{\gamma_n} \frac{d\gamma_n}{dt} = \frac{B_n}{T^2}, \quad (11)$$

где B_n — постоянная терморезистора в информационном генераторе, T — абсолютная температура, получим

$$\frac{1}{\gamma_o} \frac{d\gamma_o}{dt} = \frac{B_n - \frac{\beta T^2}{k_n f_{n1} \gamma_n}}{T^2 \left[1 - \frac{\beta(t-t_1)}{k_n f_{n1} \gamma_n} \right]}. \quad (12)$$

Кривизна L_o , как известно, может быть определена по формуле

$$L_o = \frac{\left| \frac{d^2 \gamma_o}{dt^2} \right|}{\left[1 + \left(\frac{d\gamma_o}{dt} \right)^2 \right]^{3/2}}. \quad (13)$$

Определив выражения для $\frac{d\gamma_o}{dt}$, $\frac{d^2 \gamma_o}{dt^2}$ и подставив их в формулу (13), с учетом соотношения (11) и того, что

$$\frac{d^2 \gamma_n}{dt^2} = \frac{B_n \gamma_n (B_n - 2T)}{T^4}, \quad (14)$$

получим при прежнем условии идентичности генераторов

$$L_o = \frac{B_n \gamma_n (B_n - 2T)}{T^4 \left[1 + \left(\frac{B_n}{T^2} \gamma_n - \frac{\beta}{k_o f_{o1}} \right)^2 \right]^{3/2}}. \quad (15)$$

Поскольку кривизна температурной характеристики полупроводникового терморезистора

$$L_n = \frac{B_n \gamma_n (B_n - 2T)}{T^4 \left[1 + \frac{B_n^2}{T^4} \gamma_n^2 \right]^{3/2}},$$

то

$$L_o = L_n \left[\frac{1 + \frac{B_n^2}{T^4} \gamma_n^2}{1 + \left(\frac{B_n}{T^2} \gamma_n - \frac{\beta}{k_o f_{o1}} \right)^2} \right]^{3/2}. \quad (16)$$

Анализ выражений (12) и (16) позволяет установить следующее.

1. При аппроксимации характеристики вида (6) экспонентой

$$\gamma_o = \gamma_{o0} \exp \left[-\frac{B_o}{T} \right] \quad (17)$$

в соответствии с выражением (12) можно отметить, что B_o существенно переменна в диапазоне измерений, причем в начальной точке диапазона ($t=t_1$ меньше B_n на величину $\frac{\beta T_1^2}{k_n f_{n1} \gamma_{n1}}$ и возрастает с увеличением температуры.

2. Кривизна кривой γ_o во всех точках диапазона приближенно равна крутизне характеристики полупроводникового терморезистора в информационном генераторе, поскольку величины

$$\frac{B_n^2}{T^4} \gamma_n^2 \text{ и } \left(\frac{B_n}{T^2} \gamma_n - \frac{\beta}{k_o f_{o1}} \right)^2$$

для реальных значений B_n , T , β , $k_o f_{o1}$ и γ_n имеют порядок 10^{-8} и менее.

Оценим изменения чувствительности и кривизны, когда к полупроводниковому терморезистору подсоединяют постоянные резисторы.

В случае последовательного соединения проводимость двухполюсника будет определяться выражением (1), а температурная чувствительность при существенном смещении точки перегиба в об-

ласть температур, превышающих верхнее значение в рабочем диапазоне измерений (очевидно, только такой вариант практически реализуем для рассматриваемого случая), и при использовании величин

$$B_{q1} = T^2 \frac{1}{\gamma_{q1}} \frac{d\gamma_{q1}}{dT},$$

$$B_T = T^2 \frac{1}{\gamma_T} \frac{d\gamma_T}{dT}$$

может быть выражена формулой

$$B_{q1} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma_T}{\gamma_1}} B_T, \quad (18)$$

где индекс « g_1 » относится к двухполюснику, « T » — к терморезистору.

В соответствии с этим значение B_{g1} при последовательном соединении меньше значения B_T в начальной точке диапазона измерений и *уменьшается* с ростом температуры.

Кривизна характеристики двухполюсника при последовательном соединении

$$L_{d1} = \frac{\gamma_1^2 \left[\frac{B_T \gamma_T (B_T - 2T)}{T^4} - \frac{2B_T^2 \gamma_T^2}{T^4 (\gamma_1 + \gamma_T)} \right]}{(\gamma_1 + \gamma_T)^2 \left[1 + \frac{\gamma_1^4 B_T^2 \gamma_T^2}{T^4 (\gamma_1 + \gamma_T)^4} \right]^{3/2}}.$$

Поскольку величины квадратов первых производных γ_{d1} и γ_T имеют порядок 10^{-8} и менее, то, очевидно,

$$L_{d1} = \frac{\gamma_1^2}{(\gamma_1 + \gamma_T)^2} \left[L_T - \frac{2B_T^2 \gamma_T^2}{T^4 (\gamma_1 + \gamma_T)} \right]. \quad (19)$$

Таким образом, кривизна характеристики двухполюсника при последовательном соединении значительно уменьшается по сравнению с кривизной характеристики терморезистора.

При параллельном соединении полупроводникового терморезистора и постоянного резистора

$$\gamma_{T2} = \gamma_T + \gamma_1. \quad (19a)$$

Температурная чувствительность, полученная так же, как и в предыдущем случае,

$$B_{\lambda 2} = \frac{1}{1 + \frac{\gamma_1}{\gamma_T}} B_T,$$

т. е. значение $B_{\lambda 2}$ меньше B_T в начальной точке диапазона измерений и *увеличивается* с ростом температуры.

Кривизна $L_{\lambda 2}$, очевидно, совпадает с кривизной L_T , поскольку первые и вторые производные величин $\gamma_{\lambda 2}$ и γ_T соответственно равны между собой.

Основываясь на одинаковом характере изменчивости величин B и L у двухполюсника с параллельным соединением терморезистора и постоянного резистора и у требуемого термозависимого элемента в опорном генераторе с характеристикой вида (6), можно сделать вывод, что синтез характеристики вида (6) принципиально возможен. Причем, если ставятся условия идентичности генераторов ($k_{\Pi} f_{\Pi 1} = k_0 f_{01}$) и равенства значений γ_{01} и $\gamma_{\Pi 1}$, например, при измерении температуры в диапазоне $0 \div 20^\circ \text{C}$, когда желательно иметь $N_0 = 0$, в синтезируемом двухполюснике необходимо применять терморезистор, значительно отличающийся по параметрам от терморезистора в информационном генераторе.

Последовательное подсоединение постоянного резистора при синтезе двухполюсника, очевидно, может применяться только для коррекции характеристики, получаемой при параллельном соединении.

Определим расчетные формулы для синтезируемого двухполюсника (параллельное соединение терморезистора и постоянного резистора).

Очевидно, полной идентичности синтезируемой и требуемой характеристик добиться невозможно. Будем считать достаточно хорошим приближением к идентичности совпадение значений характеристик в трех точках рабочего диапазона измерений, т. е.

$$\begin{cases} \gamma_{\lambda 2} \Big|_{t=t_1} = \gamma_0 \Big|_{t=t_1}, \\ \gamma_{\lambda 2} \Big|_{t=t_n} = \gamma_0 \Big|_{t=t_n}, \\ \gamma_{\lambda 2} \Big|_{t=t_2} = \gamma_0 \Big|_{t=t_2}. \end{cases}$$

В соответствии с поставленными условиями получим систему уравнений

$$\begin{aligned} \gamma_{T1} + \frac{1}{R_1} &= \gamma_{01}, \\ \gamma_{Tn} + \frac{1}{R_1} &= \frac{f_{\Pi 1} k_{\Pi}}{f_{01} k_0} \gamma_{\Pi n} - \frac{\beta(t_n - t_1)}{f_{01} k_0} + \frac{k_0 f_{01} \gamma_{01} - k_{\Pi} f_{\Pi 1} \gamma_{\Pi 1} + \beta t_1}{f_{01} k_0}, \\ \gamma_{T2} + \frac{1}{R_1} &= \frac{f_{\Pi 1} k_{\Pi}}{f_{01} k_0} \gamma_{\Pi 2} - \frac{\beta(t_2 - t_1)}{f_{01} k_0} + \frac{k_0 f_{01} \gamma_{01} - k_{\Pi} f_{\Pi 1} \gamma_{\Pi 1} - \beta t_1}{f_{01} k_0}. \end{aligned} \quad (20)$$

где $t_n = \frac{t_1 + t_2}{2}$.

Здесь неизвестными являются величины γ_{T1} , γ_{Tn} , γ_{T2} и R_1 . Между γ_{T1} , γ_{Tn} и γ_{T2} с помощью основного уравнения терморезистора можно установить следующие соотношения:

$$\begin{cases} \gamma_{Tn} = \gamma_{T1} \exp \left[B_T \left(\frac{T_n - T_1}{T_1 - T_n} \right) \right], \\ \gamma_{T2} = \gamma_{T1} \exp \left[B_m \left(\frac{T_2 - T_1}{T_1 T_2} \right) \right], \end{cases} \quad (21)$$

где B_m — постоянная терморезистора.

Из соотношений (21) найдем

$$\gamma_{mn} = \gamma_{m1} \left(\frac{\gamma_{m2}}{\gamma_{m1}} \right)^{\frac{(T_n - T_1) T_2}{(T_2 - T_1) T_n}} \quad (22)$$

Тогда система (20) сводится к трем простым уравнениям с тремя неизвестными. Путем несложных преобразований находим

$$\gamma_{T1} \frac{T_1}{2T_n} (\gamma_{T1} + \Theta - \gamma_{01}) \frac{T_2}{2T_n} - \gamma_{T1} = \psi - \gamma_{01}, \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} \psi &= \frac{f_{n1} k_n}{f_{01} k_0} \gamma_{nn} - \frac{\beta (t_n - t_1)}{f_{01} k_0} + \frac{k_0 f_{01} \gamma_{01} - k_n f_{n1} \gamma_{n1} + \beta t_1}{f_{01} k_0}, \\ \Theta &= \frac{f_{n1} k_n}{f_{01} k_0} \gamma_{nn2} - \frac{\beta (t_2 - t_1)}{f_{01} k_0} + \frac{k_0 f_{01} \gamma_{01} - k_n f_{n1} \gamma_{n1} + \beta t_1}{f_{01} k_0}. \end{aligned}$$

Уравнение (23), очевидно, может быть решено только приближенно (численно, графически и т. д.). Для наших целей воспользуемся тем, что отношения T_1/T_n и T_2/T_n в рабочем диапазоне измерений температуры морской воды, например $273 \div 293$ К, близки к единице. Тогда

$$\begin{aligned} \gamma_{T1} &\approx \frac{(\psi - \gamma_{01})^2}{(\Theta - \gamma_{01}) - 2(\psi - \gamma_{01})}, \\ \gamma_{T2} &\approx \frac{(\psi - \gamma_{01})^2}{(\Theta - \gamma_{01}) - 2(\psi - \gamma_{01})} + \Theta - \gamma_{01}, \\ R_1 &= \frac{1}{\gamma_{01} - \gamma_T}. \end{aligned}$$

Расчеты для реального случая, когда применяются два полностью идентичных генератора и значения γ_{01} и γ_{11} равны между собой, приведены в табл. 1. Линейная зависимость $f(\gamma)$ получена экспериментальным путем.

Значение γ_{11} при $T=283$ К рассчитано двумя способами: с помощью системы уравнений (21) — $\gamma_m=3,71 \cdot 10^{-6}$; с помощью соотношения (22) и с использованием приближения $T_2/T_n \approx 1 - \gamma_m = 3,67 \cdot 10^{-6}$. Это позволяет оценить ошибку нелинейности, возникающую из-за использованных при решении приближений

$$\frac{T_1}{T_n} \approx \frac{T_2}{T_n} \approx 1.$$

ТК	γ_n Ом ⁻¹	f_n Гц	γ_0 Ом ⁻¹	γ_T Ом ⁻¹	γ_{q2} Ом ⁻¹	f_0 Гц	$N(t)$
273	$8,00 \cdot 10^{-6}$	21160	$8,00 \cdot 10^{-6}$	$2,57 \cdot 10^{-6}$	$8,00 \cdot 10^{-6}$	21160	0
283	$10,40 \cdot 10^{-6}$	24818	$9,10 \cdot 10^{-6}$	$\frac{3,67 \cdot 10^{-6}}{3,71 \cdot 10^{-6}}$	$\frac{9,10 \cdot 10^{-6}}{9,14 \cdot 10^{-6}}$	22837	1981
293	$13,28 \cdot 10^{-6}$	29200	$10,67 \cdot 10^{-6}$	$5,24 \cdot 10^{-6}$	$10,67 \cdot 10^{-6}$	25320	3970
$f_{11} k_n = f_{01} k_0 = 1524,3 \cdot 10^6$			$V_n = 2027$ К		$\beta = 200$ Гц/град		β_n ст=198,5

Ошибка достигает величины около 1,5%. Из-за погрешности расчетов полученное значение $\beta_{ист}$ отклоняется от заданного на 0,7%.

При практической реализации способа, естественно, должны также появляться ошибки из-за неточного подбора требуемых в соответствии с расчетом значений элементов двухполюсника.

Ошибки расчета и ошибки подбора вызывают необходимость индивидуальной подстройки двухполюсника после макетирования.

Вопросы подстройки терморезисторов для получения требуемой характеристики γ_T достаточно подробно рассмотрены Кагановым [1].

Важным достоинством дифференциального способа линеаризации по сравнению со способом, предложенным в работе [3], является возможность получения результирующей чувствительности, близкой к чувствительности нелинеаризованного преобразователя. Покажем это для рассмотренного выше случая, когда в опорном генераторе применен простейший двухполюсник — параллельно соединенные терморезистор и постоянный резистор.

В соответствии с выражениями (4), (7) и (19а)

$$\beta = \frac{k_0 f_{01}}{T - T_1} \left(\gamma_{n1} e^{\frac{B_n}{T_1} \frac{T - T_1}{T}} - \gamma_1 - \gamma_T e^{\frac{B_T}{T_1} \frac{T - T_1}{T}} \right) \quad (24)$$

при $k_0 f_{01} = k_n f_{n1}$, $\gamma_{n1} = \gamma_{01}$.

Разложим в выражении (24) каждую экспоненту в степенной ряд. Ограничившись квадратичными членами разложения, можно записать

$$\beta = \frac{k_0 f_{01}}{T - T_1} \left[\gamma_{n1} + \frac{B_n \gamma_{n1} (T - T_1)}{T_1 T} + \frac{B_n^2 \gamma_{n1} (T - T_1)^2}{2 T_1^2 T^2} - \gamma_1 - \gamma_T - \frac{B_T \gamma_T (T - T_1)}{T_1 T} - \frac{B_T^2 \gamma_T (T - T_1)^2}{2 T_1^2 T^2} \right]. \quad (25)$$

Так как поставлено условие $\gamma_{n1} = \gamma_{01}$, то $\gamma_{n1} = \gamma_1 + \gamma_T$ и выражение (25) принимает вид

$$\beta = k_0 f_{01} \left[\frac{B_n \gamma_{n1}}{T_1 T} + \frac{B_n^2 \gamma_{n1} (T - T_1)}{2 T_1^2 T^2} - \frac{B_T \gamma_T}{T_1 T} - \frac{B_T^2 \gamma_T (T - T_1)}{2 T_1^2 T^2} \right]. \quad (26)$$

Вследствие того, что на выражение (26) наложено условие (7), то для оценки величины β примем $T = T_1$. В соответствии с этим получим

$$\beta = k_0 f_{01} \left[\left. \frac{d\gamma_n}{dt} \right|_{T=T_1} - \left. \frac{d\gamma_T}{dt} \right|_{T=T_1} \right].$$

Таким образом, значение β (наклон характеристики $N(t)$) пропорционально разности наклонов касательных в точке $T = T_1$ к кривым $\gamma_n(t)$ и $\gamma_T(t)$. Поскольку существующие технические возможности позволяют получить

$$\left. \frac{d\gamma_T}{dt} \right|_{T=T_1} \ll \left. \frac{d\gamma_n}{dt} \right|_{T=T_1},$$

то чувствительность линеаризованного преобразователя близка к чувствительности нелинеаризованного в начальной точке рабочего диапазона измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Каганов М. А. Методы компенсации различий температурных характеристик полупроводниковых термосопротивлений. Материалы пятой научно-технической конференции по новым геофизическим и гидрометеорологическим методам и приборам. Л., 1964, с. 78—79.
2. Милохин Н. Т. Частотные датчики систем автоконтроля и управления. М., 1968, 128 с.
3. Нечаев Г. К. Полупроводниковые термосопротивления в автоматике. Киев, 1962, 250 с.
4. Новицкий П. В., Кнорринг В. Г., Гутников В. С. Цифровые приборы с частотными датчиками. Л., 1970, 424 с.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРОТКОПЕРИОДНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ТОЛЩИНЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ ОКЕАНА

Из анализа типичной временной изменчивости толщины h и температуры Θ квазиоднородного слоя в некоторой точке океана следует, что мгновенные значения этих параметров можно представить в следующем виде:

$$h(t) = \bar{h}(t) + h'(t); \quad \Theta(t) = \bar{\Theta}(t) + \Theta'(t), \quad (1)$$

где $\bar{h}(t)$ и $\bar{\Theta}(t)$ — длиннопериодные, медленно меняющиеся во времени составляющие, а $h'(t)$ и $\Theta'(t)$ — короткопериодные флуктуации, носящие случайный характер.

В данной работе приводятся оценки дисперсий и автокорреляционных функций короткопериодных флуктуаций толщины и температуры квазиоднородного слоя, рассчитанные по данным наблюдений на станции погоды «*Пара*» в 1956 г. [5]. Полученные статистические характеристики короткопериодных флуктуаций h' и Θ' могут быть использованы при решении ряда задач.

Задача 1. Определение ошибок расчета мгновенных значений $h(t)$ и $\Theta(t)$ при безошибочном (идеальном) моделировании длиннопериодных составляющих $\bar{h}(t)$ и $\bar{\Theta}(t)$.

Известно, что имеющиеся в настоящее время модели деятельного слоя океана обычно используются для расчета составляющих $\bar{h}(t)$ и $\bar{\Theta}(t)$, под которыми понимаются осредненные по некоторому интервалу времени толщина и температура квазиоднородного слоя. Вместе с тем ничто не мешает в принципе применять эти модели для расчета мгновенных значений $h(t)$ и $\Theta(t)$. Очевидно, что в этом случае даже при абсолютно точном моделировании составляющих $\bar{h}(t)$ и $\bar{\Theta}(t)$ появится ошибка, обусловленная наличием короткопериодных флуктуаций. Нетрудно понять, что дисперсия ошибки, вызванной неучетом случайной составляющей, в точности равна дисперсии короткопериодных флуктуаций $D[h']$ и $D[\Theta']$. Таким об-

разом, оценка дисперсий $\tilde{D}[h']$ и $\tilde{D}[\Theta']$ позволяет охарактеризовать ожидаемую ошибку прогноза мгновенных значений $h(t)$ и $\Theta(t)$ при использовании моделей, очень хорошо воспроизводящих эволюцию осредненных составляющих $\bar{h}(t)$ и $\bar{\Theta}(t)$.

Задача 2. Сравнение ошибок реального моделирования осредненных составляющих $\bar{h}(t)$ и $\bar{\Theta}(t)$ с дисперсиями короткопериодных флуктуаций.

В общем случае моделирование осредненных составляющих $\bar{h}(t)$ и $\bar{\Theta}(t)$ производится с некоторыми ошибками, которые могут зачастую рассматриваться как случайные и характеризоваться своими дисперсиями $D[\varepsilon(h)]$, $D[\varepsilon(\bar{\Theta})]$, где

$$\varepsilon(\bar{h}) = \bar{h}_{\text{факт}} - \bar{h}_{\text{расч}}; \quad \varepsilon(\bar{\Theta}) = \bar{\Theta}_{\text{факт}} - \bar{\Theta}_{\text{расч}}. \quad (2)$$

В случае независимости источников ошибок дисперсии суммарных ошибок прогноза мгновенных значений $h(t)$ и $\Theta(t)$ будут представлять собой суммы:

$$D[\varepsilon(h)] = D[\varepsilon(\bar{h})] + D[h']; \quad D[\varepsilon(\Theta)] = D[\varepsilon(\bar{\Theta})] + D[\Theta'], \quad (3)$$

где $\varepsilon(h)$ и $\varepsilon(\Theta)$ — ошибки расчета мгновенных значений.

Сравнение оценок дисперсий $\tilde{D}[\varepsilon(\bar{h})]$ и $\tilde{D}[h']$, $\tilde{D}[\varepsilon(\bar{\Theta})]$ и $\tilde{D}[\Theta']$ позволило бы сделать вывод о необходимости дальнейшего совершенствования «осредненных» моделей или о необходимости создания моделей короткопериодной изменчивости $h'(t)$ и $\Theta'(t)$.

Задача 3. Совершенствование методов прогноза мгновенных значений $h(t)$ и $\Theta(t)$ путем дополнения «осредненных» моделей поправкой, рассчитанной по методу оптимальной линейной экстраполяции.

При решении этой задачи по известной ошибке прогноза в некоторый момент времени t_0 и корреляционной функции ошибки (корреляционной функции флуктуаций $h'(t)$ и $\Theta'(t)$) дается прогноз ошибки на момент времени $t_0 + \tau$ методом оптимальной линейной экстраполяции (см., например, работу [1]).

Для получения оценок дисперсий и автокорреляционных функций в этой работе использовались данные батитермографных наблюдений над температурой, выполненных на станции погоды «Рара» [5]. Поскольку на приведенных в работе [5] батитермограммах квазиоднородный слой обычно был выражен достаточно хорошо, то удалось получить мгновенные значения $h(t)$ и $\Theta(t)$.

Батитермографные наблюдения на станции погоды «Рара» проводились два раза в сутки — в 02 и 17 ч по гринвичскому времени. Однако в исследуемом ряду имеются пропуски. Поэтому в качестве исходного временного ряда приняты значения $h(t)$ и $\Theta(t)$, изме-

ренные в 02 ч по гринвичскому времени. Так как и полученный ряд содержал пропуски, то недостающие данные получались либо с помощью линейной интерполяции по двум соседним значениям, либо брались данные за 17 ч этих же суток. Предварительный анализ данных по температуре показал, что такое восстановление пропущенных значений не должно сильно сказаться на полученных статистических характеристиках. В то же время величина $h(t)$ обладает достаточно большой изменчивостью на малых промежутках времени, поэтому возможны некоторые искажения статистических характеристик h' , что необходимо учитывать при анализе полученных результатов. Данные за декабрь отличаются весьма большим количеством пропусков, поэтому при расчетах они не принимались во внимание. Таким образом, использованный объем данных по температуре и толщине квазиоднородного слоя составляет по 335 значений при интервале дискретности $\Delta t = 1$ сутки.

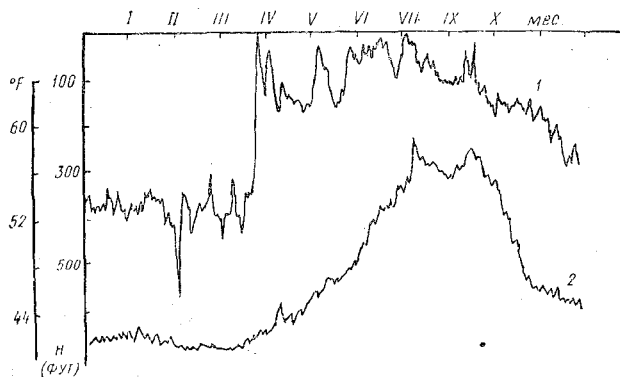


Рис. 1. Временная изменчивость толщины и температуры квазиоднородного слоя: 1 — толщина, 2 — температура

Исходные временные ряды представлены на рис. 1, причем значения h даны в футах, а величины Θ — в градусах Фаренгейта.

Перейдем к описанию методики разделения временной изменчивости толщины и температуры квазиоднородного слоя на осредненную и флуктуационную составляющие. Примем, как обычно, что длиннопериодная составляющая может быть определена путем текущего осреднения по времени мгновенных значений [3]:

$$\bar{x}(t) = \frac{\Delta t}{T} \sum_{m=-T/2\Delta t}^{m=+T/2\Delta t} x(t+m), \quad (4)$$

где T — период осреднения, Δt — интервал дискретности, t — текущее дискретное время, m — дискретная переменная суммирования, x — толщина или температура квазиоднородного слоя.

Тогда флуктуационная часть изменчивости может быть определена как разность между мгновенными и осредненными значениями.

Период осреднения в формуле (4) может быть выбран произвольно, исходя из тех или иных соображений. В данном случае принималось T равным 5, 10 и 30 суткам.

Очевидно, что объем данных, получаемый при каждом конкретном T , будет определяться следующим соотношением:

$$N = 335 - T/\Delta t. \quad (5)$$

На рис. 2 представлены значения $\bar{h}_5(t)$ и $\bar{h}_{30}(t)$, $\bar{\Theta}_5(t)$ и $\bar{\Theta}_{30}(t)$, где индекс обозначает величину периода осреднения в сутках.

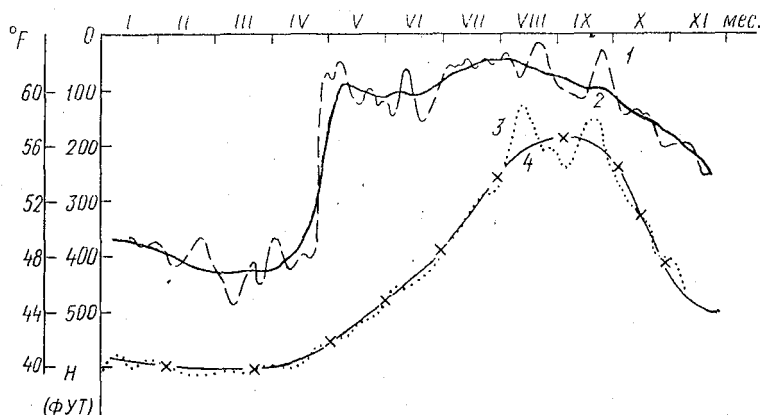


Рис. 2. Временная изменчивость толщины и температуры квазиоднородного слоя после текущего осреднения: 1 — $\bar{h}_5(t)$, 2 — $\bar{h}_{30}(t)$, 3 — $\bar{\Theta}_5(t)$, 4 — $\bar{\Theta}_{30}(t)$

Из рис. 2 видно, что кривая, соответствующая функции $\bar{\Theta}_5(t)$, обладает достаточной гладкостью и незначительно отличается по виду от кривой $\bar{\Theta}_{30}(t)$. Однако кривая $\bar{h}_5(t)$ еще содержит короткопериодные флуктуации значительной мощности, в то время как кривая $\bar{h}_{30}(t)$ имеет уже достаточно плавный вид.

При визуальном анализе оказалось, что все полученные флуктуации толщины и температуры квазиоднородного слоя можно считать стационарными в широком смысле случайными функциями, поэтому их статистические характеристики рассчитывались по формулам:

$$\tilde{D}[x'] = \frac{1}{N-1} \sum_{t=1}^N [x'(t)]^2; \quad (6)$$

$$\tilde{K}_{x' x'}(\tau) = \frac{1}{\tilde{D}[x'] \cdot (N-1)} \sum_{t=1}^{N-\tau} x'(t) \cdot x'(t+\tau), \quad (7)$$

где N — число членов исследуемого ряда, τ — временной сдвиг, буквы с тильдой обозначают оценки величин. Автокорреляционные функции рассчитывались до временного сдвига $\tau_{max} = N/10$, где N определяется формулой (5).

Рассчитанные значения оценок дисперсий и среднеквадратичных отклонений $\tilde{\sigma}$ при различных периодах осреднения приведены в табл. 1. Для удобства все рассчитанные характеристики переведены в привычную систему единиц: градусы Цельсия и метры.

Таблица 1

Оценки статистических характеристик короткопериодных флуктуаций толщины и температуры квазиоднородного слоя

Период осреднения	$\tilde{D} [\theta'],$ (°C) ²	$\tilde{\sigma} (\theta'),$ (°C)	$\tilde{D} [h'],$ (м ²)	$\tilde{\sigma} [h'],$ (м)
5	0,0283	0,17	306,25	17,5
10	0,0529	0,23	420,25	20,5
30	0,1296	0,36	686,44	26,2

Полученные величины оценок дисперсий и среднеквадратичных отклонений позволяют сделать предварительные количественные выводы относительно задачи 1. Если использовать известное в теории вероятностей правило «трех сигм», то можно сказать, что даже при абсолютно точном моделировании осредненных составляющих величины ошибок прогноза мгновенных значений за счет неучета короткопериодных флуктуаций могут достигать $\pm (0,51-1,08)^\circ\text{C}$ для температуры и $\pm (52,5-78,6)$ м для толщины квазиоднородного слоя в зависимости от периода осреднения.

Представляют определенный интерес и количественные результаты задачи 2. Для этого использовались оценки дисперсий ошибок моделирования осредненных составляющих, рассчитанных для модели Калацкого [2]. Данные по дисперсиям и среднеквадратичным отклонениям ошибок моделирования осредненных по 30 суткам составляющих $\bar{h}(t)$ и $\bar{\theta}(t)$ приведены в табл. 2.

Оценки дисперсий ошибок моделирования толщины и температуры квазиоднородного слоя, осредненных по 30 суткам

$\tilde{D} [\varepsilon (\bar{\Theta})]$ (°C) ²	$\tilde{\sigma} [\varepsilon (\bar{\Theta})]$, (°C)	$\tilde{D} [\varepsilon (\bar{h})]$, (м ²)	$\tilde{\sigma} [\varepsilon (\bar{h})]$, (м)
2,25	1,5	76,5	8,7

Следует отметить, что оценки, приведенные в табл. 2, могут рассматриваться лишь как очень грубые, так как они получены по малому объему данных.

Подставляя оценки ошибок из табл. 2 в формулы (3), получим, что дисперсии общих ошибок расчета мгновенных значений толщины и температуры квазиоднородного слоя для модели Калацкого составят:

$$\tilde{D}[\varepsilon(h)] = 762,9 \text{ м}^2; \tilde{D}[\varepsilon(\Theta)] = 2,38 \text{ (°C)}^2,$$

среднеквадратичные отклонения в этом случае составят:

$$\tilde{\sigma}[\varepsilon(h)] = 27,6 \text{ м}; \tilde{\sigma}[\varepsilon(\Theta)] = 1,54^\circ \text{ C}.$$

Из приведенных результатов следует, что для существенного повышения точности расчетов мгновенных значений толщины квазиоднородного слоя необходимо создание модели, позволяющей описать короткопериодные флуктуации, в то время как при расчетах температуры целесообразно исследовать возможность дальнейшего усовершенствования именно «осредненных» моделей.

На рис. 3 и 4 приведены рассчитанные автокорреляционные функции для короткопериодных флуктуаций $h'(t)$ и $\Theta'(t)$. На этих рисунках кривые 1 описывают функции $h'_{15}(t)$ и $\Theta'_{15}(t)$, кривые 2 — $h'_{10}(t)$ и $\Theta'_{10}(t)$, кривые 3 — $h'_{30}(t)$ и $\Theta'_{30}(t)$ соответственно.

По виду автокорреляционных функций можно предположить, что независимо от периода осреднения флуктуации $h'(t)$ и $\Theta'(t)$ представляют собой недифференцируемые случайные процессы [4], вследствие чего их изменчивость должна проявляться в виде довольно резких скачков во времени. Из рис. 1 видно, что это предположение оправдывается. Исходя из вида корреляционных функций и предполагаемого характера случайных процессов можно предложить аппроксимирующие выражения для автокорреляционных функций в следующем виде:

$$K_{h' h'}(\tau) = D[h'] \cdot e^{-\alpha_1 |\tau|} \cdot \cos \beta_1 \tau, \quad (8)$$

$$K_{\Theta' \Theta'}(\tau) = D[\Theta'] \cdot e^{-\alpha_2 |\tau|} \cdot \cos \beta_2 \tau, \quad (9)$$

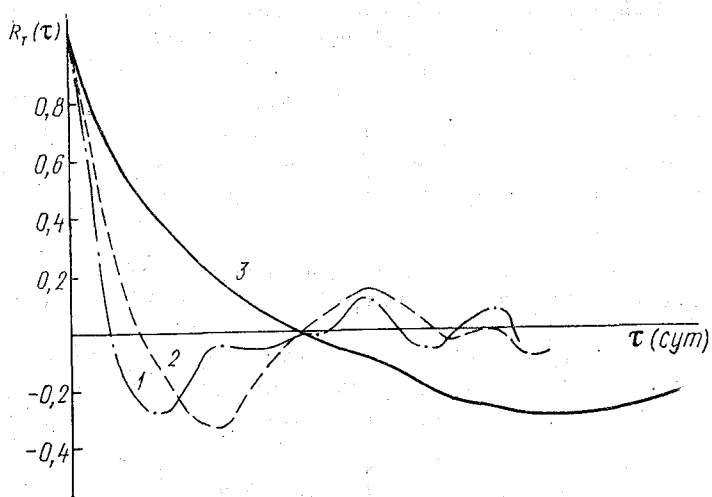


Рис. 3. Автокорреляционные функции короткопериодных флуктуаций толщины квазигомогенного слоя (обозначения в тексте)

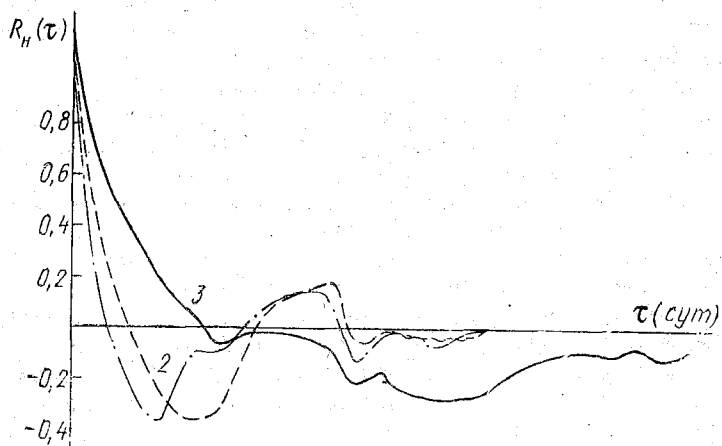


Рис. 4. Автокорреляционные функции короткопериодных флуктуаций температуры квазигомогенного слоя (обозначения в тексте).

где величины α_1 и α_2 , β_1 и β_2 зависят от периода осреднения T . Из рис. 3 и 4 видно, что $\alpha_1 \approx \alpha_2$, $\beta_1 \approx \beta_2$ при всех значениях T .

Следует отметить, что корреляционная связь как для $h'(t)$, так и для $\Theta'(t)$ быстро убывает со временем, что не позволяет эффективно использовать методы линейной оптимальной экстраполяции для уменьшения ошибок расчета мгновенных значений $h(t)$ и $\Theta(t)$ при больших интервалах заблаговременности.

Выводы

1. Короткопериодные флуктуации $h'(t)$ и $\Theta'(t)$ могут рассматриваться как случайные процессы с автокорреляционными функциями вида (8), (9).

2. Короткопериодные флуктуации толщины квазиоднородного слоя обладают значительной мощностью и играют важную роль во временной изменчивости толщины квазиоднородного слоя, особенно в летнее время.

3. Короткопериодные флуктуации температуры квазиоднородного слоя обладают малой мощностью по сравнению с сезонным ходом температуры этого слоя.

4. Для повышения точности расчета мгновенных значений $h(t)$ необходимо создание моделей, описывающих короткопериодные флуктуации толщины квазиоднородного слоя.

5. Для повышения точности расчета мгновенных значений $\Theta(t)$ целесообразно продолжить работы по дальнейшему совершенствованию «осредненных» моделей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гандин Л. С. Объективный анализ метеорологических полей. Л., 1963. 287 с.
2. Калацкий В. И. Двухслойная модель расчета толщины изотермического слоя в океане. — «Метеорология и гидрология», 1973, № 11, с. 60—67.
3. Озмидов Р. В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М., 1968, 195 с.
4. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. М., 1968. 463 с.
5. Data Record. Ocean Weather Station "Papa" 1956. Pacific Oceanogr. Group, Nanaimo, B. C., July, 1957. 157 p.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В СЕЗОННОМ ТЕРМОКЛИНЕ ПО ДАННЫМ КОРАБЛЯ ПОГОДЫ «М»

Распределение температуры воды по вертикали в верхнем слое моря определяет его тепловое состояние, которое в значительной мере обуславливает динамику вод, взаимодействие с атмосферой, биологическую продуктивность вод. При корректном учете в теоретических моделях основных факторов, формирующих тепловой режим верхнего слоя моря, приходится сталкиваться с большими трудностями, связанными с определением ряда параметров, рассчитать которые с необходимой точностью пока еще невозможно (коэффициенты турбулентного обмена, числа Стентона, Дальтона, коэффициент касательного трения ветра и др.). Это приводит к широкому использованию статистических методов, учитывающих основные закономерности изменчивости изучаемого процесса. Один из таких методов — параметрическое описание профилей температуры воды в деятельном слое океана — предложен в работах [4, 7]. В дальнейшем предпринимались попытки использовать этот метод для описания вертикальных профилей температуры, солёности и плотности морской воды в верхнем слое океана [2, 9]. В настоящей работе изложены результаты применения параметрического описания вертикального профиля температуры воды для тёплой половины года к наблюдениям на корабле погоды «М» (66° с. ш., 2° в. д.) [11].

Существуют общие закономерности в распределении температуры воды по вертикали в тёплый сезон. Верхний слой океана, в котором наблюдается изменение температуры с годовым периодом, как правило, характеризуется следующими элементами: поверхностным квазигомогенным слоем, слоем скачка, в котором градиенты температуры, солёности и плотности максимальны, и сезонным термоклином (халоклином, пикноклином), в котором вертикальные градиенты с глубиной уменьшаются, а на нижней границе его практически отсутствует правильный годовой ход рассматриваемых характеристик. В холодную половину года в уме-

ренных и высоких широтах слой скачка и сезонный термоклин разрушаются конвективным перемешиванием, которое обычно достигает нижней границы термоклина. Исходя из вышесказанного, для описания вертикального профиля температуры воды были приняты следующие безразмерные переменные:

$$\Theta = \frac{T_0(t) - T(z_1t)}{T_0(t) - T_H}, \quad \eta = \frac{z - h(t)}{H - h(t)}, \quad (1)$$

где z — вертикальная координата, направленная вниз; t — время; h — глубина нижней границы верхнего квазизотермического слоя; H — глубина нижней границы сезонного термоклина; T_0 — температура, равная поверхностной и принимаемая неизменной от $z=0$ до $z=h$; T_H — температура воды на нижней границе сезонного термоклина, принимаемая неизменной.

Такое описание основано на гипотезе о том, что безразмерный профиль температуры $\Theta(z, t)$ зависит только от безразмерной координаты η . Эта автомодельность температурного профиля подтверждена экспериментальными данными [7]. Таким образом, температуру воды на любом горизонте в слое сезонного термоклина в любой момент времени можно определить, зная поверхностную температуру и толщину однородного слоя. Кроме того, для нахождения зависимости $\Theta = \Theta(\eta)$ и задания постоянных параметров H и T_H необходимы материалы наблюдений над вертикальным распределением температуры в течение длительного времени. Наиболее подходящими для этой цели являются материалы глубоководных наблюдений, выполненные на кораблях погоды (к. п.). Для выбора параметров H и T_H были проанализированы изменения годовой амплитуды температуры с глубиной и глубины проникновения конвективного перемешивания по данным к. п. «М» за 11 лет [1]. В соответствии с проделанным анализом [1] зависимости $\Theta = \Theta(\eta)$ отыскивались для двух слоев: слоя 0—150 м, нижняя граница которого определена как глубина расположения верхнего минимума годовой амплитуды температуры воды; слоя 0—300 м, нижняя граница которого соответствует глубине проникновения конвективного перемешивания.

В работе использованы материалы наблюдений на к. п. «М» за 11 лет (1949—1953, 1955, 1957, 1959, 1961, 1962, 1965 гг.) [11]. Из всего имеющегося ряда наблюдений с 1949 по 1968 г. на протяжении девяти лет наблюдения велись только по шесть месяцев, поэтому эти годы не вошли в обработку для нахождения зависимости $\Theta = \Theta(\eta)$. Гидрологические материалы за 1967 г., в котором был проведен полный годовой цикл глубоководных наблюдений над температурой воды, были оставлены для проверки полученного аппроксимационного выражения на независимом материале.

Следующим этапом работы явился выбор вида зависимости $\Theta = \Theta(\eta)$. В работе [7] для к. п. «Р» и «Т» эти зависимости представлены в виде полинома четвертой степени и степенной, а в работах [2, 4] использован метод Пальгаузена. Нами были проверены все три вида зависимости для слоя $h - 150$ м.

Прежде всего отыскивалась степенная зависимость вида

$$\Theta = a\eta^b.$$

Искомые параметры « a » и « b » определялись методом средних. Этот метод наиболее прост, а точность его незначительно меньше точности решения, найденного по методу наименьших квадратов. В результате получено для слоя от h до 150 м

$$\Theta = 1,31 \eta^{0,85}. \quad (2)$$

Аппроксимационную кривую можно представить в виде полинома четвертой степени.

$$\Theta = a_0 + a_1\eta + a_2\eta^2 + a_3\eta^3 + a_4\eta^4. \quad (3)$$

При расчете коэффициентов полинома способом наименьших квадратов получена следующая зависимость

$$\Theta = 5,048 \eta - 11,627 \eta^2 + 0,196 \eta^3 + 13,950 \eta^4. \quad (4)$$

Используя метод Пальгаузена, значения коэффициентов можно найти из следующих граничных условий:

$$z=h \quad \eta=0, \quad \Theta(0)=0, \quad \Theta'''(0)=0; \quad (5)$$

$$z=H \quad \eta=1, \quad \Theta(1)=1, \quad \Theta'(1)=\Gamma, \quad \Theta''(1)=0, \quad (6)$$

где Γ — градиент температуры в сезонном термоклизе.

С учетом граничных условий (5) — (6) общий вид зависимости (3) следующий:

$$\Theta = \eta[1 + (1 - \Gamma)(5/3 - 2\eta + 1/3\eta^3)]. \quad (7)$$

При подстановке среднего для всего исходного одиннадцатилетнего ряда значения градиента температуры зависимость (7) принимает следующий вид:

$$\Theta = 1,625 \eta - 1,95 \eta^2 + 0,325 \eta^4. \quad (8)$$

Оценка результатов расчета проведена согласно наставлению [8]. Среднее квадратичное отклонение для всего ряда σ оказалось равным $1,2^\circ$, поэтому допустимая погрешность равна $0,674 \sigma = 0,8^\circ$. В таблице приведены результаты проверки расчетов температуры воды по формулам (2), (4), (8). Переход от безразмерной температуры Θ к измеренной проведен с помощью выражения, полученного из зависимости (1):

$$T_z = T_0 - \Theta(T_0 - T_H). \quad (9)$$

Оценка результатов расчетов вертикального распределения температуры воды, проведенных по зависимостям (2, 4, 8)

№ зависимости	2	4	8
Общее число случаев	213	213	213
Оправдалось			
число случаев	184	153	109
процентов	86	71	51

Как видно из таблицы, плохие результаты дает зависимость (8). Возможно, что одной из причин явился выбор среднего градиента температуры воды в термоклине для всего расчетного периода. Однако значения этого градиента существенно меняются на протяжении года. В пределах одного сезона изменчивость его менее значительна. На этом основании были получены зависимости, аппроксимирующие вертикальный профиль температуры воды в отдельные месяцы или сезоны.

В мае средний градиент в термоклине оказался очень малым ($0,005^\circ \text{C/м}$), так как толщина квазизотермического слоя в отдельные годы составляла $h=150 \text{ м}$. Поэтому для мая вертикальный профиль температуры воды рассчитывался по зависимости $T_z = T_0 - 0,01 z$ без предварительного нахождения η и Θ .

Выбор величины $0,01$ связан с критерием, на основании которого определялся слой h . Квазизотермическим считался слой, в котором изменение температуры по вертикали не превышало $0,01^\circ \text{C/м}$.

Для июня $\Theta = 1,0235 \eta - 0,0282 \eta^2 + 0,0047 \eta^4$.

Для июля — августа — сентября

$$\Theta = 0,75 \eta + 0,3 \eta^2 - 0,05 \eta^4. \quad (10)$$

Для октября $\Theta = 1,263 \eta - 0,316 \eta^2 + 0,053 \eta^4$.

Использование зависимостей (10) увеличило оправдываемость расчетов до 77%.

Поскольку наилучший результат получен при использовании зависимости (2) (см. таблицу), был проведен анализ оправдываемости расчета температуры воды для каждого месяца и горизонта. Наименьшая оправдываемость (75% и 79%) оказалась соответственно в августе и сентябре, т. е. в период гидрологического лета и наиболее развитого слоя скачка температуры. В остальные месяцы оправдываемость составила 89—95%. При оценке результатов расчета вертикального распределения температуры воды на отдельных горизонтах найдено, что минимум оправдываемости приурочен также к характерной глубине залегания слоя скачка (78%) с увеличением к граничным горизонтам до 85—100%. Таким обра-

30 м, в слое от h до 150 м оправдываемость на отдельных горизонтах и в разные месяцы нигде не снижается ниже 75 %.

Аналогичные расчеты были проведены для слоя от h до 300 м по степенной зависимости

$$\Theta = 0,1786 \eta^{0,6678}. \quad (11)$$

Значение среднего квадратичного отклонения для этого слоя составило $1,5^\circ$, а $0,674 \sigma = 1^\circ$. При расчете по зависимости (11) из 364 случаев оправдалось 315, т. е. 87 %. При оценке результатов расчетов вертикального распределения температуры в различные месяцы получено, что наименьшие значения оправдываемости характерны для августа и сентября (72 и 82 % соответственно), в остальные месяцы 83—99 %. Оценка результатов расчета на отдельных горизонтах в слое от h до 300 м привела также к выводу о том, что минимум оправдываемости характерен для слоя скачка

температуры (80—81 %) с увеличением ее к граничным горизонтам до 83—100 %.

Сравнение результатов расчетов по зависимостям (2) и (11) с материалами глубоководных гидрологических наблюдений, проведенных в 1967 г., показало следующее:

для слоя от h до 150 м оправдываемость составила 90 %; для слоя от h до 300 м — 97 %.

На рис. 1 и 2 представлены вертикальные профили температуры воды в июне и сентябре 1967 г. Наибольшая абсолютная ошибка в 1967 г. составляла $1,2^\circ$ (август, горизонт 50 м).

В холодный период года конвективное перемешивание приводит к выравниванию температуры воды по вертикали в пределах всего рассмотренного слоя [10], поэтому использование данной модели становится нецелесообразным.

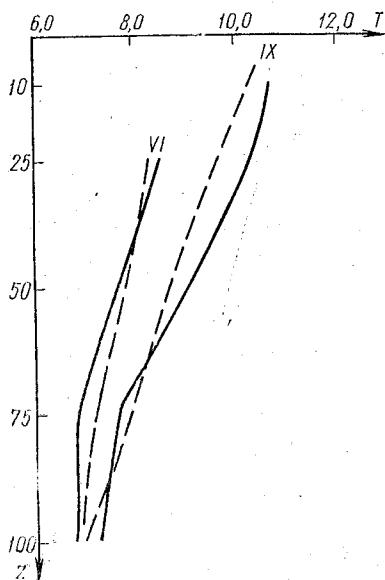


Рис. 1. Вертикальные профили температуры воды в июне и сентябре 1967 г. (к. п. «М», слой от h до 150 м).

— фактическая температура, ———— рассчитанная температура по зависимости (2)

Проведенные оценки показали, что полученные зависимости позволяют вполне удовлетворительно описать средний месячный вертикальный профиль температуры воды в деятельном слое моря при заданных значениях глубины деятельного слоя и температуры на этой глубине (принимаемых неизменными), а также температуры на поверхности и толщины квазиизотермического слоя.

Использование этих зависимостей представляется целесообразным в следующих случаях.

Во-первых, для восстановления отсутствующих глубоководных наблюдений в те годы, когда к. п. «М» имел перерывы в глубоководных наблюдениях на протяжении полугода. Толщину квазиизотермического слоя в этом случае можно рассчитать по одной из многочисленных зависимостей, приведенных, например, в работах [3, 5, 6].

Во-вторых, имея прогноз поверхностной температуры воды и скорости ветра, этот способ позволит прогнозировать вертикальный профиль температуры воды в сезонном термоклине.

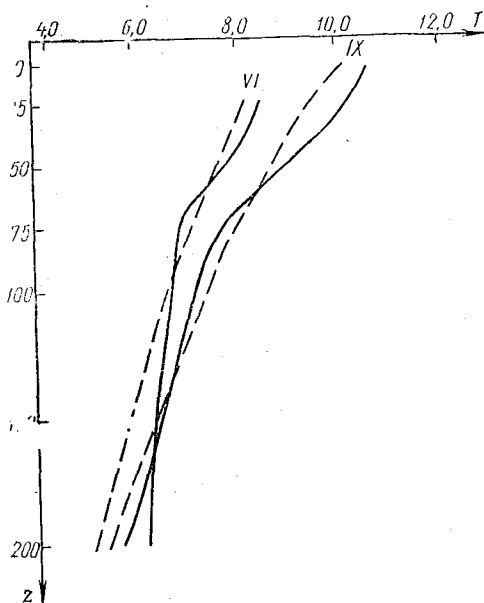


Рис. 2. Вертикальные профили температуры воды в июне и сентябре 1967 г. (к. п. «М», слой от h до 300 м).

— фактическая температура, ———— рассчитанная температура по зависимости (11)

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин Ю. П., Карпова И. П. Изменчивость нижней границы деятельного слоя океана. — «Изв. ВГО», т. 109, № 1, 1977, с. 32—36.
2. Егоров К. Л., Лайхтман Д. Л., Радикевич В. М. Взаимодействие пограничных слоев атмосферы и океана по данным «ТРОПЭКС-72» — В кн.: Результаты метеорологических исследований по международной программе «ТРОПЭКС», М., 1975, с. 336—341.
3. Калацкий В. И. Расчет глубины залегания верхней границы сезонного термоклина в океане. — «Труды ГМЦ СССР», вып. 60, 1972, с. 62—66.

4. Китайгородский С. А., Миropolьский Ю. З. К теории деятельного слоя открытого океана. — «Изв. АН СССР, ФАО», т. VIII, № 2, 1970, с. 177—188.

5. Краус Е., Тернер Дж. Одномерная модель сезонного термоклина. I, II. В кн.: Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане. Л., 1971, с. 26—58.

6. Ламанов В. И. К вопросу о расчете температуры воды деятельного слоя моря. Экспресс-информация, ВНИИГМИ-МЦД, Обнинск, вып. 1/16, 1972, с. 12—23.

7. Миropolьский Ю. З., Филюшкин Б. Н., Чернышков П. П. О параметрическом описании профилей температуры в деятельном слое океана. — «Океанология», т. X, вып. 6, 1970, с. 1101—1107.

8. Наставление по службе прогнозов. Раздел 3, часть 3, 1975. 135 с.

9. Нестеров Е. С., Калацкий В. И. Параметризация вертикального профиля температуры воды в деятельном слое Северной Атлантики — «Труды ГМЦ СССР», вып. 161, 1975, с. 35—39.

10. Пальмер Хелланд. Изменение температуры и солёности в верхних слоях на океанской станции погоды «М» (66° с. ш., 2° в. д.). Перевод № 406, ГМЦ СССР, 1968, с. 19.

11. Mosby H. Oceanographic table from Weather Ship station M (66° N, 2° E). 1948—1958, Bergen, 1963, p. 113; 1959—1963, Bergen, 1968, p. 48; 1964—1968, Bergen, 1971, p. 110.

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ КОМПЛЕКСИРОВАНИЯ МЕТОДОВ МОРСКИХ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОГНОЗОВ

Как известно, прогнозирование одного и того же океанологического элемента различными методами с использованием одной и той же исходной информации дает в общем случае несовпадающие результаты. Объединение этих результатов в один текст прогноза не может быть достигнуто без наложения дополнительных, достаточно произвольных условий. Поэтому весьма актуальным является комплексирование различных методов прогнозирования с тем, чтобы их совместное применение приводило сразу к единственному тексту прогноза, причем к более точному, чем прогноз каждого из комплекслируемых методов в отдельности [3].

Рассмотрим возможный путь решения подобной задачи в случае, когда комплексный метод прогноза является объединением двух методов. Один может быть основан на использовании любых физических, математических и других закономерностей, а второй метод реализует хорошо известную идею линейной экстраполяции стационарных случайных функций (см., например, работу [8]), часто именуемую — особенно в гидрометеорологических приложениях — оптимальной экстраполяцией [4]. Первый из названных методов ниже будем называть опорным. Предположим, что в течение достаточно длительного промежутка времени T с помощью опорного метода выполнялось прогнозирование элемента $X(t)$, в результате чего был получен ряд его прогностических значений $\tilde{x}(t)$. Сравнение этих значений с фактическими величинами $x(t)$, относящимися к соответствующим моментам t , дает ряд чисел, каждое из которых определяет ошибку опорного прогноза:

$$\Delta x(t) = \tilde{x}(t) - x(t). \quad (1)$$

Рассматривая соотношения (1) как значения стационарной в широком смысле случайной последовательности, получим обычным путем оценки ее числовых характеристик — математического ожидания Δx , дисперсии $\sigma_{\Delta x}^2$ и корреляционной функции $K_{\Delta x}(\tau)$. Без

ограничения в общности можно положить, что $\Delta \bar{x} = 0$, если это не так, то опорному прогнозу свойственна систематическая ошибка, которая может быть исключена. Располагая указанными оценками, будем, начиная с момента $t=T$, прогнозировать методом оптимальной экстраполяции величину

$$\Delta \tilde{x}(t+\Theta) = F[\Delta x(t), \Delta x(t-\eta), \Delta x(t-2\eta), \dots]. \quad (2)$$

Здесь Θ — заблаговременность опорного прогноза, η — интервал времени между моментами задачи опорных прогнозов (во многих случаях $\eta = \Theta$, однако в общем случае $\eta \neq \Theta$), F — линейная функция, конкретный вид которой однозначно определяется характером и параметрами корреляционной функции $K_{\Delta x}(\tau)$ [8]. Производя расчеты по формуле (2) в каждый момент t , когда становится известным истинное значение $X(t)$, соответствующее сроку последнего прогноза, мы тем самым будем получать величину поправки к тексту следующего опорного прогноза. Итак, окончательный текст прогноза будет определяться соотношением

$$\tilde{x}(t+\Theta) = \tilde{x}_{\text{оп}}(t+\Theta) + \Delta \tilde{x}(t+\Theta), \quad (3)$$

где $\tilde{x}_{\text{оп}}(t+\Theta)$ — текст опорного прогноза.

Описанный способ комплексирования двух методов прогноза, впервые указанный в работе [1], обладает рядом положительных свойств, к числу которых относятся следующие: а) применение способа не может ухудшить точности опорного прогнозирования, что вытекает из известных общих свойств метода оптимальной экстраполяции; б) способ реализует ту же информацию о «прошлом» элемента $X(t)$, что и метод оптимальной экстраполяции, в связи с чем точность его по крайней мере не ниже, чем точность оптимальной экстраполяции, примененной непосредственно к самому элементу $X(t)$; в) применение метода оптимальной экстраполяции к ошибке опорного прогноза, а не к самому элементу $X(t)$, приводит в более благоприятных условиях, поскольку в этом случае разумно ожидать уменьшения влияния нестационарности, в той или иной мере присущей любому реальному физическому процессу. Объясняется это тем, что опорный прогноз, как правило, устраняет — частично или полностью — влияние нестационарных факторов (например, тренда, вызываемого суточным ходом, сезонностью и т. д.), в связи с чем последовательность значений $\Delta x(t)$ будет лучше в общем случае удовлетворять условиям стационарности, чем сам элемент $X(t)$. В частности, можно ожидать, что применение рассматриваемого способа окажется возможным и тогда, когда оптимальная экстраполяция самого элемента $X(t)$ невозможна из-за существенной нестационарности последнего; г) способ может быть применен при любом методе опорного прогноза любой заблаговременности.

Последнее не означает, что применение способа во всех случаях рационально. Он не может повысить точность окончательного прогноза в том случае, если опорное прогнозирование выполняется методом оптимальной экстраполяции самого элемента $X(t)$ по всему его «прошлому»: последовательность значений $\Delta x(t)$ будет в этом случае некоррелированной (однако при пользовании только части «прошлого» элемента способ приведет к выигрышу в точности, поскольку в этом случае он оказывается вариантом фильтра Калмана [6]). В остальных случаях использование способа приводит к повышению точности прогноза по сравнению с точностью опорного метода и точностью оптимальной экстраполяции самого элемента $X(t)$, хотя априори невозможно утверждать, насколько в конкретном случае такое повышение точности будет существенным. Действительно, величина выигрыша, т. е. эффективность способа, будет зависеть как от свойств опорного метода прогноза, так и от статистической структуры элемента $X(t)$. Если, например, опорный метод прогноза таков, что в значительной мере «выбирает» корреляцию, т. е. линейную часть статистической связи между отстоящими друг от друга на интервал Θ значениями $X(t)$, то применение способа не может привести к существенному выигрышу. В противоположном случае эффективность способа может быть значительной.

Легко видеть, что необходимым условием применимости способа является однозначность опорного метода прогноза в том смысле, что его текст должен представлять собой единственное значение прогнозируемого элемента, отнесенное к определенному моменту времени. Между тем некоторая часть методов гидрологического прогнозирования носит неоднозначный характер, например волнение и сплоченность льда. Выход из положения при использовании подобных методов прогноза в качестве опорных состоит в предварительном приведении их текстов в однозначный вид. Это может быть достигнуто, если каждому возможному тексту прогноза сопоставить единственное число, например условное математическое ожидание элемента, оценка которого находится из того же ряда наблюдений, используемого для оценки вероятностных характеристик, либо простое среднее значение прогнозируемого диапазона и т. п. Причем указанное число следует приписать определенной точке соответствующего временного промежутка, например его середине или концу. Полученные таким образом данные могут быть использованы и для обратного перевода окончательного прогноза, найденного по формуле (3), в исходную неоднозначную форму, если в этом возникнет необходимость. Ясно, что подобные преобразования в какой-то мере ухудшают точность окончательного прогнозирования, в связи с чем при обсуждении вопроса о практическом использовании рассматриваемого способа применительно к конкретному опорному методу прогноза целесообразно опробовать

вать различные варианты установления соответствия между неоднозначными текстами и соответствующими числами.

Проиллюстрируем возможность описанного способа на трех реальных примерах, из которых два относятся к случаю морского гидрологического прогнозирования. Третий пример относится к метеорологии и приводится здесь в качестве подтверждения возможности применения способа не только к прогнозированию океанологических, но и любых гидрометеорологических элементов.

1. Прогноз среднемесячных значений уровня Каспийского моря

В качестве опорного используется метод, применяемый в Гидрометцентре (ГМЦ) СССР [5, 7]. Метод основан на использовании уравнения регрессии, полученном в результате изучения водного баланса моря, где основным является материковый сток и испарение. Уровень прогнозируется в сантиметрах относительно нуля Бакинского футштока. Заблаговременность прогноза один месяц. Форма прогноза однозначная. Для получения оценок вероятностных характеристик ошибки опорного прогноза использовались ряды из $n=120$ пар прогностических и соответствующих им фактических значений в двух пунктах: в Баку и форту Шевченко (табл. 1 и 2 соответственно). В этих таблицах приведены величины указан-

Таблица 1

Статистические характеристики ряда ошибок прогнозов уровня в Баку

№ п/п	n	$\overline{\Delta x}$	σ^2	$K(0)$	$K(20)$	$K(30)$	$K(40)$
1	84	0,03	15,92	0,18	0,05	0,19	0,06
2	96	-0,06	15,78	0,13	0,06	0,16	0,04
3	108	0,16	16,71	0,22	0,12	0,20	0,11
4	120	0,28	16,41	0,24	0,13	0,20	0,10
$\delta=2\% (7\%)$							

Таблица 2

Статистические характеристики ряда ошибок прогнозов уровня на станции Форт Шевченко

№ п/п	n	$\overline{\Delta x}$	σ^2	$K(0)$	$K(20)$	$K(30)$	$K(40)$
1	84	0,15	23,25	0,62	0,38	0,15	0,15
2	96	0,11	22,27	0,62	0,39	0,14	0,12
3	108	0,19	22,39	0,64	0,40	0,17	0,14
4	120	0,02	21,20	0,63	0,38	0,14	0,12
$\delta=22\% (23\%)$							

ных оценок, рассчитанных по фрагментам каждого ряда и по ряду в целом. Это сделано для проверки стационарности оценок. Как видно из таблиц, близость соответствующих величин свидетельствует о хорошем выполнении условий стационарности, причем математическое ожидание последовательности значений $\Delta x(t)$ может считаться нулевым.

Значения корреляционной функции при различных Θ таковы, что упомянутая последовательность в обоих случаях может рассматриваться как марковская. Это обуславливает вид функции F в соотношении (2), поскольку в данном случае имеет смысл учитывать лишь последнее известное значение $x(t)$ («одноточечная» экстраполяция). Экстраполяционная формула (2) и соотношение для расчета среднего квадрата ошибки экстраполяции в данном случае имеют вид [8]:

$$\tilde{\Delta x}(t+\Theta) = K_{\Delta x}(\Theta) \Delta x(t), \quad (4)$$

$$\tilde{\sigma}_s^2(\Theta) = \sigma^2 [1 - K_{\Delta x}(\Theta)]. \quad (5)$$

Удобным показателем эффективности способа является величина

$$\delta = \frac{\sigma - \sigma_s}{\sigma} \cdot 100\%, \quad (6)$$

определяющая среднеквадратичный выигрыш в точности, достигаемый за счет комплексирования. Эта величина вычислялась как с использованием значения σ_s^2 , согласно (5) (теоретическая оценка), так и с использованием значения σ_s^2 , полученного путем нахождения значения $\Delta x(t)$ из сопоставления результатов пробного прогнозирования рассматриваемым способом с фактическими данными (эмпирическая оценка). Пробное прогнозирование выполнялось по независимому материалу, включавшему 36 пар соответствующих величин, не использованных для нахождения оценок вероятностных характеристик последовательности $\Delta x(t)$. Как следует из рассмотрения показанных в табл. 1 и 2 величин δ , их теоретические и эмпирические значения (последнее указано в скобках) находятся в согласии и свидетельствуют о том, что применение рассматриваемых способов для прогноза уровня моря в форту Шевченко приводит к значительному эффекту, в то время как их применение для Баку не влечет за собой существенного выигрыша.

2. Прогноз температуры воды на стандартных разрезах Баренцева моря

В качестве опорного используется метод, разработанный в ЛГМИ [2]. Среднемесячные значения температуры воды на стандартных разрезах Баренцева моря в слое 0—200 м прогнозировались в ЛГМИ динамико-статистическим методом до 1976 г. Сейчас такие прогнозы по запросам рыбной промышленности даются в ПИНРО. Их заблаговременность — один месяц. В рядах имеются разрывы, вызванные отсутствием прогнозов в некоторые зимние месяцы. Исходные данные представляют собой прогнозируемые и истинные значения температуры на разрезах за период 1971—1975 гг. Форма прогноза однозначная. Результаты расчета приведены в табл. 3.

Таблица 3

Статистические характеристики ряда ошибок прогнозов температуры воды в Баренцевом море

Разрез	<i>n</i>	$\overline{\Delta x}$	σ	$K(\theta)$	$K(2\theta)$	$K(3\theta)$	$K(4\theta)$	σ_9	$\delta\%$
Кольский меридиан	38	0,00	0,21	0,59	0,36	0,22	— 0,04	0,47	19
Харловский	40	0,11	0,46	0,64	0,44	0,24	— 0,04	0,35	23
Норд—Кап—о. Медвежий	43	0,10	0,46	0,79	0,53	0,21	— 0,04	0,24	39

Как видно из табл. 3, значения корреляционной функции велики, но оценка результатов должна быть осторожной, так как статистические характеристики получены по сравнительно короткому ряду, на стационарность они не проверялись и пробного прогноза не было дано. Однако можно сделать вывод, что хотя динамико-статистический метод является, по существу, оптимальной экстраполяцией, получение выигрыша при комплексировании свидетельствует о том, что в опорном методе учтена не вся информация, содержащаяся в «прошлом» процесса.

3. Прогноз средней температуры воздуха на пятидневку по Москве в 1973 г.

Эти прогнозы составляются в ГМЦ СССР численным методом. В ряду исходных данных есть разрывы, вызванные отсутствием прогнозов. Заблаговременность прогноза два дня. Расчеты были сделаны аналогичные и результаты сведены в табл. 4.

Как видно, условие стационарности соблюдено, значения корреляционной функции невелики, но, исходя из оценки ошибки экстраполяции, можно ожидать в данном случае определенный выигрыш от комплексирования.

Статистические характеристики ряда ошибок прогнозов температуры воздуха в Москве

№ п/п	n	$\overline{\Delta x}$	σ^2	K (0)	K (20)	K (30)	K (40)
1	101	0,6	5,83	0,44	0,17	-0,08	0,04
2	114	0,5	5,48	0,42	0,17	-0,08	0,05
3	129	0,5	5,26	0,42	0,19	-0,07	0,07
4	143	0,3	5,89	0,44	0,20	-0,08	0,05

$\delta=10\%$ (8%)

Необходимо отметить, что определенную сложность составляет подбор исходной информации, так как часто данные по проверке прогнозов не сохраняются, либо сохраняются в виде таблиц по оправдываемости. Использование предложенного способа предполагает наличие как самих прогнозов, так и их проверки в виде истинных значений гидрометеозлемента. В работе не удалось определить то значение корреляционной функции, начиная с которого было бы целесообразно применять предложенный способ, так как это возможно лишь при неоднократном использовании способа в оперативной работе прогностического подразделения. Сравнительная простота способа, возможность оперативного применения и полученные предварительные результаты позволяют надеяться, что работа в этом направлении будет продолжена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев В. Н., Иванов Ю. М., Полозов В. В. Об эффективности морских гидрометеорологических прогнозов и возможности их корректуры в судовых условиях. — «Труды ГГО», 1971, вып. 274, с. 83—87.
2. Валерианова М. А., Кондратович К. В., Серяков Е. И. Долгосрочные прогнозы термических условий в северном промысловом бассейне. — «Труды ПИНРО», 1973, вып. XXXIV, с. 92—106.
3. Васюков К. А., Гирс А. А., Зверев Н. И. О перспективах развития синоптических методов долгосрочных прогнозов погоды и путях создания единого комплексного метода. — «Метеорология и гидрология», 1977, № 11, с. 34—41.
4. Гандин Л. С. Основы оптимальной интерполяции и экстраполяции метеорологических полей. — «Труды ГГО», 1960, вып. 114, с. 75—89.
5. Калинин Г. П. Прогноз уровня Каспийского моря. — «Труды НИУ ГУГМС», 1941, серия VIII, вып. 1, с. 3—15.
6. Медич Дж. Статистически оптимальные линейные оценки и уравнения. М., 1973, 44 с.
7. Смирнова К. И. Уточнение метода прогноза уровня Каспийского моря. — «Труды ЦИП», 1966, вып. 156, с. 31—38.
8. Яглом А. М. Введение в теорию случайных функций. — «Успехи математических наук», 1952, т. 7, № 5, 144 с.

В. А. ЦАРЕВ (ЛГМИ)

ВЛИЯНИЕ ВЕТРА НА ЦИРКУЛЯЦИЮ В ГАЛОКЛИНЕ

Целью данной работы является исследование влияния ветра на поведение клина соленой воды и на циркуляцию в глубоком речном эстуарии с достаточно большим пресным стоком. Для таких

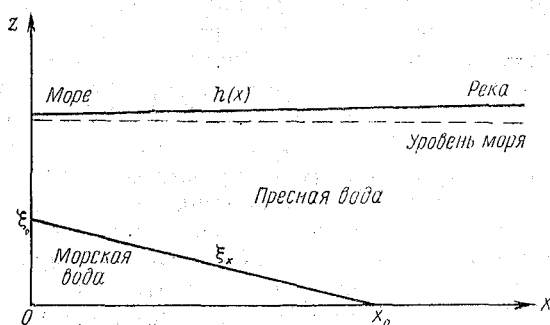


Рис. 1. Схема галоклина

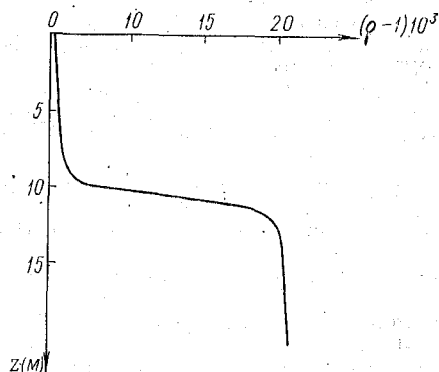


Рис. 2. Типичное вертикальное распределение плотности в зоне галоклина

эстуариев характерно резкое плотностное расслоение между пресной и соленой водными массами (рис. 1, 2). Течения в этих районах определяются главным образом равновесием сил трения и горизонтального градиента давления и описываются следующей системой уравнений:

$$k_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial z^2} = g \cdot \Delta \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (0 \leq z \leq \xi); \quad (1)$$

$$k_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} = g \Delta \frac{\partial h}{\partial x} \quad (\xi \leq z \leq h), \quad (2)$$

$$\int_0^{\xi} u_1 dz = 0, \quad (3)$$

$$\int_{\xi}^h u_2 dz = Q, \quad (4)$$

при $z=0 \quad u_1=0, \quad (5)$

при $z=\xi \quad u_1=u_2, \quad k_1 \frac{\partial u_1}{\partial z} = k_2 \frac{\partial u_2}{\partial z} = \tau_{\xi}, \quad (6)$

при $z=h \quad k_2 \frac{\partial u_2}{\partial z} = \frac{\tau}{\rho_2}, \quad (7)$

где u_1, u_2 — горизонтальные скорости течений в соленой и пресной водных массах; k_1, k_2 — коэффициенты вертикального турбулентного обмена количеством движения в морской и пресной водных массах; $\Delta = \frac{\rho_1 - \rho_2}{\rho_1}$, ρ_1, ρ_2 — плотности соленой и пресной вод; g — ускорение силы тяжести; h — удаление уровня свободной поверхности воды от дна; ξ — удаление поверхности раздела между соленой и пресной водными массами от дна; τ — касательное напряжение ветра; Q — величина пресного стока; x, z — горизонтальная и вертикальная координаты. Считаются известными $k_1, k_2, \Delta, \tau, Q$.

Правые части уравнений (1), (2) не зависят от z . Обозначим их соответственно через $k_1 \cdot \varepsilon$ и $k_2 \cdot e$ и решим указанные уравнения, учитывая граничные условия (5) — (7). В результате получим:

$$u_1 = \frac{\tau_{\xi}}{k_1} \cdot z - \varepsilon \left(\xi \cdot z - \frac{z^2}{2} \right), \quad (8)$$

$$u_2 = \frac{e}{6} \cdot \xi^2 + e \frac{(\xi - h)^2}{2} \left[\left(\frac{h - z}{h - \xi} \right)^2 - 1 \right] + \frac{\tau}{k_2} (z - \xi), \quad (9)$$

$$\tau_{\xi} = \frac{2k_1 \cdot \varepsilon}{3} \cdot \xi, \quad (10)$$

$$e = \frac{\frac{\tau}{\rho_2} - \tau_{\xi}}{k_2 (h - \xi)}. \quad (11)$$

Используя условие постоянства пресного стока (4), приходим к следующему выражению.

$$\xi h^2 \frac{\partial \xi}{\partial x} \left\{ \left(4 \frac{k_1}{k_2} - 3 \right) \cdot \left(\frac{\xi}{h} \right)^2 + \left(3 - 8 \frac{h_1}{k_2} \right) \cdot \left(\frac{\xi}{h} \right) + 4 \frac{k_1}{k_2} \right\} + \frac{3\tau}{k_2} (h - \xi)^2 = -18Q. \quad (12)$$

Сопоставление порядков членов при условии, что $\frac{\xi}{h} \leq 0,3$, позволяет привести уравнение (12) к более простому виду:

$$4 \frac{k_1}{k_2} \cdot \xi \cdot h^2 \cdot \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{3\tau}{k_2} \cdot (h - \xi)^2 = -18Q. \quad (13)$$

Так как величина $(h - \xi)$ слабо меняется по x , то, считая ее постоянной, получим зависимость для протяженности клина соленой воды x_0 :

$$x_0 = \frac{\Delta \cdot g \cdot h_0}{9k_2} \cdot \frac{\xi_0}{\frac{Q}{h_0 - \xi_0} - \frac{\tau(h_0 - \xi_0)}{6\rho_2 k_2}} \quad (14)$$

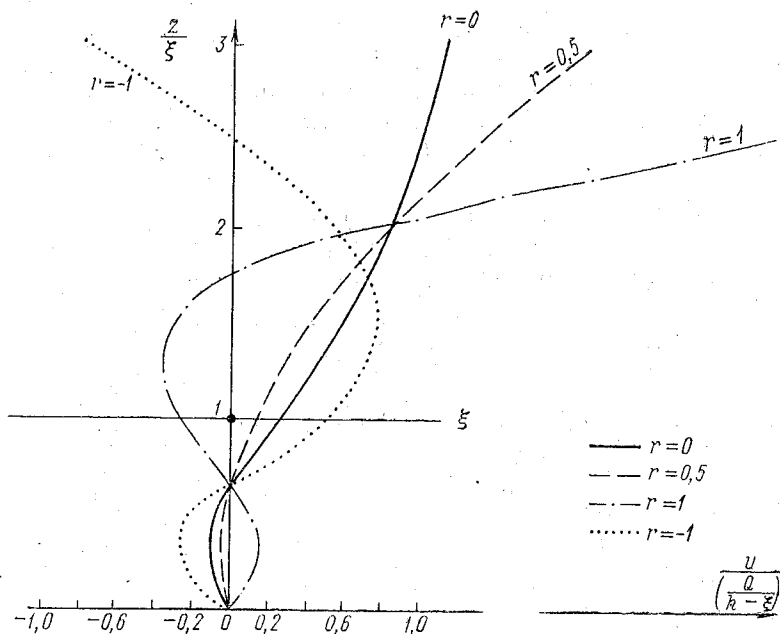


Рис. 3. Картина течений в зоне галоклина при различных величинах и направлениях напряжения ветра

При $x=0$, $h=h_0$, $\xi=\xi_0$.

Подставляя уравнение (13) в уравнения (8) и (9), найдем выражения для скоростей u_1 и u_2 .

$$u_1 = \frac{9z}{4\xi h} \cdot \frac{k_1}{k_2} \cdot \left[\frac{Q}{h-\xi} - \frac{\tau(h-\xi)}{6\rho_2 k_2} \right] \times \left[\frac{2}{3} \xi - z \right], \quad (15)$$

$$u_2 = -\frac{9}{2} \cdot \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{1}{h-\xi} \left[\frac{Q}{h-\xi} - \frac{\tau(h-\xi)}{6\rho_2 k_2} \right] \times \\ \times \left\{ \frac{\xi^2}{6} + \frac{k_2}{k_1} \cdot \frac{2}{3} \times \xi \left[(z-\xi) - \frac{(z-\xi)^2}{2(h-\xi)} \right] \right\} - \frac{\tau}{\rho_2 k_2} \cdot \frac{(z-\xi)^2}{2(h-\xi)}. \quad (16)$$

На рис. 3 представлены вертикальные профили скорости течения для различных величин и направлений касательного напряжения ветра, что определяется параметром, который рассчитывается по формуле

$$r = \frac{\tau(h-\xi)}{6\rho_2 k_2} \left| \frac{Q}{h-\xi} \right|.$$

Из рисунка хорошо видно, что сгонный ветер ослабляет скорость течения на нижних горизонтах пресного слоя. Это приводит к уменьшению силы трения на границе раздела соленого и пресного слоев воды и позволяет соленому, более плотному слою продвинуться дальше вглубь эстуария. Следует отметить, что такое влияние ветер будет оказывать лишь при установившемся режиме течения.

В. С. ЛОЩИЛОВ, В. А. ВОЕВОДИН, Р. А. БОРИСОВ (ААНИИ)

ПРИМЕНЕНИЕ САМОЛЕТНОЙ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ СТАНЦИИ БОКОВОГО ОБЗОРА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МОРСКИХ ЛЬДОВ

В настоящее время основным средством получения информации о ледяном покрове на замерзающих и арктических морях являются аэровизуальные наблюдения. В какой-то мере они еще удовлетворяют требованиям практики мореплавания, но уже не могут обеспечить необходимого прогресса в изучении ледового режима и в совершенствовании методов ледовых прогнозов.

Поэтому в последние годы для выполнения ледовых разведок в оперативных целях и для изучения ледового режима все шире используются самолетные радиолокационные станции бокового обзора (РЛС БО), которые являются высокоэффективным инструментальным средством получения ледовой информации [6, 7]. Эти станции позволяют проводить аэросъемку ледяного покрова при любых условиях погоды и в любое время суток на обширных акваториях.

Основные принципы работы РЛС БО. Обзор подстилающей поверхности с помощью РЛС БО «Торос» осуществляется двумя узкими боковыми лучами радиоимпульсов, направленными перпендикулярно продольной оси самолета и формируемыми неподвижными антеннами, расположенными вдоль фюзеляжа самолета [6]. Движение самолета по линии пути обеспечивает непрерывный обзор местности (сканирование). Радиолокационное изображение местности на индикаторах воспроизводится в виде двух боковых полос по левому и правому борту общей шириной до 75 км с непросматриваемой зоной под самолетом около 11 км. Масштаб радиолокационного изображения может быть задан близким к 1 : 100 000, либо 1 : 200 000 (на высоте полета 6 км в первом случае общая ширина полосы обзора будет равна 45 км, а во втором — 75 км).

Радиолокационное изображение формируется на фотопленках регистрирующего устройства и одновременно на экранах оперативного индикатора. Благодаря узкой диаграмме направленности антенны в горизонтальной плоскости и малой длительности импульса

изображение местности на индикаторах имеет высокую разрешающую способность, а за счет режима бокового обзора — большой диапазон интенсивности воспроизводимых сигналов. Радиолокационное изображение по качеству близко к аэрофотоснимку соответствующего масштаба и превосходит его по некоторым изобразительным характеристикам.

Станция размещена на турбо-винтовом самолете АН-24, оснащенном комплексом навигационной аппаратуры, обеспечивающей высокую точность самолетовождения.

Возможности интерпретации радиолокационных изображений ледяного покрова. Опыт использования РЛС БО для ледовой разведки на арктических и дальневосточных замерзающих морях показал, что на радиолокационных снимках фиксируются морские льды всех возрастных стадий — от ниласа и шуги до многолетних льдов. По комплексу характерных признаков на радиолокационных снимках четко определяются ниласовые, серые, серо-белые и однолетние льды. Однако выделить в массиве однолетних льдов тонкие (белые), средней толщины и толстые однолетние льды не всегда удается. Многолетние льды среди однолетних до начала интенсивного таяния сверху легко опознаются по относительно высокой яркости изображения.

На радиолокационных снимках хорошо выделяются местные особенности льдов. Например, зоны льдов, образовавшихся в распресненных водах приустьевых участков сибирских рек, всегда обнаруживаются среди собственно морских льдов. Характерную особенность (окатанность за счет сильных реверсивных приливотливных течений) имеют также беломорские льды, в случае их выноса в Баренцево море они хорошо отличаются на снимках от льдов местного происхождения. Почти всегда среди дрейфующих льдов можно выделить ледяные поля, образовавшиеся в результате взлома припая, и другие местные особенности.

Радиолокационные снимки имеют мелкий масштаб, поэтому на них облегчается выделение таких особенностей в распределении льдов, как, например, крупные вихреобразные зоны при дрейфе вблизи островов или мысов, зоны сжатия льдов при дрейфе вблизи препятствий, направление дрейфа массива льдов и генеральных разводов.

По изображению на радиолокационных снимках можно судить о степени торосистости ледяного покрова, о преобладающих размерах ледяных образований, наличии и ориентации крупных разводов и каналов.

Крупные ледяные поля или контурные детали на них, а также характерные сочетания мелких льдин, легко опознаются при повторных съемках с интервалом до 10—15 суток, что позволяет использовать РЛС БО для изучения динамики льдов без какой-либо предварительной их маркировки.

Особенности выполнения радиолокационных съемок. Наибольшая эффективность использования РЛС БО, обеспечивается при площадных съемках ледяного покрова. Результаты площадных съемок могут быть использованы как для оперативных целей, так и для исследования ледового режима.

Площадная съемка выполняется по отдельным участкам (полигонам), располагающимся последовательно вдоль генерального направления береговой черты. Географическое положение участков съемки выбирается с учетом пунктов базирования самолета, ледового режима и интенсивности мореплавания и сохраняется неизменным. Исходя из этих же условий определяются размеры каждого участка. Практически они могут достигать по длине (вдоль побережья) 400 км и по ширине 250—300 км.

Площадная радиолокационная съемка может производиться двумя способами — упрощенным, при котором полосы обзора смежных параллельных маршрутов перекрываются на 15—20% и непросматриваемые зоны остаются незаснятыми, или способом сплошной съемки, при котором непросматриваемая зона предыдущего маршрута закрывается съемкой на следующем маршруте. Естественно, что экономически наиболее рационален упрощенный способ, при котором ширина полосы съемки двумя смежными маршрутами составляет около 130 км. Отсутствие информации на непросматриваемых зонах восполняется интерполяцией. Обычно при площадных съемках выполняется не более четырех параллельных маршрутов, на первом из них съемкой захватывается береговая черта.

Географическая привязка съемки всей площади осуществляется по изображению береговых ориентиров на первом маршруте. Каждый следующий маршрут привязывается к первому по связующим точкам, в качестве которых выбираются характерные контурные детали изображения ледяного покрова в зоне взаимного перекрытия. При наличии береговых ориентиров, например, через 50—60 км по маршруту, такой способ обеспечивает точность географической привязки в пределах ± 1 км.

Составление уточненных ледовых карт. По результатам площадных радиолокационных съемок составляются так называемые уточненные ледовые карты: на этих картах положение маршрутов полета, границ зон льдов с различными характеристиками, а также отдельных каналов, разводий и других элементов определяется путем измерений на снимках и соответствующей привязки по береговым ориентирам или связующим точкам. Методика географической привязки радиолокационных снимков по береговым ориентирам изложена в специальном пособии (В. С. Ложилов, 1978). Необходимо лишь отметить, что в процессе привязки снимков на карте воспроизводится фактическая линия пути и положение на ней само-

лета в моменты начала каждого условного кадра радиолокационного снимка (снимком условимся называть изображение на пленке любой длины, а участок снимка между указателями времени съемки — кадром). Это дает возможность легко определить на карте положение любой точки снимка по измеренным относительным координатам. Измерение координат точек на снимке и определение положения их на карте осуществляется графическим способом с применением простейших палеток, при этом одновременно исключаются все присущие радиолокационному снимку искажения.

Уточненная ледовая карта прежде всего используется для оперативного анализа ледовых условий в целях обеспечения мореплавания. Каждая повторная съемка одного и того же полигона позволяет использовать такие ледовые карты для выявления динамических процессов, количественная характеристика которых может быть использована как для оперативного обеспечения мореплавания, так и для решения чисто исследовательских задач [2, 6].

Исследование динамики ледяного покрова. Динамические процессы в ледяном покрове представляют довольно сложную пространственную картину. С практической точки зрения количественную характеристику динамики ледяного покрова на больших площадях моря можно представить, например, следующими тремя видами карт: картой смещения границ зон различных льдов, динамической картой с изолиниями скоростей и картой деформации ледяного покрова. Рассмотрим кратко методику составления этих карт по материалам повторных радиолокационных съемок и примеры их использования.

Карты смещения зон различных льдов. Такие карты строятся после каждой повторной съемки, позволяющей определить новое положение выделенных на предыдущей карте кромки и границ зон льдов с различными характеристиками. Методика составления этих карт аналогична той, которая применяется при составлении уточненных ледовых карт. Однако для определения нового положения границ на снимках двух последовательных съемок выбирается и отождествляется ряд характерных вспомогательных точек изображения, равномерно расположенных вдоль выделенных границ. Положение этих точек на картах каждого полета точно определяется по измеренным на снимках координатам. Затем положение точек с карты предыдущей по времени съемки переносится на карту последующей съемки. Два последовательных положения каждой точки определяют векторы их дрейфа в масштабе карты, а линия, соединяющая эти точки между собой, — новое положение границы.

Карты смещения ледовых границ позволяют следить за смещением и трансформацией кромки льдов или выделенных зон, а также за нарастанием толщины льда в этих зонах. Изменение толщины льда за время между съемками с достаточной точностью

может быть определено расчетным путем, если известно время образования льда или его толщина в момент первой съемки (рис. 1). Точность таких расчетов по метеорологическим параметрам, как установлено, значительно выше, чем оценка возраста льда по косвенным признакам.

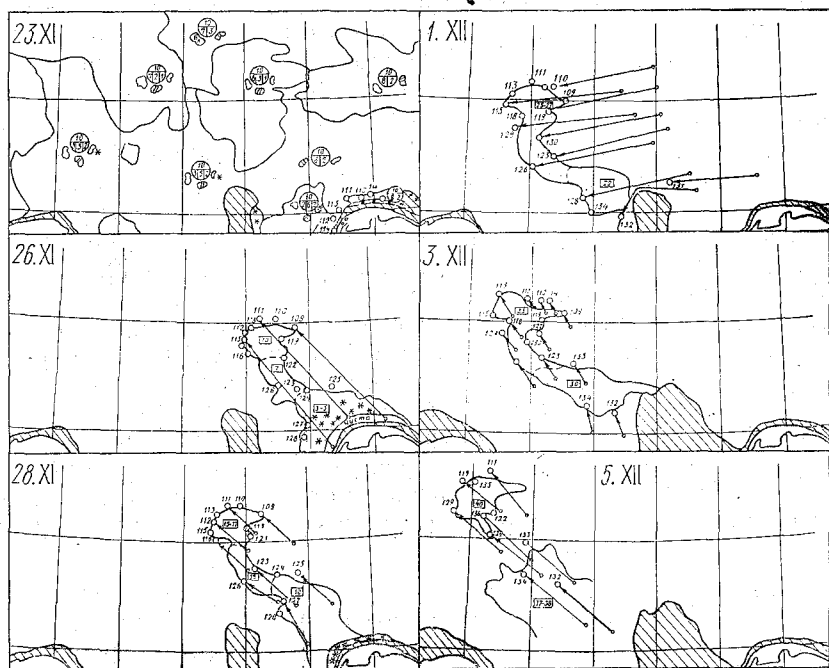


Рис. 1. Фрагменты из карт прослеживания границ зон льдов различного возраста (в прямоугольниках указаны расчеты толщины льда).

Динамические карты ледяного покрова. Эти карты составляются для выявления общей картины дрейфа льдов на всей площади полигона за интервал времени между двумя повторными съемками. Для построения динамических карт на радиолокационных снимках предыдущей и последующей съемок выбирается и отождествляется ряд контурных точек, расположенных примерно в узлах регулярной сетки с шагом около 20—25 км. Такое расстояние между точками исключает попадание смежных точек на одно монолитное ледяное поле и обеспечивает достаточную пространственную дискретность векторов дрейфа для выявления его характера на всей заснятой площади. Далее по измеренным на снимках координатам

производится географическая привязка выбранных точек и определение их положения на карте в момент предыдущей и последующей съемок. Два последующих положения каждой контурной точки определяют соответствующие векторы дрейфа в масштабе карты.

Для построения изолиний скоростей (изотак) цифровые значения их наносятся на карту в точках, географическое положение которых соответствует концам векторов дрейфа. По значениям скорости путем линейной интерполяции проводятся изолинии, дающие наглядное представление о пространственной изменчивости скоростей дрейфа ледяного покрова (рис. 2).

Представленная на рис. 2 динамическая карта охватывает район сплошных молодых и белых льдов площадью более 100 000 кв. км. и составлена за интервал времени между съемками, равный 77 ч. На этой площади определено 130 векторов дрейфа и построены изотакхи через 0,1 км/ч.

Анализ карты, в частности, показал, что векторы дрейфа всех точек полигона имеют приблизительно одно направление, разброс составляет сектор 13° . В то же время скорости дрейфа увеличиваются с востока на запад от 15,6 до 22,0 км/сут с локальной зоной увеличения скоростей до 36 км/сут в западной части. Средний угол отклонения векторов дрейфа от изобар вправо составляет 3° . Изобарический коэффициент дрейфа льдов колеблется в пределах от 590 до 1350 км²/мбар сут. Кроме того, установлено непрерывное уменьшение скорости дрейфа в направлении потока. Были получены величины замедления скорости (отрицательного ускорения) в пределах от $-0,1 \cdot 10^{-3}$ до $-1,3 \cdot 10^{-3}$ м/с² при среднем ее значении $-0,5 \cdot 10^{-3}$ м/с². Установлено, что эти величины замедления находятся в прямой зависимости от скоростей дрейфа, однако тесной количественной связи не было получено. Аналогичное замедление скорости дрейфа наблюдалось при исследовании динамики льдов на других морях, а также в центральной части Арктического бассейна [5, 6].

Совместное изображение на карте векторов дрейфа и изолиний скорости дает возможность выделять зоны вероятных сжатий и разрежений льдов. Если, например, направление векторов дрейфа приближается к нормали или нормально к изолиниям скоростей и градиент по направлению потока уменьшается, то в этих зонах должно происходить сжатие, а при увеличении градиентов в направлении потока — разрежение льдов. Если же направление векторов приближается к изолиниям скоростей дрейфа, то наиболее вероятны сдвиговые деформации ледяного покрова и образование цепочек разводий и каналов. Справедливость указанных выше закономерностей была подтверждена при анализе радиолокационных снимков.

Таким образом, динамические карты являются весьма удобной формой исходной информации для анализа дрейфа, деформации и

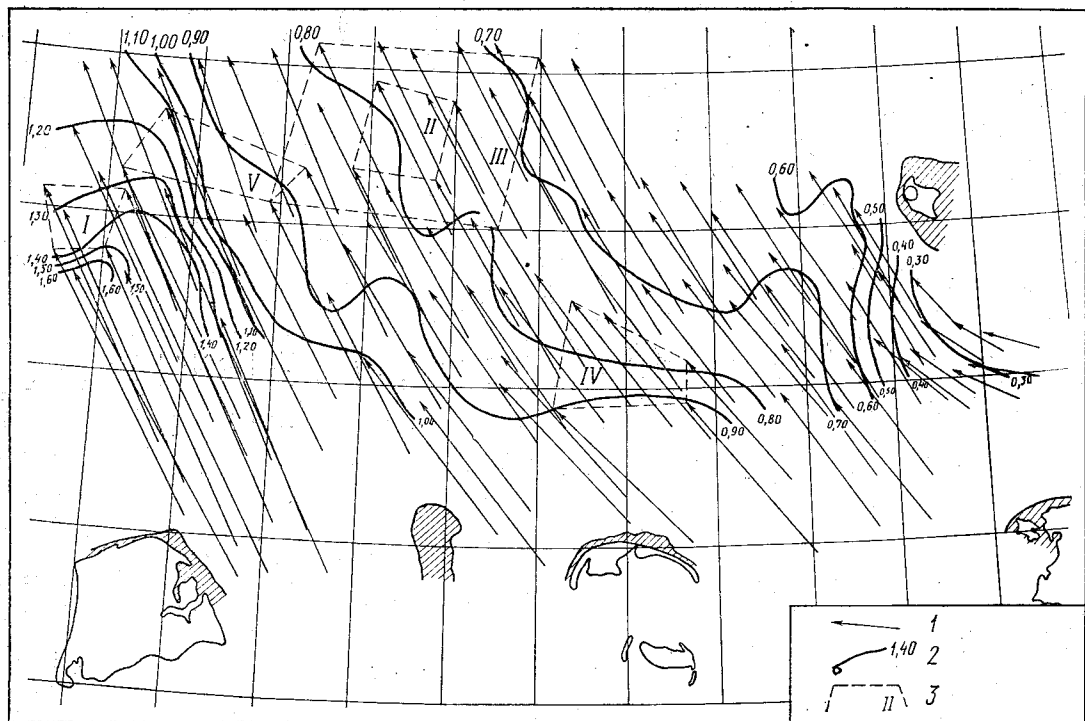


Рис. 2. Динамическая карта льдов: 1 — векторы дрейфа в масштабе карты; 2 — изолинии скорости дрейфа, км/ч; 3 — контуры четырехугольников, для которых определялись эллипсы деформации (см. рис. 3)

разломов ледяного покрова, а также при установлении их связи с параметрами анемобарического поля. Полученные при этом связи, характерные при различных типовых ситуациях в каком-либо районе, могут быть использованы для расчета и прогноза изменений в распределении льдов и условий мореплавания.

Карты деформации ледяного покрова. Эти карты составляются в целях исследования пространственной и временной изменчивости деформации (сжатия или разрежения) ледяного покрова, а также для оперативной оценки условий мореплавания в сплошных или очень сплоченных льдах. Для построения таких карт в оперативных целях используется точно такая же схема обработки материалов повторных радиолокационных съемок, как и при составлении динамических карт. Определяется положение на карте системы контурных точек, расположенных в узлах регулярной квадратной сетки, по снимкам предыдущей и последующей съемки. Затем измеряются деформации (относительные изменения площадей) каждого четырехугольника за интервал времени между съемками и полученные результаты (в процентах или в скоростях относительного изменения площади за сутки или час) указываются на карте. Если произошло увеличение площади четырехугольника, то величине деформации присваивается положительный знак, и наоборот.

Числовые значения относительной деформации каждого четырехугольника наносятся на карту повторной съемки в точках, соответствующих положению центров этих четырехугольников. Далее по этим данным строятся изолинии равных величин деформации (рис. 3).

Представленная на рис. 3 карта деформации составлена по тем же исходным данным, что и динамическая карта (см. рис. 2). Как видно из рис. 3, значения деформаций сплошного ледяного покрова резко менялись по площади полигона. Так, в западной части полигона, где наблюдались максимальные скорости дрейфа, зоны положительной и отрицательной деформации чередовались через 20—30 км. При этом уменьшение или увеличение площадей четырехугольников достигало 50—60%. Это означает, что при отрицательной деформации (происходит сжатие льдов) больше половины площади льдов в этих зонах затрачивалось на образование подсовов и торосов, а при положительной деформации (происходит разрежение льдов) площади зон соответственно увеличивались за счет образования разводий и каналов.

Определение деформации ледяного покрова по относительному изменению площадей сетки квадратов является способом весьма оперативным, но не универсальным. Могут быть случаи, когда деформация будет происходить без изменения площади (например, квадрат может деформироваться в прямоугольник той же площади). Кроме того, относительное изменение площади не дает ника-

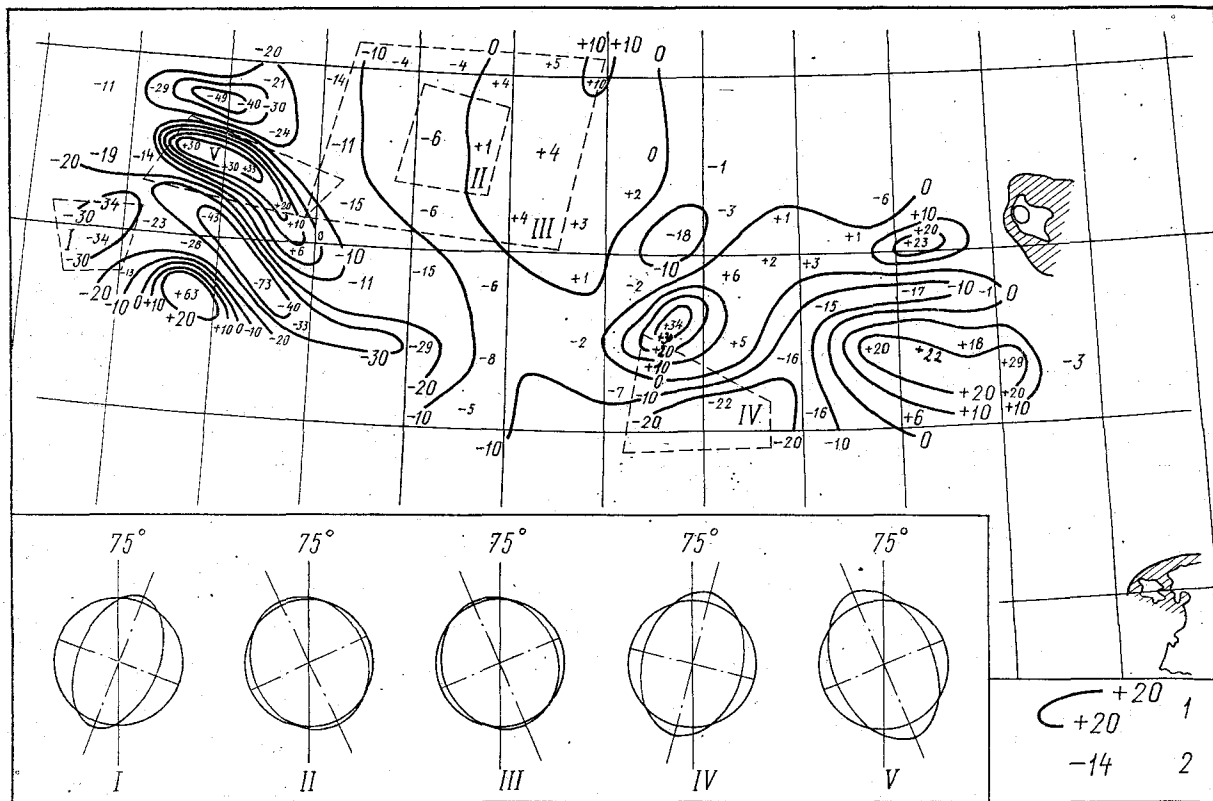


Рис. 3. Карта деформации ледяного покрова (на врезке эллипсы деформации в произвольном масштабе): 1 — изолинии деформации; 2 — значение деформации четырехугольников (в процентах изменения площади четырехугольников за время между съемниками)

кой информации о направлении процесса. Поэтому на том же полигоне был выбран ряд четырехугольников, для которых были рассчитаны эллипсы деформации [1, 3, 4]. При их расчете учитывалась скорость дивергенции льдин в вершинах четырехугольников, их угловая деформация и неравномерность линейной деформации по перпендикулярным осям. Большая ось такого эллипса определяет направление, по которому происходит наибольшее растяжение или наименьшее сжатие четырехугольника, а малая ось — наибольшее сжатие или наименьшее растяжение.

На рис. 3 римскими цифрами обозначены контуры четырехугольников, для которых на врезке построены соответствующие им эллипсы деформации. Исходя из анализа сил, можно предположить, что деформации растяжения должны вызывать образование разводий, ориентированных в пределах от 45° до 90° относительно большой оси [4]. При углах 90° будет происходить только растяжение, а при углах 45° — только сдвиг. При деформации сжатия разводья будут ориентированы в пределах от 0 до 45° относительно большой оси эллипса. В этом случае при углах 0° будет происходить только сжатие, а при углах 45° — чистый сдвиг.

Анализ результатов показал, что образование разводий и каналов не всегда соответствует изложенной выше модели. Очевидно, образование генеральной системы разводий и каналов связано с деформацией значительно более крупных площадей. Деформация же малых четырехугольников, являющихся частями большой площади, в какой-то мере отражает деформацию всей площади, но может иметь значительные (случайные или вызванные локальными особенностями поля ветра, воздействием берегов и т. д.) отклонения по направлению, знаку и величине.

Таким образом, рассмотренные выше примеры показывают, что повторные радиолокационные площадные съемки одновременно с решением оперативных задач по обеспечению мореплавания дают возможность проводить исследования динамики ледяного покрова.

Дальнейшее развитие методики исследования динамики льдов с помощью РЛС БО должно быть направлено на разработку способов автоматизации процессов географической привязки радиолокационных снимков и на составление уточненных ледовых карт на базе современной вычислительной техники. Региональные исследования должны выполняться в комплексе с океанографическими наблюдениями с судов. При этом необходимо установить надежные корреляционные связи между параметрами анемобарического поля и деформацией ледяного покрова, в значительной мере определяющей плавание судов в сплоченных льдах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков Н. А., Гудкович З. М., Углев В. Д. Результаты изучения неравномерности дрейфа льдов в Арктическом бассейне. — «Труды ААНИИ», т. 303, 1971, с. 76—88.
2. Горбунов Ю. А., Лосев С. М. Об исследовании разрывов в сплошном ледяном покрове по материалам радиолокационных съемок. — В сб. «Проблемы Арктики и Антарктики», вып. 46, 1975, с. 29—33.
3. Доронин Ю. П., Хейсин Д. Е. Морской лед. Л., 1975, с. 205—232.
4. Измерение среднemasштабной деформации морских льдов в море Бофорта (АИДЖЕКС — 1971). — В сб.: «Проблемы Арктики и Антарктики», вып. 43—44, 1974, с. 119—138. Авт.: Хиблер У. Д., Уикс У. Ф., Экли С. и др.
5. Лоцилов В. С. Мезодеформация ледяного покрова. — «Труды ААНИИ», т. 316, 1974, с. 28—34.
6. Лоцилов В. С., Воеводин В. А. Определение элементов дрейфа ледяного покрова и перемещения кромки льдов с помощью самолетной радиолокационной станции бокового обзора «Торос». — В сб. «Проблемы Арктики и Антарктики», вып. 40, 1972, с. 23—30.
7. Новое средство получения ледовой информации. — «Морской флот», 1970, № 9. Авт.: Глушков В. М., Конторов С. Е., Лоцилов В. С. и др.

А. Л. БОНДАРЕНКО (ИЗМИРАН), М. М. УСЕНКОВ (ЛГМИ)

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ДЛИННОПЕРИОДНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ СПЕКТРА МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНОГРАФАМИ

Измерение длиннопериодных составляющих спектра морского волнения является актуальным при решении ряда океанологических задач, в том числе для исследования условий возникновения явления тягуна в морских портах. Одним из способов получения информации о длиннопериодных волнах является регистрация всего спектра морского волнения с применением поверхностных волнографов с последующей математической фильтрацией [1]. В работе [2] показана принципиальная возможность использования электроконтактных волнографов для получения профиля длиннопериодных колебаний уровня с достаточно высокой точностью. Длиннопериодные волны часто имеют высоту значительно меньшую, чем высоты короткопериодных волн, которые в данном случае рассматриваются как помехи. Это обстоятельство предъявляет повышенные требования к точности регистрации параметров волнения поверхностными волнографами. К таким волнографам могут быть отнесены струнные волнографы реостатного и ёмкостного типов, электроконтактные, акустические, фоторегистрационные и другие.

Перечисленные волнографы обладают тем недостатком, что на их показания заметно влияют гидрометеорологические условия на поверхности. Как известно, при смешанном волнении на теле основных волн образуются вторичные волны, пена, брызги. Все эти факторы по-разному влияют на показания перечисленных выше волнографов. Так, во время киносъемки волномерной вехи они не позволяют получить четкой линии пересечения поверхности воды и вехи. При использовании электроконтактных волнографов, достоинством которых являются свойства точно фиксировать положение уровня в момент замыкания и размыкания контактов, пена и брызги могут приводить к случайным замыканиям контактов. Поэтому обработка записей волнения из-за наличия случайных помех затрудняется.

Для повышения точности регистраций длиннопериодных волн использовано свойство пленок поверхностно-активных веществ смягчать ветровые возмущения водной поверхности. К поверхностно-активным веществам относятся такие вещества, как пальмитиновая, лауриновая, олеиновая кислоты и их соли. Эти вещества способны быстро растекаться по поверхности моря. Благодаря тому, что они обладают большей, чем вода, вязкостью, пленка поверхностно-активного вещества препятствует срыву ветром пенистых гребней волн. Способность таких пленок «гасить» вторичные волны можно объяснить тем, что эти пленки поглощают часть энергии, затрачиваемой на образование волн ветром, причем поглощаемая пленкой энергия расходуется на перестройку молекул в масляной пленке [3].

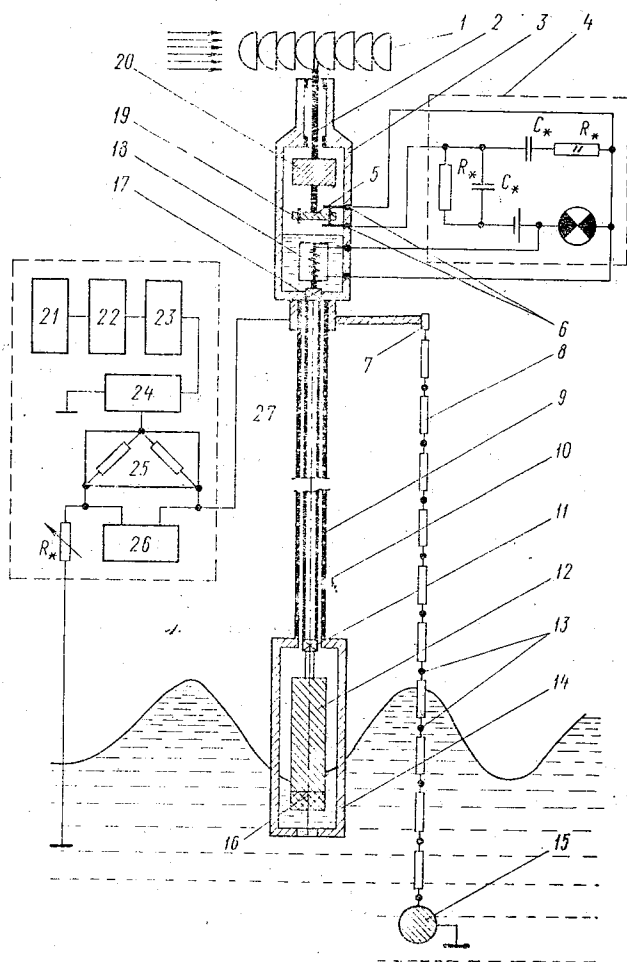
У поверхностно-активных веществ поверхностное натяжение увеличивается с уменьшением толщины слоя. Растекаясь в стороны, пленка становится более эффективной. На каком-то расстоянии от центра — оно определяется главным образом скоростью ветра и высотой волн — тонкая пленка достигает предела натяжения, разрывается и уносится водой. Поэтому необходимо все время добавлять поверхностно-активное вещество в середину пятна; его расход должен быть пропорционален скорости ветра и степени волнения в месте измерения.

Используя свойства пленок поверхностно-активных веществ, можно ликвидировать основные факторы, влияющие на точность регистрации длиннопериодной составляющей спектра морского волнения. Для реализации описанного способа повышения точности регистрации длиннопериодных волн было разработано устройство, общий вид одного из вариантов которого показан на рисунке.

Устройство включает в себя электроконтактный измерительный преобразователь уровня 8, изготовленный из безокисного нихромового провода диаметром 0,3 мм, сопротивлением 15,3 ом/м, на котором через равные промежутки путем снятия слоя эмалевой изоляции выполнены электрические контакты 13. Блок-схема электрической части регистратора состоит из генератора переменного тока 26, полумоста 25, усилителя 24, фазочувствительного детектора 23, фильтра 22 и самописца 21. Электроконтактный первичный преобразователь уровня 8 соединен с измерительной схемой проводом 27, вторым проводником является вода.

При колебаниях уровня водной поверхности в точке в результате замыкания контактов 13 и изменения сопротивления плеча происходит разбаланс моста. На его диагонали появляется напряжение несущей частоты, модулированное сигналом с первичного измерительного преобразователя. Это напряжение усиливается усилителем 24 и подается на фазочувствительный детектор 23, который выделяет модулирующий сигнал. После фильтрации сигнала регистрация производится с помощью самописца 21.

Конструктивно первичный измерительный преобразователь 8 с помощью кронштейна 7 крепится к вертикальной мачте 9, представляющей собой трубу, по всей длине которой выполнена сеть мелких отверстий. Мачта 9 устанавливается неподвижно в месте измерения на свае или у пирса. Возможна также ее установка на



Устройство для повышения точности регистрации длиннопериодных волн

свободно плавающим буйе, снабженном системой измерения его вертикальных колебаний. Для придания вертикальной устойчивости к первичному электроконтактному преобразователю 8 снизу

повдвешивается груз 15. Сверху на мачте 9 установлен блок измерения скорости ветра, включающий в себя многочашечную вертушку 1, укрепленную на вертикальной оси 2, вращающейся в шарикоподшипниках. Ось заканчивается трибкой, сцепленной с шестерней редуктора 20. На выходной оси редуктора укреплен пластмассовый диск 5, имеющий металлические вставки 19, которые могут при вращении диска периодически замыкать контактную пару 6. Очевидно, что число замыканий контактов в единицу времени пропорционально скорости вращения вертушки. При замыкании контактной пары импульс тока с помощью блока управления 4 подается на обмотку электромагнита 18, якорь которого жестко связан с подпружиненным отсечным клапаном 17, в результате чего клапан на некоторое время открывается. При этом из защитного кожуха 3, являющегося одновременно резервуаром для поверхностно-активного вещества, в трубку 10, расположенную внутри мачты, перетекает некоторое количество жидкости. Количество поступившей жидкости пропорционально числу циклов работы отсечного клапана 17 в единицу времени, т. е. скорости вращения вертушки. Для ограничения времени срабатывания магнита использована электрическая схема блока управления, позволяющая обеспечивать только кратковременное открывание клапана.

Поверхностно-активное вещество опускается вниз по трубке 10, на конце которой имеется второй отсечный клапан 11, соединенный с поплавком 12. Поплавок помещен в цилиндрический защитный кожух 14, укрепленный на нижнем конце мачты и имеющий снизу отверстие для прохода воды. Поплавок частично погружен в воду и отбалансирован с помощью груза 16 таким образом, чтобы он периодически открывал клапан 11 только при достижении волной определенной высоты. При работе нижнего клапана вещество из трубки 10 поступает периодически внутрь защитного кожуха 14, откуда оно при волновых колебаниях уровня вместе с водой выносится на поверхность через сеть отверстий в мачте и выполняет свою роль гасителя мелких вторичных возмущений. Кроме приведенного здесь электроконтактного первичного преобразователя уровня при работе с регистратором использовались и другие первичные преобразователи, например струнного типа.

Опыт проведения натуральных исследований длиннопериодных волн с помощью приведенного волнографа показал его универсальность и надежность. Метод позволил уменьшить случайные помехи и скорость лентопротяжки, облегчить обработку записей волнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бычков В. С., Стрекалов С. С. Морские нерегулярные волны М., 1971, 132 с.
2. Метод измерения колебаний уровня моря электроконтактными волнографами и выделения длиннопериодных составляющих. — «Труды научно-исследовательского института гидрометеорологического приборостроения», вып. 26 М., 1972, с. 67—76. Авт.: А. Л. Бондаренко, С. С. Стрекалов, Г. А. Арст и др.
3. Шулейкин В. В. Физика моря М., 1968, 1083 с.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДИСКРЕТНОЙ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Рассмотрим измерения некоторого океанологического элемента $x(t)$ (t — время) прибором, инерционные свойства которого определяются постоянной времени датчика T . Зависимость результатов измерений — выходного сигнала $y(t)$ от измеряемой функции — входного сигнала $x(t)$ в этом случае, как известно, описывается уравнением

$$\frac{dy(t)}{dt} + \frac{1}{T} y(t) = \frac{1}{T} x(t),$$

решение которого при начальных условиях $t=0$, $y(0) = y_0$ имеет вид

$$y(t) = \exp\left(-\frac{t}{T}\right) y_0 + \int_0^t \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{\tau}{T}\right) x(t-\tau) d\tau. \quad (1)$$

Будем, как обычно, считать $x(t)$ стационарной в широком смысле непрерывной случайной функцией (случайным процессом). Очевидно, что $y(t)$ в общем случае не обладает свойством стационарности. Однако, если поступление информации от прибора начинается спустя достаточно большое время после возникновения взаимодействия между датчиком и объектом измерений (например, после погружения датчика на заданную глубину), т. е. если $t \gg T$, так что

$$\exp\left(-\frac{t}{T}\right) \approx 0, \quad (2)$$

то $y(t)$ можно считать стационарной в широком смысле случайной функцией. Корреляционные функции и спектры (спектральные плотности) выходного и входного сигналов тогда связаны соотношениями

$$K_y(\tau) = \frac{1}{T^2} \int_0^{\tau} \int_0^{\tau} \exp\left(-\frac{t_1 - t_2}{T}\right) K_x(\tau + t_1 - t_2) dt_1 dt_2, \quad (3)$$

$$S_y(\omega) = |\Phi(i\omega)|^2 S_x(\omega), \quad (4)$$

причем в соотношении (3) после интегрирования следует учесть условие (2), а входящая в соотношение (4) передаточная функция датчика в рассматриваемом случае имеет вид [1, 2].

$$\Phi(i\omega) = \frac{1}{1 + i\omega T}. \quad (5)$$

Если регистрация $y(t)$ осуществляется дискретно с постоянным темпом фиксации (интервалом дискретности) Δt , то корреляционная функция последовательности отсчетов выходного сигнала в точках $\tau = p \Delta t$ (p — целое) также описывается формулой (3), а спектр последовательности описывается соотношением

$$S_y^d(\omega) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} S_y\left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right) \quad (6)$$

либо может быть найден по формуле [2]

$$S_y^d(\omega) = \frac{\Delta t}{2\pi} \sum_{p=-\infty}^{\infty} K_y(p\Delta t) \exp(-i\omega p\Delta t). \quad (7)$$

Как известно, выражения (6) и (7) описывают эффект маскировки частот («иллюзии дискретизации»), проявляющийся в перераспределении энергии высших гармоник между низшими.

Подставляя формулу (4) в соотношение (6), имеем

$$S_y^d(\omega) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \left| \Phi\left[i\left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right)\right] \right|^2 S_x\left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right), \quad (8)$$

или с учетом равенства (5)

$$S_y^d(\omega) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{1}{1 + \left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right)^2 T^2} S_x\left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right). \quad (9)$$

Из формул (8) и (9) следует, что дискретизация и инерционность приводят к противоположно направленным изменениям в спектре $S_y^d(\omega)$ относительно $S_x(\omega)$. Если первый из этих факторов увеличивает значения $S_x(\omega)$ по сравнению с соответствующими значениями $S_y(\omega)$, то второй, наоборот уменьшает значения $S_x(\omega)$. От-

сюда возникает возможность путем выбора соотношения между темпом фиксации Δt и постоянной времени T добиться такого сближения обоих спектров в некотором диапазоне частот, что спектр $S_y(\omega)$ окажется в некотором смысле хорошей оценкой спектра $S_x(\omega)$.

Рассмотренный способ получения дискретной информации соответствует измерениям такими приборами, как фототермограф, вертущий измеритель течения и любое другое устройство, датчик которого находится в непрерывном взаимодействии с объектом измерений, а регистрирующая часть фиксирует дискретные отсчеты. Данный способ также имеет место в случае, когда зафиксированные в непрерывной форме результаты измерений подвергаются в последующем дискретизации, например, перед вводом их в цифровую ЭВМ.

Метод, реализующий указанную выше возможность согласования Δt и T , подробно рассмотрен в работе [1], в которой, в частности, предлагается выбирать эти величины так, чтобы выполнялось условие

$$1 \leq \frac{\Delta t}{T} \leq 3,5. \quad (10)$$

Рекомендации, данные в работе [1], в последующем использовались в ряде исследований, причем не только при дискретизации океанологической информации рассмотренным способом, но и тогда, когда сами измерения выполняются дискретно. В этом случае датчик не находится в состоянии непрерывного взаимодействия с объектом измерений, а приводится в это состояние периодически с темпом измерений Δt . Данный способ реализуется при получении информации с помощью многосерийной батометрической станции, батитермографа, различного рода зондирующих устройств и т. п. Свойства такой информации существенно отличаются от свойств дискретной информации, полученной первым способом, в связи с чем распространение положений работы [1] на случай дискретных измерений невозможно.

В подтверждение сказанного рассмотрим сначала частный случай, когда измеряется элемент $x(t)$, корреляционная функция и спектр которого описываются выражениями

$$K_x(\tau) = \sigma^2 \exp(-\alpha|\tau|), \quad (11)$$

$$S_x(\omega) = \frac{\sigma^2}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha^2 + \omega^2}, \quad (12)$$

где σ^2 — дисперсия, α — параметр.

Из равенства (3) получаем:

$$K_y(\tau) = \frac{\sigma^2}{1 - \alpha^2 T^2} \left[\exp(-\alpha|\tau|) - \alpha T \exp\left(-\frac{|\tau|}{T}\right) \right]. \quad (13)$$

При дискретной регистрации $y(t)$ (первый способ) для корреляционной функции последовательности отсчетов можем написать:

$$K_{y_1}(p\Delta t) = \frac{\sigma^2}{1-\alpha^2} T^2 \left[\exp(-\alpha |p| \Delta t) - \alpha T \exp\left(-\frac{|p| \Delta t}{T}\right) \right], \quad (14)$$

$$|p|=0, 1, 2, \dots$$

При дискретных измерениях (второй способ) отсчет снимается спустя время выдержки Θ после приведения датчика в состояние взаимодействия с объектом измерений (при первом способе $\Theta=t$). Для того, чтобы последовательность отсчетов обладала свойством стационарности, необходимо соблюдение условий, аналогичного условию (2), т. е. должно быть $\Theta \gg T$, так что

$$\exp\left(-\frac{\Theta}{T}\right) \approx 0. \quad (15)$$

Так как при дискретных измерениях всегда $\Delta t > \Theta$, то из соотношения (15) следует, что

$$\exp\left(-\frac{|p| \Delta t}{T}\right) \approx 0, \quad p \neq 0. \quad (16)$$

Имея в виду условие (16), получим из равенства (13) следующее выражение для корреляционной функции выходного сигнала при дискретных измерениях:

$$K_{y_2}(p\Delta t) = \begin{cases} \frac{\sigma^2}{1+\alpha T} & p=0 \\ \frac{\sigma^2}{1-\alpha^2 T^2} h(p) \exp(-\alpha |p| \Delta t), & p \neq 0, \end{cases} \quad (17)$$

где

$$h(p) = \begin{cases} 1, & |p| < N \\ 0, & |p| \geq N, \end{cases} \quad (18)$$

причем целое число N таково, что

$$\exp(-\alpha N \Delta t) \approx 0. \quad (19)$$

Уже из сравнения формул (14) и (17) усматриваются различия в свойствах информации, полученной каждым из способов. Следовательно, выводы о влиянии величины $\frac{\Delta t}{T}$ на эти свойства и соответствующие рекомендации не могут быть одинаковыми в обоих случаях. Суть различий можно выявить, если сравнить спектры выходных сигналов, соответствующих каждому из способов.

Обращая равенство (13) по Фурье или непосредственно из соотношений (4) и (5), в случае непрерывной регистрации результатов непрерывных измерений имеем:

$$S_y(\omega) = \frac{\sigma^2}{\pi} \frac{\alpha}{(1 + \omega^2 T^2)(\alpha^2 + \omega^2)}. \quad (20)$$

Тогда, согласно формуле (9), для первого способа получим:

$$S^d_{y_1}(\omega) = \frac{\sigma^2 \alpha}{\pi} \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\left[1 + \left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right)^2 T^2\right] \left[\alpha^2 + \left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right)^2\right]}. \quad (21)$$

Для получения выражения, описывающего спектр при втором способе, подставим равенство (17) в соотношение (7):

$$S^d_{y_2}(\omega) = \frac{\Delta t}{2\pi} \frac{\sigma^2}{1 + \alpha T} + \\ + \frac{\Delta t}{2\pi} \sum_{\substack{p=-\infty \\ p \neq 0}}^{\infty} \frac{\sigma^2}{1 - \alpha^2 T^2} h(p) \exp(-\alpha |p| \Delta t - i\omega p \Delta t).$$

Последнее выражение перепишем следующим образом:

$$S^d_{y_2}(\omega) = \frac{\Delta t}{2\pi} \frac{\sigma^2}{1 + \alpha T} - \frac{\Delta t}{2\pi} \frac{\sigma^2}{1 - \alpha^2 T^2} + \\ + \frac{\Delta t}{2\pi} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{\sigma^2}{1 - \alpha^2 T^2} h(p) \exp(-\alpha |p| \Delta t - i\omega p \Delta t). \quad (22)$$

Введем функцию

$$K_{y_0}(\tau) = \frac{\sigma^2}{1 - \alpha^2 T^2} h(\tau) \exp(-\alpha |\tau|), \quad (23)$$

где

$$h(\tau) = \begin{cases} 1, & |\tau| < N\Delta t, \\ 0, & |\tau| \geq N\Delta t. \end{cases}$$

Тогда из выражения (22) имеем:

$$S^d_{y_2}(\omega) = S^d_{y_0}(\omega) - \frac{\sigma^2 \alpha}{\pi (1 - \alpha^2 T^2)} \frac{\Delta t T}{2}. \quad (24)$$

Здесь введено обозначение

$$S^d_{y_0}(\omega) = \frac{\Delta t}{2\pi} \sum_{p=-\infty}^{\infty} K_{y_0}(p\Delta t) \exp(-i\omega p\Delta t).$$

Функция (23) обладает всеми свойствами корреляционной функции. Следовательно, функцию $S^d_{y_0}(\omega)$ можно рассматривать как спектр дискретизированного с интервалом Δt сигнала, имеющего такую корреляционную функцию. Последнее означает, что, согласно (6),

$$S^d_{y_0}(\omega) = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} S_{y_0}\left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right),$$

где, как обычно,

$$S_{y_0}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K_{y_0}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau.$$

Вычислив интеграл в последнем выражении с учетом (23) и (19), найдем спектр $S^d_{y_0}(\omega)$. Подставив результат в формулу (24), окончательно получим:

$$S^d_{y_0}(\omega) = \frac{\sigma^2 \alpha}{\pi(1-\alpha^2 T^2)} \left[\sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\alpha^2 + \left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t}\right)^2} - \frac{\Delta t T}{2} \right]. \quad (25)$$

Соотношение (25) справедливо при $N > 1$. Если $N = 1$, то, как нетрудно видеть из формулы (17), выходной сигнал будет представлять собой так называемую «белую последовательность», значения которой при $p \neq 0$ некоррелированы. Вместо формулы (17) в этом случае имеем:

$$K_{y_2}(p\Delta t) = \begin{cases} \frac{\sigma^2}{1 + \alpha T}, & p = 0, \\ 0, & p \neq 0. \end{cases}$$

Применив равенство (7), получим, что спектр такого выходного сигнала постоянен:

$$S^d_{y_2}(\omega) = \frac{\sigma^2}{2\pi(1 + \alpha T)} \Delta t. \quad (26)$$

Сравнивая формулы (21) и (25), легко видеть, что самое существенное различие между ними состоит в том, что в соотношении (21) под знаком суммы стоит произведение двух сомножителей, один из которых определяет влияние инерционности (степень

этого влияния зависит от частоты), а другой — влияние эффекта маскировки частот. В то же время в формуле (25) первый из этих сомножителей отсутствует и степень влияния инерционности на свойства спектра не зависит от частоты. Следовательно, взаимосвязь между искажениями, вносимыми в спектр $S_y^d(\omega)$ инерционностью и маскировкой частот, имеет в случае дискретных измерений иной характер, чем в случае дискретизации непрерывных измерений.

Если же в соотношении (18) $N=1$, то спектр дискретизированного выходного сигнала имеет настолько отличный от истинного спектра вид, что вопрос о согласовании Δt и T в рассматриваемом смысле вообще не может быть поставлен. Такая ситуация, очевидно, возникает тогда, когда $\alpha T \geq 1$, так что из условия (16) сразу следует условие (19) при $N=1$.

Полученный результат может быть обобщен на случай произвольного спектра $S_x(\omega)$ функции $x(t)$, достаточно общая форма которого имеет вид:

$$S_x(\omega) = c \frac{|P_m(i\omega)|^2}{|Q_n(i\omega)|^2}, \quad (27)$$

где $c = \text{const}$, P_m и Q_n — многочлены m -го и n -го порядка соответственно, коэффициенты которых постоянны и вещественны, а $m < n$. Тогда функция $S_y(\omega)$ может рассматриваться как спектральная плотность стационарного решения линейного дифференциального уравнения, на «вход» которого поступает «белый шум» с постоянным спектром c , а передаточная функция которого удовлетворяет соотношению

$$|\Phi(i\omega)|^2 = \frac{1}{1 + \omega^2 T^2} \frac{|P_m(i\omega)|^2}{|Q_n(\omega)|^2}. \quad (28)$$

Применяя общую формулу для расчета корреляционной функции в этом случае [2], с учетом соотношения (28) найдем:

$$K_y(\tau) = \begin{cases} 2\pi c \left[\sum_{j=1}^n \exp(-\bar{\lambda}_j |\tau|) \frac{\bar{\varphi}_j(T)}{\bar{\lambda}_j^2 - \frac{1}{T^2}} + \exp\left(-\frac{|\tau|}{T}\right) \varphi_0(T) \right], & \tau \leq 0, \\ 2\pi c \left[\sum_{j=1}^n \exp(-\lambda_j \tau) \frac{\varphi_j(T)}{\lambda_j^2 - \frac{1}{T^2}} + \exp\left(-\frac{\tau}{T}\right) \varphi_0(T) \right], & \tau > 0, \end{cases} \quad (29)$$

$$\text{где } \varphi_0(T) = - \frac{TP_m\left(-\frac{1}{T}\right)P_m\left(\frac{1}{T}\right)}{2i^{2(n+1)} \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}} \left(\frac{1}{T^2} - \bar{\lambda}_k^2\right)} = - \frac{TP_m\left(-\frac{1}{T}P_m\frac{1}{T}\right)}{2i^{2(n+1)} \prod_{k=1} \left(\frac{1}{T^2} - \lambda_k^2\right)},$$

$$\bar{\varphi}_j(T) = \frac{P_m(-\bar{\lambda}_j)P_m(\bar{\lambda}_j)}{2i^{2(n+1)} \bar{\lambda}_j \prod_{\substack{k=1 \\ k \neq j}} (\bar{\lambda}_j^2 - \bar{\lambda}_k^2)},$$

$\lambda_k = Q_k + ib_k$ — корни характеристического уравнения $Q_n(\lambda) = 0$, чертой сверху обозначены комплексно сопряженные величины.

Отметим сходство между выражением (29) и его частным случаем (13), состоящее в наличии в обоих этих соотношениях слагаемого с множителем в виде $\exp\left(-\frac{|p|}{T}\right)$, обращающимся в нуль при условии (16). При этом условии для случая дискретных измерений (второй способ) из соотношения (29) получим:

$$K_{y2}(p\Delta t) = \begin{cases} 2\pi c \left[\sum_{j=1}^n \frac{\bar{\varphi}_j(T)}{\bar{\lambda}_j^2 - \frac{1}{T}} + \varphi_0(T) \right], & p=0, \\ 2\pi c \left[\sum_{j=1}^n \exp(-\bar{\lambda}_j |p| \Delta t) \frac{\bar{\varphi}_j(T)}{\bar{\lambda}_j^2 - \frac{1}{T^2}} \right], & p < 0, \\ 2\pi c \left[\sum_{j=1}^n \exp(-\lambda_j p \Delta t) \frac{\varphi_j(T)}{\lambda_j^2 - \frac{1}{T^2}} \right], & p > 0. \end{cases} \quad (30)$$

Используя общую формулу (20) и вводя функцию $K_{y0}(\tau)$ вполне аналогично тому, как это было сделано выше, после несложных преобразований получим:

$$S_{y2}^d(\omega) = c \sum_{j=1}^n F_j(T) \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{1}{a_j^2 + \left[b_j + \left(\omega + 2\nu \frac{\pi}{\Delta t} \right) \right]^2} + c \Delta t \varphi_0(T), \quad (31)$$

где вещественные числа $F_j(T)$ (при заданной постоянной времени T) удовлетворяют соотношениям

$$\frac{\bar{\varphi}_j(T)}{\left(\bar{\lambda}_j^2 - \frac{1}{T^2}\right) \left(\bar{\lambda}_j - i\omega\right)} + \frac{\varphi_j(T)}{\left(\lambda_j^2 - \frac{1}{T^2}\right) \left(\lambda_j + i\omega\right)} = \frac{F_j(T)}{a_j^2 + (b_j + \omega)^2},$$

получающимся при обращении по Фурье каждого j -го слагаемого (29) и вычислении интегралов.

Нетрудно заметить, что соотношению (31) соответствует случай, когда хотя бы одна из экспонент в формуле (30) не обращается в ноль при условии (16). В противном случае, очевидно, $S_{\nu/2}^d(\omega)$ будет, как и выше, спектром «белой последовательности».

Поскольку формула (9) справедлива при произвольном спектре $S_x(\omega)$, то из сравнения равенства (31) с (9) следует, что выводы, полученные выше для частного случая, сохраняют силу и в общем случае, когда спектр измеряемого элемента $x(t)$ имеет вид (27).

Из соотношения (31) можно заключить, что в случае дискретных измерений зависимость спектра выходного сигнала от постоянной времени такова, что инерционность не уменьшает маскировки частот и отношение $\frac{\Delta t}{T}$ не характеризует взаимодействие обоих

этих факторов. Это отношение, как нетрудно заметить, в данном случае в силу равенства (15) должно быть велико и условие (10) практически невыполнимо. Оптимальное в каком-то смысле сближение спектра $S_{\nu/2}^d(\omega)$ с истинным спектром $S_x(\omega)$ путем априорного выбора постоянной времени T невозможно, ибо для этого надо знать функции $F_j(T)$ и $\varphi_0(T)$, характер которых определяется видом искомого спектра $S_x(\omega)$. В случае дискретизации непрерывных измерений выбор отношения $\frac{\Delta t}{T}$ до выполнения измерений

возможен, что и реализуется в методе, предложенном в работе [1]. Однако следует подчеркнуть, что и в этом случае неявно делаются некоторые предположения о характере спектра $S_x(\omega)$, т. е. используется определенная априорная информация. Действительно, для того, чтобы пренебречь, как это делается в работе [1], членами ряда (9) при $|\nu| > 1$, необходимо предположить, что значения спектра $S_x(\omega)$ при $\omega \geq \omega_0 + 2 \sqrt{\frac{\pi}{\Delta t}}$, $|\nu| > 1$ достаточно малы (ω_0 — некоторая выбранная частота). А это как раз и означает использование априорной информации об истинном спектре.

(Заметим, что фактически в работе [1] используется еще довольно сильное дополнительное условие

$$S_x\left(\omega_0 - 2 \sqrt{\frac{\pi}{\Delta t}}\right) = S_x\left(\omega_0 + 2 \sqrt{\frac{\pi}{\Delta t}}\right),$$

которое может выполняться, если на интервале частот от $\frac{2\pi}{\Delta t} - \omega_0$

до $\frac{2\pi}{\Delta t} + \omega_0$ спектр измеряемого элемента не убывает монотонно. Действительно, только при этом условии можно, как это следует из (9), образовать сумму

$$\left| \Phi \left[i \left(\omega_0 + 2 \frac{\pi}{\Delta t} \right) \right] \right|^2 + \left| \Phi \left[i \left(\omega_0 - 2 \frac{\pi}{\Delta t} \right) \right] \right|^2,$$

являющуюся одним из аргументов приводимой в работе [1] номограммы).

Итак, при полном отсутствии какой-либо априорной информации о спектре измеряемого океанологического элемента невозможно выбрать оптимальное соотношение между интервалом дискретности Δt и постоянной времени T по критерию близости расчетного и истинного спектров. Однако, если налицо дискретизация непрерывных измерений, зависимость между Δt и T имеет простой вид, что позволяет согласовать эти величины при не слишком жестких предположениях о характере искомого спектра, что и используется в методе [1].

Как известно, из теоремы Котельникова следует, что дискретизация любой физически реальной (т. е. обладающей неограниченными по частоте спектром и представленной реализацией конечной длины) непрерывной функции невозможна без потери информации. Понятно, что оптимальным является такой интервал дискретности, при котором потери информации не превышают допустимого уровня. Последний, очевидно, не может быть определен универсальным образом и будет, вообще говоря, различным в зависимости от того, как предполагается обрабатывать и использовать соответствующую информацию. Рассматриваемый метод основан на предположении, что целью измерений является получение оценки спектра элемента, причем каждая ордината оценки должна быть близкой по величине к соответствующей ординате истинного спектра. Метод, естественно, не применим, если цель измерений другая, например, если по условию задачи необходимо располагать самими значениями измеряемого элемента в любой момент времени и если дискретизация должна быть произведена таким образом, чтобы иметь возможность восстановить промежуточные значения элемента с заданной точностью. Данный метод также не пригоден для нахождения оптимального интервала дискретности в том случае, когда целью измерений является получение оценки спектра, но при этом не столько важно получить по возможности более достоверные значения ординат спектра, сколько существенно выявить особенности формы спектра: наличие экстремумов, их относительную величину и т. д.

Таким образом, метод, описанный в работе [1], может применяться для выбора оптимального интервала дискретизации непрерывной информации, если использованные при его построении допущения и ограничения не находятся в противоречии со смыслом соответствующей задачи. В случае дискретных измерений как уже указывалось, этот метод применяться вообще не может.

В качестве дополнительного, но весьма важного вывода, следующего из всего изложенного выше, заметим, что при получении оценок вероятностных характеристик океанологических элементов по данным дискретных измерений можно при прочих равных условиях ожидать худших результатов, чем при получении тех же оценок по данным дискретизированных непрерывных измерений. Объясняется это тем, что на практике условие (15) не может быть соблюдено точно, в связи с чем результат измерений — выходной сигнал — всегда будет отличаться некоторой нестационарностью, даже если сам измеряемый элемент — входной сигнал стационарен. Однако в случае непрерывных измерений нет принципиальных препятствий к тому, чтобы сделать данный эффект сколь угодно малым, ибо время выдержки Θ (интервал между приведением прибора в состояние взаимодействия с объектом измерений и моментом первого отсчета показаний прибора) может быть сколь угодно большим. В случае дискретных измерений время выдержки Θ не может быть больше темпа измерений Δt , так что неограниченное уменьшение указанного эффекта невозможно. Данное обстоятельство необходимо иметь в виду при сопоставлении оценок спектров и иных характеристик одного и того же элемента, полученных в сходных условиях, но с помощью измерений различными способами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сабинин К. Д. О выборе соответствия между периодичностью измерений и инерционностью прибора. — «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 3, 1967, № 7, 473—480.
2. Свешников А. А. Прикладные методы теории случайных функций. М., 1968, 464 с.

КАУСТИКИ В ДВУХСЛОЙНОМ ПОДВОДНОМ ЗВУКОВОМ КАНАЛЕ

Известно, что при распространении сейсмических волн в земной коре, электромагнитных в ионосфере, звуковых в океане и так далее возникают каустические поверхности, на которых наблюдается увеличение интенсивности поля. Если учесть бурное развитие методов изучения океана, то окажется, что исследование каустик, формирующихся при распространении звука в морской среде, является актуальной задачей, так как при этом выявляется тонкая структура звукового поля, а также оцениваются максимальные фокусирующие возможности морской среды, что представляет интерес для некоторых прикладных проблем, таких, как подводная звуковая связь, нелинейное взаимодействие поля со средой и др. Теория расчета поля на каустике и в ее окрестности развита Д. М. Бреховских [1].

В настоящей работе исследуются закономерности формирования каустик и производится расчет поля на каустиках и в их окрестностях для случая двухслойного подводного звукового канала (ПЗК) (рис. 1, а).

Пусть начало координат находится на поверхности и ось z направлена вниз; z_0 , z_{01} , z_1 и z_g — соответственно вертикальные координаты поверхности, точки излучения, нижней границы слоя I (оси канала) и точки наблюдения; индекс q обозначает номер слоя. Вертикальным координатам соответствуют скорости звука C_0 , C_{01} , C_1 , C_{zg} и углы скольжения лучей α_0 , α_{01} , α_1 , α_{zq} . Лучи, испытывающие полное внутреннее отражение ниже и выше оси ПЗК в толще воды, не доходящие до поверхности и до дна, будем называть группой водных лучей (лучи группы В), а лучи, испытывающие полное внутреннее отражение только ниже оси ПЗК и отражающиеся от поверхности — группой водноповерхностных лучей (лучи группы ВП).

Для рассматриваемого случая двухслойной среды [2] уравнение луча может быть записано в виде

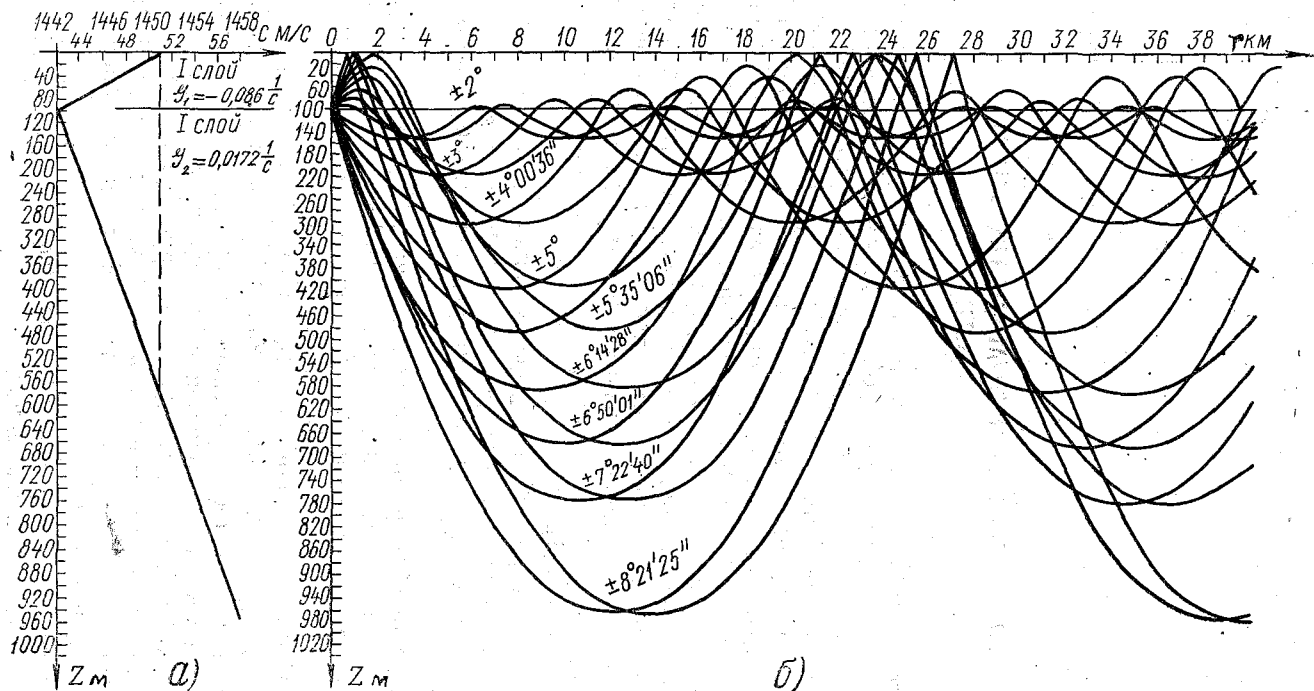


Рис. 1. Двухслойный подводный звуковой канал с осью на глубине 100 м: а) вертикальное распределение скорости звука; б) лучевая картина при расположении точки излучения на оси канала

$$r = \frac{C_{01}}{G_1 \cos \alpha_1} \left[N_j \sin \alpha_0 \pm \sin \alpha_{01} \mp \frac{G_1}{G_q} \sin \alpha_{z_q} - N_j \left(1 - \frac{G_1}{G_2} \right) \sin \alpha_1 \right], \quad (1)$$

где r — горизонтальное расстояние луча от точки излучения до точки наблюдения; коэффициент перед $\sin \alpha_0$ $N_1=2N$ или $N_2=2(N+1)$; N — число пространственных периодов лучей, вышедших из точки излучения соответственно вниз и вверх; знаки плюс и минус перед $\sin \alpha_{01}$ соответствуют лучам, выходящим из точки излучения вниз и вверх; знаки минус и плюс перед $\sin \alpha_{z_q}$ соответствуют нисходящим и восходящим ветвям лучей; коэффициент перед $\sin \alpha_1$ $N_1=2N$ или $N_2=2(N+1)$ соответственно для нисходящих и восходящих ветвей лучей для точки наблюдения, расположенной в слое I и $N_3=(2N+1)$ — для точки наблюдения, расположенной в слое II; G — градиент скорости звука. Для лучей группы В первое слагаемое в уравнении (1) будет отсутствовать.

Каустики наблюдаются в точках, где производная $dr/d\alpha_{01}=0$. Дифференцируя уравнение (1) по α_{01} и приравнявая полученное выражение нулю, имеем

$$N_j \frac{1}{\sin \alpha_0} \pm \frac{1}{\sin \alpha_{01}} \mp \frac{G_1}{G_q} \frac{1}{\sin \alpha_{z_q}} - N_j \times \\ \times \left(1 - \frac{G_1}{G_2} \right) \frac{1}{\sin \alpha_1} = 0. \quad (2)$$

Анализ уравнения (2) без первого слагаемого с учетом того, что градиент скорости звука в слое I имеет отрицательные числовые значения, показывает, что лучи группы В, выходящие из точки излучения как вниз, так и вверх под углами $\pm \alpha_{01}$, формируют каустики в слое I на восходящих ветвях, а в слое II — на нисходящих ветвях, по два семейства ветвей каустик в каждом слое.

Таким образом, каждый луч группы В, вышедший из точки излучения под углом $+\alpha_{01}$ или $-\alpha_{01}$, на протяжении одного пространственного периода дважды касается каустики, а именно в слое II — при распространении вниз и в слое I — при распространении вверх.

Следует отметить, что в случае двухслойной среды с положительными градиентами скорости звука луч, вышедший из точки излучения вверх или вниз, на протяжении одного пространственного периода касается каустики только один раз при своем распространении или вниз, или вверх [2]. Указанные различия сохраняются и в случае многослойного ПЗК и многослойной среды с положительными градиентами скорости звука.

Анализ уравнения (2), включая и первое слагаемое, выполненный с учетом отрицательных числовых значений G_1 , показывает, что лучи группы ВП, выходящие из точки излучения как вниз, так и вверх, подразделяются на два семейства. Лучи первого семейства формируют каустики на восходящих ветвях, а лучи второго семейства — на нисходящих ветвях. При этом каждый луч группы ВП на протяжении одного пространственного периода касается каустики один раз, как и в условиях положительной рефракции. Другими словами, в формировании каустик в двухслойном подводном звуковом канале лучами группы ВП наблюдаются те же закономерности, что и в формировании каустик в условиях положительной рефракции в случае двухслойной среды [2].

Углы скольжения $\alpha_{z,q}$ в точке касания заданного луча с каустикой могут быть определены из уравнения (2). Определив из уравнения (2) углы $\alpha_{z,I}$ и $\alpha_{z,II}$, найдем затем вертикальную координату z_q точки касания данного луча с каустикой по формуле

$$z_q = z_1 + \frac{C_1}{G_1} \frac{\cos \alpha_{z,I} - \cos \alpha_1}{\cos \alpha_1}. \quad (3)$$

Подставляя значения α_0 , α_{01} , α_1 и $\alpha_{z,q}$ в уравнение луча (1), найдем затем горизонтальную координату точки касания заданного луча с каустикой r .

Как известно, приближение геометрической оптики не позволяет рассчитать поле на каустике и в ее окрестности. Поэтому для таких расчетов используются волновые методы. Согласно работе [2], поле на каустике для рассматриваемого случая может быть рассчитано по формуле

$$F_k = 2,31771 \frac{r}{\sin \alpha_{01} \operatorname{tg} \alpha_{z,q}} C_{01}^{-1} G_1^{\frac{2}{3}} f^{\frac{1}{3}} [T_q(\alpha_{01})]^{-\frac{2}{3}}, \quad (4)$$

где F_k — фактор фокусировки; f — частота звука; $T_q(\alpha_{01})$ — функция, определяемая выражением

$$\begin{aligned} T_q(\alpha_{01}) = & \left[N_j (3 \operatorname{ctg} \alpha_0 + \operatorname{ctg}^3 \alpha_0) \pm (3 \operatorname{ctg} \alpha_{01} + \operatorname{ctg}^3 \alpha_{01}) - \right. \\ & - N_j \left(1 - \frac{G_1}{G_q} \frac{1}{n^3(z_{01}, z_q)} \right) \times (3 \operatorname{ctg} \alpha_1 + \operatorname{ctg}^3 \alpha_1) \pm \frac{G_1}{G_q} \frac{1}{n^3(z_{01}, z_q)} \times \\ & \left. \times (3 \operatorname{ctg} \alpha_{z,q} + \operatorname{ctg}^3 \alpha_{z,q}) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $n = C_{01}/C_{z,q}$.

Увеличение интенсивности звука на произвольном расстоянии $\Delta r = (r - r_0)$ от каустики может быть рассчитано по формуле

$$F_{0к} = F_k \frac{v^2(t)}{v^2(0)}, \quad (6)$$

где $v(t)$ — функция Эйри; t — параметр функции Эйри, или безразмерное расстояние, связанное с параметрами среды и излучения выражением

$$t = \pm 4,29005 \Delta r C_{01}^{-1} G^{\frac{1}{3}} f^{\frac{2}{3}} [T_q(\alpha_{01})]^{-\frac{1}{3}}. \quad (7)$$

В формуле (6) значения $F_{0к}$ учитывают поле двух лучей. Поэтому значения $F_{0к}$ следует понимать как увеличение интенсивности поля относительно такового для однородной среды в окрестности каустики, обуславливаемого наличием двух лучей, что в геометрической трактовке при энергетическом суммировании соответствовало бы суммарному фактору фокусировки двух лучей.

Для расчета ветвей каустик, поля на каустиках и вблизи них в случае двухслойного ПЗК была принята двухслойная модель, изображенная на рис. 1, а, где $G_1 = -0,086$ л/с, а $G_2 = 0,0172$ л/с, что соответствует изотермии в глубинных слоях. Глубина оси ПЗК $z_1 = 100$ м, скорость звука $C_0 = 1451,02$ и $C_1 = 1442,42$ м/с. Расчет производился для ПЗК, когда скорость звука у дна больше скорости звука у поверхности, для лучей группы ВП и группы В, при расположении источника звука на оси и выше оси ПЗК.

Лучевая картина для $z_{01} = 100$ м изображена на рис. 1, б, а ветви каустик, формируемых лучами группы В — на рис. 2, б. Там же проставлены значения F_k для ветвей каустик ниже оси ПЗК, для частоты $f_0 = 1$ кГц и указаны значения начальных углов скольжения лучей α_{01} . Точки пересечения пунктирных линий с ветвями каустик указывают для заданных начальных углов скольжения α_{01} рассчитанные координаты ветвей каустик.

Как видно из рис. 2, б, численные значения F_k увеличиваются с увеличением α_{01} , не превышая, однако значений $F_k = 10$. Из формулы (4) следует, что значения F_k зависят от частоты звука в степени $1/3$. Поэтому значения $F_{к, f}$ для произвольной частоты f могут быть определены по формуле

$$F_{к, f} = F_{к, f_0} \sqrt[3]{f/f_0}.$$

Например, для $f = 8$ кГц значения F_k будут в два раза, а для $f = 27$ кГц в три раза больше указанных на рис. 2, б. Из рис. 2, б также следует, что в соответствии с формулой (2) как в I, так и во II слое формируется по две ветви каустик на протяжении одного пространственного периода лучей, которые обозначены на рис. 2, б

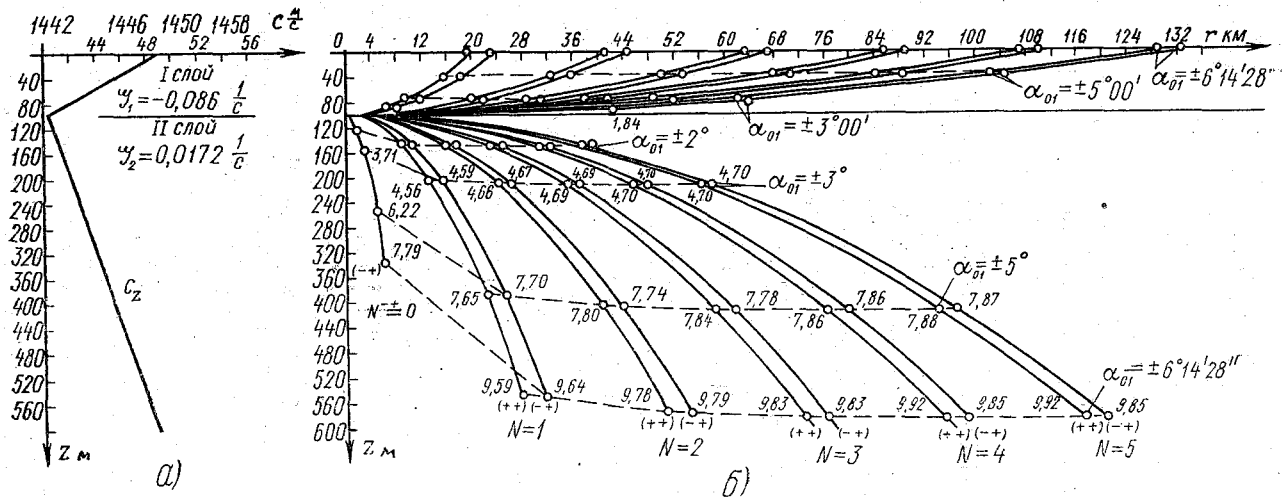


Рис. 2. Ветви акустик, формируемых лучами водной группы при расположении точки излучения на оси ПЗК для случая, изображенного на рис. 1

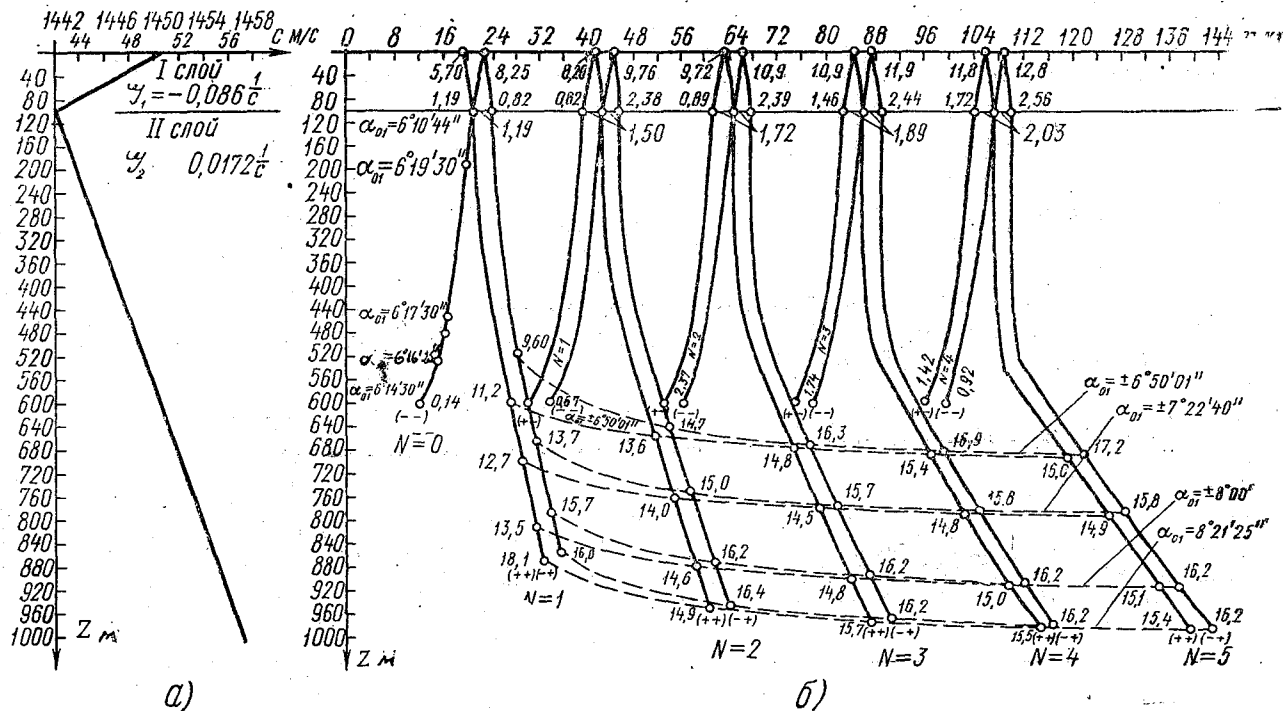


Рис. 3. Ветви каустик, формируемых лучами водноповерхностной группы при расположении точки излучения на оси ПЗК, для случая, показанного на рис. 1

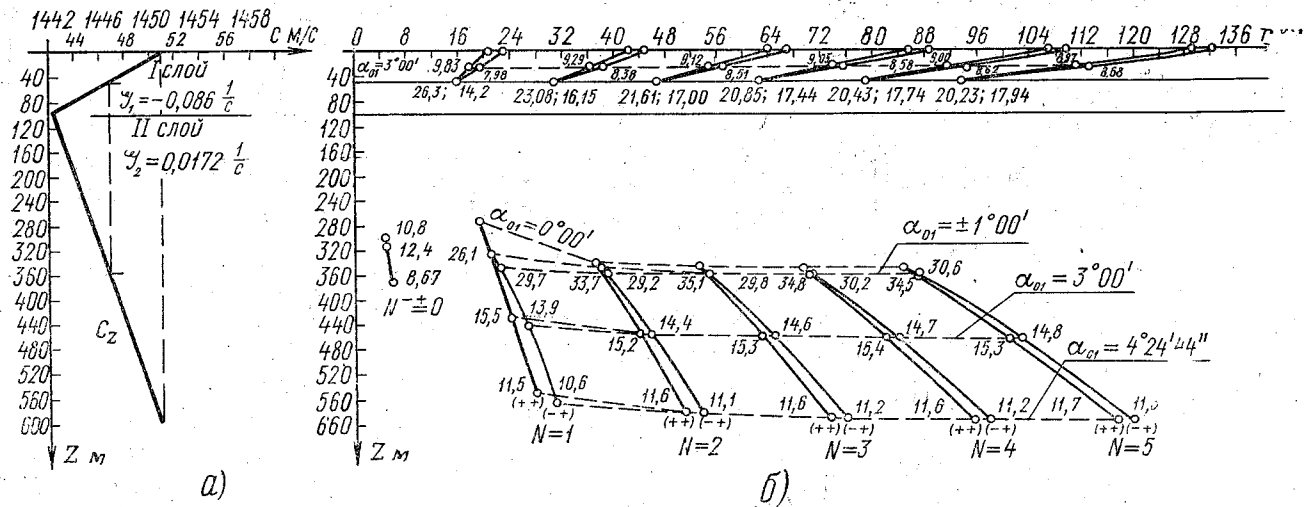


Рис. 4. Ветви каустик, формируемых лучами водной группы при расположении точки излучения выше оси канала, на глубине 50 м

двойными знаками $(++)$, $(+-)$ и $(-+)$, $(--)$. Первый знак обозначает положительное или отрицательное направление выхода луча из точки излучения, а второй знак обозначает также направление луча в точке касания его с каустикой.

Ветви каустик группы лучей ВП для положения источника звука на оси ПЗК изображены на рис. 3, б. Здесь также проставлены начальные углы скольжения лучей α_{01} и значения F_k для частоты $f_0 = 1$ кГц. Значения F_k на рис. 3, б минимальны на оси ПЗК и увеличиваются с удалением от оси ПЗК вверх и вниз, достигая значений несколько больших, чем на каустиках, формируемых лучами группы В. На горизонте точки излучения (в данном случае на оси канала) ветви каустик $(++)$ и $(--)$ пересекаются, а у поверхности ветви каустик второго семейства $(++)$ и $(-+)$ начинаются из тех точек, в которых заканчиваются ветви каустик первого семейства $(+-)$ и $(--)$.

Ветви каустик, формируемых лучами группы В при положении источника звука выше оси ПЗК на глубине $z_{01} = 50$ м, изображены на рис. 4, б. Как и в случае расположения источника звука на оси канала, здесь также формируется по две ветви каустик на протяжении каждого пространственного периода лучей на тех же направлениях, что и при расположении источника звука на оси канала.

Как видно из рис. 4 б, на глубинах, где луч с начальным углом скольжения $\alpha_{01} = 0^\circ$ испытывает полное внутреннее отражение (в нашем случае на глубинах от 50 до 350 м), наблюдается зона, свободная от каустик, формируемых лучами группы В. В пределе при перемещении точки излучения на поверхность лучи группы В, а следовательно, и каустики, формируемые этими лучами, исчезают. Значения F_k с увеличением начального угла скольжения α_{01} уменьшаются, в то время как при $z_{01} = 100$ м (на оси канала) — увеличиваются.

Как отмечено выше, значения $F_{ок}$ учитывают поле двух лучей, интерференция между которыми обуславливает известную осцилляцию поля в окрестности каустики при отрицательных значениях параметра t функции Эйри $v(t)$. Указанную осцилляцию интенсивности звука демонстрируют рис. 5 и 6, где изображены значения $F_{ок}$ в окрестности каустики в функции расстояния Δr при $\alpha_{01} = 1^\circ$ и $\alpha_{01} = 6^\circ 14' 28''$ (граничный луч между группами лучей В и ВП). Максимального значения функция $v(t)$, а следовательно и $F_{ок}$ достигает при $t = -1,02$, а не при $t = 0$, т. е. интенсивность звука на самой каустике ($t = 0$) не является максимальной (см. рис. 5, 6) [1]. При этом значения $F_{ок}$ в первом максимуме в 2—3 раза больше значений F_k на самой каустике.

Анализ графиков (рис. 5 и 6) показывает, что с увеличением N ширина первого и последующих фокальных пятен (расстояние

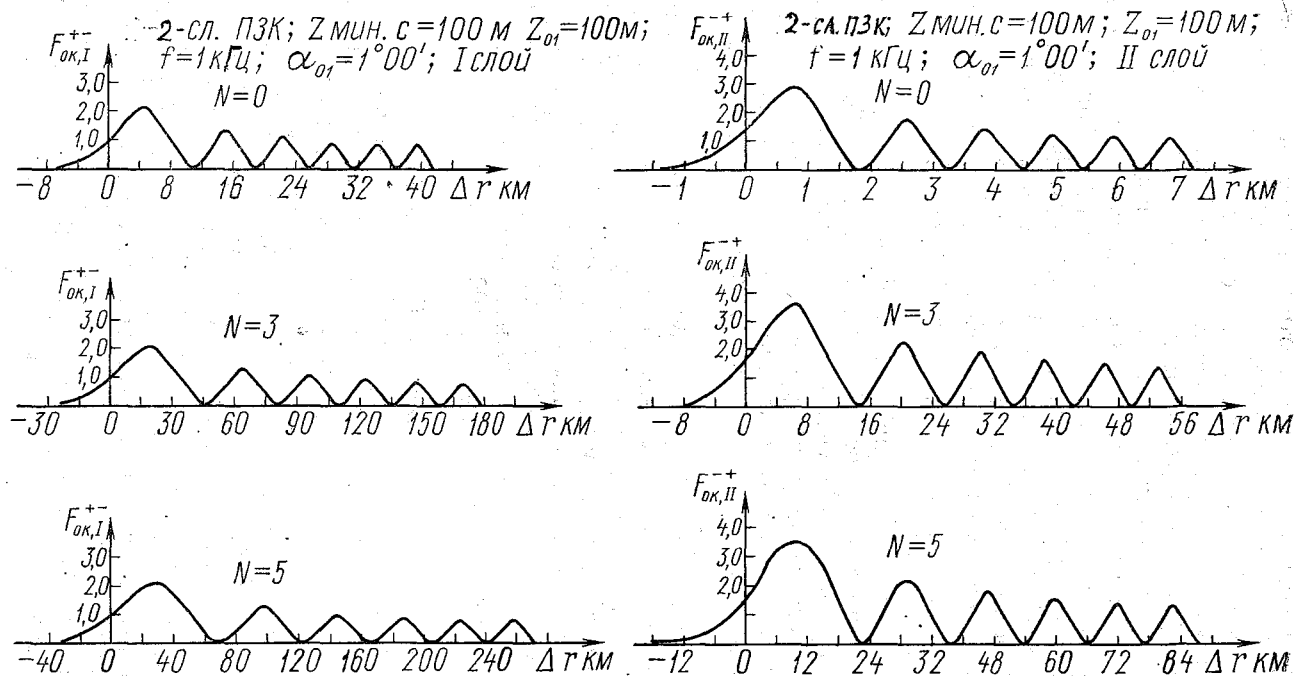
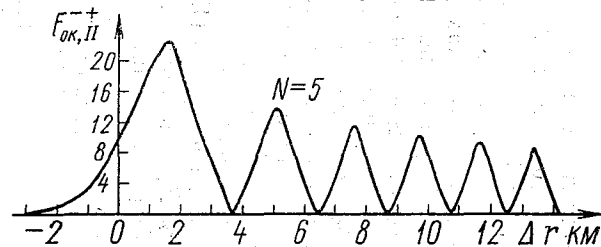
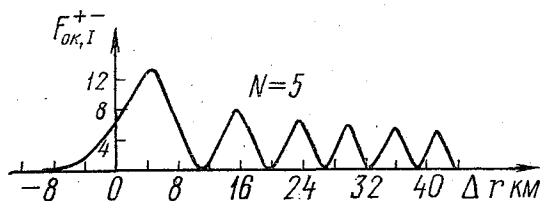
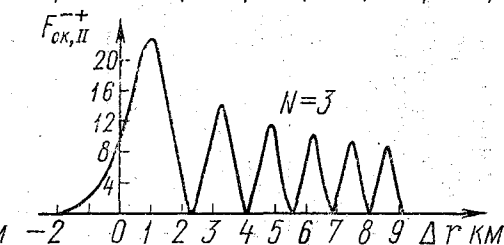
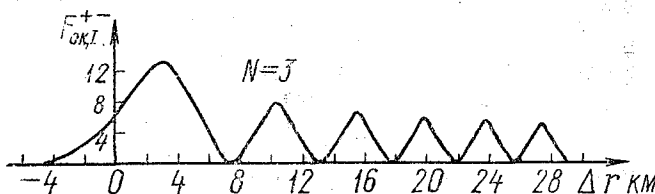
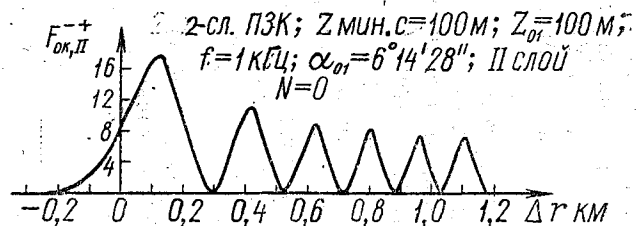
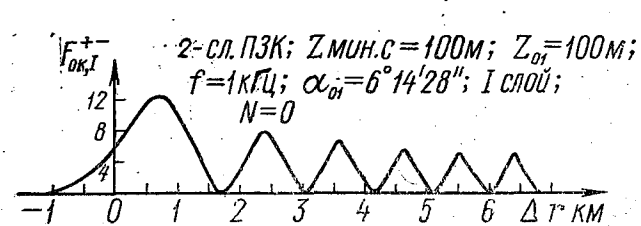


Рис. 5. Значения F_{0K} для случая, показанного на рис. 1: а) для $\alpha_{01}=1^{\circ}$, для направления луча «низ — верх», касающегося каустики в слое I; б) для $\alpha_{01}=1^{\circ}$, для направления луча «верх — низ», касающегося каустики в слое II



а)

б)

Рис. 6. Значения F_{0K} для случая, показанного на рис. 1 при $\alpha_{01}=6^{\circ}14'28''$: а) для направления луча «низ — верх», касающегося каустики в слое I; б) для направления луча «верх — низ», касающегося каустики в слое II

между соседними минимумами) увеличивается, а с увеличением α_{01} — уменьшается. Так, когда $\alpha_{01} = 1^\circ$ при $N=0$, ширина первого фокального пятна, считая от каустики, равна 11,2 км, а при $N=5$ — 66,5 км; когда $\alpha_{01} = 6^\circ 14' 28''$, соответствующие расстояния (рис. 6) равны 1,75 и 11,4 км.

Произведенные анализ условий формирования каустик, расчеты каустик, поля на каустиках и вблизи них показывают, что в двухслойном ПЗК лучи водной группы на протяжении одного пространственного периода два раза касаются каустики, а лучи водно-поверхностной группы — один раз, как и лучи, которые распространяются без отражения от дна в условиях положительной рефракции. Это объясняется тем обстоятельством, что как лучи ВП в ПЗК, так и лучи, распространяющиеся без отражения от дна в условиях положительной рефракции, на протяжении одного пространственного периода испытывают полное внутреннее отражение один раз, а водные лучи в ПЗК — два раза.

Значения F_k при расположении точки излучения на оси ПЗК с увеличением α_{01} увеличиваются. При расположении точки излучения выше или ниже оси ПЗК максимальные значения F_k наблюдаются при минимальных α_{01} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М., 1973. 343 с.
2. Волков И. И. Каустики при положительной рефракции в случае двухслойной среды. — «Акустический журнал», 1973, 19, вып. 4, с 505—511.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОДОВОГО ХОДА ТЕМПЕРАТУРЫ И СОЛЕННОСТИ ВОДЫ В ДЕЯТЕЛЬНОМ СЛОЕ ОКЕАНА

В последнее время появилось большое количество работ, в которых предлагаются математические модели эволюции основных характеристик деятельного слоя океана. Их обзор был сделан авторами в работе [4]. Поэтому здесь только отметим, что реализация большинства моделей осуществлялась на материалах известной океанологической станции «Рара». В настоящей работе авторы поставили перед собой задачу создать простую модель, пригодную для расчета по большой акватории годового хода толщины квази-однородного слоя (h), температуры и солёности воды в нем (T_0 , S_0) и в сезонном термоклине (T , S), осредненных за промежуток времени, больший или равный естественному синоптическому периоду.

1. Физические основы модели

При построении модели будем исходить из следующей стилизованной структуры деятельного слоя океана:

а) верхний слой заполнен полностью турбулизированной перемешанной жидкостью. Процессы обмена в нем обусловлены турбулентными пульсациями, интенсивность которых мало меняется по вертикали. Вследствие развитой турбулентности в этом слое происходит почти полное выравнивание вертикального распределения температуры и солёности воды;

б) ниже турбулизированной жидкости располагается слой, в котором жидкость не является турбулентной. Процессы обмена теплом и солями определяются здесь молекулярным механизмом;

в) турбулизированная жидкость отделяется от нетурбулизированной четкой границей, на которой происходит разрыв вертикальных градиентов температуры и солёности воды. Положение этой границы характеризуется сильной изменчивостью во времени, причем амплитуда колебаний ее в течение суток и более соизмерима с толщиной перемешанного слоя жидкости (рис. 1).

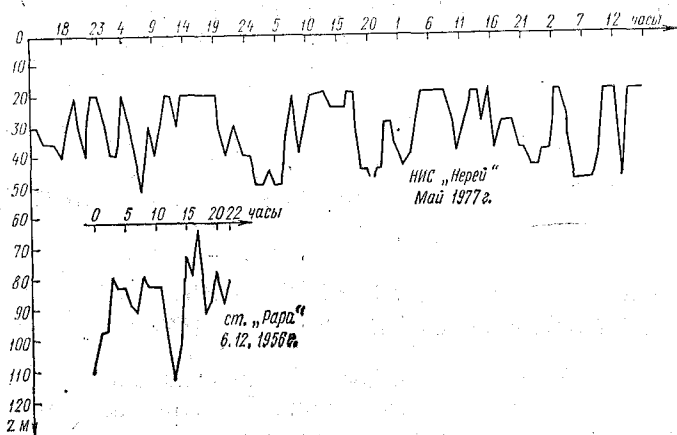


Рис. 1. Толщина квазиоднородного слоя по данным ежечасных наблюдений

Существование такой структуры деятельного слоя подтверждает анализ мгновенных* профилей температуры и солености воды в океане (рис. 2).

Рассмотрим теперь осредненную за время, равное естественно-му синоптическому периоду τ , картину. В этом случае в деятельном слое можно выделить три области. Верхний слой, от поверхности океана до минимальной за период осреднения глубины проникновения перемешанной жидкости, заполнен в течение всего периода τ турбулизированной водой, поэтому градиенты температуры и солености воды здесь в течение всего периода осреднения равны нулю. При анализе осредненных профилей** температуры и солености воды этот слой будем называть квазиоднородным.

Вторая область располагается от минимальной до максимальной (за период осреднения) глубины распространения турбулизированной жидкости. На каждом уровне этого слоя в течение периода осреднения жидкость может быть либо турбулентна, либо нет, т. е. турбулентность имеет в этой зоне перемежающийся характер. Градиенты температуры и солености воды в этом слое в

* Под мгновенными профилями будем понимать те, которые построены по данным батометрических серий и батитермографных наблюдений, позволяющих фиксировать температуру и соленость воды с масштабом временного осреднения порядка десятка минут.

** Здесь и в дальнейшем под осредненными профилями будем понимать профили, построенные по значениям температуры и солености воды, найденным на каждом уровне как среднеарифметическое за время, равное периоду осреднения τ .

течение периода τ равны нулю, когда жидкость турбулизована, и отличны от нуля в остальные моменты времени. Поэтому на осредненных профилях здесь наблюдаются значительные вертикальные градиенты температуры и солёности воды.

Ниже области с перемежающейся турбулентностью располагается зона, которой турбулизируемая жидкость не достигает в течение всего периода осреднения. В этой области в течение всего периода τ находится нетурбулированная жидкость. На осредненных профилях температуры и солёности воды зоне с перемежающейся турбулентностью и области с нетурбулированной жидкостью соответствует сезонный термоклин.

Принимая во внимание отмеченные особенности осредненных параметров деятельного слоя, в настоящей работе предлагается математическая модель для расчета их эволюции в течение всего года. В модели не учитываются горизонтальные переносы тепла и солей течениями и крупномасштабные вертикальные движения, поскольку опыт лабораторного моделирования термической структуры показывает [5], что основные характерные черты вертикального распределения температуры и солёности воды в деятельном слое формируются под действием локальных механизмов.

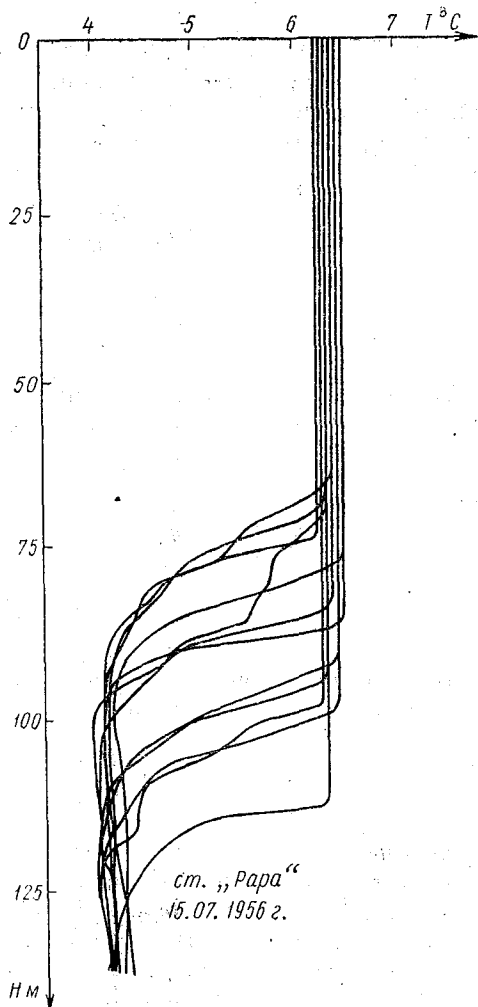


Рис. 2. Суточная изменчивость температуры воды на океанологической станции «РАРА» 1956 г. [7]

2. Основные уравнения модели

В основу модели положены следующие уравнения:

а) уравнения распространения тепла и солей, проинтегрированные в пределах от 0 до h в предположении неизменности в квазиоднородном слое температуры и солёности воды по вертикали,

$$c_p \rho \frac{\partial T_0}{\partial t} h = q_0^T - q_h^T, \quad (1)$$

$$\rho \frac{\partial S_0}{\partial t} h = q_0^S - q_h^S; \quad (2)$$

б) уравнения распространения тепла и солей, проинтегрированные от h до нижней границы деятельного слоя (H)

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^H T dz + \frac{\partial h}{\partial t} T_0 = \frac{q_h^T}{c_p \rho}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^H S dz + \frac{\partial h}{\partial t} S_0 = \frac{q_h^S}{\rho}, \quad (4)$$

в) проинтегрированное уравнение баланса энергии турбулентности в квазиоднородном слое

$$G - D = - \frac{g}{\rho} \frac{M_0 + M_h}{2} \cdot h, \quad (5)$$

где q_0^T , q_0^S — потоки тепла и солей через поверхность океана, q_h^T , q_h^S — потоки тепла и солей через нижнюю границу квазиоднородного слоя, G — приток механической энергии от ветра, D — диссипация энергии турбулентности, M_0 , M_h — потоки массы через верхнюю и нижнюю границы квазиоднородного слоя, c_p , ρ — удельная теплоемкость и плотность воды, g — ускорение свободного падения;

3. Преобразование уравнений модели

Введем понятие средней температуры ($\bar{T}$) и солёности ($\bar{S}$) воды в сезонном термоклине:

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

Тогда из уравнений (3) и (4) получим:

$$\frac{\partial h}{\partial t} (T_0 - \bar{T}) + \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} (H - h) = \frac{q_h^T}{c_p \rho}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} (S_0 - \bar{S}) + \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} (H - h) = \frac{q_0^S}{\rho}. \quad (7)$$

Привлекая уравнения состояния океанской воды в линейном приближении, вертикальные потоки массы выразим через потоки тепла и солей:

$$M_0 = -\frac{\alpha}{c_p} q_0^T + \beta q_0^S, \quad (8)$$

$$M_h = -\frac{\alpha}{c_p} q_h^T + \beta q_h^S, \quad (9)$$

где α и β — коэффициенты термического расширения и солёностного сжатия воды.

Используя выражения (6) — (9), из уравнения (5) получим формулу для расчета эволюции толщины квазиоднородного слоя:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & \frac{1}{\alpha(T_0 - \bar{T}) - \beta(S_0 - \bar{S})} \left[\frac{2(G - D)}{gh} - \frac{\alpha q_0^T}{c_p \rho} + \right. \\ & \left. + \frac{\beta q_0^S}{\rho} + (H - h) \left(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} \right) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Анализ уравнения (10) показывает, что если сделать в нем допущения, присущие моделям типа модели Е. Крауса и Дж. Тернера (зависимость плотности воды только от температуры, а также наличие временного хода температуры воды только в квазиоднородном слое), то оно превращается в известное уравнение, полученное Е. Краусом и Дж. Тернером для расчета толщины квазиоднородного слоя. Пренебрежение в уравнении (10) зависимостью плотности от солёности делает его подобным уравнению, предложенному С. А. Китайгородским и Ю. З. Миропольским [4].

Приток механической энергии от ветра будем находить по формуле $G = c_g v_*^3$, полагая диссипацию пропорциональной G , т. е. $D \sim \delta G$, где v_* — динамическая скорость, δ и c_g — эмпирические константы, которые принимались (как в работе [4] и в списке литературы к ней) равными 0,99 и 10 соответственно. Временной ход q_0^T , q_0^S , v_* будем считать известным. Тогда в составленной системе уравнений (1), (2) и (10), описывающей временную изменчивость h , T_0 и S_0 , остались неопределёнными средние температура и солёность воды сезонного термоклина.

4. Параметризация годового хода температуры и солености воды в сезонном термоклине

Для расчета осредненного вертикального распределения температуры и солености воды ниже квазиоднородного слоя воспользуемся уравнениями распространения тепла и диффузии соли:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_T \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (11)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k_S \frac{\partial S}{\partial z}, \quad (12)$$

при следующих краевых условиях:

$$\begin{aligned} t=0 & \quad T=T(z), \quad S=S(z) \\ z=h & \quad T=T_0, \quad T=S_0, \\ z=H & \quad T=T_H, \quad S=S_H, \end{aligned}$$

где T_H , S_H — температура и соленость воды на нижней границе деятельного слоя, k_T , k_S — коэффициенты обмена теплом и солями.

Для определения k_T и k_S воспользуемся методом раздельного осреднения, который применяется для исследования перемежающейся турбулентности [6], имеющей место в сезонном термоклине. Тогда средний по всему периоду τ коэффициент обмена теплом или солями на каждом уровне в сезонном термоклине можно выразить через средние по тем моментам, в которые жидкость на данном уровне турбулентна и по тем моментам, когда она на этом уровне нетурбулентна, т. е.

$$\begin{aligned} k_T &= kf + \lambda_T, \\ k_S &= kf + \lambda_S, \end{aligned}$$

где k — коэффициент турбулентного обмена теплом и солями (полагаем их равными между собой), λ_T , λ_S — коэффициенты молекулярного обмена теплом и солями, f — вероятность того, что за время, равное τ , жидкость на данном уровне турбулентна.

Величину f в гидромеханике принято называть коэффициентом перемежаемости [6].

В турбулентной жидкости, где интенсивность пульсационных движений мало меняется в вертикальном направлении, коэффициент турбулентного обмена (k) будем полагать неизменным по вертикали. Тогда из соображений размерности для турбулизированной жидкости

$$k=h\sqrt[3]{\frac{8GC_2^4}{c_1}}, \quad (13)$$

где $c_1=5$, $c_2=0,036$ — эмпирические константы, численные значения которых взяты из работы [3].

Для определения вида функции f в зависимости от вертикальной координаты необходимо проследить за изменениями во времени в течение всего периода осреднения τ глубины распространения турбулизированного слоя жидкости в сезонном термоклине. Обнаружить турбулизированный слой в наших предположениях на мгновенных профилях можно по равенству нулю в нем вертикальных градиентов температуры и солёности воды. Нами были использованы ежечасные батитермографные наблюдения на океанологической станции «Рара» и на НИС «НЕРЕИ» в Атлантическом океане. Обработка их позволила с дисперсией $\sigma^2=0,00084$ аппроксимировать зависимость коэффициента перемежаемости (f) от безразмерной вертикальной координаты $x=(z-h)/h$, ($z \geq h$) функцией ошибок Гаусса erfc

$$f=1-\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx \quad (\text{рис. 3}).$$

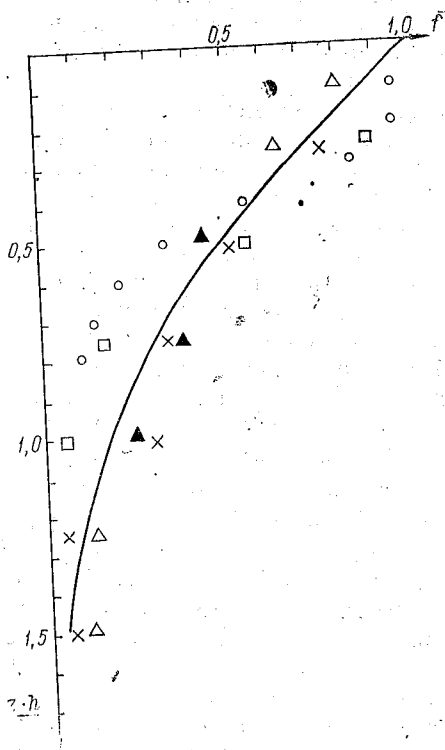


Рис. 3. Коэффициент перемежаемости по данным: $\circ$ — ст. «РАРА» 5.12.56 г.; $\square$ — ст. «РАРА» 14.07.56 г.; $\triangle$ — НИС «НЕРЕИ» 10.06.—13.06.77 г.; $\times$ — НИС «НЕРЕИ» 24.05.—28.05.77 г.

Поскольку использовались данные наблюдений, выполненные в различные годы, сезоны и в различных районах океана, можно говорить о некоторой универсальности вида функции f .

5. Расчет и анализ сезонных изменений характеристик деятельного слоя в северной части Атлантического океана

Основные характеристики вертикальной структуры деятельного слоя океана в годовом цикле изменений определялись в результате решения системы уравнений (1), (2), (10), (11) и (12). Уравнения (1), (2) и (10) решались методом Эйлера с шагом по времени пять суток. Проводились пробные расчеты с меньшими шагами, а также по схеме Эйлера с перешагиванием. Однако существенных изменений в результаты расчетов это не внесло. Уравнения (11) и (12) решались методом прогонки с шагом по вертикали два метра, а по времени — пять суток. Все расчеты проводились для Северной части Атлантического океана в узлах десятиградусной сетки. Начальными данными для расчетов служили значения толщины квазиоднородного слоя, температура и соленость воды на поверхности и на стандартных горизонтах за февраль, а также глубина деятельного слоя, температура и соленость воды на этой глубине, которые принимались постоянными в течение всего года [1]. Потоки тепла и солей через поверхность океана рассчитывались по данным об осадках и испарении, любезно предоставленным нам сотрудниками ГГО им. А. И. Воейкова Л. А. Строкиной и Л. М. Шереметовой. Величины результирующего потока тепла через поверхность океана были взяты из Атласа [2].

Реализация изложенной выше модели позволила получить годовой ход h , T_0 , S_0 , а также вертикальные профили температуры и солености воды в сезонном термоклине.

Прокомментируем некоторые результаты, иллюстрирующие возможности модели по воспроизведению эволюции характеристик деятельного слоя океана в течение всего года. Для большинства узлов расчетной сетки удалось получить результаты, соответствующие общим физическим представлениям о формировании структуры деятельного слоя океана. Рассчитанные карты T , S (рис. 4, 5) воспроизводят основные крупномасштабные черты реального распределения температуры солености воды верхнего слоя Атлантического океана. Максимальная разность между рассчитанными и фактическими величинами [1] не превосходит в августе $2-2,5^\circ$ для температуры и $0,3-0,5\%$ для солености. Из-за отсутствия надежных обобщений фактических данных о пространственно-временной изменчивости толщины квазиоднородного слоя провести оценку рассчитанных (рис. 6) величин h не удалось. Наибольшие расхождения рассчитанных и фактических карт температуры и солености (см. рис. 4, 5) наблюдаются в осенне-зимний период, что обусловлено неучетом в модели (в явном виде) вертикальной зимней циркуляции. Помимо этого, в те моменты времени, когда поток массы направлен в глубь океана, что наблюдается чаще всего осенью и

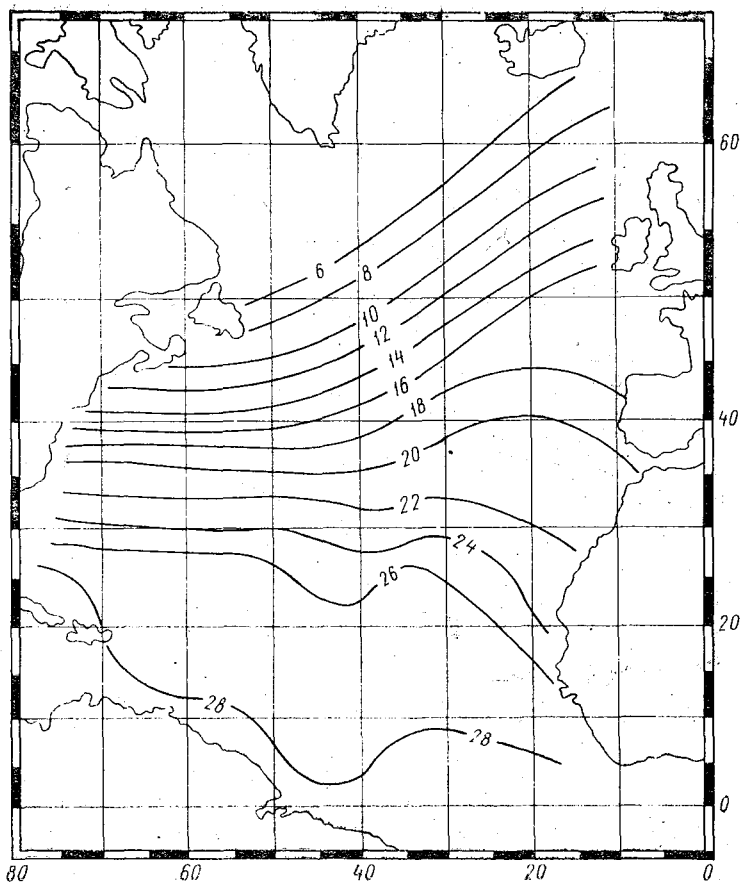


Рис. 4. Рассчитанная температура воды квазиоднородного слоя. Июль

зимой, равенство в уравнении баланса энергии турбулентности (5) не выполняется. Для улучшения результатов расчета в осенне-зимний период необходимо привлекать другие гипотезы о диссипации турбулентной энергии [4], либо учитывать вертикальную зимнюю циркуляцию в явном виде.

В тех районах, где горизонтальные переносы течениями тепла и солей достаточно интенсивны, формирование вертикальной плотностной структуры, по-видимому, должно определяться не только локальными факторами, но и упомянутыми переносами. Поэтому для районов течений Западно-Гренландского, Ирмингера, Гольф-

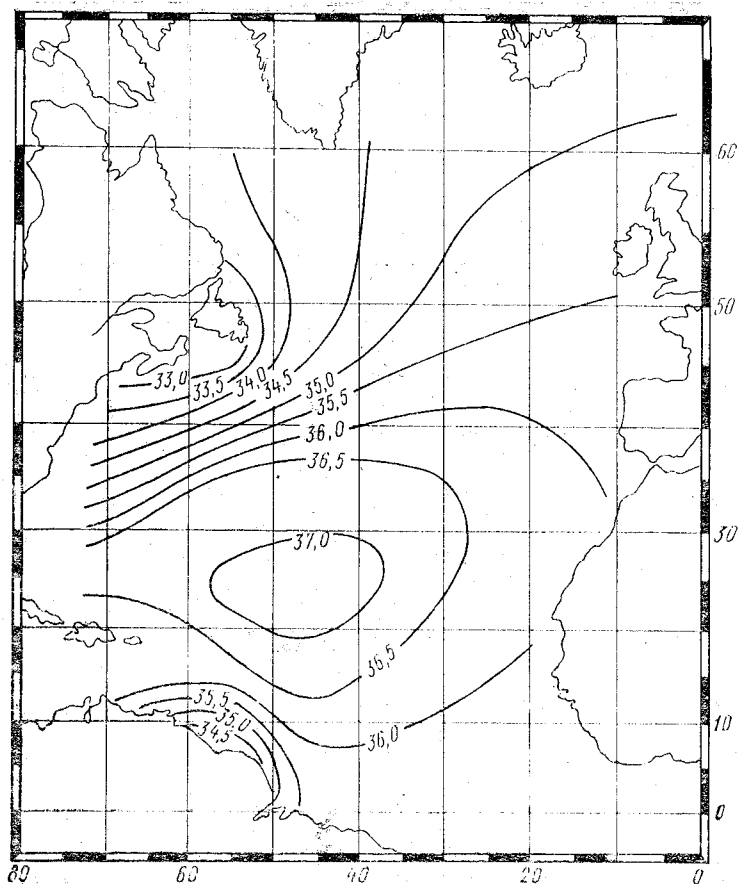


Рис. 5. Рассчитанная соленость воды квазиоднородного слоя.
Август

стрима, Канарского и Гвинейского модель не всегда воспроизводит наблюдаемый временной ход толщины квазиоднородного слоя, температуры и солености воды в нем.

В изложенной модели впервые при расчете сезонной эволюции величин h по большой акватории учтены изменения солености в деятельном слое и обмен солями между океаном и атмосферой. Эти факторы играют большую роль в формировании квазиоднородного слоя. В большинстве же моделей деятельного слоя океана эти факторы не учитываются, что должно значительно ухудшать результаты расчетов. Наибольшие ошибки возникают для тех районов,

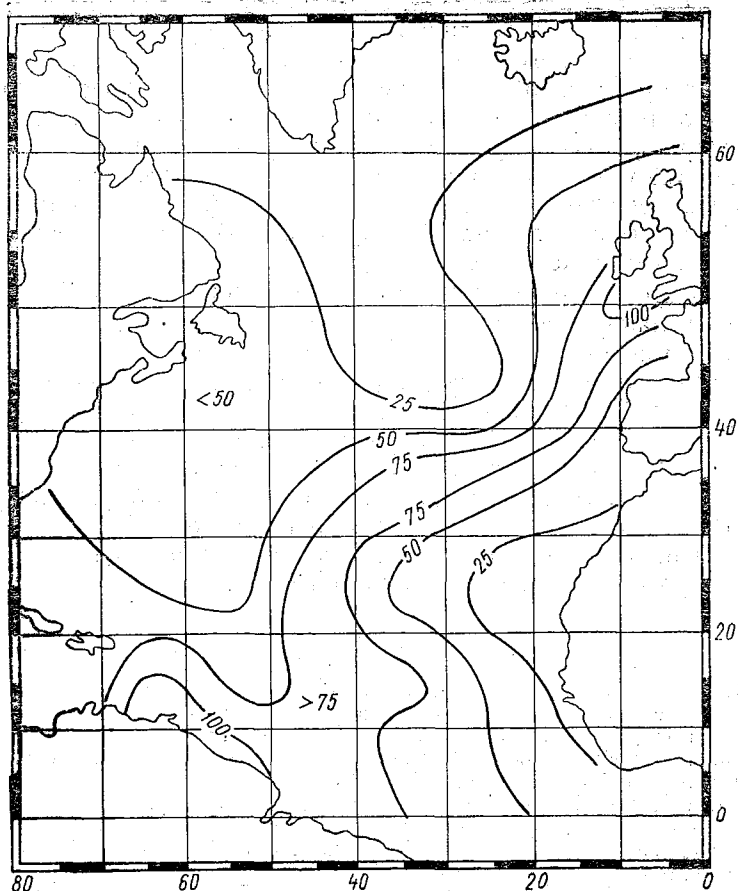


Рис. 6. Рассчитанная толщина квазигомогенного слоя. Июль.

где сравнимы вклады соленостного и термического факторов. Пре-
небрежение изменениями солености может приводить как к увели-
чению, так и к уменьшению значений h . Знак влияния эволюции
солености определяется соотношением между разностью осадки —
испарение и разностью солености воды в квазигомогенном слое и
на нижней границе деятельного слоя.

Реализация предложенного способа расчета вертикальных про-
филей температуры и солености воды в сезонном термоклине дает
удовлетворительные результаты при проведении расчетов по боль-
шой акватории в течение года. В большинстве узлов расчетной

сетки получились характерные особенности распределения T и S : слои скачка под квазиоднородным слоем и уменьшенные градиенты T и S ниже него. На профилях четко прослеживается ступенчатая структура, образующаяся при подъеме квазиоднородного слоя. Следует также отметить полученную в некоторых точках сетки гидростатически устойчивую инверсию температуры под поверхностным квазиоднородным слоем, возникающую при его охлаждении и углублении. Такой механизм формирования инверсий температуры имеет, по-видимому, широкое распространение в Северной Атлантике, поскольку здесь соленость воды в деятельном слое, как правило, увеличивается с глубиной.

Проделанный анализ результатов расчетов позволяет сделать вывод о том, что предложенная модель достаточно верно отражает основные особенности формирования гидрологического режима деятельного слоя океана в течение всего года. Однако при расчетах по большой акватории нельзя ограничиться моделированием только локальных механизмов. Учет горизонтальных переносов тепла и солей течениями позволил бы получить более точную картину эволюции T и S воды в деятельном слое, особенно в областях с интенсивными океаническими течениями. Работы в этом направлении проводятся авторами в настоящее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Атлантического и Индийского океанов. Л., 1977. 306 с.
2. Атлас теплового баланса океанов. Севастополь, 1970. 65 с.
3. Егоров К. Л., Лайхтман Д. Л., Радикевич В. М. Оценка характеристик турбулентности в верхнем пограничном слое океана по результатам наблюдений. ТРОПЭКС-72. Л., 1974, с. 336—341.
4. Карлин Л. Н., Ключков Е. Ю., Провоторов П. П. О математическом моделировании сезонных изменений вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана — Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», № 2, Л., 1978, с. 92—105.
5. Китайгородский С. А. Динамика верхнего термоклина в океане. Итоги науки и техники. Серия «Океанология» т. 4. М., 1977, с. 2—46.
6. Ротта И. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., 1967. 342 с.
7. Data record ocean water station "Papa". 1957. Prepared by Pacific Oceanographic Group. Nanaimo, B. C. 122c

К ВОПРОСУ О СОЗДАНИИ СТАБИЛЬНЫХ В ПОТОКЕ ЖИДКОСТИ ПЕРВИЧНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ РАСТВОРЕННОГО В ВОДЕ КИСЛОРОДА

Создание автоматических систем и комплексов для получения информации океанологического характера становится насущной проблемой современной науки. Особенно остро стоит вопрос об автоматизации гидрохимических измерений и, в первую очередь, растворенного в морской воде кислорода, определяющего окислительно-восстановительные и биохимические процессы в океане.

В последнее время создано несколько типов измерительных преобразователей растворенного в воде кислорода как у нас в стране [2—4], так и за рубежом. Но все созданные измерительные преобразователи имеют весьма существенные недостатки, которые происходят из самого принципа выбранных электрохимических методов для определения содержания растворенного в воде кислорода. Сущность данных методов заключается в том, что если на электроды электрохимической ячейки, помещенные в соответствующий раствор электролита, подать напряжение, равное потенциалу восстановления кислорода, то в ячейке начнется реакция электровосстановления кислорода, при этом в цепи появится диффузионный ток, величина которого пропорциональна концентрации кислорода в пробе. Для отделения электрохимической ячейки от исследуемой среды используется селективирующая мембрана. Но реакция электровосстановления кислорода является сложным процессом, включающим промежуточные стадии. Первой стадией является диффузия кислорода к поверхности электрода, затем происходит собственно процесс восстановления и, наконец, продукты реакции покидают тем или иным способом сферу реакции. Каждая из этих реакций влияет в той или иной степени на длительность всего электрохимического процесса. На основании экспериментальных данных [2], можно заключить, что самой длительной стадией реакции является диффузия молекулярного кислорода из исследуемой среды к электродной системе ячейки. Через некоторое время после начала работы электрохимического датчика, отделен-

ного от исследуемой среды селективирующей мембраной, в тонком слое воды, прилегающем к мембране, за счет диффузии кислорода к электродной системе ячейки происходит изменение концентрации кислорода. После чего на выходе ячейки и возникает предельный диффузионный ток, величину которого можно записать в виде уравнения Фика для случая стационарной диффузии к плоскому электроду. Данное выражение является кинетическим уравнением процесса электровосстановления кислорода (в общем виде) и определяет работу исследуемой ячейки

$$I = nFD \frac{C_s}{\delta}, \quad (1)$$

где n — число участвующих в реакции молекул кислорода; F — число Фарадея; D — коэффициент диффузии; C_s — концентрация кислорода; δ — толщина диффузионного слоя.

Время возникновения тонкого диффузионного слоя в основном и определяет величину инерционности электрохимических кислородных датчиков, которая доходит до 15 мин. Кроме того, при работе «in situ» на датчик влияют пульсации скорости потока жидкости вокруг прибора, они изменяют толщину тонкого диффузионного слоя, что существенным образом воздействует на инерционность измерительного преобразователя и увеличивает погрешность измерения концентрации растворенного кислорода. Подобные изменения скорости потока жидкости в настоящее время нельзя предусмотреть или смоделировать в процессе тарирования датчиков в лабораторных условиях. При работе прибора в лаборатории для устранения этого вредного влияния обычно используют магнитную мешалку. Необходимым условием в этом случае является то, чтобы датчик тарировался с магнитной мешалкой и с той же скоростью работы мешалки, на которой будет производиться ее эксплуатация. В противном случае, при измерении содержания кислорода возникают неучтенные погрешности. Для исключения влияния пульсаций относительной скорости движения жидкости некоторые авторы предлагают при работе «in situ» применять искусственное увеличение или стабилизацию движения воды посредством использования различного типа мешалок, крыльчаток и т. д. Общий недостаток этих методов заключается в том, что они значительно усложняют конструкцию датчиков [3]. Ambühl, например, для этой же цели предлагал использовать фильтровальную бумагу толщиной до 100 микрон, «покрывающую катод и его окрестности», но это устройство значительно увеличивает инерционность прибора.

В данной работе рассматриваются устройства для повышения чувствительности первичных преобразователей (кислородных) и уменьшения их постоянной времени, в этих устройствах исполь-

зуется отличное от других газов свойство молекулы кислорода — парамагнитность.

Магнитная восприимчивость (парамагнетизм) (k_p) имеет положительное значение и зависит от напряженности магнитного поля и температуры окружающей среды. Для парамагнетиков, у которых молекулярное взаимодействие между элементарными носителями магнетизма мало (например, для молекулярного кислорода), температурная зависимость определяется законом Кюри

$$k_p = \frac{C}{T}, \quad (2)$$

где C — постоянная Кюри.

При отсутствии внешнего поля упорядоченному расположению нескомпенсированных магнитных моментов в молекулах (μ_m) препятствует тепловое движение. В случае наличия внешнего поля магнитные моменты получают дополнительную энергию взаимодействия с полем

$$E_m = -\mu_0 H \mu_m \cos \Theta, \quad (3)$$

где Θ — угол между направлениями магнитного поля и внешнего поля; μ_0 — магнитная постоянная; H — напряженность магнитного поля. Благодаря этому происходит упорядоченное расположение магнитных моментов. При помещении парамагнетиков в неоднородное магнитное поле они втягиваются в него и начинают двигаться в сторону увеличения градиента напряженности магнитного поля. Необходимо только, чтобы магнитодвижущая сила превосходила по величине силу сопротивления перемещению молекулы кислорода в среде.

В качестве одного из этих своеобразных «магнитных насосов» для создания неоднородного магнитного поля и получения стабильного потока молекул кислорода к электродной системе датчика, исключающего влияние изменений скорости потока воды, предлагается воспользоваться соленоидом в виде усеченного ко-

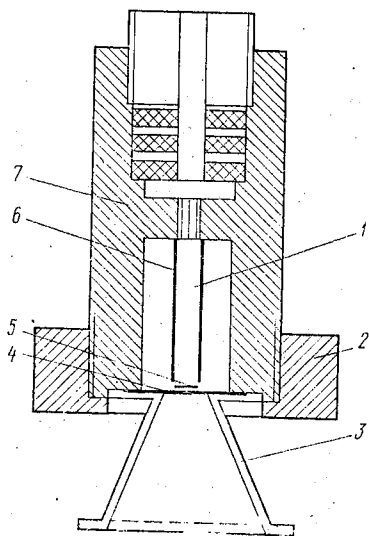


Рис. 1. Датчик с «магнитным насосом» в виде усеченного конуса. 1 — держатель электродов; 2 — накидная гайка; 3 — конический соленоид; 4 — селектирующая мембрана; 5 — катод; 6 — анод; 7 — корпус датчика.

нуса, расположенного большим основанием перед селективирующей мембраной (рис. 1). В общем виде датчик состоит из корпуса 7, внутри которого укреплен держатель электродов 1 с микроэлектродом — катодом 5 и анодом 6. Электродная система датчика отделена от конического соленоида 3 и исследуемой среды селективирующей мембраной 4. Конический соленоид укреплен на корпусе датчика накидной гайкой 2.

Напряженность магнитного поля в однородном и достаточно длинном соленоиде связана с силой тока в обмотке соотношением

$$H=0,4\pi \frac{N}{l} I, \quad (4)$$

где l — длина соленоида; N — число витков обмотки соленоида; I — ток в амперах; H — напряженность магнитного поля в эрстедах. Развернутая формула для поля на оси соленоида, учитывающая конечную длину соленоида и толщину его обмотки, имеет вид

$$H=0,4\pi \frac{N}{l} I \left[\frac{\frac{l}{2} + x}{2(b-a)} \ln \left(\frac{b+S_2}{a+S_1} \right) + \frac{\frac{l}{2} - x}{2(b-a)} \ln \left(\frac{b+r_2}{b+r_1} \right) \right], \quad (5)$$

где x — расстояние по оси от середины соленоида; r_1 — внутренний диаметр; r_2 — наружный диаметр обмотки соленоида;

$$\begin{aligned} S_1^2 &= a^2 + \left(\frac{l}{2} + x \right)^2, & r_1^2 &= a^2 + \left(\frac{l}{2} - x \right)^2, \\ S_2^2 &= b^2 + \left(\frac{l}{2} + x \right)^2, & r_2^2 &= b^2 + \left(\frac{l}{2} - x \right)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Для расчета градиента поля в коническом соленоиде можно вычислить напряженность поля для катушки на ее краях и разность напряженностей поделить на длину соленоида. По результатам выполненных расчетов был изготовлен каркас «магнитного насоса» диаметром 45 мм, на котором проводом ПЭЛ 0,35 намотана катушка соленоида. Градиент напряженности в этом коническом соленоиде получился равным 3,5 эрстед/см, при силе тока $I=1$ А $R_{\text{кат}}=20$ Ом. Величина градиента указывает на то, что на каждую магнитную единицу, находящуюся в поле соленоида, действует градиент силы в 3,5 дин. Применение подобного «магнитного насоса» позволяет уменьшить инерционность датчика до 10—15 с и избавиться от вредного влияния пульсаций относительной скорости потока воды при измерениях концентрации растворенного кислорода «in situ». Но использование этого устройства имеет и

свои недостатки. Во-первых, для работы соленоида необходимо иметь свой источник питания, что связано с дополнительными трудностями, особенно при работе прибора в автономных измерительных системах, имеющих ограниченный энергозапас; во-вторых, введение в прибор еще одной электрической цепи (соленоида) усложнит конструкцию и, в-третьих, в процессе работы соленоида происходит некоторый нагрев его, что вносит дополнительные погрешности в измерения концентрации растворенного кислорода, так как изменение температуры окружающей среды влияет на выходной сигнал первичного преобразователя [2]. В настоящее время существуют методы уменьшения рабочего нагрева соленоидов, используемые в ядерной физике и в различных криостатах. Для этой цели используются водяное охлаждение, диэлектрические охладители, применяемые при высоких напряжениях, и криогенные охладители в импульсных соленоидах. Как видно из простого перечисления систем охладителей, они не могут найти применения в океанологической практике.

Все вышеперечисленные недостатки можно устранить, используя в качестве «магнитного насоса» постоянный магнит. Требования к магнитной цепи остаются такими же, как и в случае конического соленоида: во-первых, создать в «магнитном насосе» магнитный поток достаточной мощности и, во-вторых, размеры постоянного магнита должны быть соизмеримы с размерами первичного преобразователя.

Этим требованиям, на наш взгляд, лучше всего удовлетворяет кольцевой магнит. Но «магнитные насосы», у которых магниты расположены и намагничены параллельно рабочему каналу, имеют большие потоки рассеяния. Магниты используются более полно, если они приближены к рабочему зазору. Поэтому можно успешно применять кольцевой магнит в виде многополюсника с квадрупольным полем (рис. 2). Полюсные наконечники 1 этого магнита полуцилиндрической формы обеспечивают распределение магнитного поля, близкое к гиперболическому. В центральном районе «магнитного насоса» магнитные силовые линии нейтрализуют друг друга, а в направлении оси напряженность поля резко возрастает. Величину и сим-

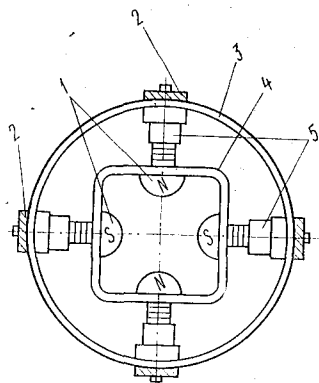


Рис. 2. Кольцевой постоянный магнит в виде многополюсника 1 — полюсные наконечники; 2 и 4 — крепежная арматура; 3 — магнитопровод; 5 — арматура для коррекции поля

метрию поля в «магнитном» насосе» можно корректировать с помощью винтов 5 из магнитномягкой стали, являющихся одновременно частью магнитопровода 3, который замыкает магнитный поток. Устройство собрано с помощью крепежной арматуры 2 и 4, позволяющей достигнуть хорошего контакта, с малым магнитным сопротивлением между соседними элементами, а также надежного механического скрепления всего «магнитного насоса».

Для расчета постоянного магнита кольцеобразной формы зададимся величиной магнитного потока ($\Phi = 8,0 \cdot 10^{-4}$ В·с.), который должен быть создан в рабочем воздушном зазоре длиной $l_b = 0,5$ см. Сам магнит можно сделать из сплава альмико, который обладает следующими магнитными свойствами [1]: $\mu = 4$; максимум энергии в единице объема $W_{\max} = 5500$ дж/м; значение магнитной индукции, соответствующее $W_{\max} - B_m = 0,45$ В·с/м; напряженность магнитного поля $H = 34\,000$ А/м. Расчет ведется следующим образом:

определяется напряженность размагничивающегося поля

$$H_0 = \frac{W_{\max}}{B_m} = 12200 \text{ А/м}; \quad (7)$$

размагничивающий фактор (N)

$$N = \frac{H_0}{H(\mu - 1)} = 0,12; \quad (8)$$

поперечное сечение магнита (S)

$$S = \frac{\Phi}{B_m} = 18 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 = 18 \text{ см}^2. \quad (9)$$

Отсюда диаметр постоянного магнита равен 4,8 см.

Длина (l) и объем (V) магнита

$$l = \frac{l_b}{N} - l_b = 3,7 \text{ см}. \quad (10)$$

$$V = l \cdot S = 66,6 \text{ см}^3. \quad (11)$$

Магнитная энергия в воздушном зазоре может быть определена

$$W_b = \frac{1}{2} W_{\max} \cdot V \cdot 10^{-6} \text{ дж} = 0,183 \text{ дж}, \quad (12)$$

Полученные результаты показывают полную возможность использования выбранного типа постоянного магнита в качестве «магнитного насоса» для устранения влияния пульсаций относи-

тельной скорости потока воды при измерениях концентрации растворенного кислорода «in situ» и для уменьшения постоянной времени первичных преобразователей за счет создания стабильного потока молекул кислорода из исследуемой среды к электродной системе ячейки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Говорков В. А. Электрические и магнитные поля. М., 1960. 488 с.
2. Коровин В. П. Исследование полярографического метода для автоматизации измерений растворенного в морской воде кислорода. ВИНТИ, № 2128—74 ДЕП. от 19.03.74 г. 20 с.
3. Храмов А. В., Павленко Ю. В., Нечваленко И. Б. Некоторые результаты и исследования диффузионных датчиков и аппаратуры для автоматического измерения растворенного кислорода в морской воде — «Труды МГИ», 1969, № 41, Киев, с. 268—274.
4. Tödt F. Elektrochemische Sauerstoffmessungen. Berlin, 1958.

ОЦЕНКА ДОСТОВЕРНОСТИ РАСЧЕТОВ МОРСКИХ ТЕЧЕНИЙ

В настоящее время известно большое число моделей, позволяющих рассчитывать векторы скорости течения в определенной пространственно-временной точке (области) океана по известным значениям аргументов (плотности воды, атмосферному давлению и т. п.). Естественно, что выбор той или иной модели для использования ее при расчетах течений в практических целях должен основываться на представлении о достоверности расчетных величин. Такое представление может быть сформировано путем сравнения расчетных и фактических данных, причем это сравнение должно быть произведено на статистической основе. Возможный подход к решению подобной задачи может быть предложен, если исходить из следующих соображений.

Пусть x_i — значение одной из проекций вектора скорости течения на оси географической системы координат в некоторой пространственно-временной точке, т. е. в определенной точке океана и в фиксированный момент времени. Если потребитель сведений, касающихся течений, не имеет никакой информации о величинах x_i , то лучшее, что он может предпринять — это принять «нулевую» модель, т. е. предположить течение полностью отсутствующим. Очевидно, что в этом случае каждый раз (при каждом значении i) будет допускаться ошибка, равная самой величине x_i . Статистически точность «нулевой» модели может быть охарактеризована средним квадратом ошибки

$$\sigma_0^2 = \overline{x^2}, \quad (1)$$

где чертой сверху обозначен оператор усреднения, причем имеется в виду, что пространственно-временная область, по которой вычисляется усреднение достаточно велика. Последнее позволяет допустить, что среднее значение проекции $\overline{x}$ близко к нулю, так что σ_0^2 представляет собой дисперсию, а σ_0 — среднеквадратичное отклонение рассматриваемой проекции. Одновременно, очевидно, σ_0 явится среднеквадратичной ошибкой проекции, допускаемой потребителем при использовании «нулевой» модели.

Пусть теперь x_{pi} — значение той же проекции, полученной путём расчетов с помощью оцениваемой модели. В предположении, что эти расчеты не содержат систематической ошибки, можно написать следующее соотношение для среднего квадрата допускаемой ошибки проекции вектора скорости течения:

$$\sigma_p^2 = \overline{(x - x_p)^2}. \quad (2)$$

Равенства (1) и (2) позволяют определить следующие критерии достоверности расчетов с помощью оцениваемой модели:

а) если

$$\sigma_p < \sigma_0, \quad (3)$$

то расчеты обладают «положительной» достоверностью в том смысле, что их использование предпочтительнее принятию «нулевой» модели;

б) если

$$\sigma_p = \sigma_0, \quad (4)$$

то расчеты обладают «нулевой» достоверностью. Результаты расчетов с использованием усредненных по пространству и времени значений аргументов рассматриваются в качестве величин x_i проекции также усредненных наблюдаемых векторов течений. Естественно, что пространственно-временные области усреднения обеих групп величин должны совпадать. Следует сразу указать на недостатки такого варианта решения рассматриваемой задачи. Во-первых, модели течений являются, как правило, нелинейными относительно своих аргументов. Как известно из теории вероятностей [2], математическое ожидание (среднее) нелинейной функции случайных аргументов в общем случае не равно той же функции от математических ожиданий аргументов. Вследствие этого, в рамках расчета нелинейной модели даже при точных значениях аргументов и высокой точности самой модели будет совершена некоторая ошибка. Во-вторых, существующие данные натурных измерений нельзя считать высокоточными. Это относится как к значениям аргументов модели, так и особенно к величинам x_i , принимаемым за фактические значения проекции усредненного вектора скорости течения. Последние придется выбирать из специальных пособий, содержащих указанные усредненные векторы. Надо помнить, что при составлении подобных пособий по необходимости использовались весьма разнородные данные, точность которых обычно неизвестна и, во всяком случае, не слишком велика. К тому же количество усредняемых величин в разных расчетах обычно заметно колеблется. Поэтому в настоящее время речь может идти лишь о весьма приближенной оценке модели в соответствии с предложенными критериями, результаты которой могут быть сильно искажены за счет действия отмеченных выше факторов. Понятно, что

эти искажения (по крайней мере те, которые вызваны неточностью искаженных величин) нельзя относить за счет недостатков оцениваемой модели, в связи с чем имеет смысл несколько ослабить сформулированные выше критерии, приняв их в следующем виде: если

$$\sigma_p \leq \sigma_0, \quad (5)$$

то модель можно считать «положительной», достоверной; если

$$\sigma_p > \sigma_0, \quad (6)$$

то достоверность модели вызывает сомнение, тем более сильное, чем больше разница между σ_p и σ_0 .

Предположим, что в результате оценки указанных критериев с использованием данных, относящихся к определенной области океана и определенному периоду, выяснилось, что для модели выполняется условие (5). В этом случае логично экстраполировать свойства модели и на те районы, по которым оценка не производилась из-за отсутствия соответствующих фактических данных x_i . Следовательно, можно рекомендовать использование этой модели для составления пособий, содержащих сведения о течениях (с теми же характеристиками усреднения, какие имелись в виду при оценке критериев). Если же оценка привела к условию (6), то, очевидно, такая рекомендация не была бы обоснованной.

Таким образом, применение критериев (5)—(6) имеет совершенно определенный практический смысл.

В настоящей работе скорости течения рассчитывались по диагностической модели стационарной трехмерной циркуляции в ограниченном районе океана, расположенном вне экватора [3]. Эта модель позволяет по известным полям плотности морской воды и атмосферного давления на уровне океана рассчитать уровень свободной поверхности океана и три составляющие скорости течения. Причем скорость горизонтального течения на жидкой части боковой границы считается заданной, а на твердом участке контура района и на дне задаются условия прилипания. Эллиптическое уравнение для рельефа свободной поверхности с учетом инерционных эффектов и бокового турбулентного обмена имеет вид:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{2\alpha} \Delta \zeta + \left(\frac{1}{H \sin \Theta} \frac{\partial H}{\partial \lambda} - \frac{3}{2\alpha} \operatorname{tg} \Theta \right) \frac{\partial \zeta}{\partial \Theta} - \left[\frac{1}{H} \left(H \operatorname{tg} \Theta + \frac{\partial H}{\partial \Theta} \right) - \right. \\ \left. - \frac{3}{2\alpha} \operatorname{tg} \Theta \right] \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} = \frac{1}{\zeta_0} \left\{ \frac{1}{2\alpha} \Delta \int_0^H \rho dz - \left(\frac{1}{H \sin \Theta} \frac{\partial H}{\partial \lambda} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{3}{2\alpha} \operatorname{tg} \Theta \right) \frac{\partial}{\partial \Theta} \int_0^H \rho dz + \left(\frac{1}{H} \frac{\partial H}{\partial \Theta} - \frac{3}{2\alpha} \operatorname{tg} \Theta \right) \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_0^H \rho dz + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{1}{H} \operatorname{tg} \Theta \left(\frac{\partial}{\partial \lambda} \int_0^H (H-z) \rho dz - \frac{\partial H}{\partial \lambda} \int_0^H \rho dz \right) - \frac{1}{\partial H} \sqrt{\frac{\gamma}{2l}} \times \\
& \times \left[\Delta P_a + \frac{3}{2} \operatorname{tg} \Theta \left(\frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial P_a}{\partial \lambda} - \frac{\partial P_a}{\partial \Theta} \right) \right] + \frac{1}{\partial H} \int_0^H \times \\
& \times \left[\frac{2}{\sin 2 \Theta} \left(M + \frac{\partial M}{\partial \Theta} - \frac{1}{\sin \Theta} \frac{\partial N}{\partial \lambda} \right) \right] dz. \quad (7)
\end{aligned}$$

Здесь $\alpha = H \sqrt{\frac{\omega \cos \Theta}{2\nu}}$ — безразмерный параметр, учитывающий трение о дно, M и N — члены, учитывающие эффекты инерционных и диссипативных ускорений.

$$M = u \frac{\partial v}{\partial \Theta} + \frac{v}{\sin \Theta} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{A_l}{R} \nabla v,$$

$$N = u \frac{\partial u}{\partial \Theta} + \frac{u}{\sin \Theta} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - \frac{A_l}{R} \nabla u.$$

Горизонтальные составляющие скорости течения описываются следующими выражениями:

в тонком поверхностном слое ($z=0$)

$$u = -\frac{g}{Rl \sin \Theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} - \frac{1}{\rho_0 Rl \sin \Theta} \sqrt{\frac{\gamma'}{\nu}} \frac{\partial P_a}{\partial \lambda} - \frac{1}{Rl} M; \quad (8)$$

$$v = \frac{g}{Rl} \frac{\partial \zeta}{\partial \Theta} + \frac{1}{\rho_0 Rl} \sqrt{\frac{\gamma'}{\nu}} \frac{\partial P_a}{\partial \Theta} + \frac{1}{Rl} N; \quad (9)$$

во внутреннем слое

$$u = -\frac{g}{Rl \sin \Theta} \frac{\partial \zeta}{\partial \lambda} - \frac{1}{\rho_0 Rl \sin \Theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} \int_0^z \rho dz - \frac{1}{Rl} M, \quad (10)$$

$$v = \frac{g}{Rl} \frac{\partial \zeta}{\partial \Theta} + \frac{1}{\rho_0 Rl} \frac{\partial}{\partial \Theta} \int_0^z \rho dz - \frac{1}{Rl} N. \quad (11)$$

Вертикальная составляющая определяется из уравнения неразрывности, проинтегрированного по вертикали:

$$w = -\frac{1}{\sin R \Theta} \int_0^z \left(\frac{\partial}{\partial \Theta} (\sin \Theta \cdot u) + \frac{\partial v}{\partial \lambda} \right) dz. \quad (12)$$

Расчет выполнен для западной части Северной Атлантики, расположенной между $20-42^\circ$ с. ш. и $42-80^\circ$ з. д. и включающей собственно Гольфстрим. Шаг сеточной области выбран 2° . Расчет реализован на ЭВМ «М-222» в вычислительном центре ЛГМИ.

Поля плотности на девяти уровнях, необходимых для расчета, заимствованы из работы [6] и представляют собой средние многолетние сезонные (летние) значения плотности морской воды в узлах сетки $1,25^\circ \times 1,25^\circ$. В отличие от известных карт А. М. Муромцева, эти поля плотности восстановлены В. Ф. Суховой на основе статистического анализа данных.

В целях получения величин аномалий атмосферного давления в узлах расчетной сетки были использованы карты многолетних среднемесячных значений атмосферного давления на уровне моря [5], которые затем были осреднены для летнего сезона.

В результате выполненных расчетов было выяснено, что характерной особенностью расчетной схемы горизонтальных течений, полученных как в квазигеострофическом приближении, так и при решении полной нелинейной задачи, является ярко выраженный расчетный аналог Гольфстрима (по направлению), представляющий собой единый поток северо-северо-восточного направления у Флориды и у юго-восточного побережья Северной Америки. Он постепенно поворачивает на северо-восток и разделяется севернее центральной области рассматриваемого района на две ветви, одна из которых преодолевает движение в северо-восточном и восточном направлениях, а вторая вовлекается в циклонический круговорот.

Необходимо отметить, что проведенный расчет обладает существенным недостатком: разрешающая способность сетки недостаточно высока. По этой причине скорости течения в струйном районе занижены и составляют $10-20 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Чтобы ликвидировать этот недостаток, для небольшой области Гольфстрима ($32-36^\circ$ с. ш., $70-74^\circ$ з. д.) был проведен более детальный диагностический расчет с шагом сетки по горизонтали, равным $0,5^\circ$. Уменьшение шага сетки привело к значительному увеличению скорости поверхностного течения в струйном районе, которая составила в среднем $50 \div 75 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Полученные данные согласуются с результатами диагностических расчетов, выполненных ранее [4].

При нахождении статистической оценки достоверности расчетов течений производилось сравнение результатов расчета океанической циркуляции по теоретической модели со средними многолетними сезонными данными атласа поверхностных течений [1], для чего отдельно для компонент u и v вычислялись статистики σ_0 и σ_p по формулам (1) и (2). Последовательность операций, производимых для получения σ_0 и σ_p , представлена в таблице.

Расчет σ_0 и σ_p для компоненты U в $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ скорости течения на поверхности

№ п/п	Квазигеострофическое приближение					Полная нелинейная задача				
	x_i	x_i^2	x_p	$x_i - x_p$	$(x_i - x_p)^2$	x_i	x_i^2	x_p	$x_i - x_p$	$(x_i - x_p)^2$
1	-2,4	5,8	-2,9	0,5	0,2	-2,4	5,8	-2,9	0,5	0,2
2	-4,9	24,0	-3,5	-1,4	2,0	-4,9	24,0	-3,7	-1,2	1,4
3	-6,7	44,9	-3,8	-2,9	8,4	-6,7	44,9	-3,8	-2,9	8,4
4	-7,5	56,3	-0,2	-7,3	53,3	-7,5	56,3	-0,2	-7,3	53,3
5	-8,5	72,3	-0,7	-7,8	60,8	-8,5	72,3	0,7	-9,8	84,6
6	-9,8	96,0	-2,5	-7,3	53,3	-9,8	96,0	2,2	-12,0	144,0
7	-9,1	82,8	-1,5	-7,6	57,8	-9,1	82,8	-1,4	-7,7	59,3
8	-0,6	0,4	-1,4	0,8	0,6	-0,6	0,4	-1,3	0,7	0,5
9	1,8	3,2	-0,7	2,5	6,2	1,8	3,2	-0,8	2,6	6,8
10	0,6	0,4	-0,01	0,6	0,4	0,6	0,4	-0,1	0,7	0,5
11	0,9	0,8	-1,7	2,6	6,8	0,9	0,8	-1,7	2,6	6,8
12	-0,3	0,1	-4,2	3,9	15,2	-0,3	0,1	-4,2	3,9	15,2
13	-3,7	13,7	-3,3	-0,4	0,2	-3,7	13,7	-3,2	-0,5	0,2
14	-1,3	1,7	-3,3	-4,6	21,2	-1,3	1,7	3,3	-4,6	21,2
15	-13,0	169,0	-9,8	-3,2	10,2	-13,0	169,0	-10,0	-3,0	9,0
16	-20,8	432,6	-4,4	-16,4	269,0	-20,8	432,6	-4,6	-16,2	262,4
17	-15,7	246,5	-4,8	-10,9	118,8	-15,7	246,5	-4,9	-10,8	116,6
18	-10,9	118,8	-4,2	-6,7	44,9	-10,9	118,8	-4,2	-6,7	44,9

Как было уже показано, значения скоростей течения, рассчитанные в квазигеострофическом приближении, практически не отличаются от величин скоростей, являющихся результатом решения нелинейной задачи. Это подтверждается значениями соответствующих среднеквадратичных отклонений σ_0 и σ_p :

а) в квазигеострофическом приближении для компоненты u

$$\sum_{i=1}^n x_{ai}^2 = 8576,98,$$

$$\sigma_0^2 = 52,94;$$

$$\sigma_0 = 7,3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1};$$

для компоненты v

$$\sum_{i=1}^n x_{vi}^2 = 19785,50;$$

$$\sigma_0^2 = 122,13;$$

$$\sigma_0 = 11,0 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1};$$

б) в полной нелинейной постановке

для компоненты u

$$\sum_{i=1}^n (x_i - x_{pi})^2 = 6817,60;$$

для компоненты v

$$\sum_{i=1}^n (x_i - x_{pi})^2 = 10620,90;$$

$$\sum_{i=1}^n (x_i - x_{pi}^2)^2 = 6753,59;$$

$$\sigma_p^2 = 41,69;$$

$$\sigma_p = 6,5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1};$$

$$\sum_{i=1}^n (x_i - x_p)^2 = 10689,40;$$

$$\sigma_p^2 = 65,98;$$

$$\sigma_p = 8,1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1};$$

$$\sigma_p^2 = 42,10;$$

$$\sigma_p = 6,5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}.$$

$$\sigma_p^2 = 65,56;$$

$$\sigma_p = 8,1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}.$$

Примечательно, что во всех четырех случаях выполняется условие $\sigma_p < \sigma_0$. Таким образом, несмотря на сильную сглаженность исходных полей плотности и недостаточно высокую разрешающую способность расчетной сетки, расчет по теоретической модели удовлетворил статистическому критерию. Следовательно, диагностическая модель стационарной трехмерной циркуляции может быть использована для расчета поверхностной циркуляции в тех районах Мирового океана, для которых не составлены атласы течений. Необходимость в диагностических расчетах отпадает только тогда, когда возможно будет построить на основе прогностических расчетов более надежные и точные карты полей плотности, чем это до сих пор сделано по данным наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас поверхностных течений северной части Атлантического океана. ВМФ, 1958 г, с. 15.
2. Коваленко И. Н., Филиппова А. А. Теория вероятностей и математическая статистика. М., 1973, 129 с.
3. Саркисян А. С. «Численный анализ и прогноз морских течений» Л, 1977. ГИМИЗ 182 с.
4. Саркисян А. С., Сеидов Д. Г. Диагностические расчеты струйных течений в океане по нелинейной модели. — «Океанология», 1975, т. 15, № 1, с. 12—17.

5. Стехновский Д. И. Карты многолетних среднемесячных значений атмосферного давления на уровне моря для земного шара. — «Метеорологический бюллетень», М., 1960, с. 21.

6. Сухой В. Ф. Восстановление полей гидрологических элементов по экспедиционным наблюдениям. — «Морские гидрофизические исследования», 1971, № 3 (53), с. 91—115.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СРЕДНЕМЕСЯЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В СЕВЕРО-ЗАПАДНЫХ РАЙОНАХ АТЛАНТИКИ

Оправдываемость существующих в настоящее время методов долгосрочных метеорологических прогнозов сравнительно невелика. Поэтому наибольшее практическое значение при долгосрочном прогнозировании температуры поверхности океана имеют пока методы, основанные на использовании данных о предшествующем развитии гидрометеорологических процессов, имеющихся к моменту составления прогноза.

Для решения вопроса о принципиальной возможности такого прогнозирования важно знать степень зависимости температурного режима океана от текущего термодинамического состояния атмосферы на период прогноза. Очевидно, что в случае быстрого приспособления поверхностного поля температуры воды к резко меняющимся атмосферным процессам вряд ли возможно осуществлять долгосрочное предсказание температуры воды только по данным о предшествующих условиях.

Возникновение аномалий температуры воды в северо-западной области Атлантического океана связано с интенсивностью тепло- и влагообмена с атмосферой и изменчивостью адвективных притоков тепла в океане. Выявление взаимосвязи теплового состояния атмосферы и подстилающей поверхности в данной работе проводилось на материалах многолетних рядов среднемесячных величин температуры воды (t_w) и воздуха (t_a) в районах кораблей погоды (к. п.) А, В и С за 1951—1973 гг.

Расчет среднеквадратичных отклонений среднемесячных величин t_a показал, что во всех трех районах максимум многолетней изменчивости t_a наблюдается зимой, а минимум — летом. В противоположность этому изменчивость температуры воды, как правило, максимальна в теплый период и минимальна в холодный.

В умеренных и высоких широтах Северной Атлантики среднемесячные величины температуры воздуха характеризуются значи-

тельно большей амплитудой межгодовых колебаний по сравнению с амплитудой колебаний температуры воды [3, 4]. Соотношение между σ_{t_w} и σ_{t_a} в конкретные сезоны года иллюстрируется на рис. 1. Наиболее низка межгодовая изменчивость t_w по сравнению с изменчивостью t_a в холодный период с декабря по март. В теплом полугодии величины δ_{t_w} и δ_{t_a} становятся более близкими, а в отдельные месяцы наблюдается даже превышение величин σ_{t_w} над σ_{t_a} .

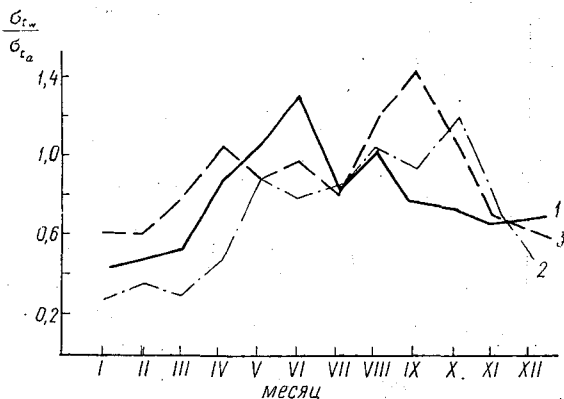


Рис. 1. Годовой ход величины отношения $\sigma_{t_w} / \sigma_{t_a}$.
1 — к. п. А, 2 — к. п. Б, 3 — к. п. С

Синхронная корреляционная связь среднемесячных величин t_w и t_a показана на рис. 2, а. Кривые годового хода этой связи для всех трех кораблей имеют минимум в марте и максимумы в летний период. Наиболее тесно связаны t_w и t_a в течение большей части года в районе к. п. С. Лишь в теплый сезон (с июля по сентябрь) районом максимальной связи t_w и t_a становится район к. п. А. Самая низкая корреляционная связь между t_w и t_a отмечается в южной части Девисова пролива, где значимые коэффициенты корреляции наблюдаются лишь в период с мая по сентябрь.

Поскольку величины коэффициентов корреляции между многолетними рядами температур воды и воздуха для каждого конкретного месяца отражают в определенной мере и взаимосвязь этих величин в более крупных временных масштабах, на основании лишь этих коэффициентов нельзя судить о степени взаимовлияния t_w и t_a в их межмесячном ходе. Поэтому была дополнительно рассчитана корреляционная связь межмесячных изменений t_w и t_a для каждой пары соседних календарных месяцев (рис. 2, б).

Связи межмесячных разностей t_w и t_a существенно слабее, чем для среднемесячных величин. В районе к. п. В для большей части года коэффициенты оказываются статистически незначимыми. В районах к. п. А и С значимая корреляционная связь межмесячных изменений t_w и t_a сохраняется с мая по август. На к. п. С она отмечается также и в отдельные осенне-зимние месяцы.

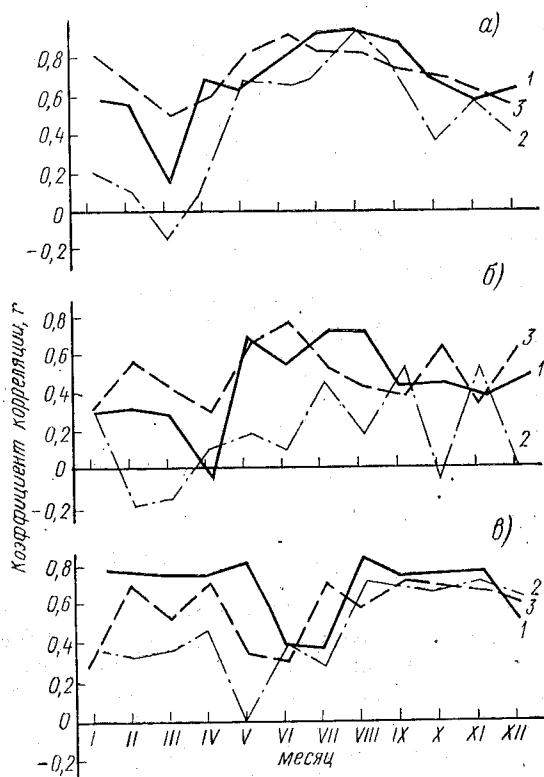


Рис. 2. Годовой ход коэффициентов корреляции среднемесячных величин t_w и t_a (а), межмесячных изменений t_w и t_a (б); среднемесячных величин t_w с температурой воды предшествующего месяца (в). Условные обозначения см. в подрисуночной подписи к рис. 1

Летнее усиление взаимосвязи температур воды и воздуха обусловлено сезонным ослаблением интенсивности атмосферной циркуляции и соответственно большей приспособляемостью поля t_a к температурному полю поверхности океана. Сравнительно слабая

связь t_w и t_a в районах к. п. A и B в холодном полугодии, когда локальные аномалии t_a вызываются, главным образом, адвекцией теплых и холодных воздушных масс, позволяет сделать вывод о том, что температурный режим поверхностного слоя океана довольно медленно реагирует на колебания t_a (а следовательно, и на колебания интенсивности теплоотдачи в атмосферу). В этих районах большое значение для будущего хода t_w должны иметь особенности предшествующего развития аномалий t_w и теплообмена с атмосферой.

Вопросы инерционности месячных аномалий t_w довольно подробно освещались в литературе. В работе [4], где приведены средние продолжительности периодов сохранения положительных и отрицательных аномалий t_w для районов девяти северо-атлантических кораблей погоды, отмечается, что дольше всего аномалии одного знака удерживаются в районах Гольфстрима, Северо-Атлантического и Ирмингера течений.

На рис. 2, в показана степень взаимосвязанности величин t_w за соседние месяцы. Особенно велика роль инерции в районе к. п. A , лежащего в западной ветви течения Ирмингера. Коэффициенты межмесячной корреляции здесь высоки (около 0,8) в течение всего года, кроме периода май — июль. На к. п. C минимальная межмесячная связь наблюдается весной. Район к. п. B в холодный период характеризуется практическим отсутствием межмесячной связи t_w . К лету и до декабря эта связь становится теснее.

Данные, приведенные в табл. 1, показывают, что для района к. п. A обеспеченность инерционных прогнозов в течение почти

Таблица 1

Обеспеченности климатологических и инерционных прогнозов среднемесячной температуры воды (при допустимой погрешности $0,67 \sigma$)

Обеспеченность прогнозов, %	К. п.	М е с я ц											
		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
Климатологических	A	52	58	67	50	52	50	45	50	61	45	50	41
	B	57	61	36	61	52	39	57	70	48	61	57	70
	C	56	56	62	46	54	50	58	56	64	64	68	72
Инерционных	A	68	70	67	73	77	78	48	76	73	73	68	82
	B	32	48	68	41	65	56	35	56	52	78	61	61
	C	58	76	42	71	62	54	54	58	58	58	80	76

всего года выше климатологической обеспеченности, причем в отдельные месяцы более чем на 20%. В районах к. п. *B* и *C* лишь в отдельные месяцы инерционная обеспеченность выше климатологической. Высокие значения последней в некоторые периоды говорят о том, что распределение многолетнего ряда среднемесячных величин t_w может существенно отличаться от нормального.

При исследовании временной изменчивости термического режима океана часто целесообразнее использовать не сами аномалии t_w , наблюдающиеся в определенные месяцы, а величины их межмесячных изменений. Поскольку в этих величинах отфильтровано влияние инерции, они лучше характеризуют текущие процессы.

Таблица 2

Повторяемости различной продолжительности периодов с непрерывным сохранением знака аномалии межмесячных изменений температуры воды

Корабль погоды	Период (месяцы)	Число случаев	
		с положительной аномалией межмесячных изменений, t_w	с отрицательной аномалией межмесячных изменений, t_w
<i>A</i>	1	25	33
	2	19	15
	3	10	12
	4	4	3
	5	—	—
<i>B</i>	1	50	46
	2	13	22
	3	6	8
	4	—	3
	5	1	1
<i>C</i>	1	29	44
	2	27	25
	3	13	6
	4	3	—
	5	—	—

В табл. 2 приведены результаты расчета повторяемости случаев с различной длительностью непрерывного сохранения аномалий межмесячных изменений t_w одного и того же знака. Наиболее характерный период усиления или ослабления как положительных, так и отрицательных аномалий t_w составляет от одного до двух месяцев. Максимальная продолжительность однонаправленного изменения температурной аномалии не превышает четырех-пяти месяцев.

Анализ закономерностей межмесячного преобразования аномалии поверхностной температуры показывает, что в ряде случаев на основе оценки начальной аномалии t_w и данных о характере ее изменения в предшествующий период можно сделать определенные заключения о тенденции развития этой аномалии в следующем месяце и внести некоторые коррективы в инерционный прогноз. Так, например, если в районах к. п. В или С текущее межмесячное изменение t_w по абсолютной величине превышает норму для данного периода на 1° и более, то велика вероятность того, что при переходе к следующему месяцу существующая аномалия t_w сохранится, либо уменьшится (но не возрастет). Получен и такой вывод, имеющий прогностическое значение для всех трех районов: если суммарное изменение аномалии t_w за двухмесячный период превышает по абсолютной величине 2° , то в дальнейшем произойдет уменьшение аномалии.

Таким образом, возникновение и развитие аномалий t_w на поверхности в большой степени обусловлено особенностями ее предшествующего хода. В зимний период текущие колебания температуры воздуха значительно слабее сказываются на изменении температуры поверхностного слоя океана.

Поскольку наименее тесные синхронные связи среднemesячных величин t_w и t_a наблюдаются в холодный сезон в районе южной части Девисова пролива (к. п. В), была сделана попытка разработки эмпирико-статистической схемы долгосрочного прогноза t_w по этому району для трех зимних месяцев (декабрь, январь и февраль). Проведенный анализ показал, что температура воды этих месяцев значительно теснее связана с тепловыми и циркуляционными особенностями осенних месяцев, чем с сопутствующими зимними условиями. Выявлено, что основным прогностическим признаком для теплового режима поверхностного слоя в период с декабря по февраль является интенсивность выхолаживания поверхности океана в ноябре. При этом существенное значение имеет не только локальная аномалия теплоотдачи в атмосферу в районе Девисова пролива, но и условия теплообмена с атмосферой над всей западной частью Северной Атлантики. На это указывают довольно высокие отрицательные значения коэффициентов корреляции t_w зимних месяцев с ноябрьским меридиональным градиентом давления (с разностью давления между к. п. А и Е).

Все это позволяет считать принципиально возможным составление прогнозов t_w на зимние месяцы, по крайней мере в начале декабря. Разработка прогностических схем с большей заблаговременностью может быть основана на учете различного рода ритмических колебаний во внутригодовых преобразованиях среднемесячных полей атмосферного давления, температуры воздуха и воды.

Существование ритмических колебаний в ходе характеристик атмосферной циркуляции над Северной Атлантикой обнаруживается при анализе временных корреляционных связей в рядах давления и температуры воздуха на различных кораблях погоды. Так, например, получены значимые коэффициенты корреляции между периодами март — май и сентябрь — ноябрь для величин атмосферного давления в различных районах, а также для меридиональных и широтных градиентов давления. Ноябрьские величины аномалий t_w и t_a в районах большинства кораблей погоды имеют значимую положительную корреляционную связь с соответствующими величинами за предшествующие весенние месяцы. Подобные связи можно рассматривать как проявление полугодовой цикличности, присущей многим элементам гидрометеорологического режима в Северной Атлантике [1]. Наличие таких ритмичностей создает предпосылки для осуществления прогнозирования температуры воды на определенные месяцы года с большой заблаговременностью.

Путем анализа парных коэффициентов корреляции среднемесячных величин t_a на декабрь, январь и февраль в районе к. п. В с различными характеристиками барических и температурных полей в Северной Атлантике за два предшествующих года были выделены наиболее информативные признаки, на основе которых методом множественной корреляции получены следующие прогностические уравнения:

$$\begin{aligned} t_w(B)_{XII}^{[n]} &= 0,05 [P_a(3) - P_a(2)]_{VII}^{[n]} + 0,24 t_a(C)_{VII}^{[n]} - 0,07 \Delta Q(K)_{VI}^{[n]} + \\ &\quad + 0,35 t_w(A)_{XI}^{[n-1]} - 1,20; \\ t_w(B)_I^{[n]} &= -0,07 P_a(1)_{VIII}^{[n-1]} - 0,13 [t_w(B)_{VIII} - t_w(B)_{VI}]^{[n-1]} - \\ &\quad - 0,04 P_a(I)_{V-VI}^{[n-1]} + 0,58 t_w(K)_I^{[n-2]} - 2,75; \\ t_w(B)_{II}^{[n]} &= 0,18 t_a(c)_{XI}^{[n-1]} + 0,06 [P_a(3) - P_a(1)]_{X}^{[n-1]} + \\ &\quad + 0,60 t_w(A)_I^{[n-2]} - 2,36. \end{aligned}$$

В этих уравнениях приняты следующие обозначения: индекс в правом верхнем углу означает год (текущий, —1-й или —2-й); римскими цифрами указывается месяц; $t_w(B)$, $t_w(A)$, $t_w(K)$,

$t_a(C)$ — среднемесячные величины t_w и t_a в районах к. п. В, А, К и С; $P_a(I)_{IV-VI}$ — атмосферное давление на к. п. I, осредненное за апрель — июнь; $P_a(1)$, $P_a(2)$, $P_a(3)$ — среднемесячное атмосферное давление соответственно в точках (1)— $65^\circ N 80^\circ W$, (2)— $65^\circ N 45^\circ W$, (3)— $45^\circ N 80^\circ W$ (давление подставляется в отклонениях от 1000 мбар); $\Delta Q(K)_{IV}$ — изменение теплосодержания деятельного слоя в районе к. п. К за апрель в ккал/см² месяц.

Прогностические уравнения получены на материалах 1951—1971 гг., т. е. длина использованного ряда составляет 21 год. Проверка на зависимом ряду (табл. 3) показала, что отношение стандартной ошибки прогноза к среднеквадратическому отклонению (S/σ) для всех трех уравнений не превышает 0,52. Следовательно, выполняется условие применимости методов долгосрочных океанологических прогнозов в оперативной практике [5].

Таблица 3

Характеристики надежности и эффективности прогностических уравнений (на зависимом ряду 1951—1971 гг.)

Предиктант	Заблаговременность прогноза (месяцы)	Коэффициент множественной корреляции	S/σ	Обеспеченность допустимой погрешности, %	Эффективность, %
$t_w(B)_{XII}$	4	0,88	0,52	90	28
$t_w(B)_I$	4	0,87	0,50	95	33
$t_w(B)_{II}$	2	0,86	0,50	85	16

Предлагаемая схема прогноза температуры воды основана на использовании данных наблюдений на стационарной сети кораблей погоды в Северной Атлантике. В связи с тем, что на большинстве из них в последние годы наблюдения прекращены, для получения исходных данных по t_w в различных точках могут быть привлечены составляемые в Гидрометцентре СССР карты распределения температуры воды на поверхности Северной Атлантики. Величины изменения теплосодержания деятельного слоя можно определять по изменению величины t_w на поверхности с помощью графиков из работы [2].

Проверка прогностических уравнений на независимом материале 1972—1977 гг. показала, что общая обеспеченность метода в данный период составила примерно 84% (из 18 прогнозов не оправдалось 3). Оправдываемость отдельных прогнозов можно оценить лишь как удовлетворительную, так как величины ошибок δ чаще всего лежат в пределах $\frac{2}{3} \delta_{\text{доп}} \leq \delta \leq \delta_{\text{доп}}$ ($\delta_{\text{доп}} = 0,8\sigma$).

Таким образом, проведенное исследование показало принципиальную возможность установления локальных эмпирико-статистических зависимостей для долгосрочного предсказания температуры воды, основанных на использовании информации о развитии гидрометеорологических процессов в предшествующий период.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамов Р. В. О возможных климатологических частотах колебаний системы океан — атмосфера. — «Физика атмосферы и океана», 1966, № 6, с. 664—667.
2. Атлас изменений состояния системы океан — атмосфера в Северной Атлантике. 1963, вып. 4—5. 69 с.
3. Булаева В. М. Роль отдельных гидрометеорологических элементов в изменчивости теплоотдачи с поверхности Северной Атлантики в различные сезоны: — «Труды ГОИН», 1976, вып. 131, с. 40—48.
4. Владимиров О. А., Николаев Ю. В. Статистические характеристики среднемесячных аномалий температуры воды и воздуха в Северной Атлантике. — «Труды ААНИИ», 1975, т. 321, с. 46—51.
5. Наставление по службе прогнозов. Раздел 3, часть 3, 1975, 135 с.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАГРЯЗНЯЮЩЕЙ ПРИМЕСИ С ДНОМ

Современная технология ряда производств все еще не позволяет достичь полной утилизации отходов, увеличение объема сброса которых в природные водоемы вызывает нарастающее загрязнение последних. В связи с этим становится актуальной задача прогнозирования распространения загрязнений в природных водоемах с учетом их способности к самоочищению. Существенным звеном этого комплексного процесса является разбавление загрязняющей примеси под влиянием различных гидрологических факторов.

В основе ряда современных моделей распространения загрязнений в морских акваториях [2, 3] лежит уравнение полуэмпирической теории турбулентной диффузии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + (w \pm w_n) \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} k_x \frac{\partial S}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_y \frac{\partial S}{\partial y} + \\ + \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial S}{\partial z} - \frac{S}{\tau} + Q \cdot \delta(x-a) \delta(y-b) \delta(z-c), \end{aligned} \quad (1)$$

где S — концентрация примеси, w_n — собственная гравитационная вертикальная скорость примеси, τ — постоянная биохимического разложения примеси, δ — дельта-функция Дирака, u, v, w — проекции вектора скорости течения на оси координат x, y, z соответственно, k_x, k_y, k_z — коэффициенты турбулентной диффузии в направлении x, y, z , t — время. Последний член в правой части уравнения (1) определяет наличие источника загрязняющей примеси мощностью Q в точке с координатами (a, b, c) .

Уравнение (1) решается при следующих краевых условиях:
при $t=0$

$$S=f(x, y, z); \quad (2)$$

на поверхности моря
при $z=0$

$$k_z \frac{\partial S}{\partial z} + w_n S = 0; \quad (3)$$

на дне моря
при $z=H$

$$k_z \frac{\partial S}{\partial z} + w_n S = \beta S, \quad (4)$$

где β — параметр, определяющий характер взаимодействия загрязняющей примеси с морским дном. Кроме того, на боковых границах моря должны быть заданы либо значения концентрации примеси, либо ее производная по нормали к границе.

Решение уравнения (1) при условии, что все скорости и величины коэффициентов турбулентной диффузии известны, позволяет получить картину распределения примеси вследствие взаимодействия загрязняющего стока с морской средой и таким образом выяснить кратность разбавления сточных вод.

В практических расчетах при формулировке граничных условий у дна параметру β придается, как правило, лишь два предельных значения: либо $\beta=0$, что соответствует полному отражению примеси от дна, либо $\beta=\infty$, что соответствует полному поглощению примеси дном. Однако использование в уравнении (4) лишь этих двух значений параметра β , очевидно, не отражает реальной картины взаимодействия загрязняющей примеси с дном. На характер этого взаимодействия в условиях реального водоема могут влиять самые разнообразные факторы, такие, как начальные параметры выпуска загрязнения, гидродинамическая шероховатость дна, наличие фильтрации через слагающие дно грунты, их сорбирующая способность, взаимодействие донных организмов с загрязняющей примесью и другие. Количественная оценка многих из перечисленных факторов в настоящее время не представляется возможной. Между тем исследование их роли весьма актуально, особенно при численном моделировании перераспределения загрязняющей примеси на основе уравнений вида (1) — (4).

В связи с этим из комплекса перечисленных выше факторов, в качестве первого шага, была выбрана гидродинамическая шероховатость, влияние которой на характер взаимодействия примеси с дном исследовалось методом гидравлического моделирования.

Моделировался подводный выпуск нейтрально взвешенной консервативной примеси, которая имитировалась раствором перманганата марганца. Эксперименты проводились в прямоточном гидравлическом лотке в диапазоне турбулентных чисел Рейнольдса $Re_\tau = 40 \div 55$. При определении величины

$$Re_{\tau} = \frac{V \cdot H}{\bar{k}} \quad (5)$$

в качестве масштаба длины использовалась глубина заполнения лотка водой H , а при определении масштаба скорости — средняя по вертикали скорость потока V . Средняя величина коэффициента турбулентности определялась в соответствии с работой [1] по формуле

$$\bar{k} = \frac{V_*^2 \cdot H}{6 \cdot u_0} \ln \frac{H}{\Delta}, \quad (6)$$

где V_* — динамическая скорость, u_0 — скорость на поверхности, Δ — средняя высота выступов шероховатости дна. Для количественной оценки характера взаимодействия загрязняющей примеси с дном было введено понятие коэффициента отражения M , который определялся как отношение массы загрязнения, вышедшей из лотка, к массе загрязнения, выпущенной в лоток. Коэффициент отражения M и параметр β связаны между собой соотношением

$$\beta = \frac{q}{s} \cdot \frac{1 - M}{M}, \quad (7)$$

где q — расход воды в лотке, s — площадь поверхности дна лотка.

При различных скоростях потока в лотке и различных величинах Δ было выполнено 72 опыта, осредненные результаты которых представлены на рис. 1. Данные экспериментов позволили выявить гиперболический характер зависимости величины параметра β от Re_{τ} и получить количественные оценки взаимодействия примеси с дном.

В целях выявления влияния величины параметра β на перераспределение загрязняющей примеси в водоеме был выполнен ряд численных экспериментов, основой которых являлось упрощенное уравнение (1) для случая нейтрально взвешенной консервативной примеси, распространяющейся в стационар-

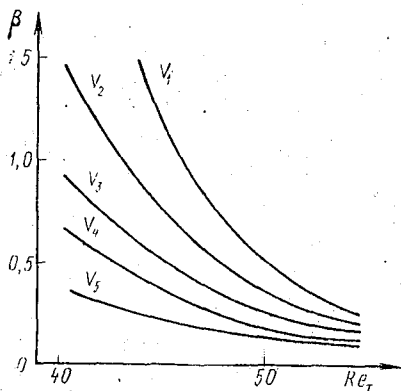


Рис. 1. Зависимость параметра β от гурбулентного числа Рейнольдса Re_{τ} при различных скоростях потока по результатам гидравлического моделирования: $V_1 = 2 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; $V_2 = 3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; $V_3 = 4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; $V_4 = 5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; $V_5 = 7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$

ном горизонтально однородном потоке от непрерывного точечного источника. Коэффициент вертикальной турбулентной диффузии считался не зависящим от глубины, величина которой была постоянной и составляла 5 м. Параметр β определялся по результатам лабораторных опытов (рис. 1) в зависимости от средней скорости и величины Re_T моделируемого потока.

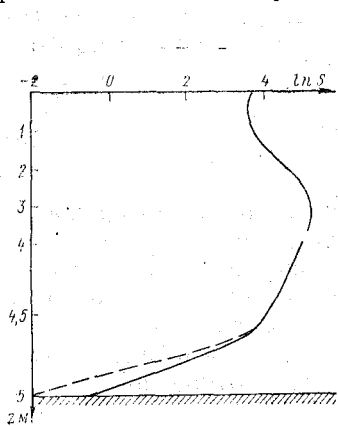


Рис. 2. Расчитанное вертикальное распределение примеси на расстоянии 10 м от источника. Сплошная линия — $\beta = 0,3$, пунктирная — $\beta = 2,0$

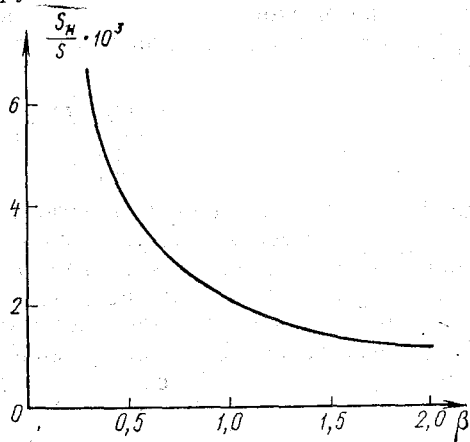


Рис. 3. Изменение $\frac{S_n}{S}$ в зависимости от величины параметра β по результатам численных расчетов

Анализ результатов численных экспериментов показал, что влияние изменений величины параметра β наиболее существенно сказывается на величинах концентрации загрязняющей примеси в придонной области (рис. 2), причем в случае уменьшения β , что соответствует возрастанию отражающей способности дна, придонная концентрация примеси возрастает. По результатам численного моделирования безразмерная придонная концентрация S_n/S изменяется пропорционально $\beta^{-2/3}$ (рис. 3). Здесь S_n — придонная концентрация примеси, S — средняя по вертикали концентрация примеси.

Таким образом, результаты выполненных гидравлических и численных экспериментов свидетельствуют о необходимости учета гидродинамического взаимодействия загрязняющей примеси с дном при моделировании процессов самоочищения в водоемах. С этой целью для формулировки граничных условий у дна могут быть использованы зависимости, приведенные на рис. 1.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аянян А. К. Движение жидкости па повороте водотока. Ереван, 1957, с. 362.
2. Филиппов Ю. Г., Шкудова Г. Я. Численное моделирование процессов переноса загрязняющих веществ в море. «Тр. ГОИН», 1977, выи 141, с. 121—167.
3. Шкудова Г. Я. Распространение и рассеяние нейтрально взвешенной примеси в море. — «Тр. ГОИН». 1974, вып. 121, с. 96—106.

О ФОРМИРОВАНИИ ПОЛУСУТОЧНОГО ПРИЛИВА В ЛА-МАНШЕ

В работах [2, 4] был предложен метод анализа структуры и процесса формирования индуцированного прилива в окраинных морях, имеющих форму вытянутого залива или пролива, для случая, когда можно пренебречь действием донного трения. Однако в мелководных бассейнах роль донного трения становится заметной, поэтому методика расчета трансформации приливных волн должна учитывать фрикционные эффекты.

Если направить ось x вдоль вытянутого бассейна переменного поперечного сечения и рассматривать преобладающие в таком бассейне индуцированные продольные приливные колебания, то в линеаризованной форме уравнения движения и неразрывности, учитывающие донное трение, будут иметь вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} &= -g \frac{\partial \eta}{\partial x} - ru, \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{1}{b} \frac{\partial}{\partial x} [(Hb) \cdot u] &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где η — приливное возвышение уровня; u — скорость приливного течения, направленная вдоль оси x ; H — глубина бассейна, осредненная по поперечному сечению; b — ширина бассейна; t — время и r — коэффициент «линейного» сопротивления, прямо пропорциональный амплитуде скорости течения и обратно пропорциональный глубине, т. е. [1]:

$$r = \frac{8}{3\pi} \frac{V_0}{H} r^*, \quad (2)$$

где V_0 — амплитуда скорости осредненного по вертикали приливного течения, а r^* — коэффициент «квадратичного» сопротивления, величина которого на основании экспериментальных данных обычно принимается равной 0,003.

Учитывая гармоническую зависимость η и u от времени и исключая u из уравнений (1), можно получить волновое уравнение для канала с переменным сечением при учете трения

$$i\sigma(-i\sigma + r) \cdot \eta = \frac{g}{b} \frac{\partial}{\partial x} [(Hb) \cdot \eta'], \quad (3)$$

где $\eta' = d\eta/dx$ — продольный уклон уровня, а $i = \sqrt{-1}$. Численное решение этого уравнения методом Эйлера — Коши в сочетании с последовательными приближениями дает по аналогии с результатами работы [4] следующие расчетные формулы:

$$\left. \begin{aligned} 1) \quad \eta'_{m+1,1} &= \eta'_{m,1} + \Delta x C \left[(\eta_1)_{cp} - \frac{r}{\sigma} (\eta_2)_{cp} \right] + \Delta x D (\eta'_{1})_{cp}; \\ \eta_{m+1,2} &= \eta'_{m,2} + \Delta x C \left[(\eta_2)_{cp} + \frac{r}{\sigma} (\eta_1)_{cp} \right] + \Delta x D (\eta'_{2})_{cp}; \\ 2) \quad \eta'_{cp} &= \frac{1}{2} (\eta'_{m} + \eta'_{m+1}); \\ 3) \quad \eta_{m+1} &= \eta_m + \Delta x \eta'_{cp}; \\ 4) \quad \eta_{cp} &= \frac{1}{2} (\eta_m + \eta_{m+1}), \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

причем

$$C = -\sigma^2 / (g H_{cp}), \quad D = (Hb)^{-1}_{cp} \Delta (Hb) / \Delta x, \quad (5)$$

где Δx — пространственный шаг вдоль канала, $\Delta (Hb)$ — приращение площади поперечного сечения, σ — частота приливного колебания, индекс «ср» означает принадлежность к середине интервала Δx , а индекс m — номер поперечного сечения.

Отличие полученных расчетных формул от аналогичных формул в работе [4] состоит в том, что значения уклонов в моменты, отстоящие друг от друга на четверть периода (т. е. величины η' с индексами 1 и 2), вычисляются теперь *различным* образом: в формулах (4) для $\eta'_{m+1,1}$ и $\eta'_{m+1,2}$ появляются обусловленные трением дополнительные члены — $(r/\sigma) (\eta_2)_{cp}$ и $(r/\sigma) (\eta_1)_{cp}$ соответственно. Поскольку коэффициент сопротивления r пропорционален скорости, которая, в свою очередь, связана с наклоном уровня η' соотношением [1]

$$u = - \frac{g}{\sigma^2 + r^2} (i\sigma + r) \cdot \eta', \quad (6)$$

при вычислениях возникает необходимость в дополнительной итерационной процедуре, приводящей к требуемым значениям r через определение величин u на каждом шаге.

Описанная выше методика была положена в основу исследования механизма формирования индуцированного прилива M_2 в Ла-Манше путем численного моделирования. Первым этапом такого исследования явилось воспроизведение реальной приливной картины (рис. 1), особенности и структура которой были ранее

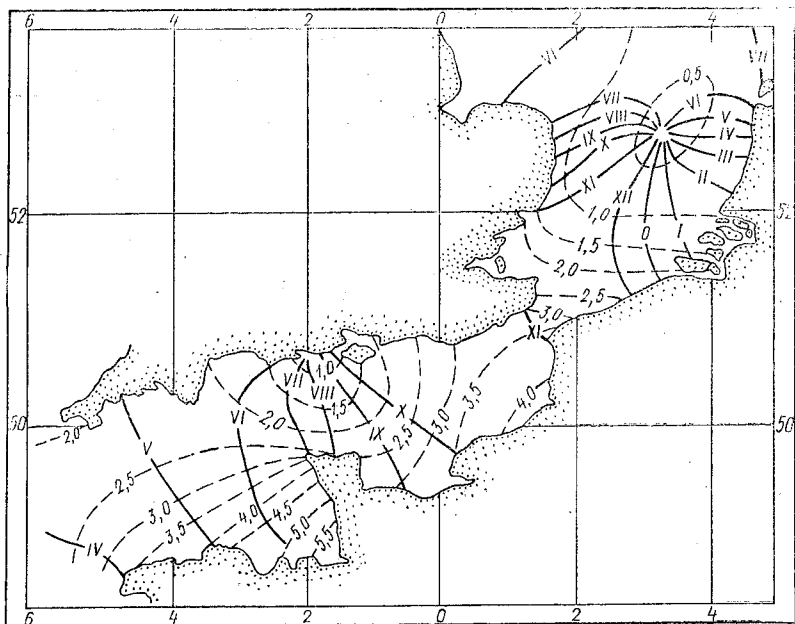


Рис. 1. Фактический прилив M_2 в Ла-Манше и Хофдене. Изоамплитуды оцифрованы в метрах, котидальные линии — в средних солнечных часах относительно момента кульминации Луны на меридиане Гринвича

проанализированы в работе [2]. При этом, поскольку рассматривался пролив, необходимо было учитывать возможность двустороннего внешнего воздействия, вследствие чего вычисления для волн, вторгающихся из Атлантики и из Северного моря, целесообразно было проводить отдельно.

На рис. 2 показана принятая схема поперечных сечений. Атлантическая волна вычислялась по формулам (4), начиная с сечения 1, а североморская — начиная с сечения 20, т. е. в обоих случаях

расчет велся «навстречу волне». На переднем крае каждый раз задавалось условие чистой прогрессивной волны [4]:

$$\eta'_0 = \pm i\eta_0 (\sigma/\sqrt{gH}). \quad (7)$$

Для «привязки» суммарного расчетного колебания к фактической картине использовались данные о действительных колебаниях на крайних сечениях, определенные по приведенной на рис. 1 приливной карте Загера [5]. Учет действия силы Кориолиса осуществлялся

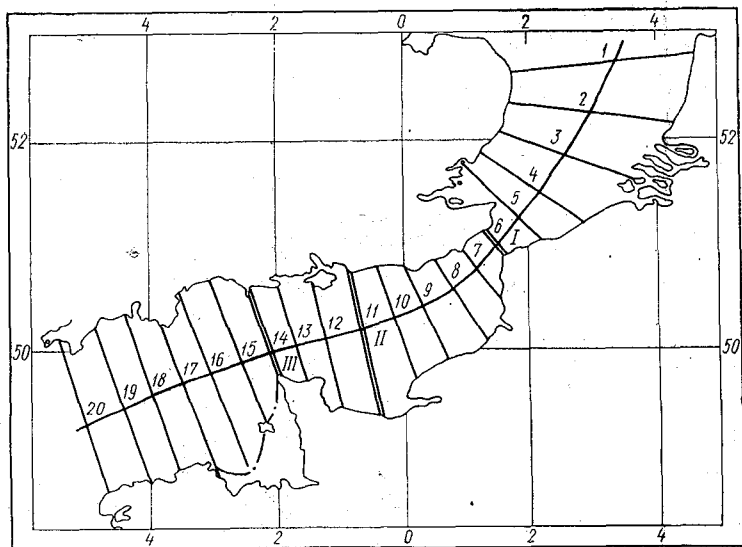


Рис. 2. Схема поперечных сечений в Ла-Манше, положенная в основу расчетной модели

методом Штернека, основанным на предположении, что эта сила в любой момент уравнивается поперечным градиентом давления за счет перекоса уровня. Указанный поперечный перекося, следовательно, можно найти из геострофического соотношения

$$\frac{\partial \eta}{\partial y} = - \frac{2\omega \sin \varphi}{g} \cdot u, \quad (8)$$

а входящая в выражение (8) продольная скорость u определяется через известные продольные уклоны с помощью соотношения (6). Наложение полученных поперечных колебаний на продольные позволяет построить карту суммарного колебания, показанную на рис. 3. Сопоставление этой карты с картой Загера показывает неплохое их совпадение в самом Ла-Манше и несколько худшее в Хофдене, где линейное «канальное» приближение менее оправдано

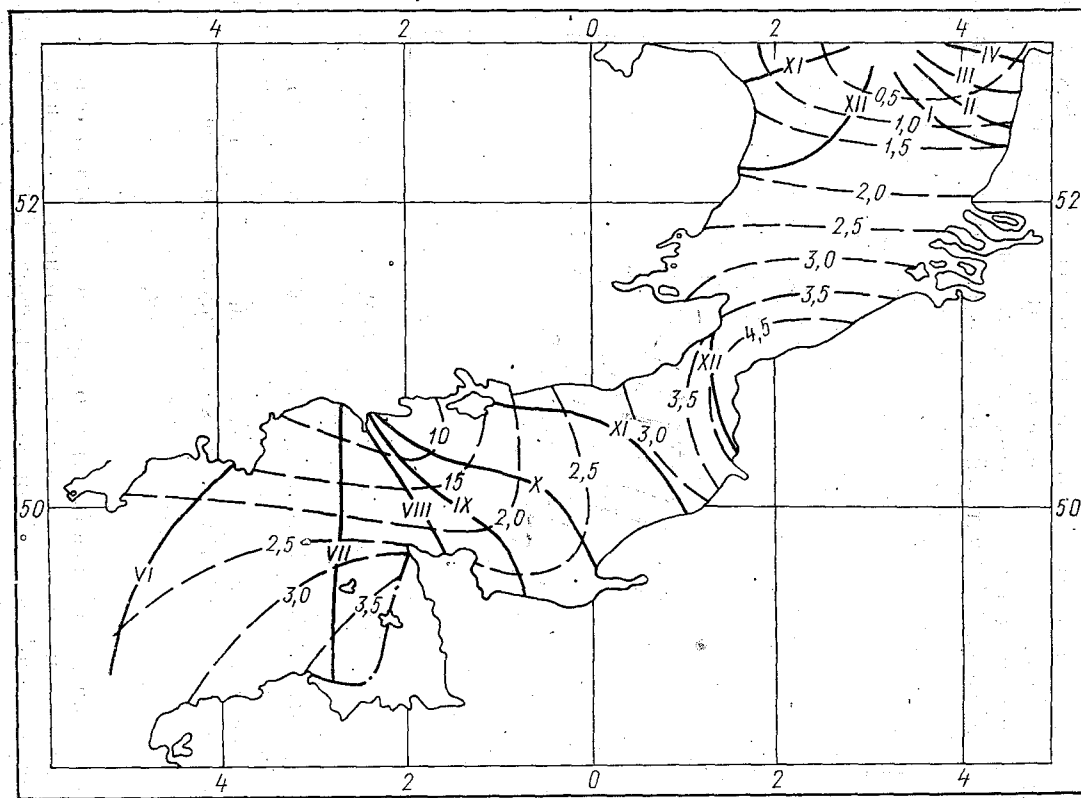


Рис. 3. Воспроизведение в Ла-Манше прилива M_2 , возбуждаемого двусторонним воздействием из Атлантики и Северного моря, при учете донного трения и силы Корнолиса

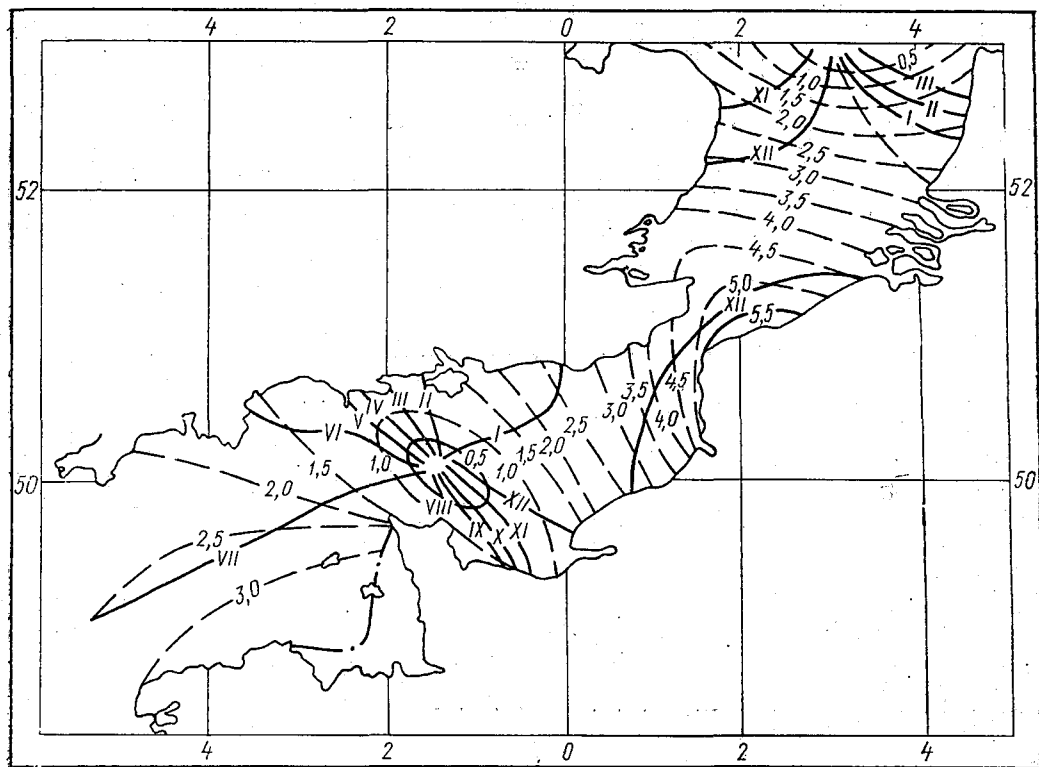


Рис. 4. Воспроизведение прилива M_2 без учета трения

из-за нерегулярных и обширных мелководий. Тем не менее основные черты реального прилива — расположение узлов и пучностей — воспроизведены моделью вполне удовлетворительно, а различия касаются, главным образом, деталей.

Отметим, что таким согласием между результатом расчета и фактической картиной мы в значительной степени обязаны учету трения. Рисунок 4, полученный тем же способом, но без учета трения, имеет принципиальные отличия от фактической картины, наиболее заметное из которых заключается в наличии амфидромической системы между Нормандией и о. Уайт. Понятно, что в действительности потери энергии на диссипацию «смазывают» узловую зону в этом месте, сдвигая амфидромическую точку на английское побережье и делая тем самым эту точку «фиктивной».

Удовлетворительное согласие «модельной» приливной картины с фактической позволяет с доверием относиться к абсолютным значениям параметров частных волн и оценить сравнительную роль атлантического и североморского влияния на прилив в Ла-Манше. Некоторые результаты расчета приведены на рис. 5, из которого

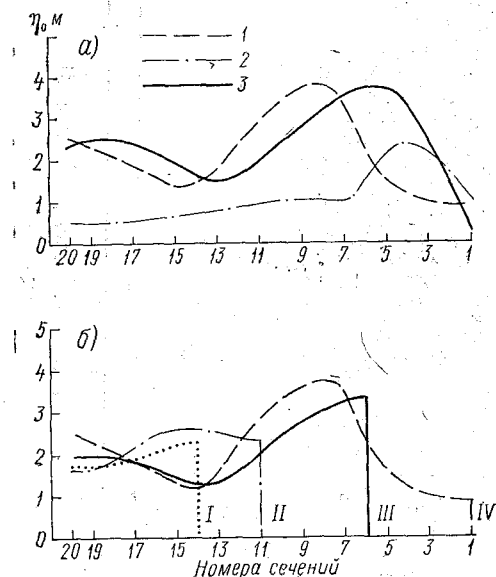


Рис. 5. Формирование прилива M_2 в Ла-Манше. а. Распределение амплитуд вдоль оси пролива: 1 — атлантическая волна, 2 — североморская волна, 3 — суммарное колебание. б. Последовательные этапы (I—IV) распространения и трансформации атлантической волны в сторону Северного моря

видно, что границей, разделяющей «зоны господства» атлантической и североморской волн, является пролив Па-де-Кале (сечение 6), причем во всем Ла-Манше атлантическая волна в два — семь раз превосходит по амплитуде волну североморского происхождения. В пределах Хофдена господствует североморская волна. Наблюдаемое там нарастание на северо-восток фаз суммарного колебания обусловлено значительным отражением североморской волны от зоны сужения в Па-де-Кале и ослаблением ее про-

грессивного характера. Это обстоятельство позволяет атлантической волне в Хофдене играть определяющую роль в фазах, но не в амплитудах.

Поскольку атлантическая волна явно преобладает к западу от Па-де-Кале, расчет ее распространения и трансформации шаг за шагом дает возможность выяснить физические причины основных особенностей суммарной картины. На рис. 5, 6 показаны результаты такого расчета для четырех последовательных этапов. Вступив в Ла-Манш и достигнув на этапе I узкости на траверзе п-ва Нормандия (сечение 14), атлантическая волна несколько увеличивает свою амплитуду, причем вблизи узкости формируется пучность стоячей доли, возникающей при частичном отражении. Дальнейшее продвижение волны до расширения на сечении 11 (этап II) мало меняет картину. Решающее изменение происходит на III этапе при достижении волной Па-де-Кале (сечения 5—6) и обусловлено значительным отражением от этой узкости. Картина колебаний резко меняется и приобретает основные черты фактической — пучность в районе сечения 16 исчезает и сменяется зоной узла, а отраженная волна к западу от Нормандии снижает свою амплитуду. В зоне Па-де-Кале формируется четко выраженная пучность. Выход оставшейся после отражения части атлантической волны в Хофден (IV этап) приводит к некоторому смещению пучностей и узлов на запад, но принципиальных изменений картины прилива в пределах Ла-Манша не происходит.

Отмеченное падение амплитуды отраженной волны в западной части Ла-Манша вытекало и из анализа фактической картины прилива M_2 в этом районе [2]. По сравнению со многими другими наблюдаемыми особенностями причина этого явления казалась менее очевидной. Представляется, однако, разумным его объяснение с помощью «эффекта просветленной оптики» [3], который может иметь место при четвертьволновом резонансе в одном из смежных бассейнов, когда суммарное отражение снижается за счет противофазы между встречным излучением и локальным отражением от границы. Действительно, средняя глубина восточной части Ла-Манша от п-ва Нормандия до Па-де-Кале составляет 50 м, и соответствующая этой глубине четверть длины приливной волны M_2 равна 250 км, в то время как протяженность участка между сечениями 6 и 14 составляет 150 миль (278 км). Таким образом, близость условий в этой части Ла-Манша к резонансным для полусуточного прилива может служить причиной ослабления отраженной атлантической волны M_2 в районах, лежащих западнее.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иппен А. Т., Харлеман Д. Р. Ф. Динамика приливов в эстуариях. Пер. с англ. — В кн.: Гидродинамика береговой зоны и эстуариев. Л., 1970, с. 229—277.

2. Некрасов А. В. Использование соотношений между уровнем и его наклоном при анализе приливных колебаний. — «Тр. ЛГМИ», 1970, вып. 32, с. 56—63.

3. Некрасов А. В. Об отражении приливных волн от зоны шельфа. — «Океанология», 1973, т. 13, вып. 2, с. 210—215.

4. Некрасов А. В. Приливные волны в окраинных морях. Л., 1975. 247 с.

5. Sager G. Atlas der Elemente des Tidenhubs und der Gezeitenströme für der Nordsee, den Kanal und die Irische See. Rostock, 1963, S. 45.

И. В. МАКСИМОВ, В. В. ЛЫКОВА, А. А. ЛЫКОВ, К. А. ШУИН

К ИЗУЧЕНИЮ ГРАВИТАЦИОННЫХ ПРИЛИВОВ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ ЗЕМЛИ

Длительные наблюдения над изменениями силы тяжести Земли ранее выполнялись в большинстве случаев в средних широтах. Известны такие наблюдения в обсерваториях Киото, Брюсселя, Люксембурга, Намура, Страсбурга, Вальферданге, Талгара. Вместе с тем для исследования долгопериодного гравитационного прилива эти наблюдения особого интереса не представляют, поскольку долгопериодная часть возмущающей приливообразующей силы Луны и Солнца максимальна на полюсе, поэтому в средних широтах приливы должны быть малы и непоказательны. Напротив, наблюдения над изменениями силы тяжести в высоких широтах Земли представляют исключительный интерес, так как здесь возмущающая сила особенно велика и вследствие чего следует ожидать наибольшего развития долгопериодного гравитационного прилива.

Для исследования была выбрана годичная серия наблюдений над изменениями силы тяжести на Шпицбергене [1]. Наблюдения были выполнены по программе «Астрогеопроект Шпицберген» в 1967—1968 гг. в точке с координатами $78^{\circ}12'$ с. ш.; $15^{\circ}36'$ в. д.

Наблюдения по прибору «Аскания-116» были начаты в 0 часов 18 сентября 1969 г. и закончены в 0 часов 16 июня 1970 г. Измерения силы тяжести производились ежечасно.

В существующей практике вычисления гармонических постоянных гравитационного прилива принято производить соответствующую обработку наблюдений методом Дудсона. Но это, вероятно, не вполне обосновано. Занимаясь в течение многих лет изучением морских приливов, не раз приходилось проводить одновременную обработку наблюдений методами Дудсона и Дарвина, при этом всегда получались тождественные результаты. По нашему мнению, гармонические постоянные гравитационного прилива вполне можно вычислять давно известным и отлично технически разработанным методом Дарвина. Однако для предварительного изучения «короткопериодных» (полусуточных и суточных) гравитационных приливов на Шпицбергене была избрана схема из трех месячных серий

наблюдений — 7.IX — 6.XII.69 г., 9.XII.69—6.I.70 г., 8.I.—6.II.70 г.; причем одна месячная серия — 9.XII.69—6.I.70 г. — для контроля обрабатывалась и методом Дудсона. Для вычисления элементов долгопериодного гравитационного прилива на Шпицбергене был принят отрезок времени с 1 октября 1969 по 15 мая 1970 г. Результаты вычисления гармонических постоянных короткопериодного гравитационного прилива на Шпицбергене приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Гармонические постоянные гравитационного прилива на Шпицбергене, вычисленные методом Дарвина *

Период наблюдений	В о л н ы							
	M_2	S_2	K_2	N_2	K_1	P_1	O_1	Q_1
7.IX—6.XII.69 г.	4,2 6	4,3 217	1,2 217	6,6 238	64,3 249	21,4 249	8,3 248	1,7 348
9.XII.69—6.I.70 г.	1,4 124	1,3 109	0,3 109	1,3 324	18,3 173	6,1 173	12,6 172	2,5 172
8.I—6.II.70 г.	1,8 277	1,2 59	0,3 59	0,6 345	19,6 187	6,5 187	5,4 295	1,1 295

Среднее значение

2,5 256	2,3 248	0,6 248	2,8 302	34,1 203	11,3 203	11,3 272	1,7 272
------------	------------	------------	------------	-------------	-------------	-------------	------------

Таблица 2

Сопоставление гармонических постоянных гравитационного прилива на Шпицбергене, вычисленных методом Дарвина и Дудсона. Наблюдения с 9 декабря 1969 по 6 января 1970 г.

Метод		В о л н ы							
		M_2	S_2	R_2	N_2	K_1	P_1	O_1	Q_1
Дарвина	H мкгаллы	1,4	1,3	0,3	1,3	18,3	6,1	12,6	2,5
	K	124	109	109	324	173	173	172	172
Дудсона	H мкгаллы	1,5	0,7	0,2	0,8	18,8	6,3	13,6	2,7
	K	204	129	129	287	172	172	169	169

* В числителе — полуамплитуды в мкгаллах, в знаменателе — углы положения в градусах.

Для сравнения в табл. 3 приведены данные вычисленных теоретическим путем полуамплитуд отдельных составляющих волн гравитационного прилива.

Таблица 3

Теоретические значения полуамплитуд составляющих волн гравитационного прилива на Шпицбергене

В о л н ы	M_2	S_2	R_2	N_2	K_1	P_1	O_1	Q_1
Полуамплитуда волны, мкггал	3,3	1,6	0,6	0,8	20,7	6,2	15,4	4,2

Из приведенных данных можно сделать следующий вывод: на Шпицбергене решительно преобладает суточный прилив, волны полусуточного гравитационного прилива практически незаметны. Объединенная волна суточного прилива имеет полуамплитуду, равную $H_1 = K_1 + P_1 + O_1 = 37,0$ мкггал. Отношение полуамплитуд

$$\frac{K_1 + P_1 + O_1}{M_2} = 22,7.$$

Указанная закономерность хорошо видна на рис. 1.

Этот вывод не является новым, он уже был сделан Паулем Мельхиором и его соавторами [7].

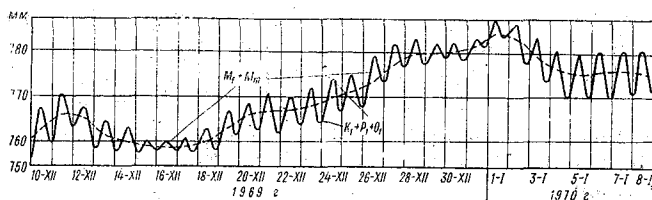


Рис. 1. Закономерности прилива на Шпицбергене.

Особый интерес представляет исследование долгопериодных вариаций силы тяжести. Исходя из общих соображений, заранее можно было ожидать, что в изменениях силы тяжести должна отчетливо проявиться сложная приливная «полумесечно-месячная» ритмичность. Напомним, что в изменениях по времени приливных волн совокупность волн типа M_2 — полумесечные волны (их 22) и типа M_m — месячные волны (их 20) должны быть выражены особенно заметно.

Совокупность волн полумесячной периодичности M_p может быть представлена в «числах-аргументах» по Дудсону следующим схематическим уравнением:

$$[\Delta F]_{14} = 071\,755 + 072\,556 + 073\,555 + 073\,565 + 073\,655 + \\ + 074\,554 + 074\,556 + 074\,566 + 075\,345 + 075\,355 + \\ + 075\,365 + 075\,455 + 075\,465 + 075\,555 + 075\,565 + \\ + 075\,575 + 075\,585 + 076\,554 + 076\,564 + 077\,355 + \\ + 077\,365 + 073\,545.$$

Совокупность волн месячной периодичности M_m представлена в «числах-аргументах» уравнением:

$$[\Delta F]_{28} = 062\,656 + 063\,445 + 063\,645 + 063\,655 + 063\,665 + \\ + 064\,456 + 064\,555 + 064\,654 + 065\,445 + 065\,455 + \\ + 065\,465 + 065\,545 + 065\,555 + 065\,565 + 065\,655 + \\ + 065\,665 + 065\,675 + 066\,454 + 067\,455 + 067\,465.$$

Такая вариация приливной силы имеет, как известно, свои горизонтальную и вертикальную составляющие. Вертикальная составляющая входит в состав силы тяжести и придает ее изменениям по времени ритмический, варьирующий характер. Воздействие этой силы на все земные явления широко известно: известны «полумесячно-месячные» вариации всех основных характеристик ионосферы планеты, известен «полумесячно-месячный» ритм изменения магнитного поля Земли. Характерны «полумесячно-месячные» явления в атмосфере и особенно известны «полумесячно-месячные» колебания уровня вод океана и изменение циркуляции его вод, а также изменение дрейфа льдов в полярных областях Земли. Причину всей этой совокупности явлений следует усмотреть в подобных приливных «полумесячно-месячных» ритмических изменениях силы тяжести. Последнее явление — высокоширотное и проявлять себя оно должно прежде всего в высоких широтах Земли. Тем более необходимо рассмотреть его непосредственно в показателях силы тяжести.

Первая попытка этого была сделана американскими исследователями Л. В. Шлихтером, Ц. Л. Хагером и М. В. Тамбуро, изучавшими долгопериодные вариации силы тяжести по данным двухмесячных серий наблюдений, выполненных на Южном полюсе, на станции «Амундсен-Скотт» в январе 1969 и мае 1970 г. [2, 3].

Полученные ими результаты показывают отчетливую и значительную по своим размерам «полумесячно-месячную» вариацию силы тяжести. Амплитуда этой вариации — больше 60 мкгалл, что значительно превышает размеры вариации, которая следует из общей теории приливных сил. Вопрос о причинах такого явления, видимо, еще надолго останется открытым.

В свете полученных данных интересно выяснить, как проявляет себя долгопериодный гравитационный прилив в северном полушарии Земли, в нашем случае — на Шпицбергене. С этой целью нами использованы данные наблюдений над изменениями силы тяжести на Шпицбергене с 1 октября 1969 по 15 мая 1970 г., по которым были определены среднесуточные значения отсчетов гравиметра «Аскания 116» (рис. 2).

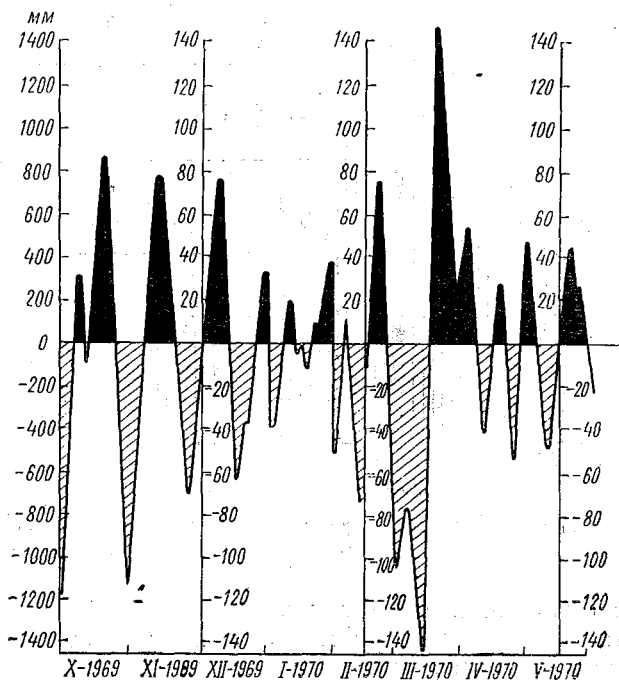


Рис. 2. Долгопериодный гравитационный прилив на Шпицбергене

Рисунок весьма характерен и показывает, что величина силы тяжести изменялась в этот период в отчетливом «полумесечно-месячном» ритме, причем изменения временами были очень значительны. Отмечена крайняя нестационарность амплитуды таких возмущений силы тяжести.

Для систематизации приведенного ряда среднесуточных значений показаний прибора методом А. Шустера был выполнен периодограммный анализ этого ряда. Полученная периодограмма (рис. 3) характерна и носит обычный для «полумесечно-месячного» ритма вид. Она выявляет существование в изменениях данного

ряда полумесячной ритмической части. Средний период этой части изменений силы тяжести равен 13,8 сут, средняя амплитуда — приблизительно 29 мкгалл. Средний период месячной части изменений силы примерно равен 29,6 сут, средняя амплитуда этой сложной

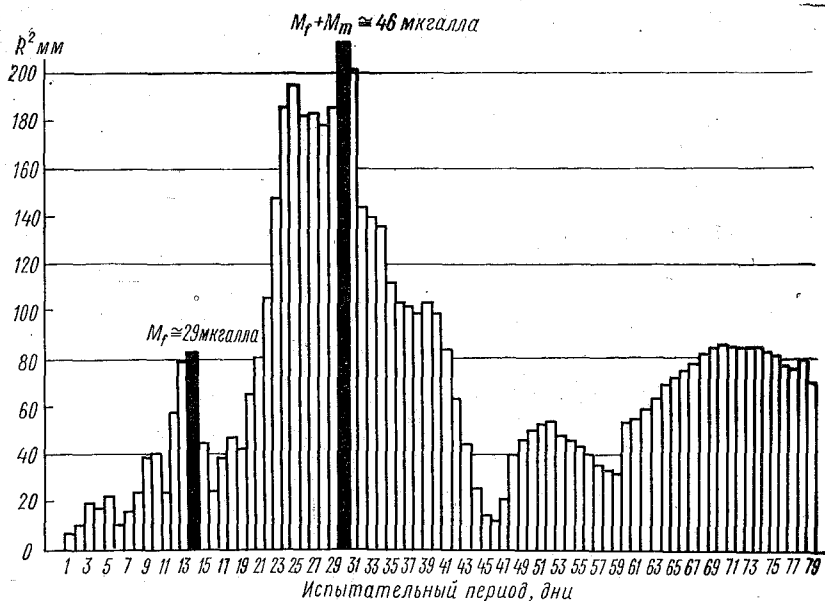


Рис. 3 Периодиограмма ряда среднесуточных значений силы тяжести

объединенной вариации силы оказывается равной 46 мкгалл. В совокупности объединенный ритм, как и на Южном полюсе, способен изменять величину силы тяжести на 80—100 мкгалл. Месячная часть ритма весьма «размыта». Это естественно, так как она образуется в результате сложения двух переменных частей — полумесячной и месячной отдельно — и не может быть устойчивой по своей частоте.

Итак, по приведенным нами данным, долгопериодный гравитационный прилив на Шпицбергене способен изменять силу тяжести в этом районе Земли на 40—50 мкгалл. Такой результат не является неожиданным, так как, по данным американских исследователей [2, 3], подобный гравитационный прилив в районе Южного полюса также характеризуется амплитудами, составляющими 60—100 мкгалл. Следовательно, в обоих случаях в высоких широтах Земли наблюдаются вариации силы тяжести, значительной по своим размерам и в несколько раз превышающей давно известные полусуточные и суточные приливные вариации этой силы.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют об отсутствии на Шпицбергене полусуточного гравитационного прилива и о преобладании суточного гравитационного прилива. Кроме того, на Шпицбергене наблюдаются значительные долгопериодные изменения силы тяжести, соответствующие комбинированной волне.

Эти выводы представляют несомненный интерес для геофизиков, работающих в области изучения «вариационного режима» силы тяжести в высоких широтах Земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. Manfred Bonats, Paul Melchior et Bernard Ducarme. Mesures faites dans les trois composantes avec six pendules horizontales VM et trois gravimètres Askania. Bulletin d'observations des marées Ferrestres vol IV, fasc. I.

2. Slichter L. B. and Hager C. L. Earth Tide Gravimetry and the South Pole. Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles, California, p. 131, U.S.A., 1970.

3. Slichter L. B., Hager C. L. and Tamburo M. B. The Long-Period Earth Tide at South Pole. Institute of Geophysics and Planetary Physics, University of California, Los Angeles. Antarctic Journal of the United States, vol. IV. 5, p. 214, 1969.

СОДЕРЖАНИЕ

Степанюк И. А., Псаломщиков В. Ф. Линеаризация характеристик измерительных океанологических преобразователей температуры с частотно-модулированным выходным сигналом	3
Абрамов В. М., Клещева Г. П. Статистические характеристики коротко-периодных флуктуаций толщины и температуры квазигомогенного слоя океана	14
Карпова И. П., Кузина Н. А. Параметризация вертикального профиля температуры воды в сезонном термоклине по данным корабля погоды «М»	22
Калязин В. Е. Об одной возможности комплексирования методов морских гидрологических прогнозов	29
Царев В. А. Влияние ветра на циркуляцию в галоклине	36
Лоцилов В. С., Воеводин В. А., Борисов Р. А. (АНИИ). Применение самолетной радиолокационной станции бокового обзора для исследования морских льдов	40
Бондаренко А. Л., Усенков М. М. Метод измерения длиннопериодных составляющих спектра морского волнения поверхностными волнографами	51
Беляев Б. Н. Некоторые особенности дискретной океанологической информации	56
Волков И. И. Каустики в двухслойном подводном звуковом канале	67
Карлин Л. Н., Ключков Е. Ю. Моделирование годового хода температуры и солености воды в деятельном слое океана	79
Коровин В. П. К вопросу о создании стабильных в потоке жидкости первичных преобразователей растворенного в воде кислорода	91
Мартыненко С. В., Кузнецова Л. Н. Оценка достоверности расчетов морских течений	98
Булаева В. М. О возможности прогнозирования среднемесячной температуры воды в северо-западных районах Атлантики	106
Крейман К. Д., Котов С. В., Андреев Р. Л. Моделирование гидродинамического взаимодействия загрязняющей примеси с дном	115
Некрасов А. В., Поляков Е. В. О формировании полусуточного прилива в Ла-Манше	120
Максимов И. В., Лыкова В. В., Лыков А. А., Шун К. А. К изучению гравитационных приливов в высоких широтах Земли	129

Межведомственный сборник, вып. 72

ИССЛЕДОВАНИЕ И ОСВОЕНИЕ МИРОВОГО ОКЕАНА

Редактор И. Н. Базилевская
Корректор Р. В. Федорова

Сдано в набор 26.06.79. Подписано к печати 1.12.80. М-23499. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага тип. № 2. Лит. гарн. Печать высокая. Печ. л. 9,2. Уч.-изд. л. 9,3. Темплан 1980 г., (доп.) поз. 37. Тираж 400. Зак. 357. Цена 1 р. 40 коп. ЛПИ. 195251, Ленинград, Политехническая, 29.

Типография ВВМУП им. Ленинского комсомола

УДК 551.460.18

Линеаризация характеристик измерительных океанологических преобразователей температуры с частотно-модулированным выходным сигналом. Степанюк И. А., Псаломщиков В. Ф.

Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 3—13. (ЛГМИ).

В статье рассматривается дифференциальный метод линеаризации преобразователей температуры с полупроводниковыми терморезисторами в качестве чувствительных элементов. Линеаризованный преобразователь состоит из двух измерительных РС-генераторов — информационного и опорного. В задающую цепь информационного генератора включен полупроводниковый терморезистор, а в задающую цепь опорного — термозависимый двухполюсник с требуемой синтезированной характеристикой. Результат преобразования вычисляется как разность частот обоих генераторов.

Выполнен анализ требуемой характеристики термозависимого двухполюсника и показаны реальные пути ее синтеза.

Табл. 1. Библ. 4.

УДК 551.463

Статистические характеристики короткопериодных флуктуаций толщины и температуры квазигомогенного слоя океана. Абрамов В. М., Клещева Г. П.

Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 14—21. (ЛГМИ).

В работе приводятся оценки дисперсий и автокорреляционных функций короткопериодных флуктуаций толщины и температуры квазигомогенного слоя, рассчитанные по данным батитермографных наблюдений, выполненных на станции погоды «Рара». Рассматриваются задачи, в которых могут использоваться рассчитанные оценки статистических характеристик.

Ил. 4. Табл. 2. Библ. 5.

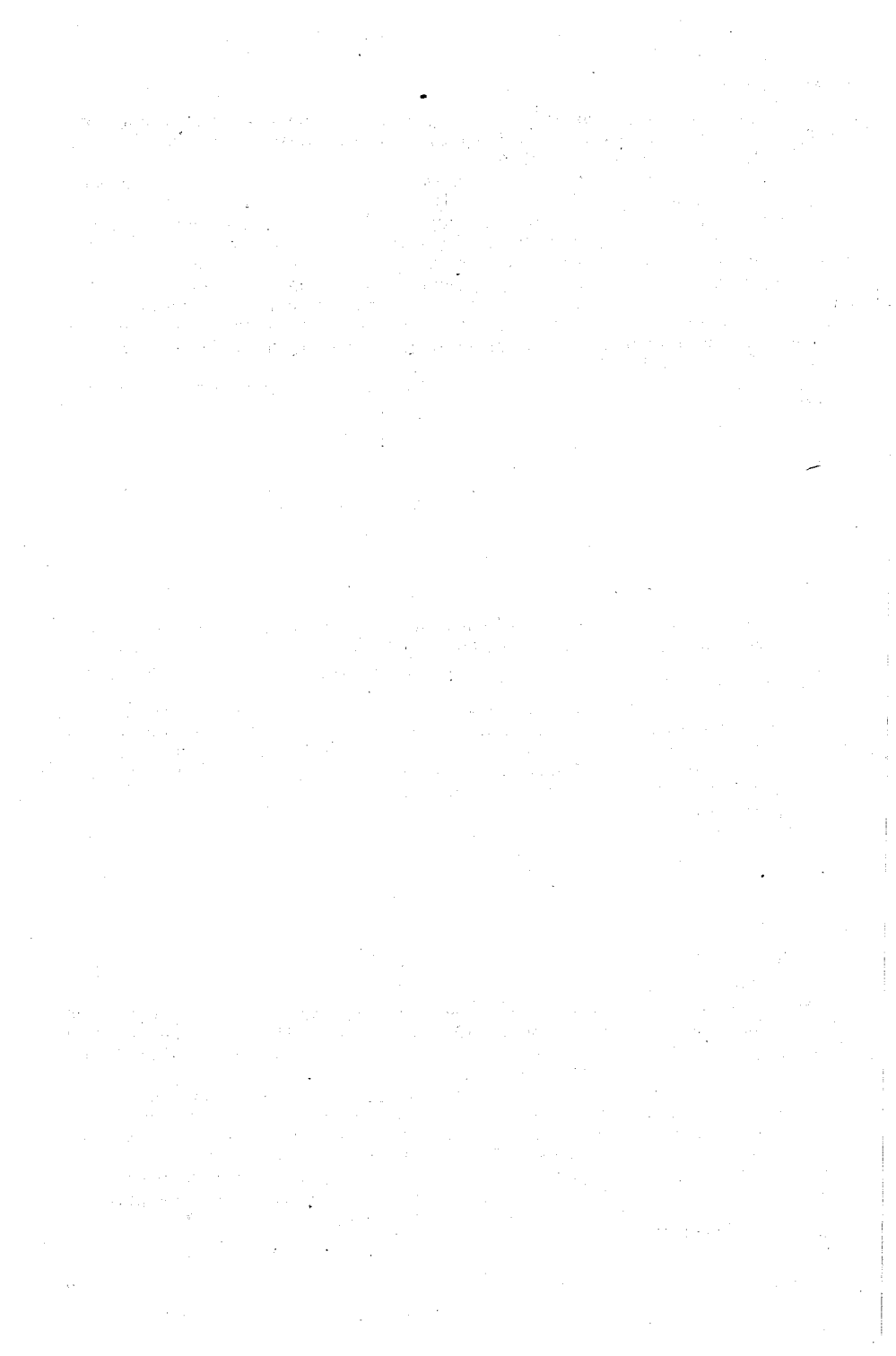
УДК 551.465.41

Параметризация вертикального профиля температуры воды в сезонном термоклине по данным корабля погоды «М». Карпова И. П., Кузина Н. А.

Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 22—28. (ЛГМИ).

Предложено параметрическое описание вертикального профиля температуры воды для теплой половины года в слое сезонного термоклина применительно к району корабля погоды «М». Полученные аппроксимационные зависимости позволяют по данным о поверхностной температуре воды и глубине квазинизотермического слоя получить средние месячные значения вертикального распределения температуры воды в деятельном слое моря. Проведенные оценки результатов расчетов показали, что ошибка не превышает допустимую в 86% случаев.

Ил. 2. Табл. 1. Библ. 11.



УДК 551.46.03

Об одной возможности комплексирования методов морских гидрологических прогнозов. Калязин В. Е. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 29—35. (ЛГМИ).

Предлагается один из способов объединения двух методов прогноза гидрометеорологического элемента, одного — основного, другого — реализующего идею оптимальной экстраполяции случайных функций, в один более точный метод прогноза. Сделаны выводы о целесообразности применения такого комплексирования на основе анализа рядов прогнозов уровня Каспийского моря, температуры воды на стандартных разрезах Баренцева моря и температуры воздуха в Москве. Отмечены условия применимости комплексирования и даны некоторые рекомендации по использованию данной методики.

Табл. 4. Библ. 8.

УДК 556.54.

Влияние ветра на циркуляцию в галоклине. Царёв В. А. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 36—39 (ЛГМИ).

На основе двухслойной модели циркуляции в галоклине рассматривается влияние ветра на вертикальное распределение течений и протяженность галоклина в эстуарии. Показано, что сгонный ветер приводит к увеличению протяженности галоклина.

Ил. 3.

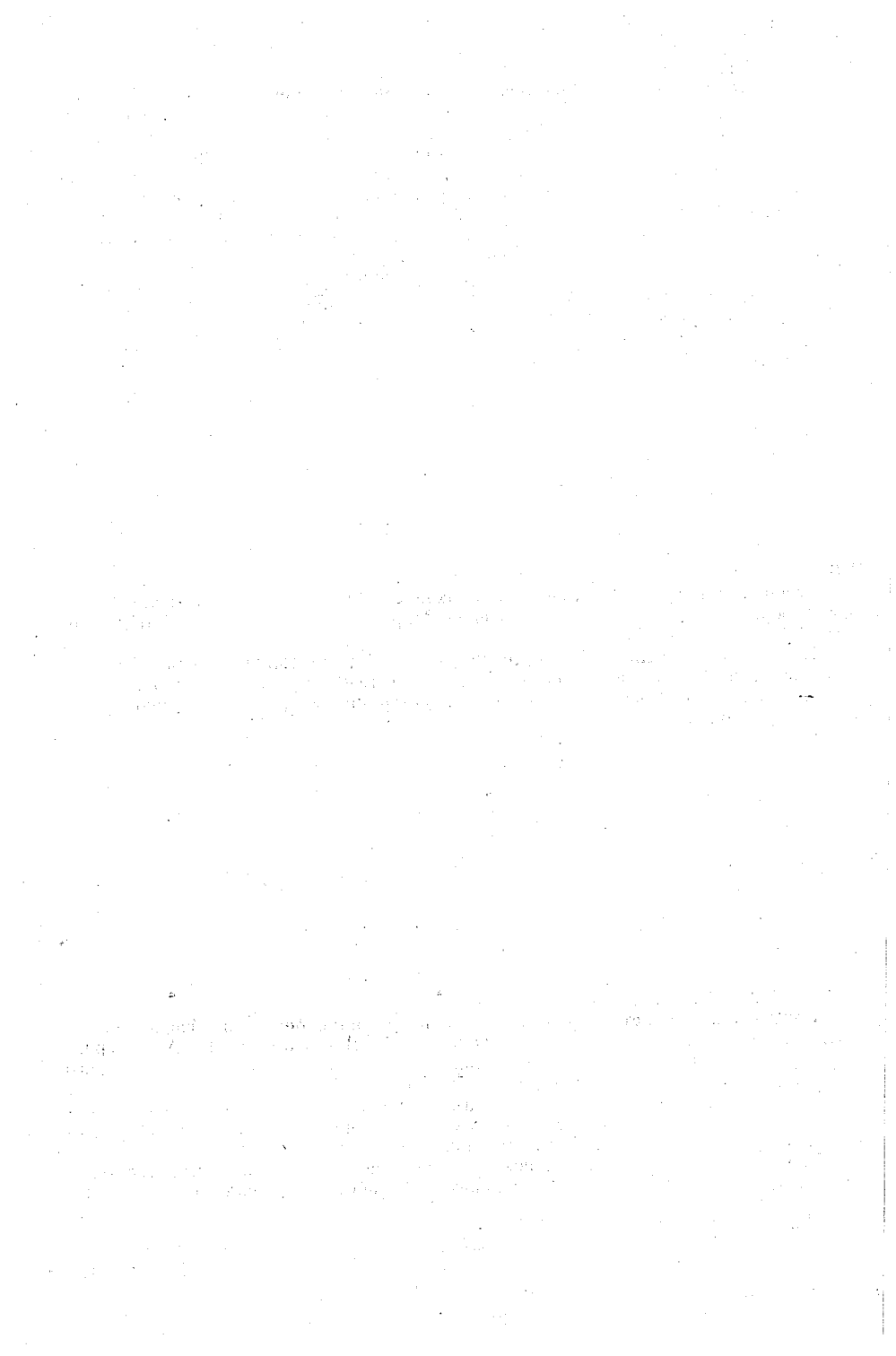
УДК: 551.326.022: 621.396.967

Применение самолетной радиолокационной станции бокового обзора для исследования морских льдов. Лошилов В. С., Воеводин В. А., Борисов Р. А. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 40—50. (ЛГМИ).

Рассмотрены аспекты применения самолетной радиолокационной станции бокового обзора для картирования морских льдов в целях оперативного обеспечения мореплавания и изучения их динамики.

Изложены методические основы производства радиолокационных съемок и приведены примеры возможных вариантов обработки и анализа полученных данных.

Ил. 4. Библ. 7.



Метод измерения длиннопериодных составляющих спектра морского волнения поверхностными волнографами. Бондаренко А. Л., Усенков М. М. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 51—55. (ЛГМИ).

Излагается метод измерения длиннопериодных составляющих спектра морского волнения поверхностными волнографами. Показано, что на их точность существенное влияние оказывают короткопериодные составляющие спектра, пена и брызги, которые затрудняют выделение длиннопериодных волн по суммарной записи ординат взволнованной поверхности. Для повышения точности измерения длиннопериодных составляющих спектра волнения предлагается использовать свойство поверхностно-активных веществ гасить короткопериодные возмущения водной поверхности.

Описывается конструкция поверхностного волнографа, позволяющая автоматически выпускать поверхностно-активное вещество на водную поверхность в точке измерения.

Ил. 1. Библ. 3.

Некоторые особенности дискретной океанологической информации Беляев Б. Н. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 56—66. (ЛГМИ).

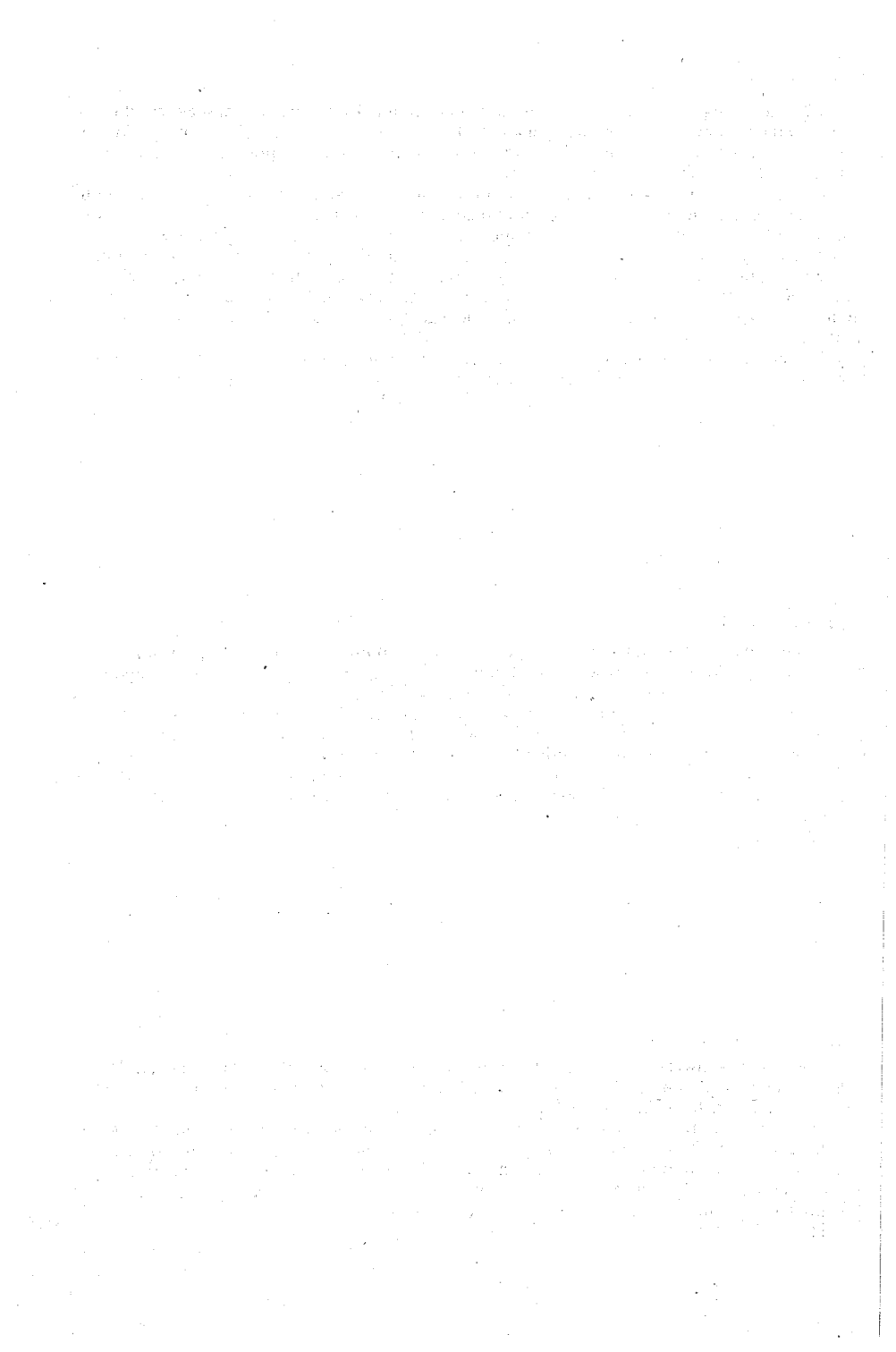
Два различных способа получения дискретной информации — дискретизация результатов непрерывных измерений и дискретные измерения — характеризуются существенными отличиями в свойствах этой информации. Если при первом способе возможно — с некоторыми оговорками — согласование интервала дискретности и инерционности прибора известным методом, то во втором случае указанный метод применять нельзя.

Библ. 2.

Каустики в двухслойном подводном звуковом канале. Волков И. И. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 67—78. (ЛГМИ).

Для случая двухслойного подводного звукового канала (ПЗК) исследованы закономерности формирования каустик и произведен расчет координат ветвей каустик при расположении источника звука на оси и выше оси ПЗК. Для указанных координат рассчитано поле на каустиках и вблизи них в пределах шести фокальных пятен.

Ил. 6. Библ. 2.



УДК 551.465.

Моделирование годового хода температуры и солености воды в деятельном слое океана. Карлин Л. Н., Ключков Е. Ю. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 79—90. (ЛГМИ).

Предлагается математическая модель эволюции основных параметров деятельного слоя океана. В основу модели положены уравнения теплопроводности и диффузии солей, проинтегрированные в пределах квазиоднородного слоя и сезонного термоклина, а также уравнение баланса энергии турбулентности в интегральном виде. Моделирование годового хода температуры и солености воды в сезонном термоклине производится в предположении о перемежающемся характере турбулентности в нем. Приводятся результаты расчетов характеристик деятельного слоя северной части Атлантического океана.

Ил. 6. Библ. 7.

УДК 551.46.07/08

К вопросу о создании стабильных в потоке жидкости первичных преобразователей растворенного в воде кислорода. Коровин В. П. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 91—97. (ЛГМИ).

В работе приведены результаты исследования различных устройств для устранения влияния пульсаций относительной скорости потока воды при измерении концентрации растворенного в воде кислорода «in situ» и для уменьшения постоянной времени первичных измерительных преобразователей за счет создания стабильного потока молекул кислорода из исследуемой среды к электродной системе электрохимической ячейки. Рассматриваются два типа «магнитных насосов»: в виде конического соленоида и кольцевого постоянного магнита в виде многополюсника. Использование подобных «магнитных насосов» основано на парамагнетизме молекул кислорода.

Ил. 2. Библ. 4.

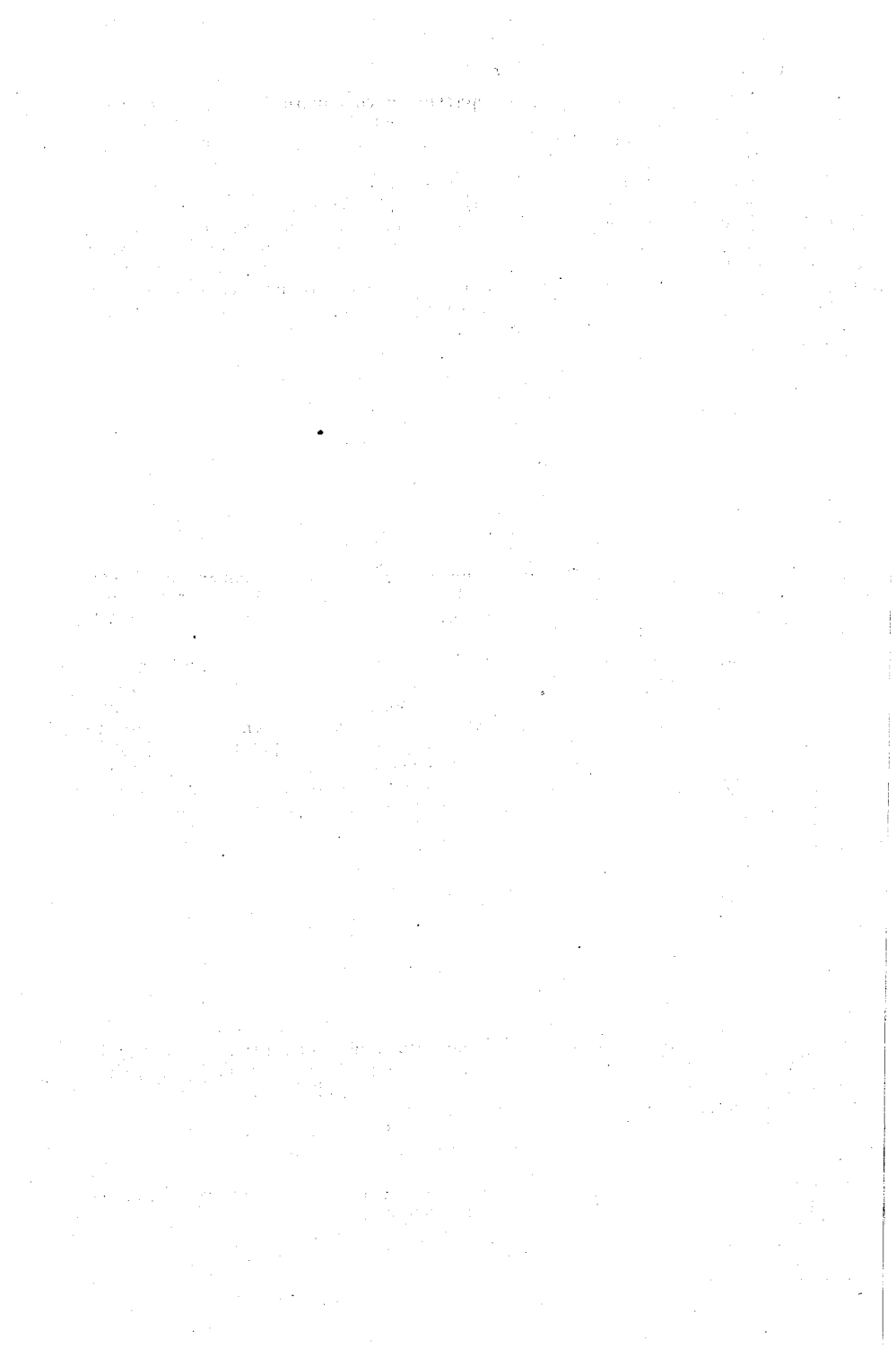
УДК 551.465

Оценка достоверности расчетов морских течений. Мартыненко С. В., Кузнецова Л. Н. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 98—105. (ЛГМИ).

Предложена методика оценки репрезентативности расчетов поверхностных течений по диагностической модели стационарной трехмерной циркуляции А. С. Саркисяна с учетом инерционных эффектов и бокового турбулентного обмена.

Вычислена сама оценка путем статистического сопоставления рассчитанных на ЭВМ величин и данных наблюдений над течениями.

Табл. 1. Библ. 6.



О возможности прогнозирования среднемесячной температуры воды в северо-западных районах Атлантики. Булаева В. М. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 106—114.

По данным многолетних наблюдений на кораблях погоды А, В и С проанализирована зависимость среднемесячных величин температуры воды на поверхности океана от предшествующих и текущих гидрометеорологических условий. Показана принципиальная возможность составления локальных эмпирических зависимостей для прогноза температуры воды на основе использования фактической информации о развитии гидрометеорологических процессов в предшествующий период. Для района южной части Девисова пролива получены прогнозистические уравнения для зимнего сезона с заблаговременностью от двух до четырех месяцев, показавшие удовлетворительную оправдываемость при проверке как на зависимом, так и на независимом материале.

Табл. 3. Ил. 2. Библ. 5.

Моделирование гидродинамического взаимодействия загрязняющей примеси с дном. Крейман К. Д., Котов С. В., Андреев Р. Л. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, г. 115—119. (ЛГМИ).

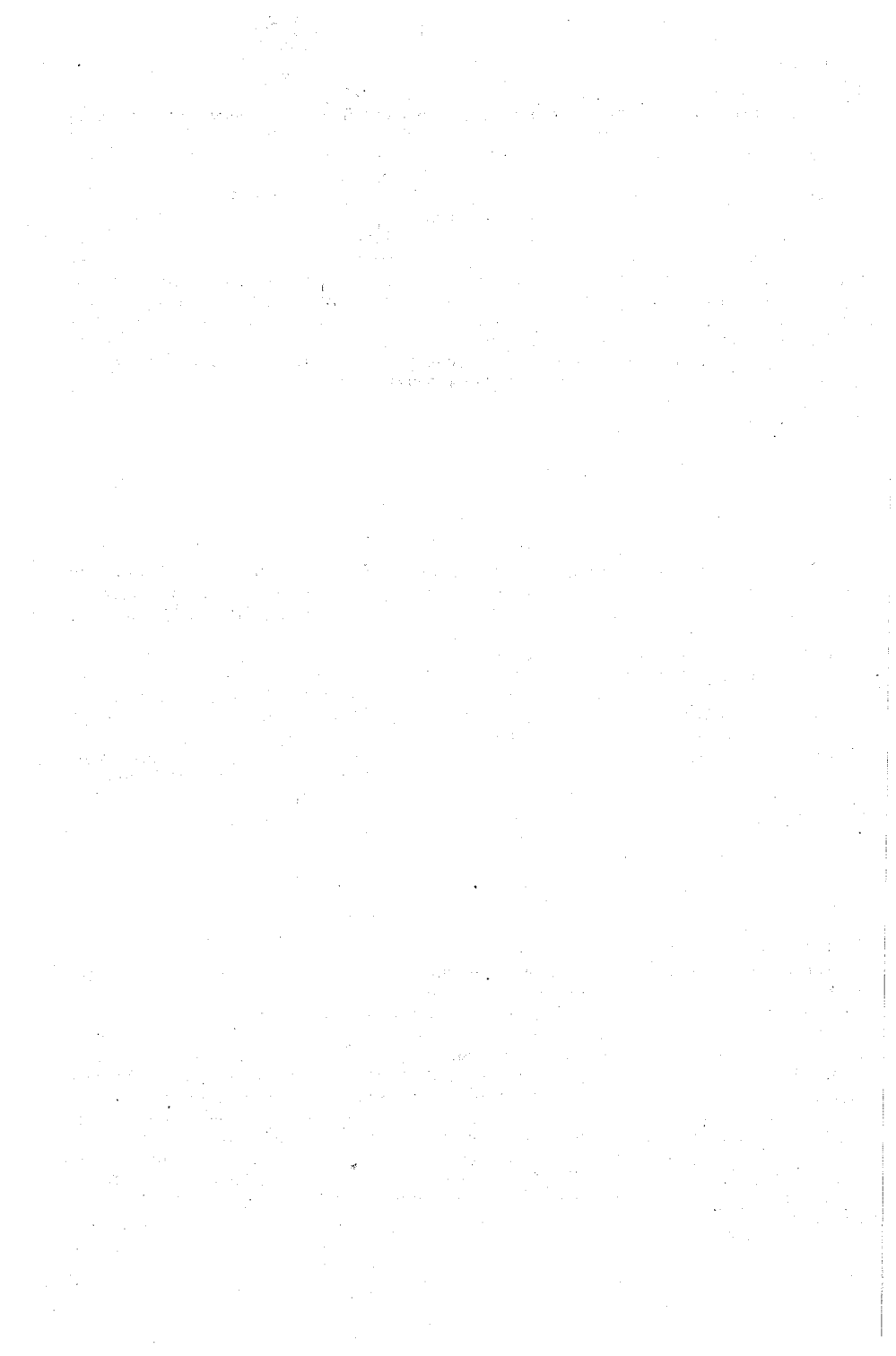
Приводятся результаты экспериментов по гидравлическому и численному моделированию процесса горизонтального разбавления нейтрально взвешенной консервативной примеси в стационарном горизонтально однородном потоке от постоянного точечного источника загрязнения. Выявлен ряд закономерностей взаимодействия загрязняющей примеси с дном в зависимости от гидродинамических характеристик потока. Построена номограмма для определения величины отражающей способности дна при различных турбулентных числах Рейнольдса.

Ил. 3. Библ. 3.

О формировании полусуточного прилива в Ла-Манше. Некрасов А. В., Поляков Е. В. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 120—128. (ЛГМИ).

В работе произведен расчет полусуточного прилива в Ла-Манше путем численного интегрирования волнового уравнения для канала с переменным сечением при учете донного трения в линеаризованной форме. Последовательные вычисления для отдельных участков с использованием импедансного граничного условия позволяют проследить за распространением и трансформацией приливной волны атлантического происхождения. Учет силы Кориолиса с помощью статического способа, Штернека дает возможность построить приливные карты для различных вариантов расчета. Выявляется роль отдельных физико-географических факторов и анализируются особенности фактического приливного режима рассматриваемого бассейна.

Ил. 5. Библ. 5.



К изучению гравитационных приливов в высоких широтах Земли. Максимов И. В., Лыкова В. В., Лыков А. А., Шун К. А. Межведомственный сборник «Исследование и освоение Мирового океана», изд. ЛПИ, 1980, вып. 72, с. 129—135. (ЛГМИ).

Выполнено вычисление гармонических постоянных гравитационного прилива методами Дудсона и Дарвина по серии наблюдений за изменениями силы тяжести на о. Шпицберген. Из анализа полученных результатов видно, что на Шпицбергене нет полусуточного гравитационного прилива, а преобладает суточный; крайне значительны долгопериодные изменения силы тяжести, соответствующие комбинированной волне.

Табл. 3. Ил. 3. Библ. 7.

