

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
HYDROMETEOROLOGICAL INSTITUTE IN LENINGRAD,

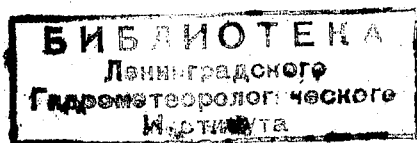
Труды
вып. 24

Transactions
vol. 24

ИССЛЕДОВАНИЯ
ПО ПРОБЛЕМЕ
ОКЕАН—АТМОСФЕРА
INVESTIGATIONS
ON THE
OCEAN—ATMOSPHERE PROBLEM

Сборник 1
работ научно-исследовательского института
взаимодействия океана и атмосферы

Issue 1
of the papers
of the air-sea interaction institute



ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
1967

Сборник содержит результаты исследований по проблеме океан—атмосфера, выполненных в Ленинградском гидрометеорологическом институте на кафедрах океанологии, теоретической физики атмосферы, общей и прикладной климатологии, водных исследований, высшей математики и теоретической механики.

Исследования кафедр по названной проблеме объединяются Научно-исследовательским институтом взаимодействия океана и атмосферы.

Открываемая настоящим сборником серия работ этого института продолжает серию сборников, изданных под названием «Исследования Северной части Атлантического океана».

Сборник содержит статьи регионального характера, теоретического и методического содержания.

Помещенные в сборнике работы Р. В. Абрамова выполнены в Ленинградском высшем инженерном мореходном училище им. адм. Макарова, а работа В. Б. Ржонсницкого — Азово-Черноморском научно-исследовательском институте рыбного хозяйства и океанографии.

Научный редактор *В. В. Тимонов*
Ответственный редактор *О. А. Алевкин*

2—9—6

Труды Ленинградского гидрометеорологического института

Исследования по проблеме океан—атмосфера

Сборник I

Работ Научно-исследовательского института взаимодействия океана и атмосферы

Редактор *З. И. Царькова*

Техн. редактор *Е. Г. Учаева*

Корректоры *В. К. Измайлович, С. К. Школьников*

М-14736. Сдано в набор 10 II 1967 г. Подписано к печати 29 VIII 1967 г.
Формат бум. 70×108¹/₁₆. Бумага тип. №3. Печ. л. 13,25 (условн. л. 18,55). Уч.-изд. л. 17,34.
Тираж 800 экз. + 25 отд. отт. Заказ 356. Цена 1 р. 16 к.
Издательство ЛОЛГУ им. А. А. Жданова

Типография ЛОЛГУ. Ленинград, Университетская наб., 7/9.

Часть первая
РЕГИОНАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

**О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ
И ОКЕАНА В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ**

Б. А. Каган

Введение

При расчете и прогнозе вертикальных профилей температуры, солености и скорости течения в море обычно задаются величинами коэффициента турбулентности в море и потоков количества движения, тепла и водяного пара на поверхности раздела море—атмосфера. Такой путь решения поставленной задачи — задачи расчета пространственного распределения гидрологических характеристик — совершенно не учитывает того обстоятельства, что распределения названных гидрологических элементов и интенсивности турбулентности взаимосвязаны, а тангенциальное напряжение ветра, турбулентный теплообмен поверхности с атмосферой и нижележащими слоями воды и испарение — конечные продукты взаимодействия нижнего слоя атмосферы и верхнего слоя моря и потому не могут считаться заданными, а должны определяться наряду с распределением температуры, солености и скорости течения. На самом деле, для того чтобы знать составляющие теплового баланса и тангенциальное напряжение ветра, необходимо задать поверхностную температуру, но последняя сама является искомой величиной.

Выходом из создавшегося затруднительного положения может служить рассмотрение системы море—атмосфера как единого целого, в котором распределение гидрологических и метеорологических элементов и характеристик турбулентности обуславливает друг друга и взаимосвязанно изменяется под влиянием некоторых внешних параметров [1]: горизонтального градиента атмосферного давления, температуры и влажности воздуха в свободной атмосфере, притока коротковолновой солнечной радиации, температуры и солености в глубинных слоях моря.

Постановка задачи

Пусть имеется океан с заданным распределением градиентных течений. В результате действия каких-либо причин, например смены барических образований, произошло изменение внешних параметров свободной атмосферы. В процессе взаимодействия эти изменения передадутся пограничному слою атмосферы и верхнему слою моря, а от него — вновь к прилегающим слоям воздуха, т. е. происходит взаимная перестройка двух слоев, составляющих единую систему, в соответствии с изменившимися условиями. Эта перестройка благодаря турбулентному обмену охватывает в первую очередь пограничные слои атмосферы и океана, а уже затем посредством фрикционных вертикальных токов, возникаю-

щих в пограничных слоях, передается в свободную атмосферу и глубинные слои океана, что приводит в конечном счете к соответствующей перестройке полей геострофического ветра и градиентных течений.

Оставив пока в стороне вопрос о косвенном влиянии, которое оказывают пограничные слои атмосферы и океана на процессы в свободной атмосфере и глубинных слоях моря, рассмотрим строение пограничных слоев атмосферы и океана, пришедших в состояние равновесия с внешними условиями. В этом случае при изучении взаимодействия атмосферы и океана достаточно ограничиться исследованием строения системы двух пограничных слоев: пограничного слоя атмосферы и пограничного слоя океана (слоя трения).

Будем считать, что горизонтальный градиент давления в океане, а следовательно, и градиентные течения обуславливаются предшествующим процессу взаимодействия начальным распределением плотности. Тем самым мы предполагаем, что время перестройки системы пограничный слой атмосферы — слой трения океана мало по сравнению с периодом становления градиентных течений; поле плотности не успело приспособиться к новым условиям.

Будем полагать также, что коэффициент турбулентности в атмосфере линейно растет с высотой до границы приводного слоя (h), а затем вплоть до верхней границы пограничного слоя (H) остается неизменным; коэффициент турбулентности в слое трения океана примем независимым от глубины.

Тогда, используя общепринятые условные обозначения, квазистационарное строение системы пограничный слой атмосферы — слой трения океана опишется следующей системой уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dz} k \frac{du}{dz} &= 0 \\ \frac{d}{dz} k \frac{dv}{dz} &= 0 \end{aligned} \right\} (z_0 \leq z \leq h), \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} k \frac{d^2 u}{dz^2} + 2\omega_z v &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \\ k \frac{d^2 v}{dz^2} - 2\omega_z u &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \end{aligned} \right\} (h \leq z \leq H), \quad (2)$$

$$\frac{d}{dz} k \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_a \right) + \frac{1}{\rho c_p} \frac{dQ}{dz} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d}{dz} k \frac{dq}{dz} = 0 \quad (4)$$

$$k = \begin{cases} k_1 z = \frac{\kappa^2 c_1}{\ln \frac{z_1}{z_0}} z & \text{для } z_0 \leq z \leq h, \\ k_1 h = k_H & \text{для } h \leq z \leq H, \end{cases} \quad (5)$$

$$(1 - \delta) \int_{z_0}^H k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz - \int_{z_0}^H k \frac{g}{T} \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_a \right) dz = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dz} \sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2} \Big|_{z=H} = 0, \quad (7)$$

$$\left. \begin{aligned} \tilde{k} \frac{d^2 \tilde{u}}{dz^2} + 2\omega_z \tilde{v} &= \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} \\ \tilde{k} \frac{d^2 \tilde{v}}{dz^2} - 2\omega_z \tilde{u} &= \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} \end{aligned} \right\}, \quad (8)$$

$$\varepsilon \tilde{k} \frac{d^2 \tilde{T}}{d\zeta^2} - \frac{1}{\tilde{\rho} c} \frac{dQ_0}{d\zeta} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d^2 \tilde{S}}{d\zeta^2} = 0, \quad (10)$$

$$\tilde{\rho} = \tilde{\rho}(\tilde{T}, \tilde{S}), \quad (11)$$

$$(1 - \tilde{\delta}) \int_0^{\tilde{H}} \tilde{k} \left[\left(\frac{d\tilde{u}}{d\zeta} \right)^2 + \left(\frac{d\tilde{v}}{d\zeta} \right)^2 \right] d\zeta - \int_0^{\tilde{H}} \varepsilon \tilde{k} \frac{\tilde{g}}{\tilde{\rho}} \frac{d\tilde{\rho}}{d\zeta} d\zeta = 0, \quad (12)$$

$$\frac{d}{d\zeta} \sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{v}^2} \Big|_{\zeta=\tilde{H}} = 0. \quad (13)$$

При записи уравнений (9) и (10) сделано предположение о возможности пренебрежения в слое трения океана чисто дрейфовой адвекцией тепла и соли. Кроме того, в этих уравнениях отсутствуют

члены $\tilde{V}_x \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x}$ и $\tilde{V}_y \frac{\partial \tilde{T}}{\partial y}$, характеризующие собой изменение температуры и солёности в океане за счёт адвекции тепла и соли градиентными течениями. Последнее обстоятельство вовсе не означает, что мы пренебрегаем эффектом адвекции тепла и соли градиентными течениями — он учитывается параметрически: через граничные условия для температуры и солёности на глубине слоя трения.

Систему уравнений (1) — (13) решим при следующих граничных условиях:

$$\text{для } z \rightarrow \infty : u = V_x; v = V_y, \quad (14)$$

где

$$V_x = -\frac{1}{\rho l} \frac{\partial p}{\partial y}; V_y = \frac{1}{\rho l} \frac{\partial p}{\partial x},$$

$$\text{для } z = H: T = T_H; q = q_H, \quad (15)$$

$$\text{для } z = h: \left. \begin{aligned} u|_{z=h-0} &= u|_{z=h+0}, \\ v|_{z=h-0} &= v|_{z=h+0}, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\left. \begin{aligned} T|_{z=h-0} &= T|_{z=h+0}, \\ q|_{z=h-0} &= q|_{z=h+0}, \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dz} \Big|_{z=h-0} &= \frac{du}{dz} \Big|_{z=h+0}, \\ \frac{dv}{dz} \Big|_{z=h-0} &= \frac{dv}{dz} \Big|_{z=h+0}, \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT}{dz} \Big|_{z=h-0} &= \frac{dT}{dz} \Big|_{z=h+0}, \\ \frac{dq}{dz} \Big|_{z=h-0} &= \frac{dq}{dz} \Big|_{z=h+0}, \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\text{для } z = z_0: u = \tilde{u}; v = \tilde{v}, \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} k\rho \frac{du}{dz} &= -\tilde{k}\tilde{\rho} \frac{d\tilde{u}}{d\zeta}, \\ k\rho \frac{dv}{dz} &= -\tilde{k}\tilde{\rho} \frac{d\tilde{v}}{d\zeta}, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

$$T = \tilde{T}; \quad q_0 = r_0 q_m(T_0), \quad (22)$$

$$R - Q_0 = -k\rho c_p \left(\frac{dT}{dz} + \gamma_a \right) \Big|_0 - Lk\rho \frac{dq}{dz} \Big|_0 - \tilde{k} \tilde{\rho} \tilde{c} \frac{dT}{d\zeta} \Big|_0, \quad (23)$$

$$\zeta = \tilde{H}; \quad \tilde{T} = \tilde{T}_H; \quad S = S_H, \quad (24)$$

$$\zeta \rightarrow \infty: \quad \tilde{u} = \tilde{v} \neq \infty. \quad (25)$$

Таким образом, решение задачи о квазистационарном строении системы пограничный слой атмосферы — слой трения океана, которое устанавливается в результате взаимодействия этих слоев, свелось к интегрированию системы уравнений (1) — (13) при граничных условиях (14) — (25).

Решение задачи

Найдем вначале выражения для профилей скорости ветра, течения, температуры в атмосфере и океане, удельной влажности в атмосфере и солёности в океане в предположении, что коэффициенты турбулентности в обеих средах (k и $\tilde{k}$), а также температура поверхности (T_0) и компоненты скорости поверхностного течения (u_0 и v_0) известны. Затем на основе полученных решений определим неизвестные характеристики турбулентности в атмосфере и океане, скорость поверхностного течения и поверхностную температуру. В заключение найдем выражение для составляющих теплового баланса поверхности океана и тангенциального напряжения ветра.

Решение уравнений движения (1) — (2) при граничных условиях (14), (16), (20) находятся в виде

$$\left. \begin{aligned} u &= u_0 + (u_h - u_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}}, \\ v &= v_0 + (v_h - v_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

для приводного слоя атмосферы, $z_0 \leq z \leq h$, и в виде

$$\begin{aligned} u &= V_x - e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{k_H}}(z-h)} \left[(V_x - u_h) \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{k_H}}(z-h) - \right. \\ &\quad \left. - (V_y - v_h) \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{k_H}}(z-h) \right], \\ v &= V_y - e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{k_H}}(z-h)} \left[(V_x - u_h) \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{k_H}}(z-h) + \right. \\ &\quad \left. + (V_y - v_h) \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{k_H}}(z-h) \right] \end{aligned} \quad (27)$$

для остальной части пограничного слоя, $h \leq z \leq H$. Здесь компоненты скорости ветра u_h и v_h , найденные из условия склейки градиентов скорости ветра на высоте h (18), записываются в виде

$$\left. \begin{aligned} u_h &= \frac{(1+\Delta)(V_x + V_y) - (V_y - V_x)}{[1 + (1+\Delta)^2]}, \\ v_h &= \frac{(1+\Delta)(V_y - V_x) + (V_x + V_y)}{[1 + (1+\Delta)^2]}, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

$$\Delta = \left[\sqrt{\frac{\omega_z}{k_H}} h \ln \frac{h}{z_0} \right]^{-1}.$$

Для определения профиля температуры (T) и удельной влажности (q) в пограничном слое атмосферы воспользуемся уравнениями теплопроводности (3) и диффузии влажности (4) при граничных условиях (15), (17), (22). При этом, как и раньше [2], примем линейное изменение с высотой лучистого притока тепла в атмосфере Q .

После интегрирования этих уравнений получим следующие выражения, описывающие распределение по высоте температуры и удельной влажности в приводном слое атмосферы, $z_0 \leq z \leq h$:

$$T = T_0 - \gamma_a z + 2 \frac{\Gamma h}{H} \frac{z}{1 + \frac{h^2}{H^2}} - h \frac{P}{\rho c_p k_H} \ln \frac{z}{z_0}, \quad (29)$$

$$q = r_0 q_m(T_0) + \frac{r_H q_m(T_H) - r_0 q_m(T_0)}{H \mu} h \ln \frac{z}{z_0} \quad (30)$$

и в слое $h \leq z \leq H$:

$$T = T_0 - \gamma_a z + \frac{\Gamma H}{1 + \frac{h^2}{H^2}} \left(1 + \frac{z^2}{H^2} \right) - \frac{P}{\rho c_p k_H} \left(z + h \ln \frac{h}{ez_0} \right), \quad (31)$$

$$q = r_0 q_m(T_0) + \frac{r_H q_m(T_H) - r_0 q_m(T_0)}{H \mu} \left(z + h \ln \frac{h}{ez_0} \right), \quad (32)$$

где $\mu = 1 + \frac{h}{H} \ln \frac{h}{ez_0}$, Γ — параметр, характеризующий влияние лучистого притока тепла на распределение температуры в пограничном слое атмосферы.

Решение уравнений движения для слоя трения океана (8) при граничных условиях (20) и (25) находится в виде

$$\left. \begin{aligned} \tilde{u} &= \tilde{V}_x + e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{\tilde{k}}} \zeta} \left[(u_0 - \tilde{V}_x) \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{\tilde{k}}} \zeta + \right. \\ &\quad \left. + (v_0 - \tilde{V}_y) \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{\tilde{k}}} \zeta \right], \\ \tilde{v} &= \tilde{V}_y + e^{-\sqrt{\frac{\omega_z}{\tilde{k}}} \zeta} \left[(v_0 - \tilde{V}_y) \cos \sqrt{\frac{\omega_z}{\tilde{k}}} \zeta - \right. \\ &\quad \left. - (u_0 - \tilde{V}_x) \sin \sqrt{\frac{\omega_z}{\tilde{k}}} \zeta \right], \\ \tilde{V}_x &= -\frac{1}{\rho l} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y}; \quad \tilde{V}_y = -\frac{1}{\rho l} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x}. \end{aligned} \right\} \quad (33)$$

Распределение температуры и солёности в этом слое океана можно найти, интегрируя уравнения теплопроводности (9) и диффузии соли (10) при граничных условиях (22) и (24):

$$\tilde{T}(\zeta) = T_0 - \frac{T_0 - \tilde{T}_H}{\tilde{H}} \zeta + \frac{Q_0}{\varepsilon \tilde{k} \rho c \alpha} \left[1 - e^{-\alpha \zeta} - \frac{\zeta}{\tilde{H}} (1 - e^{-\alpha \tilde{H}}) \right], \quad (34)$$

$$S(\zeta) = S_0 - \frac{S_0 - S_H}{\tilde{H}} \zeta. \quad (35)$$

Отметим, что при нахождении распределения температуры воды по вертикали принято, что суммарная поглощенная солнечная радиация экспоненциально уменьшается с глубиной; α — коэффициент ослабления поглощенной радиации с глубиной.

Полученные формулы позволяют определить вертикальные профили скорости ветра, течения, удельной влажности в атмосфере и солёности в океане, температуры в обеих сферах при заданных значениях параметра шероховатости морской поверхности (z_0) и неизвестных пока величин коэффициента турбулентности на единичной высоте в атмосфере (k_1) или, что то же самое, модуля скорости ветра на этой высоте (c_1), высоты приводного (h) и пограничного (H) слоев, коэффициента турбулентности в слое трения океана ($\tilde{k}$), глубины слоя трения ($\tilde{H}$), составляющих скорости поверхностного течения (u_0 и v_0) и поверхностной температуры (T_0). Приступим к их определению.

Для определения характеристик турбулентности атмосферы k_1 , h и H используем уравнение баланса энергии турбулентности, записанное для исключения диффузии энергии турбулентности из слоя в слой в интегральной форме [1], (16), условие для определения высоты пограничного слоя атмосферы (7) и условие (5), которые связывают между собой три искомые величины — модуль скорости ветра на единичном уровне в атмосфере (c_1), высоту приводного (h) и пограничного (H) слоев.

После подстановки вертикальных градиентов скорости ветра и температуры из найденных ранее формул (26) — (28), (29) и (31) в условия (6) и (7) и добавления к полученным выражениям равенства (5), имеем следующие три условия для определения трех неизвестных величин c_1 , h и H :

$$(1 - \delta) \frac{(1 + \Delta) V_g^2}{h [1 + (1 + \Delta)^2] \ln \frac{h}{z_0}} = \frac{g}{T} \left[\frac{T_H - T_0 + H(\gamma_a - \Gamma)}{1 + \frac{h}{H} \ln \frac{h}{ez_0}} + \frac{\Gamma H}{1 + \frac{h^2}{H^2}} \right], \quad (36)$$

$$k_1 h = 0,19 (H - h)^2 \omega_z, \quad (37)$$

$$k_1 = \frac{\kappa^2 c_1}{\ln z_1 / z_0}. \quad (38)$$

Здесь κ — постоянная Кармана; δ — параметр, характеризующий диссипацию энергии турбулентности в тепло в пограничном слое атмосферы; V_g — модуль скорости геострофического ветра.

Выражения для коэффициента турбулентности в слое трения океана, а также глубины слоя трения найдем из уравнений баланса энергии турбулентности, так же как и для атмосферы, записанных в интегральной форме (12), и условия для глубины слоя трения (13)

$$\tilde{k} = \frac{(1 - \delta)^{1/2}}{\pi g} \frac{\omega_z [(u_0 - \tilde{V}_x)^2 + (v_0 - \tilde{V}_y)^2]}{\varepsilon \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho}{d\zeta}}, \quad (39)$$

$$\tilde{H} = \pi \sqrt{\frac{\tilde{k}}{\omega_z}}, \quad (40)$$

где $\tilde{\delta}$ — параметр, характеризующий диссипацию энергии турбулентности в тепло в слое трения океана.

Остается найти еще пока неизвестные величины компонентов скорости поверхностного течения (u_0 и v_0) и поверхностной температуры (T_0). Для их определения воспользуемся условием неразрывности потоков количества движения на поверхности раздела океан—атмосфера (21) и условием теплового баланса поверхности (23). Подставляя в них выражения для скорости ветра, температуры и влажности, имеем:

$$\left. \begin{aligned} (u_0 - \tilde{V}_x) &= \frac{k_1 \rho}{\rho \sqrt{\omega_z k \ln \frac{h}{z_0}}} \cdot \frac{(1 + \Delta) V_y + V_x}{[1 + (1 + \Delta)^2]}, \\ (v_0 - \tilde{V}_y) &= \frac{k_1 \rho}{\rho \sqrt{\omega_z k \ln \frac{h}{z_0}}} \cdot \frac{(1 + \Delta) V_x - V_y}{[1 + (1 + \Delta)^2]}, \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

$$\begin{aligned} T_0 = T_H + \left\{ R + D_1 w \left[H(\gamma_a - \Gamma) - \frac{D_5}{D_1} \right] - \frac{\tilde{\epsilon} k \rho c}{\tilde{H}} (T_H - \tilde{T}_H) - \right. \\ \left. - \frac{Q_0}{\alpha \tilde{H}} (1 - e^{-\alpha \tilde{H}}) \right\} \left\{ D_1 w \left[1 + \frac{D_4}{D_1} + \frac{\tilde{\epsilon} k \rho c}{D_1 \tilde{H} w} \right] \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (42)$$

где

$$\begin{aligned} w &= \frac{k_H}{H \rho}; \quad D_1 = \rho c_p; \quad D_4 = \rho L \left. \frac{dq_m}{dT} \right|_{T_H} r_0; \\ D_5 &= L \rho (r_0 - r_H) q_m(T_H) \end{aligned}$$

r — относительная влажность, $q'_m(T)$ — максимальная удельная влажность при заданной температуре.

Используя полученные выше решения для профилей ветра, течения, температуры и коэффициента турбулентности в обеих средах, можно найти выражения для тангенциального напряжения ветра (τ), турбулентного теплообмена поверхности океана с атмосферой (P), затрат тепла на испарение (LE) и турбулентного теплообмена поверхности с нижележащими слоями воды ($\tilde{B}$):

$$\tau = 2\rho \frac{x^2 V_g^2}{\ln^2 \frac{h}{z_0}} [1 + (1 + \Delta)^2]^{-1}, \quad (43)$$

$$P = D_1 w [T_0 - T_H - H(\gamma_a - \Gamma)], \quad (44)$$

$$LE = D_1 w \left[\frac{D_4}{D_1} (T_0 - T_H) + \frac{D_5}{D_1} \right], \quad (45)$$

$$\tilde{B} = \frac{\tilde{\epsilon} k \rho c}{\tilde{H}} \left[T_0 - \tilde{T}_H + \frac{Q_0}{\tilde{\epsilon} k \rho c \alpha} (1 - e^{-\alpha \tilde{H}} - \alpha \tilde{H}) \right]. \quad (46)$$

Итак, все искомые величины определены. Полученные формулы (26) — (46) позволяют по заданным внешним параметрам — горизонтальному градиенту давления, температуре и влажности в свободной атмосфере, радиационному балансу поверхности (или притоку коротковолновой солнечной радиации), температуре и солёности в глубинных слоях моря — рассчитать распределение скорости ветра, температуры, влажности и коэффициента турбулентности в пограничном слое атмосферы, скорости течения, температуры и солёности в океане, а также

найти количественные значения высоты пограничного и приводного слоев, глубины слоя трения, коэффициента турбулентности в слое трения, компонентов теплового баланса и тангенциального напряжения ветра.

Схема расчета

Найденные выше выражения для модуля скорости ветра на единичном уровне в атмосфере, высоты приводного и пограничного слоев, поверхностной температуры, компонентов поверхностного течения, коэффициента турбулентности в слое трения и глубины этого слоя были запрограммированы для расчета на трехадресной электронно-вычислительной машине. Блок-схема этой программы приведена в работе [3].

Однако, если нет возможности произвести вычисления на ЭВМ, расчет перечисленных характеристик достаточно просто может быть выполнен с помощью приведенной ниже расчетной схемы.

Для облегчения таких расчетов сперва удобно построить следующие вспомогательные графики:

$\frac{c_1}{V_g}$ как функцию c_1 и h по формуле

$$\frac{c_1}{V_g} = \frac{\sqrt{2}}{[1 + (1 + \Delta)^2]^{1/2}};$$

H как функцию c_1 и h по формуле

$$H = h + \sqrt{\frac{k_H}{0,19\omega_z}};$$

μ как функцию h и H по формуле

$$\mu = 1 + \frac{h}{H} \ln \frac{h}{ez_0};$$

N как функцию c_1 и h по формуле

$$N = \frac{(2 + \Delta)}{h [1 + (1 + \Delta)^2] \ln \frac{h}{z_0}};$$

w как функцию c_1 и h по формуле

$$w = \frac{x^2 c_1 h}{H \mu \ln \frac{z_1}{z_0}};$$

$\frac{\tilde{k}}{V_g} \left(g \rho_0 \frac{\tilde{d}\rho}{d\zeta} \right)^{1/2}$ как функцию c_1 и h по формуле

$$\frac{\tilde{k}}{V_g} \left(g \rho_0 \frac{\tilde{d}\rho}{d\zeta} \right)^{1/2} = \frac{k_{1\rho}}{\ln \frac{h}{z_0}} \sqrt{\frac{(1 - \tilde{\delta})}{\varepsilon \pi} [1 + (1 + \Delta)^2]^{-1}}.$$

Вычисления производятся в следующей последовательности:

1) при произвольно заданном h графически находят величины c_1 , H , μ , N , w ;

2) при произвольном $\tilde{H}$ находят величину $\left(g \rho_0 \frac{\tilde{d}\rho}{d\zeta} \right)^{1/2}$. При этом T_0 , а следовательно, и плотность воды на поверхности задается произвольно;

3) при прежнем h и найденных значениях c_1 и $\left(g \rho_0 \frac{\tilde{d}\rho}{d\zeta} \right)^{1/2}$ графически определяется $\tilde{k}$;

4) по формуле (40) находят $\tilde{H}$. Если найденное значение $\tilde{H}$ не совпадает с принятым в пункте 2) значением, то задается новое значение $\tilde{H}$, вновь находится $\left(g\rho_0 \frac{\tilde{d}\rho}{d\zeta}\right)^{1/2}$, а затем $\tilde{k}$. Снова по формуле (40) рассчитывается $\tilde{H}$ и так до тех пор, пока заданное и рассчитанное $\tilde{H}$ не совпадут;

5) определяются $\tilde{T}_H$ и T_H ;

6) по найденному значению T_H определяются величины D_1 , D_4 и D_5 ;

7) операции в пунктах 1) — 6) повторяются для других произвольных заданных h , но при том же значении T_0 ;

8) при каждом заданном значении h рассчитываются левые и правые части преобразованного уравнения (36), в котором значение T_0 заменено его выражением (42)

$$H \left[(\gamma_a - \Gamma) + \frac{\Gamma_\mu}{1 + \frac{\Gamma_\mu}{H^2}} \right] - (1 - \delta) \frac{\bar{T}}{g} \cdot \frac{V_g^2 \mu (2 + \Delta)}{h [1 + (1 + \Delta)^2] \ln \frac{h}{z_0}} =$$

$$R + D_1 W \left[H(\gamma_a - \Gamma) - \frac{D_5}{D_1} \right] - \frac{\varepsilon \tilde{k} \rho c}{\tilde{H}} (T_H - \tilde{T}_H) - \frac{Q_0}{aH} (1 - e^{-aH})$$

$$= \frac{D_1 w \left[1 + \frac{D_4}{D_1} + \frac{\varepsilon \tilde{k} \rho c}{D_1 \tilde{H} w} \right]}{D_1 w \left[1 + \frac{D_4}{D_1} + \frac{\varepsilon \tilde{k} \rho c}{D_1 \tilde{H} w} \right]}$$

Строится график зависимости правой и левой частей этого уравнения от h . По пересечению кривых определяется истинное значение h ;

9) по найденному истинному h вновь определяются c_1 , H , $\tilde{k}$, $\tilde{H}$, T_H , $\tilde{T}_H$, μ , w .

Далее по формуле (42) рассчитывается поверхностная температура. Если найденное значение T_0 не совпадает с первоначально заданным, операции в пунктах (1) — (9) повторяют для нового значения T_0 и так до полного совпадения последующего и предыдущего приближений.

После того как окончательное значение T_0 найдено, по формулам (41) — (46), (26) — (35) определяются составляющие скорости поверхностного течения, турбулентный теплообмен поверхности с атмосферой и нижележащими слоями воды, затраты тепла на испарение, тангенциальное напряжение ветра, а также рассчитываются вертикальные профили скорости ветра, течения, удельной влажности в атмосфере и солёности в море и температуры в обеих средах.

Анализ полученных результатов

По предложенной в предыдущем разделе схеме были вычислены характеристики взаимодействия в системе пограничный слой атмосферы — слой трения океана для средних многолетних условий летнего сезона. Расчет выполнялся для узлов области, аппроксимирующей экваторию Северной Атлантики между параллелями 10° и 65° с. ш. сетью квадратов со сторонами $5 \times 5^\circ$ (рис. 1).

В качестве исходных данных для расчетов послужили материалы

многолетних наблюдений геострофического ветра, температуры и влажности в свободной атмосфере, а также температуры и солености в глубинных слоях океана, обобщенные в работах [4, 6]. Кроме этих материалов, в работе использовались данные по радиационному балансу и поглощенной суммарной солнечной радиации, взятые из [5].

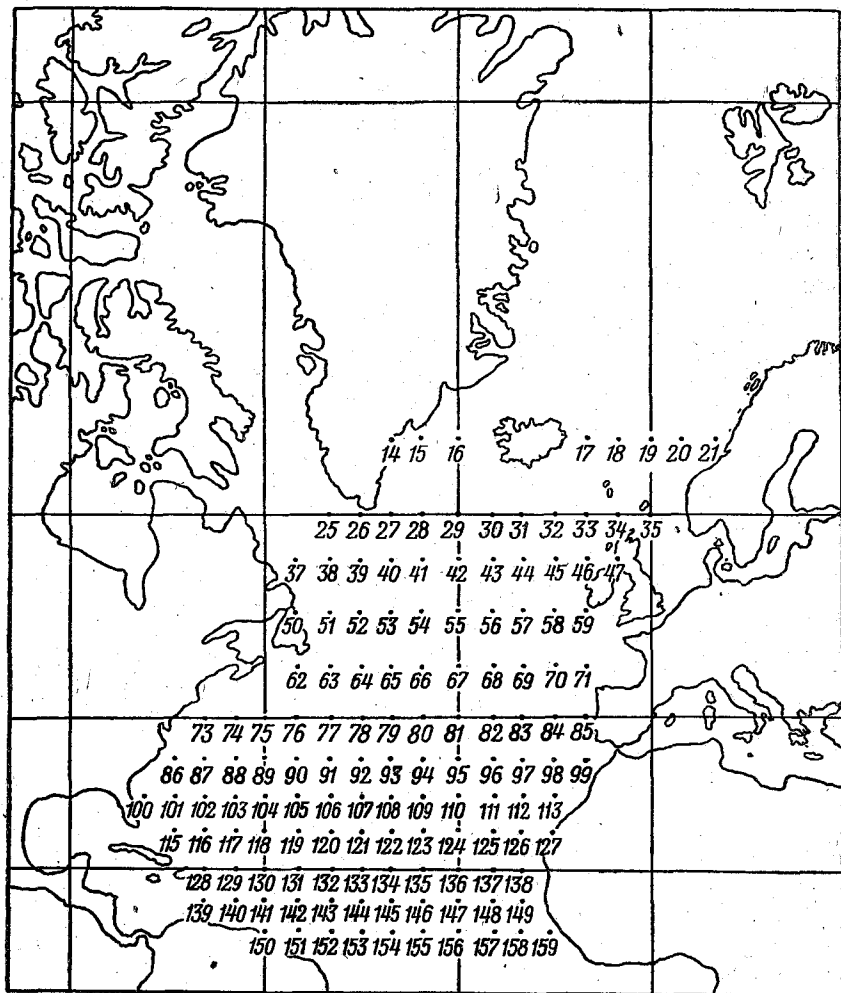


Рис. 1.

В работе были приняты следующие значения постоянных:

$$z_0 = 0,6 \text{ см}; \varepsilon = 0,1; \kappa = 0,4; \delta = 0,33; \gamma_a = 1 \cdot 10^{-4} \frac{\text{град}}{\text{см}},$$

$$\Gamma = 0,4 \cdot 10^{-4} \frac{\text{град}}{\text{см}}; \rho = 1,29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3; \rho_0 = 1 \text{ г/см}^3;$$

$$\alpha = 0,1 \frac{1}{\text{м}}; \tilde{\delta} = 0,3.$$

В результате расчетов, выполненных студентом-дипломником ЛГМИ Г. С. Земцовым, было получено распределение исследуемых характеристик, а именно: высоты пограничного и приводного слоев атмосферы, модуля скорости ветра на единичном уровне, составляющих скорости по-

верхностного течения, распределения температуры воды на разных глубинах, коэффициента турбулентности в слое трения океана, глубины этого слоя, составляющих теплового баланса и тангенциального напряжения ветра на акватории Северной Атлантики. Результаты расчетов приведены в приложении.

Укажем на некоторые характерные особенности распределения перечисленных характеристик на акватории Северной Атлантики. Так, в зонах максимальных скоростей геострофического ветра (зоны между параллелями 40 и 60° с. ш. и южнее 20° с. ш., где модуль скорости геострофического ветра достигает 10—11 м/сек) в атмосфере имеет место наиболее интенсивная турбулентность, что определяет наличие в этих районах наибольших значений высот пограничного слоя ($H=700$ м) и касательного напряжения ветра. Последние обуславливают здесь максимальные скорости поверхностного дрейфового течения. Однако максимальных величин интенсивность перемешивания достигает все же в тех районах, где большие скорости поверхностного течения сочетаются с незначительной расслоенностью вод — районы к северу от Англии и между Гренландией и Англией. Здесь величины коэффициента турбулентной вязкости составляют $35 \cdot 10^{-3}$ м²/сек. В этих же районах наблюдаются наибольшие глубины слоя трения ($\tilde{H} \sim 70$ м).

К северу от параллели 60° с. ш. вследствие ослабления скорости геострофического ветра происходит уменьшение высоты пограничного слоя атмосферы ($H \sim 400$ м) и тангенциального напряжения ветра, а соответственно и скорости поверхностного дрейфового течения, коэффициента турбулентности ($\tilde{k} \sim 5 \cdot 10^{-3}$ м²/сек) и глубины слоя трения ($\tilde{H} \sim 20$ м).

Зона между параллелями 20 и 40° с. ш. характеризуется довольно однородным распределением H , τ , c_0 , $\tilde{k}$ и $\tilde{H}$. Здесь скорость геострофического ветра плавно увеличивается от берегов обоих континентов к центру океана ($\lambda=45^\circ$ з. д.). Это обстоятельство определяет рост в этом же направлении высоты пограничного слоя атмосферы и тангенциального напряжения ветра. Аналогичная картина наблюдается и в распределении скорости поверхностного дрейфового течения и величины коэффициентов турбулентности и глубины слоя трения.

Тепло- и влагообмен поверхности океана с атмосферой определяется степенью турбулентного перемешивания в атмосфере и контрастом температур воды и воздуха. Разность температур воздух—вода на исследуемой акватории в значительной мере определяется системой теплых и холодных течений. В зонах холодных течений — Лабрадорского и Канарского, — где контраст температур максимален, поверхность океана получает наибольшее количество тепла как за счет конденсации водяного пара (до 60 кал/м²сек в Лабрадорском и до 20 кал/м²сек в Канарском течениях), так и за счет турбулентного потока тепла из атмосферы (до 7 и 4 кал/м²сек соответственно).

Естественно, что в этих районах должен наблюдаться наибольший отвод тепла от поверхности в нижележащие слои воды. И действительно, это имеет место. Однако величины, которые получаются при этом, не так велики, как ожидалось. Дело в том, что в условиях водной поверхности солнечная радиация поглощается не в бесконечно тонком слое, т. е. не на самой поверхности, а проникает через поверхность, и ее поглощение происходит в слое конечной толщины. Как показали расчеты, в случае, когда поверхность моря получает тепло за счет конденсации водяного пара, это обстоятельство приводит к выравниванию вертикальных температурных градиентов, а следовательно, к уменьшению турбулентного

потока тепла, направленного от поверхности вглубь. В этом случае максимальные величины турбулентного теплообмена поверхности моря с глубинами не превышают в области Лабрадорского течения $60 \text{ кал/м}^2\text{сек}$, а в области Канарского течения — $10 \text{ кал/м}^2\text{сек}$. В случае, когда с поверхности моря происходит испарение, проникновение солнечной радиации через поверхность и поглощение ее в слое конечной толщины приводит к эффекту, впервые теоретически предсказанному Д. Л. Лайхтманом [7]: в этом случае в верхнем слое моря возникают инверсионные температурные градиенты, а это влечет за собой смену знака теплового потока — турбулентный теплообмен поверхности моря с нижележащими слоями воды становится отрицательным, т. е. направленным к поверхности моря. Здесь уместно будет напомнить, что в настоящей работе турбулентный теплообмен поверхности океана с нижележащими слоями воды рассчитывался не как остаточный член уравнения теплового баланса, а по уравнению (46). Замыкание уравнения теплового баланса поверхности океана служило лишь проверкой правильности выполненных расчетов.

Как уже указывалось, в зоне, ограниченной параллелями 40° и 60° с. ш., меридианом 40° з. д. и Евро-Азиатским материком, наблюдаются наибольшие скорости геострофического ветра и соответственно наибольшая интенсивность турбулентности в атмосфере. В этом районе величины турбулентного теплообмена поверхности океана с атмосферой слабо возрастают в направлении с востока на запад от 3 до $4 \text{ кал/м}^2\text{сек}$. Затраты тепла на испарение здесь не превышают $30 \text{ кал/м}^2\text{сек}$, а турбулентный теплообмен поверхности океана с глубинами — $30\text{—}40 \text{ кал/м}^2\text{сек}$.

В зоне океана, ограниченной параллелями 20° и 40° с. ш., турбулентный тепло- и влагообмен поверхности с атмосферой заметно ослаблен по сравнению, например, с рассмотренным выше районом. Это объясняется уменьшением в данном районе скорости геострофического ветра и контраста температур воздух—вода. Турбулентный теплообмен поверхности океана с атмосферой колеблется здесь в диапазоне $1\text{—}2 \text{ кал/м}^2\text{сек}$, а затраты тепла на испарение в диапазоне $20\text{—}40 \text{ кал/м}^2\text{сек}$ в западной части района и не превосходят $20 \text{ кал/м}^2\text{сек}$ в восточной его части. Увеличение испарения в западной части района по сравнению с испарением в восточной его части объясняется влиянием Гольфстрима. В зоне малого испарения, вследствие уменьшения инверсионных градиентов температуры в воде, поток тепла к поверхности из глубин значительно ослаблен по сравнению с центральными районами океана. Так, у берегов Америки теплообмен поверхности океана с нижележащими слоями воды составляет лишь $20 \text{ кал/м}^2\text{сек}$, а в открытом океане до $60 \text{ кал/м}^2\text{сек}$.

Построенные по данным расчета карты горизонтального распределения температуры воды на горизонтах $0, 10$ и 25 м находятся в хорошем согласии с системой теплых и холодных течений и картами, построенными по данным измерений.

Анализ пространственного распределения характеристик турбулентности в атмосфере и океане, скорости поверхностного течения, составляющих теплового баланса, температуры и других характеристик показывают, что полученные результаты отвечают имеющимся физическим представлениям и согласуются с региональными особенностями Северной Атлантики. Остается лишь подтвердить количественное согласование результатов теоретического расчета и данных непосредственных измерений.

К сожалению, полученные величины высоты пограничного и приводного слоев, тангенциального напряжения ветра, турбулентных потоков тепла и влаги, коэффициентов турбулентности в обеих средах, глубины

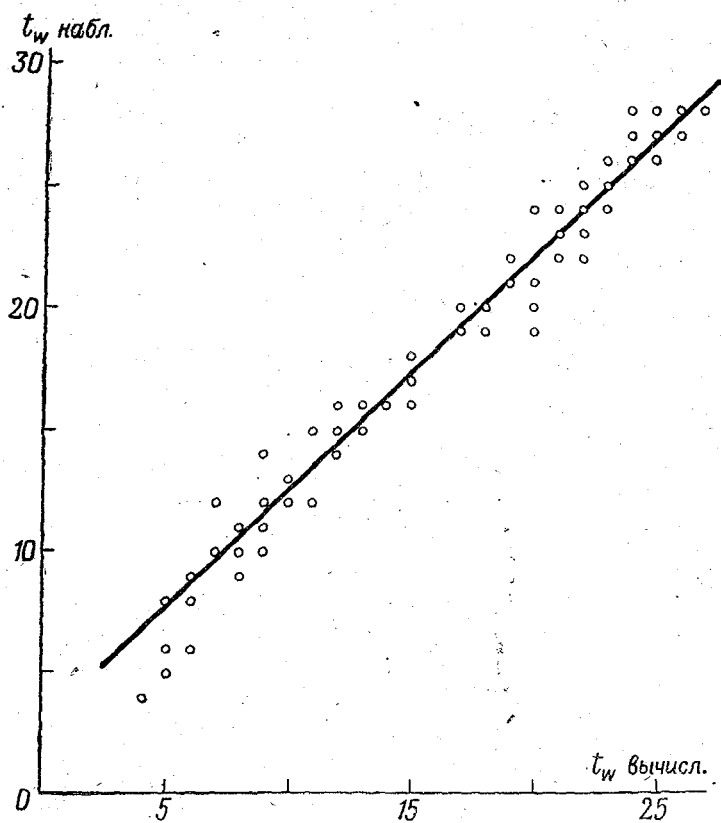


Рис. 2.

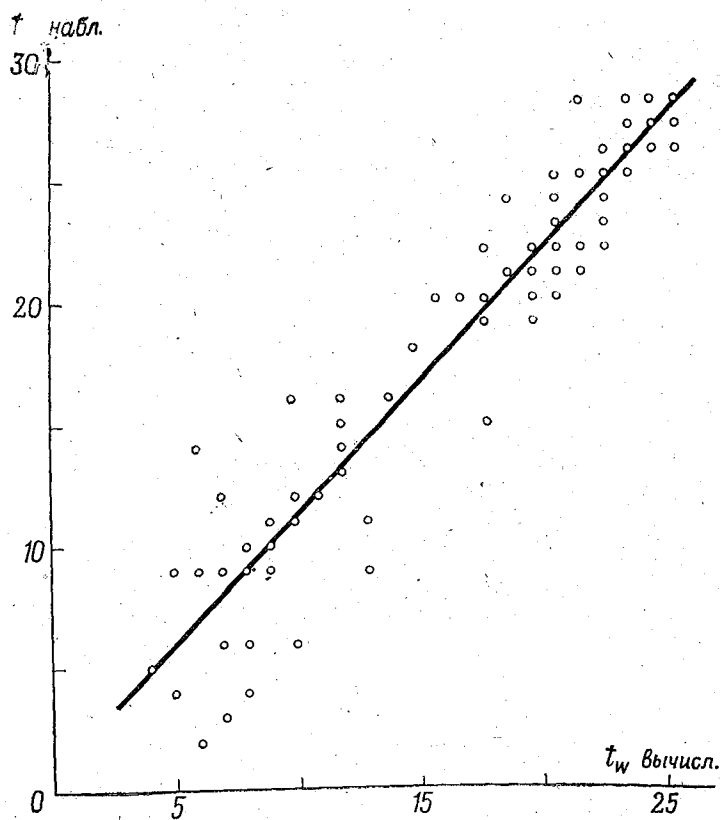


Рис. 3.

слоя трения невозможно сопоставить с данными прямых измерений из-за отсутствия таковых. Оценить достоверность их вычисленных абсолютных значений можно лишь косвенно, сопоставляя значения температуры воды, найденные в ходе решения задачи, с результатами натурных измерений. Сопоставление теоретически вычисленных и наблюдаемых значений температуры на стандартных горизонтах 0, 10 и 25 м приводится на рис. 2, 3 и 4. Среднеквадратичная ошибка расчетов получилась равной 2° .

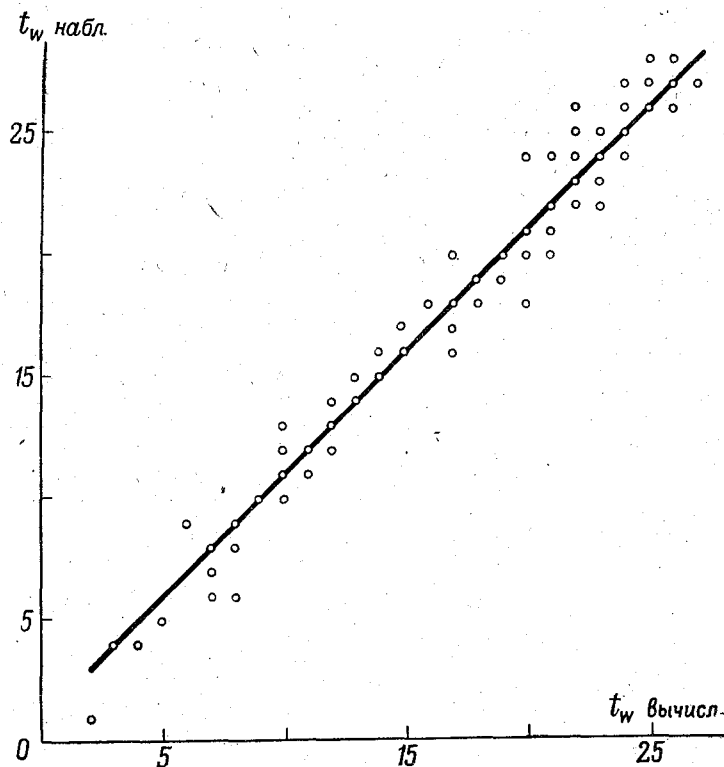


Рис. 4.

Как видно, теоретически вычисленные и наблюдаемые значения температур согласуются между собой достаточно хорошо. Это дает нам основание предположить, что и для остальных характеристик, найденных в ходе решения задачи, также получены достаточно надежные количественные оценки.

В заключение остановимся на возможных причинах расхождения теоретически вычисленных и наблюдаемых температур. Весьма показательным является то, что на исследуемой акватории всюду вычисленные значения температур получились ниже наблюдаемых. Это обстоятельство не может быть объяснено тем, что в расчетах не учтена чисто дрейфовая адвекция тепла, так как в противном случае в районах теплых течений вычисленная температура была бы ниже наблюдаемой и, наоборот, в районах холодных течений вычисленная температура была бы выше наблюдаемой. Расхождения теоретически вычисленных и наблюдаемых температур объясняются, по-видимому, принятием условия неизменности с глубиной коэффициента турбулентности в слое трения океана, а также приближенной оценкой числовых значений некоторых констант, входящих в расчетные формулы.

217527

Сводная таблица результатов расчета высоты пограничного (H) и приводного (h) слоев атмосферы, модуля скорости ветра на единичном уровне в атмосфере (c_1), модуля скорости результирующего поверхностного дрейфового течения (c_0), температуры воды на горизонтах 0, 10 и 25 м ($\tilde{T}_0$, $\tilde{T}_{10}$, $\tilde{T}_{25}$), коэффициента турбулентности в слое трения океана ($\tilde{k}$), глубины слоя трения ($\tilde{H}$),

и компонентов теплового баланса поверхности (P , LE , $\tilde{B}$) в Северной Атлантике

Номера точек	Координаты		H , м	h , м	c_1 , м/сек	c_0 , см/сек	$\tilde{T}_0^\circ$	$\tilde{T}_{10}^\circ$	$\tilde{T}_{25}^\circ$	$\kappa \cdot 10^3$, м ² /сек	$\tilde{H}$, м	P , кал м ² /сек	LE , кал м ² /сек	$\tilde{B}$, кал м ² /сек
	φ°	λ°												
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
14	65 с. ш.	35 з. д.	360	15	2,2	0,59	5,5	5,5	5,2	8,0	27	-1,49	1,62	-19,7
15	65	30	390	15	2,6	1,67	7,6	7,4	5,6	1,8	16	-2,03	-1,67	-10,5
16	65	25	510	25	2,8	1,36	9,1	9,4	9,4	7,2	35	-1,24	22,6	-33,8
17	65	10	360	11	2,8	1,85	8,0	8,1	7,2	2,2	18	-0,95	9,45	-17,8
18	65	05	540	24	3,3	1,76	7,2	7,2	6,8	4,8	27	-2,62	10,4	-16,3
19	65	00	600	29	3,4	1,15	8,9	9,1	9,2	10,8	40	-1,77	31,6	-38,2
20	65	05 в. д.	600	29	3,4	1,44	9,1	9,4	9,5	6,9	34	-1,90	29,4	-35,3
21	65	10	580	28	3,3	1,45	9,8	10,1	9,9	5,9	23	-1,85	26,7	-29,8
25	60	50 з. д.	440	19	2,7	2,07	5,3	5,4	5,2	5,0	32	-1,65	8,31	-20,9
26	60	45	340	13	2,2	2,56	3,6	3,5	2,3	2,0	18	-1,57	-0,62	-13,7
27	60	40	500	23	3,0	3,20	6,5	6,9	6,9	3,8	29	-1,68	16,1	-27,0
28	60	35	660	31	3,9	1,40	8,2	8,4	8,5	18,8	55	-2,51	34,4	-44,2
29	60	30	650	31	3,8	1,17	9,2	9,4	9,5	18,6	58	-2,46	33,9	-41,0
30	60	25	650	30	3,9	1,29	9,9	10,0	10,1	28,9	71	-2,57	32,5	-38,6
31	60	20	630	29	3,8	2,32	10,4	10,5	10,6	15,2	48	-2,54	29,5	-33,7
32	60	15	620	28	3,8	2,37	10,1	10,2	10,2	14,8	48	-2,89	23,0	-28,8
33	60	10	600	27	3,7	2,24	10,2	10,3	10,3	14,2	48	-2,61	23,5	-28,4
34	60	05	670	33	3,8	1,42	10,7	10,8	10,9	37,1	79	-2,01	39,4	-46,0
35	60	00	610	28	3,6	2,02	10,9	11,0	11,0	17,5	52	-2,05	31,8	-36,8
36	60	05 в. д.	440	15	3,2	5,02	8,9	7,3	3,6	2,4	23	-4,24	-26,1	+24,0
37	55	55 з. д.	590	23	4,1	3,20	5,6	5,2	4,2	6,6	30	-5,88	-19,4	+17,0
38	55	50	700	31	4,4	2,54	7,9	8,0	7,9	10,2	36	-4,77	16,3	-18,2
39	55	45	650	28	4,2	2,93	8,5	8,5	8,4	12,0	42	-4,25	13,4	-16,0
40	55	40	580	23	4,0	4,86	7,9	7,8	7,2	8,2	38	-4,69	-2,41	+2,0
41	55	35	690	30	4,4	6,23	8,9	9,0	8,8	11,4	43	-5,09	9,57	-12,6

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
42	55	30	700	31	4,3	5,03	10,1	10,2	10,2	14,8	48	-4,35	19,7	-25,2
43	55	25	720	33	4,3	6,42	11,6	11,9	12,1	10,7	39	-3,52	36,2	-42,4
44	55	20	720	33	4,3	5,45	11,8	11,9	12,0	15,1	49	-3,88	31,5	-37,8
45	55	15	700	32	4,2	5,72	12,3	12,5	12,6	12,2	42	-3,35	35,1	-40,9
46	55	10	660	31	3,9	5,30	12,0	12,1	12,2	12,2	46	-2,86	32,4	-36,6
47	55	05	620	28	3,7	7,50	11,9	12,2	12,0	5,3	28	-2,81	24,2	-28,5
50	50	55 з. д.	520	18	3,9	6,83	5,4	4,6	3,1	6,3	37	-5,64	-37,4	+32,4
51	50	50	580	22	4,1	7,90	6,2	5,5	4,2	6,0	34	-6,56	-30,4	+28,4
52	50	45	670	28	4,4	6,72	10,3	10,2	9,8	9,5	36	-5,31	2,36	-3,10
53	50	40	730	32	4,6	5,97	12,8	13,0	13,2	13,8	49	-4,11	34,1	-38,0
54	50	35	690	30	4,3	6,49	11,8	11,8	11,6	10,3	41	-4,97	10,3	-12,2
55	50	30	710	32	4,3	6,57	12,2	12,3	12,3	10,6	43	-4,70	18,1	-22,3
56	50	25	740	34	4,4	6,02	13,4	13,5	13,6	13,1	47	-4,12	33,0	-38,3
57	50	20	750	35	4,4	5,86	13,6	13,8	14,0	13,4	48	-3,84	38,7	-44,7
58	50	15	700	33	4,1	5,60	13,9	14,1	14,1	12,6	48	-3,55	32,2	-38,4
59	50	10	660	31	3,8	5,80	13,6	13,8	13,8	10,0	42	-3,18	26,8	-33,2
62	45	55 з. д.	500	18	3,7	2,70	11,1	10,1	7,9	4,7	42	-5,58	-35,9	+32,0
63	45	50	470	14	3,8	7,47	7,0	5,7	3,2	6,0	36	-7,25	-62,8	+62,8
64	45	45	650	27	4,3	9,06	12,9	12,6	11,8	6,6	32	-5,45	-3,94	+2,0
65	45	40	730	33	4,3	7,16	17,2	17,5	17,8	16,2	58	-2,57	55,2	-59,6
66	45	35	690	34	3,9	7,50	17,4	17,9	18,3	8,5	38	-2,35	48,4	-53,2
67	45	30	650	32	3,7	6,90	16,8	17,2	17,5	7,2	38	-2,32	39,4	-45,2
68	45	25	640	29	3,9	4,85	15,4	15,6	15,5	10,7	46	-3,12	25,8	-31,0
69	45	20	680	30	4,2	3,81	15,2	15,4	15,2	12,0	48	-3,74	26,8	-32,0
70	45	15	710	32	4,3	3,66	15,0	15,1	15,1	13,8	51	-3,60	34,5	-40,2
71	45	10	620	28	3,7	3,23	15,3	15,4	15,3	12,9	50	-2,70	26,6	-34,8
73	40	70 з. д.	550	24	3,4	7,95	19,0	18,3	17,7	3,9	30	-3,40	3,88	-12,8
74	40	65	660	33	3,6	5,22	20,6	21,1	21,4	8,6	35	-1,75	54,6	-63,4
75	40	60	610	30	3,4	5,86	21,9	22,4	22,7	7,3	30	-1,35	49,2	-57,7
76	40	55	640	32	3,5	5,85	21,1	21,6	22,0	7,0	32	-1,55	51,6	-59,5
77	40	50	640	31	3,7	5,95	19,7	20,1	20,2	8,7	44	-2,09	43,5	-49,7
78	40	45	680	33	3,9	5,85	19,0	19,7	20,1	6,8	58	-2,94	39,7	-46,1
79	40	40	680	33	3,9	5,93	20,7	21,0	21,3	11,4	49	-2,23	54,1	-60,1
80	40	35	630	30	3,6	6,15	20,4	20,9	21,0	6,6	34	-2,51	34,9	-40,8
81	40	30	530	24	3,1	4,44	19,3	19,4	19,0	5,5	37	-1,96	20,4	-27,3
82	40	25	520	23	3,1	2,88	17,8	17,9	17,5	6,9	38	-2,05	16,7	-24,0
83	40	20	560	26	3,3	3,96	18,1	18,2	17,6	6,0	37	-2,68	16,2	-24,0

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
84	40	15	550	25	3,4	3,78	18,0	18,0	17,4	6,6	41	—2,90	13,4	—22,1
85	40	10	500	22	3,0	4,16	17,8	17,7	16,6	4,2	29	—2,48	8,66	—19,7
86	35	75	480	21	2,9	1,83	24,6	24,6	22,9	2,2	25	—2,04	11,7	—21,3
87	35	70	570	28	3,2	5,31	25,4	26,3	26,6	3,6	32	—1,47	44,1	—52,6
88	35	65	540	26	3,0	3,81	25,0	25,4	25,5	6,9	38	—1,13	42,1	—50,4
89	35	60	540	26	3,0	4,68	24,8	25,4	25,4	5,4	32	—1,03	43,0	—50,9
90	35	55	500	23	3,0	4,87	23,8	24,1	23,7	4,8	35	—1,44	27,1	—37,1
91	35	50	550	26	3,1	4,39	23,2	23,6	23,6	5,5	37	—1,36	37,1	—47,3
92	35	45	590	29	3,3	4,26	22,7	23,1	23,1	6,7	43	—1,77	39,0	—48,0
93	35	40	550	27	3,2	4,01	22,4	22,7	22,5	6,0	39	—1,85	31,6	—41,1
94	35	35	540	25	3,2	2,92	21,9	22,1	21,7	6,2	37	—2,19	24,4	—33,8
95	35	30	520	24	3,0	2,14	21,3	21,5	21,3	8,8	37	—1,72	26,0	—36,1
96	35	25	460	21	2,7	2,99	20,7	20,8	20,2	5,3	35	—1,46	17,9	—28,0
97	35	20	400	18	2,4	3,14	20,9	20,9	19,6	3,1	32	—1,22	12,3	—22,0
98	35	15	380	17	2,2	2,09	21,3	21,4	20,3	3,3	30	—0,97	14,4	—27,0
99	35	10	360	16	2,1	2,05	20,4	20,5	19,4	3,4	31	—0,90	14,7	—27,7
100	30	80	480	25	2,5	1,75	26,6	27,0	26,9	5,9	38	—0,73	37,1	—45,5
101	30	75	420	19	2,5	2,53	25,6	25,8	24,5	2,7	30	—1,11	19,0	—27,4
102	30	70	500	25	2,7	2,10	25,4	25,9	25,7	4,4	38	—1,00	34,3	—44,7
103	30	65	530	27	2,9	2,88	25,4	25,8	25,8	5,6	41	—1,10	39,9	—50,3
104	30	60	570	29	3,1	2,55	24,9	25,4	25,4	6,2	43	—1,38	42,8	—53,3
105	30	55	570	27	3,2	2,62	24,8	25,3	25,3	5,8	40	—1,43	41,7	—53,0
106	30	50	590	29	3,3	2,54	24,5	25,0	25,2	6,7	40	—1,40	48,1	—59,7
107	30	45	580	28	3,2	1,56	24,2	24,4	24,5	10,9	53	—1,48	42,1	—52,9
108	30	40	580	28	3,2	1,46	24,1	24,5	24,6	8,1	42	—1,20	48,0	—57,8
109	30	35	540	25	3,2	1,11	23,2	23,5	23,4	6,6	40	—1,74	32,0	—42,7
110	30	30	550	26	3,1	0,95	22,9	23,3	23,2	7,4	44	—1,36	38,2	—48,9
111	30	25	510	25	2,9	0,90	22,7	23,0	22,9	8,8	49	—1,04	37,3	—46,4
112	30	20	480	23	2,7	1,23	21,6	21,8	21,4	6,2	43	—1,33	25,3	—34,9
113	30	15	420	19	2,5	1,02	20,1	20,2	19,8	11,4	59	—1,33	14,8	—27,7
114	30	10	400	18	2,4	1,58	19,6	19,7	19,9	4,5	38	—1,17	14,2	—31,3
115	25	75	560	29	3,0	1,14	26,0	26,4	26,6	7,9	50	—0,95	49,7	—59,5
116	25	70	580	29	3,2	2,04	25,6	26,1	25,8	7,0	48	—1,39	47,2	—56,8
117	25	65	600	30	3,4	2,51	25,1	25,5	25,6	8,0	51	—1,60	47,6	—57,2
118	25	60	620	30	3,5	3,01	25,1	25,5	25,6	8,8	53	—1,92	48,6	—58,5
119	25	55	640	31	3,6	3,28	24,8	25,1	25,2	11,0	60	—2,08	49,1	—59,6
120	25	50	630	30	3,7	3,30	24,4	24,6	24,7	10,6	59	—2,39	42,9	—53,1
121	25	45	610	29	3,6	3,76	23,8	24,0	23,8	9,5	55	—2,64	32,3	—43,0

1	2	3	4	5	6	7	8
122	25	40	600	29	3,5	4,37	23,6
123	25	35	600	29	3,5	4,86	23,0
124	25	30	580	28	3,3	4,63	22,6
125	25	25	560	27	3,1	3,99	22,3
126	25	20	540	26	3,0	3,66	22,4
127	25	15	460	20	2,8	3,38	21,8
128	20	70 з. д.	640	31	3,6	6,88	25,5
129	20	65	610	28	3,7	7,66	24,7
130	20	60	680	33	3,9	8,68	25,2
131	20	55	650	30	3,9	7,97	25,1
132	20	50	600	26	3,9	9,25	23,9
133	20	45	660	30	4,0	6,66	23,6
134	20	40	640	29	3,9	6,90	22,9
135	20	35	650	31	3,8	7,30	22,6
136	20	30	610	28	3,6	7,22	22,3
137	20	25	570	26	3,5	6,49	22,6
138	20	20	540	24	3,3	6,80	22,8
139	15	70 з. д.	670	32	3,9	6,07	25,3
140	15	65	660	30	4,0	5,97	25,2
141	15	60	680	32	4,0	5,72	25,0
142	15	55	670	30	4,1	6,10	24,9
143	15	50	680	30	4,2	7,01	24,6
144	15	45	690	31	4,2	6,39	23,7
145	15	40	660	29	4,1	7,52	22,8
146	15	35	640	28	4,0	7,17	22,6
147	15	30	640	29	3,9	7,70	22,3
148	15	25	580	25	3,7	8,70	22,9
149	15	20	560	24	3,5	9,48	25,7
150	10	60 з. д.	700	31	4,3	4,86	24,9
151	10	55	700	31	4,3	4,46	24,4
152	10	50	680	32	4,0	5,73	24,8
153	10	45	700	31	4,4	6,72	23,6
154	10	40	670	29	4,3	6,95	22,7
155	10	35	660	29	4,2	8,99	22,8
156	10	30	630	27	4,0	7,85	22,7
157	10	25	620	27	3,9	8,80	23,3
158	10	20	570	24	3,7	9,75	23,0
159	10	15	510	20	3,5	8,07	21,8

9	10	11	12	13	14	15
23,8	23,6	6,6	45	-2,54	31,2	-40,3
23,4	23,2	7,0	46	-2,45	35,0	-45,0
22,8	22,7	7,1	47	-2,29	32,6	-42,1
22,5	22,4	9,0	53	-1,88	33,4	-43,0
22,6	22,3	7,9	51	-1,84	29,6	-39,3
21,8	21,3	7,8	50	-2,13	9,2	-25,5
25,5	25,6	12,9	67	-2,04	49,8	-58,8
24,7	24,6	11,8	75	-2,51	35,4	-44,2
25,2	25,3	10,0	63	-2,54	51,9	-61,2
25,1	25,2	11,3	68	-2,60	42,3	-51,3
24,0	23,6	7,6	54	-3,32	19,6	-28,1
23,8	23,9	13,6	74	-2,62	47,5	-57,3
23,1	23,0	10,2	62	-2,98	35,8	-45,4
22,8	22,6	7,9	55	-3,52	28,3	-37,4
22,5	22,3	7,1	53	-3,00	28,3	-37,7
22,9	22,7	7,1	53	-2,42	31,2	-41,3
22,7	21,8	5,7	48	-2,44	22,8	-33,3
25,5	25,6	15,7	95	-2,67	49,3	-58,9
25,4	25,5	16,8	95	-2,48	49,9	-58,8
25,2	25,3	18,2	97	-2,64	51,6	-60,1
25,2	25,2	16,4	95	-2,78	48,7	-56,9
24,9	25,1	12,8	81	-2,70	52,3	-61,2
23,9	24,0	15,8	92	-2,85	49,4	-58,0
23,0	22,9	11,0	78	-3,46	31,9	-39,2
22,8	22,6	9,7	69	-3,65	24,9	-32,2
22,4	22,0	8,4	65	-4,04	16,7	-23,5
22,8	21,8	5,7	54	-3,90	5,4	-11,9
26,3	26,2	4,0	46	-2,24	33,7	-43,0
25,4	25,8	15,6	122	-3,36	45,9	-52,4
24,4	24,1	17,6	121	-3,73	38,3	-46,2
25,0	25,0	15,4	109	-3,31	40,2	-48,5
23,8	23,8	13,0	100	-3,82	35,8	-41,0
22,7	22,3	10,2	95	-3,37	15,0	-20,9
22,8	22,4	9,4	95	-4,50	14,2	-19,8
22,7	22,3	9,6	85	-4,32	9,6	-16,1
23,4	22,9	7,6	77	-4,18	10,6	-22,2
22,8	22,0	5,3	65	-4,19	-1,4	-7,3
21,4	20,5	6,8	72	-4,43	-20,9	+10,0

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Л. Лайхтман. Закономерности физических процессов пограничного слоя атмосферы в Арктике. Сб. ст. «Современные проблемы метеорологии приземного слоя воздуха». Л., Гидрометеиздат, 1958.
 2. Б. А. Каган, З. М. Утина. К теории термодинамического взаимодействия моря и атмосферы. Океанология, вып. 2, 1963.
 3. Г. В. Богданова, Б. А. Каган. Опыт расчета характеристик термического и динамического взаимодействия моря и атмосферы Тр. ГГО, вып. 158, 1965.
 4. А. М. Муромцев. Основные черты гидрологии Северной Атлантики. Л., Гидрометеиздат, 1963.
 5. Атлас теплового баланса земного шара. Под ред. М. И. Будыко. М., 1963.
 6. Marine Climatic Atlas of the World, vol. 1. North Atlantic Ocean, 1955.
 7. Д. Л. Лайхтман. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеиздат, 1961.
-

НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ ГЕОГРАФИЧЕСКОЙ ДЕТАЛИЗАЦИИ КЛАССИЧЕСКОЙ КОНЦЕПЦИИ ЦЕНТРОВ ДЕЙСТВИЯ АТМОСФЕРЫ

Р. В. Абрамов

К изучению движений, составляющих общую циркуляцию атмосферы, возможны два подхода. В соответствии с одним из них предполагается заданным поле давления, атмосферные движения рассматриваются, в общем, с позиций Эйлера, и направление воздушных потоков, во всяком случае в свободной атмосфере, совпадает с направлением изобар. Взгляды, вытекающие из такого подхода, имеют широкое распространение, а самый подход по существу находит повседневное применение в синоптической практике.

Другой подход основывается на том, что барические образования возникают в результате взаимодействия воздушных течений различной скорости и с различной плотностью воздуха, т. е. области относительно высокого и относительно низкого давления являются следствием движения воздушных масс. Нетрудно видеть, что в этом случае предполагается заданным поле температур, атмосферные движения рассматриваются с точки зрения траекторий воздушных частиц (по Лагранжу), а изобары располагаются вдоль линий тока. Вытекающие из этого подхода взгляды находят свое развитие в работах, посвященных расчету давления по заданному полю температур, и по существу неотделимы от направления, использующего численные методы прогноза.

Оба подхода, по-видимому, объективно правомерны, взаимно дополняют друг друга.

Т. Бержерон [1], например отмечает, что в синоптической и динамической метеорологии изучение конкретных процессов проводилось с точки зрения двух основных концепций: 1) концепции траекторий воздушных частиц или воздушных масс, соответствующей методу Лагранжа в гидродинамике; 2) концепции поля, соответствующей методу Эйлера. Из этих двух концепций метод Лагранжа оказывается, по-видимому, более плодотворным, но он сложен при обработке; при обработке данных измерений естественно использовать метод Эйлера.

На основе и в результате разработки схем общей циркуляции атмосферы (Гадлей, Мори, Феррель) Тейсеран-де-Бор в конце прошлого столетия выдвинул понятие о центрах действия атмосферы, считая, что их географическое положение определяется в среднем устойчивостью отдельных барических систем. В Северном полушарии центрами действия атмосферы принято считать Исландский, Алеутский, иногда Таймырский минимумы; Азорский, Гоналульский, (северо-тихоокеанский),

Сибирский, Канадский (Аляскинский) максимумы. Интересно отметить, что еще в 1943 г. Е. Н. Блинова [2], разрабатывая гидродинамическую теорию волн давления и температурных волн в атмосфере, по полю январских температур рассчитала поле давления на уровне моря; при этом были получены практически все центры действия атмосферы северного полушария: Исландский и Алеутский минимумы, а также Азорский и северо-тихоокеанский, Сибирский и Канадский максимумы. По-видимому, концепция центров действия атмосферы может считаться независимой (инвариантной) относительно метода исследования атмосферных движений, составляющих общую циркуляцию. Будем ли мы считать барические минимумы и максимумы причиной возникающих воздушных течений или будем рассматривать их в качестве проявления горизонтальных волн давления, сопутствующих взаимодействующим воздушным потокам, квазиперманентные барические образования — центры действия атмосферы — в одинаковой степени могут быть объектом исследования. Использование, в частности, карт поля давления на уровне моря можно в силу этого не считать обстоятельством, накладывающим ограничения на выводы и свидетельствующим о фетишизации изобаро-синоптического метода. По существу такой же вывод следует из приведенного замечания Т. Бержерона. Х. П. Погосян [3], анализируя понятие о центрах действия, приходит к выводу, что введение этого понятия не способствовало уяснению механизма общей циркуляции атмосферы. Причина такого положения заключается, по-видимому, прежде всего в инвариантности концепции центров действия атмосферы относительно метода исследования, а также в отсутствии работ, в которых центры действия атмосферы подробно рассматривались бы в качестве географического объекта.

Квазиперманентные барические образования с известным основанием можно считать географическими объектами. Так, А. А. Борисов [4] на основании анализа спорово-пыльцевых комплексов приходит к выводу, что развитие современных барических центров северных широт (Исландской и Алеутской депрессий) относится к межледниковым эпохам, а окончательное их установление происходит в начале голоцена; Азорский и Сибирский максимумы возникли значительно раньше, еще в плиоцене.

При изучении географических объектов существенным моментом является их описание, включающее локализацию и конфигурацию объекта, его глубину, высоту, изменение их в пространстве, площадь и т. п. морфометрические характеристики. В применении к таким своеобразным географическим объектам, какими являются центры действия атмосферы, это будет, очевидно, локализация центра, его мощность, занимаемая им площадь в пределах избранной изобары, может быть, количество находящегося над данной площадью воздуха, конфигурация изобар, компактность.

Подобное представление о морфологических характеристиках является географической детализацией и в некоторой степени развитием концепции центров действия атмосферы. В таком виде она может оказаться уже более плодотворной при исследовании флуктуаций общей циркуляции атмосферы и ее изменчивости во времени и пространстве.

Известно, что при исследовании общей циркуляции атмосферы Земли возникает необходимость в количественном сравнении процессов от года к году, от сезона к сезону. Эта объективная потребность в числовых характеристиках, которыми можно оперировать, сопоставляя и различными методами анализируя их, вызвала появление ряда индексов. Широко известен индекс зональной циркуляции К. Г. Росби и ана-

логичный индекс Е. Н. Блиновой; предложенный Х. П. Погосьяном и Е. И. Савченковой индекс, характеризующий степень меридиональной циркуляции над фиксированным районом; меридиональный индекс М. И. Юдина, характеризующий тепловые различия между океанами и материками; индексы интенсивности циклонов и антициклонов по районам синоптического каталога Л. А. Вительса и аналогичные индексы Н. А. Белинского; индексы-градиенты А. Л. Каца, а также типизация процессов атмосферной циркуляции Б. Л. Дзердзеевского и особенно формы циркуляции Г. Я. Вангенгейма. Мы не ставим своей задачей обсуждение упомянутых систем индексов и типизаций и не будем сейчас выяснять, в какой степени каждая из них отражает морфометрические характеристики центров действия, хотя этот вопрос может представлять известный интерес.

Среди центров действия северного полушария выделяется Исландская депрессия (Исландский минимум атмосферного давления). Это исключительно устойчивое образование, наблюдающееся во все сезоны года, локализуется над Северной Атлантикой и прилегающими районами. Область Исландского минимума давления оказывает весьма существенное влияние на климат и погодные условия западной Европы и европейской территории СССР, аналогично тому, как на климат и погоду североамериканского континента (в силу господствующего направления переноса масс воздуха) определяющим является влияние Алеутского минимума.

Последовательно рассматривая среднемесячные карты атмосферного давления северного полушария на уровне моря с 1891 по 1962 г., мы выделили основные морфометрические характеристики Исландского минимума за это время. К основным морфометрическим характеристикам были отнесены глубина (заполненность) центра, отсчитываемая в миллибарах по младшей (последней, считая от периферии к центру) изобаре, и локализация, т. е. географические координаты центра — его широта и долгота.

Как было уже упомянуто, особенно широкую известность и распространение по сравнению с другими системами индексов и типизаций получила типизация атмосферных процессов Г. Я. Вангенгейма. Первоначально им было выделено 26 типов атмосферных процессов [5-6], которые в последующем [7] были обобщены в три основных типа (формы) атмосферной циркуляции: западный (W-форма), восточный (Е-форма) и центральноевропейский меридиональный (С-форма), впоследствии просто меридиональный. Г. Я. Вангенгейм [8] и А. А. Гирс [9] показали, что типы W, E и C являются по существу основными формами общей циркуляции атмосферы.

Естественно поэтому сопоставить основные морфометрические характеристики Исландской депрессии именно с формами циркуляции. Это сопоставление было произведено прежде всего с меридиональным типом циркуляции.

Процессы С-формы, по А. А. Гирсу [10], сопровождаются стационарными волнами большой амплитуды. Происходящий по западной части высотных гребней вынос теплого воздуха в высокие широты приводит к конвергенции высотных изогипс и динамическому росту приземного давления, причем максимальный рост давления происходит под северо-восточной частью высотного гребня, где конвергенция сопровождается адвекцией холода. В кульминационной стадии процессов С-формы рост давления происходит, в частности, над Норвежским морем и южной частью Гренландского моря, т. е. в районах преимущественной локализации Исландской депрессии. Следовательно, изменения повторяемости процессов С-формы и степени заполненности (одна из основ-

ных морфометрических характеристик) Исландской депрессии должны происходить согласно. Увеличению повторяемости С-формы должно соответствовать увеличение давления в центре Исландского минимума, а уменьшение повторяемости процессов С-формы должно сопровождаться относительно более низким давлением, характерным для данного барического образования.

С целью исключения флуктуаций среднегодовые значения повторяемости С-формы и среднегодового давления в центре Исландского минимума были подвергнуты 11-летнему скользящему осреднению. Многолетний ход обеих указанных величин за время с 1905 по 1955 г. представлен на рис. 1. Среднегодовая повторяемость С-формы за это время составляет 94 случая, средняя величина давления в центре Исландского минимума за это время составляет, по нашим данным, 1002 мб.

Из рисунка видно, что с начала рассматриваемого периода и до начала 30-х годов повторяемость С-формы и давление в центре Исландского минимума были ниже нормы, с 1933 по 1944 г. обе величины синхронно возрастают, причем давление в центре Исландского минимума превышает 1004 мб, а повторяемость С-формы оказывается более 120, обе величины значительно превышают норму. С 1944 по 1955 г. происходит их одновременное уменьшение, но все же повторяемость С-формы и давление в центре Исландского минимума остаются несколько выше их средних многолетних значений. Обращает на себя внимание существенное сходство многолетних изменений повторяемости меридиональной циркуляции и глубины Исландского минимума — одной из его морфометрических характеристик. По-видимому, это следует считать признаком глубокой общности, характеризующей оба рассматриваемые явления, что также подтверждается наличием достаточно тесной статистической связи между обеими величинами, определяемой значением коэффициента корреляции $r=0,93$.

Согласный ход величин, характеризующих заполненность Исландского минимума и повторяемость меридиональной циркуляции в атлантико-европейском секторе Северного полушария, как было сказано, находится в полном соответствии с теоретическими разработками школы Г. Я. Вангенгейма. Это позволяет предположить, что между формами атмосферной циркуляции (а возможно, и преобразованиями форм) и морфометрией одного из важнейших центров действия атмосферы существует взаимосвязь, которая является следствием тождественности управляющих ими причин. Причины, управляющие механизмом общей циркуляции атмосферы, во многом остаются неясными, однако сопоставление частотной структуры натурных рядов, отражающих состояния общей циркуляции атмосферы, позволяет приблизиться к пониманию ее закономерностей. Хороший метод изучения скрытых мнимопериодических закономерностей состоит в применении периодографического анализа [11], который и был использован для исследования частотной структуры изменений морфологических характеристик Исландского минимума и повторяемости форм атмосферной циркуляции по Г. Я. Вангенгейму. Существующие методы периодографического анализа не позволяют исследовать ряд с разрывами (в летние месяцы некоторых лет

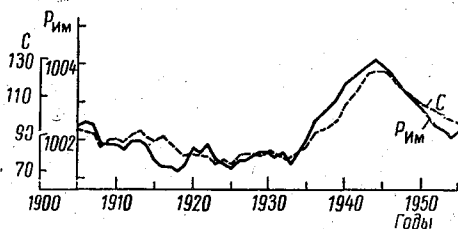


Рис. 1. Многолетние изменения повторяемости С-формы атмосферной циркуляции и заполненности Исландской депрессии (в мб).

Исландский минимум не выявляется на средних картах), поэтому широта и долгота центра Исландского минимума были проанализированы в основном за зимнюю половину года (сентябрь, октябрь, ноябрь, декабрь, январь, февраль, март, апрель); данные вводились в анализ по каждому месяцу в отдельности за время с 1891 по 1962 г. Аналогично

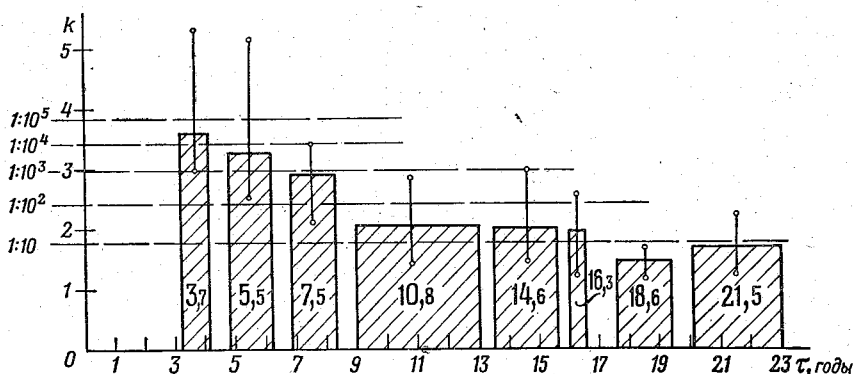


Рис. 2. Доминантные периоды в изменениях морфометрических характеристик (φ^0 , λ^0) Исландской депрессии и вероятностная оценка их амплитуд.

были проанализированы значения повторяемости форм атмосферной циркуляции. Анализ выполнен в ЛОМИ им. Стеклова на машине БЭСМ-2. Полученные с машины табулограммы подвергались обычной обработке с целью выявления доминантных периодов, а оценка вероятности соответствующих амплитуд производилась по А. Шустеру [12].

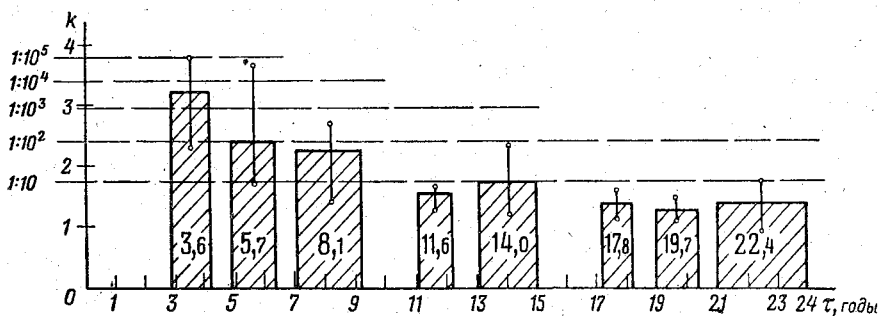


Рис. 3. Доминантные периоды в изменениях повторяемости форм циркуляции атмосферы (W, E, C) и вероятностная оценка их амплитуд.

Результаты периодограммного анализа представлены на рис. 2 и 3. Уровни вероятности, вычисленные для $1:10^n$ ($n=1, 2, 3, \dots$); показаны на рисунках пунктирными линиями. Отношение $1:10^n$ обозначает вероятность случайной амплитуды. Предлагаемая форма представления частотной структуры натуральных рядов с одновременной оценкой вероятности ранее не применялась, поэтому ее следует коротко пояснить. По оси ординат откладываются уровни вероятности, по оси абсцисс — доминантные (преобладающие) периоды в годах. Средние величины преобладающих периодов указаны внутри каждого заштрихованного прямоугольника, абсциссы вертикальных сторон показывают крайние значения

величин преобладающих периодов в пределах их элементарной совокупности. Точно так же высота заштрихованного прямоугольника изображает среднюю величину вероятности амплитуд среднего доминантного периода, а крайние значения вероятности в пределах совокупности показаны кружками на концах вертикальных отрезков, длина которых изображает размах колебаний вероятности.

Рассмотрим рис. 2 и 3. Наибольшим уровнем вероятности отличаются амплитуды первых двух ритмов, почти точно совпадающих: 3,7—3,6 и 5,5—5,7. Вероятность случайной амплитуды у первого из них для форм атмосферной циркуляции менее 0,001, а для морфометрических характеристик Исландского минимума менее 0,0001, что видно по высоте заштрихованных прямоугольников. Отдельные значения еще более высоки, удовлетворяя или почти удовлетворяя критерию А. Шустера, что можно считать убедительным свидетельством в пользу их реальности. Как известно, А. Шустер [12] считает достоверными периоды, для амплитуд которых $k \geq 4$. Величина k , определяющая уровень вероятности, подсчитываемой по формуле

$$f(k) = e^{-\frac{\pi}{4} k^2},$$

нанесена на оси ординат рассматриваемых рисунков. Также видно, что продолжительность первого ритма колеблется в основном между 3 и 4 годами, второго — между 5 и 6 годами и т. д. Колебания уровней вероятности, являющейся функцией отношения доминантной амплитуды к средней, и колебания величин доминантных периодов показывают, что выявленные ритмы не имеют строго периодического характера. Амплитуда колебаний в ритмах природных явлений непостоянна, а промежутки времени между наступлениями явления или между экстремальными значениями элемента не строго равны друг другу. На эту особенность природных мнимопериодических явлений указывали многие исследователи, и в частности С. П. Хромов [13]. С увеличением доминантного периода вероятность неслучайной амплитуды в общем убывает, несколько возрастая для максимального (по продолжительности) из выявленных ритмов, но остается не более 0,9. Существенной чертой частотной структуры характеристик Исландского минимума является значительная «размытость» продолжительности 11-летнего ритма и присутствие 16-летнего ритма, которого нет в изменениях повторяемости форм атмосферной циркуляции. Кроме того, 19-летний ритм в морфометрических характеристиках Исландского минимума распадается на два близких (18 и 20 лет) ритма в повторяемости форм атмосферной циркуляции. В остальном частотная структура рассматриваемых явлений весьма сходна, а местами, как было уже упомянуто, почти тождественна. Обсуждение природы выявленных ритмов с привлечением анализа фаз выходит за рамки настоящей статьи; отметим лишь, что почти все выявленные ритмы обнаружены при анализе самых разнообразных геофизических, гидрометеорологических и биологических явлений [14, 15, 16]. Обращает на себя внимание следующее, пока еще не понятное обстоятельство. Уровень вероятности амплитуд в колебаниях морфометрических характеристик Исландского минимума во всем диапазоне рассмотренных ритмов превышает уровень вероятности соответствующих амплитуд повторяемости форм атмосферной циркуляции. Отмеченная особенность, однако, не лишает возможности утверждать, что изменения координат центра Исландского минимума и повторяемости форм атмосферной циркуляции имеют идентичную частотную структуру. Не выясняя пока сущности причин, приводящих к такой идентичности, можно предполагать, что

они должны быть по существу одни и те же. Это было бы вполне естественно, так как морфометрические характеристики Исландского минимума атмосферного давления являются одним из проявлений общей циркуляции атмосферы и могут считаться своеобразным индикатором ее состояния.

В этой связи небезынтересно рассмотреть индекс атлантической циркуляции Л. А. Вительса. Как известно [17], этот индекс характеризует напряженность циркуляции атмосферы над Северной Атлантикой,

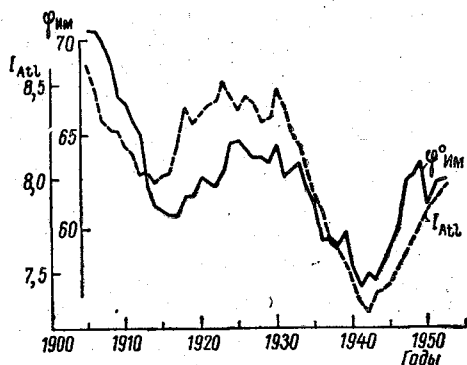


Рис. 4. Многолетние изменения интенсивности атлантической циркуляции I_{Atl} и широты центра Исландской депрессии в январе.

в обозначениях Л. А. Вительса он имеет вид: $I_{Atl} = I_z^1 + I_A^5$. Этот индекс является комбинированным; I_z^1 — интенсивность циклонической циркуляции в районе 1 Синоптического каталога, I_A^5 — интенсивность антициклонической циркуляции в районе 5. В районе 1 локализуется Исландский минимум, в районе 5 — Азорский максимум. Естественно, что индекс I_{Atl} характеризует барические градиенты над Атлантикой и, следовательно, отражает «оживленность» атлантической циркуляции. На рис. 4 представлены 11-летние сглаженные значения индекса I_{Atl} с 1905 по 1952 г.;

вычисленные по всему имеющемуся материалу [17, 18]. На этом же рисунке представлена широта центра Исландского минимума в январе ($\varphi_{Им}^0$). Обращает на себя внимание согласный ход обеих величин.

В последнее время появились работы [19, 20], показывающие применимость в гидрометеорологии некоторых выводов теории информации. Мера, показывающая сколько дополнительной информации дает учет одной из величин, может быть образована, если представить в виде дроби уменьшение первоначальной энтропии. Эта величина получила название энтропического соотношения или индекса информации [19]. С применением таблицы частот индекс информации, устанавливающий наличие связи между двумя величинами (в нашем случае между I_{Atl} и $\varphi_{Им}^0$), вычисляется по формуле:

$$I = \frac{\sum_i \sum_j n_{ij} \ln n_{ij} - \sum_i m_i \ln m_i - \sum_j n_j \ln n_j + N \ln N}{N \ln N - \sum_j n_j \ln n_j},$$

где N — число членов, m_i и n_j — элементы матрицы и $\ln$ — обозначение натуральных логарифмов. Величина индекса информации для пары I_{Atl} , $\varphi_{Им}^0$ оказалась равной 0,34.

Индекс информации, как и коэффициент корреляции, равен единице при функциональной связи и равен нулю при отсутствии связи между сопоставляемыми величинами. Однако индекс информации как мера связи имеет некоторые преимущества по сравнению с коэффициентом корреляции. Он не зависит от вида связи (прямая, обратная) между величинами. Вычисление индекса информации менее трудоемко. Имеются указания, что этот индекс улавливает наличие нелинейной

связи. Н. А. Багров [20] считает, что индекс информации близок к квадрату коэффициента корреляции.

Таким образом, между изменениями среднегодовых значений индекса атлантической циркуляции и широты центра Исландской депрессии в январе имеется выходящая за пределы случайности связь. Из рис. 4 видно, что обе величины имеют первый минимум в середине 10-х годов и второй, еще более глубокий минимум, в начале 40-х годов. Десятилетие 1942—1952 гг. характеризуется возрастанием величины индекса $I_{\text{Ат}}$ и смещением центра Исландского минимума в относительно более высокие широты. В целом, при смещении январского центра Исландской депрессии на юг интенсивность среднегодовой атлантической циркуляции уменьшается, смещение Исландской депрессии на север влечет «оживление» атлантической циркуляции. Рассмотренный пример показывает, что между одной из морфометрических характеристик Исландского минимума (его географической широтой) и интенсивностью циркуляции атмосферы существует синхронная связь. Структура индекса $I_{\text{Ат}}$ такова, что его величина зависит не только от интенсивности циклонической циркуляции в районе Исландии, но также наряду с этим от интенсивности антициклонической циркуляции в районе Азорских островов.

Наличие синхронной связи между $I_{\text{Ат}}$ и $\varphi_{\text{Им}}^0$ открывает интересную особенность данной морфометрической характеристики Исландского минимума: широта его центра отражает не только изменения интенсивности циклонической циркуляции в районе Исландии, что само по себе достаточно примечательно, но также интенсивность антициклонической циркуляции в расположенном далеко к югу относительно Исландии районе Атлантического океана. Следовательно, широтная локализация центра Исландского минимума является индикатором интенсивности циркуляции атмосферы над атлантическим сектором Северного полушария в целом.

Выше было показано, что заполненность Исландского минимума тесно связана с типом (повторяемость С-формы) циркуляции атмосферы. Также было показано, что изменения во времени координат центра Исландского минимума и повторяемости форм атмосферной циркуляции имеют общую частотную структуру, позволяющую предполагать тождественность управляющих ими причин. Обнаружено соответствие интенсивности циркуляции и широтной локализации Исландского минимума. В связи с этим трактовка Исландского минимума как географического объекта с выделением его морфометрических характеристик (вне зависимости от сущности подхода к центрам действия атмосферы) представляется оправданной. Наряду с этим представляется целесообразным использование морфометрических характеристик центров действия атмосферы (в частности, Исландского минимума) для исследования закономерностей общей циркуляции атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Бергерон. Научные методы анализа и прогноза погоды. Сб. статей «Атмосфера и океан в движении». М., ИЛ, 1963.
2. Е. Н. Блинова. Гидродинамическая теория волн давления, температурных волн и центров действия атмосферы, т. 39, № 7, ДАН СССР, 1943.
3. Х. П. Погосян. Общая циркуляция атмосферы. Гидрометеониздат, Л., 1959.
4. А. А. Борисов. О палеоклиматических условиях формирования главных барических центров современного климата Земли. Изв. Всесоюз. географ. об-ва, № 3, 1959.
- 5-6. Г. Я. Вангенгейм. Опыт применения синоптических методов к изучению и характеристике климата. Редиздат ЦУГМС, СССР, М., 1935.

7. Г. Я. Вангенгейм. Долгосрочный прогноз температуры воздуха и вскрытия рек. Труды ГГИ, вып. 10, 1940.
 8. Г. Я. Вангенгейм. О колебаниях атмосферной циркуляции над Северным полушарием. Изв. АН СССР, Серия географ и геофиз., № 5, 1946.
 9. А. А. Гирс. К вопросу изучения основных форм циркуляции. Метеорология и гидрология, № 3, 1948.
 10. А. А. Гирс. Основы долгосрочных прогнозов погоды. Л., Гидрометеиздат, 1960.
 11. И. В. Максимов. О некоторых геофизических причинах многолетних колебаний ледовитости северной части Атлантического океана. Уч. зап. ЛВИМУ, вып. I, 1955.
 12. A. Schuster. The periodogram and its optical analogy. On sunspot periodicities preliminary note. Royal Society Proceedings. 1906, Vol. LXXII.
 13. С. П. Хромов, Л. И. Мамонтова. Метеорологический словарь. Л., Гидрометеиздат, 1955.
 14. И. В. Максимов. Нутационная стоячая волна в Мировом океане и ее географические следствия. Изд. АН СССР, серия географ., № 1, 1965.
 15. А. В. Шнитников. Изменчивость общей увлажненности материков Северного полушария. Л., Изд. АН СССР, 1963.
 16. М. С. Эйгенсон. Солнце, погода и климат, Гидрометеиздат, Л., 1963.
 17. Л. А. Вительс. Об определении индекса циркуляции по данным синоптического каталога. Метеорология и гидрология, № 5, 1947.
 18. В. П. Карклин. Современные системы индексов общей циркуляции атмосферы. Уч. зап. ЛВИМУ. Л., 1963.
 19. Е. Валь. Статистическое энтропическое соотношение как вспомогательное средство для решения проблемы прогноза. Сб. ст. «Вопросы предсказания погоды», Л., Гидрометеиздат, 1958.
 20. Н. А. Багров. Статистическая энтропия как показатель сходства или различия метеорологических полей. Метеорология и гидрология, № 1, 1963.
-

ДВУХГОДИЧНЫЙ РИТМ В ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЯХ СЕВЕРО-АТЛАНТИЧЕСКОГО РЕГИОНА

Р. В. Абрамов

Двухгодичный ритм в изменениях метеорологических явлений впервые обнаружил, по-видимому, Г. Клэйтон [1]. А. И. Воейков [2] указывал на чередование теплых и холодных зим в европейской части России; о двухлетней периодичности температур воздуха на севере Европы упоминают О. Петерссон [3] и В. Мейнардус [4]. Очень интересное объяснение двухлетней периодичности дает Э. Ф. Лесгафт [5], рассматривая взаимодействие атмосферы и гидросферы в Северной Атлантике. Затем более полувека двухлетний ритм в атмосферных процессах не привлекал внимания отечественных исследователей. Лишь недавно на двухлетнюю цикличность в ходе метеорологических явлений вновь обратила внимание Т. В. Покровская [6, 7]. После открытия циклических явлений в экваториальной стратосфере с периодом, колеблющимся от 1,9 до 2,4 г., появились работы Г. Ландсберга [8, 9], а также А. Л. Каца [10], Г. Г. Громовой и В. И. Князевой [11].

Упомянутые авторы исследовали двухгодичный ритм в основном на температурных сериях. Последняя работа Г. Ландсберга также посвящена исследованию температурных рядов наблюдений на станциях, расположенных на меридианах 70—80° з. д. и 10—20° в. д. Ранее им была подробно проанализирована температура воздуха в Вудстоке (штат Мэриленд, США). Т. В. Покровская обнаружила двухлетнюю периодичность в более широком круге метеорологических явлений, включающем повторяемость форм атмосферной циркуляции. Имеются указания о наличии пульсации приблизительно двухлетней продолжительности в ходе осадков, атмосферного давления, колебаниях уровня озер и, возможно, толщине годовых колец деревьев.

Целью настоящей работы является исследование этого примерно двухгодичного ритма в ходе морфометрических характеристик Исландской депрессии, являющейся, как известно, наиболее устойчивым барическим образованием в северной части Атлантического океана. Попутно будет обсуждена одна из возможных причин двухлетнего ритма.

На рис. 1 показаны средние за год значения координат и давления в центре Исландской депрессии за время с 1891 по 1962 г. Видно, что широта (φ°), долгота (λ°) и давление (P) в центре депрессии, т. е. ее основные морфометрические характеристики, отличаются значительной межгодовой нестабильностью. Также видно, что центр Исландской депрессии перемещается между 56-м и 66-м градусами северной широты и между 8-м и 48-м градусами западной долготы, а давление при этом

изменяется от 998 мб (глубокая, ярко выраженная депрессия) до 1007 мб (Исландский минимум выражен слабо). Средние данные за весь промежуток времени: широта — $62^{\circ},6$, долгота — $26^{\circ},0$ (западная), давление в центре — 1002,3 мб. Из рис. 1 также видно, что многолетний ход морфометрических характеристик отличается сложностью. Однако заметна следующая тенденция. Если в данном году Исландская депрессия находилась на севере, то в следующем году ее центр смещается на юг, за восточным положением следует западное, заполненность сменяется относительной глубиной. Такое ежегодное чередование наблюдается иногда по несколько лет подряд, потом нарушается, затем в какой-то

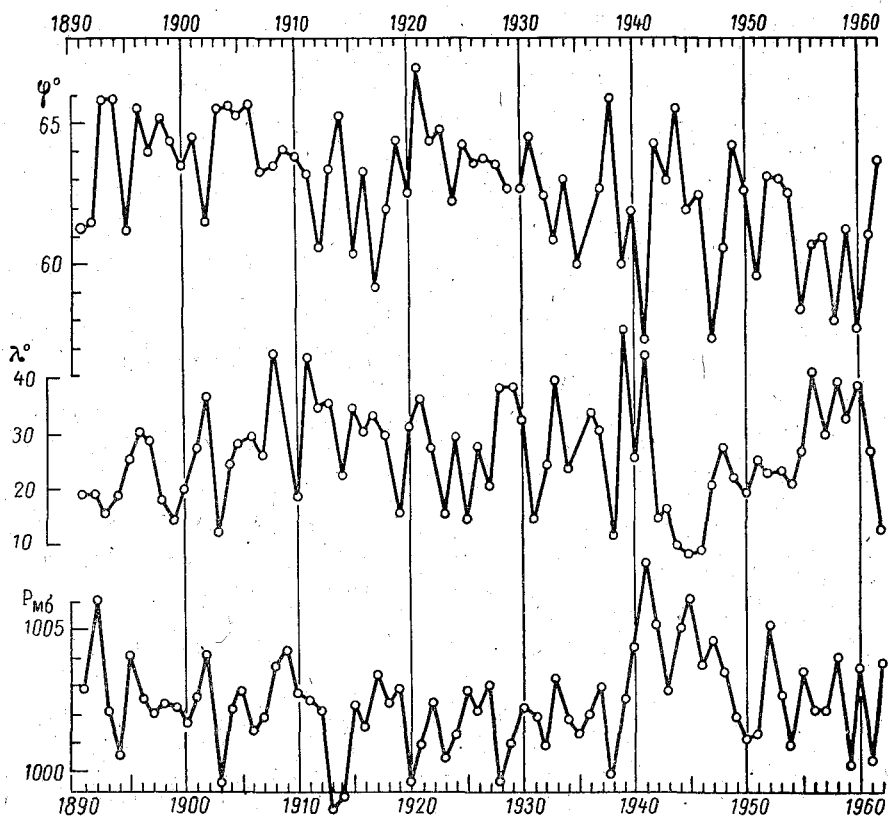


Рис. 1. Изменения широты, долготы и давления в центре Исландской депрессии за время с 1891 по 1962 год.

степени возобновляется. Например, в 1894—1898, 1914—1917, 1938—1947, 1957—1960 гг. происходило попеременное ежегодное смещение Исландской депрессии из относительно северного положения в южное и обратно. В 1910—1917, 1923—1928, 1937—1944, 1955—1960 гг. Исландская депрессия ежегодно изменяла направление перемещения с западного на восточное и обратно. В изменениях давления такое попеременное ежегодное чередование знака тенденции проявляется в 1901—1904, 1925—1929, 1957—1962 гг.

Последовательности одинаковых знаков называют итерациями. При ежегодной смене знака тенденции имеют место одночленные итерации, которые соответствуют двухлетней периодичности. При случайном распределении одночленные итерации составляют 50% общего числа

итераций, двучленные — 25%, трехчленные — 12,5% и т. д. Подсчитывая число итераций в натурном ряду, можно судить о преобладании того или иного целочисленного ритма.

Число одночленных итераций в среднегодовых значениях морфометрических характеристик Исландской депрессии показывает, что двухлетняя ритмичность присуща межгодовым изменениям широты, долготы и давления Исландского минимума. Действительно, количество одночленных итераций в среднегодовых значениях широты составляет 68%, в среднегодовых значениях долготы и давления одночленные итерации составляют соответственно 55 и 58% от общего числа итераций.

Распределение различных итераций в ходе морфометрических характеристик Исландской депрессии в течение восьми месяцев (сентябрь — апрель) за время с 1891 по 1962 г. показано в табл. 1.

Таблица 1

Число различных итераций в ходе морфометрических характеристик Исландской депрессии с сентября по апрель из года в год (в процентах от общего числа итераций) за время с 1891 по 1962 г.

Морфометрические характеристики	Итерации	IX	X	XI	XII	I	II	III	IV	1/8 Σ_s	Год
Широта, φ°	1	68	65	70	70	64	56	67	58	66	68
	2	19	27	15	18	27	35	27	29	24	22
	3	13	8	9	10	9	9	4	11	9	10
	4	—	—	6	2	—	—	2	2	1	—
	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Долгота, λ°	1	70	61	63	56	67	66	67	57	63	55
	2	18	26	24	28	18	30	25	30	25	32
	3	12	11	11	14	9	2	8	13	10	13
	4	—	—	2	2	3	—	—	—	—	—
	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Давление, P , мб	1	48	51	54	68	58	55	68	50	56	58
	2	27	25	25	24	16	31	20	18	23	33
	3	3	15	13	4	16	12	2	18	10	7
	4	10	3	3	2	5	—	5	12	5	2
	5	12	6	5	2	5	2	5	2	6	1

Выбор отмеченных месяцев, целиком включающих зимнюю половину года и частично весну и осень, обусловлен следующими соображениями. Исландский минимум атмосферного давления является устойчивым всесезонным образованием и прослеживается во все месяцы, чего нельзя сказать, например, об Алеутском минимуме давления. Однако в летние месяцы отдельных лет Исландская депрессия не выявляется на средних месячных картах. Процент числа случаев отсутствия Исландской депрессии невелик и составляет за рассмотренные 72 года 6,4%. Самым неблагоприятным месяцем для Исландской депрессии является июль. В этом месяце она отсутствует в 28% случаев. Однако и в июле рассматриваемое барическое образование наблюдается почти в $\frac{2}{3}$ всех случаев данного месяца, что обоснованно позволяет считать Исландскую депрессию всесезонным образованием. Тем не менее последовательные ряды координат и давления в летние месяцы имеют разрывы, обусловленные упомянутыми редкими случаями отсутствия депрессии. Эти разрывы в месячных рядах не могут быть уничтожены путем межгодовой интерполяции. Поэтому нами были рассмотрены (табл. 1) лишь те месяцы, в которые Исландский минимум неизменно выявляется на средних месячных картах.

В целом число одночленных итераций в рассмотренные месяцы существенно превышает случайный уровень. Количество одночленных итераций испытывает значительные сезонные изменения; общей чертой всех трех морфометрических характеристик является относительно высокое число одночленных итераций в марте. Давление в центре депрессии обнаруживает явную тенденцию к двухлетней пульсации также в декабре; широта центра отличается наибольшим числом одночленных итераций, указывающих на двухлетнюю ритмичность, в ноябре и декабре, а долгота центра отличается двухлетней ритмичностью, помимо марта, более всего в сентябре.

Г. Ландсберг [9] указывает на тенденцию к распределению фазы двухлетней пульсации по месяцам, характерную для станций северного полушария: максимумы чаще всего приходятся на зимние месяцы — январь, февраль, март. Кроме того, амплитуда импульса в эти месяцы отличается большей величиной. Несколько ранее Т. В. Покровская [6] показала, что температура воздуха в Ленинграде за время с 1891 по 1957 г. отличается наибольшим числом одночленных итераций в январе (74%) и в марте (69%), а в районе 1 синоптического каталога Л. А. Вительса (район Исландской депрессии) наибольшая повторяемость одночленных итераций приходится на октябрь (69%), ноябрь (69%) и февраль (70%). Наши данные в общем подтверждают отмеченную цитированными авторами тенденцию, свойственную проявлению двухлетней цикличности в атмосферных явлениях северного полушария Земли, заключающуюся в том, что двухгодичный ритм лучше всего проявляется в зимние месяцы.

Большой интерес представляют параметры двухгодичного ритма в ходе морфометрических характеристик Исландской депрессии — период, амплитуда, фаза. Оговоримся, что параметры ритмических (циклических) явлений с течением времени изменяются, не отличаясь теми строгостью и постоянством, какие свойственны периоду, амплитуде и фазе, например в электромагнитных колебаниях.

Периодографический анализ позволяет получить требуемые параметры. Однако при вводе в анализ ежегодных значений за каждый месяц (по вертикальным столбцам сводной таблицы) так же, как и по среднегодовым значениям, не достигается необходимая степень подробности. Кроме того (и это главное), периодографический анализ ежегодных значений не позволяет уверенно судить о двухгодичном ритме, так как методика выявления любого ритма сводится к сравнению амплитуды данного ритма с амплитудами соседних ритмов. В случае двухлетних колебаний соседними являются трехлетний и годовой циклы. Последний находится за пределами разрешающей способности при шаге, равном одному году.

При анализе ряда по строкам сводной таблицы с шагом, равным месяцу, необходимая степень подробности окажется достигнутой. Выше было показано, что в летние месяцы отдельных лет (в 6,4% всех случаев) Исландская депрессия не выявляется на месячных картах. В соответствующих местах сводных таблиц имеются пропуски. С целью заполнения пропусков каждый из трех рядов (широта, долгота, давление) был подвергнут климатологическому сглаживанию. Полученный в результате ряд ежемесячных значений является отображением исходного ряда и не имеет разрывов, что позволяет применить к нему периодографический анализ.

Параметры двухгодичного ритма в ходе широты, долготы и давления в центре Исландской депрессии, полученные в результате периодографического анализа сглаженных рассмотренным способом рядов, представлены в табл. 2. Средний период примерно двухгодичного ритма

несколько превышает 2 года и составляет 26—27 месяцев. Амплитуды пульсаций по широте и долготе в линейном выражении близки по величине: на средней широте Исландской депрессии (62°6') длина одного градуса параллели составляет около 50 км, а длина одного градуса меридиана около 110 км, что дает для амплитуды пульсации по широте около 70 км и по долготе около 120 км. Амплитуда пульсации давления в двухлетнем ритме составляет около 1 мб. Относительный вес двухгодичного ритма, выраженный в процентах от годовой амплитуды, оказался достаточно существенным, особенно в колебаниях долготы (25%), что является признаком реальности данного ритма. Этого и следовало ожидать, так как Г. Ландсберг в общем уже показал статистическую значимость двухлетнего ритма в атмосферных явлениях в целом.

Таблица 2

Параметры двухгодичного ритма в ходе морфометрических характеристик Исландской депрессии за время с 1891 по 1962 г.

Морфометрические характеристики	Период, τ	Амплитуда, a_τ	Фаза, φ_τ	$\frac{a_\tau}{a_{\text{год}}}$, %
Широта, φ°	27 месяцев (2,25 года)	0,6°	15° (январь)	20
Долгота, λ°	26 месяцев (2,17 года)	2,2°	137° (октябрь)	25
Давление, P , мб	27 месяцев (2,25 года)	0,8 мб	166 мб. (декабрь)	13

Сопоставление фаз (фазы приведены к началу января 1891 г.) позволяет предполагать, что Исландская депрессия, пульсируя в двухлетнем ритме, сначала смещается вдоль меридиана, затем вдоль параллели и после этого изменяет свою глубину. Это заключение имеет формальный характер в силу раздельного анализа координат (по широте и по долготе), однако представляется интересным, что в двухгодичном ритме сначала изменяется положение депрессии, а потом уже ее глубина.

Возвращаясь к табл. 1, заметим, что наряду с двухлетней пульсацией в морфометрических характеристиках Исландской депрессии отдельные месяцы существенно проявляются трехлетней (широта, февраль) и четырехлетней (давление, апрель) пульсации. Это подтверждает установившееся мнение о сложном частотном спектре атмосферных колебаний. Двухлетний ритм является лишь одной из составляющих атмосферного «шума», однако исследование этого ритма представляется целесообразным с точки зрения задач прикладного характера (долгосрочный прогноз), а также из потребностей развития взглядов на сущность ритмических явлений в атмосфере Земли. Дело в том, что значительная часть выявленных атмосферных ритмов связывается их исследователями с явлениями внеземного происхождения, в основном, с циклами солнечной деятельности (активности). Однако, как замечает Н. А. Белинский [12-13], отыскание двухлетних циклов в ходе солнечной активности не дало положительных результатов, поэтому сделано предположение, что эти циклы являются собственными колебаниями атмосферы, причина которых пока неясна.

В последнее время настойчивые поиски двухлетней цикличности в ходе солнечной деятельности как будто увенчались успехом. Используя ежемесячные значения чисел Вольфа с 1756 по 1955 г., Шапиро и Уорд [14] выделяют 25-месячный цикл. Б. А. Слепцов-Шевлевич также из-

анализа ежемесячных чисел Вольфа обнаружил 28-месячный цикл на интервале 1749—1926 гг. [15].

Согласно существующим представлениям, формирование центров действия атмосферы связывается с меридиональными различиями лика Земли, обусловленными неоднородностью подстилающей поверхности. Неоднородность подстилающей поверхности заключается прежде всего в термической неоднородности океанов и материков и затем в орographicеских особенностях суши.

На основе метода вычисления распределения притока тепла путем подстановки фактических средних данных в уравнения притока тепла и в уравнения движения Чжу Бао-чжэнь [16] рассчитал распределение источников тепла в нижней половине тропосферы для северного полушария в январе и июле. Оказалось, что в январе в западных частях Атлантического и Тихого океанов расположены мощные источники тепла, наибольшее значение для формирования которых имеет турбулентный поток тепла от поверхности океана в атмосферу. В июле вся северная часть Тихого океана представляет собой обширный «сток» тепла, в то время как источник тепла над Северной Атлантикой, теряя мощность и смещаясь к западу, в общем сохраняется. Эти результаты хорошо согласуются с данными II тома Морского атласа [17], где представлен турбулентный теплообмен между земной поверхностью и атмосферой. Данные Морского атласа не разделены по сезонам, поэтому, как и следовало ожидать, северная часть Тихого океана в смысле турбулентного теплообмена в среднем нейтральна, тогда как Северная Атлантика отличается значительными величинами турбулентного потока тепла, направленного в атмосферу.

На рис. 2 приведена часть карты листа 41 упомянутого Атласа для района Северной Атлантики (район локализации Исландской депрессии, среднее многолетнее положение которой отмечено крестиком). Изолинии, проведенные с шагом $10 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$, отчетливо оконтуривают обширный и мощный источник тепла к югу от Датского пролива (знак «минус» означает направление потока тепла от поверхности океана в атмосферу), в средней части которого каждый квадратный сантиметр поверхности океана отдает в атмосферу за год свыше 50 ккал . В свою очередь 1 см^2 поверхности океана в области, оконтуренной изолинией — $50 \text{ ккал/см}^2 \text{ год}$, получает в течение года в связи с действием Северо-Атлантического течения 80 ккал , т. е. основная часть тепла, приносимого этим мощным океанским течением, расходуется в рассматриваемом районе на нагревание прилежащего слоя воздуха. Возникающие здесь конвективные потоки распределяют полученное тепло по всей толще нижней половины тропосферы.

Л. А. Строкина [18], анализируя тепловой баланс Северной Атлантики, также отмечает, что к северу от 30° с. ш. влияние теплых течений (Гольфстрима и Северо-Атлантического) на процессы теплового взаимодействия океана с атмосферой проявляется наиболее эффективно, намного превышая аналогичное влияние других теплых течений в других районах Мирового океана.

Следует, однако, помнить, что Северо-Атлантическое течение в отличие от Гольфстрима не является единым течением. Это неоднократно подчеркивает Г. Стоммел [19]. Он пишет, что «к востоку от оконечности Большой Ньюфаундлендской банки (40° с. ш., 50° з. д.) течение состоит из отдельных потоков, вихрей, ветвей (чего именно, мы еще не знаем)». И далее: «Северо-Атлантическое течение, насколько позволяют судить собранные данные, не является единым, узким течением, подобным Гольфстриму у побережья США, а состоит из нескольких различных широких течений».

Естественно предположить, что увеличение тепловой напряженности отдельных ветвей или потоков, составляющих Северо-Атлантическое течение, может приводить в отдельные достаточно длительные промежутки времени к пространственной вариации области максимального турбулентного теплообмена между океаном и атмосферой относительно ее среднего положения, изображенного на рис. 2. Ряды многолетних гидрологических наблюдений, которые могли бы быть использованы для непосредственной проверки сделанного предположения,

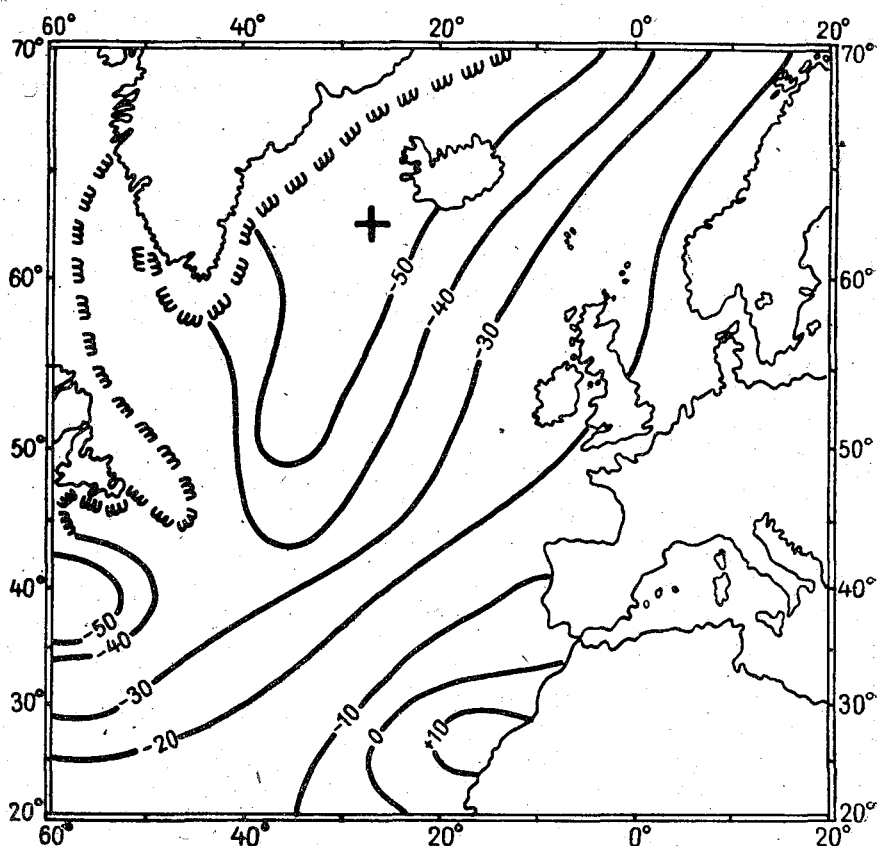


Рис. 2. Турбулентный теплообмен между океаном и атмосферой в северной части Атлантического океана по [17].

Крестиком отмечено среднее многолетнее положение центра Исландской депрессии.

к сожалению, отсутствуют. О пространственной вариации зоны максимальной турбулентного теплообмена, а значит, и тепловой напряженности отдельных струй Северо-Атлантического течения в настоящее время достоверно ничего не известно.

Однако, учитывая тенденцию к локализации среднего многолетнего центра Исландской депрессии над зоной максимальной отдачи тепла океаном, представляется целесообразным считать, что среднее положение центра депрессии и за более короткие промежутки времени является индикатором положения относительно наиболее теплой ветви Северо-Атлантического течения.

С этих позиций можно представить себе обнаруженную двухгодичную пульсацию в положении и глубине Исландской депрессии. Совпадение максимума двухгодичной пульсации с зимней половиной года

соответствует тому факту, что наибольшая теплопередача из океана в атмосферу происходит именно в холодное время года. Объяснимым становится и то обстоятельство, что в двухгодичном ритме изменяется сначала положение депрессии, а затем уже ее глубина. Действительно, следуя за центром максимальной теплопередачи, перемещается область мощных конвективных потоков, спустя некоторое время приводящих к понижению атмосферного давления над этим, относительно наиболее теплым, районом океана.

Рассмотрим, есть ли признаки, указывающие на приблизительно двухлетнюю цикличность в гидрологических явлениях Северной Атлантики. Здесь мы снова сталкиваемся с отсутствием длительных рядов наблюдений над температурой воды и течениями в данном районе. С целью обхода этой трудности воспользуемся приемом, к которому прибегали А. И. Дуванин [20] и Н. В. Буторин [21] и будем вместе с ними считать, что изменения уровня океана косвенно позволяют судить об изменениях интенсивности океанических течений. Нами был произведен подсчет одночленных итераций, соответствующих двухлетней периодичности, в среднегодовых значениях уровня по пунктам Балтимора, Шербур, Харлингген, за время с конца прошлого и до середины текущего столетия. Число одночленных итераций в рядах среднегодовых значений уровня по этим пунктам в процентах от общего числа итераций составляет соответственно 58, 53 и 61%. Полученные значения не могут считаться исчерпывающим доказательством существования двухлетнего ритма в изменениях уровня, тем не менее они являются признаком, указывающим на возможность существования двухлетнего ритма в изменениях уровня, а следовательно, и в изменениях течений в северной части Атлантического океана в продолжение рассматриваемого времени.

Такого же рода признаки, говорящие в пользу существования двухлетней цикличности, обнаружены и в ходе некоторых других гидрометеорологических явлений района Северной Атлантики (табл. 3).

В этой таблице, помимо хода уровня, приведено число различных итераций в ходе таких явлений, как ледовитость Балтийского моря, ледовый период одного из скандинавских озер, температура воды у

Таблица 3

Число различных итераций в ходе некоторых гидрометеорологических явлений района Северной Атлантики (в процентах от общего числа итераций)

Исследуемое явление	Период наблюдений	Итерации			
		1	2	3	4
Уровень моря (Шербур)	1891—1950	53	31	8	8
Уровень моря (Харлингген)	1891—1955	61	29	5	5
Уровень моря (Балтимора)	1903—1955	58	27	15	—
Площадь максимального распространения льда (Балтийское море)	1891—1956	59	34	—	7
Температура воздуха (Ленинград)	1891—1957	61	25	14	—
Формы циркуляции атмосферы: по Г. Я. Вангенгейму *					
а) форма W	1891—1957	58	39	3	—
б) форма С		64	33	3	—
в) форма Е		70	26	2	2
Циклоническая циркуляция в районе I синоптического каталога Л. А. Вительса *.	1900—1957	(62)	—	—	—
Число дней подо льдом (оз. Стурше, Норвегия)	1891—1954	57	14	20	9
Температура воды (о. Гельголанд)	1891—1950	53	29	15	3

* Заимствовано у Т. В. Покровской [6].

о. Гельголанд, температура воздуха в Ленинграде, а также в ходе циклонической циркуляции в районе Исландии и повторяемости форм атмосферной циркуляции по Г. Я. Вангенгейму. В общем, число одночленных итераций в процентах от общего их числа существенно превышает 50%, что говорит в пользу того, что двухгодичный ритм присутствует в ходе рассмотренных явлений.

Из приведенных данных и рассуждений не следует делать вывод о том, что изменения в циркуляции вод Северной Атлантики ответственны за изменения в циркуляции атмосферы над этим районом и, в частности, за положение и глубину Исландской депрессии в ритме ее двухгодичных пульсаций. Взаимозависимость атмосферной и океанической циркуляции известна давно; здесь мы видим одно из проявлений такой взаимозависимости. В. Ю. Визе [22] подчеркивал, что «повышенные запасы тепла на севере Атлантики и в прилегающей части Полярного бассейна имеют следствием усиленный нагрев воздушных масс, соприкасающихся с водной поверхностью. В результате этого нагрева над северной частью Атлантики уменьшается давление воздуха, что влечет за собой усиление юго-западной тяги воздуха, а юго-западные ветры в свою очередь способствуют притоку новых масс атлантической воды на север. Таким образом, как скорость циркуляции в атмосфере и гидросфере, так и их повышенное тепловое состояние взаимно индуцируются». В приведенном высказывании не говорится о двухлетней пульсации, зато очень четко говорится о системе «взаимно индуцирующихся сил», с которыми мы имеем дело и при изменении морфометрических характеристик Исландской депрессии за длительные промежутки времени.

О двухлетней ритмичности, свойственной системе океан — атмосфера, писал Э. Ф. Лесгафт в работе, упомянутой в начале этой статьи. Он высказал идею, к которой в несколько другом виде вновь пришел Б. Хаурвиц [23]. Она заключается в том, что значительный меридиональный градиент температуры влечет усиление зональной циркуляции, но вследствие межширотного турбулентного обмена разность температур уменьшается и циркуляция в результате ослабевает. Однако Б. Хаурвиц ограничивается рассмотрением циркуляции атмосферы, Э. Ф. Лесгафт же рассматривает взаимодействие атмосферы и гидросферы. Он пишет [5]: «Повышение температуры Гольфстрима,* вызванное особенно сильным развитием юго-западных воздушных течений средних широт, ведет в конечном результате к ослаблению этих же самых воздушных течений, к ослаблению северо-восточных морских течений и, следовательно, к понижению температуры Гольфстрима. Отрицательное изменение теплового состояния полярного океана, связанное со слабым развитием Гольфстрима, должно увеличивать глубину полярного минимума, господствующего в верхних слоях атмосферы, а следовательно, должно сопровождаться возрастанием давления в подтропической зоне. Последнее обстоятельство непременно должно повлечь за собою усиление юго-западного воздушного течения средних широт, а вместе с тем и увеличение мощности Гольфстрима. Таким образом, получается замкнутый круг, в котором одни условия вызывают к жизни как раз условия противоположного характера. Одни условия генетически вырастают из других и вновь сменяются ими». И далее: «Двухгодичный период колебания температуры Гольфстрима является генетической необходимостью и неперенным последствием всякого аномального повышения или понижения температуры в этом течении.

* «Системы Гольфстрима» по современной терминологии.

Периодичность может прерываться, но затем вновь продолжаться с тем же периодом, но противоположными фазами. Возможны различные отклонения, но тяготение к двухгодичной правильности должно проявляться».

Очевидно, что Э. Ф. Лесгафт, рассматривая двухлетнюю пульсацию, подчеркивает наличие отрицательной обратной связи в системе океан—атмосфера. Естественно, что при малых возмущениях система сохраняет устойчивость, стремясь вернуться в первоначальное состояние, а при больших возмущениях (положительная обратная связь) продолжает отклоняться от первоначального состояния, пока не достигнет нового устойчивого состояния («система взаимно индуцирующих сил» по В. Ю. Визе). К сожалению, этот предмет уже выходит за рамки данной статьи. О таких связях, называя их связями взаимодействия, подробно пишет О. А. Дроздов [24].

Имея в виду то общее, что заключено в двух приведенных высказываниях, а именно, наличие обратной связи в системе океан—атмосфера, следует рассматривать и сделанное нами выше предположение об обусловленности пространственной вариации и глубины центра Исландской депрессии перераспределением тепла между отдельными струями Северо-Атлантического течения или изменением положения относительно наиболее теплой струи. Рассматривая центр Исландской депрессии в качестве индикатора зоны максимальной турбулентной теплопередачи из океана в атмосферу, мы имеем в виду лишь одну сторону проявления взаимодействия в системе океан—атмосфера. Возникший над такой зоной в результате мощной конвекции в атмосфере минимум давления сопровождается системой ветров, воздействующих на интенсивность и направление потоков на отдельных участках Северо-Атлантического течения. В результате при сохранении последним генерального направления зона максимальной теплоотдачи в атмосферу может испытывать смещения в пространстве с течением времени, определяя новое положение, а затем и глубину Исландского минимума давления.

Именно в этом, на наш взгляд, состоит сущность двухлетней пульсации в морфометрических характеристиках Исландской депрессии.

Подведем итог изложенному. Подсчет одночленных итераций в ходе широты, долготы и давления Исландской депрессии указывает на наличие двухлетнего ритма в изменениях основных морфометрических характеристик Исландской депрессии. Периодографический анализ подтверждает существование ритма с периодом 26—27 месяцев. Косвенно подтверждается высказанное предположение, что данный ритм присущ системе океан—атмосфера в районе Северной Атлантики в рассматриваемую эпоху, причем изменения локализации и глубины Исландской депрессии связываются с пространственной вариацией зоны максимальной турбулентной теплопередачи из океана в атмосферу в сфере действия Северо-Атлантического течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Clayton. A lately discovered meteorological cycle. Amer. Meteorol. J., vol. 1, 1885.
2. А. И. Воейков. Чередование теплых и холодных зим. Метеорологический вестник, № 9, 1891.
3. O. Pettersson. Über die Beziehungen zwischen hydrographischen und meteorologischen Phänomenen. Meteorol. Zs., Nr 8, 1896.
4. W. Meinardus. Über einige meteorologische Beziehungen zwischen dem Nord-Atlantischen Ozean und Europa in Winterhalbjahr. Meteorol. Zs., Nr 3, 1898.
5. Э. Ф. Лесгафт. Влияние температуры Гольфстрима на общий ход атмосферной циркуляции в Европе в зимнее время. Изв. Русск. геогр. об-ва, т. 35, 1899.
6. Т. В. Покровская. О двухлетней цикличности в ходе метеорологических явлений. Тр. ГГО, вып. 89, 1959.

7. Т. В. Покровская. Климатологические характеристики двухлетней цикличности в ходе гидрометеорологических явлений. Труды первой науч. конф. по общей циркуляции атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1962.
 8. H. Landsberg. Biannual pulses in the atmosphere. Beiträge zur Physik der Atmosphäre, Bd. 35, Nr 3/4, 1962.
 9. H. Landsberg et al. Surface signs of the Biannual atmospheric pulse. Monthly Weather Review, vol. 91, No 11-12, 1963.
 10. А. Л. Кац. Двухлетняя цикличность в экваториальной стратосфере и общая циркуляция атмосферы. Метеорология и гидрология, № 6, 1964.
 11. Г. Г. Громова, В. И. Князева. О двухлетней цикличности в сроках формирования летнего стратосферного антициклона. Метеорология и гидрология, 1964, № 6.
 - 12-13. Н. А. Белинский. Исследование некоторых особенностей атмосферных процессов для долгосрочных прогнозов. Л., Гидрометеониздат, 1957.
 14. Shapiro, Ward. A neglected cycle of sunspot numbers, J. Atm. Sci., vol. 19, 1962.
 15. Б. А. Слепцов-Шевлевич. Короткие возмущения солнечной активности и возможные причины неоднозначности их связи с колебаниями гидрометеорологических элементов. Проблемы Арктики и Антарктики, вып. 14, 1963.
 16. Е. Ду-чжен, Чжу Бао-чжень. Некоторые важнейшие вопросы общей циркуляции атмосферы. Л., Гидрометеониздат, 1961.
 17. Морской Атлас, т. II. Изд. ГШ ВМФ, 1953.
 18. Л. А. Строкина. Тепловой баланс Северной Атлантики по сравнению с тепловым балансом других районов Мирового океана. Материалы Второй конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в северной части Атлантического океана». Изд. ЛГУ, 1964.
 19. Стоммел. Гольфстрим. М., ИЛ, 1963.
 20. А. И. Дуванин. Изменчивость течений в связи с колебаниями интенсивности циркуляции атмосферы в северной части Атлантического океана. Метеорология и гидрология, № 2, 1949.
 21. Н. В. Буторин. Вековые изменения среднего уровня Атлантического океана и их связь с циркуляцией атмосферы. Изд. АН СССР, 1960.
 22. В. Ю. Визе. Климат морей Советской Арктики. Изд. ГУСМП, 1940.
 23. В. Haurwitz. The motion of atmospheric disturbances on the spherical Earth, J. Marine Res., vol. 3, No 3, 1940.
 24. О. А. Дроздов. Корреляционные связи в климатологии. Труды Всесоюзн. науч. метеоролог. совещ., т. IV, 1962.
-

РАСЧЕТ СОСТАВЛЯЮЩИХ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА ПОВЕРХНОСТИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ ЗА КОРОТКИЕ ПРОМЕЖУТКИ ВРЕМЕНИ ПО МАТЕРИАЛАМ МАССОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Е. И. Серяков

В опубликованных работах, посвященных исследованию теплового баланса северной части Атлантического океана [1—3], основное внимание уделялось расчету и анализу среднесуточных величин составляющих уравнения теплового баланса. В настоящее время для решения ряда прикладных задач необходимы не столько среднесуточные величины этих компонент, сколько сведения о приходной и расходной частях уравнения теплового баланса за конкретные годы.

Исследование изменчивости составляющих теплового баланса главным образом проводилось либо по данным наблюдений на кораблях погоды, либо на основании гидрометеорологических наблюдений по маршруту плавания одного экспедиционного судна [4—6]. Указанные работы внесли много ценного в изучение теплового баланса Атлантического океана. Однако для такого сложного и очень изменчивого района, каким является Северная Атлантика, использование единичных наблюдений в океане является далеко не достаточным. Пока сделаны лишь первые шаги в изучении теплового баланса за конкретные месяцы и годы.

В данной статье для изучения изменчивости теплового баланса поверхности была сделана попытка воспользоваться материалами массовых судовых наблюдений. В период МГГ наблюдения в Атлантическом океане проводились значительно шире, чем в предыдущие годы. Достаточно сказать, что ежедневно поступали данные судовых гидрометеорологических наблюдений с 300—350 кораблей. Ценность этих материалов состоит еще в том, что они приведены к одному физическому моменту, а именно к 12 часам гринвичского времени.

Как известно, в ряде работ, посвященных исследованию теплового баланса за короткие отрезки времени, методика расчета составляющих теплового баланса поверхности использовалась та же, что и при климатологических расчетах. Если для расчетов суммарной радиации это обстоятельство, по-видимому, не вносит заметных ошибок ввиду малой межгодовой изменчивости суммарной радиации, то для расходной части уравнения теплового баланса вряд ли целесообразно использовать для всех случаев и условий климатологические методы расчета.

Используя некоторые разработки по уточнению методики расчета расходной части уравнения теплового баланса, полученные в последние годы на кафедре океанологии ЛГМИ [7], мы попробовали их применить в нашей работе.

1. Исходные материалы наблюдений и их обработка

Использованные в работе материалы судовых наблюдений были раскодированы с помощью иностранного кода FM—21A, а затем переведены из одних единиц измерения в другие. Расшифрованные значения гидрометеорологических элементов наносились на бланк Северной Атлантики. После проведения изолиний и исключения некоторых сомнительных данных для центров трапеций, со сторонами 5° по широте и 5° по долготе, были сняты величины температуры воды поверхности океана, температуры и влажности воздуха, скорости ветра и облачности. Как правило, ежедневными наблюдениями был охвачен район Атлантического океана от 10° с. ш. до 60° с. ш., ограниченный с одной стороны побережьем Америки, а с другой — Европы и Африки. За каждые сутки были получены исходные материалы для 120 точек. Так как эти данные включали только один срок наблюдений в сутки, что является отрицательным моментом, то целесообразно было их осреднить за время естественно-синоптических периодов, установленных для Северной Атлантики.

2. Расчет и анализ составляющих радиационного баланса

Учитывая малые отклонения величин суммарной радиации и эффективного излучения воды от их климатологических характеристик, а также в связи с отсутствием более подробных сведений о формах облачности, вычисления суммарной радиации и эффективного излучения поверхности воды были выполнены по известной методике ГГО [1].

Сравнение рассчитанных величин суммарной радиации с данными непосредственных актинометрических измерений на э/с «М. Ломоносов» и э/с «Седов» показало вполне удовлетворительную точность подобных расчетов [5, 6].

Изменения в притоке тепла от солнца по широтным зонам Атлантики достаточно хорошо известны из предыдущих исследований [3].

Представляет некоторый интерес рассмотрение межсуточной изменчивости эффективного излучения на примере января 1958 г. В экваториальной зоне суточные суммы эффективного излучения колебались около $120\text{—}150 \text{ кал/см}^2$, достигая иногда максимума 200 кал/см^2 . В тропической зоне такой стабильности уже не наблюдалось и среднесуточная величина излучения составляла $150\text{—}175 \text{ кал/см}^2$, но с размахом колебаний около 100 кал/см^2 от суток к суткам. В субтропической зоне абсолютные значения эффективного излучения несколько выше, чем в экваториальной зоне, а в остальном наблюдается аналогия. В зоне умеренных широт наблюдались значительные межсуточные колебания (от 80 кал/см^2 до 220 кал/см^2).

Если сопоставить величины эффективного излучения в среднем за январь 1958 г. с данными Атласа теплового баланса земного шара по соответствующим зонам Атлантики, то заметных отличий от нормы не обнаруживается [1].

Анализ колебаний рассчитанных величин радиационного баланса также был проведен по климатическим зонам (рис. 1). В экваториальной зоне в среднем суточные величины были равны 400 кал/см^2 с отклонениями в течение месяца $\pm 75 \text{ кал/см}^2$. В тропической зоне заметно существенное уменьшение по сравнению с экваториальной зоной абсолютных величин радиационного баланса до 250 кал/см^2 . В субтропической подзоне величины радиационного баланса были и положительными, и отрицательными, а в среднем за месяц радиационный баланс близок к нулю. В зоне умеренных широт в течение месяца имел место отри-

цательный радиационный баланс, равный в среднем $80-100 \text{ кал/см}^2 \text{ сутки}$, однако наблюдались колебания от $-30 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$ до $-150 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$.

Приведенные материалы по лучистому теплообмену для одного из характерных зимних месяцев дают некоторое представление о межсуточной изменчивости эффективного излучения и радиационного баланса в различных климатических зонах Северной Атлантики.

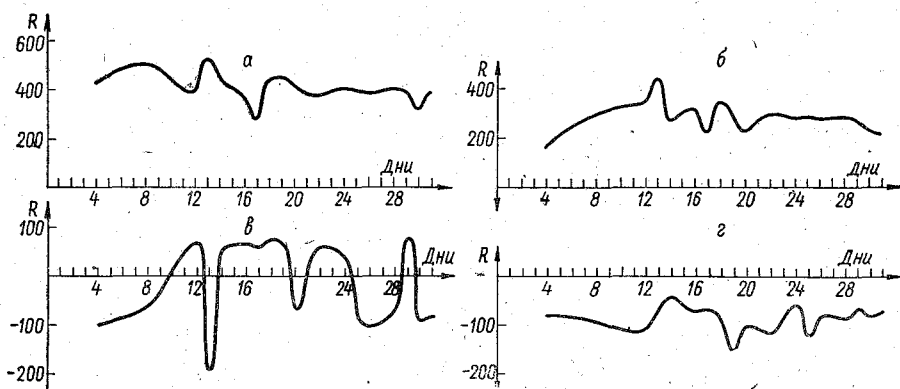


Рис. 1. Изменение величин радиационного баланса за январь 1958 г.
а — экваториальная зона, б — тропическая зона, в — субтропическая подзона, г — зона умеренных широт.

3. Расчет турбулентного теплообмена с атмосферой и потерь тепла на испарение

Изучение расходной части уравнения теплового баланса поверхности Северной Атлантики представляет наибольший интерес. Отсутствие систематических и в то же время охватывающих всю акваторию океана материалов наблюдений тормозило и до сих пор затрудняет решение вопроса об изменчивости компонент теплового баланса. В данной работе удалось расшифровать и обработать материалы судовых наблюдений по Северной Атлантике за январь-февраль 1958 г. Этот материал и был использован для расчета потоков тепла и влаги.

Вследствие влияния термического фактора турбулентный обмен существенно возрастает с переходом к сверхадиабатическим условиям и убывает при переходе к инверсионным. Для условий северных незамерзающих морей уже были сделаны сопоставления величин теплообмена, рассчитанного по широко известным формулам с коэффициентами Самойленко и формулам, позволяющим учесть температурную стратификацию атмосферы. Для устойчивой и безразличной стратификаций величины теплообмена с атмосферой и испарения, рассчитанные по двум методам, мало различаются. В этих случаях расхождения из-за различий в методике не выходят за пределы точности расчетов теплового баланса. Поэтому для периодов, когда наблюдались равновесные или устойчивые условия в приводном слое атмосферы, использовались формулы вида

$$P = 3,88w(t_w^\circ - t_a^\circ),$$

$$LE = 5,22w(e_s - e),$$

где P — турбулентный теплообмен с атмосферой,
в $\text{кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$;
 w — скорость ветра, в м/сек ;

t_w, t_a — температура воды и воздуха;
 LE — потери тепла на испарение, в $\text{кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$,
 e_s — максимальная упругость насыщения водяного пара, полученная по температуре поверхности воды, в ммб ;
 e — абсолютная влажность воздуха, в ммб .

На основании карт разностей температуры воды и воздуха, а также расчетов стратификации атмосферы по известному критерию

$$\frac{t_w - t_a}{w_1^2}$$

за рассматриваемые месяцы, можно полагать, что зимой на значительной акватории Северной Атлантики преобладает неустойчивость атмосферы. В этом случае можно применить формулы вида [7]

$$P = \rho c_p k_1 \frac{\varepsilon (t_a - t_w)}{z_6^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}};$$

$$LE = \rho L k_1 \frac{\varepsilon (q_6 - q)}{z_6^{\varepsilon} - z_0^{\varepsilon}},$$

где ρ — плотность воздуха;
 L — скрытая теплота парообразования;
 c_p — удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении;
 z_6 — уровень судовых наблюдений, 6 м;
 z_0 — параметр шероховатости;
 ε — безразмерный параметр, характеризующий степень устойчивости атмосферы;
 q_6 — удельная влажность на уровне судовых наблюдений;
 q — удельная влажность у поверхности воды;
 k_1 — коэффициент турбулентности на уровне 1 м, выраженный в $\text{м}^2/\text{сек}$.

Вычисления коэффициента турбулентности производились с помощью номограммы, предложенной в работе [7].

Недостаточно разработанным вопросом следует считать определение параметра шероховатости для условий океана.

В данной работе величина z_0 принималась постоянной и равной 0,6 см. Из имеющихся в литературе сведений, в частности градиентных измерений в приводном слое Атлантического и Тихого океанов, следует, что при больших скоростях ветра, превышающих 10—12 м/сек, параметр шероховатости приближается к 1 см. Нам представляется, что допущение о постоянстве z_0 для зимних месяцев года не могло внести заметных ошибок в расчеты.

4. Анализ карт турбулентного теплообмена с атмосферой и потерь тепла на испарение за январь-февраль 1958 г.

Общие закономерности пространственного распределения величин теплообмена с атмосферой и испарения с поверхности Северной Атлантики известны из многочисленных работ советских и зарубежных авторов. Однако до сих пор недостаточно изучены вопросы пространственного изменения очагов максимальной и минимальной теплоотдачи с поверхности Северной Атлантики за короткие отрезки времени. Недостаточно показано влияние перемещений барических систем на колебание потоков тепла и влаги в различных районах Атлантики. Неразработанным вопросом является механизм воздействия подстилающей

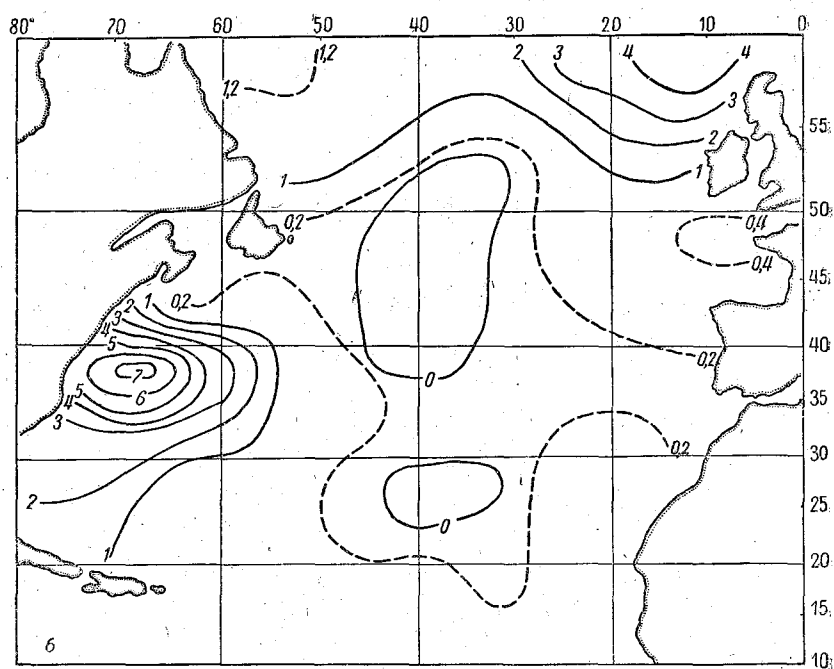
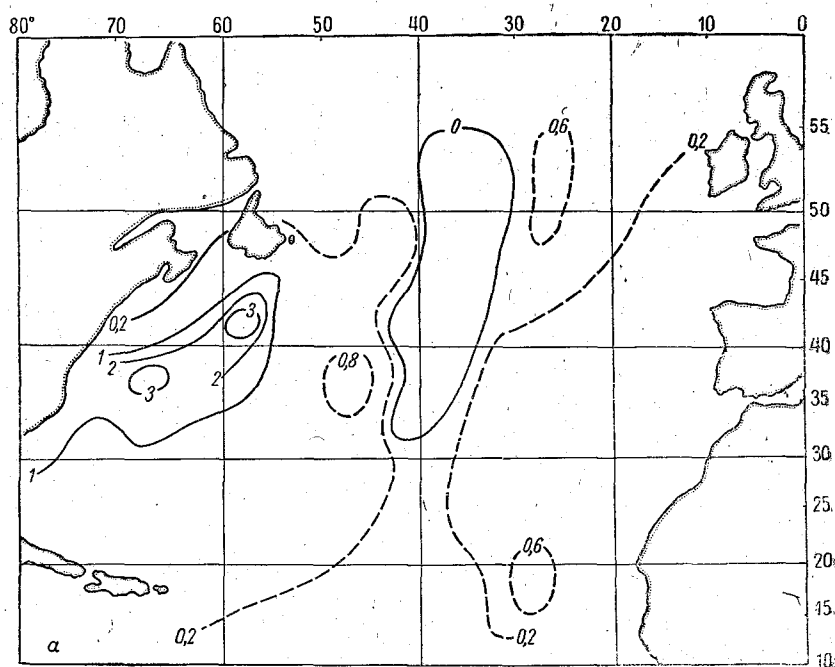
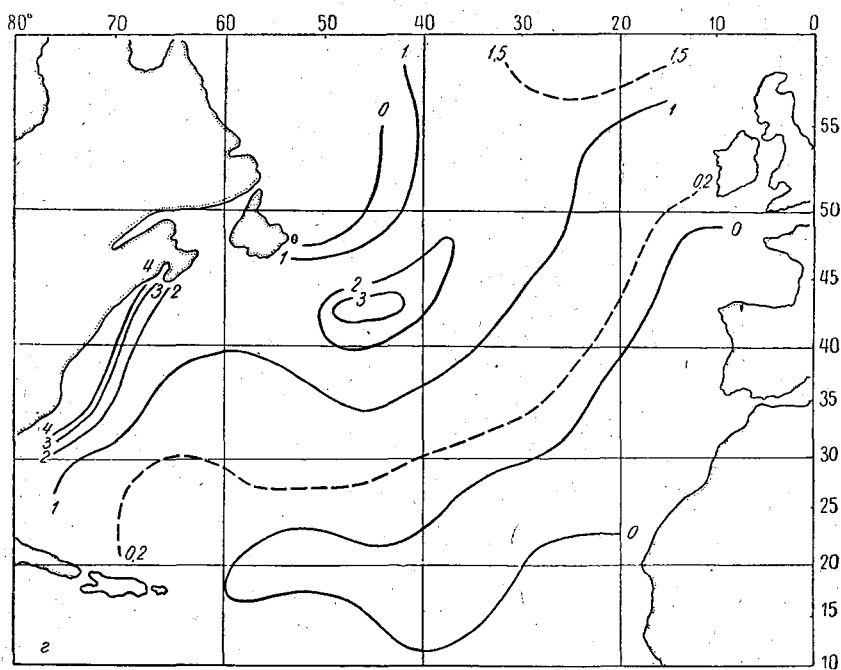
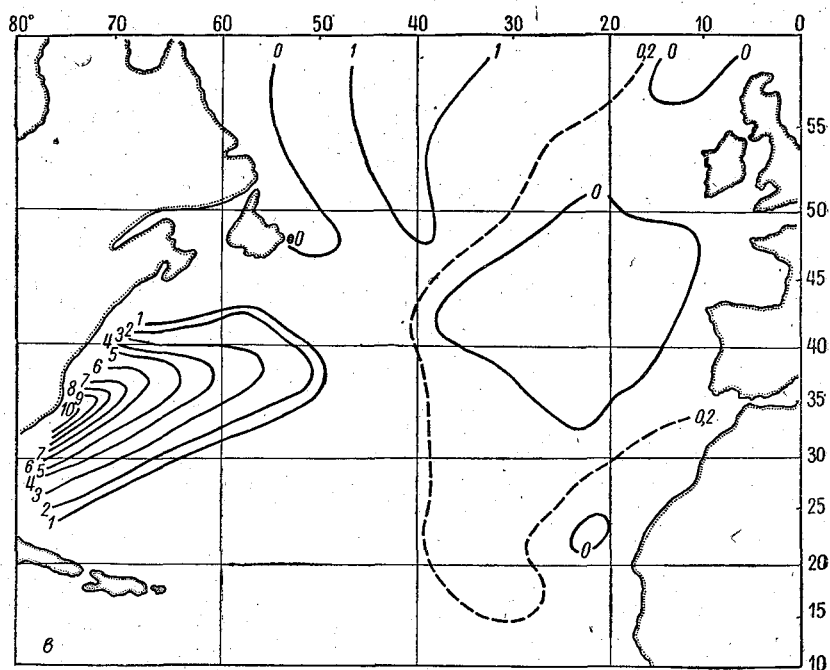


Рис. 2. Турбулентный теплообмен с атмосферой,
 а — естественно-синоптический период с 11 по 14 января 1958 г., б — естественно-синоптический период с 11 по 2 февраля 1958 г., з — естественно-синоптический период с 11 по 14 января 1958 г.



периодные величины в ккал/см^2 .

ческий период с 17 по 20 января 1958 г., в — естественно-синоптический период с 29 января тический период с 9 по 13 февраля 1958 г.

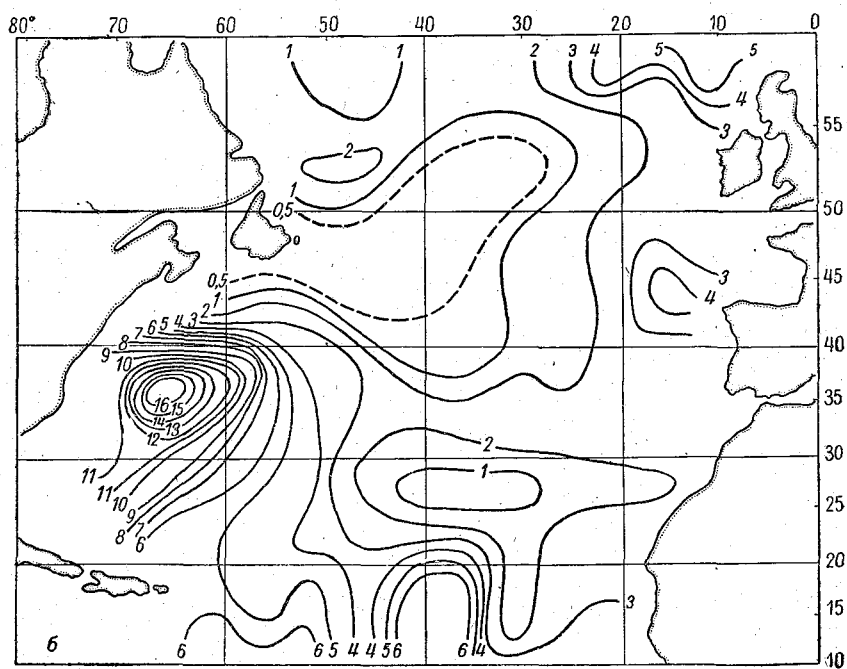
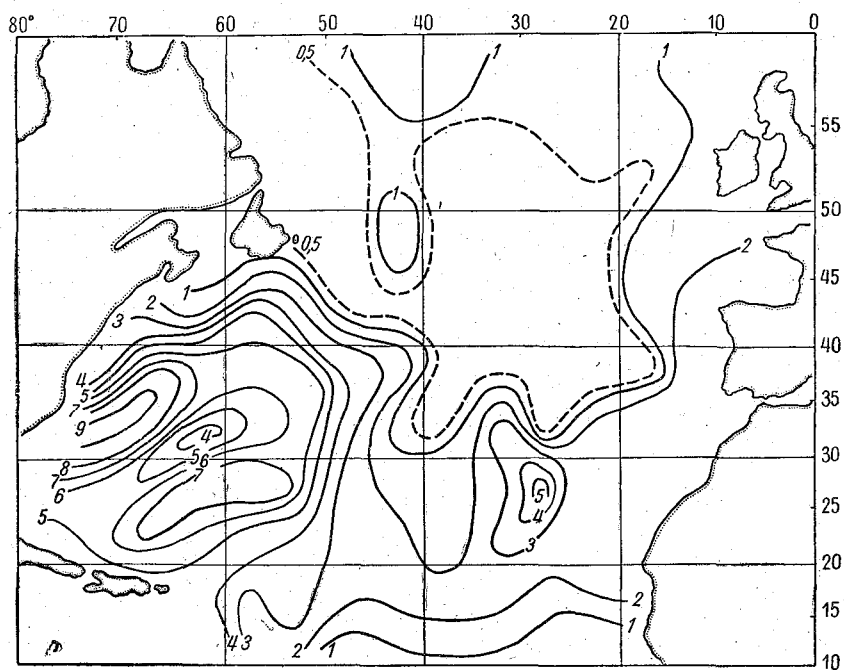
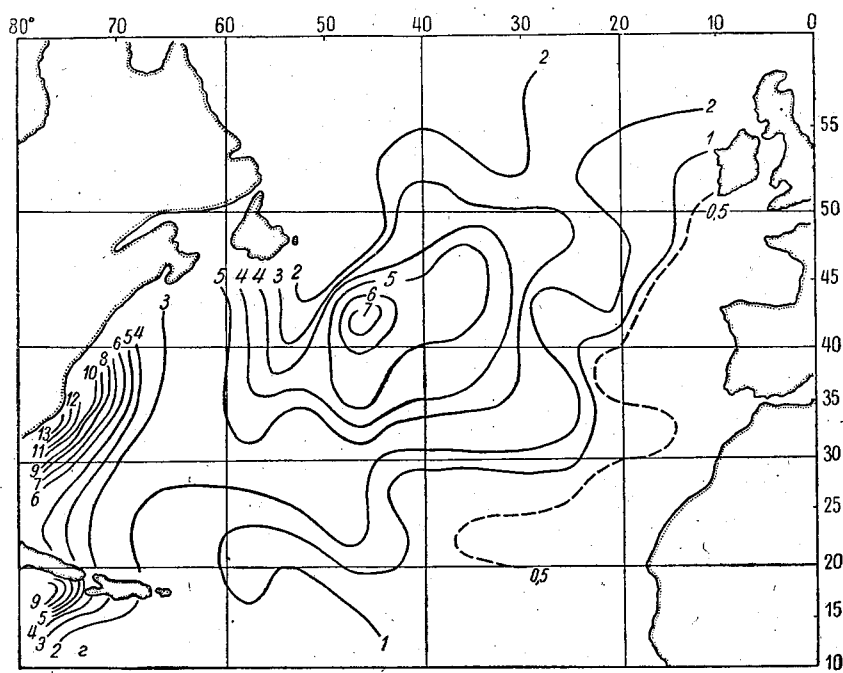
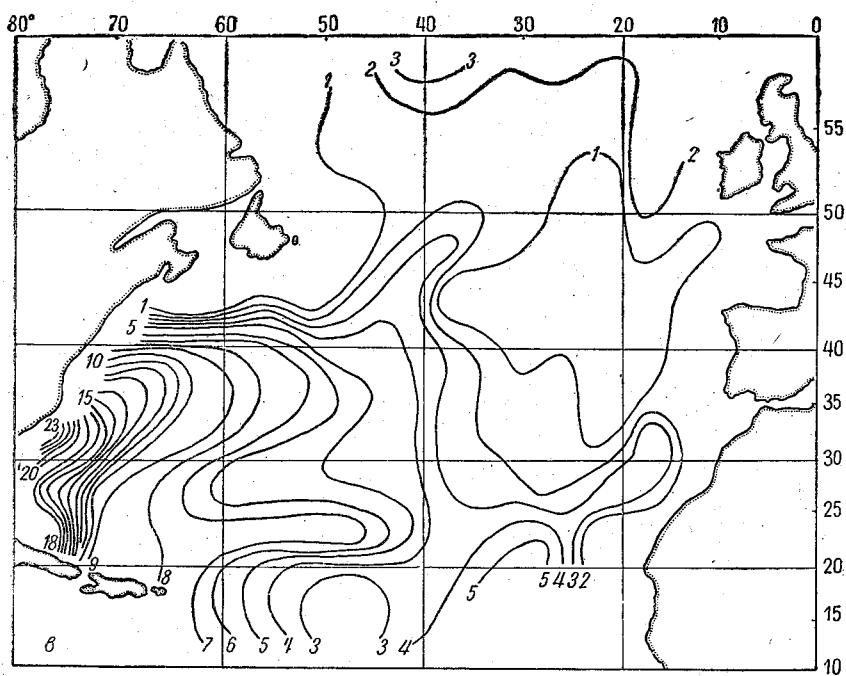


Рис. 3. Потери тепла на испарение,
 а — естественно-синоптический период с 11 по 14 января 1958 г., б — естественно-синоптиче
 по 2 февраля 1958 г., з — естественно-синопти



периодные величины в $\text{ккал}/\text{см}^2$.

ский период с 17 по 20 января 1958 г., в — естественно-синоптический период с 29 января
ческий период с 9 по 13 февраля 1958 г.

поверхности на преобразования атмосферной циркуляции. Частично эти моменты будут затронуты в последующем анализе карт потоков тепла и влаги за восемь естественно-синоптических периодов двух зимних месяцев 1958 г.

На рис. 2, а представлено распределение величин турбулентного теплообмена с атмосферой за период с 12 по 14 января 1958 г. Очаги максимальной отдачи тепла в атмосферу наблюдаются в Гольфстриме ($3 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{период}$). В районе Саргассова моря, западнее Ирландии и в районе к югу от Азорских островов также имеются очаги повышенных значений теплообмена с величинами около $0,8 \text{ ккал/см}^2 \cdot \text{период}$. Зоны повышенной теплоотдачи разделяются довольно обширной областью, где наблюдался приход тепла из атмосферы к поверхности океана.

На карте потерь тепла на испарение за тот же естественно-синоптический период основная зона повышенных величин также находилась в Гольфстриме и в Саргассовом море, достигая величин $7-9 \text{ ккал/см}^2$ (рис. 3, а). Кроме того, очаг повышенных величин испарения — 5 ккал/см^2 наблюдался в районе Азорских островов. Вся центральная часть, севернее 40° , характеризовалась потерями тепла на испарение не более 1 ккал/см^2 .

Период с 17 по 20 января 1958 г. (рис. 2, б, 3, б) интересен следующим расположением зон повышенных и пониженных величин теплообмена с атмосферой. В основной струе Гольфстрима и западной части Саргассова моря $P=6-7 \text{ ккал/см}^2$, а второй очаг повышенных величин теплообмена наблюдался западнее Англии. В то же время вся остальная часть Северной Атлантики отдавала в атмосферу сравнительно небольшое количество тепла, порядка $0,2-0,8 \text{ ккал/см}^2$, а в отдельных районах имел место приток тепла из атмосферы.

Распределение очагов повышенных значений потерь тепла на испарение и ход изолиний во многом напоминает карту теплообмена с атмосферой, но появляется еще один максимум испарения в экваториальной зоне. Как обычно, в Гольфстриме потери тепла на испарение в $2-2,5$ раза больше величин теплообмена с атмосферой.

Очень показательным является период с 29 января по 2 февраля 1958 г. Прежде всего надо отметить значительные горизонтальные изменения величин теплообмена от 10 до $0,6 \text{ ккал/см}^2$. Вся огромная акватория восточной части Северной Атлантики от Англии до тропиков оконтуривается изолинией $0,2 \text{ ккал/см}^2$ с последующим постепенным уменьшением величины к побережью Африки (рис. 2, в). Резкая разница в потерях тепла на испарение видна также из следующих цифр: в истоках Гольфстрима $LE=23 \text{ ккал/см}^2$, а в восточной части Северной Атлантики на испарение терялось не более $1-2 \text{ ккал/см}^2$ (рис. 3, в).

Аналогичная картина имела место и в период с 9 по 13 февраля 1958 г. (рис. 2, г, 3, г). На карте теплообмена были три максимума величин: в районе к северо-западу от Англии, Северо-Атлантическом течении в Гольфстриме. От района западнее Ирландии до Кубы идет изолиния минимальных величин, равных $0,2 \text{ ккал/см}^2$, отделяющая область пониженной теплоотдачи. Потери тепла на испарение уменьшаются примерно в двадцать раз в направлении от района Гольфстрима к побережью Европы и Африки.

Резюмируя анализ всех выполненных расчетов, можно сказать, что очаг максимальных значений теплоотдачи в истоках Гольфстрима прослеживается в течение января-февраля 1958 г. Потоки тепла с поверхности в западной части океана во много раз больше аналогичных величин теплоотдачи в восточных районах Северной Атлантики. Горизонтальные градиенты величин P и LE в восточной части Северной Атлан-

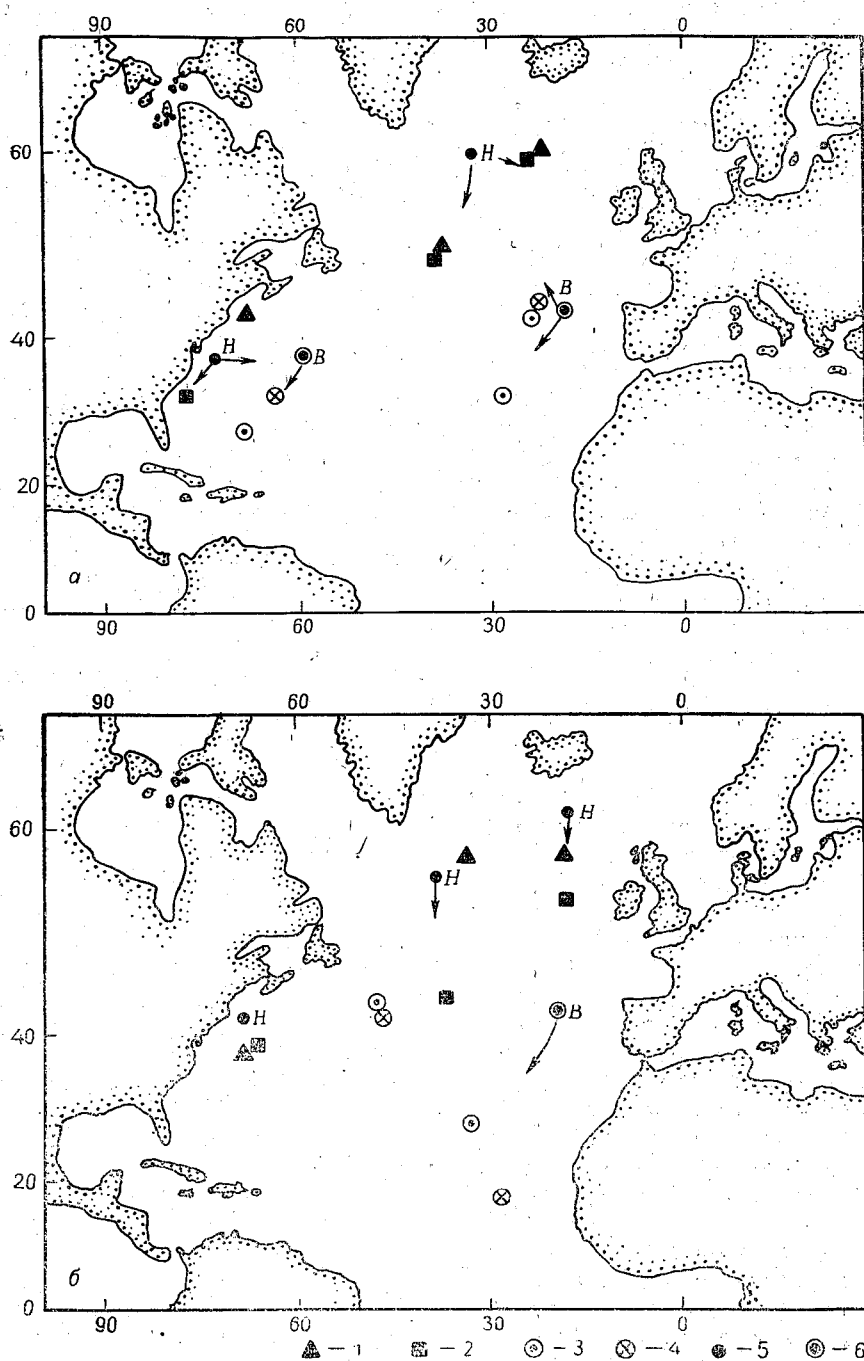


Рис. 4. Положение зон наибольшей и наименьшей теплоотдачи, а также центров циклонов и антициклонов.

a — за 8 января 1958 г., *б* — за 18 января 1958 г.

1 — $P_{\max}$, 2 — $LE_{\max}$, 3 — $P_{\min}$, 4 — $LE_{\min}$, 5 — центры циклонов, 6 — центры антициклонов.

тики, как правило, весьма малы, чего нельзя сказать о юго-западной и западной частях океана.

В зависимости от характера атмосферной циркуляции появляются дополнительные области повышенных значений теплоотдачи, причем чаще всего обусловленные прохождением глубоких циклонов. На рис. 4, а, 4, б за 8 января и 18 января 1958 г. приведены положения центров циклонов и антициклонов, а также очагов повышенных и пониженных значений суточных сумм отдачи тепла посредством турбулентного теплообмена и испарения. Совпадение большинства зон повышенной теплоотдачи океана с центрами циклонической деятельности, с одной стороны, и зон, минимальной теплоотдачи с центрами антициклонов, с другой стороны, обращает на себя внимание.

Для большинства районов Северной Атлантики изменчивость компонент расходной части уравнения теплового баланса в зимние месяцы во многом определяется характером атмосферной циркуляции. Изменения температуры воды за короткие отрезки времени значительно меньше по сравнению с колебаниями характеристик воздушных масс. Поэтому кажется естественным предположить, что изменение турбулентного теплообмена с атмосферой и потери тепла на испарение происходят под влиянием перемещения барических систем.

Морские течения оказывают существенное влияние на изменение потоков тепла и влаги, но, видимо, это влияние является довольно устойчивым. Есть районы, где преобладающая роль течений бесспорна. Таким районом можно считать северо-западные области Атлантики, находящиеся под влиянием холодного Лабрадорского течения. В этом районе, несмотря на существенные различия в атмосферной циркуляции, подстилающая поверхность отдает сравнительно небольшое количество тепла. Интересен расчет потоков тепла и влаги за 8 января 1958 г. для района юго-западнее Гренландии. Несмотря на то, что здесь располагался центр циклона с давлением 990 мб, $P = -28 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$, т. е. поверхность океана получала тепло из атмосферы в результате турбулентного теплообмена, а $LE = -19 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сутки}$, что означает наличие конденсации. В январе-феврале 1958 г. такие случаи встречались неоднократно.

Весьма стабильна также зона самых больших величин P и LE , расположенная в стречне Гольфстрима, к северо-востоку от полуострова Флорида.

Устойчивые очаги повышенной и пониженной теплоотдачи безусловно должны влиять на характер и преобразования атмосферной циркуляции над Северной Атлантикой. Резкие межсуточные изменения теплообмена являются одной из причин смены естественно-синоптических периодов. Это обстоятельство отмечалось еще в работе [8]. Однако нужно отметить, что расчеты турбулентного теплообмена с атмосферой в этой работе были выполнены весьма грубо, а потери тепла на испарение совсем не вычислялись. Между тем учет влияния температурной стратификации при расчетах потоков тепла и влаги, выполненный в данной статье, существенно сказался прежде всего на абсолютных величинах теплоотдачи; а также на величине горизонтальных градиентов P и LE по акватории Северной Атлантики.

В сложной проблеме взаимодействия атмосферы и гидросферы данные по тепловому балансу должны значительно шире использоваться, чем это имеет место в настоящее время.

Целесообразнее влияние океана на развитие атмосферных процессов проследивать не по данным температуры воды поверхности, а по рассчитанным величинам потоков тепла и влаги за сутки, естественно-синоптические периоды, отдельные месяцы и сезоны конкретных лет. Это

принесет пользу, в частности, при разработке методов долгосрочных прогнозов погоды.

В заключении автор выражает благодарность дипломантам ЛГМИ А. Н. Чернявскому и А. А. Хоботову, выполнившим основные расчеты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас теплового баланса земного шара, под ред. М. И. Будыко, 1963.
 2. М. И. Будыко. Тепловой баланс земной поверхности. Л., Гидрометеиздат, 1956.
 3. Л. А. Строкина. Тепловой баланс Северной Атлантики. Тр. ГГО, вып. 92, 1959.
 4. Е. Г. Архипова. Особенности теплового баланса Северной Атлантики в период МГГ. Тр. ГОИН, вып. 67, 1962.
 5. С. Г. Богуславский. Широтное изменение теплового баланса Атлантического океана. Тр. МГИ, т. XXIII, 1961.
 6. Г. М. Дегтярев, Ю. А. Меньшов, Б. Е. Алемасов. Характеристики теплового баланса северо-западной части Атлантического океана летом 1960 года. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 7, 1962.
 7. Б. А. Каган. Об учете стратификации при расчетах турбулентных потоков в приводном слое атмосферы. Материалы второй конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в Северной части Атлантического океана». Изд. ЛГУ, 1964.
 8. С. Т. Пагава и др. Влияние Северной Атлантики на развитие синоптических процессов. Л., Гидрометеиздат, 1958.
-

К ФОРМИРОВАНИЮ ПОЛЯ СОЛЕННОСТИ ВЕРХНЕГО СЛОЯ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Л. А. Жуков

1. Введение

Важнейшими полями физических характеристик океанских вод являются поля скоростей циркуляции, температуры и солёности. Эти три поля взаимосвязаны и в значительной мере обуславливают друг друга. По сравнению с полем температуры поле солёности имеет характерные особенности. Поле температуры определяется главным образом теплообменом через поверхность океана, и его изменения отражают колебания в теплозапасе вод и в распределении тепла в океане. В отличие от процесса теплообмена обмен солями через поверхность океана, его дно и берега практически отсутствует (попадание солей в атмосферу при испарении брызг ничтожно). Масса солей в океане в целом сохраняется постоянной, а распределение концентрации солей обусловлено только циркуляцией вод и турбулентным обменом. Этими особенностями формирования поля солёности объясняется его значительная «консервативность», проявляющаяся в том, что сезонные и многолетние изменения солёности являются весьма малыми отклонениями от квазистационарного состояния, соответствующего среднему полю скоростей и средней интенсивности турбулентного перемешивания в океане.

Несмотря на то, что обмен солями через поверхность океана отсутствует, наибольшие изменения концентрации солей происходят у поверхности и определяются балансом испарения и осадков (конденсация на поверхности океана в настоящее время не может быть учтена). Однако было бы чрезмерным упрощением полагать, что преобладание испарения над осадками в данном месте в океане таким же образом создаёт повышение солёности, как это наблюдалось бы при испарении воды с поверхности ограниченного сосуда. То же самое относится и к распреснению воды при преобладании осадков. В действительности процессы осолонения и распреснения вод у поверхности океана коренным образом отличаются от аналогичных процессов, происходящих в ограниченном сосуде.

При несбалансированных испарении и осадках в определенном районе уровень океана не может непрерывно понижаться или повышаться, как это происходит в ограниченном сосуде. Возникающие в океане горизонтальные градиенты давления приводят к компенсации изменений уровня посредством конвергенции или дивергенции воды в данном районе. При этом конвергирующая или дивергирующая в океане вода несет соли; через поверхность же выходит или приходит только пресная фаза.

Таким образом, осолонение создается при конвергенции вод, компенсирующей преобладание испарения; распреснение является результатом дивергенции при преобладании осадков. При этом в поле солёности также происходят соответствующие конвергенция или дивергенция. Процесс турбулентного перемешивания стремится выравнивать распределение концентрации солей. Соотношение интенсивностей процессов конвергенции — дивергенции и турбулентного перемешивания является главным фактором, формирующим поле солёности. Одновременно поле солёности подвергается деформации под действием течений.

Применим эти рассуждения к океану. Замечательной особенностью верхнего слоя всех океанов в средних широтах является наличие «ядер» максимальной солёности в областях преобладания испарения над осадками. Эти ядра постоянно «висят» над менее солёными глубинными водами, что указывает на то, что осолонение конвергенцией в поле скоростей в среднем уравновешено турбулентным обменом солей.

Следует иметь в виду, что конвергенция — дивергенция вод в океане может быть связана как с горизонтальными составляющими скорости, так и с вертикальными. Так, например, подъём вод с одновременным их испарением с поверхности создает конвергенцию у поверхности и соответствующее осолонение. В настоящей статье выясняется роль вертикальной составляющей скорости в формировании поля солёности верхнего слоя северной части Атлантического океана. Для того чтобы не иметь дела с малоизвестным изменением коэффициента турбулентной диффузии с глубиной, рассматривается осреднённая по вертикали солёность слоя толщиной 200 м, т. е. решается двумерная задача.

2. Формулировка задачи

Выведем уравнение диффузии солей с учётом дивергенции в поле скоростей. В единичном объёме морской воды солёности s и плотности ρ содержится $s\rho/1000$ г солей. Масса солей в небольшом объёме при отсутствии турбулентного обмена сохраняется постоянной. Если за некоторое малое время небольшой объём $\delta\tau_0$ переходит в $\delta\tau$, справедливо равенство

$$\rho_0 s_0 / 1000 \delta\tau_0 = \rho s / 1000 \delta\tau = \text{const.} \quad (1)$$

Берём полную производную от (1) по времени t . Обозначая содержание солей в 1 г воды $s/1000$ через S , получаем

$$\frac{d\rho}{dt} S + \rho S \frac{d\delta\tau}{dt} / \delta\tau = 0. \quad (2)$$

Учитывая [1], что $\frac{d\delta\tau}{dt} / \delta\tau = \text{div } V$, где V — вектор скорости, получаем уравнение неразрывности для массы солей

$$\frac{d\rho S}{dt} + \rho S \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0. \quad (3)$$

Отсюда, принимая во внимание турбулентную диффузию солей и пренебрегая малыми изменениями плотности, получаем уравнение переноса солей

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} + S \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} k_z \frac{\partial S}{\partial z} + k_l \Delta S, \quad (4)$$

где k_z , k_l — коэффициенты вертикальной и горизонтальной турбулентной диффузии соответственно.

Большинство величин, входящих в уравнение (4), в настоящее время изучено недостаточно детально. Да и само поле солёности известно лишь в общих чертах как результат многочисленных разновременных наблюдений. Учитывая эти обстоятельства, будем рассматривать лишь крупномасштабные черты поля солёности. Прежде всего, чтобы не иметь дело с малоизвестным вертикальным турбулентным обменом в верхнем слое океана, будем считать все величины в уравнении (4) осредненными по вертикали в пределах слоя толщиной H . Для этого расположим начало координат на нижней границе слоя, направив ось z вверх, и проинтегрируем уравнение (4) по вертикали в пределах слоя. При этом во всех членах, кроме члена, описывающего эффект вертикального обмена, приближенно заменим $\bar{S}$ средним по вертикали его значением $\bar{S}$ и обозначим составляющие переноса воды в слое через $U = \int_0^H u dz$, $V = \int_0^H v dz$. В результате интегрирования получаем

$$H \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{S}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} + wS \Big|_0^H + \bar{S} \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) = k_z \frac{\partial S}{\partial z} \Big|_0^H + Hk_l \Delta \bar{S}. \quad (5)$$

Современное знание океанских течений и методы их теоретического расчета не позволяют определить с достаточной точностью горизонтальную дивергенцию скорости. Поэтому в уравнении (5) можно пренебречь эффектом горизонтальной дивергенции переноса воды, малым по сравнению с другими членами и полагать $\bar{S} \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) = 0$.

Таким образом, осолонение или распреснение мы связываем главным образом с вертикальными движениями, компенсирующими пресный баланс на поверхности океана.

Введем теперь граничные условия по вертикали. На поверхности океана, в соответствии со сделанными выше предположениями, вертикальную составляющую скорости приравниваем величине пресного баланса. Однако, так как испаряющаяся вода и осадки не содержат солей, а турбулентный обмен солями с атмосферой здесь также отсутствует, получаем условие

$$z = H; \quad wS = 0, \quad k_z \frac{\partial S}{\partial z} = 0. \quad (6)$$

На нижней границе слоя полагаем известными перенос солей вертикальной адвекцией и вертикальным турбулентным обменом. Так как вертикальная скорость в пределах всего слоя связана только с пресным балансом поверхности, будем полагать ее неизменной по вертикали. Для движения, направленного вверх, необходимо учесть, что для компенсации испарения снизу должно подходить больше солёной воды, чем испаряется пресной, так как в поднимающейся воде часть объема занята солями.

Для движения, направленного вниз, никаких особенностей не возникает. С учетом сказанного условие для нижней границы слоя принимает вид

$$\begin{aligned} z = 0; \quad w > 0; \quad w_0 &= \frac{\Pi}{1 - S_0}, \quad w_0 S_0 = \frac{\Pi S_0}{1 - S_0}; \\ w < 0; \quad w_0 &= \Pi, \quad w_0 S_0 = \Pi S_0; \\ k_z \frac{\partial S}{\partial z} &= M_0, \end{aligned} \quad (7)$$

где Π обозначает разность между испарением и осадками. С учетом введенных условий уравнение (5) окончательно принимает вид

$$H \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} + U \frac{\partial \bar{S}}{\partial x} + V \frac{\partial \bar{S}}{\partial y} - w_0 S_0 = H k_l \Delta \bar{S} - M_0. \quad (8)$$

Граничные условия по горизонтали, как обычно для уравнений эллиптического типа, естественно задать в виде отсутствия обмена солями через твердый берег, что соответствует равенству нулю первой производной солености по нормали к берегу. На жидких частях границы задается значение нормальной производной солености или просто значение солености.

3. Метод численного решения

Поскольку входящие в уравнение (8) величины затруднительно представить для конкретных условий в океане в аналитической форме и ввиду сложности самого уравнения, решение его возможно лишь численным методом. Запишем (8) в более удобной форме. Разделим обе части на H и введем обозначение для задаваемых величин

$$\frac{1}{H} (w_0 S_0 - M_0) = N.$$

Тогда (8) принимает вид

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} = k_l \Delta S + N. \quad (9)$$

Здесь и далее для средних в слое величин u , v , S черта сверху опущена. Для решения (9) применим численный метод сеток. Разобьем на пространстве рассматриваемой области океана квадратную сетку с шагом, равным δl . Шаг по времени обозначим через δt . Введем конечноразностные координаты и время по соотношениям

$$x = i \delta l, \quad y = j \delta l, \quad t = \tau \delta t \quad (i, j, \tau = 0, 1, 2, \dots).$$

Представим производные в (9) в виде конечноразностных отношений, используя для обеспечения устойчивости решения «неявную» схему [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} &= \frac{S_{ij}^{\tau+1} - S_{ij}^{\tau}}{\delta t}, \quad u \frac{\partial S}{\partial x} = u_{ij}^{\tau+1/2} \frac{S_{i+1,j}^{\tau} - S_{i-1,j}^{\tau}}{2\delta l}, \\ v \frac{\partial S}{\partial y} &= v_{ij}^{\tau+1/2} \frac{S_{i,j+1}^{\tau} - S_{i,j-1}^{\tau}}{2\delta l}, \\ \Delta S &= \frac{1}{(\delta l)^2} (S_{i+1,j} + S_{i-1,j} + S_{i,j+1} + S_{i,j-1} - 4S_{ij})^{\tau+1}. \end{aligned} \quad (10)$$

Подставляя выражения производных из (10) в (9), получаем формулу для выполнения итерационного процесса

$$S_{ij}^{\tau+1} = A S_{ij}^{\tau} + B (S_{i+1,j} + S_{i-1,j} + S_{i,j+1} + S_{i,j-1})^{\tau+1} - C [u_{ij}^{\tau+1/2} (S_{i+1,j} - S_{i-1,j})^{\tau} + v_{ij}^{\tau+1/2} (S_{i,j+1} - S_{i,j-1})^{\tau}] + D N_{ij}^{\tau+1/2}, \quad (11)$$

где обозначено

$$\begin{aligned} A &= \frac{(\delta l)^2}{(\delta l)^2 + 4k_l \delta t}, \quad B = \frac{k_l \delta t}{(\delta l)^2 + 4k_l \delta t}, \\ C &= \frac{\delta t \delta l}{2[(\delta l)^2 + 4k_l \delta t]}, \quad D = \frac{(\delta l)^2 \delta t}{(\delta l)^2 + 4k_l \delta t}. \end{aligned} \quad (12)$$

4. Результаты расчета

Изложенный метод был применен для расчета формирования поля солёности верхнего слоя Северной Атлантики, толщина которого H была принята равной 200 м. Как известно, в пределах этого слоя сосредоточена основная часть годовых колебаний физических характеристик. Следует заметить, что необходимые для расчета величины и параметры, в первую очередь скорости переноса воды, могут быть приняты лишь как грубо ориентировочные величины. Поэтому, естественно, расчет не может дать результата, достаточно близкого к наблюдаемому полю солёности. Цель расчета была более скромной и состояла в том, чтобы качественно показать, как идет процесс формирования поля солёности верхнего слоя океана под действием основных определяющих солёность факторов, если в качестве исходного состояния принять гипотетически полную однородность слоя.

На пространстве Северной Атлантики была разбита квадратная сетка с таким расчетом, чтобы она наилучшим образом вписывалась в границы области (контуры сетки очерчены на рисунках). Шаг сетки принят $\delta l = 500$ км, шаг по времени $\delta t = 1$ месяц. Коэффициент горизонтального обмена был принят $k_l = 10^6$ см²/сек. Надо заметить, что величина этого коэффициента, в значительной мере проблематичная, не имеет

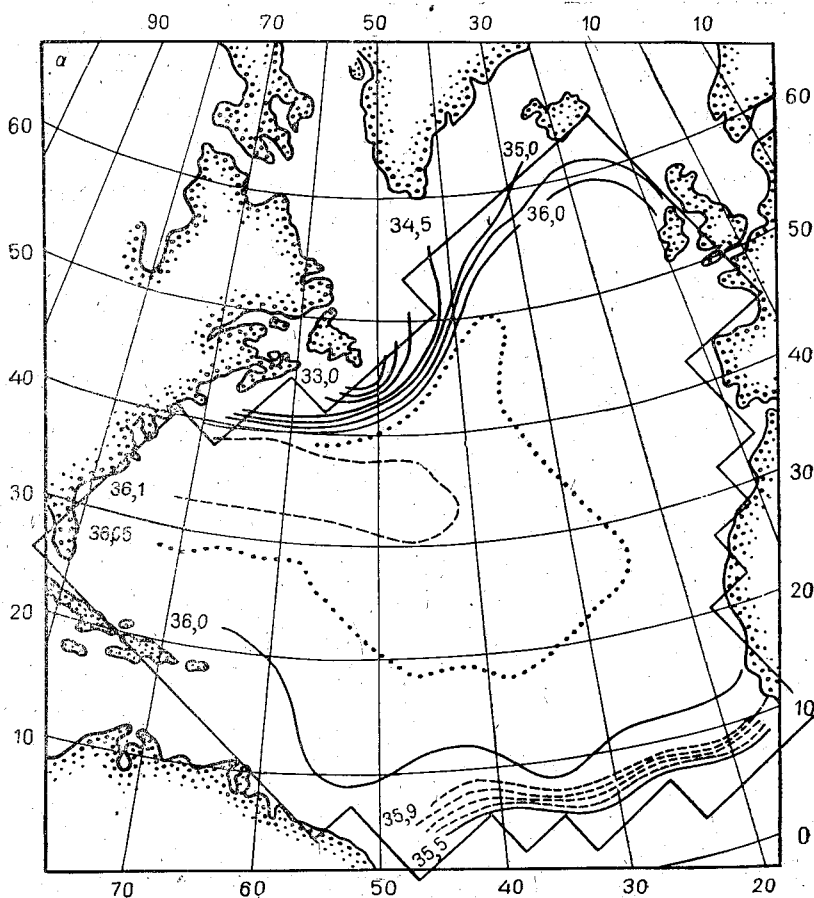
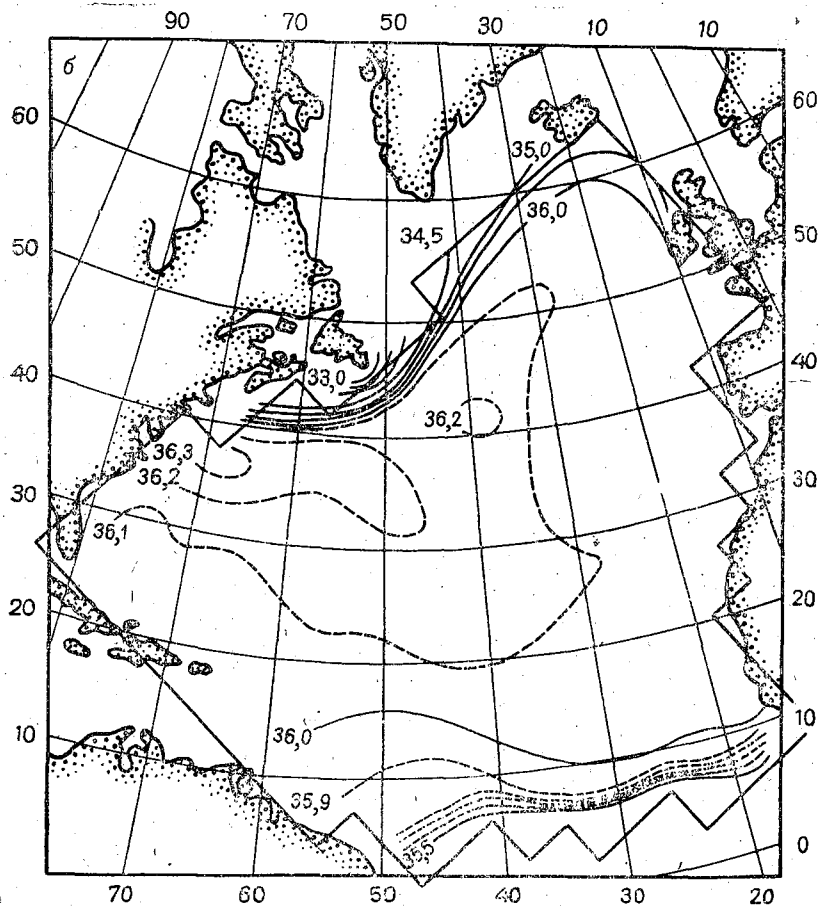


Рис. 1. Средняя по вертикали солёность слоя 0—200 м,
а — через 4 месяца;

принципиального значения для формирования поля солёности. Соответствующий член в уравнении (9) относительно невелик и играет роль фактора, «сглаживающего» поле солёности. Исходное значение средней по вертикали солёности слоя было принято по всей области равным 36‰ ($S=0,036$). Эта величина близка к действительно наблюдающейся средней солёности двухсотметрового слоя Северной Атлантики (рис. 2). Величины средней скорости переноса воды в слое были взяты из работы [3], в которой для всех месяцев года по среднему многолетнему атмосферному давлению приблизительно вычислены дрейфовые потоки, дающие основной вклад в циркуляцию верхнего слоя. Для составления ежемесячных карт пресного баланса поверхности океана были использованы средние многолетние данные из работ [5], [6], [9] и Морского атласа [7]. В работе [9] приведены данные кораблей погоды. Что касается коэффициента вертикальной турбулентной диффузии на горизонте 200 м, то для выбора его величины в настоящее время не имеется достаточных данных. По-видимому, по оценкам многих исследователей, на этой глубине в океане порядок величины k_z составляет от единиц до десятков $\text{см}^2/\text{сек}$ в зависимости от условий стратификации и турбулизирующих факторов. Не имея оснований для детализации распределения величин k_z примем его по всей области одинаковым и равным $1 \text{ см}^2/\text{сек}$. Справедливость этого предположения будет обсуждена после анализа ре-



вычисленная от начального однородного состояния, в ‰.
б — через 8 месяцев.

зультатов расчета. Наконец, необходимые для расчета значения солёности и ее вертикального градиента на уровне 200 м были взяты из материалов [8].

Для большей определенности начальное однородное состояние поля солёности было гипотетически приписано августу и счет велся шагами по времени начиная с сентября. Впрочем, момент начала счета не имеет принципиального значения и нужен постольку, поскольку условия на поверхности океана и перенос воды заданы для каждого месяца года. По контуру сеточной области были приняты смешанные граничные условия:

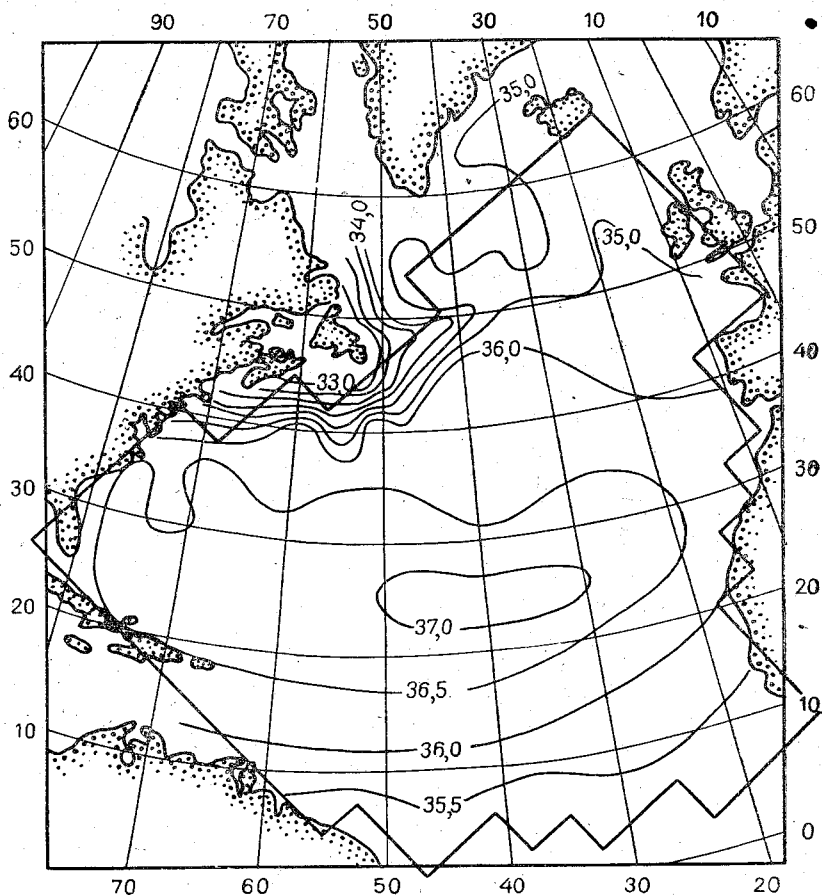


Рис. 2. Средняя по вертикали солёность слоя 0—200 м по наблюдениям, в ‰.

на жидких частях границы на северо-западе и юге задавались неизменные значения солёности по данным наблюдений; на твердых берегах принималась равной нулю нормальная к берегу производная солёности; на северо-востоке, где линии тока переноса выходят из области, задавать граничные условия не требуется.

На рис. 1 приведены результаты расчета по уравнению (11) после четырех и восьми шагов по времени, т. е. через 4 и 8 месяцев после начала процесса формирования поля солёности. На рис. 2 приведено распределение средней солёности слоя, составленное по материалам [8].

Из первых двух рисунков видно, как постепенно формируется максимум солёности в области преобладания осадков и одновременно снижается солёность в приэкваториальной области. За первые 4 месяца по-

вышение солёности в центре максимума достигло 0,15‰, и примерно на такую же величину снизилась солёность в расчётных точках в южной части.

К концу восьмого месяца отклонения вычисленной солёности от начальной в тех же областях достигли 0,3‰ в центре максимума и 0,2‰ на юге.

Наиболее существенное различие между рассчитываемым и наблюдаемым полями состоит в том, что в рассчитываемом поле центр максимума солёности оказывается смещённым к северо-западу. И это легко объясняется тем, что в расчёте коэффициент вертикальной диффузии на нижней границе слоя принят по всей области одинаковым. В действительности уже априори можно сказать, что в центральной части области, где слабы течения и вода сильно стратифицирована вследствие нагрева на поверхности, интенсивность вертикального обмена должна быть значительно меньше, чем в северо-западной части, находящейся под влиянием слабо стратифицированных и сильно турбулизованных вод системы Гольфстрима. Количественные оценки подтверждают эти соображения. Если ввести в расчёт соответствующие изменения в распределении величин k_z , усиление отвода солей в глубину турбулентным обменом в северо-западной части приблизит вид рассчитываемого поля солёности к наблюдаемому.

Схематичность принятого в расчёте k_z делает нецелесообразным продолжение расчёта на более длительное время, так как вычисляемое поле солёности не будет приближаться к наблюдаемому. Этого можно добиться только после уточнения распределения k_z и его сезонных изменений.

5. Заключение

Результаты численного эксперимента показывают, что важнейшим фактором, формирующим поле солёности верхнего слоя океана, является соотношение между вертикальным турбулентным обменом солями и переносом солей вертикальными движениями, обусловленными неуравновешенностью испарения и осадков на поверхности океана. Этот вывод о роли вертикального движения находится в хорошем согласии с результатами Робинсона и Стоммела [10], исследовавшими формирование термоклина в приложении к Северной Атлантике. Это естественно, так как поля температуры и солёности формируются в результате единого процесса переноса и диффузии. Следует лишь обратить внимание на одно существенное различие в трактовке природы вертикальных движений в указанном исследовании и в настоящей статье. Робинсон и Стоммел рассматривали океан до больших глубин и принимали во внимание вертикальные движения, связанные с конвекцией, обусловленной в их модели температурной неоднородностью значительной толщи океана глубиной порядка 1000 м. В нашей модели, охватывающей слой толщиной всего 200 м, эта составляющая вертикального движения не может быть учтена, и принимается во внимание движение, вызываемое компенсацией пресного баланса.

В обеих моделях на большей части области Северной Атлантики направления вертикальных движений в глубинах совпадают и, следовательно, производимые ими эффекты одинаковы. Количественные же оценки величин вертикальной скорости и коэффициента турбулентной диффузии различны. Так, Робинсон и Стоммел для нижней границы термоклина (около 800—1000 м) в Северной Атлантике получили оценки $w \approx 3,1 \cdot 10^{-5}$ см/сек (вверх) и $k_z \approx 0,85$ см²/сек. В нашей модели на горизонте 200 м коэффициент $k_z = 1$ см²/сек того же порядка величины. Вертикальная скорость при наблюдающемся в центре области превы-

шении испарения над осадками примерно в 12 *см/месяц* должна быть $w \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$ *см/сек*, т. е. значительно меньше, чем в модели двух авторов. Однако легко показать, что такое различие в принятых величинах w не отразилось существенно на полученных результатах.

Действительно, если предположить, что вертикальная скорость, связанная с термической конвекцией, добавляется на горизонте 200 м к учитываемому нами вертикальному движению, то получим возрастание скорости до $w \approx 3,6 \cdot 10^{-5}$ *см/сек*, т. е. почти на порядок. В то же время, как было показано выше, величина k_z на глубине 200 м должна быть увеличена на значительной части области. Косвенные определения k_z для потоков тепла [4] повсюду, кроме центральной части Северной Атлантики, дают величину также по крайней мере на порядок больше принятой в настоящем расчете. Если внести одновременно соответствующие поправки к вертикальной скорости и коэффициенту k_z , то это не изменит качественно результат расчета, так как при этом почти не изменится величина N в уравнении (9). Уточнение распределения величин k_z уже само по себе даст еще более близкий к действительности результат.

В заключение автор благодарит В. П. Теряеву, выполнившую подготовку материалов и весьма трудоемкие расчеты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Е. Кочин, И. А. Кибель, В. В. Розе. Теоретическая гидромеханика. Ч. I. Гос. изд. физ.-математ. лит.-ры. М., 1963.
2. Р. Д. Рихтмайер. Разностные методы решения краевых задач. М., ИЛ, 1960.
3. Л. А. Жуков. Расчет годового хода дрейфового переноса в верхнем слое Северной Атлантики. Труды ЛГМИ, вып. 17, 1964.
4. Л. А. Жуков. Об адвекции тепла течениями в верхнем слое Атлантического океана. Труды ЛГМИ, вып. 10, 1961.
5. Л. А. Строкина. Тепловой баланс Северной Атлантики. Труды ГГО, вып. 92, 1959.
6. Р. Ф. Сохрина, О. М. Челпанова, В. Я. Шарова. Давление воздуха, температура воздуха и атмосферные осадки северного полушария. Л., Гидрометеиздат, 1959.
7. Морской Атлас, т. II. Изд. главного штаба ВМС, 1953.
8. Основные черты гидрологии Атлантического океана. Под ред. А. М. Муромцева. Л., Гидрометеиздат, 1964.
9. G. B. Tuckey. Precipitation over the North Atlantic Ocean. Quart. J. Roy. Met. Soc., vol. 87, No 372, 1961.
10. A. Robinson, H. Stommel. The oceanic thermocline and the associated thermohaline circulation. Tellus, vol. 11, No 3, 1959. Русский перевод в сборнике «Проблемы океанической циркуляции». М., изд. «Мир», 1965.

О ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В ВЕРХНЕМ СЛОЕ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Л. А. Жуков

1. Введение

В настоящее время утвердилось представление о том, что в верхних слоях океана преобладают течения, возбуждаемые ветром. Однако плотностные течения также могут играть здесь значительную роль. Это было теоретически установлено П. С. Линейкиным [1], Стоммелом [2], А. С. Саркисяном [3] и др.

Обычно для определения плотностной составляющей циркуляции в океане пользуются геострофической моделью и основанным на ней «динамическим методом» Бьеркнеса. Различные недостатки этого метода обсуждались в обширной литературе. При этом почти не обращалось внимания на такой немаловажный недостаток, как невозможность учесть очертания берегов при составлении динамических карт. Динамические горизонталы часто упираются в берег или выходят из берега, создавая в этих местах не оправдываемую физически дивергенцию течений. Примером может служить представленная на рис. 1 динамическая карта поверхности Северной Атлантики, вычисленная относительно уровня 200 дб для летнего периода в основном по материалам, опубликованным в [4]. Изменения поверхности отсчета на более глубокую принципиально не меняет ход изолиний.

Причина неточности динамического метода у берегов состоит в том, что не учитывается неразрывность водной массы. Очевидно, что направленные к берегу или от берега геострофические течения должны создавать соответственно нагон или сгон и связанные с ними градиентные течения, направленные вдоль берега. Эти течения и должны в значительной мере компенсировать дивергенцию геострофического потока у берегов.

В статье делается попытка расчета горизонтальной геострофической циркуляции верхнего слоя океана, обусловленной климатической неоднородностью распределения плотности, с учетом очертаний берегов. На примере осенних сезонов МГТ выясняется возможная изменчивость этой циркуляции под влиянием различий в процессе охлаждения Северной Атлантики в 1957 и 1958 гг.

2. Постановка задачи

Вообще говоря, плотностное течение на каждом отдельном горизонте может иметь дивергенцию. Только рассматривая движение некоторого слоя можно полагать, что для него в целом дивергенция невелика.

Будем рассматривать интегральный по вертикали геострофический перенос в верхнем слое толщиной 200 м. Вертикальной составляющей движения пренебрегаем.

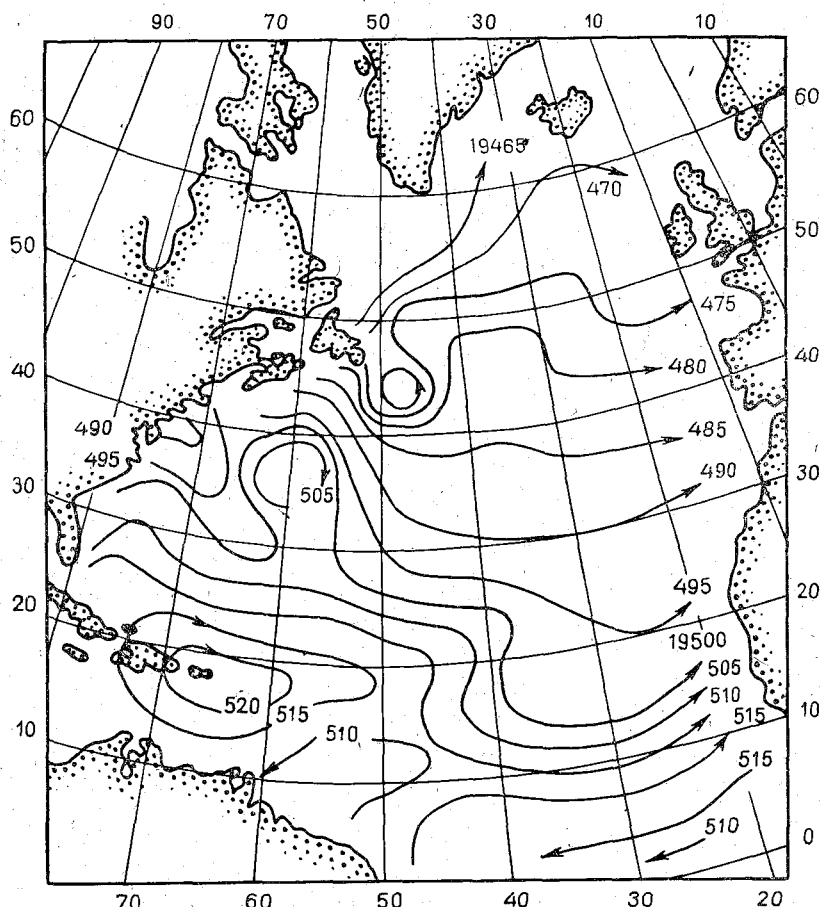


Рис. 1. Динамический рельеф поверхности относительно 200 дб. Высоты в дин. см.

Исходную систему уравнений движения и неразрывности запишем в виде

$$\Omega \rho v = \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1)$$

$$-\Omega \rho u = \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (2)$$

$$\partial p = -g \rho \partial z, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0. \quad (4)$$

Здесь обозначено как обычно:

u, v — составляющие скорости по осям координат x, y ,

ρ — плотность,

p — давление,

g — ускорение силы тяжести,

$\Omega = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса.

Расположим начало координат на нижней границе слоя и положительную ось z направим вверх. Обозначим толщину рассматриваемого слоя в невозмущенном состоянии через H , отклонения поверхности океана от невозмущенного состояния — через ζ . Проинтегрируем уравнения (1) и (2) по вертикали в пределах слоя от $z=0$ до $z=H+\zeta$, принимая плотность равной ее среднему по вертикали значению $\bar{\rho}$. Получим

$$\Omega \bar{\rho} S_y = \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (5)$$

$$-\Omega \bar{\rho} S_x = \frac{\partial P}{\partial y}. \quad (6)$$

Здесь введены обозначения для составляющих переноса в слое

$$S_x = \int_0^{H+\zeta} u dz, \quad S_y = \int_0^{H+\zeta} v dz \quad (7)$$

и

$$P = \int_0^{H+\zeta} p dz. \quad (8)$$

Воспользовавшись уравнением статики (3) и полагая на поверхности океана $p \cong 0$, получаем для P из (8)

$$P = -\frac{1}{2} g \bar{\rho} (H + \zeta)^2. \quad (9)$$

Объединим уравнения (5) и (6) перекрестным дифференцированием и сложением. Получим

$$\frac{\partial \Omega \bar{\rho} S_y}{\partial x} - \frac{\partial \Omega \bar{\rho} S_x}{\partial y} = \Delta P. \quad (10)$$

Здесь Δ обозначает плоский лапласиан.

Уравнение неразрывности (4) позволяет ввести потенциальную функцию тока ψ и выразить через нее составляющие переноса воды соотношениями

$$S_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad S_y = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (11)$$

В справедливости соотношений (11) легко убедиться, проинтегрировав (4) в пределах слоя и подставив в него выражения (11). Заметим, что во всех этих соотношениях $\bar{\rho}$ является функцией горизонтальных координат.

Вводя (11) в (10) и учитывая (9), после несложных преобразований получаем уравнение для функции тока ψ

$$\Delta \psi + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \Omega}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial \Omega}{\partial y} \right) = \frac{g}{2\Omega} \Delta \bar{\rho} (H + \zeta)^2. \quad (12)$$

Таким образом, задача сведена к решению дифференциального уравнения эллиптического типа (12), в котором правую часть можно полагать известной (если известны распределения плотности и рельеф поверхности океана). По контуру рассматриваемой области океана должны быть заданы соответствующие граничные условия для ψ .

3. Метод численного решения

Для решения уравнения (12) применим метод сеток. Разобьем на пространстве рассматриваемой области океана квадратную сетку с шагом, равным h . Заменяя в точках с координатами $(x_0 + ih, y_0 + kh)$ про-

изводные, входящие в (12), через отношения конечных разностей, можно для каждого внутреннего узла сетки (i, k) составить разностное уравнение вида

$$\begin{aligned} & \psi_{i+1, k} \left(1 + \frac{\Omega_{i+1, k} - \Omega_{i-1, k}}{4\Omega_{ik}} \right) + \psi_{i-1, k} \left(1 - \frac{\Omega_{i+1, k} - \Omega_{i-1, k}}{4\Omega_{ik}} \right) + \\ & + \psi_{i, k+1} \left(1 + \frac{\Omega_{i, k+1} - \Omega_{i, k-1}}{4\Omega_{ik}} \right) + \psi_{i, k-1} \left(1 - \frac{\Omega_{i, k+1} - \Omega_{i, k-1}}{4\Omega_{ik}} \right) - \\ & - 4\psi_{ik} = \frac{g}{2\Omega_{ik}} [\bar{\rho} (H + \zeta)_{i+1, k}^2 + \bar{\rho} (H + \zeta)_{i-1, k}^2 + \bar{\rho} (H + \zeta)_{i, k+1}^2 + \\ & + \bar{\rho} (H + \zeta)_{i, k-1}^2 - 4\bar{\rho} (H + \zeta)_{ik}^2]. \end{aligned} \quad (13)$$

Известно [5], что такая система разрешима. В частности, для нее имеет место сходимость итерационного процесса. Разрешая (13) относительно ψ_{ik} получаем формулу для выполнения итераций.

4. Результаты расчетов

Из изложенной схемы были выполнены расчеты для верхнего слоя Северной Атлантики толщиной 200 м. Вычисления проделаны студентом ЛГМИ И. А. Борисовым в его дипломной работе. На пространстве Северной Атлантики от экватора до 60° с. ш. была разбита квадратная сетка с шагом $h=500$ км. Для уменьшения искажения линейных размеров использовалась карта в равноугольной конической проекции.

Для того чтобы сеточная область лучше вписывалась в контур берегов, ось x была направлена на северо-восток, ось y — на северо-запад. Рассматриваемая область океана для простоты учета граничных условий полагалась замкнутой, поэтому во всех граничных точках функция ψ принята равной нулю, что физически соответствует непротеканию воды через границы.

Для счета по уравнению (13) необходимо знать рельеф поверхности океана ζ . Эта величина определялась по заданному для расчета полю средней по вертикали плотности. Предполагалось, что на нижней границе слоя отсутствует движение и горизонтальные градиенты давления равны нулю:

$$z=0, \quad \frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial p}{\partial y} = 0$$

или, интегрируя (3) в пределах от $z=0$ до $z=H+\zeta$ и полагая на поверхности $p=0$, получаем

$$z=0, \quad \frac{\partial}{\partial x} \bar{\rho} g (H + \zeta) = \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} g (H + \zeta) = 0. \quad (14)$$

Решая численно уравнение (14), определяем рельеф поверхности океана. Поскольку это уравнение первой степени, необходимо в одной из точек сетки принять величину ζ известной, например равной нулю. После определения ζ можно выполнять итерационный процесс по уравнению (13).

Один из расчетов был выполнен для характерного летнего распределения плотности. Средние из многолетних наблюдений были взяты для августа в основном из [4] и дополнены другими материалами. Рельеф поверхности океана, вычисленный по уравнению (14), качественно незначительно отличался от динамической карты рис. 1. При вычислении было задано $\zeta=0$ в точке, где плотность $\bar{\rho}$ оказалась близкой к среднему ее значению по всей Северной Атлантике, поэтому значения $H+\zeta$ колебались близко около 200 м, достигая крайних величин отклонений около 30 см в северной части и 22 см в южной части области.

Результаты вычисления переноса воды, приведенные на рис. 2, показывают, что в летний период существуют две основных горизонтальных плотностных циркуляции в южной части и несколько более мелких на северо-западе. По сравнению с динамической картой рис. 1, вычисленный перенос в верхнем слое дает более логичную картину движения.

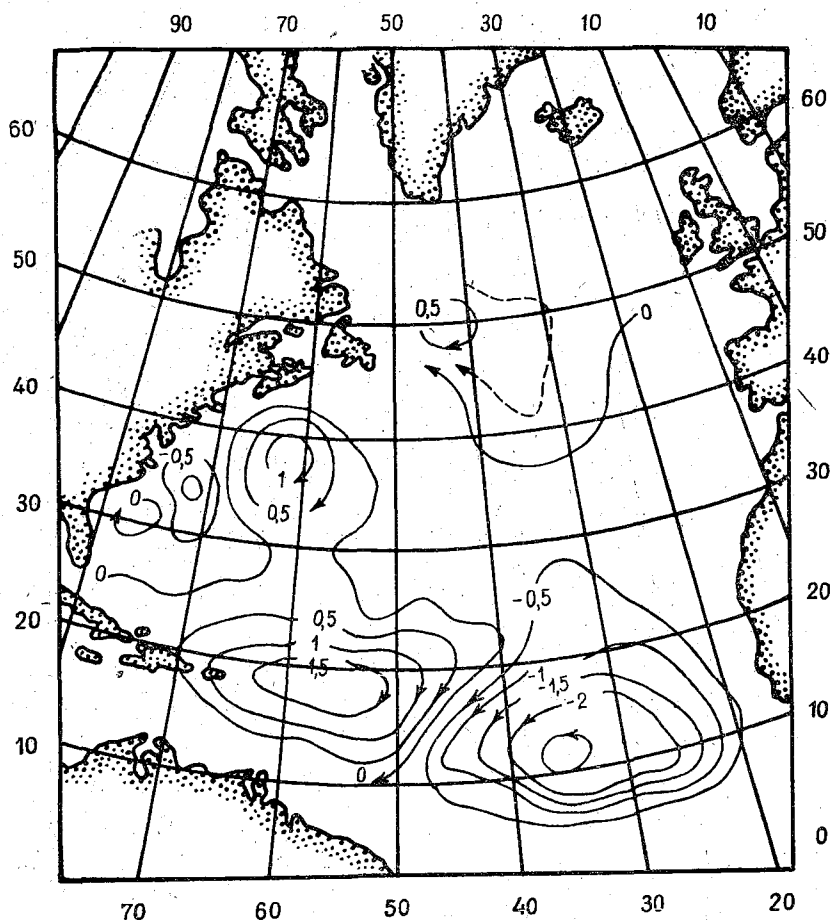


Рис. 2. Перенос воды в слое 0—200 м в августе по средним многолетним данным плотности (млн. $\text{м}^3/\text{сек}$).

Как видно, плотностная составляющая циркуляции в одних местах совпадает по направлению с дрейфовой, в других противодействует ей. Сравнение с вычислениями дрейфовой переноса в том же слое [6] показывает, что плотностной перенос в отдельных местах может достигать четвертой части дрейфовой переноса и более, как это наблюдается, например, в южной части. При этих оценках следует учесть, что при расчетах плотностного переноса предполагалось отсутствие движения на нижней границе слоя, что не соответствует действительности и, по-видимому, занижает рассчитанные величины.

Результат даже весьма приближенного расчета указывает на то, что вклад плотностной составляющей в циркуляцию верхнего слоя Северной Атлантики в отдельных районах может быть заметным. В связи с этим представляет интерес выяснить, насколько этот вклад может изменяться в сезонном ходе и от года к году.

Как показано в работе [6], охлаждение Северной Атлантики в осенние месяцы МГГ происходило различно в 1957 и 1958 гг. По-видимому, это различие должно было отразиться и на циркуляции вод. Для выяснения этого были рассчитаны плотностные переносы двухсотметрового слоя в ноябре того и другого года. В качестве исходных данных для рас-

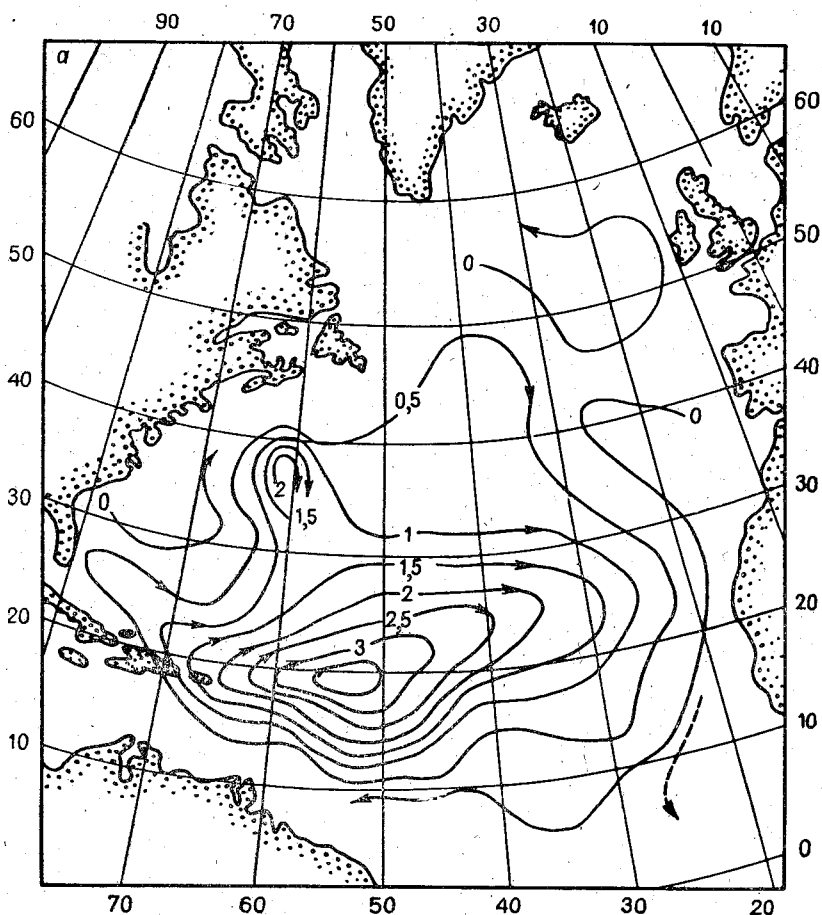


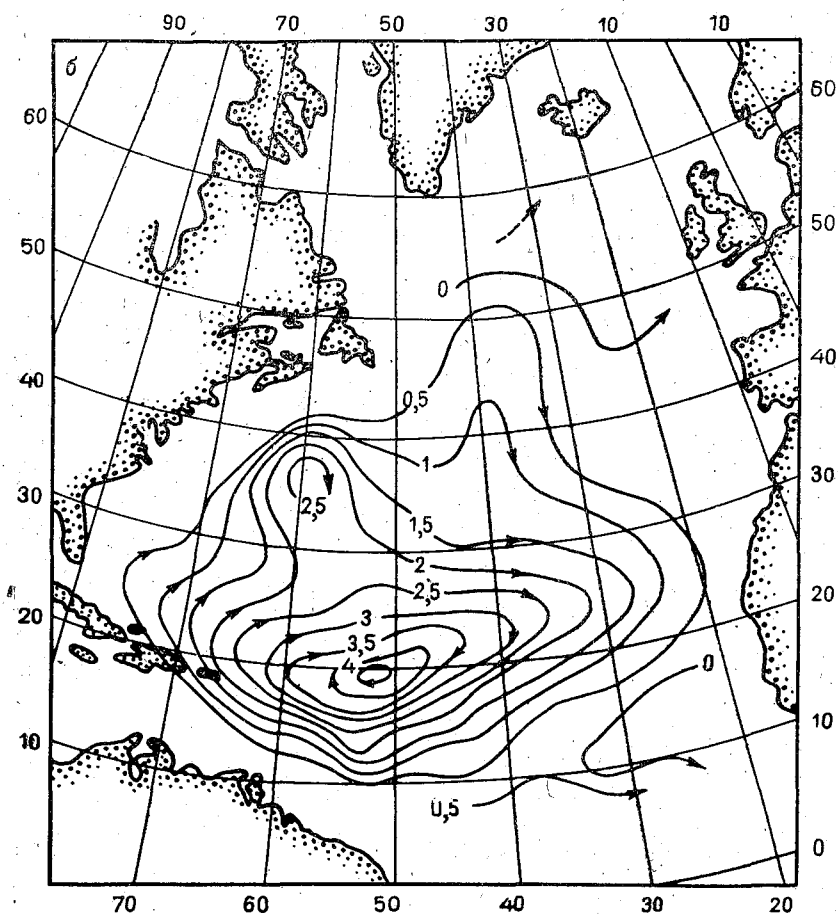
Рис. 3. Перенос воды в слое 0 — 200 м, обуслов а — ноябрь 1957 г.,

чета была взята плотность, определенная по температуре слоя, вычисленной в указанной работе [6] при постоянном значении солёности 35‰. Солёность была принята постоянной потому, что для рассматриваемых месяцев в упомянутой работе она не вычислялась, других же достаточных для использования в расчете данных по солёности не имеется. Таким образом, переносы, представленные на рис. 3, показывают только термическую часть плотностной циркуляции.

Как видно из рисунка, термическая горизонтальная циркуляция в осенние месяцы более сходна с наблюдаемой системой течений верхнего слоя, чем плотностной перенос в летнее время. Величины термического переноса составляют до 20—25% ветрового переноса, вычисленного для этих месяцев в работе [6].

Между двумя рассматриваемыми месяцами имеется заметное различие как в интенсивности переноса, так и в характере линий тока.

Ноябрь 1958 г. отличался от ноября 1957 г. тем, что по всей системе Гольфстрима перенос теплых вод дрейфовыми потоками был в 1958 г. более интенсивным. Это обстоятельство отразилось, как видно, не только на распределении температуры, но и на переносе вод. Таким образом, приведенный пример иллюстрирует своеобразный процесс «обратной



ленный распределением температуры (млн. $M^3/сек$)

6 — ноябрь 1958 г.

связи», когда усиление дрейфовой циркуляции в ноябре 1958 г. по сравнению с тем же месяцем 1957 г. соответствующим образом изменило поле плотности, что в свою очередь оказало влияние на перенос вод, усилив термическую составляющую плотностной циркуляции.

ЛИТЕРАТУРА

1. П. С. Линейкин. Основные вопросы динамической теории бароклинного слоя моря. Л., Гидрометеониздат, 1957.
2. Г. Стоммел. Гольфстрим. М., ИЛ, 1963, стр. 180—190.
3. А. С. Саркисян. Адвекция плотности и интенсификация ветровых течений к западному побережью океана. ДАН СССР, т. 134, № 6, 1960.
4. Основные черты гидрологии Атлантического океана. Л., Гидрометеониздат, 1963.
5. И. С. Березин, Н. П. Жидков. Методы вычислений, т. II. М., ГИФМЛ, 1960.
6. Л. А. Жуков. Развитие охлаждения верхнего слоя Атлантического океана в осенние месяцы МГГ. Тр. ЛГМИ, вып. 16, 1962.

ОЦЕНКА ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПОТОКОВ ТЕПЛА В ВЕРХНЕМ СЛОЕ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Н. Л. Козутовский

Принято считать, что наиболее активным слоем океана является слой толщиной около 200 м. Для различных целей интересно знать обмен между этим слоем и глубинными водами, в частности теплом.

Приближенное определение потока тепла через горизонт 200 м было выполнено Л. А. Жуковым [1], причем явно не хватало соответствующих исходных материалов наблюдений. Со времени опубликования статьи [1] появился ряд работ, освещающих климатологические и гидрологические характеристики атмосферы и океана по более полным и новым материалам наблюдений, накопленных за прошедшее время [2, 3].

В настоящей работе предпринята попытка определения величин вертикальных потоков тепла через различные горизонты в деятельном слое океана и количественного их сравнения с факторами, обуславливающими эти потоки.

1. Методика определения вертикальных потоков тепла и анализ исходных данных

В качестве исходных данных были взяты среднемесячные вертикальные распределения температуры в океане, приведенные в работе [3], ежемесячные карты: радиационного баланса, затрат тепла на испарение и турбулентного теплообмена между поверхностью океана и атмосферой из атласа [4] и ежемесячные карты неперiodических поверхностных течений, помещенных в атласе [5].

Вертикальные потоки тепла в океане, вычисленные на основе материалов глубоководных гидрологических наблюдений, являются следствием теплообмена между атмосферой и океаном через его поверхность и адвекции тепла течениями. Известно, что при наличии данных об изменении температуры деятельного слоя океана за определенный промежуток времени коэффициент турбулентной теплопроводности для любого горизонта можно вычислить, исходя из уравнения теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (1)$$

где k_z — переменный коэффициент.

Интегрируя уравнение (1) от z до H , где H — глубина, на которой температура во времени не меняется, т. е. глубина термически деятельного слоя, имеем

$$\int_z^H \frac{\partial T}{\partial t} dz = k_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_z^H. \quad (2)$$

Обозначив через $\bar{T}$ среднюю температуру слоя $H - z$, получаем

$$\int_z^H \frac{\partial T}{\partial t} dz \approx \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} (H - z). \quad (3)$$

Располагая двумя последовательными вертикальными распределениями температуры в одной точке (рис. 1), мы можем определить вертикальный тепловой поток через любой горизонт за время между глубоководными наблюдениями $(t_2 - t_1)$.

Теплосодержание для любого вертикального распределения температуры в слое $(H - z)$ равно

$$Q_{(H-z)} = \bar{T} (H - z) \quad (4)$$

при значениях сечения вертикального столба воды, средней плотности и средней теплоемкости морской воды, равных единице. За промежуток времени $\Delta t = t_2 - t_1$ теплосодержание изменится на $\Delta Q = Q_2 - Q_1$, а средний поток тепла через горизонт z за единицу времени, с учетом (4), будет равен

$$\frac{\Delta \bar{T}}{\Delta t} (H - z) \approx \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} (H - z), \quad (5)$$

но согласно (2) и (3)

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} (H - z) \approx \int_z^H \frac{\partial T}{\partial t} dz = k_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_z^H,$$

а следовательно, мы можем записать, что

$$k_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_z^H \approx \frac{\Delta \bar{T}}{\Delta t} (H - z). \quad (6)$$

Выбирая H на нижней границе деятельного слоя, где поток тепла равен нулю, получим выражение для потока тепла через горизонт z

$$k_z \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{(H - z) (\bar{T}_2 - \bar{T}_1)}{t_2 - t_1}. \quad (7)$$

Таким образом, по двум последовательным вертикальным распределениям температуры в одной точке (квадрате), можно получить тепловые потоки и их изменение с глубиной.

При выборе глубины деятельного слоя H , входящего в формулу (7), встретился ряд затруднений, так как в идеальном случае на нижней границе деятельного слоя кривые вертикального распределения средне-

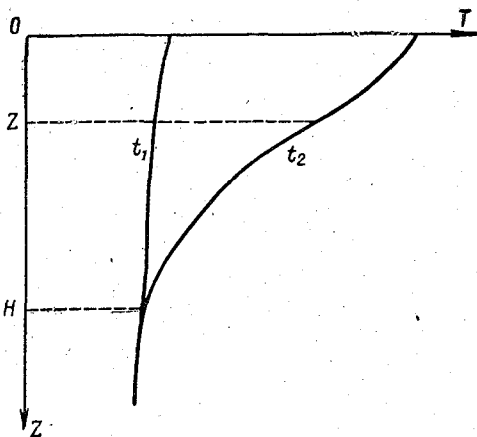


Рис. 1.

месячных температур воды должны сходиться в одной точке. От горизонта этой точки и рассчитываются вертикальные потоки тепла через различные горизонты. Однако в процессе выполнения работы было замечено, что в субтропических и умеренных широтах среднемесячные кривые вертикального распределения температуры в квадратах, расположенных в восточной части Северной Атлантики, сходятся достаточно близко уже на горизонте 150—200 м, после чего идут параллельным пучком до больших глубин с постоянным вертикальным градиентом температуры. Распределение поверхностных точек температурных кривых имеет сравнительно правильный порядок в смысле календарной последовательности (см. рис. 2, а, квадраты 182, 146, 110, 74, 75, 38).

По мере перемещения к западу глубина достаточно близкого схождения температурных кривых увеличивается до 1000—1400 м, при этом распределение поверхностных точек температурных кривых не сохраняет календарной последовательности (квадраты 219, 185, 149, 150, 115, 116 и др.).

Анализ вертикального распределения температур и солёности, а также течений в указанных квадратах показал, что причиной значительного углубления схождения температурных кривых и нарушения их последовательности на поверхности в западных районах Северной Атлантики являются, по-видимому, сильные течения, а также их изменения.

Чтобы исключить влияние течения на результаты вычислений вертикальных потоков тепла, сказывающееся в разбросе кривых до глубин, значительно больших деятельного слоя, и связанных с этим завышением или занижением модулей потоков тепла в зависимости от взаимного расположения кривых, необходимо было добиться совмещения выбранных кривых в одной точке на определенном горизонте. Совмещение температурных кривых в одной точке на выбранном горизонте осуществлялось путем одинакового смещения всех точек температурной кривой, расположенных выше этого горизонта.

Абсолютная величина температуры в точке совмещения температурных кривых роли не играет, так как при вычислении тепловых потоков использовались не абсолютные величины температур, а их разности.

Попытка искусственного сведения температурных кривых на различных горизонтах (300 м, горизонт максимального схождения температурных кривых и т. д.) дала наилучшие результаты при сведении кривых на горизонте, где прекращаются сезонные изменения градиента температуры, независимо от разброса кривых. При таком способе сведения кривых их поверхностные точки занимали приблизительно соответствующие им места.

2. Вертикальные потоки тепла для периода нагревания

Недостаточная полнота освещения большинства квадратов осредненными по многолетним наблюдениям данными не позволила определить потоки тепла для каждого месяца или сезона. По этой причине вертикальные потоки тепла вычислялись для периода нагревания, а среднемесячные значения потоков тепла были получены делением изменения теплосодержания за период нагревания на время нагревания в месяцах. Для квадратов, достаточно полно освещенных наблюдениями, потоки тепла вычислялись также помесечно. Результаты таких помесечных вычислений потоков тепла оказались вполне сравнимыми со среднемесячными потоками тепла, полученными для всего времени нагревания.

Вертикальные потоки тепла для периода нагревания представлены на рис. 2, б, в, г, в $\text{ккал/см}^2 \text{ месяц}$.

В порядке количественной оценки месячных потоков тепла через различные горизонты, вычисленных по данным глубоководных гидрологических наблюдений, для некоторых квадратов в верхнем 25-метровом слое океана суммировались значения теплового баланса океана для периода нагревания и адвекция тепла течениями.

Вертикальный поток тепла в океане, направленный в период нагревания в сторону более глубоких слоев воды, должен компенсироваться за счет поступления тепла из атмосферы через поверхность океана и адвекцией тепла поверхностными течениями.

Количество тепла (A), поступающего в воду через поверхность океана (для периода нагревания), определялось для каждого квадрата суммированием по ежемесячным картам [4]:

радиационного баланса поверхности океана (R),

затрат тепла на испарение (LE),

турбулентного теплообмена между поверхностью океана и атмосферой (P)

$$A = R - LE - P. \quad (8)$$

Для вычисления адвекции тепла в поверхностном слое океана по ежемесячным картам непериодических поверхностных течений [1] определялось результирующее течение ($\bar{U}$) для 10-градусного квадрата за период нагревания, и по карте горизонтального распределения температуры в океане летом, данной в приложении к [6], на горизонте 10 м определялся горизонтальный градиент температуры в направлении течения $\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)$.

Адвективное изменение теплосодержания за месяц определялось из выражения

$$\Delta Q_{\text{адв}} = \bar{U} \frac{\partial T}{\partial x} \cdot h \cdot S \cdot \bar{\rho} \cdot \bar{c},$$

или

$$\Delta Q_{\text{адв}} = \bar{U} \frac{\partial T}{\partial x} \cdot 2,5 \cdot 10^3 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{месяц}$$

при значениях $\bar{c}$, $\bar{\rho}$ и S , принятых равными единице, и $h = 25$ м. Знак адвективного потока тепла принимался положительным, если течение направлено в сторону уменьшения температуры.

Результаты определений месячных потоков тепла, поступающего из атмосферы через поверхность океана (A), тепла, адвектируемого течениями в слое 0—25 м за месяц ($\Delta Q_{\text{адв}}$), и изменение теплосодержания слоя в виде разности вертикальных потоков тепла в океане через его поверхность и горизонт 25 м ($\Delta Q_{\text{набл}}$) представлены в табл. 1.

Таблица показывает, что сумма A и $\Delta Q_{\text{адв}}$ в большинстве квадратов одного знака и порядка с $\Delta Q_{\text{набл}}$. Исключением являются квадраты 5 и 41, где фактические потоки тепла $\Delta Q_{\text{набл}}$ оказались выше ожидаемых (полученных как сумма A и $\Delta Q_{\text{адв}}$)

и квадрат 115, где фактический поток оказался значительно ниже ожидаемого.

Таблица 1

Номера квадратов	A	$\Delta Q_{\text{адв}}$	$\Delta Q_{\text{набл}}$
183	4,1	-1,6	2,8
146	5,5	-1,0	3,5
147	4,8	-1,3	3,0
111	5,0	-1,6	2,2
113	4,9	-1,6	3,5
115	8,7	-8,4	2,7
76	4,1	-0,9	1,7
77	3,9	-0,9	2,1
41	2,3	-0,7	3,9
42	2,1	-1,7	0,7
4	2,2	-0,8	1,5
5	1,2	-1,0	4,3

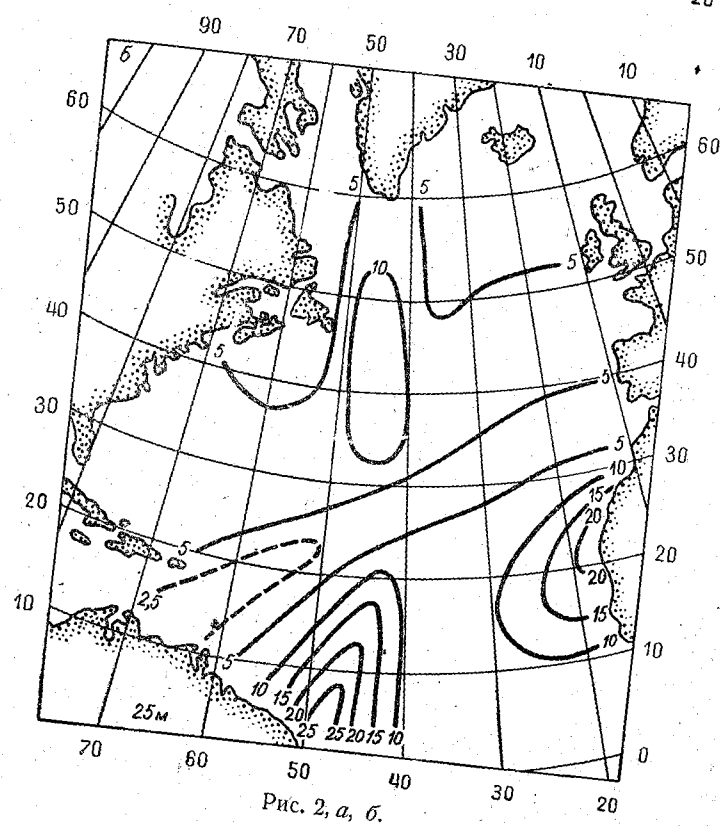
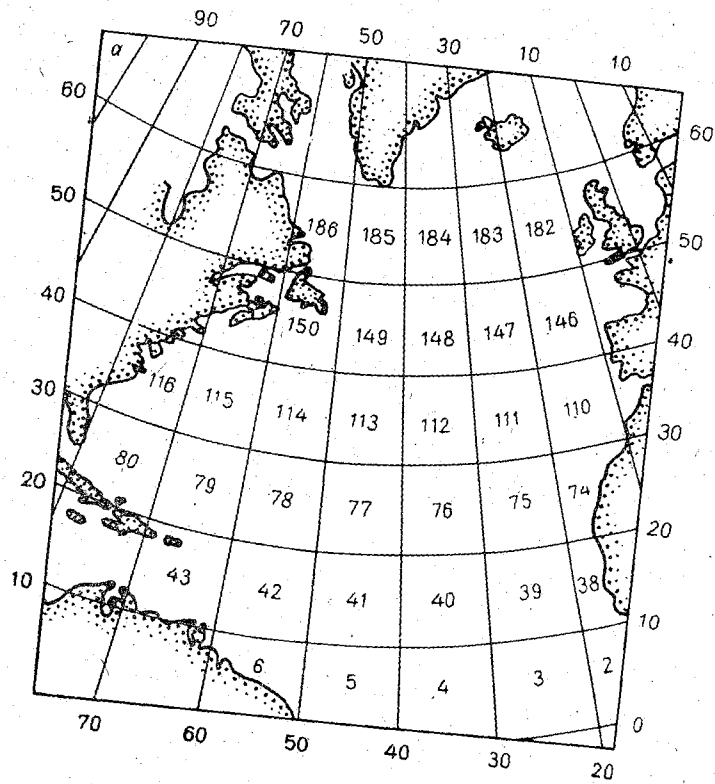


Рис. 2, а, б.

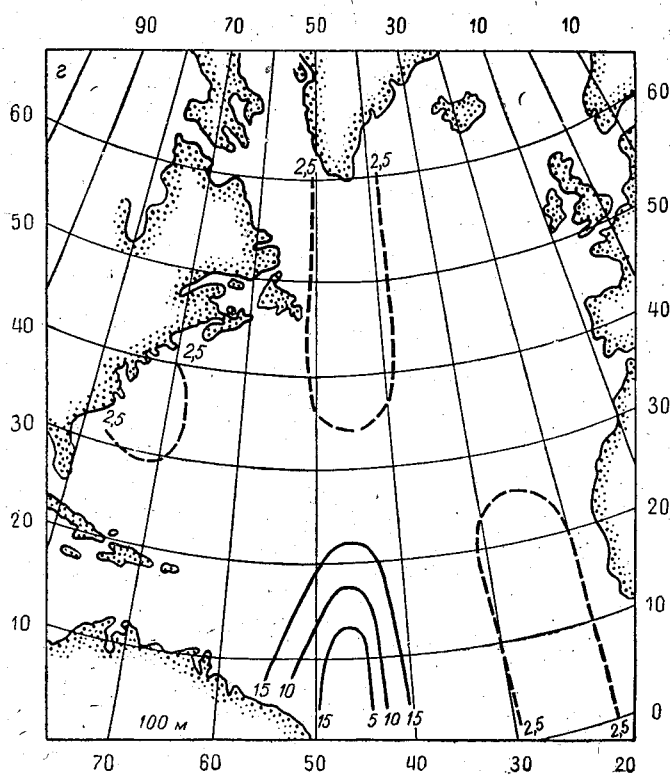
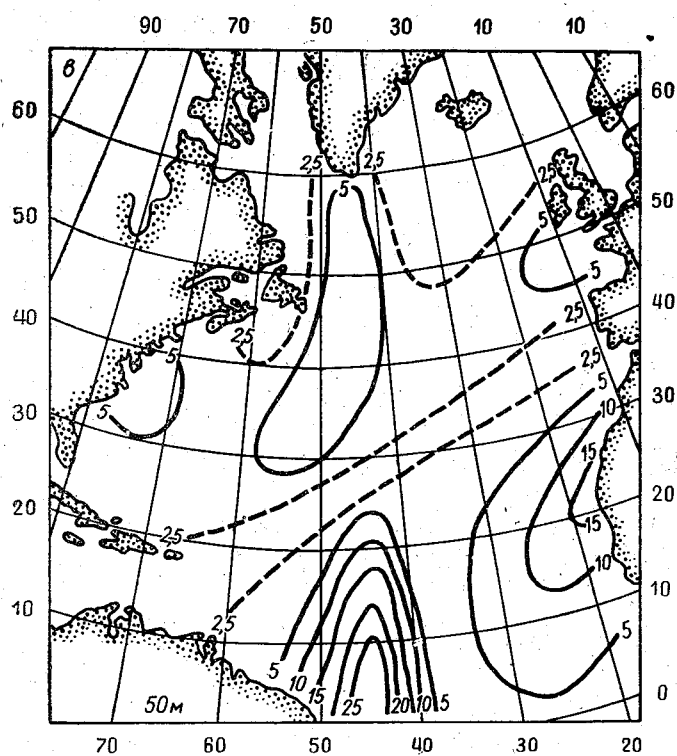


Рис. 2, в, з.

В первом случае повышение температуры воды связано, по-видимому, с выносом теплых вод Гвианским течением, которые хорошо прослеживаются на всех трех горизонтах (рис. 2), а в последнем охлаждение связано, по-видимому, с выходом холодных вод Лабрадорского течения.

Таким образом, вычисленные по материалам глубоководных гидрологических наблюдений вертикальные потоки тепла через горизонты 25, 50, 100 и 150 м можно полагать близкими к действительным.

Анализ полученных результатов показывает, что вертикальные потоки тепла, вычисленные для периода нагревания, с глубиной быстро затухают, особенно в районах минимального адвективного переноса тепла, и на горизонте 150 м достигают 5—10 % от значения их на поверхности.

Последнее обстоятельство позволяет сделать предположение, что вычисленные вертикальные потоки тепла через различные горизонты представляют собою только некоторую часть (сезонную) от действительного вертикального потока тепла.

В самом деле, в то время как указанная сезонная часть вертикального потока тепла с глубиной быстро убывает и на горизонте 200 м становится ничтожно малой, существует постоянный градиент температуры на этом горизонте и значительно ниже его. А это свидетельствует о наличии постоянного вертикального потока тепла как в деятельном слое, так и значительно ниже его, который способствует сохранению постоянного градиента температуры независимо от сезона.

Вполне естественно, что поскольку метод, использованный для вычисления вертикальных потоков тепла, основывается только на сезонных изменениях вертикального распределения температуры, он не учитывает вышеуказанного постоянного вертикального потока тепла. Можно предположить, что вычисленные потоки тепла являются добавлением к этому постоянному вертикальному потоку тепла и появляются в период нагревания в деятельном слое в тех пределах, в которых они прослеживаются на картах (рис. 2).

3. Вертикальные потоки тепла для периода охлаждения

В качестве исходных данных были приняты теплосодержания для наиболее теплого и наиболее холодного месяцев, вычисленные ранее при определении вертикальных потоков тепла для периода нагревания. Но для периода охлаждения, как правило, абсолютные величины потоков получились больше, так как сам период охлаждения в большинстве случаев короче периода нагревания и только в некоторых случаях периоды равны. Модуль разности теплосодержаний самого холодного и самого теплого периодов сохранялся тот же самый, и при уменьшении периода охлаждения естественно, что величины вертикального потока, увеличивались.

Результаты определения сезонных составляющих вертикальных потоков тепла в $\text{ккал/см}^2 \cdot \text{месяц}$ для периода охлаждения через горизонты 25, 50, 100 м приведены на рис. 3.

Как и для периода нагревания, районы наибольших значений сезонных составляющих вертикальных потоков тепла расположены в местах устойчивых течений, где температурный режим воды почти не меняется в течение года, а температура воздуха подвержена значительным годовым колебаниям. Более устойчивые и надежные результаты получились для зоны умеренных широт, где отчетливо выражаются в годовом ходе температуры один максимум и один минимум. Для экваториальной зоны и для некоторых квадратов тропической зоны, где в годовом ходе температуры появляются вторые экстремальные значения, и для райо-

нов фронтальной зоны между теплыми и холодными течениями, где существуют несколько экстремальных значений в годовом ходе температуры, результаты определений вертикальных потоков тепла менее надежны и менее согласованы между собою.

По этой же причине в районе Гвианского течения вертикальные потоки тепла получились явно завышенными. По-видимому, для районов, где наблюдаются в годовом ходе температуры два и более экстремальных значений, следует изменить методику определения сезонных составляющих вертикальных потоков тепла.

4. Вертикальные потоки тепла по материалам конкретных наблюдений

В порядке проверки принятой методики и контроля полученных результатов было произведено определение вертикальных потоков в одном из районов Северной Атлантики на конкретных материалах глубоководных гидрологических наблюдений за 1958 г.

В качестве исходных материалов были использованы результаты экспедиционных исследований, выполненные весной и осенью 1958 г. в Северной Атлантике специальными экспедиционными судами «Ломоносов», «Дискавери II», «Гаусс» и «Антон Дорн». Были подобраны 144 пары повторных (одно наблюдение для весны, другое для осени) глубоководных гидрологических наблюдений приблизительно для одних и тех же пунктов. Материал был обработан по предложенной в первом разделе методике с той только разницей, что если ранее глубина деятельного слоя определялась по схождению среднемесячных многолетних кривых вертикального распределения температуры, то для выбранной пары конкретных наблюдений глубина деятельного слоя принималась такой же, как и в [7], так как схождение двух конкретных кривых недостаточно для определения деятельного слоя.

В результате обработки указанных конкретных материалов для одного из районов Северной Атлантики были получены схемы вертикальных потоков тепла на различных горизонтах для периода нагревания. На рис. 4 показаны вертикальные потоки тепла в $\text{ккал/см}^2 \cdot \text{месяц}$ через горизонты 20, 50 и 100 м.

Для оценки вертикальных потоков тепла, вычисленных по материалам конкретных наблюдений, результаты вычислений сравнивались с суммой теплового баланса поверхности океана и адвекцией тепла в рассматриваемый район.

Тепловой баланс поверхности океана, как среднемесячная величина для периода нагревания, определялся по ежемесячным картам, построенным в ГГО по новейшим данным [2].

Адвекция тепла течениями взята из расчетов М. С. Потайчук, основывающихся на материалах гидрологических разрезов, выполненных в 1958 г. в интересующем нас районе Северной Атлантики [8]. Поскольку адвекция тепла рассчитана М. С. Потайчук для 200-метрового слоя, то и вертикальный турбулентный обмен рассматривался через горизонт 200 м.

Результаты сравнения, выраженные в $\text{ккал/см}^2 \cdot \text{сек}$, сведены в табл. 2.

Из табл. 2 видно, что для всего района, расположенного между разрезами I—IV, вертикальные потоки тепла, вычисленные по материалам глубоководных гидрологических наблюдений ($Q_{200 \text{ м}}^{\text{верт}}$) соответствуют сумме тепла, поступающего в район посредством адвекции ($Q_{\text{адв}}$) и теплообмена с атмосферой (тепловой баланс поверхности океана — A).

Для района между разрезами IV—V такого соответствия не наблюдается, что связано, по-видимому, с большим завышением адвекции в

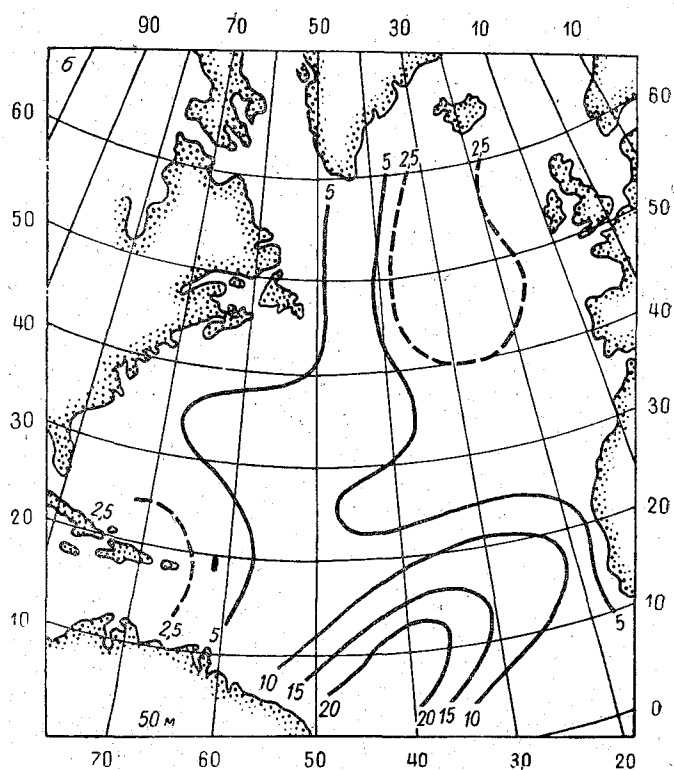
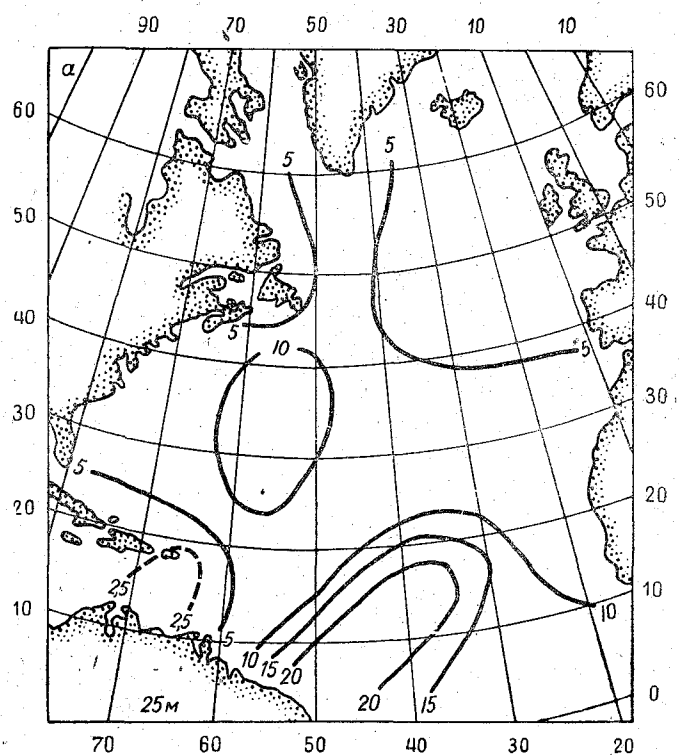


Рис. 3, а, б.

этом районе по расчетам М. С. Потайчук. Причем, кроме большого отклонения в сторону завышения, адвекция в этом районе имеет знак, противоположный соседним районам.

Сравнение схем, полученных по материалам конкретных наблюдений, со схемами, полученными на основе среднемесячных многолетних данных, показывает, что имеет место сравнительно хорошая, как в смысле географического положения, так и с количественной стороны, согласованность потоков тепла для периода нагревания.

Величины вертикальных потоков тепла, полученные по материалам конкретных наблюдений, несколько больше потоков, полученных по многолетним наблюдениям, а схемы распределения вертикальных потоков тепла более подробные.

Анализ гидрометеорологической обстановки за этот период позволил установить, что указанное отклонение вертикальных потоков тепла в 1958 г. в сторону увеличения явилось следствием отклонений в атмосферной циркуляции для весеннего и осеннего периодов этого года и соответствующих изменений в адвективном переносе тепла водными массами для этого же периода.

Весна 1958 г. характеризовалась в Северной Атлантике аномальным развитием восточного типа циркуляции атмосферы с небольшими барическими градиентами (15—20 мб), с положением барических цент-

Таблица 2

Разрезы, между которыми производились сравнения	$Q_{200\text{ м}}^{\text{верт}}$	A	$Q_{\text{адв}}$
I — II	1,69	1,00	0,52
II — III	1,36	1,00	0,18
III — IV	1,27	1,10	0,10
IV — V	0,93	1,10	1,70

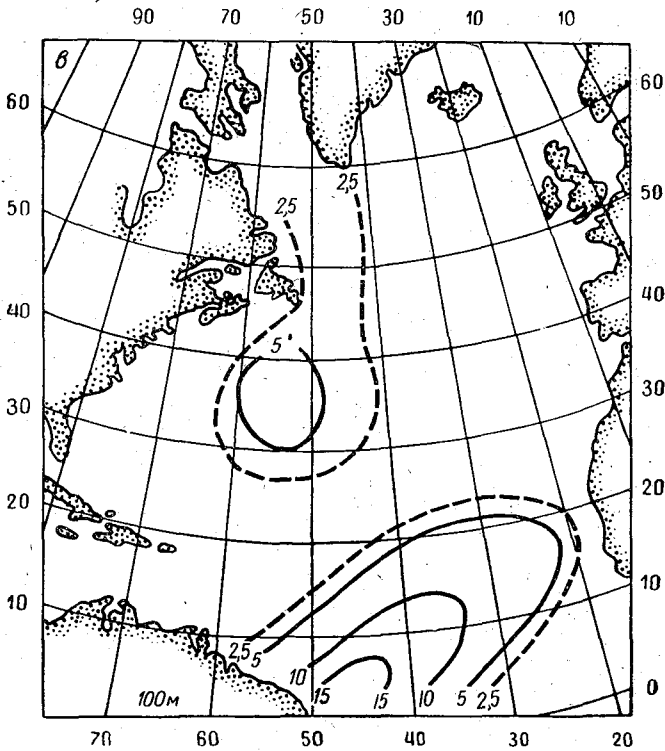


Рис. 3, в.

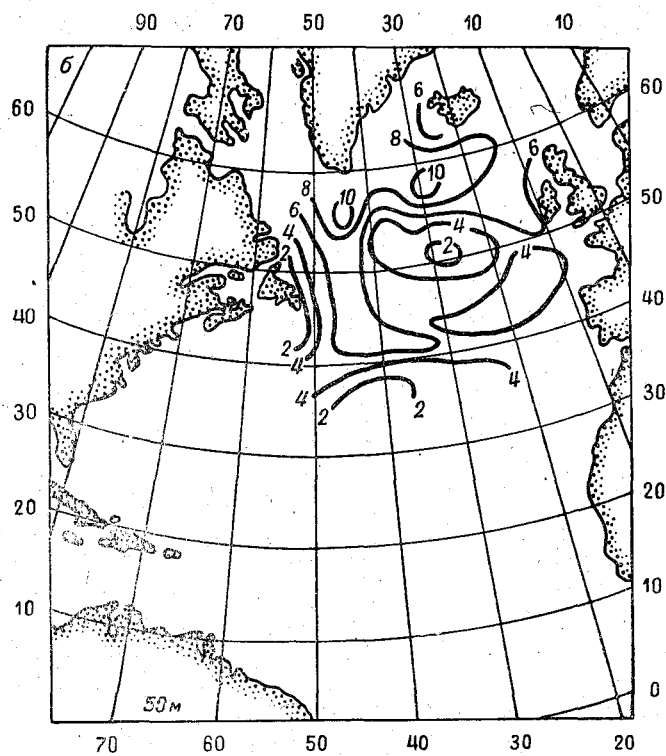
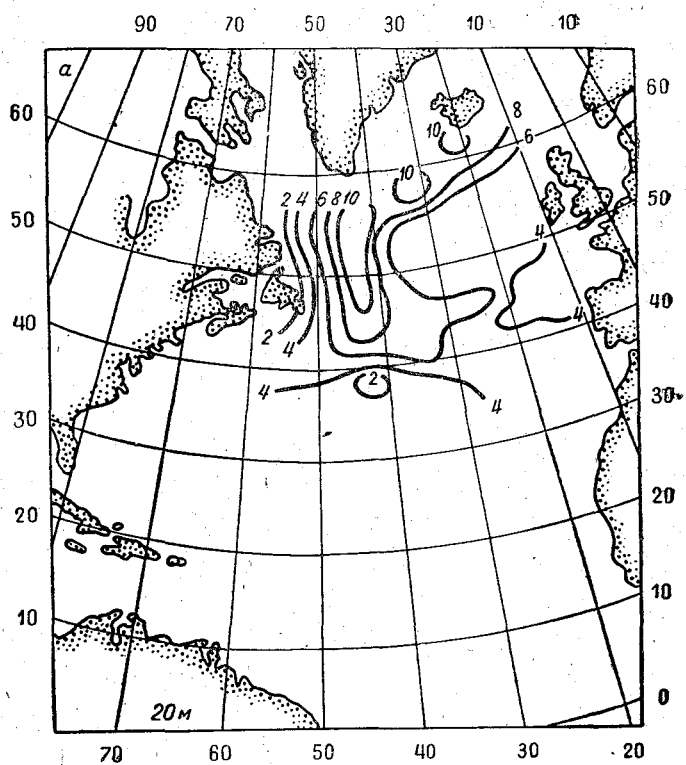


Рис. 4 а, б.

ров в апреле, близких к среднему многолетнему для этого сезона (подтип E_2 по М. А. Валериановой). Азорский максимум и Исландский минимум хорошо выражены. Первый смещен к югу, второй — к юго-востоку. Перенос воздушных масс принимает зональное направление, интенсивность атмосферной циркуляции ослаблена. Скорости течения по всей акватории распределены сравнительно равномерно, направление Северо-Атлантического течения достаточно устойчиво. Горизонтальные градиенты температуры воды на поверхности и на глубинах, как правило, не превышают одного градуса на 10 миль. Океан начинает прогреваться. Аномалии температуры воды вдоль Северо-Атлантического течения имеют положительные значения, уменьшаясь от $1-3^\circ$ на западе до $0,5^\circ$ на востоке.

Осенью того же года преобладал меридиональный тип атмосферной циркуляции (подтип C_1 по М. А. Валериановой). Градиенты между барическими центрами значительно выше средних многолетних и превышают 30 мб. Приобретают аномальное развитие и динамические процессы в океане. Скорости течения значительно увеличиваются и в некоторых случаях превышают весенние в 3—4 раза. Отмечается значительное повышение температуры вод Северо-Атлантического течения; положительные аномалии температуры воды на поверхности захватывают большую акваторию, их абсолютные значения возрастают до $1-5^\circ$ на западе и до 2° — на востоке района.

Ослабление Гольфстрима под действием атмосферной циркуляции весной и резкое его усиление осенью и связанные с этим изменения теплового состояния водных масс в рассматриваемом районе послужили причиной увеличения разности теплосодержания воды осеннего и весеннего периодов в этом районе, а следовательно, и причиной завышенных

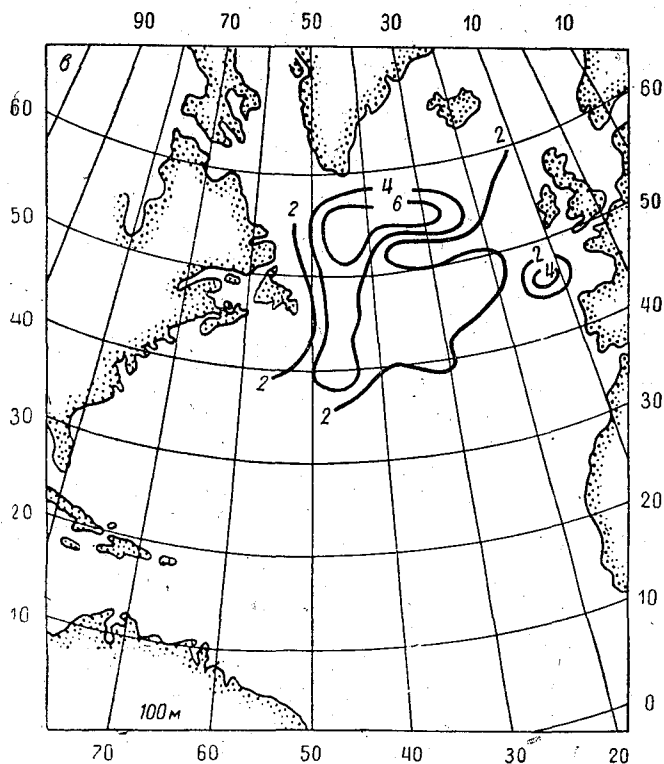


Рис. 4 в.

вертикальных потоков тепла в этом районе по сравнению с результатами обработки данных многолетних наблюдений.

Сравнительно хорошее совпадение сезонных составляющих вертикальных потоков тепла, полученных по материалам среднемесячных многолетних наблюдений с составляющими потоков тепла, вычисленных по материалам конкретных гидрологических наблюдений, позволяет сделать вывод, что сезонные составляющие вертикальных потоков тепла, полученные по предложенной методике, удовлетворительно характеризуют среднее состояние процесса вертикального обмена теплом в деятельном слое океана и могут быть в первом приближении использованы в качестве исходных материалов для соответствующих расчетов.

Расчет вертикальных потоков тепла по конкретным материалам гидрологических наблюдений выполнен студентом-дипломантом Д. А. Лукиным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Жуков. Об адвекции тепла течениями в верхнем слое Атлантического океана. Труды ЛГМИ, вып. 10, 1961. Изд. ЛГУ.
2. Л. А. Строкина. Тепловой баланс океанов. Труды ГГО, вып. 133, 1963.
3. Основные черты гидрологии Атлантического океана, под ред. А. М. Муромцева. М., ГИМИЗ, 1963.
4. Атлас теплового баланса земного шара, под ред. М. И. Бudyko. М., 1953.
5. Current. Atlas on the North Atlantic Ocean. Hydrographic office US Navy. Washington, 1946.
6. С. Г. Богуславский. Широтное изменение теплового баланса Атлантического океана. Труды МГИ АН СССР, т. 23, 1961.
7. А. И. Смирнова. О глубине деятельного слоя Северной Атлантики. Настоящий сборник, стр. 99.
8. М. С. Потайчук. Опыт расчета адвективного переноса тепла Северо-Атлантическим течением по данным МГГ. Труды ГОИН, вып. 67, 1962.
9. Е. Г. Архипова. Особенности теплового баланса северной части Атлантического океана в период МГГ. Труды ГОИН, вып. 67, 1962.
10. С. Г. Богуславский. Тепловой баланс Северной Атлантики за время первого рейса э/с «Ломоносов». Бюллетень Океанографической комиссии АН СССР, № 5, 1960.
11. М. А. Валерианов. Попытка типизации барических полей над Северной Атлантикой для расчета течений и дрейфа льдов. Материалы конференции «Взаимодействие атмосферы и гидросферы», вып. 1, 1959.
12. F. G. Fuglister. Atlantic ocean Atlas Temperature and salinity profiles and Data from the international geophysical Year of 1957—1958. The Woods Hole Oceanographic Institution, Woods Hole, Mass., vol. 1, June, 1960.

О КОНВЕКТИВНОМ ПЕРЕМЕШИВАНИИ И ВЕРТИКАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В СУБПОЛЯРНОМ РАЙОНЕ АТЛАНТИЧЕСКОГО ОКЕАНА В ПЕРИОД ОХЛАЖДЕНИЯ

Л. Н. Кузнецова

В последние годы появилось много работ, посвященных исследованию динамики вод в субполярном районе Атлантического океана. Этот район, простирающийся с 45 по 65° с. ш. и являющийся местом встречи теплых атлантических вод с холодными полярными водами, имеет важное значение для рыбного промысла. Успешное выполнение задач, поставленных перед рыболовством, требует комплексного знания гидрологических и динамических условий промыслового района. Вертикальная циркуляция, несмотря на чрезвычайно малые абсолютные величины, имеет огромное значение. Она способствует выносу на поверхность питательных веществ и обогащению глубинных вод кислородом, создавая тем самым условия, благоприятные для обитания рыб.

Согласно современным представлениям [1—4], в субполярном районе Атлантического океана существует обширная фронтальная зона, состоящая из двух полос: полярного и субполярного фронтов. Полярный фронт, образующийся в результате конвергенции вод Восточно-Гренландского течения и течения Ирмингера, огибает Гренландию и хорошо выражен как в поверхностных, так и глубинных слоях. Субполярный фронт, являющийся результатом встречи лабладорских и атлантических вод, проходит вдоль 52° с. ш. и примерно у 30° з. д. резко поворачивает на север, в море Ирмингера. Наиболее резко он выражен на глубинах 150—400 м.

Фронтальная зона характеризуется сильными нисходящими движениями, а также широко развитой турбулентностью, проявляющейся в вихреобразовании и меандрировании. В период осенне-зимнего охлаждения вертикальная циркуляция усиливается за счет развивающейся конвекции. Следовательно, можно говорить о двух разных причинах вертикальной циркуляции: динамической, возникающей за счет конвергенции течений на поверхности, и термохалинной, вследствие охлаждения и ледообразования.

Цель настоящей работы — исследовать особенности конвективного перемешивания и вертикальной циркуляции на основании данных Международного геофизического года в субполярном районе Атлантического океана в период охлаждения.

1. Конвективное перемешивание

Для расчета элементов конвекции был выбран метод Н. Н. Зубова [5]. Хотя этот метод рассматривает конвективное перемешивание в схематизированном виде, он в силу своей простоты оказался предпочти-

тельное других. Необходимо отметить, что такие элементы конвекции, как средняя температура и соленость в момент перемешивания, вычислялись не по формулам смешения, а графическим способом, предложенным А. П. Булгаковым [6], что при массовых расчетах оказалось более экономично.

В основу исходных данных были положены гидрологические наблюдения, выполненные исследовательскими судами Канады (э/с «Сэйквилл»), Финляндии (э/с «Дана») и ФРГ (э/с «А. Дорн»; «Гаусс»), которые в августе-сентябре 1958 г. работали в субполярном районе Атлантического океана по программе МГГ. Кроме того, были использованы месячные величины теплового баланса, рассчитанные Е. Г. Архиповой для кораблей погоды [7]. Благодаря этим данным оказалось, что потеря тепла океаном в субполярном районе в период с сентября 1958 по апрель 1959 г. колебалась в пределах от $58,4 \text{ ккал/см}^2$ (корабль С) до $73,0 \text{ ккал/см}^2$ (корабль J). Следует отметить, что теплоотдача 1958—1959 гг. была наиболее низкой за последние 10 лет.

Расчетный метод полагает, что конвекция затухает на такой глубине и тогда, где и когда удельный объем перемешавшихся слоев станет равным удельному объему на данном горизонте. В субполярном районе вследствие того, что температура воды на поверхности не опускается зимой ниже $4\text{—}12^\circ \text{C}$, наблюдается лишь термическая стадия конвекции, а глубина зимней вертикальной циркуляции, казалось бы, должна быть меньше.

В действительности, конвективное перемешивание проникает на большую глубину, так как действует уплотнение при смешении. Исследования ряда авторов [8—10] показали, что это удивительное свойство морской воды является следствием нелинейной зависимости плотности от температуры и солености. Однако вследствие сложности вопроса физико-химическая природа уплотнения при смешении исследована недостаточно, и существующие методы расчета можно рассматривать как первые приближения.

В настоящей работе уплотнение при смешении в зоне субполярного и полярного фронтов определялось по методу, предложенному Н. Н. Зубовым и К. Д. Сабининым [8]. При этом пропорции перемешивающихся атлантических и полярных вод брались равными, что, по мнению этих авторов, дает возможность оценить наибольшее значение уплотнения. Оказалось, что в зоне полярного фронта, огибающего Гренландию, для каждой пар станций, расположенных по разные стороны от него, уплотнение при смешении на глубине проникновения конвекции составило в среднем $0,02\text{—}0,04$ условных единиц плотности. Вследствие этого глубина зимней вертикальной циркуляции увеличилась на $100\text{—}200 \text{ м}$. Южнее, на субполярном фронте, а также в центральной части Лабрадорского моря уплотнение при смешении оказалось несколько меньшим: $0,01\text{—}0,02$ условных единиц плотности, что увеличило глубину конвективного перемешивания лишь на несколько десятков метров.

На рис. 1 представлена карта глубины вертикальной зимней циркуляции с учетом уплотнения. Видно, что глубина конвективного перемешивания увеличивается от берегов Гренландии с севера на юг (примерно до широты 59° с. ш.) и с запада на восток. У берегов Гренландии полярные устойчивые воды ограничивают развитие конвекции до 200 м . По мере приближения к области смешения полярных и атлантических вод создаются условия, благоприятные для развития конвекции, проникающей до $600\text{—}700 \text{ м}$. К юго-востоку от Гренландии и центральной части Датского пролива она достигает $800\text{—}1000 \text{ м}$. В восточной и южной частях моря Ирмингера, где находятся более устойчивые атлантические воды, приносимые Северо-Атлантическим течением, глубина

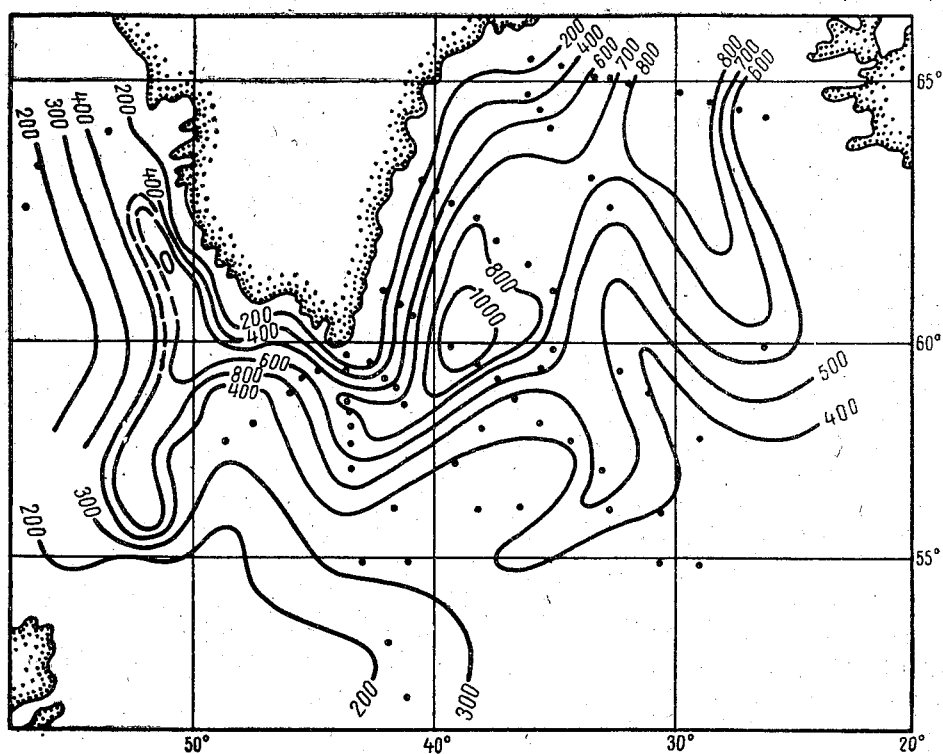


Рис. 1. Глубина конвективного перемешивания в период охлаждения 1958—1959 гг. (в м).

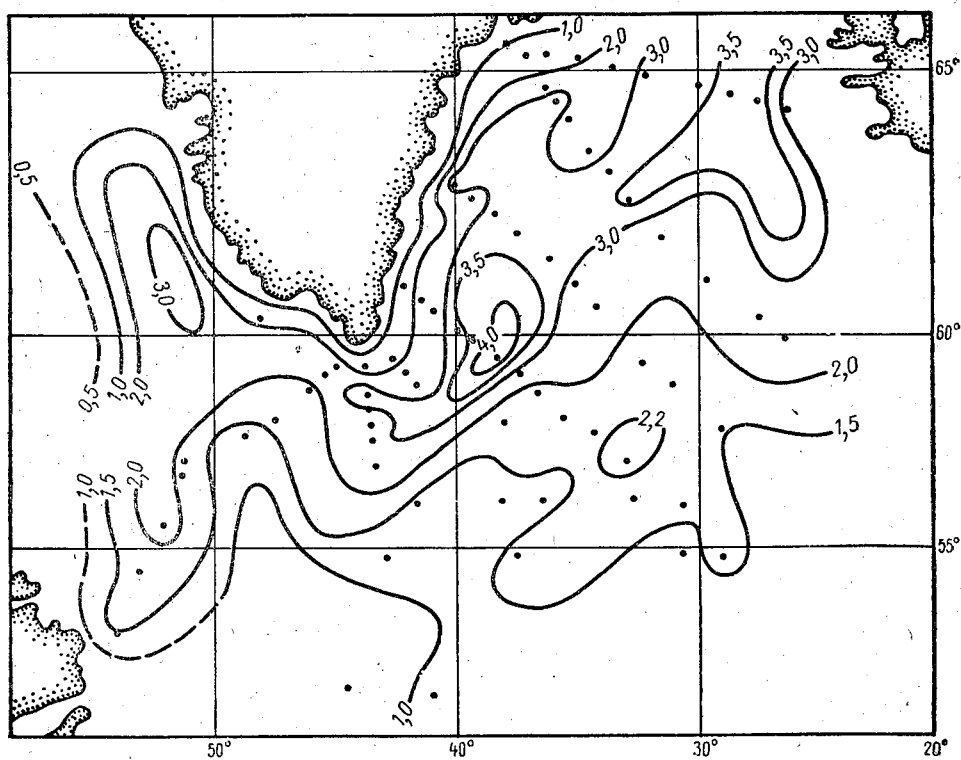


Рис. 2. Средняя скорость распространения конвекции в период охлаждения 1958—1959 гг. (в м/сутки):

зимней вертикальной циркуляции вновь уменьшается до 400—500 м, а на 55° с. ш. составляет всего лишь 200—300 м. В Лабрадорском море глубина конвекции увеличивается с востока на запад, достигая на 62° с. ш. максимума 600 м, а затем снова уменьшается до 200—300 м.

Представляется интересным далее рассмотреть развитие зимней вертикальной циркуляции во времени. Конвекция возникает в сентябре в результате начавшегося охлаждения поверхностных слоев. К концу октября она охватывает поверхностный однородный слой 35—50 м. В ноябре конвективное перемешивание, достигая слоя скачка плотности 50—100 м, начинает медленно распространяться через него. Вследствие пространственных различий в теплоотдаче и термохалинной структуре вод этот процесс протекает по-разному. В море Ирмингера конвекция распространяется ниже слоя скачка уже в декабре, а в Лабрадорском море лишь в январе. По мере «преодоления» слоя скачка плотности конвективное перемешивание начинает вновь быстро развиваться, и к середине апреля достигает глубин, указанных на рис. 1.

Если иметь в виду лишь осредненное нисходящее движение без учета микроструктуры конвекционных токов, то можно отметить, что в течение всего периода охлаждения вертикальная зимняя циркуляция развивается со скоростью 1,0—4,0 м/сутки (рис. 2).

Полученная картина вертикальной зимней циркуляции несколько не согласуется с представлениями Г. Свердрупа. По мнению Г. Свердрупа [11], к юго-востоку от Гренландии, в море Ирмингера и центральной части Лабрадорского моря развивающаяся конвекция проникает до дна и тем самым способствует обновлению глубинных вод. Однако другие исследователи, в частности К. Виртки [12], подвергает сомнению существование такой крупномасштабной конвекции. Он считает, что опускание вод от поверхности до глубин 3000—4000 м наблюдалось только однажды, в марте 1935 г. на станции Метеора 122, у юга Гренландии.

В период охлаждения 1958—1959 гг., для того чтобы конвективное перемешивание распространилось до глубин 2500—3000 м, необходима теплоотдача с поверхности океана 250—300 ккал/см². Возникает вопрос, каких водных масс достигает конвекция? Анализ водных масс, произведенный для разреза у юго-востока Гренландии, показывает, что поверхностные воды опускаются до горизонтов, занятых промежуточной водной массой. По-видимому, развитие конвекции до глубин 3000 м и образование глубинных вод может наблюдаться лишь в отдельные годы с аномально повышенной потерей тепла океаном и большой неустойчивостью перемешивающихся вод. Это подтверждает расчет, проделанный для Лабрадорского моря по материалам гидрологической съемки летом 1933 г. Термохалинная структура вод оказалась такова, что способствовала проникновению конвекции в центральной части моря до 2000 м и глубже* (рис. 3).

Полученная картина зимней вертикальной циркуляции согласуется в общих чертах с результатами В. М. Грузинова [13]. Однако им приведены сравнительно небольшие величины глубины конвективного перемешивания в зоне субполярного фронта. Это можно объяснить лишь тем, что автор не учел уплотнения при смешении, которое увеличивает глубину конвекции.

2. Вертикальная циркуляция

Как указывалось, в субполярном районе в период осенне-зимнего охлаждения вертикальная зимняя циркуляция накладывается на вертикальные движения, вызванные конвергенцией в поле поверхностных течений.

* К сожалению, наблюдения ограничивались горизонтом 2000 м.

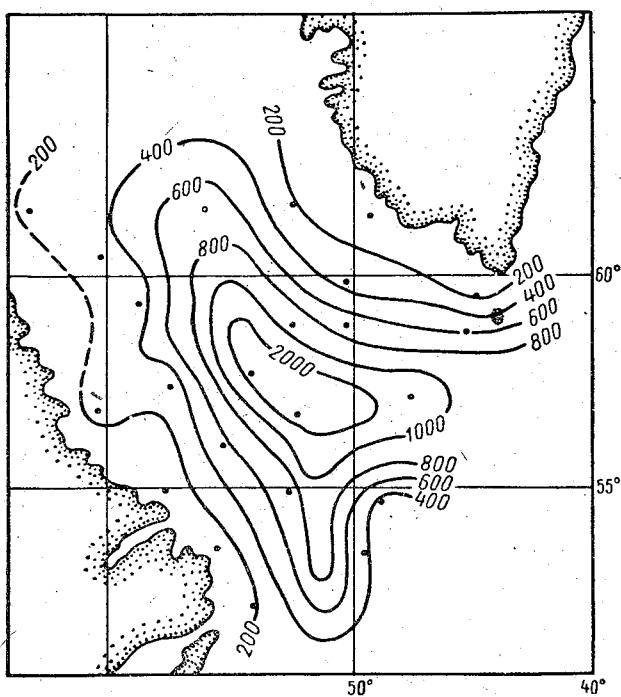


Рис. 3. Глубина конвективного перемешивания в период охлаждения 1933—1934 гг. (в м).

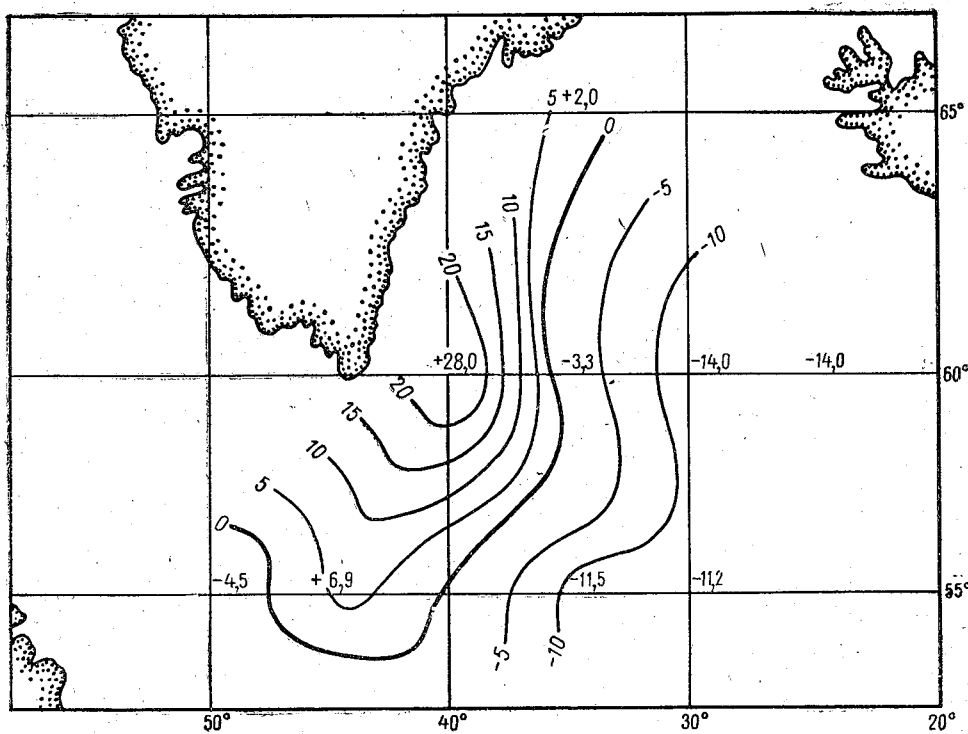


Рис. 4. Вертикальная циркуляция на глубине 200 м, осень 1958 г. (в 10^{-5} см/сек)
Знак плюс соответствует области опускания вод, знак минус — подъему.

В работе для вычисления вертикальных скоростей привлечена формула Хидака [14]

$$w(z) = \frac{\int_0^z g \frac{\partial \rho(z)}{\partial x} (z - z_1) dz - \frac{z}{H} \int_0^H g \frac{\partial \rho(z_1)}{\partial x} (H - z_1) dz}{2\omega R \cos \varphi \sin^2 \varphi \rho(z)},$$

где R — радиус Земли;
 φ — широта места;
 ω — угловая скорость вращения Земли;
 z — заданный горизонт;
 z_1 — текущая координата;
 H — глубина места;
 $\frac{\partial \rho(z)}{\partial x}$ — градиент плотности по горизонтали на искомом горизонте.

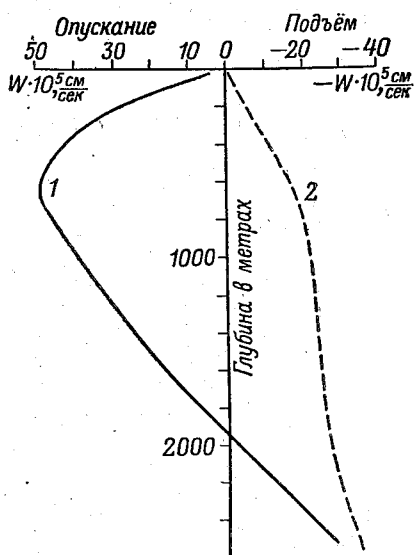


Рис. 5. Годограф вертикальной скорости для осени (1) и весны (2). ($\varphi = 60^\circ$ с. ш., $\lambda = 40^\circ$ з. д.)

Расчет выполнен на электронно-вычислительной машине в Вычислительном центре ЛГУ по программе, составленной ассистентом кафедры математики ЛГМИ В. А. Коробовой. В качестве исходных данных использованы поля плотности на стандартных горизонтах для октября 1958 и апреля 1959 гг. Вертикальные скорости рассчитывались для пятиградусных квадратов.

Из рис. 4, представляющего распределение вертикальной циркуляции на глубине 200 м (где наиболее резко выражен субполярный фронт) для октября, следует, что в субполярном районе существуют не только области значительного опускания, но и подъема вод. Значительное опускание, до 28×10^{-5} см/сек, наблюдается около Гренландии. По мере удаления к югу и востоку скорости уменьшаются до $5 \cdot 10^{-5}$ см/сек. В центральной части моря Ирмингера зона опускания сменяется подъемом вод со скоростями от $3,3 \times 10^{-5}$ до $14,0 \cdot 10^{-5}$ см/сек.

Представляет интерес изменение скорости вертикальной циркуляции с глубиной, приведенное на рис. 5. Видно, что в поверхностных слоях происходит опускание вод со скоростью $(10 \div 15) \cdot 10^{-5}$ см/сек, и на горизонте 600 м оно достигает максимума $48 \cdot 10^{-5}$ см/сек. Затем скорость вертикальной циркуляции начинает медленно уменьшаться до $(5 \div 10) \cdot 10^{-5}$ см/сек, на глубине 1900 м меняет знак, давая начало подъему вод со скоростью $(10 \div 20) \cdot 10^{-5}$ см/сек. Опираясь на существующее мнение о том, что нулевая поверхность связана с экстремумом вертикальной скорости, можно сделать вывод о наличии к юго-востоку от Гренландии двух нулевых поверхностей на глубине 600 м и 2500 м. Расчеты также показывают, что вертикальная циркуляция, вызываемая конвергенцией — дивергенцией поверхностных течений, претерпевает значительные сезонные колебания. Интенсивное осеннее опускание (рис. 5, 1) сменяется слабым подъемом весной (рис. 5, 2). Это представляется удивительным, так как данные на рисунке приводятся для точки, находя-

щейся к юго-востоку от мыса Фаруэлл, в области полярного фронта. Несомненно, это указывает на то, что зимой полярный фронт занимает более восточное положение, чем летом.

Полученные результаты согласуются с исследованиями других авторов [1, 12], которые показали, что неотъемлемой частью динамики вод в зоне фронтов является постоянно существующее восходящее движение.

Итак, в статье рассмотрены два процесса вертикальной циркуляции разного происхождения. В природных условиях они существуют одновременно и накладываются друг на друга. Причем, конвективное перемешивание, по-видимому, развивается со скоростью на порядок большей, нежели вертикальная циркуляция, которая вызывается конвергенцией — дивергенцией поверхностных течений.

В результате выполненной работы представилось возможным судить о конвективном перемешивании и вертикальной циркуляции в субполярном районе Атлантического океана в период охлаждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Грузинов. Вертикальная циркуляция и положение фронтальных зон в центральной части Северной Атлантики. Океанология, № 3, 1964.
2. Г. Дитрих и К. Калле. Общее мореведение. Л., Гидрометеиздат, 1961.
3. А. О. Шпайхер и В. Н. Морецкий. Полярный гидрологический фронт в Гренландском и Норвежском морях. Океанология, т. 4, № 2, 1964.
4. G. Dietrich. The oceanic polar front in the waters around Greenland and Iceland in August 1956. *Ann. Biol.*, vol. 13, pp. 33—34, 1956.
5. Н. Н. Зубов. Морские воды и льды. Гидрометеиздат, 1938.
6. Н. П. Булгаков. Исследование конвекции и процесса зимнего охлаждения в море. Труды Ин-та океанологии, т. II, 1962.
7. Е. Г. Архипова. Особенности теплового баланса Северной Атлантики в период МГГ. Труды ГОИН, вып. 67, 1962.
8. В. А. Бубнов. О влиянии процесса уплотнения при смешении на динамику вод субарктической зоны Тихого океана. Вопросы океанологии. Изд. МГУ, 1960.
9. Н. Н. Зубов и К. Д. Сабинин. Вычисление уплотнения при смешении морских вод. Л., Гидрометеиздат, 1958.
10. N. P. Fofonoff. Some properties of sea water influencing the formation of Antarctic bottom water. *Deep-sea Res.*, vol. 4, No 1, 1956.
11. H. Sverdrup, M. Johnson, R. Fleming. The oceans. Their physics, chemistry and general biology. New York, Prentice Hall, 1942.
12. K. Wyrski. The thermohaline circulation in relation to the general circulation in the oceans. *Deep-sea Res.*, vol. 8, No 1, 1961.
13. В. М. Грузинов. К вопросу о конвективном перемешивании в зоне субполярного фронта Северной Атлантики. Труды ГОИН, вып. 77, 1964.
14. K. Hidaka. Calculation of upwelling. *Rec. Oceanogr. Works. Japan*, vol. 6, No 1, 1961.

РАСЧЕТ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СКОРОСТИ ГРАДИЕНТНО-КОНВЕКЦИОННОГО ТЕЧЕНИЯ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ ПО МЕТОДУ ХИДАКА

В. А. Коробова

За последнее время появилось много работ, посвященных расчету вертикальной составляющей скорости течения. Это показывает, какой большой интерес представляет вертикальная компонента скорости, несмотря на то, что абсолютная величина ее очень мала.

Данная статья посвящена расчету крупномасштабных осредненных вертикальных движений в глубинных слоях океана. Масштаб осреднения принят равным: по времени — один месяц, по расстоянию — 1000 км.

Для расчета вертикальной составляющей скорости градиентно-конвекционного течения $W_{\text{гр}}$ была принята расчетная формула, предложенная Хидака [1]. Эта формула получена при следующих предположениях. Изучаются вертикальные движения в открытой части океана, где не сказывается действие горизонтального вихря вязкости. Уравнения движения и уравнение неразрывности решаются для геострофического течения при граничных условиях:

$$\left. \begin{aligned} \rho v \frac{\partial u}{\partial z} &= -\tau_x \\ \rho v \frac{\partial v}{\partial z} &= -\tau_y \end{aligned} \right\} \quad \text{при } z=0,$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z=\infty.$$

Предполагается, что распределение давления удовлетворяет условию

$$\frac{\partial^2}{\partial x \partial z} p = \frac{\partial^2}{\partial y \partial z} p = 0 \quad \text{при } z=0 \text{ и } z=\infty.$$

Полагая $W_{\text{гр}}=0$ при $z=0$ и $z=\infty$, получена зависимость градиентно-конвекционной составляющей вертикального течения от распределения давления в жидкости и действия планетарной завихренности (β -эффекта). Частично учитывается сферичность земного шара, что позволяет использовать расчетную формулу для океана. После перехода от градиента давления к градиенту плотности получена следующая расчетная формула:

$$-W_{\text{гр}}(z_k) = \frac{\int_0^{z_k} g \frac{\partial \rho(z)}{\partial x} (z - z_k) dz - \frac{z_k}{H} \int_0^H g \frac{\partial \rho(z)}{\partial x} (H - z) dz}{2\omega R \cos \varphi \sin^2 \varphi \rho(z_k)}, \quad (1)$$

где z — текущая координата;

z_k — расчетный горизонт;

ρ — плотность воды;

H — глубина дна;

g — ускорение силы тяжести;

ω — угловая скорость вращения Земли;

R — радиус Земли;

φ — широта места.

Ось x направлена на восток, ось z — вертикально вниз.

Результат, полученный при расчете по этой формуле, будет содержать ошибки в тонком слое у поверхности и у дна, а также у экватора и у полюсов.

Исходными данными для расчета служат градиенты плотности по оси x . Для численного решения в формуле Хидака заменяем интегралы от частных производных суммированием конечных разностей. Если вынести Δx (шаг по оси x) и g за знак суммирования и обозначить

$$\frac{g}{2\omega R} = K,$$
$$\frac{1}{\cos \varphi \sin^2 \varphi \Delta x} = N_\varphi,$$

то получим расчетную формулу в следующем виде:

$$- W_{\text{гр}}(z_k) = \frac{K \cdot N_\varphi}{\rho(z_k)} \left\{ \sum_0^{z_k} \Delta x \rho(z_i) (z_k - z_i) (z_{i+1} - z_i) - \right. \\ \left. - \frac{z_k}{H} \sum_0^H \Delta x \rho(z_i) (H - z_i) (z_{i+1} - z_i) \right\}, \quad (2)$$

где $0 < z_k \leq H$, $0 \leq z_i \leq z_k$ в первой сумме и $0 \leq z_i \leq H$ во второй сумме; $\Delta x \rho(z_i)$ — разность плотности воды по оси x на расстоянии Δx на всех горизонтах z_i .

Формула (2) имеет простой вид и удобна как для ручного счета, так и для использования современной вычислительной техники. В качестве исходных данных нужно иметь поля плотности на всех расчетных горизонтах.

По расчетной формуле (2) на ЭВМ сосчитаны значения вертикальной скорости градиентно-конвекционного течения на стандартных горизонтах до 2500 м по полю плотности за июнь по средним многолетним данным и за весну и осень 1958 г. по данным МГГ. Для горизонтов 100 м, 1000 м приведены карты горизонтального распределения вертикальной скорости на рис. 1—3. Области опускания воды заштрихованы.

На картах для 100 м сплошные линии проведены через 1×10^{-4} см/сек, а пунктирные — через $0,5 \times 10^{-4}$ см/сек. На картах для 1000 м сплошные линии проведены через 5×10^{-4} см/сек, а пунктирные — через $2,5 \times 10^{-4}$ см/сек.

Полученные результаты показывают, что вертикальная скорость градиентно-конвекционного течения возрастает с глубиной, достигая максимальных значений на горизонтах от 800 до 1800 м в зависимости от глубины станции и поля плотности. На более мелких станциях горизонт максимального значения $W_{\text{гр}}$ повышается, а на более глубоких заглубляется, достигая иногда 2500 м. Что же касается географического распределения вертикальной скорости, то общее представление о полученных результатах могут дать приведенные карты.

Распределение $W_{\text{гр}}$ по средним многолетним данным за июнь месяц (рис. 1) показывает, что в районе океана между 10° с. ш. и 35° с. ш. находится ярко выраженная зона опускания с максимумом около 10° с. ш. и $35-40^\circ$ з. д. От этого района области опускания продолжают к северо-востоку, подходя к берегам Англии и Исландии и дальше на запад к Гренландии. Область опускания ограничена с востока и запада областями подъема. Наиболее широкая зона подъема расположена к юго-востоку от Гренландии, между 20° и 50° з. д. распространяется до 35° с. ш. (рис. 1 а). Более узкие зоны подъема находятся у берегов Америки, Африки и к северу от Англии. Наиболее интенсивный подъем наблюдается у западных берегов Африки, где даже на горизонте 100 м $W_{\text{гр}} > 4,5 \times 10^{-4}$ см/сек. В этом районе находится максимум вертикальной скорости (около 15° с. ш. и 25° з. д.).

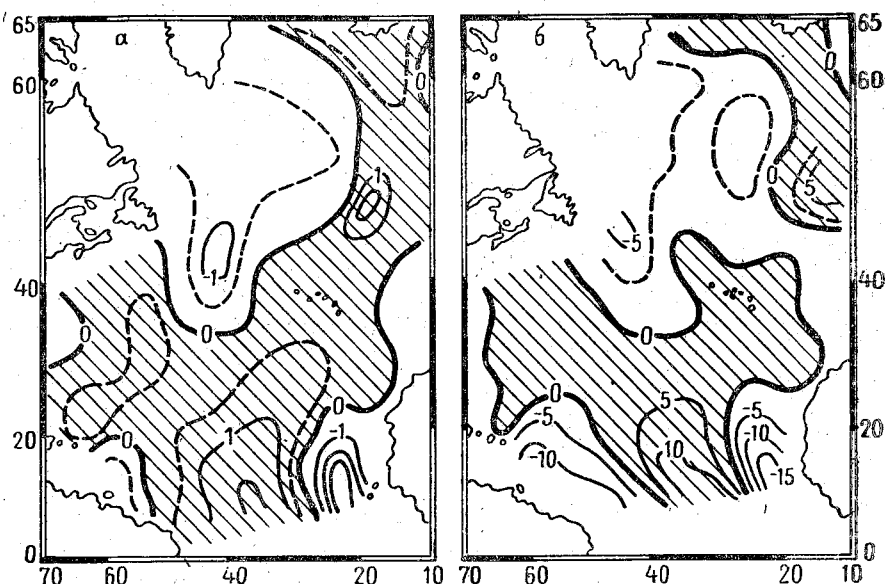


Рис. 1. $W_{\text{гр}} \times 10^4$ см/сек по данным июня среднего многолетнего на горизонтах 100 м (а) и 1000 м (б).

Сопоставление карт для горизонтов 100 м и 1000 м показывает, что отмеченные выше зоны поднятий и опусканий в общих чертах сохраняют свое положение. Несколько сужается зона опускания с глубиной за счет расширения зоны поднятий у северных берегов южной Америки и южнее Гренландии. Максимумы вертикальной скорости сохраняют свое положение — опускание у 10° с. ш. и 35° з. д. и подъем 15° с. ш. и 25° з. д. (до 15×10^{-4} см/сек). У северного берега южной Америки не только расширяется зона подъема, но и возрастает интенсивность вертикальных движений (до 13×10^{-4} см/сек). Следует отметить район максимальных опусканий около 20° з. д. и 50° с. ш., который прослеживается на обеих картах. Отмеченные районы поднятий и опусканий достаточно хорошо согласуются с распределением горизонтальных течений в северной Атлантике. Зона поднятий юго-восточнее Гренландии соответствует обширному циклоническому круговороту, образованному ветвями Северо-Атлантического течения, Лабрадорского течения и течения Ирмингера. Зона опускания соответствует северному антициклональному круговороту.

Карты вертикальной скорости, полученные по данным экспедиций в апреле и октябре 1958 г. (рис. 2, 3), показывают несколько более пеструю картину. Несмотря на это, они интересны тем, что подчеркивают общие для всех сезонов черты циркуляции и в то же время дают представление о динамике зон поднятий и опусканий, т. е. сезонную изменчивость рассматриваемого явления. Район поднятий, расположенный

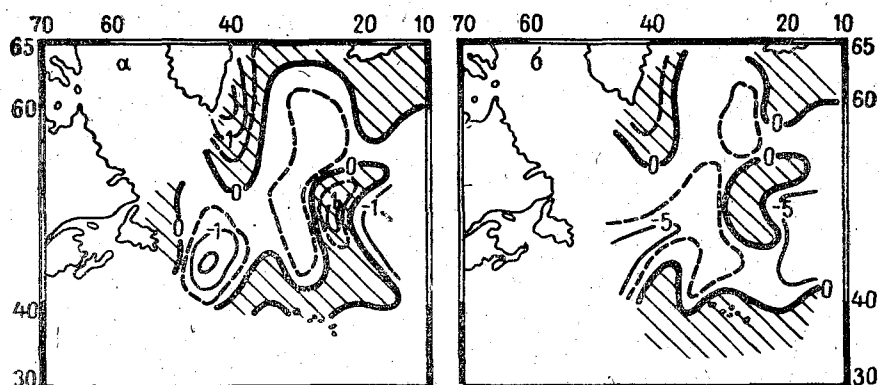


Рис. 2. $W_{гр} \times 10^4$ см/сек по данным октября 1958 г. на горизонтах 100 м (а) и 1000 м (б).

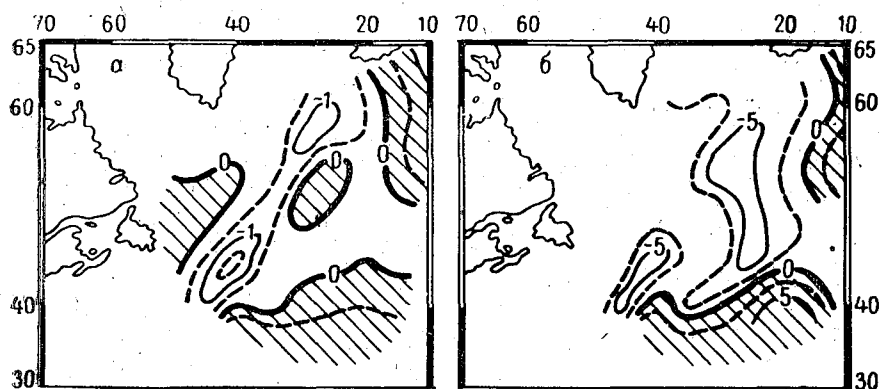


Рис. 3. $W_{гр} \times 10^4$ см/сек по данным апреля 1958 г. на горизонтах 100 м (а) и 1000 м (б).

между 20 и 50° з. д. и 40—60° с. ш., прослеживается на всех картах, при этом сохраняется район максимальных поднятий около 45° с. ш. и 45° з. д. На картах апреля и октября южнее 40° с. ш. также намечается зона опускания, которая ярко выражена на картах июня.

Зона поднятий весной 1958 г. несколько шире, чем летом, ближе подходит к западным берегам Англии и одновременно увеличивается интенсивность поднятия. Осенью 1958 г. эта зона претерпевает более сложные изменения, поскольку ее со всех сторон сжимают области опускания, которые осенью занимают более обширные площади. Наиболее ярко это выражается у берегов Гренландии. Здесь можно наблюдать переход от поднятий весной к появлению опускания летом и расширению зоны опускания к осени с одновременной интенсификацией вертикальных движений. К осени более резко выделяется отмеченная выше зона опускания, расположенная около 20—25° з. д. и 50° с. ш.

Полученные результаты показывают, что в океане зоны подъема и опусканий в общих чертах сохраняют свое положение в различные сезоны. Наблюдается увеличение района, занятого нисходящими движениями воды в осенний период. 1958 год характеризуется более интенсивными вертикальными движениями по сравнению со средними многолетними данными.

В заключение следует отметить, что примененная формула * позволяет получить вертикальную компоненту градиентно-конвекционного течения, обусловленную широтной неравномерностью поля плотности и действием планетарной завихренности. Формула не учитывает изменение рельефа дна, а этот фактор играет значительную роль в формировании $W_{гр}$. Реальное поле плотности в океане в какой-то мере отражает влияние всех факторов, обуславливающих поле скоростей, в том числе и рельеф дна. Поскольку расчет основывался на известном из наблюдений распределении плотности, можно считать, что в какой-то мере в нем отражено действие рельефа. Однако учет этого важного фактора явно недостаточен и необходим в последующих расчетах. Полученные вертикальные движения воды можно рассматривать как часть существующей в океане вертикальной циркуляции. Тем не менее данные расчета интересны, так как хотя бы в первом приближении позволяют судить о распределении в океане зон подъема и опусканий, об изменчивости вертикальной циркуляции в различные сезоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Hidaka. Calculation of upwelling. Records of oceanograph. Works, Japan 6 (1), 1961.
2. Основные черты гидрологии Атлантического океана, под ред. А. М. Муромцева. М., Гидрометеониздат, 1963.

* В то время, когда статья была в наборе, у автора появились соображения в пользу того, что перед левой частью расчетной формулы должен стоять знак + (плюс). К этому вопросу автор предполагает вернуться в следующей работе.

О РАСЧЕТЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ДРЕЙФОВОГО ТЕЧЕНИЯ В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ АТЛАНТИЧЕСКОГО ОКЕАНА

В. А. Коробова, В. Ф. Кольцов

Вертикальную составляющую скорости течений по аналогии с горизонтальными составляющими разделяют на градиентно-конвекционную $W_{гр}$ и дрейфовую $W_{др}$. В данной статье речь пойдет только о дрейфовой составляющей, обусловленной действием поля ветра на поверхность моря; ее будем для краткости называть просто вертикальной скоростью и обозначать через W .

В настоящее время предложен ряд формул для расчета этой составляющей скорости. Наибольший интерес представляют те из них, которые позволяют достаточно легко получить вертикальное распределение W внутри слоя трения, а не на его нижней границе.

Рассмотрим некоторые из них.

К. А. Чекотилло [1] предлагает рассчитывать W по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \rho W(z) = & \frac{1}{f} \operatorname{rot}_z \tau (e^{-az} \cos az - 1) - \frac{1}{f} \operatorname{div} \tau e^{-az} \sin az + \\ & + \frac{\beta}{f^2} \tau_x (e^{-az} \cos az - 1) + \frac{\beta}{f^2} \tau_y e^{-az} \sin az. \end{aligned} \quad (1)$$

Положительное направление осей x, y, z принято соответственно на восток, север и вертикально вниз. Здесь

τ — тангенциальное напряжение ветра на поверхности моря;

τ_x, τ_y — проекции напряжения ветра на оси координат;

$f = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса;

$\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$; $a = \frac{\pi}{D}$ (D — глубина трения по Экману);

ρ — плотность морской воды.

В расчетной формуле Хидака [2] дрейфовую часть можно преобразовать, чтобы представить в виде, аналогичном формуле (1). Тогда формула Хидака будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \rho W(z) = & \operatorname{rot}_z \tau \frac{He^{-az} \sin^2 \varphi \cos \varphi \cos az - H + z}{2\omega R^2 \sin^3 \varphi \cos^2 \varphi H} - \operatorname{div} \tau \frac{e^{-az} \sin az}{2\omega R \sin^2 \varphi \cos \varphi} + \\ & + \tau_x \frac{He^{-az} \cos az - H + z}{2\omega R \sin^2 \varphi \cos \varphi} + \tau_y \frac{e^{-az} \sin az}{2\omega R \sin^2 \varphi \cos \varphi}, \end{aligned} \quad (2)$$

где R — радиус Земли; H — глубина места.

Нетрудно заметить, что эта формула аналогична формуле (1) и дает вертикальную скорость в зависимости от тех же факторов: неравномерности поля ветра и β -эффекта.

В работе [3] часть формулы, определяющую дрейфовую составляющую, можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho W(z) = & \frac{1}{f} \operatorname{rot}_z \tau (e^{-az} \cos az - 1) - \frac{1}{f} \operatorname{div} \tau e^{-az} \sin az + \\ & + \frac{\beta}{f^2} \tau_x (e^{-az} \cos az - 1) + \frac{\beta}{f^2} \tau_y e^{-az} \sin az - \\ & - \frac{1}{2} \frac{\beta}{f^2} a z e^{-az} [\tau_y (\cos az - 1) - \tau_x (\sin az + 1)]. \end{aligned} \quad (3)$$

Формула (3) отличается от (1) и (2) тем, что в ней есть дополнительное слагаемое (последнее), которое показывает влияние глубины фрикционного трения. Автор работы [3] показал, что при рассмотрении крупномасштабных процессов в низких и средних широтах нельзя пренебрегать действием этого фактора.

Величина a является функцией широты, но в то же время она зависит от скорости ветра и потому меняется в океане не только по оси y , но и по оси x . Возникает вопрос, будут ли влиять изменения a на величину вертикальной скорости. С учетом производных $\frac{\partial a}{\partial x}$ и $\frac{\partial a}{\partial y}$ получено следующее выражение:

$$\begin{aligned} \rho W(z) = & \frac{1}{f} \operatorname{rot}_z \tau (e^{-az} \cos az - 1) - \frac{1}{f} \operatorname{div} \tau e^{-az} \sin az + \\ & + \frac{\beta}{f^2} \tau_x (e^{-az} \cos az - 1) + \frac{\beta}{f^2} \tau_y e^{-az} \sin az + \\ & + \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial a}{\partial x} z e^{-az} [\tau_x (\sin az - \cos az) - \tau_y (\sin az + \cos az)] + \\ & + \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial a}{\partial y} z e^{-az} [\tau_x (\sin az + \cos az) + \tau_y (\sin az - \cos az)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Это выражение можно разбить на три слагаемых следующим образом:

$$\begin{aligned} W_I &= \frac{1}{f} \operatorname{rot}_z \tau (e^{-az} \cos az - 1) - \frac{1}{f} \operatorname{div} \tau e^{-az} \sin az, \\ W_{II} &= \frac{\beta}{f^2} \tau_x (e^{-az} \cos az - 1) + \frac{\beta}{f^2} \tau_y e^{-az} \sin az, \\ W_{III} &= \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial a}{\partial x} z e^{-az} [\tau_x (\sin az - \cos az) - \tau_y (\sin az + \cos az)] + \\ &+ \frac{1}{f} \cdot \frac{\partial a}{\partial y} z e^{-az} [\tau_x (\sin az + \cos az) + \tau_y (\sin az - \cos az)]. \end{aligned}$$

Третье слагаемое является тем дополнением, которое учитывает влияние изменений глубины трения по осям x и y . Интересно выяснить, насколько существенно такое дополнение. Для этого при расчете вертикальной скорости по данным поля ветра за апрель 1958 г. в Северной Атлантике все три слагаемых формулы [4] считались отдельно. Как показали результаты расчета, третье слагаемое во многих случаях оказывается величиной того же порядка, что и первое слагаемое (таблица).

В ряде расчетных точек величина третьего слагаемого меньше первого, но нигде она не становится меньше второго слагаемого, отражающего влияние β -эффекта. Сравнение всех слагаемых таким образом подтверждает мысль о необходимости учитывать неравномерность распределения глубины трения при расчете вертикальной скорости.

Географическое распределение полученной дрейфовой скорости представлено на картах, построенных для горизонтов 10 м (рис. 1), 25 м (рис. 2) и на нижней границе слоя трения (рис. 3). Области опусканий вод заштрихованы. На всех горизонтах прослеживается зона подъема вод, расположенная в районе от 50° с. ш. до 30° с. ш. и от 50° з. д. до 10° з. д. Эта зона расширяется на глубине слоя трения до 60° з. д. Мак-

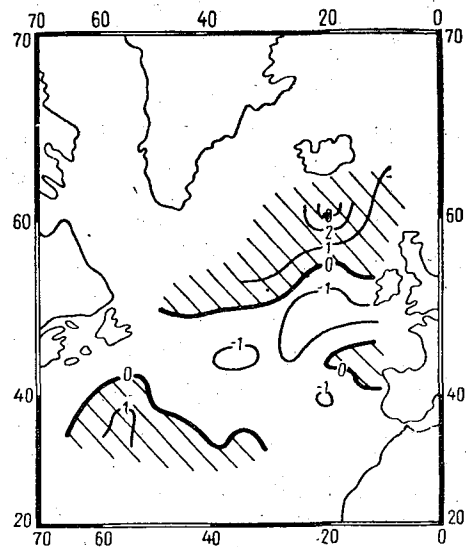


Рис. 1. Распределение $W \times 10^4$ см/сек на горизонте 10 м в апреле 1958 г.

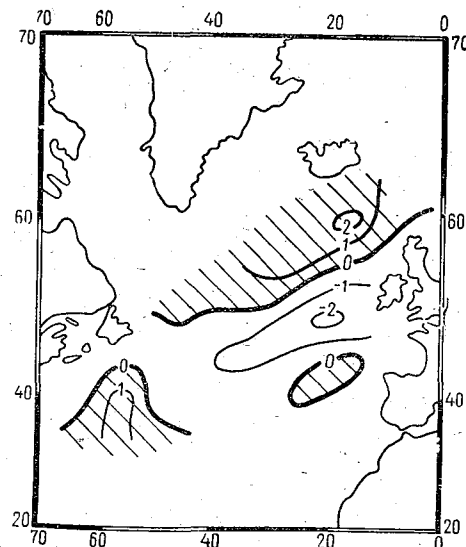


Рис. 2. Распределение $W \times 10^4$ см/сек на горизонте 25 м в апреле 1958 г.

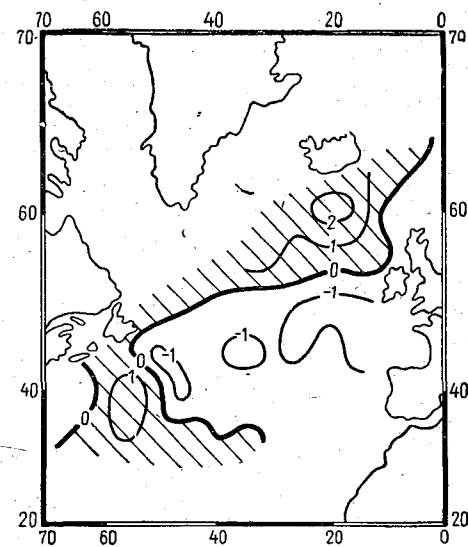


Рис. 3. Распределение $W \times 10^4$ см/сек на глубине слоя трения в апреле 1958 г.

симальные величины подъема наблюдаются на горизонте 25 м (рис. 3), достигая 2×10^{-4} см/сек и более.

На севере и западе рассматриваемого района наблюдается опускание воды, которое происходит интенсивнее подъема. Максимальная скорость опускания превосходит величину 3×10^{-4} см/сек. На более глубоких горизонтах зона опускания отодвигается к северу и юго-западу.

Номера точек	Горизонт (в м)	$W_I \times 10^4$ (в см/сек)	$W_{II} \times 10^4$ (в см/сек)	$W_{III} \times 10^4$ (в см/сек)	$W \times 10^4$ (в см/сек)
2	10	0,53	-0,05	0,02	0,54
	25	0,61	-0,01	0,31	0,91
	31	0,59	-0,01	0,14	0,71
6	10	1,05	0,01	0,86	1,92
	25	1,80	-0,02	0,40	2,18
	48	1,85	-0,03	-0,28	1,54
10	10	-0,26	-0,04	0,20	-0,10
	25	-0,41	-0,09	0,47	-0,03
	48	-0,40	-0,11	0,01	-0,50
12	10	0,25	-0,02	0,51	0,47
	25	0,21	-0,05	-0,43	-0,27
	33	0,19	-0,05	-0,35	-0,21
28	10	-0,21	-0,01	-1,63	-1,85
	25	0,07	0	0	0,07
	31	0,11	0	0,45	0,56
30	10	0,77	0,09	1,27	2,13
	25	0,55	0,10	0,70	1,35
	36	0,39	0,09	0,50	0,89
31	10	-0,26	0,10	0,21	0,05
	25	-0,16	0,11	-0,16	-0,21
	31	-0,13	0,10	-0,04	-0,07

Полученное распределение районов поднятия и опускания воды в верхнем слое трения не противоречит общим представлениям о циркуляции вод в данном районе. Весной в районе поднятия на поверхности наблюдается дивергенция течений, а зона опускания соответствует району конвергенции поверхностных вод. Наиболее сильная конвергенция наблюдается к югу от Исландии. Зона слабых вертикальных движений, расположенная около нулевой изолинии, соответствует району интенсивного горизонтального течения (Северо-Атлантическое течение). Южнее расчетного района намечается зона опускания воды, что соответствует наличию там конвергенции течений.

В заключение необходимо отметить, что расчет вертикальной скорости по формуле (4) дает реальные результаты. При этом нельзя пренебрегать действием третьего слагаемого, учитывающего неравномерность глубины слоя трения, по сравнению со слагаемыми, учитывающими неравномерность поля ветра и β -эффект.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. А. Чекотилло. Расчет вертикальных движений вод в северо-западной части Тихого океана. Океанология, т. I, вып. 6, 1961.
2. K. Hidaka. Calculation of upwelling. Records of oceanograph. works in Japan, 6(1), 1961.
3. T. Ichye. A short note on the vertical current in the ocean. The oceanographical magazine, 7(1), 1955.

О ГЛУБИНЕ ДЕЯТЕЛЬНОГО СЛОЯ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

А. И. Смирнова

Понятие «деятельный слой» встречается во многих работах, посвященных тепловым процессам, происходящим в океане. Практически под термически деятельным слоем понимается толщина такого слоя, на нижней границе которого годовые колебания температуры стремятся к нулю.

Для суждения о распространении на глубину периодических изменений температуры поверхностных слоев моря с известными допущениями можно воспользоваться следующим законом Фурье:

$$\theta_z = \theta_0 e^{-\beta z},$$
$$\beta = \sqrt{\frac{\pi \delta}{TA_z}},$$

где θ_0 — амплитуда колебаний температуры воды на поверхности; θ_z — амплитуда колебаний температуры на глубине; T — период колебаний; A_z — коэффициент теплопроводности; δ — плотность тела.

Однако необходимо отметить, что законы Фурье применимы к водным массам лишь условно: во-первых, надо предполагать отсутствие течений; во-вторых, надо считаться только с волнами длинных периодов.

Сформулированное выше понятие толщины деятельного слоя хорошо применимо для районов, где не сказывается термическое воздействие течений, но в реальном океане нельзя пренебрегать адвекцией, которая имеет свой годовой ход.

В работах [1—3] принималась средняя глубина деятельного слоя, равная 200 м для всего района Северной Атлантики, специального же исследования толщины деятельного слоя не производилось.

Прежде чем приступить к определению толщины деятельного слоя, необходимо остановиться на вопросах, для которых потребовалось более детальное изучение глубин деятельного слоя. С. Фритц [4] рассчитал изменение теплосодержания от месяца к месяцу для северной части Тихого океана до глубины 100 м и представил связь этого изменения с изменением средней месячной температуры поверхности океана. Для северной части Атлантического океана представляется возможным получить подобные зависимости, используя методику Фритца, но предварительно необходимо определить толщину слоя, в котором изменение теплосодержания во времени является функцией изменения температуры поверхности (Δt_0). В данной статье была предпринята попытка определения нижней границы деятельного слоя в различных районах Северной Атлантики с целью использования данного метода.

Изменение теплосодержания (ΔQ) при $A \neq \text{const}$ * зависит от Δt_0 .

* ΔA — изменение величины адвекции во времени.

и ΔA . В определенном поверхностном слое ΔQ будет зависеть в первую очередь от Δt_0 , а влияние ΔA будет незначительно (годовой ход A для средних многолетних условий — величина небольшого порядка), но с глубиной это влияние увеличивается и, начиная с некоторой глубины H , в основном, зависит от ΔA . В районах, где $A \rightarrow \text{const}$, на нижней границе деятельного слоя амплитуда температуры стремится к нулю.

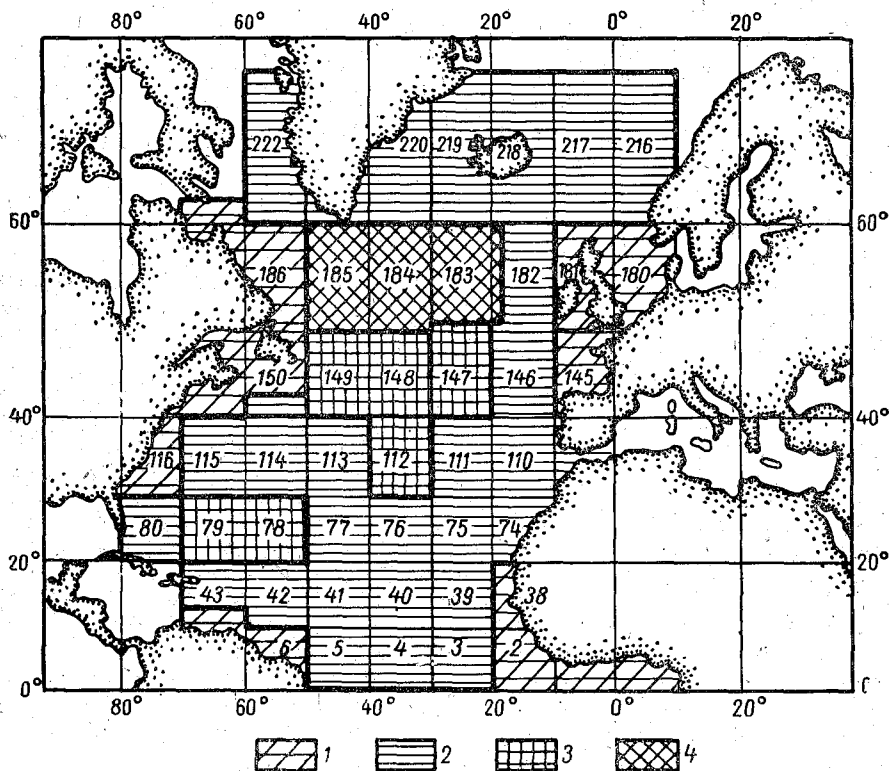


Рис. 1. Карта глубин деятельного слоя Северной Атлантики.
1 — 100 м, 2 — 200 м, 3 — 300 м, 4 — 400 м.

Учитывая все сказанное выше, глубиной деятельного слоя можно считать границу, на которой влияние изменения поверхностной температуры и тепловое воздействие течений на изменение теплосодержания равны и годовая амплитуда колебаний температуры стремится к нулю, однако величина 0_z может быть переменной для различных районов.

Необходимо остановиться подробнее на методике определения толщины деятельного слоя Северной Атлантики. Данные для получения глубины деятельного слоя были взяты из работы [5], это средние месячные поквadratные величины температуры, осредненные за период времени с 1749 по 1960 г. Номера 10-градусных квадратов представлены на рис. 1.

Для исключения возможных неточностей осреднения ход температуры на различных горизонтах был представлен графически. Некоторые недостающие данные дополнялись интерполированием. Глубина деятельного слоя определялась по графикам изменения годовой амплитуды температуры с глубиной.* В тех квадратах, где влияние переноса тепла

* За годовую амплитуду температуры принималась половина годового размаха t_z .

течениями незначительно, глубина, на которой амплитуда температуры близка к нулю, является нижней границей деятельного слоя (рис. 2, а). Однако необходимо отметить, что в районах, где годовая амплитуда температуры воды на поверхности (Θ_0) велика, Θ_z на глубине деятельного слоя может иметь большие значения, чем в районах с малой Θ_0 .

На карте годовых колебаний t° поверхности, представленной в работе [6], для Северной Атлантики можно выделить следующие районы: 1) от 0° с. ш. до 30° с. ш. и от 50° с. ш. до 70° с. ш. наблюдаются амплитуды 2° — 6° , 2) от 30° с. ш. до 50° с. ш. наблюдаются амплитуды 6 — 8° . 3) в северо-западном районе Северной Атлантики отмечаются аномально большие амплитуды — до 16° , что связано с действием течений.

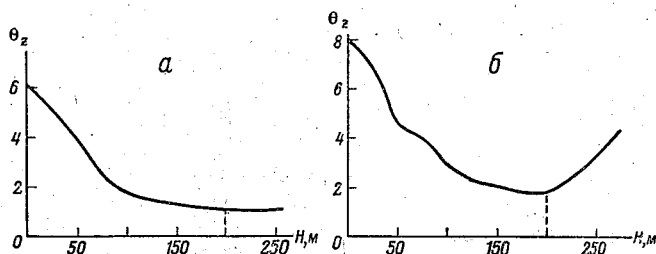


Рис. 2. Изменение амплитуды годового хода температуры с глубиной.
а — в квадрате 77, б — в квадрате 115.

Из сказанного выше следует, что предел Θ_z на глубине деятельного слоя изменяется с широтой.

В среднем для районов, где влияние горизонтального переноса тепла невелико, величина Θ_z на глубине деятельного слоя принималась равной 1° , а в районах, где Θ_0 принимает минимальные значения, Θ_z уменьшалась до $0,5^\circ$.

Другая картина получается для районов, где влияние адвекции велико. (Для Северной Атлантики в основном — это районы действия теплых течений.) Изменение во времени температуры воды на различных горизонтах (t_z) определяется годовым ходом температуры на поверхности (t_0) и годовым ходом адвекции (A).

Об адвективном изменении температуры (t_z^a) можно судить по изменчивости интенсивности течений. Эту зависимость можно объяснить следующим образом. Ослабление интенсивности течения уменьшает приток тепла и, при условии незначительных или однозначных изменений температуры в окружающих районах, вызывает понижение температуры в данном районе. Усиление интенсивности течения увеличивает приток тепла, что в свою очередь вызывает повышение температуры. Следовательно, можно сказать, что $t_{z\max}^a$ будет соответствовать максимальной интенсивности течения, а $t_{z\min}^a$ — минимальной интенсивности.

Ряд исследователей в Атлантическом течении отмечают два максимума расходов (в январе и мае) и два минимума (в марте и августе). В Гольфстриме наблюдается аналогичная картина, но с некоторым сдвигом по времени [7].

При сравнении годового хода температуры воды на поверхности и годового хода течений видно, что максимальные величины t_0 (VIII—IX) соответствуют минимальной интенсивности течения и, следовательно,

минимальной t_z^a , а минимальные величины t_0 (I—II) соответствуют максимальной интенсивности течения и, следовательно, максимальной t_z^a . На рис. 3 показан годовой ход t_z на различных горизонтах в квадрате 219. Из рисунка следует, что максимум и минимум температуры в поверхностных слоях совпадают по времени с максимумом и минимумом t_0 .

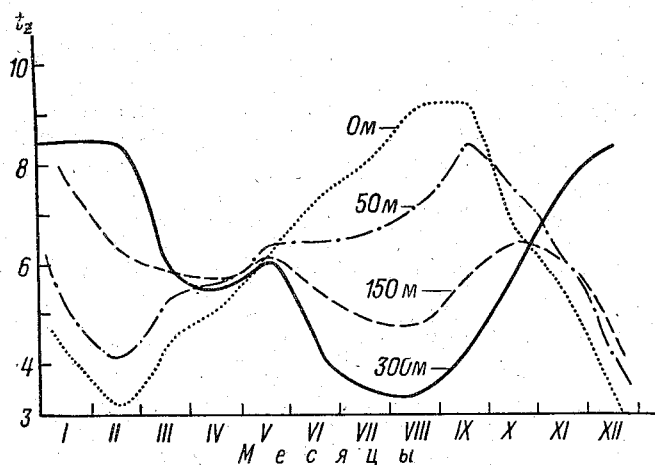


Рис. 3. Годовой ход температуры воды на различных горизонтах в квадрате 219.

Однако время наступления максимальной и минимальной температур на глубине 300 м находится в противофазе по отношению ко времени наступления максимума и минимума температуры на поверхности, что объясняется преобладающим влиянием адвекции на этом горизонте. Очевидно, в каком-то промежуточном слое воздействие этих двух факторов (t_0 и A) уравнивается и, следовательно, на этой глубине (H) будет наблюдаться наименьшее значение $t_{z \max}$ и наибольшее значение $t_{z \min}$, а так как годовая амплитуда t_z определяется как $\frac{t_{z \max} - t_{z \min}}{2}$, то

на этой же глубине будет и минимальная величина амплитуды. Эта глубина H будет глубиной деятельного слоя. Ниже глубины деятельного слоя преобладающее влияние на t_z будет оказывать адвекция, и амплитуда годового хода t_z может снова увеличиваться (рис. 2, б). Θ_z для адвективных районов принималась равной 1° , исключение составляют квадраты с максимальной Θ_0 , где Θ_z бралась равной 2° .

Карта распределения толщин деятельного слоя Северной Атлантики представлена на рис. 1. Большая часть площади имеет толщину деятельного слоя, равную 200 м, однако в центральных районах она увеличивается до 300 м и в северных квадратах достигает максимальной величины, равной 400 м.

Большие глубины деятельного слоя в северных районах можно объяснить зимней конвекцией, проникающей до глубин порядка 400—500 м [8]. В районе Северного пассатного течения и Бермудских островов небольшая толщина слоя, подверженного сезонным изменениям (150—200 м), отмечалась в работах [3, 9].

Минимальная толщина деятельного слоя, равная 100 м, получается для прибрежных районов, отличающихся небольшими глубинами и отсутствием слоя скачка при сильных приливных течениях (обычно сезонные изменения наблюдаются во всем слое от поверхности до дна). Представляет интерес сравнить полученную карту глубин деятельного

слоя Северной Атлантики с классификацией вод Атлантического океана, представленной в работе [5]. Поверхностные воды, занимающие верхний 150-метровый, а иногда 200-метровый слой и формирующиеся в процессе непосредственного взаимодействия атмосферы и океана, представляют меньший интерес, так как они в основном лежат выше границы деятельного слоя.

Подповерхностные воды, которые делятся на первичные и вторичные, занимают слой от 150 до 300—400 м.

Первичные подповерхностные воды, погружившиеся с поверхности, характеризуются полугодовыми колебаниями температуры и обычно связаны с сильно развитой вертикальной зимней конвекцией, следовательно, эти воды должны быть включены в толщу деятельного слоя. Вторичные подповерхностные воды испытывают колебания, не подчиненные какой-либо периодичности, связанной с изменением в течение года теплового и водного баланса поверхности. Эти воды, очевидно, будут располагаться ниже глубины деятельного слоя.

Интересен тот факт, что основная масса квадратов с глубиной деятельного слоя 300 м попадает в зону распространения северной субтропической подповерхностной воды, являющейся первичной. Остальные подповерхностные воды являются вторичными, и толщина деятельного слоя в этих районах достигает 100—200 м. Исключением являются квадраты 183, 184, 185, которые попадают в область вторичной северо-восточной подповерхностной воды, а глубину деятельного слоя имеют равной 400 м, однако этот факт может быть объяснен, во-первых, малой детализацией при выборе областей, занимаемых различными подповерхностными водами, во-вторых, наличием влияния погружения поверхностных вод в зоне северо-атлантической сходимости. В других районах существенных различий при сравнении карт не обнаружилось.

В заключение следует указать на особенности, которые могут встретиться при использовании карт глубин деятельного слоя. Так, например, при построении графиков связи изменения поверхностной температуры и изменения теплосодержания необходимо учитывать для некоторых районов умеренных широт сезонную изменчивость толщины деятельного слоя. Очевидно, эта изменчивость будет наиболее сильно проявляться в переходные сезоны. Сильный приток тепла весной приводит к интересному явлению: нижний слой, в котором еще заметен годовой ход t_z , тем лучше сохраняет зимнюю температуру, чем сильнее прогревается поверхностный слой. Следовательно, в районах с глубиной деятельного слоя 300—400 м в весенние месяцы связь Δt_0 и ΔQ будет наблюдаться в слое меньшей толщины. В период осеннего охлаждения может наблюдаться аналогичная картина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Г. Архипова. Межгодовые изменения теплового баланса в северной части Атлантического океана. Тр. ГОИН, вып. 54. Гидрометеиздат, 1960.
2. Л. А. Жуков. Развитие охлаждения верхнего слоя Атлантического океана в осенние месяцы МГГ. Тр. ЛГМИ, вып. 16, 1962.
3. Г. Стоммел. Гольфстрим. М., 1963.
4. Fritz S. Seasonal heat storage in the ocean and heating of the atmosphere. Arch. Meteorol. Geophys. and Bioclimatol., A. 10, No 4, 1958.
5. Основные черты гидрологии Атлантического океана (под ред. А. М. Муромцева). М., Гидрометеиздат, 1963.
6. Ю. М. Шокальский. Физическая океанография. Л., Гидрометеиздат, 1959.
7. К. Н. Федоров. О причинах полугодовой периодичности в атмосферных и океанических процессах. Изв. АН СССР, сер. геогр., № 4, 1959.
8. В. М. Грузинов. К вопросу о конвективном перемешивании в зоне субполярного фронта Северной Атлантики. Тр. ГОИН, вып. 77, 1964.
9. E. Schroeder, H. Stommel, D. Menzel. Climatic stability of Eighteen Degree water at Bermuda, Geophys. Res., vol. 64, No 3, March, 1959.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ГЕОСТРОФИЧЕСКИЕ ТЕЧЕНИЯ НОРВЕЖСКОГО И ГРЕНЛАНДСКОГО МОРЕЙ

И. П. Беляева

Поверхностные течения в зависимости от сил, вызывающих их, можно разложить на три основные составляющие, имеющие величины одного порядка, а именно: дрейфовую, градиентно-конвекционную и приливо-отливную. Дрейфовые течения необходимо учитывать при квазистационарных синоптических условиях и скорости ветра более 2 м/сек. Во всех других случаях даже на поверхности, не говоря уже о глубинах ниже слоя трения, непериодические течения близки к геострофическим, поэтому схемы геострофической циркуляции представляют несомненный теоретический и практический интерес.

Данная работа посвящена расчету поверхностных геострофических течений Норвежского и Гренландского морей. Расчет проведен динамическим методом для всех двенадцати месяцев по средним многолетним данным.* Динамический метод основан на использовании уравнений установившегося движения. Применение его в настоящей работе вполне обосновано, так как рассчитывалась средняя многолетняя картина течений. Обычно, применяя динамический метод, скорость течения вычисляют либо непосредственно по разностям динамических высот между двумя гидрологическими станциями на разрезах, ориентированных по возможности перпендикулярно к основному потоку, либо предварительно строят карту динамических высот, и скорость течения вычисляют в отдельных точках по градиентам динамических высот. В первом случае мы получаем только одну составляющую скорости течения, нормальную к плоскости гидрологического разреза, так как мало вероятно, чтобы разрез был точно перпендикулярен потоку. Во втором случае мы получаем полное значение скорости геострофического течения, направление которого отождествляется с направлением касательной к изолиниям динамических высот. При расчете от переменной динамической поверхности в этом случае нужно применять искусственный прием, экстраполируя по глубине значения температуры (t), солёности (S) и условного удельного объема (V_t) на мелководных станциях до горизонта, соответствующего наибольшему заглублению нулевой динамической поверхности (H). В противном случае при расчете от переменной H изолинии динамических высот характеризуют не столько динамический рельеф

* О методике расчета и предварительных результатах было доложено на сессии Ученого совета ПИНРО в марте 1964 г. [1].

свободной поверхности моря, сколько именно эту «переменность» нулевой поверхности: впадины H будут соответствовать холмам на динамической карте, и наоборот.

В данной работе расчет течений произведен несколько иным способом. Исходным материалом для расчета служат карты горизонтального распределения температуры и солености, которые нужно построить по данным наблюдений на гидрологических станциях для тех горизонтов, на которых производится вычисление скорости течения. Рассматриваемый район покрывается сеткой квадратов. В выбранных точках производится расчет составляющих скорости течения на параллель и меридиан обычным способом, затем по составляющим определяется скорость и направление результирующего течения. При правильном выборе нулевой динамической поверхности мы получаем абсолютную скорость и направление геострофического течения.

Этот способ позволяет без дополнительных искусственных приемов производить расчет скорости и направления течения как от постоянной, так и от переменной нулевой динамической поверхности. Подготовка исходного материала более трудоемка, так как требует предварительного построения карт горизонтального распределения температуры, солености и условного удельного объема.

Для получения схемы течений в этом случае вычисляется не одно значение скорости течения, а обе проекции скорости на параллель и меридиан. Расчет таким способом удобен для применения современных электронно-вычислительных цифровых машин, так как наличие поля исходных величин и задание постоянного или изменяющегося по определенному закону шага разности позволяет легко запрограммировать данную задачу. Поэтому увеличение объема вычислений больших затруднений не представит. Кроме того, как нам представляется, этот способ должен дать большую точность при вычислении скорости и направления течения, так как величины t , S и V_t можно проинтерполировать более точно, чем динамические высоты при построении карты динамического рельефа. Большая точность в данном случае обеспечивается, во-первых, тем, что интерполируются исходные данные, на которые не наложены ошибки вычислений. При расчете динамических высот ошибки в нахождении V_{stp} при умножении на толщину слоя увеличиваются в сотни раз. В отдельных случаях этим объясняется сложность динамических карт. Во-вторых, распределение t , S и V_t изучено уже достаточно хорошо, поэтому при построении исходных карт провести интерполяцию этих величин и выбраковать сомнительные можно более обоснованно, чем при построении карт динамического рельефа. Значения динамических высот при расчете от 500 м и более имеют порядок 10^3 — 10^4 *дин · мм*, поэтому их труднее интерполировать, чем исходные данные, и интерполяция даст меньшую точность.

В настоящей работе расчет течений произведен вышеописанным способом. Исходным материалом послужили карты средних многолетних величин температуры и солености данного района [2]. Эти карты обобщают материалы наблюдений с 1896 по 1958 г; общее количество исходных наблюдений составляет около 23 000. В атласе [2] приведены ежемесячные карты для горизонтов 0, 50, 100, 200 м и среднегодовая карта для горизонта 500 м (на этой глубине уже не сказываются сезонные изменения температуры и солености, поэтому наблюдения, выполненные в любой период года, учтены при построении данной карты). Для горизонтов 600, 800, 1000 м среднегодовые карты были построены на основании таблиц средних величин температуры, солености и удельного объема, составленных под руководством Н. Б. Мерцаловой в ГОИНе по материалам зарубежных экспедиций с 1896 по 1953 г. и отечествен-

ных до 1956 г. Эти материалы нами были дополнены результатами советских экспедиций периода МГГ и МГС.

Скорости течения рассчитывались в центрах квадратов со сторонами 1° по широте и 2° по долготе для свободной ото льда поверхности моря. Границей свободной ото льда поверхности моря была принята линия, ограничивающая область распространения 8—10-балльного льда [2]. В зависимости от положения кромки льда число расчетных точек в различные месяцы изменялось при расчете составляющей на параллель от 232 для марта до 356 для июля—сентября, при расчете составляющей на меридиан от 228 для марта до 353 для июля—сентября. За отсчетную поверхность для глубин, больших 1000 м, был выбран горизонт 1000 м. Проведенное исследование нулевой динамической поверхности показало, что в этом районе глубина ее залегания изменяется от 600 м до 1400 м [3], т. е. средняя глубина близка к 1000 м. Расчет от отсчетной поверхности, расположенной близко к нулевой динамической поверхности, позволяет проследить за изменениями скорости течения от месяца к месяцу без заметного искажения величины последней, что являлось одной из задач данной работы. В частности, максимальная величина скорости течения, полученная в результате нашего расчета на горизонте 500 м относительно 1000 м по среднегодовым данным, не превышала 3 см/сек. Поскольку на большей части рассматриваемого района нулевая динамическая поверхность лежит выше 1000 м, то несовпадение глубины ее залегания с принятой отсчетной поверхностью приведет к тому, что разность скоростей в слое 500—1000 м будет еще меньше. Преимуществом выбора отсчетной поверхности не глубже 1000 м является заметное упрощение расчета. В дальнейшем предполагается сделать расчет от переменной нулевой динамической поверхности.

Расчет произведен на электронно-вычислительной цифровой машине Урал-2. Программа составлена кандидатом технических наук А. М. Бреховым таким образом, что одновременно можно вести расчет только для 125 точек, причем число строк (если производится вычисление составляющей на меридиан) или столбцов (если вычисляется составляющая на параллель) не должно превышать девяти. В связи с таким ограничением из-за большого количества исходного материала расчет каждой составляющей приходилось делать в два или три приема в зависимости от величины свободной ото льда поверхности моря. На печать выведены значения динамических высот и составляющих скорости течения на всех горизонтах, для которых производился расчет.

Необходимо указать следующее. При расчете динамическим методом значение условного удельного объема V_t нужно исправлять поправками: на давление δ_p , на соленость и давление δ_{sp} , на соленость, температуру и давление δ_{stp} , на температуру и давление δ_{tp} . Поскольку динамический метод исходит из того, что давление в децибарах отождествляется с глубиной в геометрических метрах (ошибка составляет 1%), то при определении разностей динамических высот на одном горизонте поправки δ_p не повлияют на значение разности. Поправки δ_{sp} и δ_{stp} для данного района составляют менее $0,01 \cdot 10^3$ условных единиц плотности, поэтому ими тоже можно пренебречь. Некоторое значение имеют поправки δ_{tp} , но и они для одного горизонта (если взять разность двух поправок на одном горизонте для двух точек, по которым ведется расчет) не изменят значение плотности более чем на $0,02 \cdot 10^3$ условных единиц плотности при отсчетной поверхности не глубже 1000 м. Поскольку, согласно исследованию Л. М. Фомина [4], погрешность определения условного удельного объема составляет $\pm 0,02 \cdot 10^3$ условных единиц, что соизмеримо с максимальной ошибкой за счет пренебрежения поправкой δ_{tp} , нам представилось возможным в данном

случае для вычисления динамических высот брать не V_{stp} , а V_t . Это позволило упростить программу и сократить объем работ по подготовке материала для расчета. Результаты расчета представлены на рис. 1—3.

К настоящему времени течения Норвежского и Гренландского морей исследованы главным образом косвенными методами. Непосредственных инструментальных наблюдений крайне мало, причем они сконцентрированы по преимуществу в граничных районах, т. е. в Фареро-Шетландском, Фареро-Исландском и Датском проливах, в районе

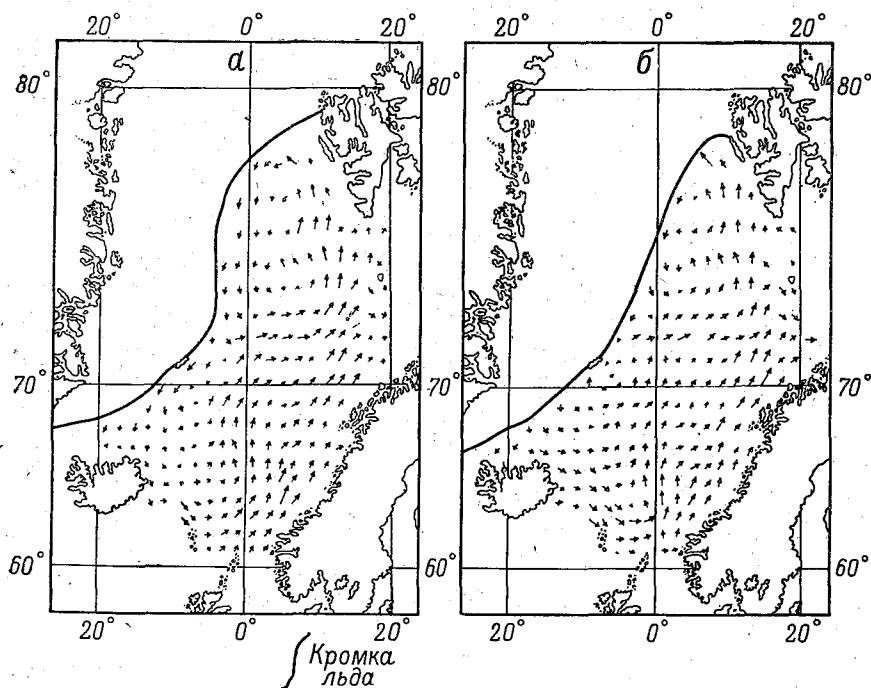


Рис. 1. Поверхностные геострофические течения в феврале (а) и в апреле (б).

Масштаб: 1 мм — 3 см/сек.

между о. Медвежий и северным побережьем Норвегии. В юго-западной части Норвежского моря изучение Восточно-Исландского течения проведено при помощи ЭМИТа [5]. По отдельным съемкам проведены расчеты течений динамическим методом и построены карты динамической топографии [6—9]. Однако эти съемки выполнены в различные годы и сезоны, динамические высоты рассчитаны от разных отсчетных поверхностей, поэтому проводить сравнение и изучать течение по таким разнохарактерным материалам довольно затруднительно. Наиболее полная картина поверхностных суммарных течений дана А. П. Алексеевым и Б. В. Истошиным [2, 10]. Эта схема постоянных течений Норвежского и Гренландского морей построена путем прослеживания осей потоков на основе анализа вертикального и горизонтального распределения температуры и солености в море, с привлечением данных по распределению планктона и наблюдений за сносом промысловых судов с сетями. Для ряда районов, характеризующихся сложной структурой потоков, был проведен расчет течений динамическим методом. Учитывался также и рельеф дна. Таким образом, эта схема отражает картину преобладающих течений на поверхности Норвежского и Гренландского морей и дрейфового и градиентно-конвекционного происхождения, причем относится главным образом к теплomu времени года.

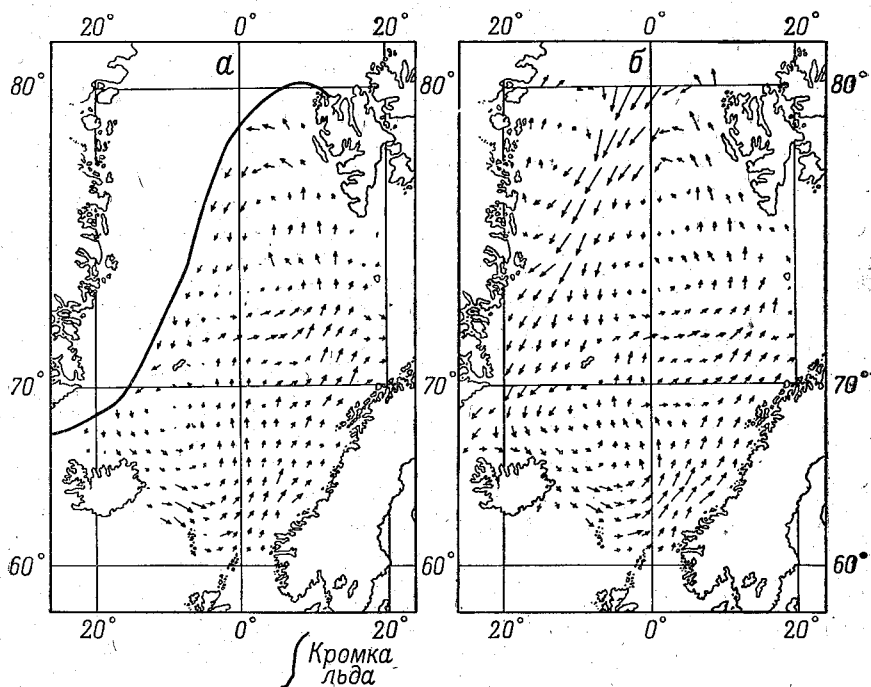


Рис. 2. Поверхностные геострофические течения в июне (а) и в августе (б).
Масштаб: 1 мм — 3 см/сек.

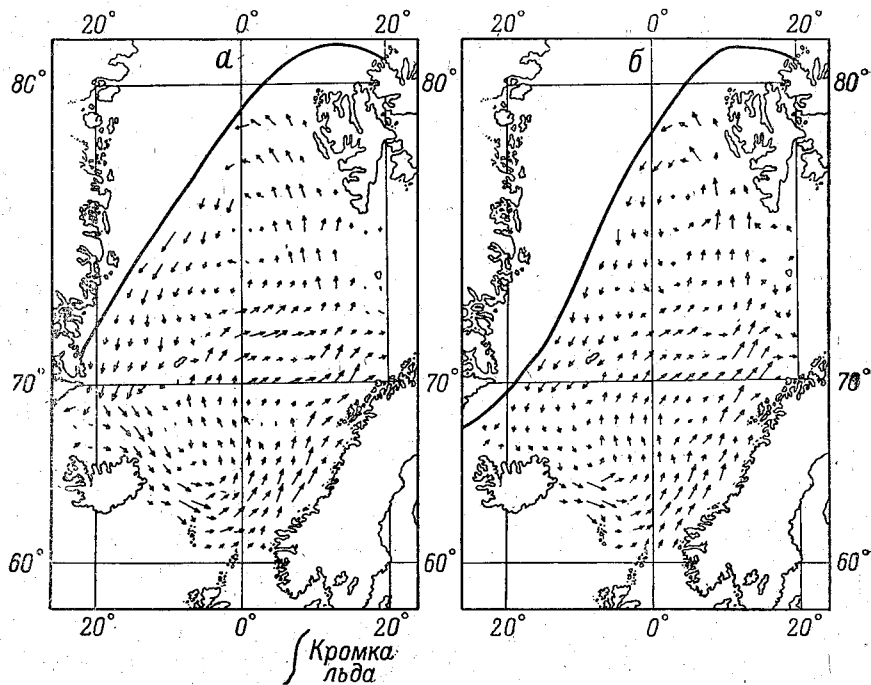


Рис. 3. Поверхностные геострофические течения в октябре (а) и в декабре (б).
Масштаб: 1 мм — 3 см/сек.

Система постоянных течений Норвежского и Гренландского морей состоит из следующих основных потоков: в восточной части — теплое Норвежское течение, которое является ветвью Северо-Атлантического течения и его продолжения на северо-востоке Западно-Шпицбергенского течения; в западной части — Восточно-Гренландское течение, выносящее из Центральной Арктики холодные распресненные воды и льды. В южной части Норвежского моря с запада на восток движется холодное Восточно-Исландское течение. В описании к схеме постоянных течений, приведенной в атласе [2], даны величины скоростей течений. Так, на выходе из Фареро-Шетландского пролива воды Норвежского течения движутся со скоростью 0,8—1,0 узла ($\sim 40\text{—}50\text{ см/сек}$), к северу скорость их быстро уменьшается до 0,5—0,2 узла ($\sim 25\text{—}10\text{ см/сек}$). Под влиянием рельефа дна Норвежское течение в районе Норвежского плато ($66\text{—}67^\circ$ с. ш. и 3° в. д.) разделяется на две ветви — Восточную и Западную; около 69° с. ш. от Западной ветви отделяется Северо-Западная в сторону о. Ян-Майен. На широте острова Западный Шпицберген все три ветви объединяются в относительно однородный поток — Западно-Шпицбергенское течение, большая часть вод которого уходит в Арктический бассейн, меньшая поворачивает на запад, образуя циклонический круговорот в центральной части Гренландского моря. Некоторое количество этих вод погружается под Восточно-Гренландское течение и движется вместе с ним до южной оконечности Гренландии.

Наиболее мощным течением данного района является Восточно-Гренландское; стержень его проходит над материковым склоном Гренландии. Около 74° с. ш. от Восточно-Гренландского течения на восток отделяется Ян-Майенская ветвь, замыкающая циклонический круговорот в центральной части Гренландского моря. У 70° с. ш. в этом же направлении отходит вторая ветвь, которая участвует в образовании Восточно-Исландского течения. Почти постоянное присутствие дрейфующих льдов очень затрудняет наблюдения, и до последнего времени сведения о скоростях этого течения получены главным образом по данным о вынужденных дрейфах судов и движении льдов. По наблюдениям последних лет скорости течения рассчитаны динамическим методом. Согласно [2], на поверхности скорости суммарного течения увеличиваются с севера на юг от 1 до 4 узлов (от $\sim 50\text{ см/сек}$ до $\sim 200\text{ см/сек}$).

Исследования В. Ю. Визе [11] и Е. И. Чаплыгина [12] показали, что скорости Восточно-Гренландского течения увеличиваются с севера на юг от 0,1 узла ($\sim 5\text{ см/сек}$) на широте 80° до 0,8 узла ($\sim 40\text{ см/сек}$) на широте 64° [11] или 60° [12]. Чаплыгин указывает следующие вероятные причины такого изменения скорости течения: 1) сильные и устойчивые по направлению в продолжение всего года северные ветры способствуют сгону воды из Арктического бассейна и создают постоянный нагонный режим и мощное дрейфовое течение, направленное параллельно береговой черте; 2) сужение течения на пути к югу вследствие различных гидрографических, гидрологических и метеорологических факторов при неразрывности потока должно вызвать увеличение скорости потока. Рассматривая карту среднего многолетнего атмосферного давления, можно сказать, что в результате увеличения градиента атмосферного давления к югу скорости дрейфового течения также должны увеличиваться в этом направлении. В отношении второй причины, высказанной Чаплыгиным, хочется указать следующее: увеличение скорости течения за счет сужения потока несомненно имело бы место, если бы расход течения не уменьшался по мере продвижения к югу. Согласно [12], до широты Датского пролива доходит лишь 22—23% от общего расхода водной массы на 79° с. ш., а расход арктической

воды на широте 60° составляет лишь одну восьмую расхода, вычисленного для 79° с. ш., поэтому вторая причина кажется довольно спорной.

Другое холодное течение — Восточно-Исландское — существенно отличается от Восточно-Гренландского. Образуется оно в результате сложного взаимодействия нескольких водных масс: атлантических вод течения Ирмингера, полярных вод Восточно-Гренландского течения, вод Северо-Западного ответвления Норвежского течения и центральной зоны [9]. Это течение проникает на большие глубины, охватывая порой всю толщу воды. Скорость течения колеблется в большом диапазоне — от 0,1 узла до 1,0 узла (от ~ 5 см/сек до ~ 50 см/сек). Наибольшие скорости отмечены севернее и северо-восточнее мыса Ланганес (о. Исландия) и в районе $64^\circ 30' - 66^\circ 00'$ с. ш., где в результате вторжения атлантических вод через понижение в Фареро-Исландском проливе происходит сужение Восточно-Исландского потока, что приводит к увеличению скорости.

В результате проведенного расчета получены карты поверхностных геострофических течений (рис. 1—3), которые в общем качественно неплохо совпадают со схемой постоянных течений [2, 10]. На этих картах хорошо видны основные черты циркуляции Норвежского и Гренландского морей, отчетливо выражены вышеописанные течения, хотя некоторые менее значительные потоки удастся отметить не во все месяцы. Так, в области Норвежского течения на картах ясно видны Западная и Восточная ветви этого течения, но Северо-Западное ответвление, например, прослеживается в августе, а в феврале его не видно. Существенное различие замечено в следующем. На всех наших картах хорошо выражен поток вод на восток-северо-восток в районе $71-73^\circ$ с. ш. вдоль порога Мона. Этот поток образован Западной ветвью и Северо-Западным ответвлением Норвежского течения и частично Ян-Майенской ветвью Восточно-Гренландского течения (рис. 1—3). На схеме эта часть моря характеризуется течениями переменных направлений и отдельными потоками северного направления. Наибольшие скорости Норвежского течения составляют 13 см/сек на широте $64-65^\circ$; Западно-Шпицбергенского течения — 7 см/сек на широте $76-78^\circ$, причем увеличение скоростей отмечено от весеннего к осенне-зимнему периоду.* По данным экспедиции на д/э «Обь» в августе-сентябре 1956 г. и д/э «Лена» в марте 1958 г. в северной части Гренландского моря скорости Западно-Шпицбергенского течения, рассчитанные динамическим методом, составляли в августе-сентябре 0,1 узла (~ 5 см/сек) и увеличивались в марте до 0,2 узла (~ 10 см/сек) на той же широте и до 0,3 узла (~ 15 см/сек) на широте $79-80^\circ$ [8].

Самым сильным течением данного района является Восточно-Гренландское. Наибольшие поверхностные скорости, по нашим расчетам, составили 16 см/сек. Это течение наименее изучено, так как большую часть года данный район моря покрыт льдом. Используя материалы атласа [2], оказалось возможным провести расчет для всей поверхности моря только в июле, августе и сентябре, поэтому вышеуказанное значение скорости нельзя считать наибольшим. Что касается направления Восточно-Гренландского течения, то основной поток проходит вдоль материкового склона по изобате 500 м. На трех картах летнего периода (VII, VIII, IX), где удалось покрыть расчетами всю поверхность обоих морей, в северо-западной части отмечен антициклонический круговорот. В июле центр его расположен на широте $77,5^\circ$ с. ш., в августе — на $78,0^\circ$ с. ш., в сентябре — на $78,5^\circ$ с. ш., т. е. центр от июля к сен-

* Здесь и далее, когда речь идет о нашем расчете, имеются в виду только градиентно-конвекционные составляющие скорости течения, рассчитанные динамическим методом.

тября сместился к северу. Подобный круговорот обнаружен в августе-сентябре 1956 г. на 78° с. ш. [8].

Данные, приведенные Е. И. Чаплыгиным и В. Ю. Визе, показывают, что скорости Восточно-Гренландского течения увеличиваются с севера на юг в восемь раз (здесь речь идет о суммарных поверхностных течениях). По нашим расчетам наибольшие скорости геострофического течения отмечены на $75-80^{\circ}$ с. ш. Далее к югу заметно уменьшение скорости потока, одной из причин этого следует считать отход Ян-Майенской ветви Восточно-Гренландского течения. В целом на поверхности скорость геострофического течения уменьшается примерно в два-три раза. Это уменьшение, помимо вышесказанного, очевидно, вызвано, главным образом, следующим. При движении к югу воды Восточно-Гренландского течения меняют свои физико-химические свойства, сильно трансформируются, в результате чего должны значительно уменьшиться горизонтальные градиенты плотности и вследствие этого градиентно-конвекционная составляющая скорости течения, рассчитанная динамическим методом, тоже должна уменьшиться. Поэтому полученное в результате расчета уменьшение геострофического течения к югу кажется вполне логичным. Кроме того, вообще этот район крайне беден данными наблюдений и они менее надежны.

Скорости Восточно-Исландского течения достигают величины

8 см/сек , что близко к нижнему пределу, указанному А. П. Алексеевым и Б. В. Истошиным [10] для суммарных поверхностных течений и в два раза меньше средних скоростей, приведенных Б. А. Яроговым [13]. Ось Восточно-Исландского течения по нашим расчетам смещена на юго-восток по сравнению с [2], наибольшие скорости отмечены на $64-65^{\circ}$ с. ш. и $7-9^{\circ}$ з. д. Общая картина течения близка к схеме, составленной Яроговым, т. е. район между о. Исландия и о. Ян-Майен представляет собой единый круговорот против часовой стрелки.

Чтобы рассмотреть внутригодовую изменчивость скоростей трех основных течений (Норвежского, Западно-Шпицбергенского и Восточно-Исландского), в каждом из них был выбран район, характеризующийся максимальными скоростями (рис. 1): район № 1 на $64-65^{\circ}$ с. ш. и $5-7^{\circ}$ в. д., район № 2 на $76-78^{\circ}$ с. ш. и $7-9^{\circ}$ в. д. и район № 3 на $63-64^{\circ}$ с. ш. и 9° з. д. Изменение скоростей течения в этих районах в продолжение всего года представлено на рис. 4. Все эти течения являются в какой-то мере сопряженными, с минимумом ранней весной и максимумом поздней осенью.

Расчеты не дали хорошо выраженного потока через Фареро-Шетландский пролив. Это является следствием того, что на использованных средних картах температуры и солёности в этом районе очень малы горизонтальные градиенты, поэтому динамический метод дает малые значения скорости. В районе Датского пролива и на северной границе Гренландского моря исходные карты построены по слишком ограниченному количеству наблюдений, кроме того, приходилось проводить экстраполяцию, поэтому результаты расчета здесь малонадежны.

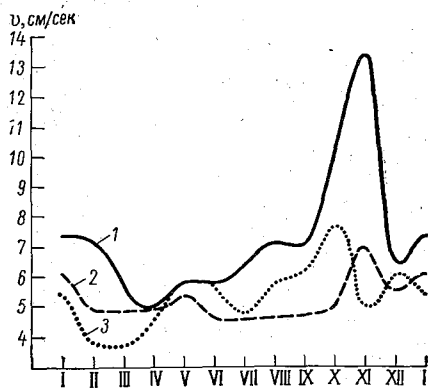


Рис. 4. Годовая изменчивость скоростей течений.

1 — район № 1, 2 — район № 2, 3 — район № 3.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. П. Беляева. О расчете течений Норвежского и Гренландского морей. Материалы сессии Ученого совета ПИНРО по результатам исследований в 1962—1963 гг. Мурманск, 1964.
 2. Атлас условий промысла сельди в Норвежском и Гренландском морях. Калининград, 1962.
 3. И. П. Беляева. Нулевая динамическая поверхность Норвежского и Гренландского морей. Тр. ЛГМИ, вып. 20, 1965.
 4. Л. М. Фомин. Теоретические основы динамического метода и его применение в океанологии. Изд. АН СССР, 1961.
 5. В. С. Головачев, Б. А. Ярогов. Предварительные результаты наблюдений над течениями в юго-западной части Норвежского моря. Тр. БалтНИРО, вып. 8, 1962.
 6. А. Г. Кисляков. Динамическая карта течений Норвежского моря. Научн.-технич. бюлл. ПИНРО, № 3(7), 1958.
 7. А. Г. Кисляков. Колебания режима Шпицбергенского течения. Сб. Советские рыбохозяйственные исследования в морях Европейского севера, ВНИРО—ПИНРО. М., 1960.
 8. А. Ф. Лактионов, В. А. Шамонтьев, А. В. Янес. Океанографический очерк северной части Гренландского моря. Сб. Советские рыбохозяйственные исследования в морях Европейского севера. ВНИРО—ПИНРО. М., 1960.
 9. Б. А. Ярогов. Формирование Восточно-Исландского течения. Тр. Океанограф. комиссии, т. X, вып. 1, 1960.
 10. А. П. Алексеев, Б. В. Истошин. Некоторые результаты океанографических исследований в Норвежском и Гренландском морях. Сб. Советские рыбохозяйственные исследования в морях Европейского Севера. ВНИРО—ПИНРО. М., 1960.
 11. В. Ю. Визе. О дрейфе льдов в Полярном бассейне. Тр. ГГИ, т. X, 1933.
 12. Е. И. Чаплыгин. О динамике вод Восточно-Гренландского течения. Проблемы Арктики и Антарктики, вып. 5, 1960.
 13. Б. А. Ярогов. Восточно-Исландское течение. Тр. ПИНРО, вып. 11, 1959.
-

ФОНОВЫЙ ПРОГНОЗ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В ЮЖНЫХ РАЙОНАХ БАРЕНЦЕВА И НОРВЕЖСКОГО МОРЕЙ

Е. И. Серяков

Методике перспективных прогнозов гидрометеорологического режима морей посвящен ряд исследований [1, 2]. Автором была предпринята попытка разработки прогноза теплового фона незамерзающей части Баренцева моря и урожайности поколений трески на 1959—1965 гг. [3, 4]. Проверка данного прогноза по данным о температуре воды на разрезе по Кольскому меридиану за 1959—1963 гг. и по сведениям об урожайности поколений норвежского стада трески показала вполне удовлетворительную согласованность [4].

Продолжение этих работ было вызвано актуальностью проблемы и необходимостью более глубокого подхода к разработке методики перспективных прогнозов. В настоящей статье высказываются соображения о предполагаемом знаке аномалий температуры воды деятельного слоя южной части Баренцева и районов нереста трески в Норвежском море на 1966—1970 гг. В основу этого перспективного прогноза на предстоящее пятилетие положены те же идеи, что и ранее, но учтен еще целый ряд факторов и, конечно, опыт первого составления сверхдолгосрочного прогноза теплового фона на 1959—1965 гг.

Как известно, период МГГ совпал с чрезвычайно высоким 11-летним циклическим максимумом солнечной активности, достигшим рекордной высоты за всю телескопическую эпоху — 190 единиц Вольфа. Эта совершенно исключительная отметка солнечной активности объясняется совпадением по меньшей мере двух циклов солнечной активности: 11-летнего, причем нечетного, имеющего порядковый номер 19, т. е. более высокого в 22-летней паре, и 80—90-летнего векового цикла, также оказавшегося достаточно мощным. Следует заметить, что 11-летние циклы оказываются связанными попарно, причем нечетный цикл является коротким и высоким, а четный — длинным и низким.

Остановимся на характеристике будущего 11-летнего солнечного цикла. Гелиофизики предполагают, что рост солнечной активности в период 1966—1967 гг. будет менее крутым и менее высоким, чем в период 1955—1957 гг. Кроме того, есть мнение о предстоящем ходе векового солнечного цикла, а именно ветвь спада 80—90-летнего цикла уже началась и будет очень крутой.

К сожалению, в литературе нет еще достаточно подробных сведений об удельном весе каждого солнечного цикла в межгодовых колебаниях гидрологического режима морей и океанов. Однако можно думать, что колебания 11-летнего цикла оказывают большее влияние на

характер изменений теплового состояния рассматриваемого района, чем другие циклы.

Из работ А. А. Гирса [5, 6] известно, что годы, которые падают на ветвь роста 11-летнего цикла, имеют очень большие внутригодовые разности чисел Вольфа. Это значит, что внутри года встречаются месяцы с очень низкой солнечной активностью, обуславливающей преобладание западного типа атмосферной циркуляции (W), и высокой солнечной активности, вызывающей преобладание меридиональных переносов воздушных масс (E, C).

Иначе говоря, годы, приходящиеся на ветвь роста 11-летнего цикла, характеризуются частой сменой форм циркуляции атмосферы W, C, E , следовательно, и характер погоды будет в них часто и резко меняться. В те же годы, которые лежат на ветви спада 11-летнего цикла, внутригодовые разности сильно убывают, а поэтому циркуляционный фон относительно более однороден.

Так как колебания солнечной активности сказываются на процессах в гидросфере через атмосферную циркуляцию, то вполне естественно, что проявление этих колебаний в режиме морей несинхронно. Даже атмосферные процессы в атлантико-европейском секторе реагируют на изменение солнечной активности спустя некоторое время. Рассмотрим это проявление на материалах по Кольскому меридиану.

За последние десятилетия 11-летние циклы имели максимумы в следующие годы: 1927, 1937, 1948, 1957—1958.

Интересно отметить, что, как правило, после экстремумов 11-летнего цикла следующие годы являются теплыми: 1933—1934, 1938—1939, 1943—1944, 1949—1950, 1954—1955, 1959—1960.

Заслуживает внимания различие теплового режима различных лет, приходящихся на ветви спада и ветви роста кривой 11-летних циклов. Так, на ветви спада после максимума в 1948 г. следующие за ним 4 года (1949—1952 гг.) в течение всех месяцев имели положительные аномалии температуры воды деятельного слоя (таблица). Совсем другая картина наблюдалась на ветви роста следующего солнечного цикла № 19. Аномально теплые 1954—1955 гг. сменились суровым 1956 г., после чего наступил год, близкий к норме, но с преимуществом положительных месячных аномалий температуры воды. Однако уже в осенние месяцы 1957 г. наступил резкий перелом в сторону похолодания. Весь 1958 год характеризовался большими отрицательными аномалиями температуры воды.

После последнего максимума 11-летнего цикла на ветви спада опять прослеживался сравнительно однородный температурный фон. В течение четырех лет наблюдались положительные аномалии температуры воды с постепенным приближением к норме в 1962 г. Далее плавно произошел перелом к отрицательным аномалиям, величина которых постепенно увеличивалась от 1962 г. к 1963 г. Правда, в конце лета и начале осени 1962 г. наблюдалось некоторое повышение температуры воды, но это было исключением. Значительное похолодание, наступившее в начале 1963 г., удерживалось в течение всего года и продолжалось в 1964 г.

Итак, рассмотренные выше примеры указывают на различное воздействие солнечной активности на процессы в гидросфере в зависимости от фазы кривой 11-летнего цикла. По нашему мнению, этому обстоятельству следует придавать весьма большое значение при разработке сверхдолгосрочных прогнозов теплового состояния морей.

Рассматриваемый нами период (1966—1970 гг.) придется на ветвь роста кривой 11-летнего цикла, однако предполагается, что рост кривой не будет таким крутым, как, например, в 1955—1957 гг. Тем не менее

трудно ожидать в 1966—1970 гг. устойчивого сохранения знака аномалий температуры воды деятельного слоя в течение ряда лет, а затем весьма плавного перехода от одного типа режима к другому. Более вероятно обратная картина, а именно кривая хода температуры воды несколько раз будет переходить норму.

Повышенный тепловой фон, который наступит спустя некоторое время после минимума солнечной активности, будет преобладать в 1967—1968 гг. В последующие годы будут и похолодания и потепления. В конце периода прогноза можно ожидать значительного приноса тепла течениями, что при определенных условиях будет способствовать повышенному тепловому фону. Эти предположения, конечно, весьма ориентировочны. К сожалению, из-за малого опыта составления подобных прогнозов, а также невозможности учесть все влияющие факторы формулировки прогноза крайне схематичны.

Гидрологический прогноз может оказать помощь и в составлении перспективных прогнозов урожайности поколений различных промысловых рыб. В частности, условия выживания молодежи промысловых рыб будут при прочих равных условиях более благоприятными при плавно меняющемся режиме моря, чем при резких сменах (за 4—5 месяцев) одного типа режима моря на другой.

Кроме учета колебаний солнечной активности, следует использовать в прогностической практике выводы многочисленных работ И. В. Максимова [7—10]. В эпохи больших колебаний оси вращения Земли вес нутационных явлений в изменчивости атмосферных процессов возрастает. С 1950 г. и по настоящее время свободные колебания оси вращения Земли относительно увеличены.

Заслуживает большого вни-

Аномалии температуры воды слоя 0—200 м по Кольскому меридиану

Годы	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Средне- годовая
(1900—1962)	3,92	3,52	3,20	2,95	3,05	3,50	4,05	4,43	4,60	4,46	4,26	4,00	3,83
1950	0,68	0,73	0,80	0,91	1,09	1,02	0,75	0,65	0,75	1,12	1,24	1,12	1,00
1951	0,73	0,55	0,62	0,65	0,63	0,52	0,63	0,76	0,72	0,84	0,64	0,20	0,61
1952	0,08	0,13	0,20	0,09	0,21	0,44	0,63	0,34	0,37	0,64	0,66	0,28	0,34
1953	-0,35	-0,38	-0,45	-0,51	-0,40	-0,21	-0,17	0,00	0,18	0,22	0,57	1,00	-0,04
1954	0,98	0,91	0,83	0,88	0,93	1,02	1,17	1,02	0,94	0,96	0,80	0,60	0,92
1955	0,34	0,48	0,34	0,27	0,31	0,23	0,15	0,17	0,70	1,02	0,94	-0,15	0,40
1956	-0,40	-0,62	-0,53	-0,43	-0,38	-0,27	0,15	-0,11	-0,28	-0,34	0,000	-0,08	-0,29
1957	-0,25	0,29	0,16	0,00	0,12	0,23	0,26	0,60	0,60	1,1	-0,09	0,30	0,27
1958	-0,55	-0,68	-0,57	-0,60	-1,10	-0,42	-0,85	-1,19	-1,10	-1,02	-0,62	-0,23	-0,74
1959	-0,09	-0,04	0,18	0,35	0,51	0,65	0,68	0,89	0,87	0,88	0,95	0,63	0,54
1960	0,40	0,21	0,00	0,43	0,61	0,83	0,76	0,84	0,88	0,78	0,39	0,30	0,54
1961	-0,02	-0,17	0,15	0,00	0,07	0,12	0,18	0,39	0,40	0,74	0,76	0,80	0,27
1962	0,18	-0,28	0,37	0,15	0,05	-0,05	-0,10	0,07	0,16	0,34	0,48	0,65	0,22
1963	-0,32	-0,68	-1,13	-0,75	-0,72	-0,63	-0,63	-0,53	-0,25	0,34	0,34	-0,02	-0,42

мания опубликованный прогноз Максимова на 1965—1966 гг. [10]. Сущность его сводится к следующему.

В летнее время 1965 г. будет пониженной напряженности деятельности Исландского минимума, а зимой 1965 г. деятельность этого центра действия атмосферы будет обострена. Эти условия будут обратными тем, которые наблюдались летом 1962 г. и зимой 1963 г. и привели к аномально холодному температурному режиму Баренцева моря в 1963 г.

Климатическим следствием пониженной напряженности деятельности Исландского минимума летом 1965 г. для рассматриваемого района может быть повышенный приток тепла от солнечной радиации и положительного теплообмена атмосферы с подстилающей поверхностью. С другой стороны, обострение зимой 1966—1967 гг. Исландского минимума, очевидно, приведет к мощному импульсу атлантических вод в северные незамерзающие моря и понижению теплоотдачи в атмосферу. Оба процесса будут способствовать значительному повышению температуры воды деятельного слоя в 1967—1968 гг.

Уточнять и детализировать прогнозы гидрологических условий на несколько лет вперед можно только на основе учета внутренних факторов, в частности учета теплового и динамического взаимодействия северных незамерзающих морей с атмосферой.

Гипотезу В. Ю. Визе, в дальнейшем развитую Д. А. Дрогайцевым, в основе которой лежит представление, что в осенне-зимний период решающую роль играют атмосферные процессы, а летом подстилающая поверхность океанов и морей, нужно развивать и шире использовать в практике прогнозов.

Необходимость разработки и непрерывного совершенствования перспективных прогнозов диктуется еще такими обстоятельствами. Вследствие нестационарности закономерностей развития гидрометеорологических процессов при наступлении новой эпохи, как правило, наступает ухудшение оправдываемости оперативных долгосрочных прогнозов температуры воды и ледовитости морей, ибо прогностические связи основывались на закономерностях предыдущей эпохи. Вероятно, это можно заранее предвидеть и каким-то образом учесть, если будут регулярно составляться прогнозы на ряд лет вперед. Кроме того, в целях повышения точности составляемых сейчас долгосрочных прогнозов температуры воды на несколько месяцев целесообразно учитывать предсказанную тенденцию теплового режима на ряд лет.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. С. Эйгенсон. Солнце, климат и погода. Л., Гидрометеиздат, 1963.
2. Г. К. Ижевский. Океанологические основы формирования промысловой продуктивности морей. М., Пищепромиздат, 1961.
3. Е. И. Серяков. О возможности предсказания теплового состояния вод незамерзающей части Баренцева моря на пятилетие. Тр. ЛГМИ, вып. 17. Изд. ЛГУ, 1964.
4. Е. И. Серяков. Прогноз теплового состояния вод незамерзающей части Баренцева моря на 1964—1965 гг. Материалы отчетной сессии Ученого совета ПИНРО по результатам исследований в 1962—1963 гг. Мурманск, 1964.
5. А. А. Гирс. О причинах и проявлениях многолетних колебаний циркуляции атмосферы. Изд. АН СССР, серия географ., № 6, 1960.
6. А. А. Гирс. Внутриэпохальные преобразования форм атмосферной циркуляции и их причины. Тр. АНИИ, т. 255, изд. «Морской транспорт». Л., 1963.
7. И. В. Максимов. Нутационная циркумполярная барическая волна в атмосфере Земли. ДАН СССР, т. 100, № 1, 1955.
8. И. В. Максимов. Нутационная стоячая волна в Мировом океане и ее географические следствия. Изд. АН СССР, серия географ., № 1, 1956.
9. И. В. Максимов. Нутационные явления в атмосфере высоких широт Земли и их климатообразующая роль. Проблемы Севера, вып. 1, 1958.
10. И. В. Максимов. Свободные колебания оси вращения земли и исландский минимум атмосферного давления. Проблемы Арктики и Антарктики, 1964, № 16.

ПОДВИЖНАЯ СЕТЬ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ СТАНЦИЙ НА АКВАТОРИЯХ АТЛАНТИЧЕСКОГО, ИНДИЙСКОГО И ТИХОГО ОКЕАНОВ

В. М. Шапаев

Известно, что основная масса гидрометеорологических наблюдений на акватории океанов и морей поступает от судов торгового и рыбо-промыслового флота.

В 1963 г. к службе попутных гидрометеорологических наблюдений был привлечен 4261 корабль [1], принадлежавший 34 государствам. Участие в попутных гидрометеорологических наблюдениях указанных 4261 судна неодинаковое. В СССР они ведутся на всех кораблях дальнего плавания. Во многих зарубежных странах такие суда подразделяются на три группы:

1) «выбранные» корабли, преимущественно крупного и среднего тоннажа, на борту которых с согласия владельца или капитана создаются гидрометеорологические станции, выполняющие полную программу наблюдений;

2) вспомогательные суда различного тоннажа, привлекающиеся к гидрометеорологическим наблюдениям по сокращенной программе. В таких случаях на них также открываются судовые станции;

3) прочие суда главным образом мелкого тоннажа.

Существенной особенностью подвижной морской сети является то, что все 4261 судно, как правило, направляются и скапливаются вдоль современных океанических путей [2]. На океанических маршрутах, которые, естественно, меняются в зависимости от экономической и политической ситуации (а теперь при все более и более расширяющейся практике маршрутизации судов и в зависимости от условий погоды), движение судов концентрируется в узких границах, так как суда обычно не удаляются за пределы навигационных маршрутов и это обуславливает пустынность обширных океанических пространств [3].

Кроме того, как основные транспортные пути, так и главные рыбо-промысловые районы имеют еще сезонные смещения по акватории океанов [4]. Все это вместе взятое приводит к неравномерному пространственно-временному распределению судов, выполняющих попутные гидрометеорологические наблюдения в тех или иных районах Мирового океана.

В прошлом выполнялось картирование распределения таких судов на акваториях океанов и морей. Одно из них относится к 1953 г., когда К. Е. Фрэнком [1] опубликовал карту плотности морских гидрометеорологических наблюдений. Эта карта, естественно, не отражает современного положения, и поэтому была предпринята попытка построить новую

карту-схему, используя данные о маршрутах и областях Атлантического, Индийского и Тихого океанов, где, как указывалось выше, в 1963 г. курсировало 4261 судно, производившее попутные гидрометеорологические наблюдения [4]. Специфика указанных материалов неизбежно привела к некоторой условности в определении количества судов, совершающих рейсы по данному маршруту или внутри того или иного района, так как приходилось учитывать следующие факторы:

а) в обычных условиях один и тот же корабль последовательно смещается вдоль маршрута, пересекая различные акватории или области океанов. Это особенно относится к 98 судам (82 выбранных и 16 дополнительных), которые совершали переходы по кругосветным маршрутам;

б) морские перевозки и отчасти промысел не всегда позволяют ограничивать плавание корабля только одной какой-либо определенной областью или маршрутом. В таких условиях, например, находилось около 800 судов, для каждого из которых зафиксировано одновременно от 2 до 6 маршрутов или областей, где оно может находиться.

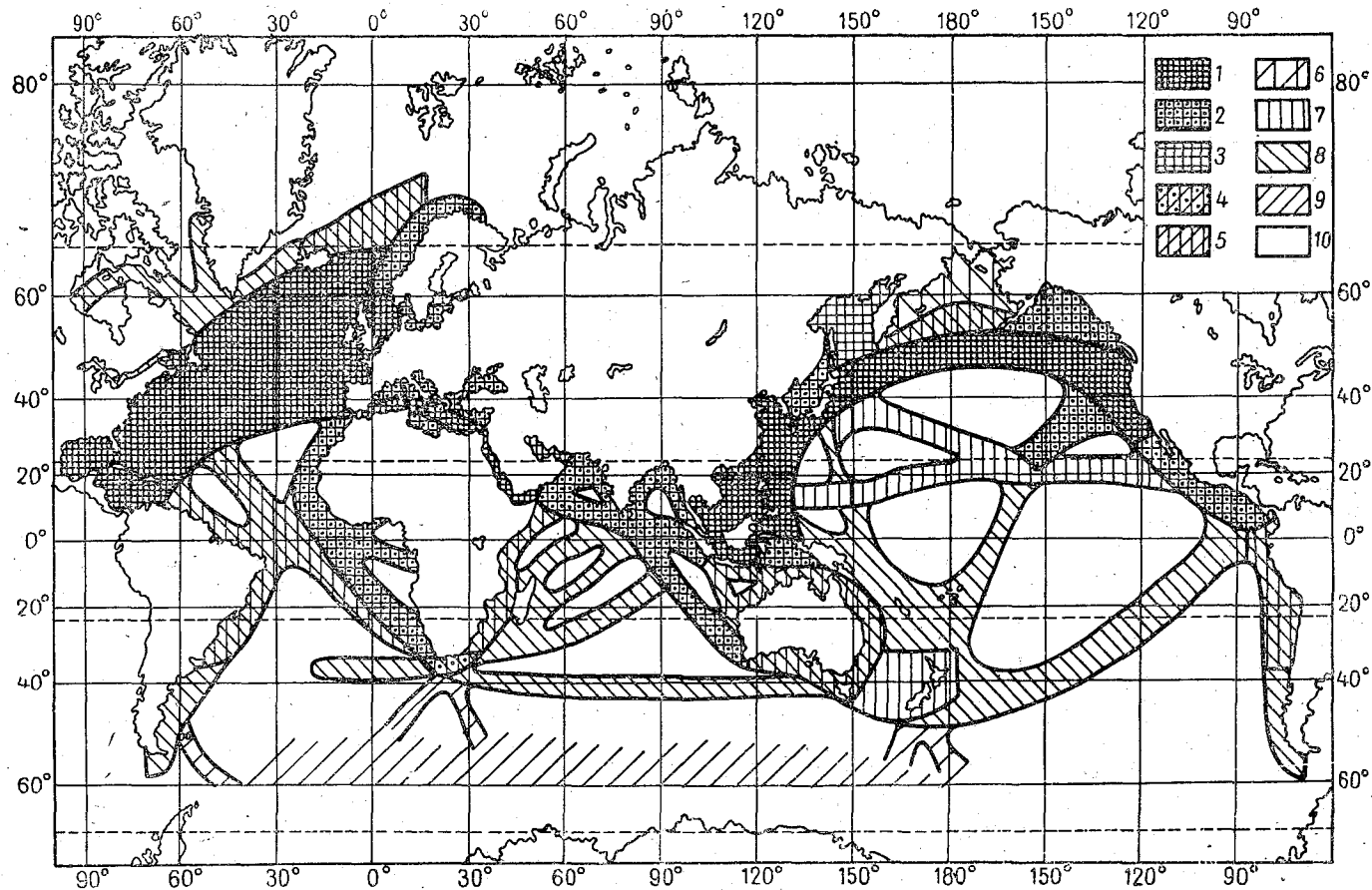
Кроме того, 617 (из них 550 выбранных и 67 дополнительных) судов курсировали по различным нефиксированным маршрутам и районам океанов. При составлении карты-схемы учесть их не удалось, и тем не менее такие корабли, составляя 14,7% от общего количества судов, занятых попутными гидрометеорологическими наблюдениями, вряд ли могут внести сколько-нибудь заметное изменение в общее распределение судов на океанах, так как они тоже выполняют перевозки на обычных маршрутах или находятся в тех или иных рыбопромысловых районах.

Принимая во внимание первые два фактора, суда, производящие попутные гидрометеорологические наблюдения, были «расставлены» по маршрутам и районам океанов. С этой целью рассматривалось последовательное перемещение того или иного корабля по одному или нескольким из зафиксированных для него маршрутов, пересекающих различные районы или области океанов, и предполагалось, что в каждой из них побывает указанный корабль. В результате была получена сумма условных судов, превышающая фактическое число их 2,9 и 2,4 раза для «выбранных» и «дополнительных» соответственно. На эти величины были уменьшены количества условных кораблей в каждой акватории океана, по которым проходил маршрут, за исключением рыбопромысловых судов, находящихся в определенных районах лова рыбы.

В результате с учетом длины того или иного маршрута плавания кораблей оказалось возможным получить некоторые общие, осредненные характеристики относительной концентрации судов, производящих попутные гидрометеорологические наблюдения в различных областях океанов и маршрутах плавания, а значит, характеризовать пространственное размещение подвижной сети морских гидрометеорологических станций.

Как видно из карты-схемы (рисунок), в зависимости от концентрации судов подвижная сеть гидрометеорологических станций распадается на 10 групп.

1. *Максимальная концентрация судов* наблюдается на обширной акватории Атлантического океана (посещает 530 выбранных, в том числе 99 траулеров и 200 дополнительных судов, включая 53 траулера в Северном море, особенно его южной части, 100 выбранных судов, из них 24 траулера и 60 дополнительных), в центральной части Средиземного моря (180 выбранных и 40 дополнительных судов), в Красном и Аденском заливе (100 выбранных и 50 дополнительных), в Оманском



Карта-схема географической концентрации судов, производящих попутные гидрометеорологические наблюдения на акваториях Атлантического, Индийского и Тихого океанов.

Области концентрации судов: 1 — максимальная, 2 — значительная, 3 — значительная только в теплое время года, 4 — значительная на ограниченных акваториях, 5 — недостаточная, 6 — недостаточная по сезонам (замерзающие акватории), 7 — незначительная, 8 — малая, 9 — очень малая по сезонам года, 10 — области океанов, находящиеся в стороне от обычных путей.

и Персидском заливах (40 выбранных и 20 дополнительных), в районе австрало-азиатских морей (200 выбранных и 110 дополнительных судов) и на навигационном маршруте между Восточной Азией и Северной Америкой (130 выбранных и 35 дополнительных).

2. *Значительная концентрация судов* наблюдается в районах Атлантики, примыкающих к западному и северному побережью Скандинавского п-ова (30 выбранных и 10 дополнительных судов), на акватории Балтийского моря, включая Рижский и Финский заливы (20 судов выбранных и 4 судна с эпизодической информацией), в бассейне Средиземного моря, кроме его центральной части (80 выбранных и 40 дополнительных судов), в Черном море (11 судов и единичные дополнительные суда), на маршрутах между Западной Европой и западным побережьем Африки (90 выбранных и 20 дополнительных судов). На навигационных маршрутах между Аденским заливом, Индией, о. Цейлон, Пакистаном, Бирмой и далее к Малайскому архипелагу и юго-западу Австралии можно наметить следующее количество судов. Так, например, на участке маршрута, соединяющем Аденский залив с Западным Пакистаном, Индией и о. Цейлон курсирует 140 выбранных и 50 дополнительных судов.

На втором отрезке маршрута от Индии до Сингапура, включая заходы в порты Пакистана и Бирмы, встречается 110 выбранных и 50 дополнительных судов. На третьем участке маршрута — Индия — о. Цейлон — юго-западная Австралия — курсирует 40 выбранных и 4 дополнительных судна. У юго-западных берегов Центральной Америки — 60 выбранных и 20 дополнительных судов, между юго-западным побережьем США и Гавайскими островами — 40 выбранных и 2 дополнительных судна, в зоне Малых Зондских островов и о. Новая Гвинея — 40 выбранных и 40 дополнительных судов, на акватории Японского моря — 39 судов, в Аляскинском заливе — 20 выбранных и 20 дополнительных судов.

3. *Значительная концентрация судов только в теплое время года* (замерзающие моря). К ним относится Охотское море, где курсирует 40 судов.

4. *Значительная концентрация судов на ограниченных акваториях*. Воды Атлантического и Индийского океанов, омывающие берега Южной Африки (Кейптаун — Дурбан), где плавают 40 судов.

5. *Недостаточная концентрация судов*. Она имеет место в северной половине Норвежского моря (20 судов, главным образом траулеров), на маршруте от порта Дакар (западное побережье Африки) до восточного побережья южной Америки (30 выбранных и 10 дополнительных судов), вдоль восточного побережья южной Америки до устья Ла-Платы (50 выбранных и 30 дополнительных кораблей), маршрут вдоль северо-восточных берегов Южной Америки (10 выбранных и 10 дополнительных судов), маршрут между Северной Америкой и Западной Африкой (Южное полушарие), где плавают 30 выбранных и 10 дополнительных судов, маршрут вдоль восточного побережья Африки (40 выбранных и 1 дополнительный корабль), воды, омывающие берега Австралии (25 выбранных и 9 дополнительных судов), маршрут вдоль западного берега Южной Америки (20 выбранных и 5 дополнительных судов).

6. *Недостаточная концентрация судов по сезонам* (замерзающие акватории). Это северная и южная половины Берингова моря, где совершают рейсы 18 выбранных и 4 дополнительных судна, а также находятся 45 траулеров.

7. *Незначительная концентрация судов*. Это акватория Тасманова моря и районы океана, включая о. Чатам (21 выбранных и 8 дополни-

тельных судов, два маршрута, соединяющие Гавайские острова с западом Тихого океана (районы Японии и Филиппины—Сингапур), где курсирует 10—15 выбранных и 5 дополнительных судов, и маршрут Гавайские острова—западное побережье Центральной Америки, по которому плавают 13 выбранных и 5 дополнительных судов.

8. *Малая концентрация судов.* Это маршрут между Новой Зеландией и Панамским каналом (20 выбранных и 1 дополнительное судно), пространство западной части Тихого океана (20 выбранных и 20 дополнительных судов), маршруты, соединяющие восточное побережье Африки и о. Мадагаскар с Индией, Малайским архипелагом и Австралией (20 выбранных и 5 дополнительных судов), маршрут между Кейптауном и о. Тристан-да-Кунья (1 выбранный и 1 дополнительный корабль), маршрут вдоль восточного и западного побережья Южной Америки от Буэнос-Айреса до Вальпараисо через Магелланов пролив (5 выбранных и 20 дополнительных судов), а иногда и пролив Дрейка.

9. *Очень малая концентрация судов по сезонам года.* Это районы крайнего северо-запада Атлантики (10 судов), маршрут—порт Галифакс—река св. Лаврентия—Великие озера (5 выбранных судов), маршруты китобойных флотилий (20 выбранных и 2 дополнительных корабля), направляющихся на промысел в морскую область Антарктики.

10. *Области океанов, лежащие в стороне от обычных навигационных путей.* Они характерны для Тихого, отчасти Индийского и в некотором отношении для Атлантического океанов. Для этих областей типичным является то, что на протяжении ряда лет отсюда не поступает ни одного гидрометеорологического наблюдения, не считая случайных сообщений о погоде. Максимального развития пустынные области океанов достигают в южном полушарии.

ЛИТЕРАТУРА

1. International List of Selected and Supplementary Ships WMO/OMM No 47. Tr. 18, Geneva, Edition, 1963.
 2. С. Вышнепольский. Мировые морские пути и судоходство. Л., изд. «Морской транспорт», 1959.
 3. К. Валло. Общая география морей. Учпедгиз, 1948.
 4. С. Е. N. Frankcom. Ocean network. Weather, vol. VIII, No 5, 1953.
-

Часть вторая
ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И МЕТОДИЧЕСКИЕ РАЗРАБОТКИ

**СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА
И МЕТОДОВ ФУРИХА И ШУСТЕРА ПРИМЕНИТЕЛЬНО
К ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИМ РЯДАМ**

Л. И. Борис

Методы математической статистики издавна применяются в океанологии. В последнее время с развитием теории случайных функций, исследующей случайные процессы, они пополнились новыми методами анализа. Аппарат теории случайных функций также стал привлекаться к изучению океанологических процессов, например к исследованию морских течений, ветрового волнения, внутренних волн и др. Однако эффективность применения этой теории к анализу того или иного океанологического элемента оказалась различной. Так, при изучении течений на основе теории случайных функций был предложен прогноз течений [1], анализ же некоторых процессов в океане в настоящее время нельзя довести до такого прогнозирования. Так, например, сильная изменчивость внутренних волн во времени и в пространстве, а также малая изученность их не позволяют это осуществить. В то же время представляется, что нельзя считать такой прогноз океанологических характеристик (имеется в виду применение теории линейного экстраполирования вероятностных процессов) несбыточной научной мечтой. На данном же этапе, привлекая аппарат теории случайных функций к изучению некоторых океанологических процессов и, в частности, к изучению внутренних волн, исследователи вынуждены ставить перед собой более скромную задачу — выявление спектра периодов изучаемых колебаний (спектральный анализ). Следует отметить, что этот этап исследования немаловажен. Во-первых, потому, что при исследовании случайной функции времени ее необходимо отделить от неслучайной периодической функции времени. Значит, последнюю надо уметь определять. К тому же периодические колебания имеются во многих природных явлениях. Для океанологических процессов они весьма характерны. Во-вторых, определение спектральной структуры малоизвестного явления облегчает дальнейшее исследование его природы. Например, как уже отмечалось, внутренние волны мало изучены, знание их периодов позволит объяснить причины, возбуждающие эти волны, т. е. их происхождение, выявить преобладающие периоды.

Поскольку спектральный анализ является одним из новых методов изучения океанологических процессов, то в опубликованных работах уделяется внимание и методике его практического применения [2—4]. Из этих работ следует, что эта методика еще далека от совершенства и имеющиеся в распоряжении исследователя ряды наблюдений недостаточно продолжительны во времени и наблюдения большей дискретности. Поэтому такой анализ не всегда приводит к желаемым результатам.

В данном исследовании, наряду с решением некоторых методических вопросов по применению спектрального анализа, ставилась задача сравнения вышеуказанного нового метода с ранее применяемыми методами выявления скрытых периодичностей:* методом периодограмм-анализа Шустера [5] и методом автокорреляции Фуриха [6]. Проведение такого сравнения представлялось весьма полезным для практики. Можно отметить, что если метод Шустера нашел широкое применение в отечественных работах, то метод автокорреляции использовался в единичных наших исследованиях [7], за рубежом же метод Фуриха широко использовался Крауссом [8, 9].

В основу всех расчетов были положены новейшие наблюдения, дискретность и продолжительность которых наиболее характерна для наблюдений последних лет. Для обработки методами автокорреляции и периодограмм-анализа используемые наблюдения вполне пригодны. К сожалению, спектральный анализ таких наблюдений не дает истинного значения спектральной функции с большой вероятностью. Однако представляется, что в ближайшее время идеальные условия постановки наблюдений [4] не осуществимы и поэтому рассчитывать на получение наблюдений лучшего качества не приходится.

Нами подвергнут анализу комплекс гидрологических и метеорологических элементов — внутренние волны (изопикны), течения, атмосферное давление и ветер. Наблюдения над указанными элементами проводились на двух многосуточных станциях (А и Б), расположенных в северо-западной части Северной Атлантики. Эти станции были выполнены синхронно в течение восьми суток в сентябре месяце. Интервал между всеми наблюдениями — 3 часа, исключение представляют наблюдения над течениями, которые производились БПВ.

Обработке были подвергнуты еще изотермы на двух станциях (В и Г), расположенных у входа в залив Фунди. С методической точки зрения анализ наблюдений на этих станциях представлял несомненный интерес, поскольку в них ярко выражена периодическая (приливная) составляющая колебаний. К тому же эти наблюдения выполнены через 1 час и в течение 15 суток.

Вся расчетная работа выполнялась на электронной машине БЭСМ-2 в Ленинградском отделении Центрального экономико-математического института АН СССР.

В данной работе принимали участие дипломанты ЛГМИ П. П. Провоторов и В. П. Таборов.

Рассмотрим указанные методы не в хронологическом порядке, а по степени уделения им внимания в данной статье. Поэтому сначала и по возможности подробнее остановимся на спектральном анализе, затем рассмотрим метод Фуриха и, наконец, совсем кратко разберем метод Шустера.

Спектральный анализ

При спектральном анализе рядов наблюдений используется наиболее развитый раздел теории случайных функций — корреляционная теория [9]. Как известно, применение этой теории правомерно только в том случае, если исследуемый ряд наблюдений возможно считать стационарным случайным процессом. Поэтому первой задачей анализа является установление таких свойств исследуемых рядов. Поскольку гидрологические элементы, которые рассматриваются в данной работе, могут при-

* В данной статье не рассматриваются методы отыскания скрытых периодичностей, которые применимы лишь для искусственно вычисленных кривых или для данных, в которых изучаемое явление не искажено случайными влияниями, как, например, метод Бюи-Балло.

нимать любые значения за период наблюдений (вследствие влияния на них множества факторов, которые также изменчивы во времени), то ряды наблюдений над ними возможно считать случайными функциями времени.

Перейдем к определению стационарности процесса. Как известно, стационарной случайной функции характерно постоянство ее математического ожидания — $\bar{x}(t)$ и дисперсии — $D[x(t)]$, а корреляционная функция — $K(t)$ зависит только от разности моментов времени $(t_2 - t_1)$, для которых взяты ординаты случайной функции:

$$\bar{x}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x f(x) dx = \text{const},$$

$$D[x(t)] = \int_{-\infty}^{\infty} (x - \bar{x})^2 f(x) dx = \text{const},$$

$$k(t) = \int_{-\infty}^{\infty} (x_1 - \bar{x})(x_2 - \bar{x}) f(x_1, x_2)(t_2 - t_1) dx_1 dx_2 = k(t_2 - t_1).$$

Необходимо отметить, что для реальных случайных функций постоянство этих величин никогда не отмечается. Поэтому такие функции считаются квазистационарными.

Поскольку ряды океанологических элементов имеют небольшую длину и они дискретны, то нестационарность таких рядов создается не только случайными ошибками, но и низкочастотной частью колебаний. Для устранения влияния низкочастотных колебаний необходимо проводить сглаживание (фильтрацию) рядов наблюдений. При операции сглаживания получаются ряды с низкочастотной составляющей. После вычитания этой составляющей из исходного ряда последний можно считать стационарным. Поэтому операции сглаживания следует подвергать все ряды океанологических элементов, над которыми производится спектральный анализ.

Исходя из физики рассматриваемых явлений — внутренних волн, течений и метеорологических факторов — каждый наблюдаемый ряд можно представить в следующем виде:

$$\eta(t) = a + x(t) + \gamma(t) \dots,$$

где $\eta(t)$ — отклонения от среднего значения данного элемента «пульсации»;

a — постоянная, характеризующая среднее значение «пульсаций»;

$x(t)$ — случайная функция времени;

$\gamma(t)$ — неслучайная периодическая функция времени.

Очевидно, что среднее значение ординат — a для стационарной случайной функции не изменяется со временем и его обычно принимают равным нулю.

Неслучайная периодическая функция $\gamma(t)$ имеет различный характер. Например, для течений — это приливная составляющая.

Корреляционная функция $k(t)$ от суммы $x(t) + \gamma(t)$ будет также суммой $k'(t) + k''(t)$, в которой при увеличении t $k'(t)$ будет стремиться к нулю, а $k''(t)$ будет периодической. Формулы расчета корреляционной функции как в случае простых функций, так и в случае смешанных функций (наш случай) одинаковы

$$K_x(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f(t) \cdot f(t + \tau) dt.$$

Наибольший интерес для анализа как стационарного случайного процесса представляет не корреляционная функция, а связанная с ней преобразованием Фурье спектральная плотность

$$S_T(\omega, t) = \int_{t-T}^t R(\tau) \cos \omega \tau d\tau,$$

где $R(\tau)$ — нормированная корреляционная функция.

Спектр колебательного процесса показывает непрерывное распределение энергий по различным частотам и род колебаний, преобладающих в данном процессе.

Рассмотрим практическое применение спектрального анализа на примере обработки рядов наблюдения, которыми мы располагали.

Сначала остановимся на сглаживании (фильтрации) рядов [2].

Сглаживание рядов наблюдений состоит в том, что любую функцию $x(t)$, непрерывную и дифференцируемую, можно представить суперпозицией простых гармонических колебаний с различными амплитудами и периодами T_n (или угловыми частотами $\omega_n = \frac{2\pi}{T_n}$).

Если длительность экспериментальных рядов составляет N , а максимальный период колебаний, который можно точно выделить спектральным методом, составляет $T_0 = 0,1 N$, то для выделения из данной кривой возможных составляющих периодов, больших чем масштаб осреднения, от других колебаний нужно функцию $x(t)$ пропустить через фильтр определенного вида.

В идеальном случае через такой фильтр низкочастотные колебания (с $\omega < \omega_0 = 2\pi/T_0$) должны проходить без всякого ослабления, а амплитуды гармоник с частотами, больше чем ω_0 , должны уменьшаться до нуля. Аналитически это можно записать

$$\tilde{x}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t-\tau) k(\tau) d\tau,$$

где τ — переменная интегрирования, а функция $k(\tau)$ называется ядром сглаживания.

Для идеального фильтра с прямоугольной частотной (спектральной) характеристикой функция $k(\tau)$ имеет вид

$$k(\tau) = \frac{\sin \omega_0 \tau}{\pi \tau},$$

где

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}.$$

Если подействовать таким ядром на простое гармоническое колебание $\cos \omega t$, то это колебание останется неизменным при частоте $\omega < \omega_0$ и полностью погасится при $\omega > \omega_0$. Если $\omega = \omega_0$, то выражение операции сглаживания принимает значение $1/2$.

Однако применение «идеального» ядра к экспериментальным данным затруднительно, ибо функция $k(\tau)$ затухает с ростом τ сравнительно слабо и поэтому интегрирование выражения для $\tilde{x}(t)$ нужно проводить по весьма большому интервалу изменения τ . Поэтому применяется менее точное, но удобное для практического применения ядро вида:

$$k(\tau) = \begin{cases} \frac{1 + \cos \omega_0 \tau}{T_0}, & -\frac{\pi}{\omega_0} \leq \tau \leq \frac{\pi}{\omega_0}, \\ 0, & |\tau| > \frac{\pi}{\omega_0}. \end{cases}$$

Применение такого ядра сглаживания приводит к частичному ослаблению составляющей с большими периодами, а более высокочастотные колебания гасятся не полностью. Однако допускаемая неточность не вызывает существенных ошибок.

Поскольку продолжительность исследуемых нами рядов (N) была неодинаковой, то в зависимости от N T_0 принималось соответственно равным 24 и 36 часам, а пределы τ — $-12 \leq \tau \leq 12$ и $-18 \leq \tau \leq 18$.

После проведения операции сглаживания получились ряды с низкочастотной или непериодической составляющей. Поскольку эта составляющая считается носителем нестационарности, то после вычитания ее из исходного ряда последний становится стационарным (рис. 1).

По сглаженным рядам вычислялись корреляционные функции и спектры. Как уже отмечалось, все вычисления проводились на БЭСМ-2. При программировании точные формулы заменялись приближенными

$$K_x(\tau) = \frac{1}{N-T} \sum_{i=1}^{N-T} (x_i - \bar{x}_0)(x_{i+\tau} - \bar{x}_\tau),$$

$$\sigma_x^2(\tau) = \frac{1}{N-T} \sum_{i=1}^{N-T} (x_{i+\tau} - \bar{x}_\tau)^2,$$

$$\bar{x}_\tau = \frac{1}{N-T} \sum_{i=1}^{N-T} x_{i+\tau},$$

$$r_x(\tau) = \frac{k(\tau)}{\sigma_x(0) \sigma_x(\tau)},$$

где $r_x(\tau)$ — нормированная корреляционная функция,

$$S_x(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^T r_x(\tau) \cos \omega \tau d\tau.$$

Определенные трудности возникли при задании основных параметров расчетных формул. К основным параметрам относятся:

- а) количество членов, участвующих в расчете корреляционной функции m или максимальный сдвиг во времени $T_M = m \cdot \Delta t$;
- б) интервал частот, для которого вычисляется спектр от ω_0 до ω_n ;
- в) ширина элементарной полосы $\Delta\omega$, для каждой из которых определяется значение спектральной плотности;
- г) оценка точности вычисления спектра.

Возникшие трудности были связаны, во-первых, с характерной особенностью океанологических рядов. Если бы эти ряды были большой продолжительности и непрерывны, то значения спектральной плотности можно было бы получить для бесконечно узкой элементарной полосы частот, и спектр охватывал бы все частоты от 0 до π , для небольших же рядов и дискретных приходится определять интервал частот и ширину элементарной полосы. Во-вторых, весьма осложняло выбор основных параметров отсутствие единой методики их определения.

Рассмотрим в отдельности задание в расчет каждого параметра.

а. Известно, что выбор максимального сдвига корреляционной функции обусловлен стремлением получить достаточно достоверный и подробный спектр. Ошибка спектра уменьшается с ростом числа степеней свободы $\nu = \frac{2N}{m}$, где N — число членов ряда, т. е. точность оценки спектра тем больше, чем меньше m , но, с другой стороны, спектр тем подробнее, чем больше m .

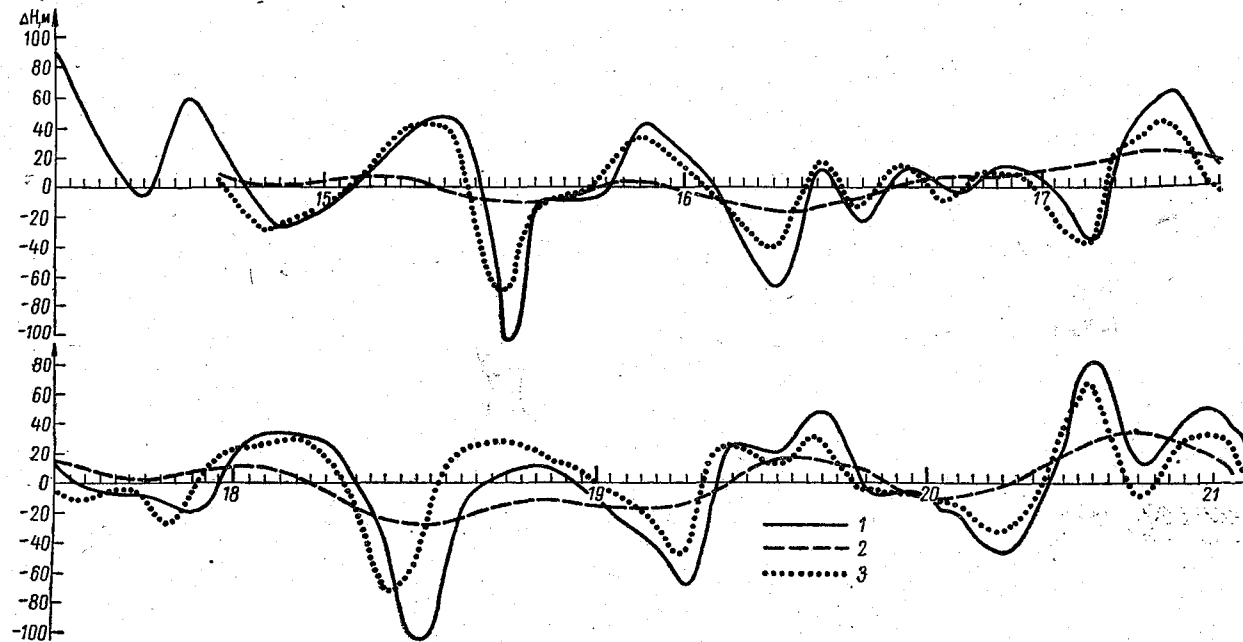


Рис. 1. Результаты сглаживания.
 1 — первоначальный (исходный) ряд; 2 — сглаженный ряд; 3 — разностный ряд.
 По оси ординат отложено число дней.

Поэтому при выборе m приходится принимать компромиссное решение.

Так, в одной из работ [10] отмечается, что наибольшее допустимое число m не должно превышать четверти числа N .

В другой работе [4] предлагается более строгий выбор: m берется в зависимости от числа степеней свободы ν , для выбора которого должны быть заданы или доверительные пределы для значений спектральной функции (с определенной вероятностью), или разность частот, которые необходимо различить с помощью спектральной функции.

Нами были сосчитаны спектры при $m=0,2N$ и $m=0,1N$. Сравнение полученных корреляционных функций показало, что они отличаются только длительностью. Спектры также мало отличались друг от друга. В основном различие в спектрах было связано с интервалом $\Delta\omega$, которое зависит от m , и, естественно, один из спектров получился подробнее, чем другой. Так как дискретность для наших рядов равна 1 часу, то $T_M = m \cdot \Delta t = m$.

б. Интервал частот, для которого вычисляется спектр, выбирается в зависимости от дискретности наблюдений и длительности ряда. Верхняя предельная частота $\omega_{\max}$ зависит только от дискретности наблюдений и соответствует 2—3 интервалам наблюдений Δt . В нашем случае $\Delta t = 1$ час, поэтому $T_{\min} = 3$ час и $\omega_{\max} = \frac{2\pi}{3} \approx 2,09$ час⁻¹.

Нижний предел частот соответствует наибольшему исследуемому периоду, т. е. зависит от продолжительности ряда ($T_{\max} = 0,1N$). В наших расчетах $T_{\max}$ принималось равным 24 час и 36 час, соответственно $\omega_{\min}$ равнялось 0,26 час⁻¹ и 0,17 час⁻¹.

в. Наиболее неисследованным остается выбор ширины элементарной полосы $\Delta\omega$, для каждой из которых определяются значения спектральной плотности. В литературе имеются следующие рекомендации по этому вопросу.

Американские авторы [12] предлагают брать $\Delta\omega$ не чаще, чем $\Delta\omega = \frac{\pi}{2T_M}$.

По Харкевичу [13] ширина полосы $\Delta\omega$ связана с максимальным сдвигом корреляции следующим образом:

$$\Delta f : T_M \geq \mu, \text{ где } \mu \approx 1 \text{ или } \Delta f = \frac{1}{T_M}.$$

Если перейти к круговой частоте, то получим $\Delta\omega = \frac{2\pi}{T_M}$.

В последних опубликованных работах [4,11] $\Delta\omega$ определяется из выражения

$$\Delta f = \frac{1}{2T_M} \text{ или } \Delta\omega = \frac{\pi}{T_M}.$$

В этих статьях имеются ссылки на работу Манка, который рекомендует использовать следующее соотношение:

$$\Delta f = \frac{4}{T_M} \text{ или } \Delta\omega = \frac{8\pi}{T_M}.$$

Манк считает, что надежно разделяются только частоты, расположенные на расстоянии не менее $4\Delta f$ друг от друга.

При таком строгом условии надежно разделить колебания с периодами, например 12 и 24 час, возможно в рядах наблюдений продолжительностью ≈ 20 суток [4].

Так как мы не располагали рядами, достаточно длинными, чтобы вычислять спектральную функцию с большей вероятностью, то пришлось

сознательно идти на уменьшение полосы $\Delta\omega$ и соответственно на некоторое искажение спектральной плотности.

Спектральная плотность была получена для двух вариантов:
а) $T_M = 0,1$ $N = 20$ и $\omega = \frac{\pi}{T_M} = 0,143$; б) $T_M = 0,2$ $N = 45$ и $\Delta\omega = \frac{\pi}{2T_M} = 0,035$. В первом варианте спектр получился более сглаженный, но пики спектральной плотности в обоих вариантах почти совпали.

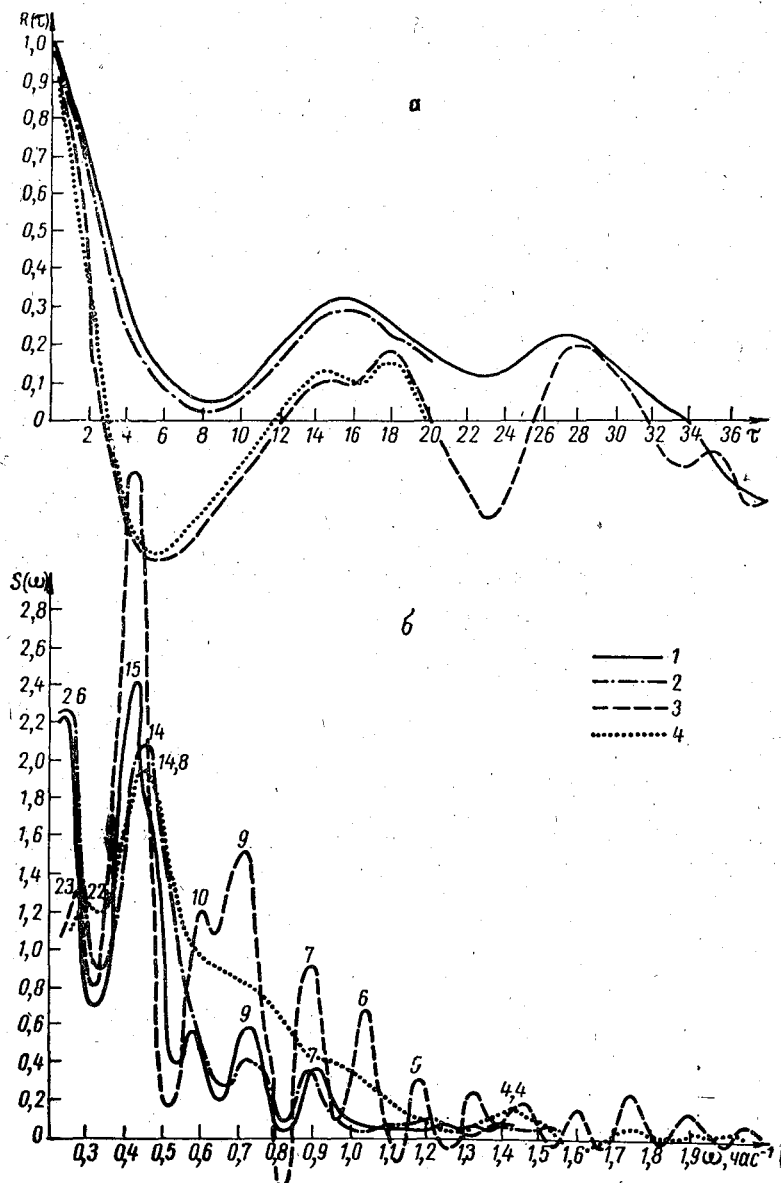


Рис. 2. Корреляционная функция (а) и спектральная плотность (б) (для изопокны $\sigma_{24,2}$).

Несглаженный ряд: 1 — $T_M = 0,2$ N , $\Delta\omega = \frac{\pi}{2T_M}$; 2 — $T_M = 0,1$ N , $\Delta\omega = \frac{\pi}{T_M}$.

Сглаженный ряд: 3 — $T_M = 0,2$ N , $\Delta\omega = \frac{\pi}{2T_M}$; 4 — $T_M = 0,1$ N , $\Delta\omega = \frac{\pi}{T_M}$.

Цифры у пиков спектра обозначают период в часах.

Проводились еще для первого варианта пробные расчеты с различными интервалами $\Delta\omega$, равными 0,03; 0,06 и 0,2. Эти расчеты показали, что хотя спектральные плотности и различаются, но основные преобладающие периоды при всех взятых интервалах $\Delta\omega$ совпадают.

Для устранения искажений спектральной плотности ее значения сглаживались по формулам:

$$\begin{aligned} S_0 &= 0,5(S_0 + S_1), \\ S_k &= 0,25S_{k-1} + 0,5S_k + 0,25S_{k+1}, \\ S_m &= 0,5(S_{m-1} + S_m). \end{aligned}$$

При сглаживании по этим формулам встречающиеся отрицательные значения спектральной плотности почти были исключены.

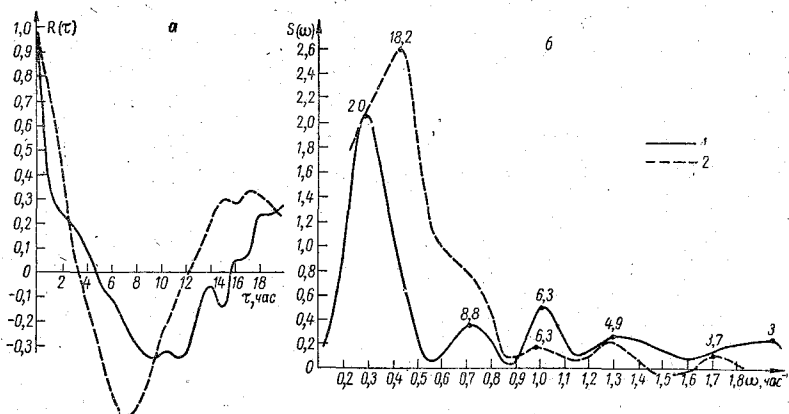


Рис. 3. Корреляционная функция (а) и спектральная плотность (б) (для течений).

$$T_M = 0,1 N, \Delta\omega = \frac{\pi}{T_M}.$$

1 — составляющая течений на меридиан на горизонте 25 м, 2 — составляющая течений на меридиан на горизонте 1000 м.

Цифры у пиков спектра обозначают период в часах.

Окончательные периоды были взяты по первому расчету, но с учетом результатов второго варианта, если пики в обоих случаях приходились на одинаковые частоты, то периоды уточнялись с учетом соседних временных промежутков.

Погрешность вычисления спектральной плотности определялась из соотношения $\sqrt{\frac{T_M}{N}}$, и при $T_M = 0,1N$ ошибка вычислений была около 30%.

На рис. 2 и 3 приводятся корреляционные функции и спектры, рассчитанные для несглаженных и сглаженных рядов с двумя заданиями основных параметров.

Из всего вышесказанного следует, что наиболее правильным получился спектр для сглаженного ряда при задании $T_M = 0,1N$ и $\Delta\omega = \frac{\pi}{T_M}$.

Результаты спектрального анализа исследуемых нами рядов представлены в таблице.

Метод автокорреляции Фуриха

Теоретические основы метода Фуриха [6] заключаются в следующем.

Имеется ряд N равноотстоящих величин y_v ($v=1, 2, \dots, N$), которые являются отклонениями от среднего значения ряда наблюдений так, что

$$\sum_{v=1}^N y_v = 0.$$

Предположим, что данный ряд содержит только периодические компоненты, тогда его можно представить так:

$$y_v = A_1 \sin(v\varphi_1 + \delta_1) + A_2 \sin(v\varphi_2 + \delta_2) + \dots + A_n \sin(v\varphi_n + \delta_n), \\ v=1, 2, \dots, N, \quad \varphi_i = \frac{2\pi}{T_i},$$

Далее Фурих предлагает этот ряд подвергнуть преобразованию (или трансформации), заключающемуся в нахождении коэффициентов корреляции, и получить новый ряд.

Итак, из ряда

$$y_1, y_2, y_3, \dots, y_{N-2}, y_{N-1}, y_N$$

образуется новый ряд, который назван «первой преобразованной серией»,

$$y'_1, y'_2, y'_3, \dots, y'_N,$$

где y'_1 есть коэффициент корреляции между рядами

$$y_1, y_2, y_3, \dots, y_{N-1} \quad \text{и} \quad y_2, y_3, \dots, y_{N-1}, y_N,$$

а y'_2 есть коэффициент корреляции между рядами

$$y_1, y_2, y_3, \dots, y_{N-2} \quad \text{и} \quad y_3, y_4, \dots, y_{N-2}, y_{N-1}, y_N$$

и, наконец, y'_k — коэффициент корреляции между первыми $N-k$ и последними $N-k$ членами исходного ряда.

Другими словами, производится корреляция двух отрезков анализируемого ряда, поэтому метод Фуриха часто называют методом автокорреляции. Коэффициенты корреляции вычисляются по формуле (например, для первого преобразования):

$$y'_k = \frac{\sum_{v=1}^{N-k} y_v y_{v+k} - \frac{1}{N-k} \sum_{v=1}^{N-k} y_v \sum_{v=k+1}^N y_v}{\sqrt{\left[\sum_{v=1}^{N-k} y_v^2 - \frac{1}{N-k} \left(\sum_{v=1}^{N-k} y_v \right)^2 \right] \left[\sum_{v=k+1}^N y_v^2 - \frac{1}{N-k} \left(\sum_{v=k+1}^N y_v \right)^2 \right]}}.$$

при повторении аналогичной операции с рядом $y'_1, y'_2, y'_3, \dots, y'_N$ получается «вторая преобразованная серия»

$$y''_1, y''_2, y''_3, \dots, y''_N$$

и, наконец, после α -преобразований получается ряд

$$y^{(\alpha)}_1, y^{(\alpha)}_2, y^{(\alpha)}_3, \dots, y^{(\alpha)}_N.$$

Основное положение метода состоит в том, что после α -преобразований ряд стремится к виду

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} y^{(\alpha)}_v = \cos v\varphi_i.$$

При этом частота φ_i будет частотой компоненты

$$A_i \sin(v\varphi_i + \delta_i),$$

представляющей собой косинусоидальное колебание, амплитуда которого A_i наибольшая среди остальных $A_1, A_2, \dots, A_n$ (рис. 4).

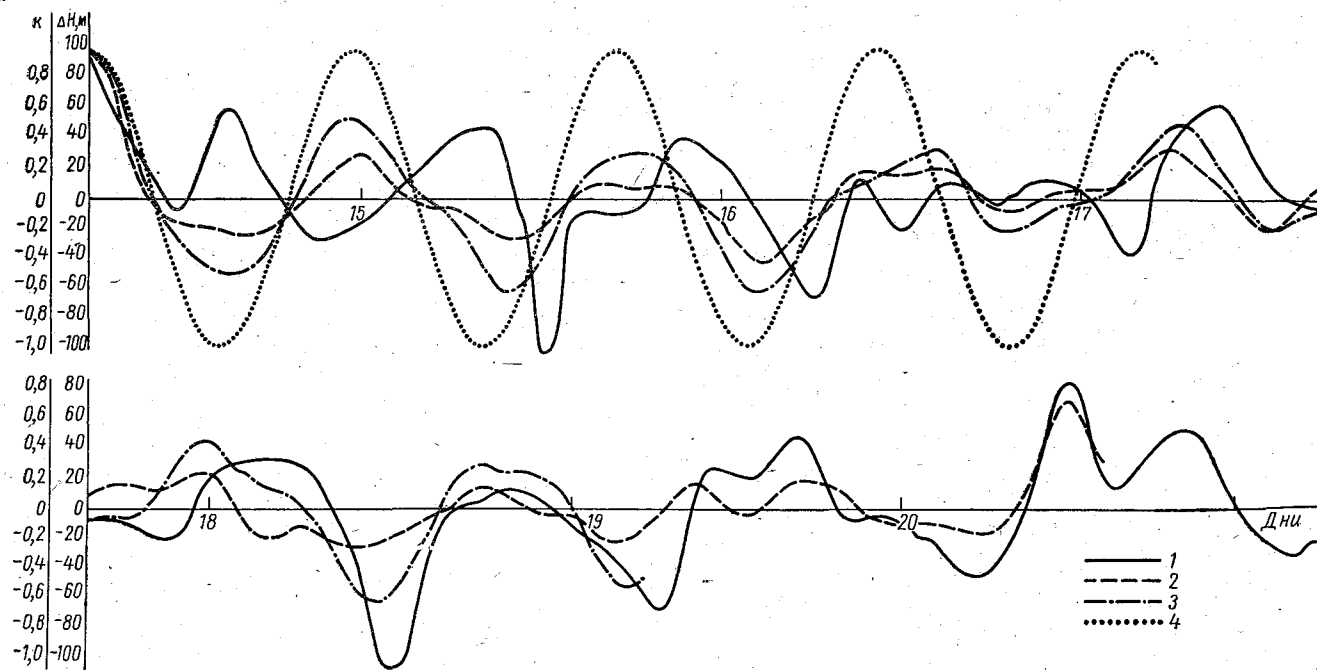


Рис. 4. Результаты преобразований.

1 — исходный ряд, 2 — 1-е преобразование, 3 — 2-е преобразование, 4 — 4-е преобразование.

По последнему ряду определяется T_i и φ_i ($\varphi_i = \frac{2\pi}{T_i}$), а затем вычисляются амплитуда A_i и фаза δ_i колебания, для чего вновь возвращаются к исходному ряду.

Из известных соотношений

$$\frac{1}{N} \sum_{v=1}^N y_v \cos v\varphi_i = \frac{A_i}{2} \sin \delta_i,$$

$$\frac{1}{N} \sum_{v=1}^N y_v \sin v\varphi_i = \frac{A_i}{2} \cos \delta_i,$$

следует:

$$A_i^2 = \frac{4}{N^2} \left[\left(\sum_{v=1}^N y_v \sin v\varphi_i \right)^2 + \left(\sum_{v=1}^N y_v \cos v\varphi_i \right)^2 \right]$$

и

$$\operatorname{tg} \delta_i = \frac{\sum_{v=1}^N y_v \cos v\varphi_i}{\sum_{v=1}^N y_v \sin v\varphi_i}.$$

После вычисления основных характеристик преобладающего колебания (φ_i , A_i , δ_i) составляется ряд

$$y_v = A_i \sin (v\varphi_i + \delta_i).$$

Последний вычитается из исходного ряда ($y_v - y_{iv} = \bar{y}_v$), вновь полученный ряд обрабатывается тем же способом. В результате этого выделяется следующая компонента, имеющая вторую по величине амплитуду колебаний и т. д. Таким образом, можно получить спектр колебаний в исследуемом ряду (y_v).

Если ряд наблюдений содержит кроме периодических колебаний еще и непериодические возмущения, то метод позволяет в процессе анализа постепенно исключить случайную компоненту.

Остановимся на практических рекомендациях, указанных Фурихом.

Как видно из формулы расчета коэффициента корреляции, чем больше k , тем меньше отрезки исходного ряда используются для вычисления y_k и тем в меньшей степени будут переданы свойства исходного ряда. Поэтому существенным является вопрос о выборе длины преобразованного ряда (N') в зависимости от длины исходного ряда (N). Примеры обработки фиктивных рядов показали, что следует принимать N' равным $5/6N$.

В результате экспериментальных исследований был разрешен также весьма существенный вопрос о выборе длины исследуемого ряда по отношению к предполагаемому наибольшему периоду. Выяснилось, что для получения искомого периода достаточно иметь ряд наблюдений, равный 1,5—2 периодам.

Для выявления того, насколько α -преобразование отличается от косинусоиды, строится график. При многочисленном материале это трудоемкая работа. Мету приближения α -преобразования к косинусоиде можно определить и по другим характеристикам. Например, по среднеквадратичному отклонению — σ_α^2 .

Известно, что

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{1}{N_\alpha} \sum (y_v^{(\alpha)})^2,$$

где N_α — число коэффициентов автокорреляции, входящих в данное преобразование.

Так как $\lim_{\alpha \rightarrow \infty} y_v^{(\alpha)} = \cos v\varphi_i$ и $\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \sigma_\alpha^2 = \frac{1}{2}$, то чем меньше разность $\left(\frac{1}{2} - \sigma_\alpha^2\right)$, тем больше данное преобразование приближается к косинусоиду.

Также меру приближения α -преобразования к косинусоиду можно определить по величинам: $4k_1^\alpha$, $4/3k_2^\alpha$ и $2(k_2^\alpha - k_1^\alpha)$, где k_1^α и k_2^α — моменты времени, соответствующие двум первым нулевым значениям косинусоиды и определяемые при помощи правила ложного положения [9]. Эти величины представляют собой в предельном случае период T_0 . Разности между величинами, образованными из k_1^α и k_2^α , показывают, насколько α -преобразование близко к косинусоиду.

И наконец, отклонение величин ординат в экстремальных точках от единицы также показывает, насколько α -преобразование близко к косинусоиду.

Приближенные значения T_0 и φ_0 можно определить по графику, построенному по данным α -преобразования или расчетным путем

$$4k_1^{(s)} \approx \frac{4}{3} k_2^{(s)} \approx 2(k_2^{(s)} - k_1^{(s)}).$$

Для уточнения φ_0 вводится поправка ϵ , которая вычисляется по формуле

$$\epsilon = - \frac{\Sigma y_v^{(\alpha)} \cdot \sin v\varphi_0}{\Sigma v y_v^{(\alpha)} \cdot \cos v\varphi_0},$$

тогда

$$\varphi = \varphi_0 + \epsilon.$$

Метод позволяет оценить реальность искомого периода. Для исследуемого ряда она определяется по рассеиванию первого преобразования σ_1^2

$$r = \frac{1}{2\sigma_1^2}.$$

Считается, что при r , близком к $\frac{N}{2}$, периодичность отсутствует. Таким образом, чем меньше r , тем большая реальность искомого периода.

Как показала практика, встречаются случаи, когда, несмотря на неоднократные преобразования, кривая не имеет формы косинусоиды [8]. К возможным причинам этого можно отнести, во-первых, отсутствие периодичности в исследуемом ряду, во-вторых, нарушение условия соотношения искомого периода и длины ряда (т. е. T слишком велико по сравнению с N). И, наконец, наличие колебаний различных частот, имеющих одинаковые амплитуды. Правда, в последнем случае разделение колебаний возможно, если использовать автокорреляцию не для y_v , а для разностей $y_{v+1} - y_v$. При этом бывшие ранее равными амплитуды теперь будут относиться как $\sin \varphi_1$, $\sin \varphi_2$, ..., $\sin \varphi_m$.

Возможен и такой случай, когда после исключения колебания с основным периодом последующие преобразования показывают тот же самый период. Это наблюдается при наличии затухающего характера колебаний

$$Y_v = \sum_{i=1}^n A_i e^{-p_i v} \sin(v\varphi_i + \delta_i),$$

где p_i — коэффициент затухания.

В этом случае получаются только периоды колебаний с наибольшей амплитудой.

Несмотря на указанные ограничения в применении метода, этот метод весьма выгодно отличается от других, так как он требует для анализа сравнительно небольших рядов. К достоинствам метода можно отнести также то, что основные периодические компоненты выделяются в порядке их значимости, т. е. величин их амплитуд, и при наличии непериодических возмущений в процессе анализа они постепенно исключаются.

При обработке рядов наблюдений, которыми мы располагали, нам пришлось столкнуться со всеми вышеуказанными трудностями. Первоначальный анализ некоторых рядов не привел к выделению хотя бы одного колебания, в то время как квадратичное отклонение указывало на наличие периодичности в них. В большинстве случаев после использования автокорреляции для разностей $y_{v+1} - y_v$ были получены периоды. Исключение представляли только метеорологические ряды, которые не поддавались обработке, по-видимому, потому, что их длина мала по сравнению с величиной преобладающего периода колебаний. Для них получено правильное косинусоидальное изменение коэффициентов корреляции, но количество их недостаточно для получения полной косинусоиды.

Второе преобразование при анализе течений и изотерм дало тот же период, что и первое. Причины этого уже указывались. Для остальных же рядов были получены вторые, третьи и в одном случае пятая компоненты. Все полученные периоды проверялись на реальность.

В большинстве случаев выделенные компоненты составляли основную часть периодических колебаний, так как остаточные колебания получались незначительными по величине (рис. 5).

В рядах, для которых была получена только одна компонента, остаточные колебания оказались большими. Проводилось несколько расчетов с методической целью.

а) Для анализа одного и того же элемента были взяты ряды разной продолжительности: для варианта 24—15, 4 и 2 суток и для варианта 23—8 и 3 суток. Преобладающий период для всех расчетов соответственно для каждого варианта получился одинаковым. Этот результат еще раз подтверждает ранее сделанный вывод о соотношении преобладающего периода и минимальной длины ряда.

б) Проводились расчеты для выяснения влияния дискретности наблюдений. Результаты расчетов рядов одинаковой продолжительности по времени, но с разными интервалами наблюдений (1, 5 и 3 час.) — совпали. Однако следует отметить, что если в принципе дискретность наблюдений не влияет на результаты расчета, то в некоторых случаях, например при большом числе преобразований, существенно иметь больший по длине ряд (т. е. с меньшими интервалами наблюдений), так как при каждом преобразовании ряд уменьшается (на $1/6 N$) и может меньшая длина ряда не позволить с достаточной точностью выделить преобладающий период.

в) Выяснялась зависимость получаемых результатов от количества преобразований. При обработке наших рядов в большинстве случаев достаточно было 4—6 преобразований, после которых получалась уже чистая косинусоида. Проведение последующих 2—3 преобразований давало тот же результат. При дальнейших же преобразованиях уже не получалась полная косинусоида, так как от преобразования к преобразованию ряды уменьшаются. Следовательно, количество преобразований необходимо ограничивать первыми двумя преобразованиями, которые дают правильные косинусоиды.

г) Представлялось интересным проведение анализа сглаженных рядов, которые использовались при спектральном анализе ($T_0 = 24$ час).

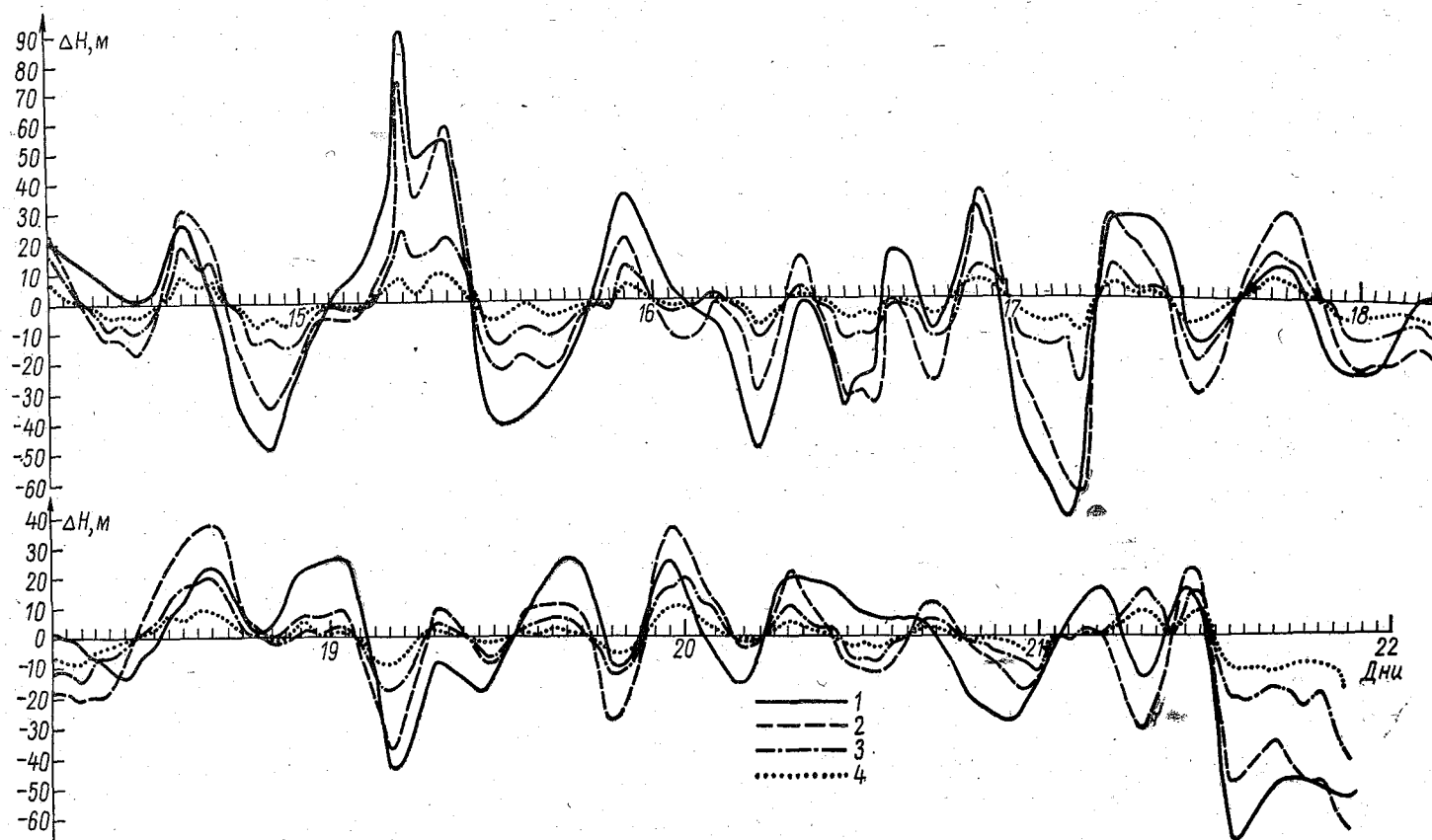


Рис. 5. Результаты метода автокорреляции.

Разностные ряды: 1 — исходный ряд, 2 — исходный ряд минус первое преобладающее колебание, 3 — исходный ряд минус второе преобладающее колебание, 4 — исходный ряд минус третье преобладающее колебание,

Выяснилось, что если преобладающий период был меньше T_0 , т. е. 24 часа, то обработка наблюдаемых и сглаженных рядов давала одинаковый результат. Если же преобладающий период был равен или больше T_0 , то, разумеется, при обработке фильтрованных рядов он не получался. Из этого следует, что фильтрацию рядов при применении метода Фурье нецелесообразно производить. В этом случае фильтрация рядов приводит только к уменьшению спектра получаемых периодов. Совпадение результатов обработки наблюдаемых и сглаженных рядов подтверждает, что в процессе анализа по методу Фурье случайная составляющая колебаний исчезает.

Метод периодограммного анализа Шустера

В теоретической части метода Шустер [5] предлагает, во-первых, метод исследования данного ряда, построение периодограммы и, во-вторых, критерии для отделения истинных периодов от кажущихся или случайных. Кратко рассмотрим этот метод.

Известно, что функцию, заданную в некоторых пределах, можно разложить в ряд Фурье, т. е. представить в виде тригонометрического ряда, расположенного по кратным периодам. Но этот ряд будет представлять функцию лишь внутри тех пределов, в которых даны ее значения. Вне пределов значения этого ряда будут вновь повторяться, так как входящие в него периоды являются кратными взятого промежутка и никакого реального значения не имеют.

При изучении какого-нибудь явления интерес представляют действительные периоды. Поэтому Шустер предлагает исследуемую функцию представлять не в виде рядов Фурье, а следующим образом:

$$f(t) = a_0 + r_1 \sin(k_1 t + \theta_1) + r_2 \sin(k_2 t + \theta_2) + \dots + \varphi(t),$$

где

$$k_1 = \frac{2\pi}{T_1}; \quad k_2 = \frac{2\pi}{T_2}, \dots,$$

$T_1, T_2, \dots$ — действительные периоды;

$r_1, r_2, \dots$ — их амплитуды;

$\theta_1, \theta_2, \dots$ — соответствующие фазы;

а $\varphi(t)$ — непериодическая случайная функция.

Этот ряд хотя и будет во взятых пределах менее точно представлять значения функции, чем разложения Фурье, так как $\varphi(t)$ остается неизвестной, но зато он определяет более или менее точно приближенные значения для исследуемой величины вне этих пределов.

Для определения периодов T_1, T_2 и т. д. составляется периодограмма, для чего определяются при помощи гармонического анализа амплитуды для целого ряда «пробных» периодов. Периодограмма представляет собой кривую, образованную точками, которые имеют абсциссами величины периодов, а ординатами соответствующие этим периодам амплитуды.

При задании «пробных» периодов рекомендуется иметь в виду следующее. Если существует какая-либо гипотеза относительно величины возможного периода, то следует испытывать данный ряд величин на периоды, лежащие вблизи предполагаемого периода. В случае отсутствия указаний насчет величины предполагаемых периодов устанавливается в связи с интервалом наблюдений и их продолжительностью, в каких величинах может измеряться искомый период. Далее подвергают испытанию данную функцию на ряд последовательно возрастающих целых величин периодов. Однако желательно, чтобы периоды, входящие в периодограмму, были независимы друг от друга. Поэтому Шустер рекомен-

дует соблюдать такое соотношение: $\frac{1}{T} - \frac{1}{T_1} > \frac{1}{4N}$, где N — продолжительность наблюдений.

Гармонический анализ Шустер предлагает производить следующим способом. Наблюденный ряд делится на отрезки, равные величине искомого периода T . Если в остатке окажется отрезок меньший по величине, чем T , то он отбрасывается. Затем подписывается один отрезок под другим и суммируются вертикальные столбцы. При этом получается следующая таблица:

$$\begin{array}{cccccccc} Y_1 & Y_2 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & Y_T \\ Y_{T+1} & Y_{T+2} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & Y_{2T} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ Y_{(m-1)T+1} & Y_{(m-1)T+2} & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & Y_{mT} \\ \hline Y_1 & Y_2 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & Y_T \end{array}$$

По новому суммарному ряду $Y_1, Y_2, \dots, Y_T$ вычисляются значения коэффициентов первых членов ряда Фурье по формулам:

$$\frac{Ta_1}{2} = \sum_{t=1}^{t=T} Y_t \cos kt, \quad \frac{Tb_1}{2} = \sum_{t=1}^{t=T} Y_t \sin kt.$$

Зная коэффициенты Фурье, легко определить амплитуду и фазу для периода T

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{a_1}{b_1}, \quad r = \sqrt{a_1^2 + b_1^2}.$$

Так же определяются амплитуды и фазы других пробных периодов.

По полученным амплитудам строится периодограмма, максимумы на которой указывают на возможные периоды. Естественно, что чем большей продолжительности наблюдения, тем резче выделяются в периодограмме амплитуды содержащихся в наблюдениях периодов. Однако эти максимумы еще не являются достаточным доказательством того, что относящиеся к ним периоды существуют в действительности. Не останавливаясь на выводе критерия для отделения истинных периодов от случайных, укажем его величину: Шустер полагает, что четырехкратное превышение средней амплитуды, полученной из амплитуд, соответствующей «пробным» периодам и являющейся случайной, дает основание предполагать существование какого-то влияния, вызывающего колебания в значениях исследуемых величин, и, значит, соответствующий период принимается за истинный. Если полученная амплитуда мало отличается от средней амплитуды, то нет основания делать предположения о существовании какой-либо закономерности в таком ряду. Такую амплитуду и соответствующий ей период можно считать случайными величинами.

Поскольку величина пробных периодов задается как целые значения, то на периодограмме периоды определяются с такой же точностью. Для уточнения этих величин Шустер предлагает использовать «диаграмму фаз».

Достоинство метода Шустера состоит в том, что вычисляемая периодограмма дает картину возможных в данном ряду периодов. Если в исследуемом ряду величин действительно существует период, то он в периодограмме обязательно проявится. Например, в виде определенного максимума; если амплитуда периода достаточно велика или число наблюдений многочисленно. Вообще периодограмма тем ценнее, чем большее количество данных использовано для ее построения. К тому же че-

тырехкратное превышение средней амплитуды, требуемое Шустером, выполнимо только при очень большом числе данных.

Имеются рекомендации о необходимости повторения максимального искомого периода в ряду наблюдений не менее чем 5 раз [6].

К сожалению, с теоретической стороны критерий Шустера требует дальнейшего исследования. Так, соблюдение этого критерия дает возможность с определенной вероятностью установить, что данный ряд не есть ряд случайных величин. Однако это еще не значит, что превышение, которое дает амплитуда, своим происхождением не обязано существованию какой-нибудь закономерности непериодического характера.

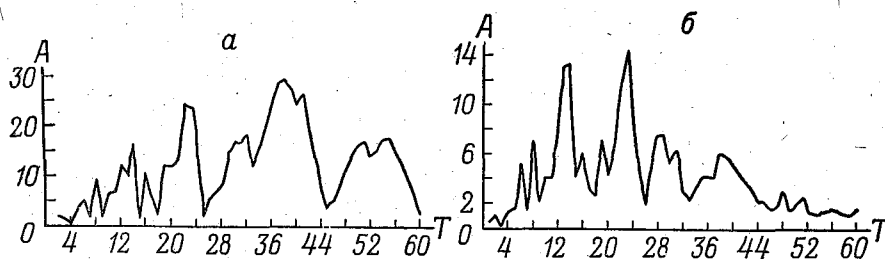


Рис. 6. Периодограммы.

a — несглаженный ряд (критерий — $4A_{\text{ср}} = 55$); b — сглаженный ряд (критерий — $4A_{\text{ср}} = 17$).

Поэтому, как показала практика, только в случае заведомой периодичности и при достаточно большом количестве наблюдений критерий Шустера удовлетворяется. Эти ограничения в применении метода можно отнести к его недостаткам.

Наблюдаемые ряды, которые нами были взяты для расчетов, указаны в таблице. Результаты их обработки показали, что в большинстве случаев критерий Шустера не удовлетворяется. Тогда было проведено сглаживание рядов,* после чего удалось во всех случаях получить по одному периоду с высокой вероятностью — критерий Шустера соблюдался (рис. 6).

Пробные периоды были взяты через 1 час. Периоды определялись с такой же точностью, уточнение их по диаграмме фаз не производилось. Результаты обработки представлены в таблице.

Сравним результаты, полученные по всем трем методам.

Ранее отмечалось, что, исходя из критериев методов, периоды, вычисленные по методам автокорреляции и периодограммного анализа, можно считать вполне достоверными. Периоды же, полученные по спектральному анализу, обеспечиваются малой вероятностью. Однако совпадение преобладающих периодов, вычисленных этими методами, позволяет считать критерии реальности, предлагаемые при спектральном анализе, весьма строгими. В то же время такое совпадение указывает на то, что выбранные в расчет параметры оказались удачными.

Необходимо отметить, что лучшее совпадение периодов наблюдается в том случае, когда период сглаживания T_0 был меньше преобладающего периода, полученного по методу автокорреляции, например варианты 7, 8, 13, 14, 22, 23 и 24—27 (см. таблицу). В противном случае периоды, вычисленные по методу Фурье, встречались среди периодов спектрального анализа, но по значимости они были не преобладающими. Это указывает на то, что при сглаживании рядов очень ослабляются периоды, равные T_0 и близкие к нему, например варианты 2 и 6.

Если обратиться к рассмотрению спектров по количеству получен-

* Методы сглаживания уже были указаны при рассмотрении спектрального анализа.

[illegible]

№ п/п.	Станции	Исследуемый элемент Глубина (м)	Спектральный анализ	Метод Фуриха															Метод Шустера								
				Наблюдаемые ряды										Сглаженные ряды													
				Компоненты																							
				первая						вторая			третья			первая			Наблюдаемые ряды			Сглаженные ряды					
T	A	δ	σ ₁ ² ·10 ²	r	N/2	T	A	δ	T	A	δ	T	A	δ	T	A	δ	T	A	δ							
18	Б	Изопикны																									
19		σ _{24,2} 41	10	15	6	4	8	3	349	4	12	75															
20		σ _{25,5} 80	15	6	4		7	2	320	3	16	75	29	1	145				12	2	163						
21		σ _{26,3} 172	9	6	22	4	26	7	36	5	10	75	35	4	215	16	1	284									
22		σ _{26,6} 546	15	5			33	53	259	3	16	75	30	40	322				16	5	140	25	1	324	12	1	221
23		σ _{27,4} 975	18	6	5		18	19	324	8	7	75	20	13	338	8	8	343	18	19	323						
		σ _{27,6} 1170	18	8	6	5	18	22	347	7	74	75	8	9	301	6	8	90	18	22	347						
24	В	Изотермы																									
25		На (верхняя) 55	12	24	6	4	12	2	281	3	20	140	—	—	—												
26		Нв (нижняя) 121	12	24	6	4	12	1	138	2	22	140	—	—	—												
27		На (верхняя) 50	12	24	6	4	12	1	18	3	16	150	—	—	—												
	Г	Нв (нижняя) 132	12	24	6	4	12	3	157	4	15	150	—	—	—												

*) Для изопикн дана средняя глубина залегания,

u и v — составляющие скорости течения (или ветра) соответственно на меридиан и на параллель,

T — период в (часах),

A — амплитуда (для изопикн и изотерм в м, для течений в см/сек и для скорости ветра в м/сек),

δ — фаза (в градусах),

σ — среднеквадратичное отклонение,

$$r = \frac{1}{2\sigma_1^2},$$

N — число членов ряда.

Графа с прочерком указывает на то, что расчет не получился (для метода Фуриха) или критерий Шустера не удовлетворяется (для метода периодограммализа).

Графа пустая означает, что расчет не производился.

В варианте 22 были получены четвертая и пятая компоненты ($T_{IV} = 22$ ч, $T_V = 24$ ч).

ных периодов тем или иным методом, то можно заметить, что по методу периодограммализа был выявлен только один период, да и то в сглаженных рядах. По методу автокорреляции во всех вариантах было получено по 2 или по 3 периода, в некоторых случаях их было достаточно для определения периодической компоненты в исследуемых рядах. Наиболее полный спектр дал спектральный анализ. Однако следует еще раз отметить, что надежность этого спектра малая, особенно высокочастотной его части, так как высокочастотные колебания к тому же имеют незначительные по величине амплитуды.

Среди преобладающих периодов, в основном, встречаются приливные периоды *24 час* и *12 час*, а также инерционные периоды — *20 час* или близкие к ним. Все эти периоды логичны и объяснимы, что является также подтверждением достоверности полученных результатов.

На основании проведенного исследования можно отметить следующее. Наиболее перспективным методом является спектральный анализ. Однако из-за отсутствия наблюдений большой продолжительности и малой дискретности применение этого метода не дает полноценных результатов. Представляется, что с методической стороны этот метод нуждается в дальнейших исследованиях.

Поскольку метод автокорреляции требует небольших рядов, то, несмотря на некоторые ограничения в применении этого метода, использование его является наиболее целесообразным.

Ввиду широкого использования в настоящее время электронной техники представляется целесообразной обработка статистических рядов обоими методами: спектральный анализ дополнял бы спектр преобладающих колебаний, полученных с высокой точностью по методу автокорреляции. Таким образом, создавалось бы наиболее полное представление о спектре, хотя и не очень достоверном в его высокочастотной части.

Ввиду отсутствия больших рядов наблюдений в настоящее время метод периодограммализа, требующий весьма больших рядов, не выгодно применять. К тому же теория этого метода в некоторых своих частях требует дальнейших разработок.

Анализу полученных в данной работе статистических характеристик внутренних волн и течений посвящена отдельная статья.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Н. Беляев, В. С. Болдырев. Применение теории случайных функций к изучению морских течений. Океанология, т. III, вып. 6, 1963.
2. Р. В. Озмидов. Некоторые данные о крупномасштабных характеристиках поля горизонтальных компонент скорости в океане. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 11. М., изд. «Наука», 1964.
3. Р. В. Озмидов, А. Д. Ямпольский. Некоторые статистические характеристики колебаний скорости и плотности в океане. Изв. АН СССР. Физика океана и атмосферы, т. I, вып. 6. М., «Наука», 1965.
4. А. Д. Ямпольский. О спектральных методах исследования океанологических процессов. Океанология, т. V, вып. 5, 1965.
5. С. Варзар. К вопросу об отыскании скрытых периодичностей. Записки Госуд. гидрологич. ин-та, т. XIII. Л., Изд. ГГИ, 1934.
6. Pollak u. Hanel, Meteorologische Zeitschrift, Bd. 52, Hft 9, 1935.
7. Ю. М. Беляков, О. М. Белякова. Определение некоторых параметров внутренних волн в Саргассовом море методом автокорреляции. Труды Моск. гидрофиз. ин-та, АН УССР, т. 28.
8. W. Kraus. Interne Wellen grosser Amplitude, T. 3. Kritik der Theorien und Beobachtungen. Dtsch. Hydrogr. Zs. Hamburg. 11, Hft 6, 1958.
9. А. А. Свешников. Прикладные методы теории случайных функций. Л., Судпромгиз, 1961.
10. К. Д. Сабинин, В. А. Шулепов. О короткопериодных внутренних волнах Норвежского моря. Океанология, вып. 2, 1965.
11. А. А. Харкевич. Спектры и анализ. М., Физматгиз, 1962.

О РАСЧЕТЕ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ СКОРОСТИ ЧИСТО ДРЕЙФОВОГО ТЕЧЕНИЯ В СЛОЕ ТРЕНИЯ ОКЕАНА

Г. С. Земцов, Б. А. Каган

Вертикальный перенос вод в слое трения океана складывается под влиянием трех факторов: неоднородности поля скорости течения w_v , неравномерности поля коэффициента турбулентности w_k , а также изменения параметра Кориолиса с широтой w_l . Поэтому скорость вертикального переноса вод в слое трения океана можно представить в виде суммы

$$w = w_v + w_k + w_l. \quad (1)$$

Как обычно, выражения для горизонтальных составляющих скорости дрейфового течения запишем в виде

$$\tilde{u} = e^{-\tilde{a}\zeta} (u_0 \cos \tilde{a}\zeta + v_0 \sin \tilde{a}\zeta), \quad (2)$$

$$\tilde{v} = e^{-\tilde{a}\zeta} (v_0 \cos \tilde{a}\zeta - u_0 \sin \tilde{a}\zeta), \quad (3)$$

где $\tilde{a} = \sqrt{\frac{\omega_z}{k}}$; ζ — вертикальная координата; u_0, v_0 — составляющие скорости поверхностного чисто дрейфового течения. Заметим, что при выводе выражений для $\tilde{u}$ и $\tilde{v}$ принято условие неизменности коэффициента турбулентности с глубиной.

Используя уравнение неразрывности и выражения (2) и (3), можно получить формулы для расчета компонент вертикальной скорости в слое трения океана:

$$w_v = -\frac{AC_g}{2a} \left\{ 2 \left[1 - e^{-\tilde{a}\zeta} \cos \tilde{a}\zeta \right] + \Delta \left[1 + \sqrt{2} e^{-\tilde{a}\zeta} \sin \left(\tilde{a}\zeta - \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\};$$

$$w_k = -\frac{1}{4a\tilde{k}} \left[\left(u_0 \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \tilde{k}}{\partial y} \right) f_1(\tilde{a}\zeta) + \left(v_0 \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x} - u_0 \frac{\partial \tilde{k}}{\partial y} \right) f_2(\tilde{a}\zeta) \right];$$

$$w_l = \frac{1}{4al} \left[\left(u_0 \frac{\partial l}{\partial x} + v_0 \frac{\partial l}{\partial y} \right) f_1(\tilde{a}\zeta) + \left(v_0 \frac{\partial l}{\partial x} - u_0 \frac{\partial l}{\partial y} \right) f_2(\tilde{a}\zeta) \right].$$

Здесь $C_g = \frac{\partial V_y}{\partial x} - \frac{\partial V_x}{\partial y}$, где V_x, V_y — составляющие скорости геострофического ветра;

$$A = \frac{k_1 \rho}{\rho \sqrt{\omega_z k \ln \frac{h}{z_0}}} [1 + (1 + \Delta)^2]^{-1};$$

k_1 — коэффициент турбулентности на единичном уровне в атмосфере;
 $\rho, \tilde{\rho}$ — плотность воздуха и воды; h — высота приводного слоя атмосферы; z_0 — параметр шероховатости морской поверхности;

$$\Delta = \left[V \frac{\omega_z}{k_1 h} h \ln \frac{h}{z_0} \right]^{-1};$$

$$f_1(\tilde{a}z) = 1 - 2\tilde{a}z \cos \tilde{a}z e^{-\tilde{a}z} - e^{-\tilde{a}z} (\cos \tilde{a}z - \sin \tilde{a}z);$$

$$f_2(\tilde{a}z) = 1 - 2\tilde{a}z \sin \tilde{a}z e^{-\tilde{a}z} - e^{-\tilde{a}z} (\cos \tilde{a}z + \sin \tilde{a}z).$$

На глубине слоя трения $(\tilde{H}) \tilde{a}z = \pi$. Тогда $f_1(\tilde{a}H) = f_2(\tilde{a}H) = 1$.

Таким образом, выражение для вертикальной скорости на глубине слоя трения запишется в виде

$$w = -\frac{C_g A}{2\tilde{a}} (2 + \Delta) - \frac{1}{4\tilde{a}\tilde{k}} \left[\frac{\partial \tilde{k}}{\partial x} (u_0 + v_0) + \frac{\partial \tilde{k}}{\partial y} (v_0 - u_0) \right] + \frac{1}{2\tilde{a}l} \beta (v_0 - u_0). \quad (4)$$

Здесь $\beta = \frac{\partial l}{\partial y} \approx 1,3 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Используя выражение (4), был выполнен расчет компонент вертикальной скорости переноса вод на глубине слоя трения для летнего периода среднемноголетнего года в Северной Атлантике. При этом входящие в формулу (4) величины u_0 , v_0 и $\tilde{k}$ вычислялись по формулам, приведенным в работе [1]:

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= A [(1 + \Delta) V_y + V_x], \\ v_0 &= A [V_y - (1 + \Delta) V_x], \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\tilde{k} = \frac{k_1 \rho V_g}{\ln \frac{h}{z_0} \sqrt{\pi g \tilde{\rho} \frac{d\rho}{d\zeta}}} [1 + (1 + \Delta)^2]^{-1/2}, \quad (6)$$

где V_g — модуль скорости геострофического ветра;

$$k_1 = \frac{x^2 c_1}{\ln^2 \frac{z_1}{z_0}}; \quad (7)$$

$$\frac{c_1}{V_g} = \frac{(4 + 4\Delta + 2\Delta^2)^{1/2}}{[1 + (1 + \Delta)^2]} \cdot \frac{\ln \frac{z_1}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}}, \quad (8)$$

c_1 — модуль скорости ветра на единичном уровне z_1 ;

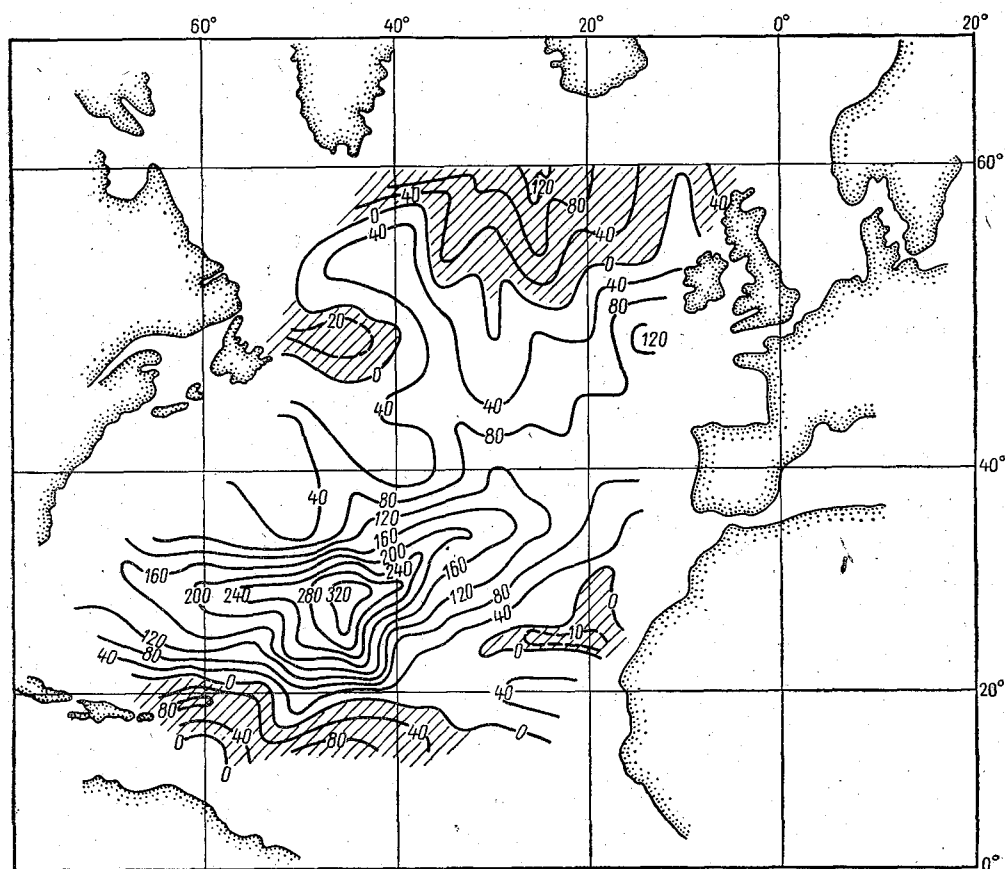
$$(1 - \delta) \frac{V_g^2}{\ln \frac{h}{z_0}} \frac{(2 + \Delta)}{[1 + (1 + \Delta)^2]} = \frac{g}{T} h \frac{T_H - T_0 + \gamma_a H}{1 + \frac{h}{H} \ln \frac{h}{ez_0}}; \quad (9)$$

$$k_1 h = 0,19 (H - h)^2 \omega_z, \quad (10)$$

H — высота пограничного слоя атмосферы; T_H — температура на высоте H ; T_0 — температура поверхности моря; γ_a — сухоадиабатический градиент температуры.

Из условий (7), (8), (9) и (10) методом последовательных приближений находим величины h , k_1 ; c_1 и H . Затем по формулам (5) и (6) определяем u_0 , v_0 , $\tilde{k}$ и A .

Вычисления производились для узлов сетки, состоящей из равновеликих квадратов размером $5 \times 5^\circ$. Результаты расчета составляющих вертикальной скорости приведены в таблице. Распределение суммарной вертикальной скорости на акватории Северной Атлантики представлено на рисунке (области подъема вод заштрихованы).



Суммарная вертикальная скорость
 $[(\bar{w}) \cdot 10^8 \text{ м/сек}]$.

Анализ распределения величин составляющих вертикальной скорости на исследуемой акватории показывает, что наибольший вклад в создание суммарной вертикальной скорости принадлежит неравномерности поля течений, наименьший — изменению параметра Кориолиса с широтой.

Первый фактор обуславливает опускание вод на большей части акватории с максимумом в зоне Саргассова моря (до $300 \cdot 10^{-8} \text{ м/сек}$). Зона подъема вод наблюдается севернее параллели 55° с. ш. ($140 \times 10^{-8} \text{ м/сек}$). Изменение параметра Кориолиса с широтой приводит к слабовыраженному опусканию вод между параллелями 25 — 60° с. ш. ($25 \cdot 10^{-8} \text{ м/сек}$) и подъему южнее параллели 25° с. ш. (до $100 \cdot 10^{-8} \text{ м/сек}$).

Вследствие неравномерности поля коэффициента турбулентности в центральных районах Северной Атлантики происходит подъем вод со скоростью $(60$ — $80) \cdot 10^{-8} \text{ м/сек}$, а в районах, прилегающих к берегам континентов, — опускание, максимальная скорость которого достигает $60 \cdot 10^{-8} \text{ м/сек}$.

Значения составляющих вертикальной скорости движения вод
(10^{-8} м/сек)

№№ п/п.	Координаты		$\tilde{w}_v$	$\tilde{w}_h$	$\tilde{w}_t$
	φ° с. ш.	λ° з. д.			
1	2	3	4	5	6
1	60	35	114,0	12,2	-11,9
2	60	30	134,0	-23,2	-11,6
3	60	25	156,0	-10,0	-10,8
4	60	10	56,0	-43,4	-11,9
5	60	05	84,3	-1,1	-12,9
6	55	50	39,3	-21,8	-17,3
7	55	45	-6,4	-42,0	-16,6
8	55	40	-14,1	-80,6	-14,1
9	55	35	1,9	-71,6	-18,4
10	55	30	-4,9	41,0	-18,4
11	55	25	-2,9	106,5	-17,4
12	55	20	14,6	12,0	-17,1
13	55	15	30,4	3,8	-15,2
14	55	10	-17,6	3,2	-13,4
15	50	50	-11,8	51,2	-17,3
16	50	45	5,0	52,7	-20,0
17	50	40	-21,6	63,5	-28,7
18	50	35	-30,0	-4,0	-21,4
19	50	30	-41,2	63,4	-20,7
20	50	25	-32,6	8,4	-18,1
21	50	20	-29,4	16,2	-20,2
22	50	15	-101,0	-17,9	-14,7
23	45	50	3,2	-27,5	-18,1
24	45	45	-19,1	34,0	-22,5
25	45	40	-45,2	13,8	-22,3
26	45	35	-62,4	16,3	-18,9
27	45	30	-65,1	50,9	-16,8
28	45	25	-101,0	52,7	-14,9
29	45	20	-122,0	48,4	-12,5
30	45	15	-95,5	13,5	-5,0
31	40	55	-9,4	-0,4	-19,3
32	40	50	-8,6	4,3	-21,1
33	40	45	-40,3	-1,8	-26,1
34	40	40	-47,1	68,0	-24,0
35	40	35	-29,4	4,0	-19,8
36	40	30	-96,6	-10,8	-13,3
37	40	25	-123,0	11,4	-2,9
38	40	20	-102,0	13,2	-3,2
39	40	15	-69,4	-23,4	-1,5
40	35	70	-91,0	-32,8	-18,2
41	35	65	-77,8	22,1	-16,3
42	35	60	-72,0	10,9	-16,0
43	35	55	-53,5	12,9	-16,1
44	35	50	-41,6	25,5	-16,8
45	35	45	-31,9	-33,8	-18,5
46	35	40	-173,0	28,4	-18,3
47	35	35	-210,0	12,8	-16,6
48	35	30	-175,0	-8,0	-4,5
49	35	25	-89,1	-37,6	4,5
50	35	20	-63,1	-17,4	5,4
51	35	15	-46,1	24,8	5,3
52	30	75	-66,6	-69,5	-13,5
53	30	70	-82,1	-42,8	-8,4
54	30	65	-142,0	-19,3	-12,5
55	30	60	-166,0	-27,0	-16,5
56	30	55	-190,0	-62,7	-20,1
57	30	50	-182,0	-68,0	-23,1
58	30	45	-317,0	-18,0	-22,2
59	30	40	-319,0	4,6	24,7

1	2	3	4	5	6
60	30	35	-174,0	5,6	24,9
61	30	30	-118,0	- 8,2	22,4
62	30	25	- 60,0	19,4	20,4
63	30	20	- 44,9	40,3	16,3
64	30	15	- 39,1	14,0	13,4
65	25	70	-108,0	21,1	7,5
66	25	65	-166,0	23,0	23,1
67	25	60	-168,0	- 1,4	24,1
68	25	55	-159,0	15,9	27,2
69	25	50	-269,0	15,0	11,3
70	25	45	-374,0	42,4	33,9
71	25	40	-131,0	33,5	36,1
72	25	35	- 87,3	16,7	33,3
73	25	30	- 24,0	2,1	29,9
74	25	25	- 7,1	-10,3	29,1
75	25	20	- 9,6	- 6,6	28,9
76	20	65	- 66,4	69,4	34,6
77	20	60	- 19,5	74,0	42,0
78	20	55	- 60,6	55,0	39,5
79	20	50	-142,0	14,8	56,7
80	20	45	- 98,5	35,2	61,0
81	20	40	-102,0	23,0	62,0
82	20	35	-128,0	47,6	57,0
83	20	30	-116,0	20,0	55,8
84	20	25	- 71,4	-46,6	49,8
85	15	60	-120,0	31,4	67,6
86	15	55	-122,0	79,3	87,6
87	15	50	- 85,9	85,1	87,4
88	15	45	- 30,1	5,5	106,8
89	15	40	- 71,5	47,2	91,4
90	15	35	-126,0	35,4	101,0
91	15	30	-120,0	55,5	96,5
92	15	25	-101,0	19,0	87,9

Анализ распределения суммарной вертикальной скорости показывает, что почти повсеместно на глубине слоя трения происходит опускание вод с максимумом в зоне Саргассова моря—до $320 \cdot 10^{-8}$ м/сек. Подъем вод наблюдается в районах к северу от параллели 55° с. ш. — до $120 \cdot 10^{-8}$ м/сек, в зоне Лабрадорского течения—до $120 \cdot 10^{-8}$ м/сек и к югу от параллели 20° с. ш. — до $80 \cdot 10^{-8}$ м/сек.

Выполненные расчеты показывают, что неравномерность полей скорости дрейфового течения и коэффициента турбулентности и изменение параметра Кориолиса с широтой создают вертикальные скорости примерно одного порядка. Поэтому пренебрежение одной из компонент, как это сделано, например, в работе [2] в отношении компоненты вертикальной скорости, обусловленной неравномерностью поля коэффициента турбулентности, может привести к значительным ошибкам при оценке величины вертикальной скорости переноса вод в верхнем слое океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Каган. Об установившихся дрейфовых течениях глубокого моря. Океанология, т. 2, вып. 6, 1962.
2. К. А. Чекотилло. Расчет вертикальных движений вод в юго-западной части Тихого океана. Океанология, т. 2, вып. 6, 1961.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИЛИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ УРОВНЯ И ТРЕХМЕРНОГО ПОЛЯ ТЕЧЕНИЙ В МОРЕ

Б. А. Каган

Если интересоваться распределением приливных течений вдоль какой-либо фиксированной вертикали в море, то, как было показано в работах [1, 2], в однородной жидкости оно полностью определяется заданием величин горизонтального градиента уровня, гидродинамической шероховатости морского дна и широты места. В этом смысле перечисленные факторы являются внешними по отношению к вертикальному распределению скорости в данной точке моря.

В более общем случае, когда рассматривается строение приливного потока во всем бассейне, понятие «внешнего» фактора или параметра неприменимо к величине горизонтального градиента уровня: последний сам изменяется в зависимости от распределения течений и морфометрических особенностей окружающего пространства. В этом случае в качестве внешних параметров следует, очевидно, принять граничные значения уровня, а также глубину, гидродинамическую шероховатость морского дна и широту места как некоторые функции координат. Но тогда, прежде чем рассчитать структуру приливного потока в данной точке, необходимо вначале определить приливные колебания уровня в окружающем эту точку пространстве. Таким образом, задача формулируется так: по заданным краевым значениям уровня (ζ), а также глубины (D), параметра шероховатости морского дна (z_0) и широты места (φ) как функций горизонтальных координат x и y определить характеристики приливов и вертикальный профиль приливных течений в любой точке исследуемой области.

Как и раньше [1, 2], выделим в толще моря два слоя: пограничный слой ($z_0 \leq z \leq H$) и слой, расположенный над ним ($H \leq z \leq D$), в пределах которых движение приливной волны описывается уравнениями

$$\left. \begin{aligned} z_0 \leq z \leq H: \\ \frac{\partial u}{\partial t} - lv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + lu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z}; \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} H \leq z \leq D: \\ \frac{\partial u}{\partial t} - lv = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + lu = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Примем, что в пограничном слое профиль коэффициента турбулентности аппроксимируется моделью «с изломом», т. е. линейно растет с увеличением расстояния от дна в нижней части пограничного

слоя—придонном слое, а в остальной части пограничного слоя остается неизменным с высотой: *

$$k = \begin{cases} k_1 z & \text{для } z_0 \leq z \leq h, \\ k_1 h & \text{для } h \leq z \leq H. \end{cases} \quad (3)$$

Тогда решение системы уравнений (1) и (2) при условии прилипания скорости на уровне шероховатости и неразрывности скорости на верхней границе придонного (h) и пограничного (H) слоев записывается в виде [2]:

$$z_0 \leq z \leq h: \\ u' = \frac{u_h'}{\ln \frac{h}{z_0}} \ln \frac{z}{z_0} + \varepsilon \left\{ \frac{u_h'' - a v_h'}{h \ln \frac{h}{z_0}} \left[(z-h) \ln \frac{z}{z_0} - 2(z-z_0) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2(h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] - \frac{V_x'' - a V_y'}{h} \left[(z-z_0) - (h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] \right\}, \quad (4)$$

$$v' = \frac{v_h'}{\ln \frac{h}{z_0}} \ln \frac{z}{z_0} + \varepsilon \left\{ \frac{v_h'' + a u_h'}{h \ln \frac{h}{z_0}} \left[(z-h) \ln \frac{z}{z_0} - 2(z-z_0) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2(h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] - \frac{V_y'' + a V_x'}{h} \left[(z-z_0) - (h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] \right\}, \quad (5)$$

$$u'' = \frac{u_h''}{\ln \frac{h}{z_0}} \ln \frac{z}{z_0} - \varepsilon \left\{ \frac{u_h' + a v_h''}{h \ln \frac{h}{z_0}} \left[(z-h) \ln \frac{z}{z_0} - 2(z-z_0) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2(h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] - \frac{V_x' + a V_y''}{h} \left[(z-z_0) - (h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] \right\}, \quad (6)$$

$$v'' = \frac{v_h''}{\ln \frac{h}{z_0}} \ln \frac{z}{z_0} - \varepsilon \left\{ \frac{v_h' - a u_h''}{h \ln \frac{h}{z_0}} \left[(z-h) \ln \frac{z}{z_0} - 2(z-z_0) + \right. \right. \\ \left. \left. + 2(h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] - \frac{V_y' - a V_x''}{h} \left[(z-z_0) - (h-z_0) \frac{\ln \frac{z}{z_0}}{\ln \frac{h}{z_0}} \right] \right\}; \quad (7)$$

$$h \leq z \leq H:$$

$$u' = e^{-\delta_1(z-h)} \left[\frac{(u_h' - V_x') + (v_h'' - V_y'')}{2} \cos \delta_1(z-h) + \right. \\ \left. + \frac{(v_h' - V_y') - (u_h'' - V_x'')}{2} \sin \delta_1(z-h) \right] + e^{-\delta_2(z-h)} \left[\frac{(u_h' - V_x') - (v_h'' - V_y'')}{2} \times \right. \\ \left. \times \cos \delta_2(z-h) - \frac{(v_h' - V_y') + (u_h'' - V_x'')}{2} \sin \delta_2(z-h) \right] + V_x', \quad (8)$$

* Обоснование выбора такого профиля коэффициента турбулентности в пограничном слое у дна можно найти в работе [1].

$$\begin{aligned}
 v' = & e^{-\delta_1(z-h)} \left[\frac{(v'_h - V'_y) - (u''_h - V''_x)}{2} \cos \delta_1(z-h) - \right. \\
 & \left. - \frac{(u'_h - V'_x) + (v''_h - V''_y)}{2} \sin \delta_1(z-h) \right] + \\
 & + e^{-\delta_2(z-h)} \left[\frac{(v'_h - V'_y) + (u''_h - V''_x)}{2} \cos \delta_2(z-h) + \right. \\
 & \left. + \frac{(u'_h - V'_x) - (v''_h - V''_y)}{2} \sin \delta_2(z-h) \right] + V'_y,
 \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned}
 u'' = & e^{-\delta_1(z-h)} \left[\frac{(u''_h - V''_x) - (v'_h - V'_y)}{2} \cos \delta_1(z-h) + \right. \\
 & \left. + \frac{(v''_h - V''_y) + (u'_h - V'_x)}{2} \sin \delta_1(z-h) \right] + \\
 & + e^{-\delta_2(z-h)} \left[\frac{(u''_h - V''_x) + (v'_h - V'_y)}{2} \cos \delta_2(z-h) - \right. \\
 & \left. - \frac{(v''_h - V''_y) - (u'_h - V'_x)}{2} \sin \delta_2(z-h) \right] + V''_x,
 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
 v'' = & e^{-\delta_1(z-h)} \left[\frac{(v''_h - V''_y) + (u'_h - V'_x)}{2} \cos \delta_1(z-h) - \right. \\
 & \left. - \frac{(u''_h - V''_x) - (v'_h - V'_y)}{2} \sin \delta_1(z-h) \right] + \\
 & + e^{-\delta_2(z-h)} \left[\frac{(v''_h - V''_y) - (u'_h - V'_x)}{2} \cos \delta_2(z-h) + \right. \\
 & \left. + \frac{(u''_h - V''_x) + (v'_h - V'_y)}{2} \sin \delta_2(z-h) \right] + V''_y,
 \end{aligned} \quad (11)$$

$$H \leq z \leq D:$$

$$V'_x = \frac{g}{\sigma^2 - l^2} \left(\sigma \frac{\partial \zeta''}{\partial x} + l \frac{\partial \zeta'}{\partial y} \right), \quad (12)$$

$$V'_y = \frac{g}{\sigma^2 - l^2} \left(\sigma \frac{\partial \zeta''}{\partial y} - l \frac{\partial \zeta'}{\partial x} \right), \quad (13)$$

$$V''_x = \frac{g}{\sigma^2 - l^2} \left(l \frac{\partial \zeta''}{\partial y} - \sigma \frac{\partial \zeta'}{\partial x} \right), \quad (14)$$

$$V''_y = -\frac{g}{\sigma^2 - l^2} \left(l \frac{\partial \zeta''}{\partial x} + \sigma \frac{\partial \zeta'}{\partial y} \right), \quad (15)$$

где u' , v' , V'_x , V'_y , ζ' и u'' , v'' , V''_x , V''_y , ζ'' — составляющие скорости приливного течения и уровня в момент времени $t=0$ и через четверть периода; $\varepsilon = \frac{\sigma h}{k_1}$; $a = \frac{l}{\sigma}$; $\delta_1 = \sqrt{\frac{\sigma+l}{2k_1h}}$; $\delta_2 = \sqrt{\frac{\sigma-l}{2k_1h}}$.

Составляющие скорости приливного течения на верхней границе придонного слоя — u'_h , v'_h , u''_h , v''_h — находятся из условия неразрывности градиентов скоростей на уровне $z=h$:

$$u'_h = \frac{M_1 P + N_1 Q}{P^2 + Q^2} + V'_x, \quad (16)$$

$$u''_h = \frac{M_2 P + N_2 Q}{P^2 + Q^2} + V''_x, \quad (17)$$

$$v'_h = \frac{N_1 P - M_1 Q}{P^2 + Q^2} + V'_y, \quad (18)$$

$$v''_h = \frac{N_2 P - M_2 Q}{P^2 + Q^2} + V''_y, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} M_1 &= E_1 A_1 - F_1 B_1 + E_2 A_2 - F_2 B_2; \\ N_1 &= E_1 B_1 + F_1 A_1 + E_2 B_2 + F_2 A_2; \\ M_2 &= E_2 A_1 - F_2 B_1 - E_1 A_2 + F_1 B_2; \\ N_2 &= E_2 B_1 + F_2 A_1 - E_1 B_2 - F_1 A_2; \\ P &= A_1^2 - B_1^2 + A_2^2 - B_2^2; \\ Q &= 2A_1 B_1 + 2A_2 B_2; \end{aligned}$$

$$A_1 = -\frac{\delta_1 + \delta_2}{2} - \frac{1}{h \ln \frac{h}{z_0}};$$

$$B_1 = \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} - \frac{\varepsilon a}{h \ln \frac{h}{z_0}} \left[\ln \frac{h}{z_0} - 2 + \frac{2(h - z_0)}{h \ln \frac{h}{z_0}} \right];$$

$$E_1 = \frac{V'_x}{h \ln \frac{h}{z_0}} + \varepsilon \frac{V''_x - a V'_y}{h} \left[\frac{2(h - z_0)}{h \ln^2 \frac{h}{z_0}} + \frac{h - z_0}{h \ln \frac{h}{z_0}} - \frac{2}{\ln \frac{h}{z_0}} \right];$$

$$F_1 = \frac{V'_y}{h \ln \frac{h}{z_0}} + \varepsilon \frac{V''_y + a V'_x}{h} \left[\frac{2(h - z_0)}{h \ln^2 \frac{h}{z_0}} + \frac{h - z_0}{h \ln \frac{h}{z_0}} - \frac{2}{\ln \frac{h}{z_0}} \right];$$

$$A_2 = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} + \frac{\varepsilon}{h \ln \frac{h}{z_0}} \left[\ln \frac{h}{z_0} - 2 + \frac{2(h - z_0)}{h \ln \frac{h}{z_0}} \right];$$

$$B_2 = \frac{\delta_2 - \delta_1}{2};$$

$$E_2 = \frac{V''_x}{h \ln \frac{h}{z_0}} - \varepsilon \frac{a V''_y + V'_x}{h} \left[\frac{2(h - z_0)}{h \ln^2 \frac{h}{z_0}} + \frac{h - z_0}{h \ln \frac{h}{z_0}} - \frac{2}{\ln \frac{h}{z_0}} \right];$$

$$F_2 = \frac{V''_y}{h \ln \frac{h}{z_0}} + \varepsilon \frac{a V''_x - V'_y}{h} \left[\frac{2(h - z_0)}{h \ln^2 \frac{h}{z_0}} + \frac{h - z_0}{h \ln \frac{h}{z_0}} - \frac{2}{\ln \frac{h}{z_0}} \right].$$

Высота придонного слоя h и величина коэффициента турбулентности на единичном уровне k_1 определяются из решения уравнений

$$k_1 = \frac{x^2 |c_1|}{\ln \frac{z_1}{z_0}}, \quad (20)$$

$$2 \sqrt{\frac{\sigma^4}{k_1}} = \alpha = \text{const}, \quad (21)$$

где $|c_1|$ — осредненный за приливной период модуль скорости приливного течения на единичной высоте z_1 , который находится с помощью выражений (4)–(7), (16)–(19) методом последовательных приближений.

Из рассмотрения записанных выше выражений (4)–(7) и (16)–(19) видно, что для расчета профиля скорости приливного потока в море необходимо знать величины горизонтального градиента уровня в два момента времени, отличающихся один от другого на четверть периода: $\frac{\partial \zeta'}{\partial x}$, $\frac{\partial \zeta'}{\partial y}$, $\frac{\partial \zeta''}{\partial x''}$, $\frac{\partial \zeta''}{\partial y}$. Прежде чем приступить к их определению, остановимся несколько подробнее на вопросе о взаимосвязи пограничного и вышележащего слоев моря.

В работе [1] было показано, что в турбулентном пограничном слое, образующемся в приливном потоке у дна, сила трения уменьшается по мере удаления от дна, и на некоторой высоте, равной высоте верхней границы пограничного слоя, обращается в нуль. Однако отсюда вовсе не следует вывод о том, что влияние придонного трения сказывается только в пределах пограничного слоя и не распространяется на более высокие слои. Дело заключается в следующем.

Вертикальная составляющая скорости в приливном потоке вызывается исключительно плоской вергенцией горизонтальной скорости. Благодаря действию силы турбулентной вязкости происходит отклонение вектора скорости приливного течения в пограничном слое моря от направления вектора скорости течения за его пределами. Это обстоятельство приводит к возникновению в пограничном слое моря добавочной вертикальной составляющей скорости — фрикционных вертикальных токов. Влияние этих фрикционных вертикальных токов, а следовательно, и обуславливающего их придонного трения распространяется на вышележащие слои моря, что может приводить к заметным изменениям в пространственном распределении приливных колебаний уровня и структуры приливного потока.

Учитывая все сказанное, найдем выражение для расчета приливных колебаний уровня в ограниченной области.

Из уравнений (2) имеем

$$u = -\frac{1}{l} \frac{\partial v}{\partial t} - \frac{g}{l} \frac{\partial \zeta}{\partial y}, \quad (22)$$

$$v = \frac{1}{l} \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{g}{l} \frac{\partial \zeta}{\partial x}. \quad (23)$$

Подставляя (22) в первое из уравнений системы (2), а (23) — во второе и дифференцируя найденные выражения соответственно по y и x и складывая их, получим

$$\frac{1}{l} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{g}{l} \nabla^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} + l \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0. \quad (24)$$

Из уравнения неразрывности

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial w}{\partial z}. \quad (25)$$

Подставим (25) в (24)

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + l^2 w \right] = g \nabla^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t} \quad (26)$$

и проинтегрируем (26) по z от H до D

$$\left[\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + l^2 w \right]_H^D = g (D - H) \nabla^2 \frac{\partial \zeta}{\partial t}. \quad (27)$$

Как обычно, будем считать, что вертикальная составляющая скорости приливного течения — периодическая функция времени

$$w = w' \cos \sigma t + w'' \sin \sigma t. \quad (28)$$

Тогда после подстановки (28) в (27) и приравнивания коэффициентов при $\cos \sigma t$ и $\sin \sigma t$ равенство (27) перепишется

$$-(\sigma^2 - l^2) (w'_D - w'_H) = g (D - H) \nabla^2 \zeta'', \quad (29)$$

$$(\sigma^2 - l^2) (w''_D - w''_H) = g (D - H) \nabla^2 \zeta'. \quad (30)$$

Но

$$w'_D = \sigma \zeta'', \quad w''_D = -\sigma \zeta'.$$

Следовательно, окончательно имеем

$$\nabla^2 \zeta' + \frac{\sigma^2 - l^2}{g(D-H)} \zeta' = - \frac{\sigma^2 - l^2}{g\sigma(D-H)} \omega_H'' \quad (31)$$

$$\nabla^2 \zeta'' + \frac{\sigma^2 - l^2}{g(P-H)} \zeta'' = \frac{\sigma^2 - l^2}{g\sigma(P-H)} \omega_H' \quad (32)$$

Таким образом, задача об определении приливных колебаний уровня в море свелась к интегрированию системы дифференциальных уравнений в частных производных (31) и (32) при заданных значениях уровня на контуре моря.

Из выражений (31) и (32) видно, что для расчета пространственного распределения приливных колебаний уровня в ограниченной области необходимо знать вертикальные составляющие скорости на верхней границе пограничного слоя моря ω_H' и ω_H'' .

Из уравнения неразрывности следует

$$\begin{aligned} \omega_H' &= - \int_{z_0}^H \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) dz = \\ &= - \int_{z_0}^h \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) dz - \int_h^H \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) dz, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \omega_H'' &= - \int_{z_0}^H \left(\frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y} \right) dz = \\ &= - \int_{z_0}^h \left(\frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y} \right) dz - \int_h^H \left(\frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y} \right) dz. \end{aligned} \quad (34)$$

Если пренебречь зависимостью характеристик турбулентности k_i , h и H от горизонтальных координат, то из (4)–(7) и (16)–(19) будем иметь

$$\begin{aligned} \omega_H' &= - \frac{1}{4} \left[\frac{Q_1 - Q_2}{\delta_1} + \frac{R_1 + R_2}{\delta_2} \right] - \left(\frac{\partial V'_x}{\partial x} + \frac{\partial V'_y}{\partial y} \right) (H - h) - \\ &\quad - \left(\frac{\partial u'_h}{\partial x} + \frac{\partial v'_h}{\partial y} \right) h \left(1 - \frac{1}{\ln \frac{h}{z_0}} \right) + \\ &\quad + \frac{\varepsilon}{2} h \left[S_1 \left(1 - \frac{3,5}{\ln \frac{h}{z_0}} + \frac{4}{\ln^2 \frac{h}{z_0}} \right) - T_1 \left(1 - \frac{2}{\ln \frac{h}{z_0}} \right) \right], \end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned} \omega_H'' &= - \frac{1}{4} \left[\frac{Q_1 + Q_2}{\delta_1} + \frac{R_1 - R_2}{\delta_2} \right] - \left(\frac{\partial V''_x}{\partial x} + \frac{\partial V''_y}{\partial y} \right) (H - h) - \\ &\quad - \left(\frac{\partial u''_h}{\partial x} + \frac{\partial v''_h}{\partial y} \right) h \left(1 - \frac{1}{\ln \frac{h}{z_0}} \right) - \\ &\quad - \frac{\varepsilon}{2} h \left[S_2 \left(1 - \frac{3,5}{\ln \frac{h}{z_0}} + \frac{4}{\ln^2 \frac{h}{z_0}} \right) - T_2 \left(1 - \frac{2}{\ln \frac{h}{z_0}} \right) \right], \end{aligned} \quad (36)$$

где

$$\begin{aligned} Q_1 &= \frac{\partial L_1}{\partial x} + \frac{\partial L_4}{\partial y}; \quad Q_2 = \frac{\partial L_1}{\partial y} - \frac{\partial L_4}{\partial x}; \\ R_1 &= \frac{\partial L_2}{\partial x} + \frac{\partial L_3}{\partial y}; \quad R_2 = \frac{\partial L_2}{\partial y} - \frac{\partial L_3}{\partial x}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_1 &= [(u'_h - V'_x) + (v''_h - V''_y)]; \\
L_2 &= [(u'_h - V'_x) - (v''_h - V''_y)]; \\
L_3 &= [(v'_h - V'_y) + (u''_h - V''_x)]; \\
L_4 &= [(v'_h - V'_y) - (u''_h - V''_x)]; \\
S_1 &= \left[\left(\frac{\partial u'_h}{\partial x} + \frac{\partial v'_h}{\partial y} \right) - a \left(\frac{\partial v'_h}{\partial x} - \frac{\partial u'_h}{\partial y} \right) \right]; \\
S_2 &= \left[\left(\frac{\partial u'_h}{\partial x} + \frac{\partial v'_h}{\partial y} \right) + a \left(\frac{\partial v'_h}{\partial x} - \frac{\partial u'_h}{\partial y} \right) \right]; \\
T_2 &= \left[\left(\frac{\partial V'_x}{\partial x} + \frac{\partial V'_y}{\partial y} \right) - a \left(\frac{\partial V'_y}{\partial x} - \frac{\partial V'_x}{\partial y} \right) \right]; \\
T_2 &= \left[\left(\frac{\partial V'_x}{\partial x} + \frac{\partial V'_y}{\partial y} \right) + a \left(\frac{\partial V'_y}{\partial x} - \frac{\partial V'_x}{\partial y} \right) \right].
\end{aligned}$$

Высота пограничного слоя определится из условия обращения вертикального градиента модуля скорости приливного течения в нуль на верхней границе пограничного слоя. Это условие приближенно выполняется, когда

$$H = h + \pi \sqrt{\frac{2k_1 h}{\sigma + l}}. \quad (37)$$

Решение уравнений (31) и (32) при заданных значениях уровня можно получить методом последовательных приближений. В качестве нулевого приближения служит решение уравнений (31) и (32) в предположении, что придонное трение в море отсутствует: $H=0$, $w'_H=0$, $w''_H=0$. Вычисляются значения горизонтальных градиентов уровня в каждом внутреннем узле сеточной области; они используются для расчета приближенных значений вертикальных составляющих скорости на верхней границе пограничного слоя и высоты пограничного слоя. Найденные величины w'_H , w''_H и H подставляются в уравнения (31) и (32) и находится новое приближенное решение для ζ' и ζ'' . Вновь находятся w'_H , w''_H и H . Если эти значения w'_H , w''_H и H не совпадают с полученными в результате предыдущего приближения значениями этих характеристик, то операции повторяются и так до тех пор, пока последующие значения w'_H , w''_H и H не совпадут с предыдущими значениями вертикальных составляющих скоростей и высоты пограничного слоя.

Определив искомые значения уровня внутри исследуемой области, находят составляющие горизонтального градиента уровня — $\frac{\partial \zeta'}{\partial x}$, $\frac{\partial \zeta'}{\partial y}$, $\frac{\partial \zeta''}{\partial x}$, $\frac{\partial \zeta''}{\partial y}$, а затем по формулам (4) — (21) — вертикальное распределение скорости приливного течения в любой точке открытого моря.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Каган. О профиле продольной составляющей скорости приливного течения в глубоком канале. Океанология, т. 4, вып. 5, 1964.
2. Б. А. Каган, А. Б. Мензин. О профиле скорости приливного течения в море. Тр. ГОИН, вып. 25, 1964.

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИЛИВНЫХ ТЕЧЕНИЙ В ОКЕАНЕ

Л. И. Борис, С. И. Степанов

В настоящее время, привлекая минимальное количество наблюдений, приливные течения в море возможно рассчитать с помощью теоретических методов, в основу которых положено решение краевых задач дифференциальных уравнений в частных производных. Практически такой расчет сводится к численному решению уравнений прилива. В граничные условия таких задач могут быть заданы или приливные колебания уровня или приливные течения.*

В первом случае после вычисления уровня определяют течения с помощью уравнений движения, решенных относительно составляющих скорости течения [1]. Поскольку в основном расчет уровня производится с некоторыми погрешностями, то точность такого расчета приливных течений не всегда высокая [2, 3]. Как показала практика расчетов приливных явлений, значительно точнее вычисляются течения по краевой задаче при задании в граничные условия течений [4—7]. К тому же в этом случае на определении течений не сказывается влияние «критических широт», как в первом.

Как известно, приливные течения в океане рассчитывались только по первому варианту [8, 9]. При этом в районе «критических широт» получались, на наш взгляд, малодостоверные, завышенные скорости течений [9]. Указанные преимущества второго варианта расчета приливных течений в море побудили сделать вывод аналогичных расчетных уравнений для определения течений в океане.

Исходные уравнения имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} u_t - 2\omega \sin \varphi v &= \frac{1}{a \cos \varphi} P_\lambda, \\ v_t + 2\omega \sin \varphi u &= \frac{1}{a} P_\varphi, \\ \xi_t + \frac{1}{a \cos \varphi} \{ (hu)_\lambda + (hv \cos \varphi)_\varphi \} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где $P = -g\xi + g\xi^*$; u и v — составляющие скорости приливного течения (соответственно на параллель и меридиан); ξ — отклонение высоты уровня от среднего; φ и λ — географические координаты (широта и долгота); t — время; ω — угловая скорость вращения Земли; a —

* В статье уделяется внимание наиболее распространенному и апробированному методу Ганзена—Полукарова.

радиус Земли; h — глубина моря; $g\xi^*$ — приливообразующий потенциал; g — ускорение силы тяжести.

Буквенные индексы означают соответствующие частные производные. При рассмотрении уравнения (1) приняты следующие допущения: в них отсутствуют силы трения и вертикальные составляющие течения; плотность воды принята постоянной и равной 1; давление же берется чисто гидростатическим.

Для одной составляющей волны прилива с угловой скоростью σ приливные колебания уровня (ξ) и горизонтальные составляющие скорости приливного течения (u , v) могут быть представлены следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \xi_1 \cos \sigma t + \xi_2 \sin \sigma t, \\ u &= u_1 \cos \sigma t + u_2 \sin \sigma t, \\ v &= v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Если момент $t=0$ совпадает с моментом кульминации Луны на центральном меридиане пояса, то величины ξ_1 , u_1 , v_1 определяют отклонение высоты уровня от среднего и составляющие приливного течения в этот момент, а величины ξ_2 , u_2 и v_2 — высоту уровня и составляющие течения через четверть периода волны после этого момента.

Заменяем ξ , u и v в уравнениях (1) через их выражения (2) и продифференцируем по t , φ и λ . Тогда система уравнений (1) примет вид:

$$\begin{aligned} & -u_1 \sigma \sin \sigma t + u_2 \sigma \cos \sigma t - 2\omega \sin \varphi v_1 \cos \sigma t - 2\omega \sin \varphi v_2 \sin \sigma t = \\ & = \frac{1}{a \cos \varphi} (P_{1\lambda} \cos \sigma t + P_{2\lambda} \sin \sigma t); \\ & -v_1 \sigma \sin \sigma t + v_2 \sigma \cos \sigma t + 2\omega \sin \varphi u_1 \cos \sigma t + 2\omega \sin \varphi u_2 \sin \sigma t = \\ & = \frac{1}{a} (P_{1\varphi} \cos \sigma t + P_{2\varphi} \sin \sigma t); \\ & -\xi_1 \sigma \sin \sigma t + \xi_2 \sigma \cos \sigma t + \frac{1}{a \cos \varphi} \{ h (u_{1\lambda} \cos \sigma t + u_{2\lambda} \sin \sigma t) + \\ & + h \cos \varphi (v_{1\varphi} \cos \sigma t + v_{2\varphi} \sin \sigma t) + h_\lambda (u_1 \cos \sigma t + u_2 \sin \sigma t) + \\ & + \cos \varphi h_\varphi (v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t) - h \sin \varphi (v_1 \cos \sigma t + v_2 \sin \sigma t) \} = \\ & = -\xi_1 \sigma \sin \sigma t + \xi_2 \sigma \cos \sigma t + \frac{h}{a \cos \varphi} u_{1\lambda} \cos \sigma t + \frac{h}{a \cos \varphi} u_{2\lambda} \sin \sigma t + \\ & + \frac{h}{a} v_{1\varphi} \cos \sigma t + \frac{h}{a} v_{2\varphi} \sin \sigma t + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_1 \cos \sigma t + \\ & + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_2 \sin \sigma t + \frac{1}{a} h_\varphi v_1 \cos \sigma t + \frac{1}{a} h_\varphi v_2 \sin \sigma t - \\ & - \frac{h}{a} \operatorname{tg} \varphi v_1 \cos \sigma t - \frac{h}{a} \operatorname{tg} \varphi v_2 \sin \sigma t = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Приравнявая коэффициенты при $\cos \sigma t$ и $\sin \sigma t$, получим

$$\begin{aligned} -\sigma u_1 - 2\omega \sin \varphi v_2 &= \frac{g}{a \cos \varphi} (-\xi_{2\lambda} + \xi_{2\lambda}^*), \\ \sigma u_2 - 2\omega \sin \varphi v_1 &= \frac{g}{a \cos \varphi} (-\xi_{1\lambda} + \xi_{1\lambda}^*), \\ -\sigma v_1 + 2\omega \sin \varphi u_2 &= \frac{g}{a} (-\xi_{2\varphi} + \xi_{2\varphi}^*), \\ \sigma v_2 + 2\omega \sin \varphi u_1 &= \frac{g}{a} (-\xi_{1\varphi} + \xi_{1\varphi}^*), \end{aligned}$$

$$-\sigma \xi_1 + \frac{h}{a \cos \varphi} u_{2\lambda} + \frac{h}{a} v_{2\varphi} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_2 + \frac{1}{a} h_\varphi v_2 - \frac{h}{a} \operatorname{tg} \varphi v_2 = 0, \quad (4)$$

$$\sigma \xi_2 + \frac{h}{a \cos \varphi} u_{1\lambda} + \frac{h}{a} v_{1\varphi} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_1 + \frac{1}{a} h_\varphi v_1 - \frac{h}{a} \operatorname{tg} \varphi v_1 = 0.$$

Решим последние два уравнения системы (4) относительно ξ_1 и ξ_2

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \frac{h}{a \cos \varphi} u_{2\lambda} + \frac{h}{a \cos \varphi} v_{2\varphi} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_2 + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\varphi v_2 - \frac{h}{a \cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi v_2, \\ \xi_2 &= -\frac{h}{a \cos \varphi} u_{1\lambda} - \frac{h}{a \cos \varphi} v_{1\varphi} - \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_1 - \frac{1}{a \cos \varphi} h_\varphi v_1 + \frac{h}{a \cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi v_1. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Продифференцировав полученные выражения для ξ_1 и ξ_2 (5) по φ и λ , имеем

$$\begin{aligned} \xi_{1\lambda} &= \frac{h}{a \cos \varphi} u_{2\lambda\lambda} + \frac{h}{a \cos \varphi} V_{2\varphi\lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_{2\lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\varphi V_{2\lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_{2\lambda} + \\ &+ \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda V_{2\varphi} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\lambda\lambda} u_2 + \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\varphi\lambda} V_2 - \frac{h}{a \cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi V_{2\lambda} - \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} h_\lambda V_2, \\ \xi_{1\varphi} &= \frac{h}{a \cos \varphi} u_{2\varphi\lambda} + \frac{h}{a \cos \varphi} V_{2\varphi\varphi} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_{2\varphi} - \frac{h}{a \cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi V_{2\varphi} + \frac{2}{a \cos \varphi} h_\varphi V_{2\varphi} + \\ &+ \frac{1}{a \cos \varphi} h_\varphi u_{2\lambda} + \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\lambda\varphi} u_2 + \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\varphi\varphi} V_2 - \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} h_\varphi V_2 + \\ &+ \frac{h \operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} u_{2\lambda} + \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} h_\lambda u_2 - \frac{h}{a \cos^2 \varphi} V_2, \end{aligned} \quad (6)$$

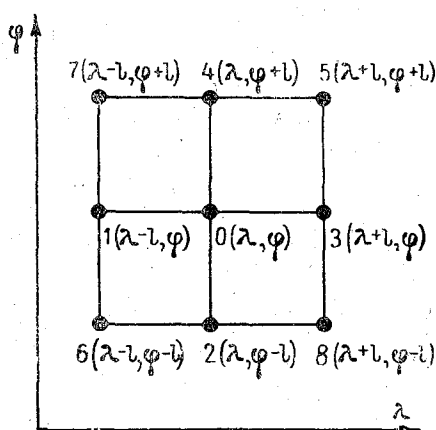
$$\begin{aligned} \xi_{2\lambda} &= -\frac{h}{a \cos \varphi} u_{1\lambda\lambda} - \frac{h}{a \cos \varphi} V_{1\varphi\lambda} - \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_{1\lambda} - \frac{1}{a \cos \varphi} h_\varphi V_{1\lambda} - \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_{1\lambda} - \\ &- \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda V_{1\varphi} - \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\lambda\lambda} u_1 - \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\varphi\lambda} V_1 + \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} h_\lambda V_1 + \frac{h}{a \cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi V_{1\lambda}, \\ \xi_{2\varphi} &= -\frac{h}{a \cos \varphi} u_{1\lambda\varphi} - \frac{h}{a \cos \varphi} V_{1\varphi\varphi} - \frac{1}{a \cos \varphi} h_\lambda u_{1\varphi} - \frac{2}{a \cos \varphi} h_\varphi V_{1\varphi} + \frac{h}{a \cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi V_{1\varphi} - \\ &- \frac{1}{a \cos \varphi} h_\varphi u_{1\lambda} - \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\lambda\varphi} u_1 - \frac{1}{a \cos \varphi} h_{\varphi\varphi} V_1 + \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} h_\varphi V_1 - \\ &- \frac{h \operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} u_{1\lambda} - \frac{\operatorname{tg} \varphi}{a \cos \varphi} h_\lambda u_1 + \frac{h}{a \cos^2 \varphi} V_1. \end{aligned}$$

Заменяя в уравнениях (4) $\xi_{1\varphi}$, $\xi_{1\lambda}$, $\xi_{2\varphi}$, $\xi_{2\lambda}$ на их выражения (6), получим окончательную систему уравнений для определения течений

$$\begin{aligned} &- \left(1 + \frac{g}{a^2 \sigma^2 \cos^2 \varphi} h_{\lambda\lambda} \right) u_1 - 2\omega \sin \varphi V_2 + \frac{g}{a^2 \sigma \cos \varphi} (\operatorname{tg} \varphi h_\lambda - h_{\varphi\lambda}) V_1 - \\ &- \frac{g}{a^2 \sigma \cos \varphi} \left[\frac{h}{\cos \varphi} u_{1\lambda\lambda} + h V_{1\varphi\lambda} + \frac{2}{\cos \varphi} h_\lambda u_{1\lambda} + (h_\varphi - h \operatorname{tg} \varphi) V_{1\lambda} + h_\lambda V_{1\varphi} \right] - \\ &- \frac{g}{a \cos \varphi} \xi_{2\lambda}^* = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} &\left(1 + \frac{g}{a^2 \sigma^2 \cos^2 \varphi} h_{\lambda\lambda} \right) u_2 - 2\omega \sin \varphi V_1 - \frac{g}{a^2 \sigma \cos \varphi} (\operatorname{tg} \varphi h_\lambda - h_{\varphi\lambda}) V_2 + \\ &+ \frac{g}{a^2 \sigma \cos \varphi} \times \left[\frac{h}{\cos \varphi} u_{2\lambda\lambda} + h V_{2\varphi\lambda} + \frac{2}{\cos \varphi} h_\lambda u_{2\lambda} + \right. \\ &\left. + (h_\varphi - h \operatorname{tg} \varphi) V_{2\lambda} + h_\lambda V_{2\varphi} \right] - \frac{g}{a \cos \varphi} \xi_{1\lambda}^* = 0; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left[1 + \frac{g}{a^2 \sigma^2} \left(h_{\varphi\varphi} - h_{\varphi} \operatorname{tg} \varphi - \frac{h}{\cos^2 \varphi} \right) \right] V_1 + 2\omega \sin \varphi u_2 - \\
& - \frac{g}{a^2 \sigma \cos \varphi} (h_{\lambda\varphi} + h_{\lambda} \operatorname{tg} \varphi) u_1 - \frac{g}{a^2 \sigma} \left[\frac{h}{\cos \varphi} u_{1\lambda\varphi} + h V_{1\varphi\varphi} + \frac{h_{\lambda}}{\cos \varphi} u_{1\varphi} + \right. \\
& \left. + (2h_{\varphi} - h \operatorname{tg} \varphi) V_{1\varphi} + \left(\frac{h_{\varphi}}{\cos \varphi} + \frac{h}{\cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi \right) u_{1\lambda} \right] - \frac{g}{a} \xi_{2\varphi}^* = 0, \\
& \left[1 + \frac{g}{a^2 \sigma^2} \left(h_{\varphi\varphi} - h_{\varphi} \operatorname{tg} \varphi - \frac{h}{\cos^2 \varphi} \right) \right] V_2 + 2\omega \sin \varphi u_1 + \\
& + \frac{g}{a^2 \sigma \cos \varphi} (h_{\lambda\varphi} + h_{\lambda} \operatorname{tg} \varphi) u_2 + \frac{g}{a^2 \sigma} \left[\left(\frac{h}{\cos \varphi} u_{2\varphi\lambda} + h V_{2\varphi\varphi} + \frac{h_{\lambda}}{\cos \varphi} u_{2\varphi} + \right. \right. \\
& \left. \left. + (2h_{\varphi} - h \operatorname{tg} \varphi) V_{2\varphi} + \left(\frac{h_{\varphi}}{\cos \varphi} + \frac{h}{\cos \varphi} \operatorname{tg} \varphi \right) u_{2\lambda} \right) \right] - \frac{g}{a} \xi_{1\varphi}^* = 0.
\end{aligned}$$



Система линейных дифференциальных уравнений (7) может быть решена одним из приближенных методов решения краевых задач. Используем для данного решения метод конечных разностей. Замена частных производных конечными разностями производится согласно схеме расположения точек сеточной области (рисунок) следующим образом:

$$\begin{aligned}
h_{\lambda} & \approx \frac{h^{(3)} - h^{(1)}}{2l}, \\
h_{\varphi} & \approx \frac{h^{(4)} - h^{(2)}}{2l}, \\
h_{\lambda\lambda} & \approx \frac{h^{(1)} + h^{(3)} - 2h^{(0)}}{l^2}, \quad h_{\varphi\varphi} \approx \frac{h^{(2)} + h^{(4)} - 2h^{(0)}}{l^2}, \\
h_{\varphi\lambda} & \approx \frac{h^{(5)} + h^{(6)} - h^{(7)} - h^{(8)}}{4l^2}, \\
\Delta h & = h_{\lambda\lambda} + h_{\varphi\varphi} \approx \frac{h^{(1)} + h^{(2)} + h^{(3)} + h^{(4)} - 4h^{(0)}}{l^2}.
\end{aligned} \tag{8}$$

Решая систему уравнений в конечных разностях через определители, получим

$$\begin{aligned}
U_1^{(0)} & = \frac{B(C^2 - AB - MK)D_1 + BC(K + M)D_2 - (ABK + MC^2 + K^2M)D_3 + C(C^2 - AB + K^2)D_4}{(AB + KM)^2 + C^2(C^2 + K^2 + M^2 - 2AB)}, \\
U_2^{(0)} & = \frac{BC(M + K)D_1 - B(C^2 - AB - MK)D_2 + C(C^2 - AB + K^2)D_3 + (ABK + MC^2 + MK^2)D_4}{(AB + KM)^2 + C^2(C^2 + K^2 + M^2 - 2AB)}, \\
V_1^{(0)} & = \frac{(ABM + KM^2 + KC^2)D_1 + C(AB - C^2 - M^2)D_2 - A(AB - C^2 + MK)D_3 + AC(K + M)D_4}{(AB + KM)^2 + C^2(C^2 + K^2 + M^2 - 2AB)}, \\
V_2^{(0)} & = \frac{C(AB - C^2 - M^2)D_1 - (AMB + KM^2 + KC^2)D_2 + AC(K + M)D_3 + A(AB - C^2 + MK)D_4}{(AB + KM)^2 + C^2(C^2 + K^2 + M^2 - 2AB)},
\end{aligned} \tag{9}$$

где

$$\begin{aligned}
A & = \left\{ 1 - \frac{g[4h^{(0)} - (h^{(1)} + h^{(3)})]}{a^2 \sigma^2 l^2 \cos^2 \varphi} \right\}; \quad C = \frac{2\omega \sin \varphi}{\sigma}; \\
B & = \left\{ 1 - \frac{gh(l^2 + 4\cos^2 \varphi)}{a^2 \sigma^2 l^2 \cos^2 \varphi} + \frac{g(h^{(2)} + h^{(4)})}{a^2 \sigma^2 l^2} - \frac{g(h^{(4)} - h^{(2)})}{2a^2 \sigma^2 l} \operatorname{tg} \varphi \right\};
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
K &= \frac{g}{a^2 \sigma^2 l^2 \cos \varphi} \left\{ \frac{l}{2} \operatorname{tg} \varphi (h^{(3)} - h^{(1)}) - \frac{1}{4} (h^{(5)} + h^{(6)} - h^{(7)} - h^{(8)}) \right\}; \\
M &= \frac{g}{a^2 \sigma^2 l^2 \cos \varphi} \left\{ \frac{1}{4} (h^{(5)} + h^{(6)} - h^{(7)} - h^{(8)}) + \frac{l}{2} \operatorname{tg} \varphi (h^{(3)} - h^{(1)}) \right\}; \\
D_1 &= \frac{g}{4a^2 \sigma^2 l^2 \cos \varphi} \left\{ 2a \sigma l (\xi_2^{*(3)} - \xi_2^{*(1)}) + \frac{4h^{(0)}}{\cos \varphi} (u_1^{(1)} + u_1^{(3)}) + \right. \\
&+ h^{(0)} (V_1^{(5)} + V_1^{(6)} - V_1^{(7)} - V_1^{(8)}) + \frac{2}{\cos \varphi} [(h^{(3)} - h^{(1)}) (u_1^{(3)} - u_1^{(1)})] + \\
&+ [(h^{(4)} - h^{(2)}) - 2hl \operatorname{tg} \varphi] (V_1^{(3)} - V_1^{(1)}) + [(h^{(3)} - h^{(1)}) (V_1^{(4)} - V_1^{(2)})] \left. \right\}; \\
D_2 &= \frac{g}{4a^2 \sigma^2 l^2 \cos^2 \varphi} \left\{ 2a \sigma l (\xi_1^{*(3)} - \xi_1^{*(1)}) - \right. \\
&- \frac{4h^{(0)}}{\cos \varphi} (u_2^{(1)} + u_2^{(3)}) - h^{(0)} (V_2^{(5)} + V_2^{(6)} - V_2^{(7)} - V_2^{(8)}) - \\
&- \frac{2}{\cos \varphi} [(h^{(3)} - h^{(1)}) (u_2^{(3)} - u_2^{(1)})] - [(h^{(4)} - h^{(2)}) - \\
&- 2hl \operatorname{tg} \varphi] (V_2^{(3)} - V_2^{(1)}) - [(h^{(3)} - h^{(1)}) (V_2^{(4)} - V_2^{(2)})] \left. \right\}; \\
D_3 &= \frac{g}{4a^2 \sigma^2 l^2} \left\{ 2a \sigma l (\xi_2^{*(4)} - \xi_2^{*(2)}) + \frac{h^{(0)}}{\cos \varphi} (u_1^{(5)} + u_1^{(6)} - u_1^{(7)} - u_1^{(8)}) + \right. \\
&+ 4h^{(0)} (V_1^{(2)} + V_1^{(4)}) + \frac{1}{\cos \varphi} [(h^{(3)} - h^{(1)}) (u_1^{(4)} - u_1^{(2)})] + 2 [(h^{(4)} - h^{(2)}) - \\
&- hl \operatorname{tg} \varphi] (V_1^{(4)} - V_1^{(2)}) + \frac{1}{\cos \varphi} [(h^{(4)} - h^{(2)}) + 2hl \operatorname{tg} \varphi] (u_1^{(3)} - u_1^{(1)}) \left. \right\}; \\
D_4 &= \frac{g}{4a^2 \sigma^2 l^2} \left\{ 2a \sigma l (\xi_1^{*(4)} - \xi_1^{*(2)}) - \frac{h^{(0)}}{\cos \varphi} (u_2^{(5)} + u_2^{(6)} - u_2^{(7)} - u_2^{(8)}) - \right. \\
&- 4h^{(0)} (V_2^{(2)} + V_2^{(4)}) - \frac{1}{\cos \varphi} [(h^{(3)} - h^{(1)}) (u_2^{(4)} - u_2^{(2)})] - 2 [(h^{(4)} - h^{(2)}) - \\
&- hl \operatorname{tg} \varphi] (V_2^{(4)} - V_2^{(2)}) - \frac{1}{\cos \varphi} [(h^{(4)} - h^{(2)}) + 2hl \operatorname{tg} \varphi] (u_2^{(3)} - u_2^{(1)}) \left. \right\}.
\end{aligned}$$

Система линейных алгебраических уравнений (9) может быть построена для каждой внутренней точки сеточной области, при этом число уравнений окажется равным $4N$ (N — число внутренних точек области). Если в краевых точках сеточной области будут заданы соответствующие компоненты скорости, то система этих уравнений окажется замкнутой и будет иметь единственное решение в том случае, если определитель системы не равен нулю. В противном случае решение системы неопределенно и расчет по формулам (9) не может быть произведен. Система линейных уравнений (9) может быть решена итерационными методами.

Известно, что решение системы уравнений при помощи итерационных методов получается как предел последовательных приближений, вычисляемых некоторым единообразным процессом. Сходимость этих приближений существенным образом зависит от элементов матрицы, определяющей данную задачу. Быстрота сходимости зависит также от удачного выбора начального приближения, на основе которого строится итеративный процесс.

Наша система уравнений (9) решалась методом Зейделя для сеточной области, включающей Северную Атлантику.

Однако, как показал расчет, метод Зейделя для данной области, имеющей сложный рельеф дна с резкими перепадами глубин от узла к узлу сетки, оказался неприменимым — итерационный процесс расходился. Из-за резких перепадов глубин появляются большие величины

разностей, которые ухудшают матрицу коэффициентов. Во избежание этого необходимо либо сглаживать рельеф морского дна, либо уменьшить величину шага сетки. В настоящее время проводятся поиски другого метода решения системы уравнений (9) для определения течений в данном районе.

Необходимо остановиться еще на одной стороне практического применения данного расчета приливных течений в океане. К сожалению, и по настоящее время имеется весьма ограниченное количество наблюдений над течениями, и поэтому возникают определенные трудности при задании граничных условий данной краевой задачи, т. е. невозможность осветить наблюдениями над течениями границы района, для которых желательным было бы провести расчет течений. Если эти трудности весьма ограничивают применение данной краевой задачи для расчета течений в море, то, на первый взгляд, применение ее для расчета течений в океане почти исключается. Однако, представляется перспективным в преодолении этих трудностей следующее. Во-первых, с каждым годом расширяются экспедиционные работы в океане и таким образом при постановке специальных наблюдений (заранее задаваясь расчетной сеткой) возможно получить необходимый материал наблюдений. Во-вторых, имеется ряд методов расчета течений в прибрежной зоне [10—12]. Вычислив по одному из этих методов течения, возможно задать их в граничные условия краевой задачи по определению течений. И, наконец, в районах, для которых уже произведен расчет приливных колебаний уровня с достаточной достоверностью, целесообразно в ближайших точках от границы расчетной области перейти от уровня к течениям. Последние могут быть использованы при задании граничных условий данной краевой задачи [7].

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Hansen. Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmondtide M_2 in der Nordsee. Deutsche Hydr. Zs. Ergänzungsheft, 1, 1952.
2. Л. И. Борис. Расчет приливов и приливо-отливных течений Желтого моря. Тр. ЛГМИ, вып. 7, 1958.
3. В. А. Молчанова и В. В. Тимонов. Опыт расчета приливных явлений мелководного залива методом краевых значений. Тр. ГОИН, вып. 57, 1960.
4. Г. В. Полукаров. Численный метод определения составляющих скорости приливного течения. Тр. ГОИН, вып. 33 (45), 1956.
5. Л. А. Сгибнева. Некоторые итоги теоретических расчетов приливных явлений. Тр. ГОИН, вып. 57, 1960.
6. В. Ф. Иванов, Е. Г. Никифоров. Опыт вычисления приливо-отливных течений методом Ганзена. Тр. ААНИИ, т. 210, вып. 1, 1961.
7. Л. И. Борис. Некоторые методические итоги расчетов приливных явлений. Материалы второй конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в северной части Атлантического океана». Изд. ЛГУ, 1964.
8. Л. И. Борис. Расчет полусуточных приливов и приливных течений Северной Атлантики. Тр. ЛГМИ, вып. 10, 1961.
9. Л. И. Борис. Расчет суточных приливов и приливных течений Северной Атлантики. Тр. ЛГМИ, вып. 16, 1962.
10. W. Hansen. Einige Bemerkungen zur Ermittlung der Gezeiten auf großen Tiefen und in Flachwassergebieten. Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie, 5 A, Nr 7, Wien, 1954.
11. Y. Rattray. On the off-shore distribution of tide and tidal current. Trans. Amer. Geophys. Union., vol. 38, No 5, 1957.
12. Д. Ц. Вапняр. Влияние трения на приливные явления в мелководных районах. Тр. ГОИН, вып. 53, 1960.

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ УСЛОВИЯ НЕРАЗРЫВНОСТИ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ПРИЛИВНЫХ ЯВЛЕНИЙ

В. Г. Бухтеев

В 1923 г. А. Дефант [1] предложил способ расчета приливных колебаний уровня моря по полученным из наблюдений характеристикам приливных течений. Этот способ основан на численном решении уравнения неразрывности. В связи с тем, что ни в одном море, за исключением Северного, не было достаточно полных наблюдений над течениями, этот способ расчета гармонических постоянных уровня не получил широкого распространения. Уравнение неразрывности, входя в систему основных гидродинамических уравнений, используется в других расчетных методах получения характеристик приливных явлений; в частности употребляется в многочисленных расчетах по методу Ганзена [2].

Однако условие неразрывности целесообразно использовать не только для расчетов, подобных выполненным А. Дефантом и В. Ганзеном, но и для решения некоторых других задач, связанных с исследованием приливных явлений. Условие неразрывности можно и целесообразно использовать для проверки правильности выполненных расчетов характеристик прилива, для контроля качества наблюдений над приливными явлениями, для ориентировочной оценки величины приливных течений по известным величинам колебаний уровня, а также для решения других вопросов.

Целесообразность более широкого использования условия неразрывности при исследовании приливных явлений обусловлена в основном двумя обстоятельствами. Во-первых, в последние годы все шире практикуются синхронные длительные наблюдения на нескольких буйковых станциях, которые дают достаточно полные характеристики течений в пределах некоторых полигонов. Прямые инструментальные наблюдения над колебаниями уровня также расширяются. Во-вторых, условие неразрывности обладает чрезвычайно ценным свойством независимости от динамики процесса, которая часто бывает недостаточно ясной. Вид уравнения неразрывности един для волн разных периодов, различной природы, для волн поверхностных и внутренних. Уравнение неразрывности посредством введения величины полного приливного потока (см. [3]) может быть использовано при любой вертикальной изменчивости течений (обусловленной придонным трением или внутренними волнами).

Из уравнения неразрывности может быть получено следующее соотношение между гармоническими постоянными уровня и течений:

$$\bar{H} = \frac{h}{q} \left(\frac{\bar{U}_1 - \bar{U}_2}{\Delta X} \right) + \left(\frac{\bar{V}_1 - \bar{V}_2}{\Delta Y} \right), \quad (*)$$

где $\bar{H}$ — вектор, модуль которого равен амплитуде, а направление — фазе колебаний уровня, измененной на 90° , в пределах не-

которого четырехугольника;

$\overline{U}_1$ — вектор, модуль которого равен амплитуде, а направление — фазе проекции течения на ось X на грани того же четырехугольника $X = X_1$;

$\overline{U}_2$ — то же для грани $X = X_2$;

$\overline{V}_1, \overline{V}_2$ — то же для проекций течения на ось Y на гранях $Y = Y_1$ и $Y = Y_2$;

h — глубина моря (постоянная в пределах четырехугольника);

q — угловая скорость волны.

Соотношение (*) можно использовать для проверки правильности расчетов приливных явлений по методу Ганзена. Безусловно, лучшим критерием точности расчета является сравнение с результатами наблюдений, выполненных достаточно точно. В этом случае проверяются все этапы решения задачи. Однако такая проверка часто затрудняется малочисленностью и недостаточной надежностью наблюдений. Поэтому для проверки расчетов целесообразно использовать соотношение (*), которое должно соблюдаться в пределах каждой ячейки сетки, покрывающей бассейн. При этом остаются без оценки правильность выбора граничных условий, истинность принятых предположений, полнота учета всех динамических факторов, т. е. физическая сторона решения задачи. Проверяется лишь вычислительная часть решения. Такая проверка, конечно, недостаточна, но необходима, так как в случае невыполнения соотношения (*) результаты расчета не будут совпадать и с реальностью. Использовать уравнение неразрывности для проверки точности выполненного расчета удобнее, чем более сложные уравнения движения, так как в них бывают недостаточно определенными некоторые члены (например, члены, учитывающие трение).

Уравнение неразрывности можно использовать также для проверки точности характеристик приливных явлений, полученных из наблюдений. Ошибки, связанные с несовершенством методики наблюдений над течениями и методики выделения приливной составляющей из суммарных течений, как известно, могут быть значительными [4], [5]. Точность характеристик приливных колебаний уровня, полученных из непосредственных мареографических и футшточных наблюдений или расчетов, также может быть невысокой. В случае, если имеются наблюдения над приливными течениями и колебаниями уровня на некотором полигоне, следует проверить, насколько эти наблюдения удовлетворяют условию неразрывности (формуле (*)). В случае, если данные наблюдений не удовлетворяют условию неразрывности, необходимо браковать наблюдения, так как они безусловно ошибочны, ибо уравнение неразрывности не может не выполняться. К такому контролю следует также прибегать в случае, если характеристики уровня получены по наблюдениям, а течения — расчетным путем, или наоборот. Вопрос о том, какие из характеристик более достоверны и каким образом исправлять ошибочные данные, должен решаться отдельно в каждом конкретном случае.

В узких каналах, а также в тех районах открытого моря, где приливные течения имеют реверсивный характер, соотношение (*) можно использовать для ориентировочной оценки скорости течения, если известны глубина (h) и амплитуда колебаний уровня (H). Очевидно, что глубина и амплитуда однозначно определяют амплитуду разности скоростей течения (ΔU) на границах ячейки (таблица). Если, например, в канале в некоторой точке при глубине 20 м известна амплитуда приливных колебаний уровня, равная 1 м, то максимальная разность скоростей на двух сечениях, отстоящих от точки на расстоянии 10 км, равна 7,14 см/сек.

h (в м)	H (в см)				
	10	20	50	100	200
20	0,714	1,428	3,570	7,14	14,28
50	0,286	0,572	1,428	2,86	5,72
100	0,143	0,286	0,714	1,428	2,856

Между тем нетрудно показать, что эта разность точно определяет нижний предел скоростей течений вблизи точки. В частности, в нашем примере на границах ячейки (на расстоянии 10 км от точки) имеет место скорость течения безусловно больше 3,6 см/сек, т. е. скорость 3,6 см/сек является гарантированной.

Интересно, что этот прикидочный расчет не требует никаких знаний о фазах уровня и течений, минимально возможные течения получаются только по глубине и амплитуде уровня. Возможно, что это может найти практическое применение в районах с неизученными приливными течениями.

Верхний предел возможных скоростей течений связан со сдвигом фаз течений в пределах ячейки ($\Delta\varphi$) следующим соотношением:

$$U_{\max} = \frac{\Delta U}{\sin \Delta\varphi}$$

и поэтому не может быть однозначно определена по h и H с помощью (*). Однако из условия неразрывности (*) можно сделать некоторые выводы и относительно $U_{\max}$. Например, можно утверждать, что при $h=500$ м и $H=10$ см скорость полусуточного течения в пределах 50 км от точки не превосходит 5,4 см/сек, за исключением случая, когда фаза течения меняется на этом расстоянии менее, чем на 0,05 часа. Таким образом, $U_{\max}=5,4$ см/сек является весьма вероятной величиной. На глубине 2000 м при амплитуде прилива 20 см вероятная максимальная скорость течения равна 2,7 см/сек.

Условие неразрывности помогает уяснить вопрос о связи характера приливных колебаний уровня и течений. Из этого условия следует, что совпадение характера приливных колебаний уровня и течений представляет собой скорее исключительный случай, чем правило (см. статью А. П. Легенькова [6]). Соотношение (*) показывает, что амплитуда колебаний уровня не связана непосредственно со скоростью течения, между тем как она полностью определяется сходимостью (расходимостью) течений. Очевидно, что большие скорости течений в некоторых районах могут иметь небольшую сходимость, в других районах, наоборот, слабые течения могут сильно изменяться на небольших расстояниях и сопровождаться значительными колебаниями уровня.

Таким образом, очевидно, что условие неразрывности можно использовать для исследования приливных явлений несколько шире, чем это сейчас делается.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Defant. Die Gezeiten der Nordsee, Beobachtungen und Theorie. Ann. Hydr. Mar. Met., vol. 51, 1923.
2. W. Hansen. Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmond tide M_2 in der Nordsee. DHZ, No 1, 1952.
3. В. Г. Бухтеев. О связи приливных течений и внутренних волн. Труды ЛГМИ, вып. 20, 1965.
4. В. М. Альтшулер. Гармонический анализ суточных серий приливных течений. Океанология, № 5, 1964.
5. Е. Н. Дворкин. К методике обработки приливо-отливных течений и колебаний уровня «парным» методом. Труды ААНИИ, т. 264, 1963.
6. А. П. Легеньков. О статье К. Т. Богданова и Б. А. Тареева «К вопросу о классификации приливов и приливных течений». Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 2, 1963.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПОВ ПРИЛИВНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПО ИХ ЭНЕРГИИ

В. Б. Ржонсницкий

Известно, что горизонтальные составляющие приливообразующих сил Луны и Солнца представляют собой суммы трех векторов, главные периоды изменения которых соответственно равны половине суток, суткам и половине лунного месяца (или половине года). Поэтому реальные приливные колебания, вызванные действием горизонтальной составляющей на водные массы океанов и морей, можно рассматривать как результат сложения полусуточных, суточных и долгопериодных приливных колебаний. Однако и величины сил, возбуждающих эти частные колебания, и условия их возникновения в разных частях Мирового океана неодинаковы. Следовательно, неодинаково и значение, которое имеют частные приливные колебания полусуточного, суточного и долгого периодов в формировании приливов в отдельных районах океанов и морей. Это значение фактически и положено в основу деления приливов на типы.

В подавляющем большинстве районов Мирового океана амплитуды приливных колебаний полусуточного и суточного периодов значительно больше амплитуд долгопериодных колебаний. Поэтому во всех существующих классификациях приливов количественные характеристики K , которые используются для установления типов приливных колебаний в том или ином районе океана, находятся как отношение между амплитудами суточных и полусуточных приливных волн.

Создатель первой классификации приливных колебаний уровня О. Крюммель [1] предложил разделять их на три типа: полусуточный, смешанный и суточный, а величины K находить по формуле

$$K = \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2} + H_{S_2}}, \quad (1)$$

где H_{K_1} и H_{O_1} — амплитуды приливных волн суточного периода K_1 и O_1 , а H_{M_2} и H_{S_2} — амплитуды полусуточных приливных волн M_2 и S_2 . Классификация О. Крюммеля применяется и в настоящее время.

Еще большее распространение получила классификация, созданная позднее А. Куртье [2], в которой приливы делятся на четыре типа: полусуточный ($K < 0,5$), неправильный полусуточный ($0,5 < K < 2,0$), смешанный ($2,0 < K < 4,0$) и суточный ($4,0 < K$), а величина K вычисляется по формуле

$$K = \frac{H_{K_1} + H_{O_1}}{H_{M_2}}. \quad (2)$$

А. И. Дуванин [3] называет смешанные приливные колебания уровня неправильными суточными, а термин «смешанные приливные колебания

уровня» использовать для обозначения колебаний, относящихся к неправильному полусуточному и неправильному суточному типам.

Определение типов приливных течений производится таким же способом, как и нахождение типов приливных колебаний уровня. Единственное отличие состоит в том, что для вычисления величин K в уравнение (2) или (1) подставляются максимальные скорости приливных течений, соответствующих важнейшим фиктивным волнам.

Установление типов приливных колебаний уровня и приливных течений в различных районах Мирового океана имеет практическое значение и способствует исследованию этих сторон явления прилива. Однако для объяснения некоторых особенностей приливов желательно знать не только типы приливных колебаний уровня и приливных течений, но и типы самих приливных колебаний.

Известно, что приливные колебания уровня и приливные течения всегда будут иметь один и тот же тип только в том случае, если они соответствуют чисто поступательной приливной волне. Но вследствие сильной расчлененности Мирового океана сушей стоячие приливные волны в большинстве его районов преобладают над поступательными. Нетрудно доказать, что расположение узловых линий и пучностей стоячих приливных волн в океанах зависит от их периода, а следовательно, узловые линии и пучности стоячих приливных волн полусуточного и суточного периодов располагаются в Мировом океане по-разному. Поэтому во многих его районах приливные колебания уровня и приливные течения имеют различные типы. Следовательно, анализируя приливы, правомерно сопоставлять условия возникновения приливных колебаний различных периодов в каждом рассматриваемом районе с типом самого приливного колебания, а не с типами отдельных его сторон, то есть приливных колебаний уровня и приливных течений. Для такого сопоставления необходимо определить типы приливных колебаний в различных районах Мирового океана.

Для деления приливных колебаний на типы удобно применять тот же принцип, который был использован при установлении типов приливных колебаний уровня и приливных течений. Необходимо только выбрать физическую величину, характеризующую в целом приливное колебание любого периода, значения которой нужны для вычисления показателей k по формулам типа (2) или (1).

Как известно, проекции путей, скоростей и ускорений частиц воды, совершающих приливные колебания, на горизонтальную плоскость во много раз превосходят их проекции на вертикальное направление. Поэтому если подставлять в названные формулы амплитуды любой из перечисленных кинематических характеристик, то вычисленные показатели k позволят практически установить лишь типы приливных течений. Следовательно, использование кинематических характеристик для определения типов приливных колебаний невозможно.

Наиболее целесообразным для указанной цели представляется использовать величины k , для нахождения которых в формулу (2) или (1) подставляются значения энергии приливных волн суточного или полусуточного периодов. Тогда формула (2), например, будет иметь следующий вид:

$$k = \frac{E_{K_1} + E_{O_1}}{E_{M_2}}. \quad (3)$$

Энергия приливного колебания (E) складывается из потенциальной энергии воды, отклоненной от среднего уровня (P), и кинетической энергии движущейся воды (W).

Величины потенциальной энергии, отнесенной к единице площади, проще всего вычислять по формуле Г. Джеффриса [4]

$$P = \frac{1}{2} \rho g H^2, \quad (4)$$

где ρ — плотность морской воды, g — ускорение свободного падения и H — амплитуда приливного колебания уровня.

Для вычисления кинетической энергии, которой обладает столбик воды от поверхности до дна с поперечным сечением в 1 см^2 , удобно применять формулу, полученную путем преобразования известного соотношения $W = \frac{1}{2} m v^2$ [2]. Эта формула имеет вид

$$W = \frac{1}{2} \rho h \cdot v^2, \quad (5)$$

где h — глубина места и v — максимальная скорость приливного течения.

Таким образом, энергия приливного колебания любого периода равна

$$E = \frac{\rho}{2} (g H^2 + h v^2). \quad (6)$$

Поскольку величины потенциальной и кинетической энергии приливов пропорциональны соответственно квадрату амплитуды приливного колебания уровня и квадрату амплитуды скорости приливного течения, величина k будет, как правило, иметь приблизительно тот же порядок, какой имеет величина K^2 . Поэтому границами диапазонов величин k , которым соответствуют отдельные типы приливных колебаний, логично считать квадраты чисел 0,5; 2,0; 4,0, введенных А. Куртье. В качестве же названий отдельных типов приливных колебаний целесообразно использовать названия типов приливных колебаний уровня, предложенные А. И. Дуваниным [3].

Таким образом, система деления приливных колебаний на типы имеет вид, указанный в таблице.

Приливные колебания		k
Полусуточные		< 0,25
Смешанные	неправильные полусуточные	0,25— 4,00
	неправильные суточные	4,00—16,00
Суточные		> 16,00

Предложенный способ определения типов приливных колебаний как единого процесса, не разделенного на приливные колебания уровня и приливные течения, облегчает изучение некоторых их особенностей. Однако существующие системы установления типов приливных колебаний уровня и приливных течений ни в коей мере не утрачивают своего значения как удобного средства для исследования этих сторон явления прилива.

ЛИТЕРАТУРА

1. O. Krummel. Handbuch der Ozeanographie, vol. 11, Brandung, Stuttgart, 1911.
2. A. Courtier. Marées. Paris, 1938.
3. А. И. Дуванин. Приливы в море. Л., Гидрометеиздат, 1960.
4. В. Б. Ржонсницкий. Энергия океанских приливов. «Природа», АН СССР, № 2, 1964.
5. H. Jeffreys. Tidal dissipation of energy. Nature, vol. 112, p. 622, London, 1923.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПЕРИОДОВ СОБСТВЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ ЖИДКОСТИ В БАССЕЙНАХ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

В. А. Макаров, А. Б. Мензин

Изучение колебательных процессов в бассейнах неизбежно приводит к необходимости знать их собственные периоды. Это относится не только к большим водным акваториям типа морей или больших заливов, но и к гаваням и небольшим бухтам, колебания в которых очень часто принимают характер сейш [1].

Знание собственных периодов бассейнов необходимо при любом проектировании портов, приходится учитывать также возможное изменение свободных колебаний при строительстве молов, пирсов, волноломов, доков и т. д.

Исследование свободных колебаний связано с классической задачей математической физики на собственные значения. Ее аналитическое решение можно получить лишь для частных случаев, например для прямоугольных и круглых бассейнов постоянной глубины. Собственные периоды реальных бассейнов произвольной формы со сложным профилем дна могут быть определены только численно с помощью методов конечных разностей, Дефанта, Кристэлла и других методов или на моделях.

Изучение свободных колебаний в реальных бассейнах может быть проведено с помощью электрической модели, подробно описанной в [2].

На этой модели решается уравнение

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = \frac{i\omega + F}{gH} i\omega \zeta,$$

где ζ — амплитуда колебания уровня; $\omega = \frac{2\pi}{T}$, T — период колебаний; H — глубина; F — коэффициент трения; g — ускорение силы тяжести; $i = \sqrt{-1}$. На границе задаются значения ζ или $\frac{\partial \zeta}{\partial n}$, аналогом которых на модели являются разности потенциалов или ее нормальные производные. При собственном периоде колебаний системы каждой ячейке электрической сетки наблюдается резонанс, вследствие чего в узлах модели (за исключением точек, соответствующих узлам стоячей волны) имеет место максимум амплитуды напряжения.

Условия на границе модели, соответствующей береговой черте ($\frac{\partial \zeta}{\partial n} = 0$), создаются автоматически. При связи исследуемого района с соседними акваториями на водной границе необходимо учитывать влияние соседних водных масс. Для этого в узловых точках водной границы подключаются параллельно конденсаторам дополнительные сопротивления, комплексные в общем случае, подбираемые в зависимости от характера колебаний в смежных бассейнах.

Синусоидальные колебания напряжения задаются генератором, подключенным в произвольную точку электрической модели. Изменением частоты генератора (f) находится момент резонанса по максимальной

амплитуде напряжения на обкладках конденсатора. Имея переводной коэффициент $K_t = T_r \cdot f$, получим $T_c = \frac{K_r}{f_r}$, где T_r — период в гидродинамической системе; T_c — собственный период бассейна; f_r — резонансная частота на модели. Продолжая изменение частоты генератора, определяем собственный период для следующей гармоники и т. д. Для выявления всех последовательных собственных периодов, начиная с максимального, необходимо производить повторные измерения, меняя точки подключения генератора и точки измерения напряжения.

В табл. 1 приводится сравнение результатов определения собственных периодов для прямоугольного бассейна на электрической модели и вычисленных по формуле

$$T_c = \frac{2}{\sqrt{gH \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right)}},$$

где a, b — длина и ширина бассейна соответственно, m и n — любые целые числа. Был взят бассейн с размерами $a=960$ км, $b=240$ км, $H=600$ м.

Таблица 1

Сравнение результатов определения собственных периодов прямоугольного бассейна по формуле и на модели (в минутах)

m	По формуле		На модели	
	$n=0$	$n=1$	$n=0$	$n=1$
0	—	104	—	107
1	416	101	402	101
2	208	93	200	93
3	139	83	135	84
4	104	73	107	76
5	83	65	84	68

Таблица 2

Сравнение результатов определения собственных периодов прямоугольного бассейна по формуле и на модели с закороченными границами (в минутах)

m	По формуле		На модели	
	$n=1$	$n=2$	$n=1$	$n=2$
1	164	86	159	88
2	142	82	138	78
3	119	77	120	73
4	100	69	101	69
5	85	65	84	64

В тех случаях, когда бассейн замкнут, граничные условия при определении собственного периода могут быть заданы (с целью упрощения модели) путем короткого замыкания конденсаторов на границе. Математически это соответствует решению исходного дифференциального уравнения при нулевых граничных условиях, т. е. решению собственного уравнения, если $F=0$. Естественно, в этом случае на модели нельзя определить собственные периоды для m и n , равных нулю.

В табл. 2 приведены результаты определения собственных периодов бассейна, глубина которого 600 м, длина — 1120 км, ширина — 400 км.

Были определены собственные периоды для Северного моря, причем в Дуврском проливе и в проливе Скагеррак создавались условия непроницаемости водных масс, а на севере моря и в проливе между Оркнейскими и Шетландскими островами — условия беспрепятственного распространения волны в бассейне с некоторой постоянной средней глубиной.

Три последовательных периода, начиная с максимального, оказались равными округленно 40, 14, 11 час.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Стокер. Волны на воде. М., ИЛ, 1959.
2. В. А. Макаров. Проект электрической модели для исследования приливных явлений. Материалы второй конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в северной части Атлантического океана». Изд. ЛГУ, 1964.

РАЗВИТИЕ ВЕТРОВЫХ ВОЛН ПО МАТЕРИАЛАМ НАБЛЮДЕНИЙ

М. М. Зубова

Все современные теории расчета элементов ветровых волн исходят из уравнения баланса энергии, предложенного В. М. Маккавеевым [1]. Это уравнение может быть записано в виде

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(EU) = W_v - W_\mu, \quad (1)$$

где E — энергия волны, выражаемая формулой $E = \frac{gh^2}{8}$; h — высота волны; U — групповая скорость волн, равная $U = \frac{c}{2}$, c — фазовая скорость волн; W_v — энергия, передаваемая от ветра волне; W_μ — энергия, теряемая за счет диссипации.

Уравнение (1) содержит две неизвестные переменные: высоту волны и скорость волны (величины W_v и W_μ выражаются через h и c). Последняя связана с длиной и периодом волн классическими соотношениями

$$c = \frac{gT}{2\pi}; \quad \lambda = \frac{gT^2}{2\pi}; \quad \lambda = \frac{2\pi}{g} c^2. \quad (2)$$

Для решения уравнения (1) необходимо иметь второе уравнение, связывающее между собой упомянутые переменные. Это последнее уравнение находится либо теоретическим [2–4], либо полуэмпирическим и эмпирическим путями [1, 5–9].

Вместе с тем для оценки зависимости предельных по своей высоте волн от скорости ветра почти все авторы используют результаты наблюдений. В. В. Шулейкин [2, 4], например, применяет эмпирическую зависимость

$$h_\infty = 0,0205 V^2. \quad (3)$$

Здесь h_∞ — предельная высота волны 5%-ной обеспеченности; V — скорость ветра в м/сек.

С учетом этой зависимости В. В. Шулейкин находит, что волны достигают своих предельных значений при $\beta_\infty = \frac{c_\infty}{V} = 0,82$, c_∞ — предельная скорость волны.

Ю. М. Крылов полагает, что волны растут до значения $\beta_\infty = \frac{c_\infty}{V} = 1$ [7].

Л. Ф. Титов [9], используя современные данные наблюдений, приходит к выводу, что «высота волн достигает своего предельного значения при $\beta_{\infty} = 1$ или немногим больше». Ранее на основании данных визуальных наблюдений и стереофотосъемки Л. Ф. Титовым было получено, что рост волн прекращается при $\beta_{\infty} = 0,76$.

В. Дж. Пирсон [10] пишет, что «фазовая скорость спектральных составляющих, обладающих наибольшей энергией, несколько больше средней скорости ветра». Отношение $\frac{c_{\infty}}{V} = 1,22$.

Нейман отмечает, что «характерная волна» для длиннопериодных волн имеет отношение фазовой скорости к скорости ветра, равное 1,19 [10].

Как видно даже из неполного перечня работ, пока нет единой точки зрения по вопросу о том, при каком же значении отношения фазовой скорости к скорости ветра $\frac{c_{\infty}}{V}$ прекращается рост волн.

В недавнее время К. М. Сиротов [11], подвергнув анализу волнографные наблюдения в Атлантическом и Тихом океанах [13, 14], обратил внимание на то, что в большинстве случаев наряду с ветровыми волнами присутствуют волны зыби. (Зыбью считались волны, фазовая скорость которых была больше скорости ветра.) При этом были использованы только те волнограммы, для которых направление ветровых волн и зыби совпадало. Анализ волнограмм показал, что при ветровом волнении всегда присутствуют волны зыби, если $\bar{\beta} = \frac{\bar{c}}{V} > 0,4$. ($\bar{c}$ — средняя скорость волн, вычисленная как среднеарифметическое из скоростей всех записанных волн). Оказалось, что относительное число волн зыби в каждой волнограмме возрастает с увеличением отношения $\frac{\bar{c}}{V}$.

При $\bar{\beta} = 1$ число собственно ветровых волн и волн зыби примерно одинаково, при $\bar{\beta} = 2$ зыбь составляет 95% от всего числа волн в волнограмме.

Выполненный нами анализ других наблюдений [12] подтвердил выводы, сделанные К. М. Сиротовым.

Из сказанного следует, что средняя высота волн, вычисленная из значений высот всех записанных волн и используемая для построения связи с ветром, фактически не является средней высотой ветрового волнения, а является средней высотой смешанного волнения. Ее отклонение от средней высоты ветрового волнения тем больше, чем больше отношение $\frac{\bar{c}}{V}$. В данном случае речь идет о том смешанном волнении, которое возникло в самом шторме, а не в результате наложения на ветровое волнение зыби, пришедшей из другого района. Именно этим и объясняется «рост» высот волн при фазовой скорости, близкой к скорости ветра или даже несколько большей, т. е. при $\bar{\beta} = \frac{\bar{c}}{V} \geq 1$ [9, 10].

Использование же зависимостей, полученных для смешанного волнения при решении уравнения баланса энергии, физически не может быть оправдано и, несомненно, приводит к некоторым погрешностям.

Несмотря на то, что В. В. Шулейкин использовал при решении уравнения (1) эмпирическую зависимость (3), полученную в основном по данным стереосъемки для максимальных высот волн, очевидно, что

и эта зависимость не свободна от указанных погрешностей. Связь между высотой собственно ветровых волн и скоростью ветра может быть достаточно достоверной только в том случае, когда средняя высота волны получена из высот волн, скорость которых не превышает скорости ветра. В результате такой обработки

Таблица 1

Соотношение между средними значениями $\bar{\beta}_в$ и $\frac{g\bar{h}_в}{V^2}$

Принятый интервал $\beta_в$	$\bar{\beta}_в$	Число наблюдений	$\frac{g\bar{h}_в}{V^2} \cdot 100$
0,25—0,29	0,27	3	2,26
0,30—0,34	0,32	4	2,27
0,35—0,39	0,37	5	3,49
0,40—0,44	0,42	3	4,16
0,45—0,49	0,47	4	5,72
0,50—0,54	0,52	6	6,61
0,55—0,59	0,57	9	7,33
0,60—0,64	0,62	13	8,04
0,65—0,69	0,67	22	8,87
0,70—0,74	0,72	24	10,88
0,75—0,79	0,77	4	12,22

наблюдений [12—14] были вычислены безразмерные отношения $\frac{g\bar{h}_в}{V^2}$ и $\bar{\beta}_в = \frac{\bar{c}_в}{V}$, которые были сгруппированы по интервалам β через 0,05, и подсчитаны их средние значения (табл. 1). По данным табл. 1 на рис. 1 построена связь между $\frac{g\bar{h}_в}{V^2}$ и $\bar{\beta}_в$.

Здесь $\bar{h}_в$ — средняя высота чисто ветрового волнения, $\bar{c}_в$ — средняя скорость чисто ветрового волнения.

К сожалению, в данном ряду наблюдений не оказалось значений β меньших 0,4. Чтобы восполнить этот пробел, мы обратились к сводным таблицам наблюдений Приморского, Азербайджанского, Мурманского и Северного управлений гидрометслужбы. В этих таблицах приведены средние значения высот и периодов волн, вычисленные из всего числа волн для данного наблюдения (т. е. средние значения для смешанного волнения) и максимальные значения. Поэтому для построения связи (рис. 1) были выбраны только те средние высоты ($\bar{h}$), когда скорость волны, определенная по максимальному значению периода $T_{\max}$, не превышала скорости ветра V . Эти случаи соответствовали значениям $\beta = \frac{\xi}{V}$ от 0,25 до 0,5 (19 случаев).

Рис. 1 позволяет сделать важный вывод: предельное значение $\bar{\beta}_в = \frac{\bar{c}_\infty}{V}$ для ветровых волн не превышает 0,71 (см. также ниже табл. 2

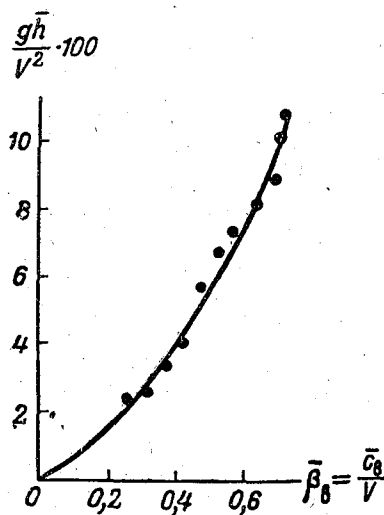


Рис. 1.

и рис. 5). Уравнение связи (рис. 1), полученное способом наименьших квадратов, может быть записано в виде

$$\frac{g\bar{h}_B}{V^2} = 0,170\bar{\beta}_B^{1,5},$$

или

$$\bar{h}_B = 0,0173\bar{\beta}_B^{1,5} V^2. \quad (4)$$

Если в уравнение (4) подставить указанное выше предельное значение $\bar{\beta}_\infty$, то тогда

$$\bar{h}_\infty = 0,0104 V^2 \quad (5)$$

или

$$h_{\infty 5\%} = 1,92\bar{h}_\infty = 0,0199 V^2. \quad (6)$$

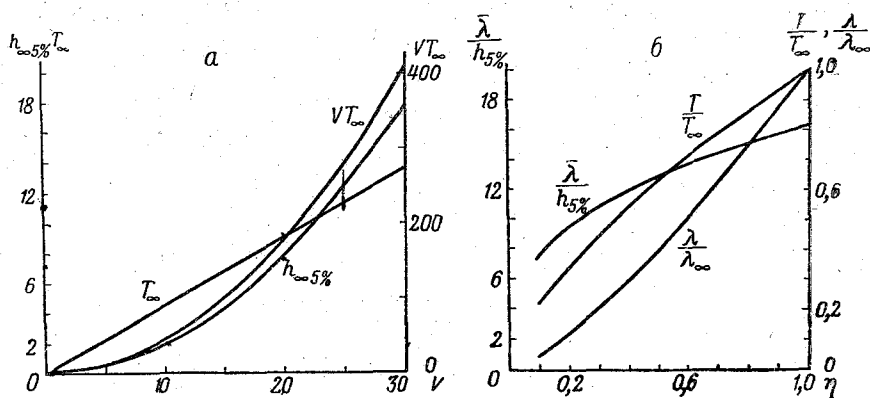


Рис. 2.

На рис. 2, а нанесены зависимости для предельных значений элементов, вычисленные по (6), условию $c_\infty = 0,71 V$ и (2). При переходе от средней высоты волны к высоте 5%-ной обеспеченности мы пользовались безразмерными функциями распределения, полученными теоретическим путем Ю. М. Крыловым и эмпирическим путем Я. Г. Виленским и Б. Х. Глуховским, так как они практически совпадают. Для того чтобы не возникало сомнений в правомерности пользования этими безразмерными функциями распределения при вышеописанной обработке материалов, т. е. при выделении собственно ветровых волн и волн зыби, студентом ЛГМИ А. Ф. Морозовым были построены безразмерные функции распределения для некоторых случаев наблюдений [12]. При этом безразмерные функции в каждом случае наблюдений строились как для всего наблюдаемого ряда (смешанное волнение), так и отдельно для собственно ветровых волн. Затем были построены средние безразмерные функции отдельно для смешанного волнения и собственно ветровых волн и сопоставлены с теоретической кривой распределения. Результаты сопоставления показали, что безразмерная функция, построенная выборочно для собственно ветровых волн, очень хорошо согласуется с теоретической кривой распределения. Так, ошибка для 47%-ной обеспеченности, что соответствует среднему значению высоты волны, составляет всего лишь 1%; ошибка для волн 5%-ной обеспеченности не превышает 2%.

Из уравнения (4) можно получить выражение для крутизны волн. В самом деле, подставим вместо β отношение $\frac{c}{V}$ и разделим обе части уравнения на среднюю длину волны $\bar{\lambda}$

$$\frac{\bar{h}}{\bar{\lambda}} = \frac{0,0173 c^{1,5} V^{0,5}}{\bar{\lambda}}$$

Заменим λ на основании классических соотношений (2) на c и снова введем β . Получим

$$\frac{\bar{h}}{\bar{\lambda}} = \frac{0,027}{\beta^{0,5}} \quad (7)$$

или

$$\frac{h_{5\%}}{\bar{\lambda}} = \frac{0,052}{\beta^{0,5}}, \quad (8)$$

при $\bar{\beta}_{\infty} = 0,71$

$$\left(\frac{h_{5\%}}{\bar{\lambda}} \right)_{\infty} = \frac{1}{16,3}; \quad \left(\frac{\bar{h}}{\bar{\lambda}} \right)_{\infty} = \frac{1}{31,2}. \quad (9)$$

Таким образом, оказалось, что предельная длина ветровых волн в 16,3 раза больше, чем предельная высота. В. В. Шулейкин считает, что предельная длина в 21 раз больше, чем предельная высота [4]. Эту величину он подставляет в формулу для крутизны волн (10), полученную теоретическим путем.

Попытаемся уточнить на основании выражения (9) формулу для крутизны волн, полученную В. В. Шулейкиным [4]. Подставим полученное предельное значение для крутизны волн (9) в основное теоретическое соотношение для крутизны волн В. В. Шулейкина [2].

$$\frac{h_{5\%}}{\bar{\lambda}} = 0,04 + 0,103 \left(\frac{\lambda_0}{\bar{\lambda}} \right)^{2/3}, \quad (10)$$

где λ_0 — длина волн на стадии наибольшей их крутизны;

$$\frac{1}{16,3} = 0,04 + 0,103 \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{\infty}} \right)^{2/3}.$$

Откуда

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_{\infty}} = \frac{1}{10,5}, \quad (11)$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda}{\lambda_{\infty}} \cdot \frac{\lambda_{\infty}}{\lambda_0} = 10,5 \frac{\lambda}{\lambda_{\infty}},$$

$$\left(\frac{\lambda_0}{\bar{\lambda}} \right)^{2/3} = 10,5^{-2/3} \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\infty}} \right)^{-2/3}.$$

Тогда вместо (10) можно записать

$$\frac{h_{5\%}}{\bar{\lambda}} = 0,04 + 0,0214 \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\infty}} \right)^{-2/3}. \quad (12)$$

На основании классических соотношений

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\infty}} = \left(\frac{c}{c_{\infty}} \right)^2.$$

и уравнение (12) можно записать в виде

$$\frac{h_{5\%}}{\bar{\lambda}} = 0,04 + 0,0214 \left(\frac{c}{c_{\infty}} \right)^{-4/3}.$$

Заменим $c = \beta V$; $c_{\infty} = 0,71 V$, тогда

$$\frac{h_{5\%}}{\bar{\lambda}} = 0,04 + \frac{0,0136}{\beta^{4/3}} \quad (13)$$

или

$$\frac{\bar{h}}{\lambda} = 0,021 + \frac{0,007}{\beta^{4/3}}. \quad (14)$$

Уравнение (14), полученное на основании теоретического соотношения В. В. Шулейкина с подстановкой предельного эмпирического значения $\left(\frac{\bar{\lambda}}{h_{5\%}}\right)_{\infty}$, отличается от уравнения (7), полученного только на основании эмпирических данных.

Табл. 2 показывает, что обе формулы (14) и (7) дают хорошее совпадение между собой лишь для $\beta_v \geq 0,3$.

Таблица 2

β_v	$\bar{h}/\lambda$	
	по формуле (14)	по формуле (7)
0,2	0,080	0,060
0,3	0,055	0,049
0,4	0,045	0,043
0,5	0,039	0,038
0,6	0,035	0,035
0,7	0,032	0,032
0,71	0,032	0,032

Поэтому в качестве второго уравнения при решении уравнения баланса энергии (1) примем уравнение (7), полученное для собственно ветрового волнения.

Уравнение баланса энергии было записано В. В. Шулейкиным в безразмерной форме [2]

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = 1 - \eta - \eta^{1/2} \frac{\partial \eta}{\partial \xi}, \quad (15)$$

где

$$\eta = \frac{h}{h_{\infty}}; \quad \tau = \frac{t}{T_{\infty}}; \quad \xi = \frac{x}{VT_{\infty}};$$

η — безразмерная величина;

τ — безразмерное время, в котором продолжительность действия ветра (t) измеряется в часах, а период вполне развившихся волн (T_{∞}) при заданной скорости ветра (V) — в секундах;

ξ — безразмерное расстояние от подветренной границы шторма;

x — расстояние от подветренной границы шторма, выраженное в километрах;

VT_{∞} — выражено в метрах.

После того, как В. В. Шулейкиным было найдено, что величина k , характеризующая турбулентное трение в воде, может быть принята равной 0,1 [3], безразмерное время и расстояние стали записываться в виде

$$\frac{t}{T_{\infty}} = 4 \cdot 10^{-3} \int_0^{\eta} \left(\frac{T}{T_{\infty}}\right) \left(\frac{\lambda}{h}\right)^2 \frac{d\eta}{1-\eta}, \quad (16)$$

$$\frac{x}{VT_{\infty}} = 1,59 \cdot 10^{-3} \int_0^{\eta} \left(\frac{T}{T_{\infty}}\right) \left(\frac{\lambda}{h}\right)^{5/2} \frac{\eta^{1/2}}{1-\eta} d\eta. \quad (17)$$

При выводе уравнения (15) В. В. Шулейкин исходил из условия инвариантности произведения [2]

$$\kappa \left(\frac{R}{r}\right) (V-c)^3 \quad \text{при} \quad R = \frac{\lambda}{2\pi},$$

где κ — аэродинамический коэффициент, характеризующий асимметрию поля нормальных давлений при обтекании волн ветром;

r — полувывсота волн;

R — радиус круга качения.

Проверим, сохранится ли это условие для случая, когда

$$\left(\frac{\bar{\lambda}}{h_{5\%}}\right)_{\infty} = 16,3; \quad \frac{\bar{c}_{\infty}}{V} = 0,71.$$

Для скорости ветра 15 м/сек на начальной стадии развития волн, когда $x=0,11$, это произведение равно 58,4 [2].

Для принятых условий на конечной стадии развития

$$x = \frac{\delta}{\delta_a} k^2 \frac{\pi}{9} \frac{\bar{\beta}_\infty^2}{(1 - \bar{\beta}_\infty)^2} \left(\frac{r}{R} \right)_\infty^2 = 0,61,$$

$$x \left(\frac{R}{r} \right) (V - \bar{c}_\infty)^2 = 60,0.$$

Таким образом, разность значений произведения $x \left(\frac{R}{r} \right) (V - c)^2$ на начальной и конечной стадии развития составляет всего лишь 2,7%, т. е. практически инвариантность произведения подтверждается.

Для решения уравнений (16) и (17) необходимо найти $\frac{T}{T_\infty}$ и $\frac{\lambda}{h}$ как функции η .

На основании (4) и (5)

$$\eta = \frac{h}{h_\infty} = 1,67 \bar{\beta}_B^{1,5} \quad (18)$$

или

$$\bar{\beta}_B = 0,71 \eta^{2/3}.$$

Теперь уравнение (7) может быть записано в виде

$$\frac{\bar{\lambda}}{h} = \frac{\bar{\beta}_B^{0,5}}{0,027} = 31,43 \eta^{1/3} \quad (19) \quad \checkmark$$

или

$$\frac{\bar{\lambda}}{h_{5\%}} = \frac{\bar{\beta}_B^{0,5}}{0,052} = 16,2 \eta^{1/3}.$$

Зависимость $\frac{T}{T_\infty}$ от η найдем из (4) и (9). Подставив в (4) $V = \frac{c}{\beta}$; $c = 1,56T$, получим

$$\bar{h} = 0,042 \frac{\bar{T}^2}{\bar{\beta}_B^{0,5}} \quad \text{или} \quad \bar{T}^2 = \frac{\bar{h} \bar{\beta}_B^{0,5}}{0,042}.$$

На основании (9) $\bar{\lambda}_\infty = 31,2 \bar{h}_\infty$, подставляя $\lambda = 1,56T^2$, имеем $\bar{T}_\infty^2 = 20 \bar{h}_\infty$. Деля T^2 на T_∞^2 , получаем

$$\left(\frac{T}{T_\infty} \right)^2 = \frac{\bar{\beta}_B^{0,5}}{0,84} \eta.$$

В последнее уравнение подставим значение β_B из (18), тогда получим

$$\frac{T}{T_\infty} = 1,0 \eta^{2/3}. \quad (20) \quad \checkmark$$

Зависимости (19) и (20) построены на рис. 2, б. На этом же рисунке нанесена зависимость $\frac{\lambda}{\lambda_\infty}$ от η , вычисленная на основании классического соотношения

$$\frac{\lambda}{\lambda_\infty} = \left(\frac{T}{T_\infty} \right)^2. \quad (21)$$

Равенства (19) и (20) позволяют путем численного интегрирования (16) и (17) определить безразмерное время $\frac{t}{T_\infty}$ и безразмерное расстояние $\frac{x}{VT_\infty}$ при заданных значениях η (рис. 3).

Далее остается построить только вспомогательную диаграмму, которая позволит судить о стадии развития волнения (развивающееся

или установившееся) (рис. 4). Приемы расчета по приведенным графикам аналогичны приемам расчета по графикам В. В. Шулейкина [4].

Пример. Определить элементы волн в океане, если скорость ветра равна 15 м/сек, продолжительность его действия 10 часов и расстояние от подветренного берега (подветренной границы шторма) 150 км.

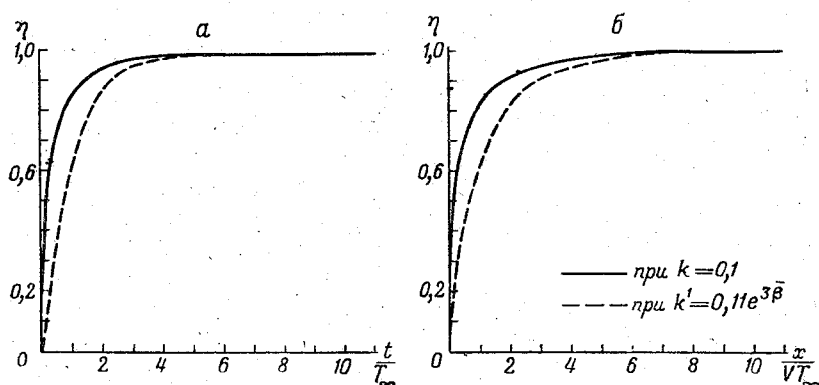


Рис. 3.

По рис. 2, а находим: $h_{\infty} = 4,5$ м; $T_{\infty} = 6,8$ сек; $VT_{\infty} = 100$ км;

$$\frac{x}{VT_{\infty}} = 1,5; \quad \frac{t}{T_{\infty}} = 1,47.$$

Точка с абсциссой 1,5 и ординатой 1,47 на рис. 4 лежит выше «рубежной кривой», это значит, что волнение установилось, и для расчета элементов волн необходимо пользоваться рис. 3, б. Если бы точка оказалась ниже «рубежной кривой», то элементы волн необходимо было бы рассчитывать по рис. 3, а.

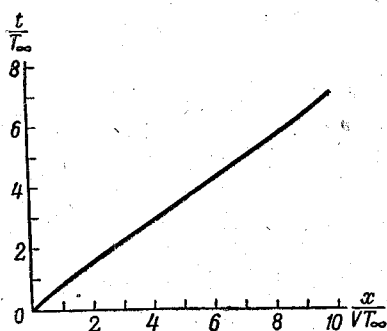


Рис. 4.

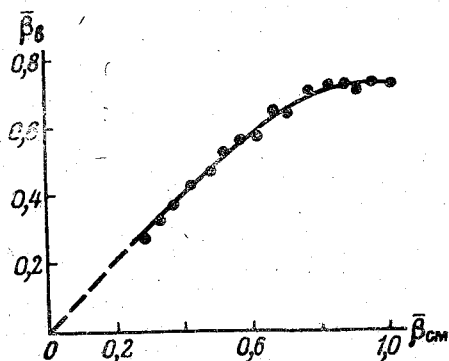


Рис. 5.

По значению $\frac{x}{VT_{\infty}} = 1,5$ находим $\eta = 0,88$ (рис. 3, б). Тогда искомая высота $h = h_{\infty} \cdot \eta = 4,5 \cdot 0,88 = 4,0$ м. Значению $\eta = 0,88$ соответствует $\frac{\lambda}{h} = 15,6$ и $\frac{T}{T_{\infty}} = 0,92$ (рис. 2, б). Искомая длина волн $\lambda = 4,0 \times 15,6 = 62$ м. Искомый период волн $T = 6,8 \cdot 0,92 = 6,3$ сек.

Однако полученные значения элементов волн относятся к чисто ветровому волнению. В то же время, как отмечалось выше, в природе всегда наряду с ветровым волнением развивается зыбь, если $\frac{c}{V} > 0,4$.

На основании вышеупомянутых данных наблюдений [12, 13, 14] на рис. 5 построена связь между $\bar{\beta}_в$, вычисленным для собственно ветровых волн, и $\bar{\beta}_см$, вычисленным как средняя величина из значений всех записанных волн (табл. 3). Рис. 5 показывает, что между $\bar{\beta}_в = \frac{c_в}{V}$ и $\bar{\beta}_см = \frac{c_см}{V}$ существует тесная связь, причем для $\bar{\beta} \leq 0,5$ значения $\bar{\beta}_в$ и $\bar{\beta}_см$ равны между собой. Обращает на себя внимание и то обстоятельство, что при значении $\bar{\beta}_см > 0,8$ значения $\bar{\beta}_в$ остаются постоянными, равными 0,71.

Таблица 3

Соотношение между средними значениями $\bar{\beta}$ смешанное и $\bar{\beta}$ ветровое

Принятый интервал $\bar{\beta}_см$	$\bar{\beta}_см$	Число наблюдений	$\bar{\beta}_в$
0,50—0,54	0,52	3	0,53
0,55—0,59	0,57	6	0,55
0,60—0,64	0,62	6	0,58
0,65—0,69	0,67	8	0,64
0,70—0,74	0,72	6	0,63
0,75—0,9	0,75	10	0,68
0,80—0,84	0,82	10	0,71
0,85—0,89	0,87	10	0,72
0,90—0,94	0,92	7	0,71
0,95—0,99	0,97	10	0,71
1,00—1,04	1,02	2	0,71

Примечание. Значения β меньше 0,5 не приведены в таблице, так как при таких значениях β наблюдалось чисто ветровое волнение.

Связь между $\bar{\beta}_в$ в пределах от 0,5 до 0,71 и $\bar{\beta}_см$ может быть выражена аналитически

$$\bar{\beta}_см = 1,4\bar{\beta}_в^{1,5}. \quad (22)$$

Для определения переходных коэффициентов от элементов ветровых волн к элементам смешанного волнения воспользуемся формулой Л. Ф. Титова [9], полученной для смешанного волнения на основании тех же материалов наблюдений, что и формула (4)

$$h_см = 0,0149 \bar{\beta}_см^{1,5} V^2, \quad (23)$$

где $h_см$ — средняя высота, полученная из всех наблюденных значений высот волн.

Подставим в (23) значение $\bar{\beta}_см$ из (22)

$$\bar{h}_см = 0,0247 V^2 \bar{\beta}_в^{2,25}, \quad (24)$$

$$\frac{\bar{h}_см}{\bar{h}_в} = \frac{0,0247 V^2 \bar{\beta}_в^{2,25}}{0,0173 V^2 \bar{\beta}_в^{1,5}} = 1,43 \bar{\beta}_в^{0,75}. \quad (25)$$

Выразим β через η в соответствии с (18)

$$\frac{h_см}{h_в} = 1,1\eta^{1/2}. \quad (26)$$

Для того чтобы найти отношение $\frac{T_см}{T_в}$, запишем:

$$\frac{\bar{h}_см}{\bar{h}_в} = \frac{0,0149 \bar{\beta}_см^{1,5} V^2}{0,0173 \bar{\beta}_в^{1,5} V^2}.$$

В этом уравнении заменим $\beta = \frac{c}{V}$, $c = 1,56T$ и, подставив значение $\frac{h_{cm}}{h_b}$ из (26), получим

$$\frac{T_{cm}}{T_b} = 1,179\eta^{1/3}, \quad (27)$$

$$\frac{\lambda_{cm}}{\lambda_b} = \left(\frac{T_{cm}}{T_b}\right)^2. \quad (28)$$

Графически эта зависимость представлена на рис. 6.

Таким образом, значения элементов смешанного волнения могут быть получены путем умножения элементов ветровых волн h_b , T_b , λ_b на соответствующие коэффициенты, определенные по рис. 6.

На рис. 6 η нанесено, начиная только со значения 0,6, что соответствует $\bar{\beta} = 0,5$, т. е. тому значению, когда начинают появляться волны зыби. $\eta = 1$ соответствует $\bar{\beta}_b = 0,71$, т. е. тому значению, когда рост высот ветровых волн прекращается.

В соответствии с (22) при $\bar{\beta}_b = 0,71$

$$\bar{\beta}_{cm} = 0,84. \quad (29)$$

Подставив это значение $\bar{\beta}_{cm}$ в (23), получим

$$\begin{aligned} \bar{h}_{cm} &= 0,0115V^2, \\ h_{cm \ 5\%} &= 0,0212V^2. \end{aligned} \quad (30)$$

Таким образом, зависимость (3), использованная В. В. Шулейкиным, очень близка к зависимости (30), полученной на основании наблюдений для смешанного волнения [9]. Значение же $\bar{\beta}_{cm} = \frac{c_{cm}}{V} = 0,82$, полученное В. В. Шулейкиным с учетом (3), почти в точности совпало с (29), т. е. опять с условием для смешанного волнения.

Это подтверждает уже высказанную мысль о том, что использованная В. В. Шулейкиным эмпирическая связь относится к смешанному волнению. Тут следует только подчеркнуть еще раз, что речь идет о том смешанном волнении, которое возникает в процессе роста волн, а не за счет тех волн зыби, которые приходят из других районов.

Полученные зависимости были проверены на основании наблюдений И. Н. Давидана, опубликованных в статье В. В. Шулейкина [4], и некоторых данных, опубликованных в статье А. Г. Сидоровой и Г. Ф. Красножен в 1960 г. Эти наблюдения не были использованы при выводе расчетных формул и обладают тем преимуществом, что, помимо замеренных высот и периодов волн, они содержат сведения о скорости ветра, его продолжительности и расстоянии от подветренного берега (разгоне) до точки наблюдения.

В результате сопоставлений оказалось, что в основном рассчитанные значения высот и периодов волн больше наблюдаемых. Попытаемся выяснить причину этих расхождений. В безразмерных соотношениях (16) и (17) принято, что величина k равна 0,1 [4]. Ранее В. В. Шулейкин [2] полагал, что такое значение может быть принято условно и требует уточнения на основании данных наблюдений.

Непосредственно на основании наблюдений в море значение k получено быть не может, но оно может быть вычислено, используя зависимости рис. 3 и данные наблюдений. Для этого необходимо иметь измеренные значения высот или периодов волн, скорость ветра, продолжительность его действия и расстояние от подветренной границы шторма

(разгон). Поэтому для вычисления k были использованы данные наблюдений И. Н. Давидана [4]. Рис. 3 пришлось несколько изменить таким образом, чтобы k было неизвестной величиной. По оси абсцисс в одном случае теперь отложим некоторый безразмерный аргумент

$$\tau_1 = 25k^2 \frac{t}{T_\infty},$$

а по оси ординат соответствующее ему η , в другом случае по оси абсцисс отложим безразмерный аргумент $\xi = 63k^2 \frac{x}{VT_\infty}$, а по оси ординат соответствующее ему η [2].

Определение k производилось в соответствии с зависимостями рис. 3 и данными наблюдений так, как это рекомендовано В. В. Шулейкиным [2]. Но предварительно все наблюдаемые значения высот волн там, где это возможно (поскольку они относятся к смешанному волнению), были приведены к ветровым волнам, используя рис. 6.

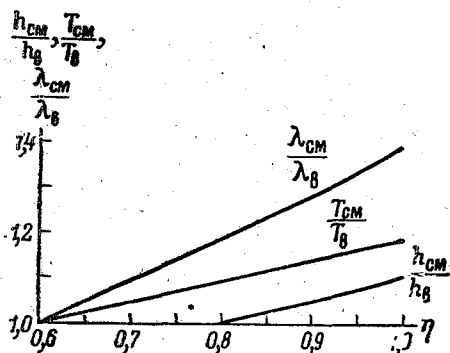


Рис. 6.

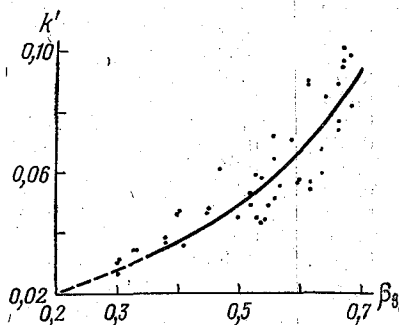


Рис. 7.

В табл. 4 сведены вычисленные значения k и соответствующие им значения $\bar{\beta}$ (табл. 4).

Рис. 7, построенный по данным табл. 3, показывает, что значения k не остаются постоянными с изменением $\bar{\beta}$. В пределе при установившемся волнении, когда $\bar{\beta} = 0,71$, k достигает значения 0,1. По имеющимся материалам пока трудно построить сравнительно точную связь, особенно при малых значениях $\bar{\beta}$, но приближенно она может быть выражена формулой

$$k' = 0,011e^{3\bar{\beta}}, \quad (31)$$

или, заменив $\bar{\beta}$ через крутизну волн (8) имеем

$$k' = 0,011e^{0,0081 \left(\frac{\bar{\lambda}}{h_{5\%}} \right)^2}. \quad (32)$$

Как уже было сказано, коэффициент k — это коэффициент аналогичный коэффициенту Кармана и характеризует турбулентное трение в воде. Этот коэффициент должен быть постоянным. Поэтому полученный эмпирический коэффициент k' будем рассматривать как произведение двух коэффициентов: k , равного 0,1, и некоторого коэффициента α , зависящего от крутизны волны. Появление этого коэффициента α можно объяснить за счет неточного учета передачи энергии от ветра к волне и ее диссипации.

На основании (31) в безразмерное время и безразмерное расстояние, вычисленное по (16) и (17), были внесены соответствующие ис-

правления. Исправленные зависимости нанесены на рис. 3. Разумеется, что по мере появления данных наблюдений зависимости (31) и (32) должны быть уточнены.

Так как в настоящее время нет других данных наблюдений над волнением, которые бы содержали сведения о продолжительности действия ветра и расстоянии от подветренной границы шторма, кроме помещенных в [4], то для проверки правильности введенных в (16) и (17) исправлений вновь воспользовались этими же данными. Сопоставление рассчитанных высот волн и наблюдаемых показало, что несмотря на то,

Таблица 4

k	$\bar{\beta}_B$	k	$\bar{\beta}_B$
0,073	0,67	0,044	0,54
0,058	0,54	0,045	0,53
0,055	0,54	0,081	0,69
0,056	0,62	0,082	0,65
0,054	0,62	0,088	0,67
0,072	0,56	0,098	0,69
0,064	0,56	0,027	0,30
0,10	0,68	0,070	0,59
0,094	0,68	0,089	0,62
0,067	0,64	0,076	0,67
0,036	0,38	0,096	0,68
0,037	0,38	0,051	0,56
0,046	0,40	0,056	0,60
0,059	0,53	0,044	0,54
0,052	0,52	0,061	0,47
0,049	0,52	0,036	0,41
0,045	0,50	0,047	0,45
0,048	0,55	0,034	0,33
0,055	0,57	0,030	0,30
0,059	0,64		

что поправочный коэффициент k' (31) был вычислен весьма приближенно (большой разброс точек, недостаточное их количество, особенно при малых значениях β (рис. 7) высоты волн, вычисленные по исправленным зависимостям, вполне удовлетворительно совпадают с наблюдаемыми). Разумеется, проведенное сопоставление высот волн не является проверкой исправленных зависимостей, так как исправление и сопоставление производилось на основании одних и тех же наблюдений. Но сопоставление рассчитанных и наблюдаемых периодов уже является проверкой новых зависимостей, так как определение поправочного коэффициента k' производилось только с учетом наблюдаемых высот волн.

Результаты сопоставления периодов, рассчитанных и наблюдаемых, показывают, что в 82% ошибка не выходит за пределы $\pm 20\%$ от наблюдаемых значений, что говорит о правиль-

ности полученных зависимостей (см. рис. 3).

В заключение следует еще раз подчеркнуть, что так как в природе наряду с собственно ветровыми волнами всегда при $\bar{\beta} \geq 0,4$ развиваются волны зыби [11], то эмпирические связи, построенные по материалам наблюдений без выделения собственно ветровых волн и волн зыби, относятся к смешанным волнам. Использование таких связей при решении уравнения баланса энергии (1) физически не может быть оправдано.

Первая попытка выделения собственно ветровых волн из общей массы наблюдаемых значений и получения формул для расчета собственно ветровых волн приводится в настоящей работе.

В работе излагается также способ перехода от расчетов ветровых волн к расчетам смешанного волнения, развивающегося в самом шторме.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Маккавеев. О процессах возрастания и затухания волн малой длины и зависимости их от расстояния по наветренному направлению. Труды ГГИ, вып. 5, 1937.
2. В. В. Шулейкин. Применение уравнения поля ветровых волн для прогностических целей. Труды океанографической конференции, т. IX, 1960.
3. В. В. Шулейкин. Единая характеристика турбулентной вязкости для морских волн и течений. Докл. АН СССР, 144, № 4, 1962.
4. В. В. Шулейкин. Уточненный расчет ветровых волн заданной обеспеченности. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1, 1963.

чувствительности измерительного прибора (глаза, фотопленки, микрофотометра).

Как известно, интенсивность света, прошедшего через облако с непрерывно меняющейся концентрацией, определяется приближенно известным законом [5]

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 \int q dl}, \quad (3)$$

где I_0 — интенсивность упавшего на облако света; I — интенсивность прошедшего света; α_0 — характеристика ослабления света в слое единичной толщины при единичной концентрации красителя; l — толщина слоя.

Если потеря света составляет очень малую часть от I_0 , то облако не видно, прозрачно. Очевидно, критерием такой потери в нашем случае будет являться суммарный порог чувствительности глаза, фотопленки и прибора измерения δ .

Из теории видимости диффундирующих облаков [6] следует, что если

$$\frac{I_0 - I}{I_0} < \delta, \quad \text{или} \quad \frac{I}{I_0} > 1 - \delta, \quad (4)$$

то облако еще не видно, т. е. оно прозрачно, так как слаб контраст между I и I_0 , и ни человеческий глаз, ни тем более фотопленка не способны уловить разницу между окружающей чистой водой и минимальной интегральной концентрацией, через которую прошел поток света I . Если

$$\frac{I_0 - I}{I_0} \geq \delta, \quad \text{или} \quad \frac{I}{I_0} \leq 1 - \delta, \quad (5)$$

то облако частично прозрачно. Контраст I относительно I_0 различен, но замечен.

Если отношение $\frac{I_0 - I}{I_0}$ приближается к единице, то облако темнеет и начинает становиться непрозрачным, но стать равным единице это отношение не может из-за наличия δ . Полностью непрозрачным облако, очевидно, станет при

$$\frac{I_0 - I}{I_0} > 1 - \delta, \quad \text{или} \quad \frac{I}{I_0} < \delta. \quad (6)$$

Из этих рассуждений ясно, что условие на границе облака выражается равенством

$$\frac{I_0 - I}{I_0} = \delta, \quad \text{или} \quad \frac{I}{I_0} = 1 - \delta. \quad (7)$$

Отсюда следует, что видимость облака определяется отношением $\frac{I}{I_0}$, которое согласно закону (3) зависит от величины интегральной концентрации по лучу зрения на границе облака. Выясним, при каких концентрациях облако прозрачно или не прозрачно.

Если количество красителя по лучу зрения мало, то этот участок облака полностью прозрачен, и на основании сказанного выше это условие можно записать

$$\frac{I}{I_0} > 1 - \delta.$$

Следовательно, учитывая (3) получаем

$$e^{-\alpha_0 \int q dl} > 1 - \delta \quad \text{или} \quad -\alpha_0 \int q dl > \ln(1 - \delta).$$

При достаточно малом δ $\ln(1-\delta) \approx -\delta$, тогда

$$\int qdl < \frac{\delta}{\alpha_0} \quad (8)$$

выражает условие прозрачности облака.

Из условия непрозрачности (6) с учетом (3) выводим

$$\int qdl > -\frac{\ln \delta}{\alpha_0} = \frac{\Delta}{\alpha_0}, \quad (9)$$

где $\Delta = \ln \frac{1}{\delta}$. Следовательно, значения интегральной концентрации для частичной прозрачности облака заключены в пределах

$$\frac{\delta}{\alpha_0} \leq \int qdl < \frac{\Delta}{\alpha_0} \quad (10)$$

Условие же

$$\alpha_0 \int qdl = \delta \quad (11)$$

определяет границу облака, за пределами которой оно становится невидимым. Таким образом, из (11) и (2) получаем

$$\alpha_0 Q \left(\frac{1}{2\sqrt{\pi Kt}} \right)^2 \exp\left(-\frac{\rho^2}{4Kt}\right) = \delta. \quad (12)$$

Отсюда радиус, за пределами которого облако становится невидимым, равен

$$\rho = 2 \sqrt{-Kt \ln \frac{\delta 4\pi Kt}{\alpha_0 Q}}. \quad (13)$$

Анализируя выражение (13), можно видеть, что при малых значениях t радиус облака мал и растет вместе с t . При

$$t = t_{\max} = \frac{\alpha_0 Q}{4\pi e \delta K} \quad (14)$$

ρ достигает максимума

$$\rho_{\max} = 2 \sqrt{K t_{\max}} = \sqrt{\frac{\alpha_0 Q}{\pi e \delta}}. \quad (15)$$

При $t > t_{\max}$ радиус облака уменьшается и при

$$t_0 = \frac{Q \alpha_0}{\delta 4\pi K} \quad (16)$$

радиус обращается в нуль (облако становится невидимым).

Фотографируя диффундирующее облако в последовательные моменты времени и определяя по снимкам величину видимого радиуса, можно, пользуясь выражением (13)–(16), определить величину K .

Наиболее простой для определения K является формула (15), если эксперименты поставлены так, что удастся проследить за максимальным радиусом и временем его наступления.

Из (15) получаем

$$K = \frac{\rho_{\max}^2}{4t_{\max}}. \quad (17)$$

Заметим, что из выражения (15) легко вычислить отношение $\frac{\alpha_0}{\delta}$ величин, трудно определимых экспериментально.

$$\frac{\alpha_0}{\delta} = \rho_{\max}^2 \frac{\pi e}{Q}. \quad (18)$$

Пользуясь вычисленным отношением $\frac{\alpha_0}{\delta}$, можно по формуле (13) получить коэффициенты с помощью видимых радиусов в различные моменты времени.

По подводным фотоснимкам облака-красителя вычерчивались видимые контуры в последовательные моменты времени. На рис. 1 приведен пример изменения видимого контура облака и радиуса равновеликого ему по площади круга. В таблице сведены величины максимальных радиусов, время их наступления и значения K , вычисленные по формуле (17). Там же помещены вычисленные по формуле (18) величины $\frac{\alpha_0}{\delta}$, которые понадобятся нам в дальнейшем.

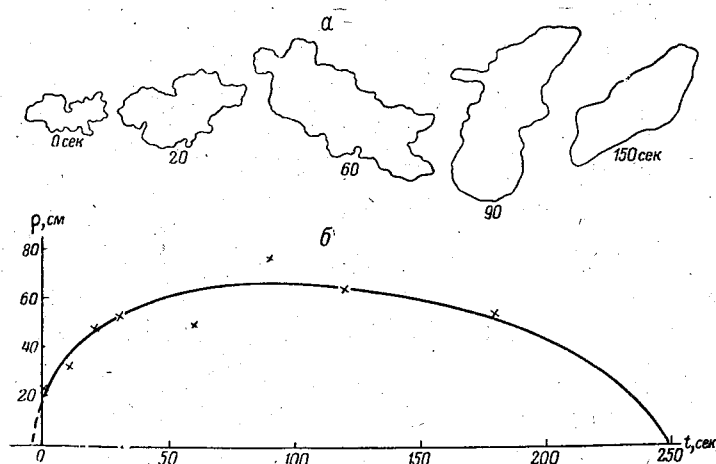


Рис. 1. Диффузия облака по эксперименту 8 VIII 1962 г. на глубине 10 м.

a — изменение видимого контура, b — изменение радиуса.

Дата	Глубина (в м)	$t_{\max}$ (в сек)	$\rho_{\max}$ (в см)	$\frac{\alpha_0}{\delta} \cdot 10^{-4}$ (в $\text{см}^2/\text{г}$)	K (в $\frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$)
8 VIII	10	92	65	3,59	11,4
11 VIII	5	123	64	3,48	8,5
11 VIII	5	123	63	3,38	8,2
12 VIII	7	74	53	2,40	9,5
13 VIII	7	70	50	2,10	8,9
13 VIII	7	100	65	3,48	10,2
14 VIII	7	92	57	2,76	8,8
15 VIII	17	100	64	3,48	10,0
15 VIII	17	85	65	3,58	12,4

Все эксперименты выполнялись при сходных метеоусловиях, поэтому величины K на глубинах от 5 м до 17 м заключены в пределах от 8,2 $\text{см}^2/\text{сек}$ до 11,4 $\text{см}^2/\text{сек}$ при средней величине около 10 $\text{см}^2/\text{сек}$.

Что же касается величины $\frac{\alpha_0}{\delta}$, то для ее определения необходимо учесть мощность источника Q . При экспериментах старались выпускать всегда одно и то же количество красителя — около 1 г. Однако по техническим причинам в некоторых экспериментах было выпущено меньшее количество, о чем свидетельствуют несколько пониженных величин максимального радиуса (см. таблицу). Это повлияло и на некоторый разброс значений $\frac{\alpha_0}{\delta}$. С учетом этих недостатков можно принять характерную величину $\frac{\alpha_0}{\delta}$ равной $3,5 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{г}$ и по формуле (13) получить для

каждого эксперимента несколько значений K по величинам радиуса облака, сфотографированного в различные моменты времени. Определения показали, что, несмотря на некоторые колебания, значения коэффициента в каждом эксперименте мало отличались от величины K , полученной по максимальному радиусу (см. таблицу), а средние значения K за время каждого эксперимента оказались весьма близкими к тем же величинам.

На рис. 2 приведены измеренные радиусы для нескольких экспериментов, в которых выпуск красителя составлял 1 г.

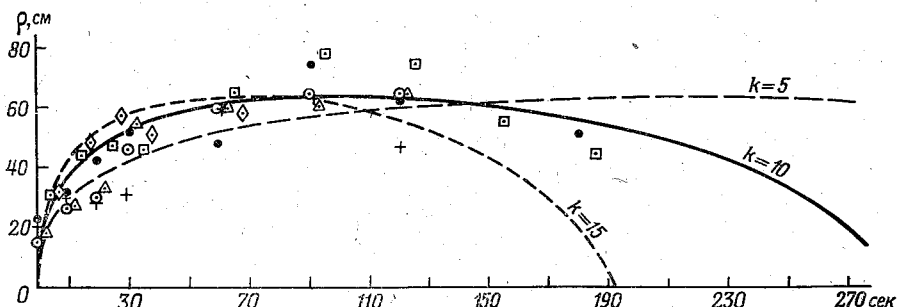


Рис. 2. Результаты экспериментов.

На том же рисунке построены по формуле (13) кривые, соответствующие значениям K , равным 5, 10 и 15 $\text{см}^2/\text{сек}$. Из рисунка видно, что экспериментальные данные располагаются между кривыми, соответствующими $K=5 \text{ см}^2/\text{сек}$ и $K=15 \text{ см}^2/\text{сек}$, а средние значения наблюдавшихся коэффициентов близки к 10 $\text{см}^2/\text{сек}$.

В тех случаях, когда не удается проследить развитие облака до максимального радиуса, коэффициент K можно определять только из формулы (13). Возникает необходимость отдельно определять величины δ и α_0 .

Что касается δ , то формулу для определения этой величины легко получить из условия на границе облака (11) с учетом (3):

$$\lg \frac{I_0}{I} = M\delta = 0,43\delta, \quad (19)$$

где M — модуль перехода от натуральных логарифмов к десятичным.

Из теории фотографических процессов [7] известно, что плотность почернения пленки при одинаковой выдержке линейно зависит от десятичного логарифма интенсивности падающего света

$$P = \gamma \lg I + a, \quad (20)$$

где P — плотность почернения пленки; γ — коэффициент контрастности; I — интенсивность падающего света; a — константа. Тогда $P_0 - P = \gamma \lg \frac{I_0}{I}$. При $\gamma = 1$, как имело место в нашем случае [8],

$$P_0 - P = \lg \frac{I_0}{I}. \quad (21)$$

Следовательно, из (19) можно получить для границы облака

$$P_0 - P = 0,43\delta, \quad (22)$$

где P_0 — отсчет оптических плотностей по «чистой» воде вне облака; P — отсчет оптической плотности на границе облака.

Отсчеты оптических плотностей в чистой воде колеблются около среднего значения из-за мутности в морской воде, неравномерной освещенности пленки, несовершенства объектива и несовершенства самой пленки. Следовательно, P — отсчет оптической плотности в облаке на границе — должен быть равен среднему отсчету в чистой воде плюс среднее квадратичное отклонение σ . Тогда, согласно выражению (22),

$$P_0 - P = P_0 - (P_0 + \sigma) = 0,43\delta,$$

откуда

$$\delta = - \frac{\sigma}{0,43}. \quad (23)$$

Вычисленная по этой формуле величина δ при определении оптических плотностей на микрофотометре оказалась равной 0,011.

Что же касается определения характеристики ослабления света красителем α_0 , то возникает необходимость постановки специального эксперимента, состоящего в съемке эталонов с различной концентрацией. Такие определения для данного красителя были проделаны в работе [8]. Как показывают результаты этих определений, α_0 существенным образом зависит от концентрации поглощающего слоя. Возникает вопрос, какую концентрацию надо приписать видимой границе облака для того, чтобы выбрать соответствующее α_0 . На первый взгляд естественно принять на границе облака наименьшие, обнаруживаемые на пленке концентрации. Однако это дает слишком большую величину α_0 , не соответствующую данным экспериментов. Такое несоответствие, по-видимому, объясняется различием распределения концентрации в реальном облаке и теоретическом. Согласно теории [9] распределение концентрации в облаке должно подчиняться закону Гаусса, который на графике имеет вид хорошо известной «шляпы». «Поля» «шляпы» выражают медленное убывание концентрации при увеличении радиуса. В реальном облаке, как показывают эксперименты, «поля» «шляпы» отсутствуют, и на видимой границе облака концентрация довольно резко меняется от 0 до значительных величин.

Сопоставляя теоретический график распределения интегральной концентрации, построенный по характеристикам, соответствующим экспериментам, с данными экспериментов, можно видеть, что наименьшая видимая интегральная концентрация на границе облака находится около значений $0,5 \cdot 10^{-4}$ г/см³. Входя в график зависимости α_0 от q , приведенный в работе [8], получаем значение α_0 , равное 400 см²/г. Для проверки реальности порядка α_0 , можно воспользоваться величиной $\frac{\alpha_0}{\delta}$, определенной выше косвенно по величинам максимального радиуса. Принимая по данным таблицы среднюю величину $\frac{\alpha_0}{\delta}$ равной $3,5 \cdot 10^4$ см²/г и величину δ , определенную выше, равной $11 \cdot 10^{-3}$, получаем значение $\alpha_0 = 370$ см²/г для границы облака, т. е. величину того же порядка. Таким образом, для определения характеристики α_0 необязательно ставить трудно выполнимые специальные эксперименты. Эту

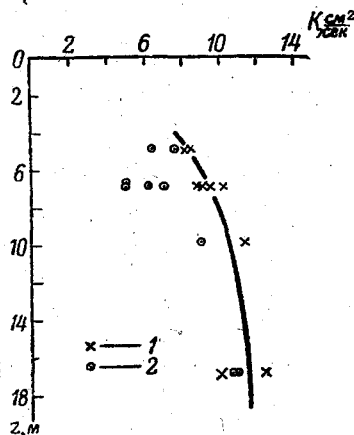


Рис. 3. Распределение K с глубиной.

1 — по максимальным радиусам, 2 — по формуле (13).

величину с достаточной точностью можно получить, если надежно измерены максимальные видимые радиусы и известно δ .

Результаты выполненной работы показывают, что метод мгновенного точечного источника в сочетании с подводной фотографией дает наглядное качественное представление о процессе диффузии и позволяет определять некоторые характеристики диффузии, в частности коэффициент турбулентной диффузии. При этом наиболее простыми являются определения коэффициента при наблюдении величины максимального радиуса и времени его наступления, а также по моменту исчезновения облака.

В случае, если наблюдения за развитием облака кратковременны и кончаются до наступления $\rho_{\max}$, необходимы предварительные специальные определения характеристики ослабления света красителем и порога чувствительности.

На рис. 3 приведено распределение с глубиной коэффициентов, определенных по максимальному радиусу — по формуле (17), и средних величин коэффициентов, определенных по формуле (13). Полученные коэффициенты K хорошо согласуются с величинами, определенными различными методами другими авторами [10, 11] для того же района.

ЛИТЕРАТУРА

1. Метеорология и атомная энергия. М., ИЛ, 1959.
2. Вопросы турбулентной диффузии в приземном слое атмосферы. Тр. ЛГМИ, вып. 15. Изд. ЛГУ, 1963.
3. Л. А. Жуков, А. В. Майер, Г. Р. Рехтзамер. Применение подводной фото- и киносъемки для исследования турбулентности в море. Материалы II конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы». Изд. ЛГУ, 1964.
4. Л. А. Жуков, Д. В. Чаликов, Ян Хуа-тинь. Исследования турбулентной диффузии в море по данным подводной киносъемки. Тр. ЛГМИ, вып. 16. Изд. ЛГУ, 1964.
5. В. В. Шулейкин. Физика моря. М., Изд. АН СССР, 1953.
6. А. Н. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М., ГИТТЛ, 1953.
7. Я. М. Катушев, В. И. Шеберстов. Основы теории фотографических процессов. М., ГИТТЛ, 1955.
8. Т. А. Иванова. Определение концентрации примеси в море по подводной фото-съемке. Тр. ЛГМИ, вып. 16. Изд. ЛГУ, 1964.
9. О. Г. Сеттон. Микрометеорология. Л., Гидрометеиздат, 1958.
10. З. С. Иванова. Коэффициент турбулентного обмена тепла в поверхностном слое Черного моря. Тр. МГИ АН СССР, т. 13. М., Изд. АН СССР, 1958.
11. Л. С. Исаева, И. Л. Исаев. Определение коэффициента вертикальной турбулентной диффузии в поверхностном слое Черного моря прямым методом. Физика моря. Киев, Изд. АН УССР, 1963.

О ВЫБОРЕ КОЭФФИЦИЕНТА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В МОРЕ

И. П. Беляева

Величину коэффициента обмена количеством движения в вертикальном направлении (A_k) необходимо знать для расчета скоростей дрейфовых течений, при решении уравнения баланса энергии волн и изучении процессов перемешивания. Достаточно эффективных теоретических разработок, необходимых для определения коэффициента вертикальной турбулентности по данным непосредственных наблюдений в море, пока еще нет, поэтому обычно приходится определять A_k с помощью косвенных методов. При различных расчетах или берут A_k постоянным при любых условиях, или задаются определенным законом изменения его по глубине или в зависимости от других явлений, которые оказывают основное влияние на изменения этого коэффициента. Один из таких косвенных методов предложен А. И. Фельзенбаумом [1], который полагает, что в общем случае коэффициент вертикальной турбулентности зависит от скорости ветра, глубины моря и параметра Кориолиса. Отдельно им выведены соотношения для случаев глубокого и мелкого моря. Искомые зависимости получены из соображений теории размерности.

Так, в случае мелкого моря A_k зависит от скорости ветра W и глубины моря H и не зависит от параметра Кориолиса Ω , т. е. при размерности кинематического коэффициента вертикального турбулентного обмена $см^2/сек$.

$$A_k = C_1 W H, \quad (1)$$

где C_1 — некоторая постоянная безразмерная величина.

В случае глубокого моря A_k является функцией W и Ω и не зависит от H , тогда

$$A_k = C_2 \cdot \frac{W^2}{\Omega} \quad (2)$$

при $\Omega = 2\omega \cdot \sin \varphi$, где C_2 — некоторая постоянная безразмерная величина; ω — угловая скорость вращения Земли; φ — географическая широта места.

Величины постоянных C_1 и C_2 получены в предположении, что отношение скорости поверхностного течения в замкнутом море постоянной глубины к скорости равномерного ветра, вызывающего это течение, постоянно и равно 0,015, т. е. среднему статистическому значению ветрового коэффициента.

Не повторяя все выкладки и рассуждения, связанные с определением C_1 и C_2 [1], укажем, что окончательно получено

$$C_1 = \frac{1}{4 \cdot \rho \cdot K}, \quad (3)$$

$$C_2 = \frac{\gamma^2}{\rho^2 \cdot K^2} \quad (4)$$

при $\gamma = \rho_a \cdot C$, где

ρ_a — плотность воздуха, принятая в среднем равной $1,25 \cdot 10^{-3}$ г/см³ (при температуре воздуха 6°С и давлении 1000 мб);

C — коэффициент трения, принятый Фельзенбаумом для расчета тангенциального напряжения ветра постоянным и равным $2,6 \cdot 10^{-3}$;

ρ — плотность морской воды;

K — ветровой коэффициент.

Тогда при $\gamma = 3,25 \cdot 10^{-6}$ г/см³, $\omega = 7,29 \cdot 10^{-5}$ 1/сек, $\rho = 1$ г/см³ и $K = 0,015$ получены окончательные зависимости

$$A'_k = 0,54 \cdot W \cdot H, \quad (5)$$

$$A''_k = 3,22 \cdot \frac{W^2}{\sin \varphi}, \quad (6)$$

где W подставляется в м/сек, H — в м, а A_k получаем в см²/сек.

По формулам (5) и (6) Фельзенбаумом рассчитаны таблицы значений кинематического коэффициента вертикального турбулентного обмена при скорости ветра от 2 до 20 м/сек, глубине мелкого моря до 12 м и географической широте места в глубоком море от 30 до 50°. Нами по (6) были продолжены расчеты для широт от 51 до 80° при том же диапазоне скорости ветра (табл. 1). Данные всех этих таблиц можно использовать при расчете дрейфовых течений по картам тангенциального напряжения ветра, если последние построены в соответствии с предположением о постоянстве коэффициента трения ветра, т. е. без учета изменчивости стратификации атмосферы.

Однако в последнее время при расчете полей ветра и тангенциального напряжения ветра по картам приземного давления используют методику, предложенную Соркиной [2]. Согласно этой методике коэффициент трения C является не постоянной величиной, а существенно зависит от устойчивости атмосферы, изменяясь от $0,3 \cdot 10^{-3}$ при устойчивой стратификации атмосферы до $6,5 \cdot 10^{-3}$ при неустойчивой. Значение коэффициента $C = 2,6 \cdot 10^{-3}$, выбранное Фельзенбаумом при расчетах A_k , представляет собой среднюю величину, полученную целым рядом исследователей для безразличной устойчивости атмосферы и скорости ветра более 10 м/сек.

Если при расчете скорости дрейфового течения по полю тангенциального напряжения ветра, вычисленного с учетом стратификации атмосферы, брать коэффициент A_k , определенный по формулам (5) и (6), то получатся большие неточности. Скорость дрейфового течения на поверхности согласно зависимостям, данным в классической теории морских течений Экманом [3], определяется по формуле

$$V_0 = \frac{T}{\sqrt{2\rho A_k}}$$

при $T = C\rho_a W^2$, где T — тангенциальное напряжение ветра; V_0 — скорость дрейфового течения на поверхности.

Насколько повлияет на расчет скорости дрейфового течения выбор $C \neq \text{const}$ при расчете T и $C = \text{const}$ при расчете A_k , видно из основной формулы (7). Коэффициент трения здесь участвует в определении двух величин — тангенциального напряжения ветра и коэффициента вертикального турбулентного обмена, одна из которых входит в числитель, а вторая в знаменатель. Поэтому если при расчете T коэффициент трения берется переменным, таким же его нужно брать при расчете A_k .

Так, для глубокого моря при $W = 10$ м/сек, $\varphi = 70^\circ$ мы получаем $A''_k = 342$ см²/сек (по формуле (6)). Тогда, при этом значении A_k

Таблица 1

φ°	$W, \text{ м/сек}$									
	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
51	17	66	149	265	415	597	813	1062	1344	1659
52	16	65	147	262	409	589	802	1047	1325	1636
53	16	64	145	258	404	581	791	1033	1308	1614
54	16	64	143	255	399	574	781	1020	1291	1594
55	16	63	142	252	394	567	771	1008	1275	1574
56	16	62	140	249	389	560	762	995	1260	1555
57	15	62	138	246	384	554	754	984	1246	1538
58	15	61	137	243	380	547	745	973	1231	1520
59	15	60	135	241	376	541	737	963	1218	1504
60	15	60	134	238	372	536	730	953	1206	1489
61	15	59	133	236	369	531	722	944	1194	1474
62	15	58	131	234	365	526	716	935	1183	1460
63	14	58	130	232	362	521	709	926	1172	1447
64	14	57	129	230	359	516	703	918	1162	1434
65	14	57	128	228	356	512	697	911	1152	1423
66	14	56	127	226	353	508	692	903	1143	1412
67	14	56	126	224	350	504	686	897	1135	1401
68	14	56	125	223	348	501	681	890	1127	1391
69	14	55	124	221	345	497	677	884	1119	1381
70	14	55	123	220	343	494	672	878	1111	1372
72	14	54	122	217	339	488	664	868	1098	1356
74	13	54	121	215	335	483	657	858	1086	1341
76	13	53	120	213	332	478	651	850	1076	1329
78	13	53	119	211	330	475	646	844	1068	1318
80	13	52	118	209	327	471	641	838	1060	1309

и вышеприведенных значениях остальных постоянных (ρ , ρ_a , ω) получаем по (7) табл. 2.

Таблица 2

Состояние атмосферы	$C \cdot 10^3$	$T, \text{ дин/см}^2$	$V_0, \text{ см/сек}$
Устойчивое	0,3	0,38	1,7
Безразличное	2,6	3,25	15,0
Неустойчивое	6,5	8,13	37,5

Резкое различие в величинах скорости дрейфового течения при одних и тех же исходных данных вызвано некорректностью в вычислениях T и A_h : при определении первой величины учитывались изменения стратификации атмосферы, при определении второй — нет. Так как расчет полей ветра и тангенциального напряжения по методике [2] получил широкое распространение, необходимо при расчете скорости дрейфового течения брать коэффициент A_h с учетом изменений C в зависимости от изменений устойчивости атмосферы. Если в формулах (3) и (4) оставить коэффициент трения в качестве переменной величины, то получим следующие выражения:

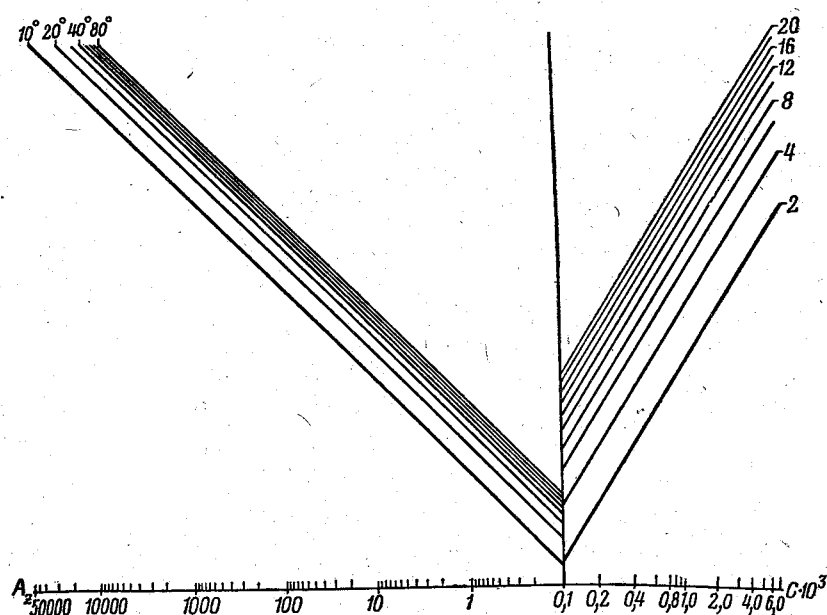
$$A'_h = 2,08 \cdot 10^3 \cdot CWH, \quad (7)$$

$$A''_h = 4,76 \cdot 10^5 \frac{C^2 W^2}{\sin \varphi}, \quad (8)$$

где W — в м/сек ; H — в м ; A'_h и A''_h — в $\text{см}^2/\text{сек}$.

Для тех же условий, для которых была рассчитана табл. 2, но при A''_h , вычисленном по формуле (8), скорость дрейфового течения на поверхности при любой устойчивости атмосферы получилась равной 15 см/сек (при устойчивой стратификации атмосферы было получено

$A_k'' = 5 \text{ см}^2/\text{сек}$, при безразличной — $A_k'' = 342 \text{ см}^2/\text{сек}$, при неустойчивой — $A_k'' = 2200 \text{ см}^2/\text{сек}$).



Зависимость коэффициента вертикальной турбулентности от скорости ветра, коэффициента трения и географической широты места.

При практических расчетах удобно зависимости (7) и (8) представить в графической форме. По формуле (8) были рассчитаны величины A_k'' при следующих значениях основных параметров, входящих в эту зависимость: C от $0,3 \cdot 10^{-3}$ до $7,0 \cdot 10^{-3}$; W от 2,0 до 20,0 м/сек; φ от 10° до 80° . Результаты расчета представлены в виде графика, построенного в логарифмическом масштабе (рисунок). На оси абсцисс вправо отложено значение коэффициента трения $C \cdot 10^3$, влево — значения коэффициента вертикального турбулентного обмена A_k'' . Наклонные линии соответствуют различным значениям скорости ветра и широты местности. Зная C , входим в график и идем вверх до пересечения с нужной W (W в м/сек) и далее, в горизонтальном направлении до пересечения с изолинией широты данного места, затем спускаемся вниз и с оси ординат снимаем искомое значение коэффициента A_k'' в $\text{см}^2/\text{сек}$.

Таким образом, если тангенциальное напряжение ветра рассчитано без учета изменений стратификации атмосферы, то при нахождении скорости дрейфового течения значения коэффициента вертикального турбулентного обмена можно брать по формулам (5) и (6). При использовании исходных полей тангенциального напряжения ветра, рассчитанных по методике, предложенной Соркиной [2], нужно находить значения A_k'' по формулам (7) и (8) или соответствующим графикам (например, для глубокого моря — рисунок).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Фельзенбаум. Теоретические основы и методы расчета установившихся течений. М., Изд. АН СССР, 1960.
2. А. И. Соркина. Построение карт ветровых полей для морей и океанов. Труды ГОИН, вып. 44. М., 1958.
3. V. W. Ekman. On the influence of the Earth's rotation on ocean currents. Arkiv for matematik, astronomi och Fysik. Band 2, No 11. Stockholm, 1905.

ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ В ОДНОРОДНОМ СЛОЕ

В. И. Ламанов

При построении расчетной кривой вертикального распределения температуры воды в море наиболее существенную роль играет расчет толщины однородного слоя и температуры воды в этом слое.

Проникновение тепла на глубину, а следовательно, и теплозапас деятельного слоя моря зависят главным образом от степени экранирующего влияния слоя скачка температуры, интенсивность которого в свою очередь тесно связана с указанными характеристиками однородного слоя.

Очевидно, что в однородном слое, или, как его иногда определяют, слое волнового перемешивания, изменение температуры воды определяется количеством поглощенного или потерянного тепла и толщиной самого слоя

$$\Delta t_{\text{од}} = \gamma \frac{q_{\text{п}}}{h_{\text{од}}}, \quad (1)$$

где γ — теплоемкость воды; $q_{\text{п}}$ — количество тепла, поглощенного однородным слоем; $h_{\text{од}}$ — толщина однородного слоя.

Если толщина однородного слоя не изменяется и горизонтальной адвекцией тепла можно пренебречь, то температура слоя в любой момент может быть определена из уравнения

$$t_{\text{од}, \tau} = t_{\text{од}, 0} + \Delta t_{\text{од}, \tau} = t_{\text{од}, 0} + \gamma \frac{q_{\text{п}, \tau}}{h_{\text{од}}}. \quad (2)$$

На нижней границе однородного слоя количество тепла, поглощенного единицей объема, определится как разность тепловых потоков через верхнюю и нижнюю поверхность объема

$$q' = q_{\text{в}} - q_{\text{н}}, \quad (3)$$

в свою очередь

$$q_{\text{в}} = Q - q_{\text{п}}, \quad (4)$$

где Q — количество тепла, поглощенного 1 см^2 поверхности моря.

Из теории молекулярной теплопроводности известно, что убывание температуры по мере удаления от источника тепла происходит по экспоненциальному закону

$$t_2 = t_0 e^{-az}.$$

Полагая, что ниже однородного слоя турбулентное перемешивание очень мало, можем записать

$$q_n = q_v e^{-az}, \quad (5)$$

или, с учетом (4) и отнеся к единице объема,

$$q_n = (Q - q_n) e^{-a}. \quad (6)$$

С другой стороны,

$$q' = \Delta t_{\text{од}} = \frac{q_n}{h_{\text{од}}}; \quad (7)$$

тогда из (3), (6) и (7) получим

$$\frac{q_n}{h_{\text{од}}} = (Q - q_n) - (Q - q_n) e^{-a}. \quad (8)$$

Отсюда найдем

$$q_n = \frac{h_{\text{од}} Q}{h_{\text{од}} + \frac{1}{1 - e^{-a}}}. \quad (9)$$

Коэффициент a в формуле (9) характеризует вертикальную устойчивость на нижней границе однородного слоя.

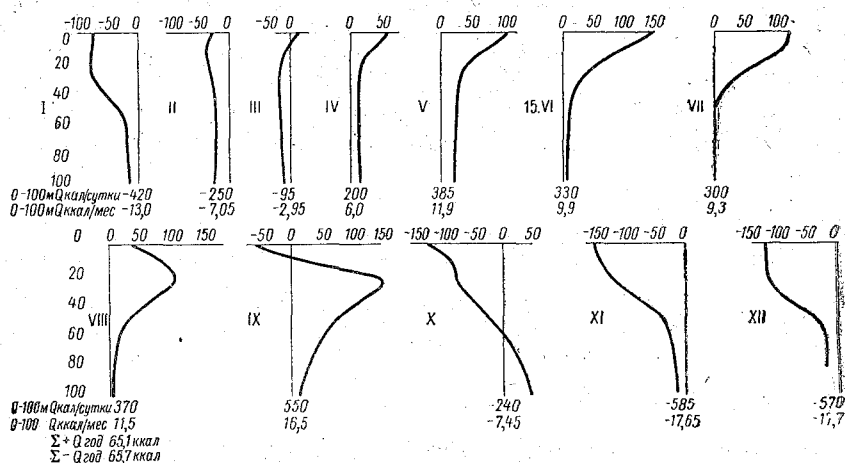


Рис. 1. Вертикальное распределение интенсивности прогрева и охлаждения вод в течение года в град/см³ · 10³.

Составленная по формуле (9) табл. 1 показывает, что чем больше a , тем больше тепла, поглощенного поверхностью моря, остается в однородном слое. Это хорошо согласуется с кривыми вертикального распределения скоростей прогрева в летний период (рис. 1). Например, при $a \gg 1$ 90% тепла, проходящего через поверхность моря, поглощается однородным слоем толщиной 10 м.

Представляет интерес сравнение приводимых в табл. 1 величин с таблицей нагреваний без перемешивания слоя воды в зависимости от глубины его залегания, по Свердруп (1942) (табл. 2).

Таким образом, при большой вертикальной устойчивости вод на нижней границе однородного слоя нагревание нижележащих слоев происходит так же, как и в случае, если бы этот слой отсутствовал и изменение температуры происходило вследствие молекулярной теплопроводности. Из табл. 2, в частности, следует, что при интенсивном слое скачка ($a > 1$) и толщине однородного слоя порядка 20 м, тепло на глубины практически не поступает. Формула (9) дает возможность рас-

Таблица 1

Количество тепла, задерживающегося в однородном слое, в зависимости от его толщины и интенсивности подстилающего слоя скачка (в процентах от количества тепла, прошедшего через поверхность)

$h_{\text{од}}$	a						
	0,01	0,05	0,1	0,5	1,0	2,0	8,0
1	1	5	9	28	38	45	49
2	2	9	17	44	56	63	66
5	4	20	33	66	76	81	83
10	9	33	50	79	86	89	91
15	13	43	60	85	90	93	93
20	17	50	67	88	93	94	95
30	23	60	75	92	95	96	97
50	33	71	83	95	97	98	98
100	50	83	91	98	98	99	99

Таблица 2

По формуле (9) $Q = 1000 \text{ кал/см}^2, a = 2$		По Свердрупу $Q = 1000 \text{ кал/см}^2$		
$h_{\text{од}}$ (в м)	q_n (в кал)	Глубина за- гания слоя (в м)	Нагревание слоя (в °C)	Поглощенная радиа- ция от поверхности до нижней границы слоя
1	450	0—1	6,24	624
2	630	1—2	0,61	685
5	810	4—5	0,30	790
10	890	9—10	0,12	880
20	940	19—20	0,05	948

считать изменение температуры воды в однородном слое при условии сохранения постоянства его толщины за период расчета.

В однородном слое, согласно его определению, в любой начальный момент устойчивость равна 0. По мере поступления на поверхность моря тепла внутри однородного слоя создаются условия для возникновения и развития устойчивой стратификации. Для сохранения постоянства толщины однородного слоя при поглощении поверхностью моря тепла должна быть затрачена определенная работа на преодоление сил возникающей устойчивости. Эта работа затрачивается ветром.

Известно, что основная часть прямой и рассеянной радиации поглощается самым верхним слоем моря и затем тепло переносится на глубину.

Пусть толщина поглощающего слоя равна $\xi < h_{\text{од}}$. Тогда возникшая устойчивость в бывшем однородном слое определится выражением

$$\rho_{0, h_{\text{од}}} - \rho_{\tau, \xi}, \quad (10)$$

т. е. разностью плотности на нижней границе однородного слоя в начальный момент и новым значением плотности в поглощающем слое. Для сохранения постоянства толщины однородного слоя должно выполняться соотношение

$$W_{\tau} = k (\rho_{0, h_{\text{од}}} - \rho_{\tau, \xi}), \quad (11)$$

где W_{τ} — сила ветра в момент τ ; k — коэффициент, зависящий от размера волн в бассейне при данной силе ветра.

Если наблюдаемый ветер V меньше W_τ , то толщина однородного слоя уменьшится.

Если $V > W_\tau$, то толщина однородного слоя увеличится. При этом перемешивание распространится на некоторую глубину в слое скачка плотности.

При увеличении толщины однородного слоя затрачивается работа на преодоление устойчивости не только возникшей в бывшем однородном слое, но и существовавшей ранее устойчивости в некоторой части слоя скачка.

Выражение (11) в этом случае запишется в виде

$$W'_\tau = k [(\rho_{0, h_{од}} - \rho_{\tau, \xi}) + (\rho_{0, z} - \rho_{0, h_{од}})]. \quad (12)$$

Практически для решения уравнения (12) следует искать функциональную связь только между W_τ и $(\rho_{0, z} - \rho_{0, h_{од}})$, так как в том случае, если ветер превысит его «эквивалентную» силу W_τ , устойчивость, определяемая выражением $(\rho_{0, h_{од}} - \rho_{\tau, \xi})$, будет уничтожена предшествующим действием этого ветра.

При поступлении тепла на поверхность моря устойчивость, определяемая первой скобкой правой части уравнения (12), возникает постоянно. С другой стороны, над морем почти постоянно работает ветер, вызывающий перемешивание. В ночные часы ветровое перемешивание усиливается вследствие увеличения плотности поверхностных вод при их охлаждении. Средняя толщина однородного слоя в любом районе является, таким образом, результатом взаимодействия указанных факторов за данный период.

По мере прогрева поверхностных вод градиент плотности в слое скачка увеличивается, и создаются условия для стабилизации нижней границы однородного слоя.

Расчет изменения

Период расчета	$h_{од}$	$t_{од, нач}$	$\frac{dt}{dz} = a$	$(Q + q)_0 \left(\frac{K_{кал}}{B} \frac{1}{C.M^2} \right)$	$(Q + q)_0 \times (1 - r)$	$N_{ср}$	$t_{a, ср}$	$e_{ср}$ (в мб)	$I \cdot (1 - CN)$	I_0
51° 48' с. ш.										
19—28 VI 1957 г.	10	5,1	0,12	7,3	6,8	7,7	8,8	8,0	2,86	1,6
29 VI—8 VII	10	6,3	0,19	7,2	6,7	8,1	10,6	9,0	2,60	1,5
9 VII—21 VII	10	7,6	0,27	8,8	8,2	5,6	16,2	9,2	4,76	2,2
52° 05' с. ш.										
17 VI—26 VI 1960 г.	10	4,5	0,11	7,3	6,8	7,1	8,5	6,2	3,30	1,3
27 VI—6 VII	10	5,7	0,18	7,2	6,7	5,0	10,8	9,1	4,35	1,5
7 VII—12 VII	10	7,8	0,31	4,1	3,8	7,0	12,1	10,7	1,80	0,9

Поэтому для увеличения толщины однородного слоя во вторую половину теплового периода необходима большая сила ветра, чем в первую.

Изложенные выше закономерности изменения температуры воды в однородном слое использованы при расчете вертикального распределения температуры воды в одном из районов Тихого океана по данным фактических наблюдений (табл. 3 и 4).

Ввиду значительного удаления станций от берега, изменения температуры воды, вызываемые сгонно-нагонной циркуляцией, не учитывались. В летний период в рассматриваемом районе океана градиент плотности на нижней границе однородного слоя в основном определяется величиной $\frac{dt}{dz}$, поэтому последний принят по численному значению a в формуле (9) и построенной по ней табл. 1. При определении количества тепла, поглощенного поверхностью моря, учитывалась только величина радиационного баланса.

Для расчета изменения толщины однородного слоя при усилении ветра уравнение (12) решено относительно $h_{од}$

$$h_{од} = k \frac{W_{max}}{\frac{dt}{dz}}, \quad (13)$$

где W_{max} — максимальная среднесуточная скорость ветра за период расчета; $\frac{dt}{dz}$ — градиент температуры в слое скачка; k — коэффициент перемешивания.

По этой формуле составлена номограмма (рис. 2) для нахождения предельной глубины нижней границы однородного слоя при заданной максимальной силе ветра и градиенте температуры в слое скачка. Например, если при толщине однородного слоя до 10 м вертикальный

Таблица 3

температуры воды

$I_0 \times (1 - CN^2)$	$b' (\theta_w - \theta)$	I	Q_n	$q_{од}$	W_{cp}	$\Delta h_{од}$	$\Delta t_{од}$	Δt_{25}	Δt_{30}	Δt_{100}
161° 20' В. д.										
0,94	—0,41	0,53	2,33	1,21	4,7	0	1,2	0,2	0,0	0,0
0,76	—0,40	0,36	2,24	1,30	5,4	0	1,3	0,1	0,0	0,0
1,70	—1,20	0,50	4,26	2,94	5,4	0	2,9	0,1	0,0	0,0
160° 40' В. д.										
1,18	—0,40	0,78	2,42	1,22	0	0	1,2	0,2	0,0	0,0
1,23	—0,50	0,73	3,62	2,06	0	0	2,1	0,2	0,0	0,0
0,60	—0,25	0,35	1,45	1,04	0	0	1,0	0,1	0,0	0,0

$$Q_n = [(Q + q)_0 \cdot (1 - r) \cdot (1 - C_1 N) - I_0 (1 - C_2 N^2) + b (\theta_w - \theta)]$$

$$r = 0,07 \quad b = 0,33 \left(\frac{\text{ккал}}{\text{см}^2 \text{ мес}} \right)$$

$$C_1 = 0,75$$

$$C_2 = 0,70$$

градиент температуры в слое скачка равен $0,2^\circ/\text{м}$, то нижняя граница однородного слоя не опустится ниже 10 м до тех пор, пока среднесуточная сила ветра не превысит значение 10 м/сек. Если в один из дней за период расчета среднесуточная сила ветра достигнет 14 м, то нижняя граница однородного слоя опустится до 14 м и т. д.

Таблица 4

Метеорологические данные за период расчета

Дата	Облачность (в баллах)	Температура воздуха (в $^\circ\text{C}$)	Влажность (в мб)	Направление и сила ветра
19 VI 1957 г.	8	7	8	Ю — 4 м/сек
20 "	10	6	7	В — 4
21 "	10	8	8	В — 6
22 "	8	10	10	В — 6
23 "	4	14	11	ЮВ — 4
24 "	10	11	10	СВ — 4
25 "	5	11	10	СВ — 4
26 "	10	8	8	ЮВ — 6
27 "	2	6	6	З — 6
28 "	10	7	7	З — 3
Среднее . . .	7,7	8,8	8,0	4,7
29 "	10	10	8	0 — 0
30 "	10	10	9	0 — 0
1 VII "	10	10	9	0 — 0
2 "	10	7	7	Ю — 10
3 "	8	7	7	З — 10
4 "	2	17	7	ЮЗ — 6
5 "	8	12	11	Ю — 6
6 "	3	14	11	В — 10
7 "	10	9	9	В — 6
8 "	10	10	9	Ю — 6
Среднее . . .	8,1	10,6	9,0	5,4
9 "	10	9	9	В — 4
10 "	2	15	7	0 — 0
11 "	4	12	11	З — 16
12 "	2	19	7	З — 16
13 "	10	15	7	З — 6
14 "	7	20	9	З — 6
15 "	3	25	7	З — 4
16 "	0	15	12	0 — 0
17 "	10	13	11	0 — 0
18 "	2	23	7	0 — 0
19 "	10	14	12	Ю — 6
20 "	10	15	10	Ю — 4
21 "	2	15	11	ЮВ — 8
Среднее . . .	5,6	16,2	9,2	5,4
Период				
17 VI—26 VI 1960 г.	7,1	8,5	6,2	4,6
27 VI—6 VII "	5,0	10,8	9,1	4,0
7 VII—12 VII "	7,0	12,1	10,7	3,0

Вычисление средней температуры однородного слоя при условии приращения его толщины на величину Δh принципиальных трудностей не составляет.

Коэффициент k в формуле (13) установлен эмпирическим путем и принят равным $0,2 \text{ сек} \cdot \text{град}/\text{м}$. Он характеризует интенсивность разрушения стратификации ветром определенной силы в данном бассейне. Можно полагать, что при уменьшении размеров бассейна, а следовательно, и размеров развивающихся волн коэффициент k будет уменьшаться. Отсюда также следует, что у наветренного берега толщина однородного слоя больше, чем у подветренного.

Изменение температуры воды ниже однородного слоя определялось по формуле

$$\Delta t_z = \Delta t_{\text{од}} \cdot e^{-az}, \quad (14)$$

при этом z отсчитывалось от нижней границы однородного слоя.

Радиационный баланс и скорость ветра рассчитывались по наблюдениям береговых и судовых гидрометстанций, а в случае недостаточности данных соответствующие значения найдены путем интерполяции по синоптическим картам.

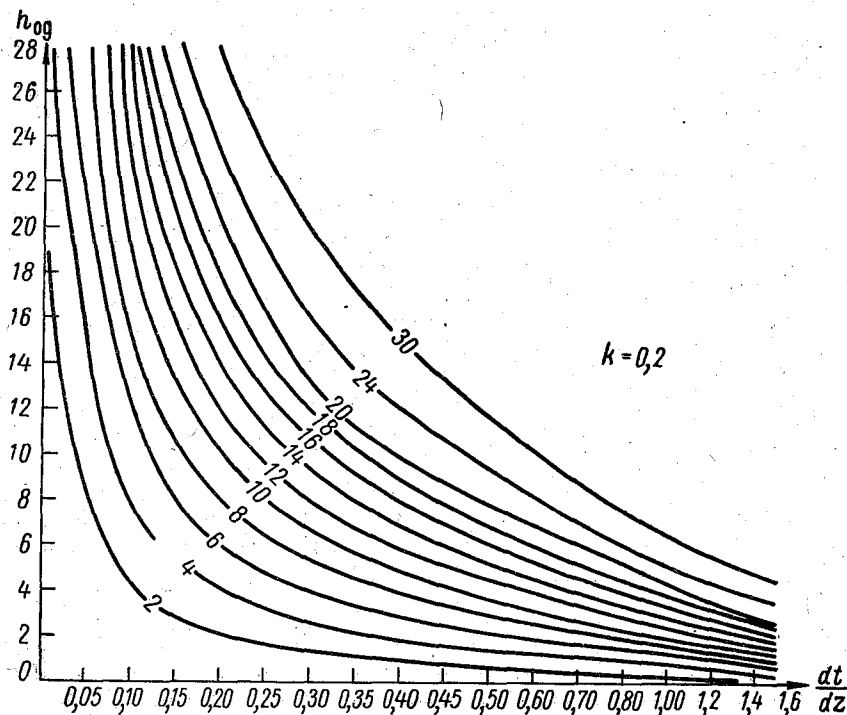


Рис. 2. Номограмма для определения положения нижней границы однородного слоя.

В связи с большой изменчивостью температуры воды на данном горизонте во времени существенное значение имеет вопрос о способе представления ее прогнозируемых (расчетных) значений.

Предвычисление на некоторый промежуток времени вперед кривой хода температуры на каждом горизонте подобно кривой прилива вследствие недостаточной изученности природы и закономерностей распространения внутренних волн представляется преждевременным. При расчете мгновенных значений температуры на западном горизонте время должно быть указано на приливных морях с точностью не менее ± 1 час, что неприемлемо для решения большинства практических задач.

Более удобно представлять результат в виде среднесуточного значения температуры воды на каждом горизонте и амплитуды ее суточных колебаний (рис. 3). При этом амплитуда рассматривается как самостоятельный результат расчета или прогноза, а не как допускаемое отклонение средней температуры от вычисленной величины.

Например, среднесуточное значение температуры воды на горизонте 15 м 21 VII 1957 г. составляет по расчету $7^{\circ}5$, амплитуда су-

точных колебаний $\pm 4,0$. Это означает, что мгновенные значения температуры воды в течение суток ожидаются в пределах $5,5 \div 9,5$, а среднее значение $7,5 \pm 0,5$.

Расчет выполнен для двух случаев в периоды июнь—июль 1957 и 1960 гг.

В первом случае ветер и радиационный баланс определены по данным ежедневных наблюдений судов и береговых ГМС, во втором данные судовых наблюдений отсутствовали и указанные величины получены путем интерполяции по синоптическим картам.

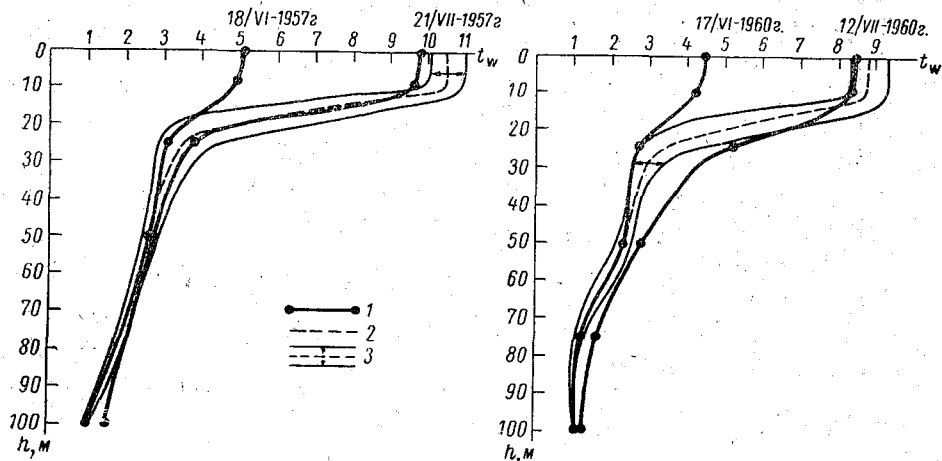


Рис. 3. Наблюдаемое и расчетное распределение температуры воды в июне — июле.
1 — наблюдаемое распределение; 2 — вертикальное распределение температуры воды по расчету; 3 — расчетный диапазон мгновенных значений температуры воды в течение суток.

Сравнение рассчитанных и наблюдаемых при повторной гидрологической съемке кривых вертикального распределения температуры воды показывает их удовлетворительную согласованность (рис. 3).

ВЫВОДЫ

1. Количество тепла, задерживаемого верхним однородным слоем, зависит от толщины слоя и вертикальной устойчивости на его нижней границе.

При большой вертикальной устойчивости вод на нижней границе однородного слоя повышение температуры вод под ним происходит так, как если бы однородный слой отсутствовал и распространение тепла от поверхности до данного горизонта происходило по законам молекулярной теплопроводности.

2. Положение нижней границы однородного слоя зависит от градиента плотности в слое скачка и силы ветра, точнее от характеристик волнового движения, вызываемого этим ветром.

В направлении распространения волн в глубоком море при прочих равных условиях толщина верхнего однородного слоя возрастает.

3. Изложенный метод позволяет производить расчет вертикального распределения температуры воды по данным стандартных наблюдений береговых и судовых гидрометстанций, что играет существенную роль в практике оперативной работы.

Решение может быть легко запрограммировано для массовых вычислений с применением счетных машин.

Для морей с приливами прогноз распределения температуры воды должен содержать не менее двух характеристик:

среднее за определенный период значение температуры на данном горизонте;

диапазон ее мгновенных значений на этом горизонте за тот же период.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Владимиров. К вопросу об изучении процессов перемешивания в Черном море. Океанология, т. I, вып. 6, 1961.
2. Л. Е. Веселова, В. В. Покудов. О вертикальном распределении суточной изменчивости гидрологических элементов в центральной части Тихого океана. Тр. ДВНИГМИ, вып. 12, 1961.
3. В. Н. Голубева. К теории поверхностного слоя интенсивного перемешивания в море. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 5, 1961.
4. Г. Дитрих. Общая океанология. М., ИЛ, 1962 (перевод с немецкого).
5. Л. А. Жуков. Приближенный расчет температуры деятельного слоя моря. Тр. Океанограф. комиссии АН СССР, т. X, вып. I, 1961.
6. С. А. Китайгородский. О возможности теоретического расчета вертикального профиля температуры в верхнем слое моря. Изв. АН СССР, серия геофиз., № 3, 1961.
7. С. А. Китайгородский. О мелкомасштабной турбулентности в поверхностном слое моря. Тр. ИОАН, т. XXI, 1961.
8. Г. В. Ржеплинский. О связи поперечных циркуляций в ветровых течениях с процессом тепловой конвекции. Тр. ГОИН, вып. 21 (33), 1952.
9. В. Н. Степанов. О глубине ветрового перемешивания в Мировом океане. АН СССР, серия геофиз., № 5, 1959.
10. В. Р. Фукс. Внутренние приливные волны в многослойном море. Уч. зап. ЛГУ, серия геофиз., № 213, 1961.
11. В. А. Цикунов. Об одном методе расчета толщины слоя, охваченного конвективно-ветровым перемешиванием. Тр. ГОИН, № 23, (35), 1953.
12. В. А. Цикунов. К теории формирования слоя температурного скачка в море. Тр. ГОИН, № 29 (41), 1955.

О НЕУСТАНОВИВШЕМСЯ ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОЛЕ В СНЕГО-ЛЕДЯНОМ ПОКРОВЕ В ПЕРЕМЕННЫХ УСЛОВИЯХ СРЕДЫ

В. А. Берг

1. Для решения многих задач ледотехники надо знать прочность льда на растяжение и сжатие. Это относится, например, к определению статического и динамического давления льда на морские портовые сооружения, на речные, гидротехнические сооружения, на мостовые опоры, при расчете ледовых переправ и т. п. Хорошо известно, что прочность льда зависит от его температуры, поэтому для проектной работы надо заранее знать распределение температуры в ледяном и в снего-ледяном покрове.

Установившийся (стационарный) поток тепла через однородное или слоистое тела хорошо изучен и изложен во многих учебниках и руководствах по теплопередаче, что же касается неуставившегося теплового потока через такие тела, в особенности в переменных условиях среды, то здесь встречаются еще недостаточно корректные рекомендации, затрудняющие правильные решения.*

Строгое решение дифференциального уравнения для неуставившегося теплового потока через слоистые тела в переменных условиях среды сопровождается серьезными затруднениями и большой затратой труда на вычислительную работу, поэтому понятно, почему исследователи этой проблемы стали применять различные практические и приближенные приемы для ее решения.

При этом, однако, строгие решения отнюдь не теряют своего значения, в частности, для однородного тела строгие решения не представляют большой сложности.

Мы будем дальше пользоваться методом конечных разностей, принципиальные установки которого достаточно освещены в литературе.

При решении тепловых задач важно правильно задать начальные и пограничные условия. При этом начальное распределение температуры по мере решения задачи во времени постепенно теряет свое значение, так как сравнительно скоро влияние его сглаживается. Что же касается пограничных условий, то влияние их непрерывно и сказывается в течение всего процесса расчета. Поэтому правильное задание пограничных условий имеет решающее значение.

* Н. П. Петруничев. О статическом давлении льда. В кн.: «Методические вопросы в гидроэнергетике». Л., 1954.

Во многих задачах теплотехники очень часто пользуются пограничными условиями I рода, как более простыми. В задаче, которая здесь рассматривается, насколько нам известно, все исследователи без исключения пользуются только пограничными условиями I рода, т. е. рассматривают теплопередачу как математическую задачу Дирихле.

Однако правильно задать пограничные условия I рода, т. е. температуру поверхности тела, очень трудно, а иногда и невозможно. Температура поверхности тела — снего-ледяного покрова — сама является искомой величиной, и поэтому, если она задается заранее, то тем самым задача наполовину обесценивается. Во многих прежних решениях рассматриваемой проблемы температура поверхности снега принимается равной температуре воздуха, что неверно и приводит к неточностям.

Наиболее правильным является задание пограничных условий III рода, т. е. применительно к математической задаче Неймана, так как при этом попутно определяется и температура поверхности снега. Поэтому для сравнения рассмотрим неустановившиеся распределения температуры в снего-ледяном покрове в пограничных условиях I и III рода.

При решении задачи вне зависимости от пограничных условий должны быть удовлетворены следующие положения:

а) на раздельной плоскости снег—лед нет температурного скачка, а также источников и стоков тепла;

б) тепловые потоки по обе стороны раздельной плоскости снег—лед должны быть взаимно равны в силу закона сохранения энергии;

в) как в снеге, так и во льду должно быть удовлетворено дифференциальное уравнение теплопроводности.

Эти условия можно записать в форме следующих математических зависимостей:

$$\frac{\partial t_i}{\partial \tau} = a_i \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}, \quad (1)$$

$$-\lambda_i \operatorname{grad} t_i|_{z=\xi} = -\lambda_{i+1} \operatorname{grad} t_i|_{z=\xi}, \quad (2)$$

$$t_{i,\xi} = t_{i+1,\xi}, \quad (3)$$

где i — номер слоя, т. е. снега (1) или льда (2); z — текущая ордината; ξ — ордината плоскости раздела снег—лед; λ_i — коэффициент теплопроводности соответствующего слоя; a — коэффициент температуропроводности слоя; t — температура; τ — время. Ось z — направлена вертикально вниз, начало координат совпадает с поверхностью снега.

Кроме уравнений (1) — (3), должны быть заданы начальное распределение температуры в обоих слоях при $\tau=0$, а также пограничные условия на нижней поверхности льда и на верхней поверхности снега. Первое и второе условия соответственно задаются так

$$t_{i,z,\tau=0} = f_1(z), \quad (4)$$

$$t_{i+1,z=H,\tau} = 0^\circ\text{C} = \text{const}, \quad (5)$$

где H — толщина снего-ледяного покрова. Уравнение (5) показывает, что температура нижней грани льда принята равной 0°C в течение всего периода исследования, что согласуется с обычными практическими воззрениями.

Пограничное условие на верхней поверхности снега в условиях I и III рода записывается по-разному. Для условий I рода можно записать:

$$t_{1,z=0,\tau} = \psi(\tau). \quad (6)$$

Для условий III рода получили

$$\theta_{\tau} = f_2(\tau) \text{ или } \theta_{\tau} = \text{const}, \quad (7)$$

$$\text{grad } t_{1, z=0, \tau} \Big|_n = -\frac{\alpha}{\lambda_1} (t_{1, z=0, \tau} - \theta_{\tau}) = -\frac{\alpha}{\lambda_1} \vartheta_n, \quad (8)$$

где θ° — температура внешней среды (атмосферы) постоянная или переменная во времени; α — коэффициент теплообмена между атмосферой и поверхностью снега, обычно принимаемый постоянным, что не совсем верно; $\vartheta_n = t_{1, z=0, \tau} - \theta_{\tau}$ — температурный напор, т. е. разность между температурой поверхности тела (снега) и атмосферы. Индекс n — означает градиент температуры по внешней нормали.

В формулах (7) и (8) обычно принимают температуру θ° , равной термометрической температуре воздуха, однако при уточненных расчетах следует принимать эквивалентную температуру воздуха $\theta^{\circ}_{\text{экв}}$, т. е. температуру, которая отражает всю совокупность термического воздействия атмосферы на подстилающую поверхность; на этом вопросе мы сейчас не останавливаемся. Уравнение (8) как раз и представляет собой требование задачи Неймана, сводящееся к тому, чтобы градиент температуры по нормали у поверхности тела удовлетворял заданным условиям. Практически это выражается в том, что наружная касательная к температурной кривой в исследуемом теле должна проходить через так называемую направляющую точку, которая находится на расстоянии λ/α м от грани тела и на высоте θ° C по шкале температур.

2. Решение задачи в пограничных условиях I рода было дано в работе [1] и пояснено численным примером. Из этой работы здесь представлены рис. 1 и табл. 1 для сравнения с решением задачи в пограничных условиях III рода.

Оба решения даются в аналитической (табличной) форме, а графики приводятся лишь для иллюстрации решения.

Для использования метода конечных разностей обе исследуемые среды — снег (1) и лед (2) — должны быть разрезаны на слои, толщина которых должна удовлетворять условию

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{\Delta z_1^2}{\Delta z_2^2}, \text{ или } \Delta z_1 = \Delta z_2 \sqrt{\frac{a_1}{a_2}}. \quad (9)$$

В дальнейшем для примера расчета приняты следующие исходные данные:

Снег	Лед
$H_c = 15 \text{ см}$	$H_l = 60 \text{ см}$
$\lambda_1 = 0,5 \text{ ккал/м час}^{\circ}\text{C}$	$\lambda_2 = 2 \text{ ккал/м час}^{\circ}\text{C}$
$a_1 = 0,00125 \text{ м}^2/\text{час}$	$a_2 = 0,005 \text{ м}^2/\text{час}$

Модуль сетки $R_1 = 1 = 2a_1 \frac{\Delta \tau}{\Delta z_1^2} = 2a_2 \frac{\Delta \tau}{\Delta z_2^2}$. Принимая $\Delta \tau = 1 \text{ час}$, получим $\Delta z_2 = 10 \text{ см}$ и $\Delta z_1 = 5 \text{ см}$. Температура во всех точках снего-ледяного покрова, кроме точек $z=0$, $z=15 \text{ см}$ и $z=75 \text{ см}$, получается, как хорошо известно, по формуле

$$t_{n, \tau+1} = 0,5(t_{n+1, \tau} + t_{n-1, \tau}). \quad (10)$$

Температура в строке $z=0$, т. е. на поверхности снега, согласно пограничному условию I рода, задается и заранее выписывается в табл. 1. Для примера расчета принято, что температура воздуха и поверхности снега одинакова и по уравнению (6) падает от -30°C до -10°C со скоростью 4°C/час , а затем держится на -10°C неограниченно длительное время.

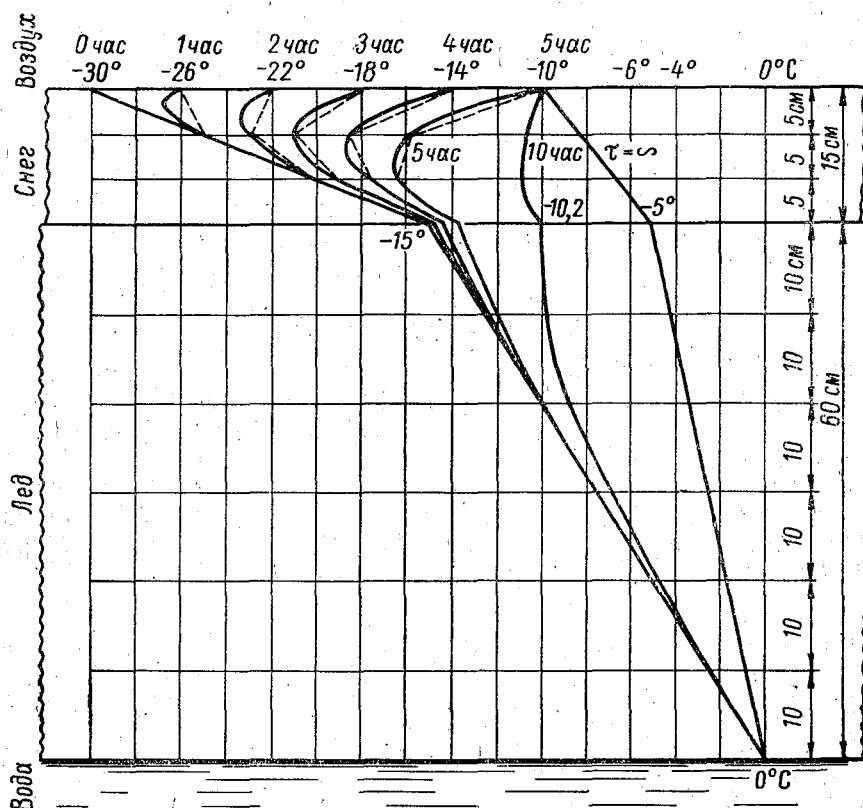


Рис. 1. Неустановившееся температурное поле в снего-ледяном покрове (пограничные условия I рода; переменная температура воздуха).

Таблица 1

Расчет температуры в °С в снего-ледяном покрове в пограничных условиях I рода

z, см	τ, час										
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	-30	-26	-22	-18	-14	-10	-10	-10	-10	-10	-10
5	-25	-25	-23	-21	-18,5	-15,92	-13,17	-12,42	-11,50	-11,08	-10,69
10	-20	-20	-20	-19	-17,84	-16,34	-14,83	-13,0	-12,16	-11,37	-10,87
15	-15	-15	-15	-14,67	-14,18	-13,74	-12,83	-11,88	-11,23	-10,66	-10,2
25	-12,5	-12,5	-12,5	-12,5	-12,34	-12,09	-11,84	-11,32	-10,77	-10,30	-9,86
35	-10	-10	-10	-10	-10	-9,92	-9,80	-9,65	-9,36	-9,05	-8,73
45	-7,5	-7,5	-7,5	-7,5	-7,5	-7,75	-7,46	-7,40	-7,32	-7,16	-6,98
55	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-5	-4,98	-4,95	-4,91	-4,82
65	-2,5	-2,5	-2,5	-2,5	-2,5	-2,5	-2,5	-2,5	-2,49	-2,48	-2,46
75	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

Температура в строке $z=75$ см, т. е. на нижней поверхности льда, принята по (5) равной 0°C и также заранее выписывается в таблице.

Что касается температуры в строке 4 при $z=15$ см, т. е. на границе раздела снег—лед, то эта температура должна быть определена из условия сохранения тепловой энергии — формула (2). В работе [1] показано, что для удовлетворения формулы (2) необходимо разбить разность температур в строках 3 и 5 каждого расчетного столбца температур умножением этой разности на коэффициент M и суммированием результата с температурой в строке 5.

$$M = \frac{\lambda_1 \Delta z_2}{\lambda_1 \Delta z_2 + \lambda_2 \Delta z_1}, \quad (11)$$

$$t_4 = (t_8 - t_4)M + t_4. \quad (12)$$

В (12) индексы у t показывают строку таблицы. В условиях нашего примера оказалось $M=0,333$. Начальное распределение температуры в снего-ледяном покрове — уравнение (4) — принято отвечающим установившемуся режиму.

В пограничных условиях III рода в отличие от предыдущего расчет надо вести в температурном напоре ϑ — уравнение (8), а затем переводить температурный напор в термометрическую температуру по формуле

$$t_n = \vartheta + \theta. \quad (13)$$

Решение задачи выполнено в табл. 2 и иллюстрировано рис. 2.

В этой таблице каждый расчетный столбец состоит из двух вертикалей, из которых в одной дается термометрическая температура t , а в другой — отвечающий ей температурный напор ϑ . В столбце 2 дана исходная термометрическая температура t , отвечающая столбцу 0 табл. 1, а в столбце 3 дан температурный напор для момента времени $\tau=0$.

Во всех прочих столбцах сперва дается ϑ , а потом t , что отвечает порядку расчета.

Расчет температуры во всех строках табл. 2, кроме строки 1, при $z=0$ выполнен в температурном напоре ϑ совершенно аналогично тому, как это сделано в табл. 1. Температура в строке 1 при $z=0$ определяется в пограничных условиях III рода аналитически из температуры в строке 2 своего столбца. Аналитические определения температуры пограничной точки в условиях III рода было рассмотрено в работе [2] и сводится к следующему. Определяется расстояние до направляющей точки по формуле

$$l = \frac{\lambda_1}{\alpha}, \quad (14)$$

находится значение коэффициента

$$N_1 = \frac{l}{l + \Delta z_1}. \quad (15)$$

Температурный напор в строке 1 определяется по формуле

$$\vartheta_1 = \vartheta_2 N_1, \quad (16)$$

где ϑ_1 — искомый температурный напор в строке 1 каждого столбца, ϑ_2 — известный температурный напор в строке 2 того же столбца. Термометрическую температуру получим по (13).

Особенностью этого расчета является то, что температура θ внешней среды (воздуха) непрерывно меняется с заданной скоростью — уравнение (7), поэтому для каждого столбца будет свой расчетный температурный напор в точках строки 2.

Таблица 2

Расчет температуры в снего-ледяном покрове в пограничных условиях III рода и в переменной температуре воздуха

№ строк	τ , час	0		1		2		3		4	5	6	7	8	9	10
	θ °C	—		30		26		22		18	14	10	10	10	10	10
	θ_0 °C	0		0		4		8		12	16	20	20	20	20	20
	z , см	t	θ	θ	t	θ	t	θ	t	t	t	t	t	t	t	t
0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	11	13	15	17	19	21	23
1	0	—30	0	4,55	—25,45	6,98	—23,02	8,45	—21,55	—21,01	—18,68	—17,17	—16,20	—15,40	—14,80	—14,16
2	5	—25	5	5	—25	7,28	—22,72	8,49	—21,51	—20,21	—19,04	—17,90	—16,80	—15,92	—15,27	—14,57
3	10	—25	10	10	—20	10	—20	11,14	—18,86	—18,07	—17,22	—16,43	—15,64	—14,93	—14,34	—13,70
4	15	—15	15	15	—15	15	—15	15,38	—14,62	—14,23	—13,82	—13,38	—13,07	—12,56	—12,13	—11,72
5	25	—12,5	17,5	17,5	—12,5	17,5	—12,5	17,5	—12,5	—12,31	—12,12	—11,85	—11,60	—11,37	—11,03	—10,73
6	35	—10	20	20	—10	20	—10	20	—10	—10	—9,9	—9,81	—9,65	—9,50	—9,34	—9,13
7	45	—7,5	22,5	22,5	—7,5	22,5	—7,5	22,5	—7,5	—7,5	—7,45	—7,45	—7,40	—7,31	—7,24	—7,12
8	55	—5	25	25	—5	25	—5	25	—5	—5	—5	—5	—4,97	—4,95	—4,9	—4,85
9	65	—2,5	27,5	27,5	—2,5	27,5	—2,5	27,5	—2,5	—2,5	—2,5	—2,5	—2,5	—2,48	—2,47	—2,44
10	75	0	30	30	0	30	0	30	0	0	0	0	0	0	0	0

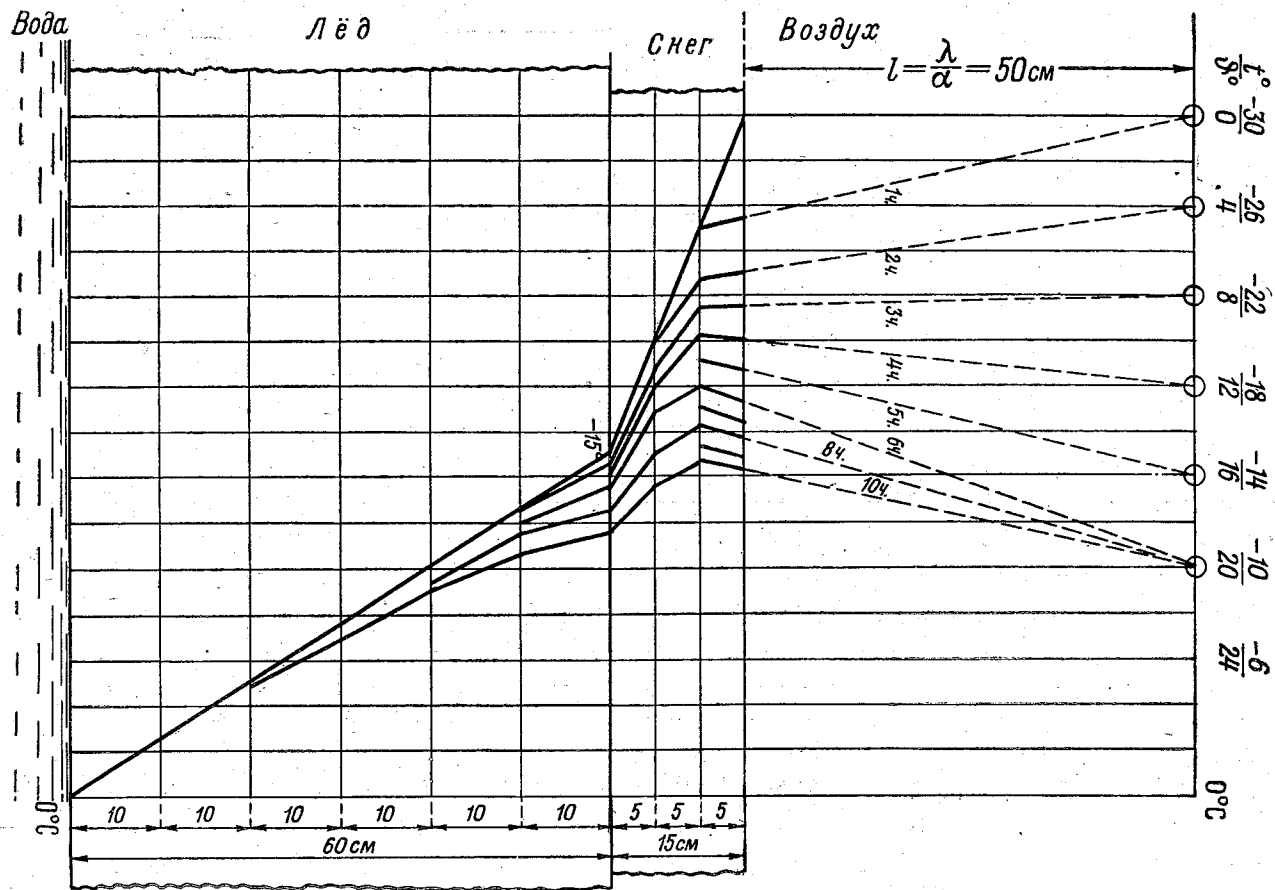


Рис. 2. Неустановившееся температурное поле в снего-ледяном покрове (пограничные условия III рода; переменная температура воздуха)

Для сравнения с предыдущим расчетом изменение температуры воздуха принято с той же скоростью $4^\circ\text{C}/\text{час}$, что записано в строке $\theta^\circ\text{C}$. В строке $\theta_0^\circ\text{C}$ выписан начальный температурный напор, отвечающий строке $\theta^\circ\text{C}$. Значения обеих строк нанесены кружком на рис. 2, так как они являются искомыми направляющими точками. Расчет выполнен в табл. 2.

Поясним вычисление. Для дальнейшего принято $\alpha = 1 \text{ ккал}/\text{м}^2 \text{ час}^\circ\text{C}$, все остальные исходные данные прежние. Тогда $l = \lambda : \alpha = 0,5 : 1 = 0,5 \text{ м} = 50 \text{ см}$,

$$N_1 = \frac{50}{50 + 5} = 0,91.$$

Столбец 4. Температура строки 2 и всех ниже расположенных строк остается без изменения. Для точки в строке 1 действующий температурный напор $\theta = 5 - 0 = 5^\circ\text{C}$, $\theta_1 = 5 \cdot 0,91 = 4^\circ,55\text{C}$.

Столбец 6. Температурный напор в строке 2 составит $\theta_2 = (4,55 + 10) 0,5 = 7^\circ,28$; действующий напор $\theta = 7,28 - 4 = 3^\circ,28$; температурный напор в строке 1: $\theta_1 = 3,28 \cdot 0,91 + 4 = 6^\circ,98$.

Столбец 8. В строке 2 $\theta_2 = (6,98 + 10) 0,5 = 8,49^\circ$, действующий напор $\theta = 8,49 - 8 = 0^\circ,49$; $\theta_1 = 0,49 \cdot 0,91 + 8 = 8^\circ,45$;

$$\theta_3 = 0,5(7,28 + 15) = 11^\circ,14.$$

Температура в точке 4 определяется через коэффициент $M = 0,339$; $\theta_4 = -(17,5 - 11,14) 0,333 + 17,5 = 15^\circ,38$. Проверка правильности температуры θ_4 по градиентам температур $(17,5 - 15,38) \frac{1}{10} : (15,38 - 11/14) \frac{1}{5} = 0,212 : 0,85 \approx 1 : 4$, т. е. верно. Аналогично решаются и все прочие четные столбцы. Нечетные столбцы, начиная от пятого, дают термометрическую температуру по формуле (13), с той лишь разницей, что температура θ отрицательна, поэтому все цифры нечетных столбцов должны иметь знак минус.*

3. Сопоставление табл. 1 и 2, а также рис. 1 и 2 показывает,** что в условиях рассматриваемого примера наиболее интересная для практики температура на раздельной плоскости снег—лед изменилась в первом случае от -15°C до $-10^\circ,2\text{C}$, т. е. на $4^\circ,8\text{C}$, а во втором от -15°C до $-11^\circ,72\text{C}$, т. е. на $3^\circ,28\text{C}$ или на $(3,28 \div 4,8) 100 = 68\%$ от первого случая. При этом температура поверхности снега в первом случае была -10°C , а во втором $-14^\circ,16\text{C}$, т. е. тоже значительно меньше. Это свидетельствует о том, что пограничные условия III рода лучше отражают физический процесс нагревания снего-ледяного покрова, чем пограничные условия I рода, и избавляют от излишнего запаса в расчетах температуры льда и его прочности. Аналогичные результаты были получены и при других скоростях изменения температуры внешней среды.

При сопоставлении результатов расчета температуры снего-ледяного покрова в пограничных условиях I и III рода надо также иметь в виду, что приведенные здесь расчеты за 10-часовой период еще не дают вполне объективных данных для сравнения. На столь сравнительно корот-

* При выполнении вычислений полезно иметь для наглядности перед собой график, аналогичный рис. 2, так как это избавит от ошибок. Источником ошибок обычно является то, что при большой скорости повышения температур θ внешней среды тепловой луч в направляющую точку веерообразно меняет свое направление. В свою очередь это обусловлено тем, что изменение температуры поверхности снега происходит значительно медленнее, чем изменение температуры воздуха (θ°).

** В табл. 2 после столбца 9 даны только нечетные столбцы, т. е. термометрическая температура t .

ком отрезке времени еще отражается начальное условное распределение температуры. Это сказывается особенно четко в первые 2—4 часа, т. е. на первых 2—4 этапах расчета в пограничных условиях III рода и особенно заметно при малых скоростях изменения температуры среды. Действительно, если, например, принять скорость повышения температуры θ равной $1^\circ \text{C}/\text{час}$ для условий III рода и такую же скорость повышения температуры поверхности снега для условий I рода, то температура поверхности снега в обоих пограничных условиях выразится согласно табл. 3.

Таблица 3

Сравнительная таблица температур

Тип условий	Часы							
	0	1	2	3	4	...	9	10
Условия I рода	-30	-29	-28	-27	-26	...	-19	-20
Условия III рода	-30	-25,36	-23,16	-22,07	-21,0	...	-16,99	-16,36
Разность	4,64	2,20	1,09	1,07			0,63	

Рассмотрение табл. 3 показывает, с одной стороны, искусственность условий I рода, а с другой — несовершенство расчета в условиях III рода: в первый час температура снега упала на $4^\circ,64 \text{C}$, тогда как температура среды уменьшилась всего на 1°C . Только по прошествии 4 часов падение температуры снега приобретает правдоподобное значение. Этот недостаток можно устранить уменьшением шагов Δz и Δt или продолжением расчета за пределы 10 часов при прежних значениях Δz и Δt .

Метод конечных разностей в пограничных условиях III рода позволяет принимать любой закон изменения температуры среды — равномерный или неравномерный, повышение и последовательное понижение температуры среды с любой скоростью, и т. п.

Затруднения применения этого метода, свойственные только ему, заключаются в трудности разрезки заданной толщины снега и льда на необходимые слои Δz_1 и Δz_2 , число которых должно быть целым, а соотношение Δz_1 и Δz_2 должно удовлетворять условию (9).

Трудности чисто термического характера, не зависящие от методики расчета, заключаются в правильном задании коэффициентов λ_i , a_i и α . Определение этих коэффициентов составляет задачу лабораторных и полевых экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Берг. О построении температурного поля в снего-ледяном покрове. Тр. ЛГМИ, вып. 5-6, 1956.
2. В. А. Берг. Решение уравнения теплопроводности методом конечных разностей. Информационный сборник. Ленгидэп, № 21, 1961.

СОДЕРЖАНИЕ

Часть I. Региональные исследования

	Стр.
Б. А. Каган. О взаимодействии пограничных слоев атмосферы и океана в Северной Атлантике .	3
Р. В. Абрамов. Некоторые следствия географической детализации классической концепции центров действия атмосферы .	22
Р. В. Абрамов. Двухгодичный ритм в гидрометеорологических явлениях Северо-Атлантического региона .	31
Е. И. Серяков. Расчет составляющих теплового баланса поверхности Северной Атлантики за короткие промежутки времени по материалам массовых наблюдений .	42
Л. А. Жуков. К формированию поля солености верхнего слоя Северной Атлантики .	54
Л. А. Жуков. О горизонтальной плотностной циркуляции в верхнем слое Северной Атлантики .	63
Н. Л. Козуковский. Оценка вертикальных потоков тепла в верхнем слое Северной Атлантики .	70
Л. Н. Кузнецова. О конвективном перемешивании и вертикальной циркуляции в субполярном районе Атлантического океана в период охлаждения .	83
В. А. Коробова. Расчет вертикальной составляющей скорости градиентно-конвекционного течения в Северной Атлантике по методу Хидака .	90
В. А. Коробова, В. Ф. Кольцов. О расчете вертикальной скорости дрейфового течения в северной части Атлантического океана .	95
А. И. Смирнова. О глубине деятельного слоя Северной Атлантики .	99
И. П. Беляева. Поверхностные геострофические течения Норвежского и Гренландского морей .	104
Е. И. Серяков. Фоновый прогноз температуры воды в южных районах Баренцева и Норвежского морей .	113
В. М. Шапаев. Подвижная сеть гидрометеорологических станций на акваториях Атлантического, Индийского и Тихого океанов .	117

Часть II. Теоретические и методические разработки

Л. И. Борис. Сравнительная оценка спектрального анализа и методов Фурье и Шустера применительно к океанологическим рядам .	122
Г. С. Земцов, Б. А. Каган. О расчете вертикальной составляющей скорости чисто дрейфового течения в слое трения океана .	143
Б. А. Каган. Численный метод определения приливных колебаний уровня и трехмерного поля течений в море .	148
Л. И. Борис, С. И. Степанов. Численный метод определения приливных течений в океане .	155
В. Г. Бухтеев. К использованию условия неразрывности при исследовании приливных явлений .	161
В. Б. Ржонсницкий. Определение типов приливных колебаний по их энергии .	164
В. А. Макаров, А. Б. Мензин. Об определении собственных периодов колебаний жидкости в бассейнах с помощью электрической модели .	167
М. М. Зубова. Развитие ветровых волн по материалам наблюдений .	169
Т. А. Иванова. Опыт экспериментального изучения турбулентной диффузии в море методом источников .	182
И. П. Беляева. О выборе коэффициента вертикальной турбулентности в море .	189
В. И. Ламанов. Изменение температуры воды в однородном слое .	193
В. А. Берг. О неустановившемся температурном поле в снего-ледяном покрове в переменных условиях среды .	202

CONTENTS

	Pp.
Part I. Regional investigations	
<i>B. A. Kagan.</i> On the interaction between the boundary layers of the atmosphere and the ocean of the North Atlantic	3
<i>R. V. Abramov.</i> Some consequences from the classic concepts atmospheric action centres geographic detailing	22
<i>R. V. Abramov.</i> Biannual rhythm in the north Atlantic region hydrometeorological phenomena	31
<i>E. I. Seryakov.</i> Calculation of the surface heat balance components in the North Atlantic for short intervals by using the data of repeated observations	42
<i>L. A. Zhukov.</i> On the formation of the salinity field in the upper layer of the North Atlantic	54
<i>L. A. Zhukov.</i> On the horizontal density circulation in the upper layer of the North Atlantic	63
<i>N. L. Kogutovsky.</i> Estimation of vertical flow of heat in the upper layer of the North Atlantic	70
<i>L. N. Kusnetsova.</i> On convective mixing and vertical circulation during the coolings period in the subpolar region of the Atlantic	83
<i>V. A. Korobova.</i> Calculation of vertical velocity of gradient-convictional current by the Hidaka method in the North Atlantic	90
<i>V. A. Korobova, V. F. Koltzov.</i> Calculation of drift current vertical velocity component in the North Atlantic	95
<i>A. I. Smirnova.</i> On the depth of the active layer in the North Atlantic	99
<i>I. P. Belyaeva.</i> Surface geostrophic currents in the Norwegian and Greenland seas	104
<i>E. I. Seryakov.</i> General prediction of sea water temperature in southern regions of the Barents and Norwegian seas	113
<i>V. M. Shapayev.</i> Mobile net of Hydrometeorological stations on the Atlantic, Indian and Pacific Oceans	117
Part II. Theoretical investigations and methods	
<i>L. I. Boris.</i> Comparative estimation of spectrum analysis and Fuhrich and Schuster methods used in oceanology	122
<i>G. S. Zemitsov, B. A. Kagan.</i> On the calculation of the vertical velocity component of drift current in the upper boundary layer	143
<i>B. A. Kagan.</i> The numerical method for the determination of tidal surface oscillations and three-dimensional field of sea tidal currents	148
<i>L. I. Boris, S. I. Stepanov.</i> The numerical method for the determination of the ocean tidal currents	155
<i>V. G. Bukhteyev.</i> On the utilization of continuity equation in tidal investigations	161
<i>V. B. Rzhonsnitsky.</i> Classification of tidal oscillations by their energy	164
<i>V. A. Makarov, A. B. Menzin.</i> Determination of free oscillations periods of basins by means of the electronic model	167
<i>M. M. Zubova.</i> Development of wind waves according to observational data	169
<i>T. A. Ivanova.</i> Experimental investigation of sea turbulent diffusion by the source-method	182
<i>I. P. Belyaeva.</i> On the choice of the vertical sea eddy coefficient	189
<i>V. I. Lamanov.</i> Measuring of sea water temperature in a homogenous layer	193
<i>V. A. Berg.</i> On the non-stable temperature field in a snow-ice cover under variable medium conditions	202