

Государственный комитет Российской Федерации по высшему образованию

РОССИЙСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ  
ИНСТИТУТ

Труды РГГМИ.  
Вып. 117

МОДЕЛИРОВАНИЕ И  
НАТУРНЫЕ ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ МОРЕЙ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ  
(межвузовский)

САНКТ-ПЕТЕРБУРГ  
1994

Моделирование и натурные гидрологические исследования морей. Сборник научных трудов (межвузовский). СПб., изд. РГГМИ, 1994, вып. 114, 188 с.

В сборнике представлены статьи, в которых приведено описание математических моделей гидрологических процессов и результатов моделирования течений, температуры и солености моря, эстуария, устьевое участка реки, пролива, определена роль льда. В ряде статей, по данным наблюдений, охарактеризована фоновая и тонкая термохалинная структура некоторых морей, изменчивость гидрологических фронтов и колебания уровня у берегов Антарктиды. Рассмотрены вариации морского электромагнитного поля при прохождении циклона, ядерного магнитного резонанса для определения солености льда.

Сборник адресован научным сотрудникам и аспирантам, работающим в области океанологии.

Ил. 64. Табл. 14. Библ. 135.

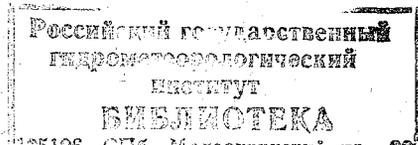
The present collection contains papers which give the description of mathematical models of hydrologic processes and results of modelling of currents, temperatures and salinities in seas, estuaries, delta fronts, straits, the part played by ice has been determined. Some of the papers presented here provide characteristics of background and thin thermohaline structure in a number of seas, variation of hydrologic fronts and sea level oscillations off the Antarctic coasts. Also on the basis of observational data considered are variations of sea electromagnetic field during the passage of a cyclone, electromagnetic pollution of water, employment of nuclear magnetic resonance for determining sea ice salinity.

The papers in this issue are addressed to scientists and graduate students working in the field of oceanography.

*Редакционная коллегия:* проф. Ю. П. Доронин, отв. редактор (РГГМИ), канд. геогр. наук В. Н. Воробьев (РГГМИ), проф. А. В. Некрасов (РГГМИ), С. В. Лукьянов, ответственный секретарь.

© Российский государственный гидрометеорологический институт (РГГМИ), 1994.

ISBN 5-86813-090-1



8729099

## ПРЕДИСЛОВИЕ

В практику океанологических исследований широко вошел метод математического моделирования. Однако большинство работ с его использованием направлено на воспроизведение различных океанических процессов. Реже он применяется для имитации гидрологических процессов морей и получения смоделированной картины пространственно-временного распределения различных гидрологических характеристик. Это объясняется трудностью математического описания потоков массы, тепла и соли через проливы, необходимостью детального учета влияния рельефа дна и очертаний берегов. В морях более неоднородна, чем в океане, пространственная структура гидрологических полей, вызванная влиянием речного стока и адвекцией через проливы, что налагает дополнительные требования на модели. Большую роль в гидрологическом режиме морей играет ледяной покров, это заметно не только в период существования льда, но и после его исчезновения в результате таяния.

Любая детерминированная математическая модель может верно воспроизводить поля гидрологических характеристик моря только в том случае, если в математических уравнениях учтены соответствующие гидрологические процессы. Поэтому определенное внимание в сборнике уделено различным сторонам режима некоторых морей. Эти два направления в исследовании морей составляют основное содержание сборника. В первом из них изложены формулировки математических моделей и результаты их практического применения, а во втором — представлена характеристика гидрологических процессов по данным наблюдений.

Сборник открывается статьей, в которой освещена взаимосвязь гидрологических процессов с ростом и таянием льда, с влиянием ледяного покрова на течения. Приведены уравнения, которые описывают эти процессы. Пока некоторые из них в моделях либо вообще не принимаются во внимание, либо учитывают весьма приближенно.

В нескольких статьях изложены математические модели взаимодействия морской и речной воды. В частности, дана формулировка двухмерной модели с осреднением по ширине эстуария, двухслойной с выделением слоев морской и распресненной

воды и трехмерная модель. Определены границы их применения и показаны результаты их использования при моделировании распространения и трансформации вод на взморье и в эстуарии. Продемонстрирована возможность использования моделирования для оценки последствий антропогенных изменений стока реки.

В последующих двух статьях освещено моделирование течений в проливах. В статье Е. С. Ерофеевой с соавторами методом электроаналогового моделирования интегральной циркуляции в юго-западной части Балтийского моря и в проливах рассчитаны поля скоростей течений и водообмен через проливы при штиле и некоторых полях ветра, а в статье Ю. П. Дорогина предложен метод расчета разнонаправленных течений в проливах по полям плотности воды, ветра и величине пресного баланса. В нем по интегральной функции тока определяется уровенная поверхность в проливе, а затем — поле скоростей течения. Представлены результаты расчетов этого поля в горле Белого моря и в осредненных по ширине Датских проливах.

При численных методах расчетов полей гидрологических характеристик обычно приходится исходную информацию интерполировать в узлы сеточной области. Возникает проблема оценки точности интерполяции. В статье М. Ю. Анциферова и В. И. Сычева изложен подход использования статистических характеристик исходной информации для оценки точности ее аппроксимации в узлах регулярной сетки. Приведены примеры применения этого метода при определении точности аппроксимации температуры и солёности разными способами.

Многие из результатов исследований воплощены в комплексной математической имитационной модели Южно-Китайского моря, состоящей из уравнений движения в экмановском приближении, уравнений гидростатики, неразрывности, теплопроводности и диффузии соли. В качестве граничных условий использовалась известная метеорологическая информация, речной сток и свободное протекание воды в проливах. Приведены результаты численного моделирования на годовой период полей интегральной циркуляции вод морей, температуры и солёности воды, показан характер изменения толщины верхнего квазиоднородного слоя моря.

В группе статей, базирующихся на данных натурных наблюдений, показано, что проникающий через пролив Лусон в Южно-Китайском море слой воды повышенной солёности имеет прерывистую структуру. Пока в моделях это не учитывается. К. Т. Богданов и Л. Ф. Муратов выдвинули гипотезу о влиянии на нее возмущений течений. Предложено численное решение задачи возмущений стационарного адвективного течения при наличии горизонтального градиента солёности,

В ряде статей охарактеризована структура фронтальной зоны на фоне общей термохалинной структуры. Это важное направление исследований, так как пока еще гидрологические фронты при моделировании воспроизводятся не часто.

В нескольких статьях сборника дано описание аппаратуры, методологии измерений некоторых гидрологических характеристик и результатов этих измерений. Эта проблематика всегда важна, так как от репрезентативности и точности измерений зависят наши знания об объекте исследований. Все чаще и чаще проводятся измерения электромагнитного поля океана, которые несут новые представления о нем. В частности, показано, что проходящий над морем циклон индуцирует вариации электромагнитного поля. Они возникают еще до прихода циклона и могут иметь какое-то прогностическое значение.

Посредством лабораторного эксперимента показано, что утечка электромагнитной энергии от промышленных сооружений может создавать специфическое электромагнитное загрязнение водоема. Такое моделирование пока еще мало распространено, но усилившееся использование электрической энергии в сооружениях прибрежной зоны должно привлечь к нему внимание.

Опубликованные результаты исследований найдут применение при дальнейшем совершенствовании методов математического моделирования гидрологических процессов и их использовании в изучении гидрологии морей.

## ОСОБЕННОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ГИДРОЛОГИИ ЗАМЕРЗАЮЩЕГО МОРЯ

Море с формирующимся в холодный период года ледяным покровом характеризуется рядом особенностей гидрологического режима, которые нужно учитывать при его моделировании на годовой период времени. При росте толщины льда всегда происходит выделение в воду соли, что приводит к развитию соленостной свободной конвекции. Температура в этом слое по вертикали выравнивается. Несомненно, что такая специфика вертикального распределения температуры и солености влияет на характер подледного течения, хотя бы за счет особенности вертикального турбулентного перемешивания.

Таяние льда летом приводит к образованию сравнительно тонкого распресненного слоя воды, под которым создается резкой выраженный галоклин. Глубина его положения в значительной степени зависит от ветрового перемешивания, вызывающего вынужденную конвекцию. Галоклин препятствует распространению тепла в нижележащие слои моря, поэтому верхний слой моря оказывается тем более прогретым при прочих равных условиях, чем меньше его толщина.

Таким образом, ледяной покров оказывает влияние на некоторые гидрологические процессы в море не только в период своего существования, но и после таяния. В свою очередь, формирование и характер ледяного покрова зависят от ряда гидрологических процессов, в том числе от их особенностей, обусловленных льдом. Например, известно, что замерзание моря начинается тем раньше, чем толще верхний квазиоднородный слой. Поток тепла к нижней поверхности льда зависит, в частности, от скорости его роста. Эти примеры показывают, что ледяной покров и многие гидрологические процессы взаимосвязаны между собой. Между тем в большинстве моделей ледяной покров и гидрологические процессы либо вообще рассматриваются раздельно [4] либо учитываются только некоторые стороны этой взаимосвязи [2]. Поэтому возникает проблема более полно изложить физическую сторону взаимосвязи ледяного покрова и гидрологических процессов в море и возможность учета ее в математической модели.

Известно, что в период охлаждения моря перед его замерзанием развивается свободная конвекция, обусловленная охлаждением и уплотнением поверхностного слоя воды. Даже в морях с солоноватыми водами ( $S < 24,7\%$ ) такого рода конвекция развивается почти до начала замерзания.

Впервые разработал метод расчета основных характеристик осенней конвекции Н. Н. Зубов. Этот метод получил широкое применение в практике океанологических исследований. Основным его недостатком является некоторая идеализация процесса конвекции и то, что она непосредственно не связана с атмосферным воздействием на море. Дальнейшее развитие теории конвективного перемешивания позволило учесть не только взаимодействие моря с атмосферой, но и адекватность тепла и соли [1].

После образования льда, когда он еще тонкий и вертикальный профиль температуры в нем можно описать линейной функцией от вертикальной координаты, изменение толщины льда  $h'$  описывается уравнением теплового баланса

$$L_A \rho_A \frac{dh'}{dt} = -(R + \Phi_a + LE + \Phi), \quad (1)$$

где  $R$  — радиационный баланс;  $\Phi_a$  — турбулентный теплообмен между ледяным покровом и атмосферой  $LE$  — затраты тепла на испарение и  $\Phi$  — теплообмен между льдом и водой (потoki тепла в данной записи положительные, если они направлены ко льду);  $L_A$  и  $\rho_A$  — теплота кристаллизации воды и плотность льда.

Если в качестве исходных параметров используются не составляющие теплового баланса, а температура поверхности льда ( $\vartheta_0$ ), то при том же условии неизменности вертикального градиента температуры по толщине льда уравнение для изменения толщины льда имеет, как известно, вид

$$\frac{\partial h'^2}{\partial t} = \frac{2\lambda}{L_A \rho_A} (\Theta - \vartheta_0) - \frac{2\Phi h'}{L_A \rho_A}, \quad (2)$$

где  $\lambda$  — теплопроводность льда;  $\Theta$  — температура нижней поверхности льда.

В оба уравнения входит поток тепла от воды. Его роль весьма существенна. Если он оказывается равным потоку тепла через лед, то роста толщины последнего не происходит.

Поток тепла  $\Phi$  в морской воде зависит от скорости роста толщины льда, так как при этом происходит осолонение подледного слоя воды, повышающее ее плотность и способствующее развитию свободной конвекции подо льдом. При заглублинии слоя конвекции  $h$  в него вовлекается подстилающая вода

обычно более высокой температуры. Кроме того, при повышении солености подледного слоя воды понижается температура ее замерзания. Даже при отсутствии горизонтальной адвекции тепла в воде возникает вертикальный поток тепла, обусловленный изменением температуры замерзания и вовлечением в конвекцию нового слоя воды

$$\Phi = c\rho \left( h \frac{\partial \Theta}{\partial t} + T \frac{\partial h}{\partial t} \right). \quad (3)$$

Иногда в этом выражении учитывается еще слагаемое, характеризующее турбулентный поток тепла к слою конвективного перемешивания. Однако из-за трудности оценки коэффициента турбулентной теплопроводности он определяется очень грубо и при заглоблении конвекции этот поток тепла в большинстве случаев не учитывается.

В выражении (3) появляются две новых характеристики:  $\Theta$  и  $h$ . Для их определения надо знать соленость подледного слоя воды. Она зависит от массы солей, которая поступает в воду при образовании морского льда и от вовлечения в конвекцию новых порций воды

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = \frac{S_0 \rho_A - S_A \rho}{\rho h} \frac{\partial h'}{\partial t} + \frac{S}{h} \frac{\partial h}{\partial t}. \quad (4)$$

После определения солености подледной воды температура замерзания легко вычисляется по формуле Крюмеля

$$\Theta = - (3 \cdot 10^{-3} + 0,0527S + 4 \cdot 10^{-5}S^2 + 4 \cdot 10^{-7}S^3). \quad (5)$$

Изменение толщины слоя конвективного перемешивания в простейшем случае определяется из условия равенства плотностей воды перемешанного слоя и нижележащего, в котором известны вертикальные градиенты температуры  $\gamma_T$  и солености  $\gamma_S$ . Если использовать линейную зависимость плотности воды от температуры и солености

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta S), \quad (6)$$

то уравнение для определения  $h$  имеет вид

$$\left( \Phi_S - \frac{\alpha}{c} \Phi \right) / \rho h = \frac{\partial h}{\partial t} (\beta \gamma_S - \alpha \gamma_T), \quad (7)$$

или

$$\frac{\partial h^2}{\partial t} = \frac{2 \left( \Phi_S - \frac{\alpha}{c} \Phi \right)}{\rho (\beta \gamma_S - \alpha \gamma_T)}. \quad (8)$$

В этом уравнении, как и в уравнениях (3) и (4), не принят во внимание турбулентный поток тепла и соли к нижней горизонтальной адвекция тепла и соли в слое конвекции, то в уравнениях (3), (4) и (8) она учитывается дополнительными слагаемыми.

Различие в плотностной стратификации замерзающих океанов и морей и обусловленных этим потоков тепла в период роста льда является одной из причин пространственной неоднородности его толщины. На тех акваториях океана, где конвективное перемешивание распространяется до больших глубин, лед вообще может не образовываться. Характерным примером может служить большая часть Гренландского моря, акватории материкового склона Охотского и Берингова морей, где конвекция проникает до глубины в несколько сотен метров и создает большой поток тепла, препятствующий охлаждению моря до температуры замерзания. Следовательно, лед, формируя конвекцию, создает поток тепла к его нижней поверхности, который ослабляет скорость его роста. В этом состоит одна из особенностей взаимосвязи льда и теплообмена с нижележащими слоями воды.

После образования льда отток тепла зимой в атмосферу компенсируется не понижением температуры верхнего слоя моря, а выделением тепла кристаллизации при росте толщины льда. Это видно из уравнения (1), не учитывающего теплозапас льда, поскольку он обычно намного меньше других составляющих теплового баланса. В это уравнение входит поток тепла от воды ко льду, но, как видно из уравнения (3) и формулы (5), он зависит от изменения солёности подледного слоя воды и вовлечения в конвекцию новых, более глубоких слоев воды. Сама же температура подледной воды меняется очень слабо.

Температура подледного слоя воды начинает слабо расти при таянии льда, так как поступающее ко льду тепло в основном расходуется на его таяние. Изменение при этом толщины льда обычно описывается уравнением (1) без последнего слагаемого, так как свободная конвекция прекращается и связь между температурой и солёностью в виде формулы (5) отсутствует. Некоторое повышение температуры подледной воды происходит в результате проникновения коротковолновой радиации через лед, стока талой воды и турбулентного теплообмена с нижележащими слоями моря. Сток талой воды и турбулентная диффузия вызывают и изменение солёности подледной воды.

Потоки тепла  $\Phi_0$  и соли  $\varphi_0$  за счет стока талой воды температурой  $\Phi$  могут быть описаны формулами

$$\Phi_0 = c\rho_{\Lambda}(T_0 - \Phi) \frac{\partial h'}{\partial t}, \quad (9)$$

$$\varphi_0 = (S_0\rho - S_{\Lambda}\rho_{\Lambda}) \frac{\partial h'}{\partial t}. \quad (10)$$

Здесь  $T_0$ ,  $S_0$ ,  $\rho$  — температура, соленость и плотность подледной воды.

Поскольку при таянии льда  $\frac{\partial h'}{\partial t} < 0$ , то  $\Phi_0 > 0$ , а  $\varphi_0 < 0$ , т. е.

происходит приток тепла и распределение подледной воды. Если при образовании льда конвективное перемешивание вентилирует верхние слои морей на глубину от нескольких десятков до сотен метров, то при таянии льда талая вода препятствует перемешиванию и распространению тепла в глубь моря. Действительно, поскольку соленость тающего льда не превышает нескольких промилле, то растаявший лед образует слой воды

$h = \frac{\rho_{\Lambda}}{\rho} h'$ , величиной от двух-трех десятков сантиметров в Балтийском море до двух метров в арктических морях. За счет динамического перемешивания, вызванного разностью скоростей дрейфа льда и течения воды, еще подо льдом формируется слой вынужденной конвекции. Его вполне можно описать распространенным уравнением [3]

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\alpha(T_0 - \bar{T}) - \beta(S_0 - \bar{S})} \left[ \frac{2(G - D)}{gh} - \frac{\alpha\Phi_0}{c\rho} + \frac{\varphi_0}{\rho} - (H - h) \left( \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} \right) \right], \quad (11)$$

где  $G$ ,  $D$  — генерация и диссипация энергии турбулентности,

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

$H$  — глубина нижней границы пикноклина, на которой температура и соленость воды полагаются неизменными.

Изменение температуры и солености воды в этом слое описываются уравнениями

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{\Phi_0 - \Phi_h + \Phi_a}{c\rho h}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = \frac{\varphi_0 - \varphi_h + \varphi_a}{\rho h}, \quad (13)$$

где индексы  $h$  и  $a$  обозначают потоки тепла и соли на нижней границе слоя  $h$  и горизонтальную адвекцию в нем этих характеристик.

Поскольку из-за стока талой воды  $\varphi_0 < 0$ , потоки  $\Phi_0$  и  $\varphi_0$  действуют в одном направлении: препятствуют заглублению слоя вынужденной конвекции тем сильнее, чем больше их величины. При этом, как следует из уравнений (12) и (13), изменения температуры и солёности в подледном слое оказываются тем значительнее, чем больше  $\Phi_0$  и  $\varphi_0$  и меньше  $h$ . То есть приток тепла и распреснение подледного слоя воды влияют на изменение его температуры и солёности не только непосредственно, но и через пониженное значение толщины слоя вынужденной конвекции.

Характер формирования верхнего квазиоднородного слоя моря после схода льда изменяется лишь в том отношении, что из-за испарения меняется знак  $\varphi_0$  и приток соли способствует осолонению и заглублению слоя вынужденной конвекции.

Ледяной покров влияет не только на термохалинные, но и на многие динамические процессы в море. В связи с тем, что чаще моделируются крупномасштабные процессы, то представляется необходимым оценить влияние ледяного покрова и связанных с ним термохалинных полей на течения.

Под припаем отсутствует дрейфовое течение, но из-за вертикальных перемещений льда при денивеляции уровня  $\zeta$  градиентное течение может развиваться, хотя его профиль отличается от условий чистой воды. В простейшем стационарном случае при постоянном коэффициенте вертикальной турбулентности  $k$  он описывается выражением

$$C = \frac{gi \nabla \zeta}{f} \left[ 1 - \frac{\text{sha}(H-z)\sqrt{2i} + \text{shaz}\sqrt{2i}}{\text{sha}H\sqrt{2i}} \right]. \quad (14)$$

Здесь, для сокращения записи, использована комплексная скорость течения  $C = u + iv$ , а также  $\nabla \zeta = \frac{\partial \zeta}{\partial x} + i \frac{\partial \zeta}{\partial y}$ ,  $a^2 = f/2k$ ;

$H$  — глубина.

Если при отсутствии льда скорость поверхностного градиентного течения не нулевая, то из-за условия прилипания воды к нижней поверхности неподвижного льда течение на ней отсутствует. С глубиной скорость течения растёт, а ко дну снова уменьшается.

В том случае, когда лед дрейфует, то при установившемся состоянии и условии прилипания, означающем равенство скоростей движения льда и воды у его нижней поверхности, уравнение баланса количества движения льда в комплексном виде записывается в виде

$$imC_0 - \rho k \left. \frac{dC}{dz} \right|_{z=0} = F, \quad (15)$$

где  $m$  — масса льда единичной площади;  $F$  — напряжение трения ветра.

При рассмотрении дрейфово-градиентного течения подо льдом уравнение (15) используется в качестве граничного условия. В этом случае решение имеет вид

$$C = \frac{F}{ak\rho\sqrt{2i}} \cdot \frac{\text{sha}(H-z)\sqrt{2i}}{(\text{cha}H\sqrt{2i} + \varphi \text{sha}H\sqrt{2i})} + \frac{g \nabla \xi}{fi} \left[ \frac{\text{chaz}\sqrt{2i} + \varphi \text{shaz}\sqrt{2i} + \varphi \text{sha}(H-z)\sqrt{2i}}{\text{cha}H\sqrt{2i} + \varphi \text{sha}H\sqrt{2i}} - 1 \right], \quad (16)$$

где  $\varphi = \frac{imf}{ak\rho\sqrt{2i}}$ .

Из этой формулы видно, что дрейфовая и градиентная составляющие течения подо льдом зависят от массы льда, приходящейся на единицу площади, т. е. от толщины льда. Если льда нет, то  $\varphi = 0$  и формула (16) приобретает известный вид дрейфово-градиентного течения в море конечной глубины. С ростом толщины льда увеличивается  $\varphi$  и уменьшается дрейфовая составляющая течения, так как часть потока количества движения ветра передается льду. Градиентная составляющая течения также оказывается зависимой от толщины льда.

Гораздо труднее оценить влияние льда на течение, когда он не сплошной. В этом случае поток количества движения от ветра к льдинам и к открытой воде различный. Дополнительное влияние сопротивления формы приводит к тому, что с увеличением площади льдин растет ветровой коэффициент [4]. Он оказывается больше, чем для поверхностного течения при открытой воде. Это обусловлено тем, что коэффициент трения поверхности льда больше, чем поверхности воды. Пока принимается, что напряжение трения ветра на единицу площади поверхности моря зависит от сплоченности льда  $N$  и выражается формулой [4]

$$\tau = N\tau_l + (1-N)\tau_w, \quad (17)$$

где  $\tau_l$  и  $\tau_w$  — напряжение трения ветра на лед и воду соответственно.

В холодный период года из-за осолонения подледного слоя воды при росте толщины льда ее плотность увеличивается и создается горизонтальный градиент плотности. Его вклад в формирование горизонтальной скорости течения можно оценить по следующему уравнению движения

$$V \sim \frac{g}{\rho_0 f} \int_0^z \frac{d\rho}{\partial l} dz. \quad (18)$$

Из этой формулы следует, что повышение солености воды подо льдом только на 1‰ создаст в прикромочной зоне шириной порядка 10 км течение даже на глубине 1 м примерно в 0,5 см/с. Поскольку слой конвекции, в котором отмечается повышенная соленость, распространяется до глубины в несколько десятков метров, то и скорость плотностного течения может увеличиваться до 5—10 см/с. Несомненно, что при перемещении воды за счет такого перепада плотностей может происходить изменение уровня моря и характер течений окажется отличным от чисто плотностного.

После стаивания льда формируется довольно тонкий слой сильно распресненной воды. Например, в прибрежных районах арктических морей соленость верхнего слоя толщиной порядка 5 м уменьшается на величину до 10‰. В результате возникает большой градиент давления, направленный от льдов в сторону открытой воды. Согласно формулы (18) плотностное течение оказывается довольно заметным даже на глубине 1 м. По направлению оно в общем обратно тому, которое формируется при образовании льда.

Из-за различий в плотностной стратификации верхнего слоя меняется вертикальный профиль течения как при наличии льда, так и летом при его отсутствии. В первом случае конвекция приводит к повышенным значениям интенсивности турбулентного перемешивания. В результате толщина экмановского слоя трения оказывается повышенной и модуль скорости течения довольно медленно уменьшается с глубиной. Летом, из-за тонкого слоя распресненной воды и резко выраженного под ним галоклина с пониженным коэффициентом турбулентности, толщина экмановского слоя трения практически совпадает с началом галоклина. Поэтому дрейфовое течение оказывается сосредоточенным в пределах распресненного слоя воды. В определенной степени можно считать, что верхний распресненный слой воды переносится по более плотной воде. Приближенная оценка скоростей потока в обоих слоях воды легко получается из формул чисто дрейфового течения, в котором коэффициент вертикальной турбулентности меняется скачком на нижней границе рас-

пресненного слоя. Если он меняется на два порядка, например, со  $100 \text{ см}^2/\text{с}$  до  $1 \text{ см}^2/\text{с}$ , то к нижней границе верхнего слоя толщиной в 5 м, что обычно имеет место в арктических морях после стаивания льда, модуль скорости течения уменьшается в 5—6 раз, а глубже на таком же расстоянии он уменьшается почти на 2 порядка величины.

Следующей особенностью замерзающего моря является возможность образования плотной соленой воды, которая может стекать в пониженные области дна. Уплотнение воды в результате осолонения при росте толщины льда и ее опускание имеет место практически во всех замерзающих морях. Классическим примером представляется образование придонной антарктической воды. Плотностная характеристика такой воды может быть вычислена по выражениям (4) и (5), но при расчете вертикальной скорости нельзя пользоваться лишь уравнением неразрывности, поскольку оно характеризует только вергентную составляющую скорости. Дополнительно следует использовать уравнение для вертикальной составляющей скорости

$$\frac{\partial w}{\partial t} = g'(x, y, z) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial w}{\partial z} \right), \quad (19)$$

где  $g' = \frac{\rho'}{\rho_0} g$  — плавучесть.

Для более простого определения зависимости  $w$  от поля плотности можно использовать стационарное уравнение диффузии плотности воды, из которого следует

$$w = \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)^{-1} \left( \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \rho}{\partial z} - u \frac{\partial \rho}{\partial x} - v \frac{\partial \rho}{\partial y} \right). \quad (20)$$

Изложенное свидетельствует о том, что при моделировании гидрологических процессов в замерзающем море следует к основным уравнениям движения, диффузии соли и тепла, неразрывности и гидростатики добавлять те из перечисленных выражений, которые характеризуют процессы, подлежащие учету в соответствии с поставленной задачей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин Ю. П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. — Л.: Гидрометеоздат, 1969.
2. Доронин Ю. П., Хейсин Д. Е. Морской лед. — Л.: Гидрометеоздат, 1975.
3. Карлин Л. Н., Кляйков Е. Ю., Кутько В. П., Стасенко В. Н. Изменчивость термохалинной структуры океана. Обнинск, 1984.
4. Тимохов Л. А., Хейсин Д. Е. Динамика морских льдов. Математические модели. — Л.: Гидрометеоздат, 1987.

## МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ГИДРОЛОГИИ ЭСТУАРИЯ И ВЗМОРЬЯ

Использование водных ресурсов всегда предваряется оценками возможных последствий в гидрологическом режиме реки, моря или вообще географического региона. Известно, что от стока реки зависит величина и положение линзы распресненных вод в море, влияющей на его термохалинную структуру, перемешивание, циркуляцию, а в замерзающих морях и на ледовые процессы. В свою очередь, плотность морских вод и речной сток влияют на заток первых в устьевые области многих рек. Отчасти от речного стока зависит характер проникающих в реку колебаний уровня моря. Следовательно, выделяется такой географический объект, как устьевое взморье, гидрологический режим которого обусловлен совместным действием реки и моря. Его знание необходимо для решения многих задач, связанных с экологией, судоходством, гидротехническим строительством, использованием биологических ресурсов и т. д. Поэтому этот регион привлекает внимание исследователей. Тем не менее данных непосредственных наблюдений в преобладающем числе случаев мало для того, чтобы составить статистически обоснованную картину гидрологии взморья, связанную с речным стоком. Наиболее просто удастся проводить исследования в этом направлении при использовании математического моделирования. Поэтому к настоящему времени составлено много моделей различной полноты, воспроизводящих разные стороны гидрологических процессов. К наиболее простым из них следует отнести такие, в которых моделируются осредненные по ширине устьевой части реки или эстуария  $b$  продольная скорости течения  $u$ , отклонение уровня  $\zeta$  от невозмущенной поверхности моря ( $z=0$ ) и соленость воды  $S$ . Область моделирования при этом не распространяется в море, так как невозможно провести осреднение гидрологических характеристик по горизонтали на взморье. Обычно она ограничена морским створом.

Уравнения движения, неразрывности и диффузии соли при отмеченном упрощении имеют вид

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + g \frac{\partial}{\partial x} \left( \zeta + \frac{1}{\rho_0} \int_0^z \rho_0 dz \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (1)$$

$$b \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \int_0^H b u dz = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \hat{S}}{\partial t} + u \frac{\partial \hat{S}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial z} \left( k_s \frac{\partial \hat{S}}{\partial z} \right), \quad (3)$$

где  $k$ ,  $k_s$  — кинематические коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости и диффузии соли соответственно;  $H$  — глубина.

В такого рода моделях считается, что плотность воды  $\rho$  зависит только от солености

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta S). \quad (4)$$

Обычно уравнение (2) используется без нелинейного члена, так как при решении возникает трудность в задании граничного условия для скорости затаекающей в эстуарий морской воды на морском створе. Приближенно она может быть оценена по горизонтальному градиенту давления. Иногда ее стараются исключить с помощью уравнения неразрывности через вертикальную составляющую скорости [1].

Очень серьезные проблемы возникают с определением коэффициентов турбулентности  $k$  и  $k_s$ . В некоторых моделях для их вычисления используются уравнения генерации и диссипации энергии турбулентности [1]. Применяется также метод непосредственного определения напряжений Рейнольдса и турбулентного потока соли [2]. Однако такой подход существенно усложняет модель, а результаты моделирования не приводят к заметному изменению турбулентного потока субстанции в зоне галоклина, который должен иметь место. Чаше для определения коэффициентов турбулентности используется усеченное уравнение баланса энергии турбулентности

$$k \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 - g \frac{k_s}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} = c_1 k^3 l^{-4}. \quad (5)$$

Масштаб турбулентности  $l$  находится с помощью модифицированной формулы Кармана

$$l = \kappa \frac{(kl^{-2})}{\frac{d}{dz} (kl^{-2})}. \quad (6)$$

Поскольку плотность воды зависит не только от солености воды, но и от температуры  $T$ , то в более поздних моделях ее начали учитывать. Особенно она стала играть важную роль в том случае, когда моделируется ход гидрологических процессов в течение года. При этом изменение температуры воды описывается уравнением диффузии, аналогичным (3).

В замерзающих эстуариях необходимо учитывать ледяной покров, изменение толщины которого  $I$  за счет тепловых факторов в простейшем случае описывается уравнениями

$$L\gamma \frac{\partial I}{\partial t} = \frac{\lambda}{I} \frac{(\Theta - \vartheta)}{(1 + \alpha)} - k_T c \rho_0 \frac{\partial I}{\partial z} \Big|_{z=I} \quad \text{при } \vartheta < \Theta, \quad (7)$$

$$L\gamma \frac{\partial}{\partial t} (I + h_c \rho_c / \gamma) + \Phi + k_T c \rho_0 \frac{\partial I}{\partial z} \Big|_{z=I} \quad \text{при } \Phi > 0, \quad (8)$$

где  $z$ ,  $\lambda$ ,  $\gamma$  — теплопроводность, теплопроводность и плотность льда соответственно;  $\vartheta$  — температура снежно-ледяной поверхности;  $c$  — удельная теплоемкость воды;  $k_T$  — коэффициент вертикальной теплопроводности;  $h_c$ ,  $\rho_c$ ,  $\lambda_c$  — толщина, плотность и теплопроводность снега на льду;  $\Phi$  — суммарный поток тепла между атмосферой и льдом;  $\Theta$  — температура замерзания воды, равная  $0^\circ\text{C}$  у пресной воды и зависящая от солености у осолоненной,

$$\alpha = \lambda h_c / \lambda_c I.$$

В представленной модели считается, что лед формируется с момента понижения температуры поверхности эстуария до температуры замерзания  $\Theta$ . Образовавшийся лед не движется и не учитывается взлом ледяного покрова во время половодья.

Краевые условия для перечисленной системы уравнений в основном стандартные. На границе вода — воздух используются известные значения напряжения трения ветра и потока тепла, считается, что вертикальный поток соли отсутствует. На дне и на нижней поверхности льда ( $z=I$ ) напряжение трения характеризуется квадратичной зависимостью от скорости течения вблизи соответствующего горизонта, т. е.

$$k \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_z = -c_V u_z |u_z|. \quad (9)$$

Из условия нулевой вертикальной скорости на поверхности эстуария следует уравнение

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -u \Big|_{z=\zeta} \frac{\partial \zeta}{\partial x}. \quad (10)$$

Начало области моделирования в верховьях эстуария целесообразно выбрать за пределами максимального затока морской воды, чтобы в граничном условии не фигурировала соленость воды. В этом случае достаточно знать температуру воды  $T = f_0(t_0, z)$  и расход воды

$$q(t) = \int_0^H budz. \quad (11)$$

360618

На морской границе необходимо знать уровень моря  $\zeta$ , температуру и соленость воды, затекающей в устье.

Такого рода модель имеет в основном характер исследовательской, так как заток морской воды зависит от граничного условия на морском створе. В то же время температура и соленость воды на нем в значительной степени определяется интенсивностью и характеристиками воды, выносимой из эстуария. Поэтому граничное условие на морском створе зависит от процессов внутри области моделирования. Тем не менее некоторые исследования удобно проводить с помощью такой упрощенной модели. В частности, проведенные модельные эксперименты показали, что в бесприливном эстуарии термоклин и галоклин совпадают (рис. 1). По сути, галоклин определяет положение

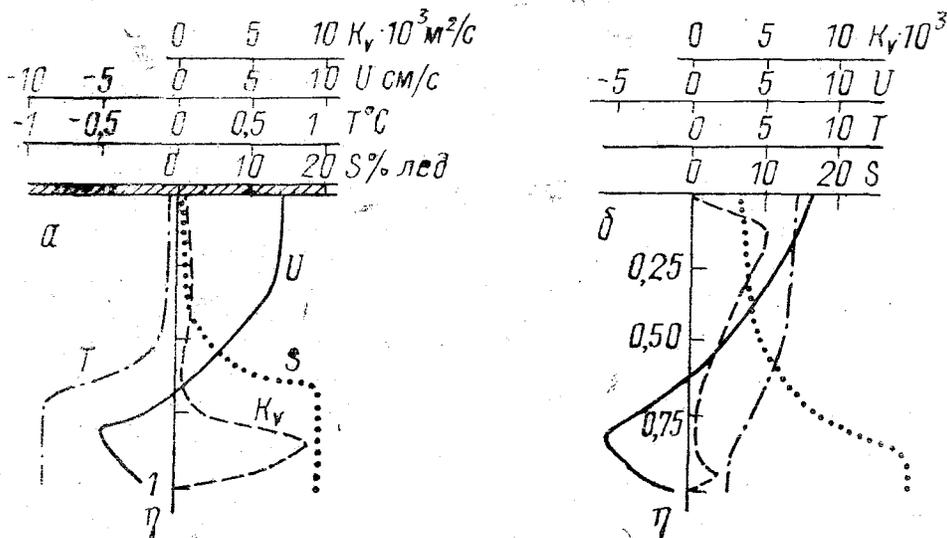


Рис. 1. Вертикальные профили скорости течения, температуры, солености и коэффициента турбулентности на середине длины галоклина зимой (а) и летом (б)

термоклина, так как в нем уменьшается турбулентное перемешивание и ослабевает вертикальный поток тепла. Поэтому летом прогрев воды концентрируется выше галоклина. Зимой температура воды близка к температуре замерзания и изотермы соответствуют ходу изогалин.

Посредством моделирования определено, что интенсивность турбулентного перемешивания существенно меняется по глубине. В пределах галоклина из-за роста градиента плотности,

величина  $k$  уменьшается, а глубже происходит рост  $k$ . Летом он достигает максимума в зоне стока, где существенно ветровое перемешивание, относительно большие вертикальные градиенты скорости течения и мала плотностная устойчивость. Зимой из-за появления льда и подъема галоклина рост  $k$  выше галоклина оказывается небольшим.

Если нет сильного приливного перемешивания, то заток морской воды создает в эстуарии высокую плотностную устойчивость стратификации. Это вызывает уменьшение коэффициентов турбулентной теплопроводности и диффузии относительно кинематического коэффициента турбулентной вязкости. Соотношение коэффициентов вязкости и теплопроводности, оцениваемое числом Прандтля  $Pr$ , в процессе модельных экспериментов менялось в диапазоне от 1,2 до 500. Оказалось, что при больших значениях числа  $Pr$  осолонение воды выше галоклина ослабевает и галоклин немного опускается (рис. 2). Это обстоятельство необходимо учитывать при моделировании.

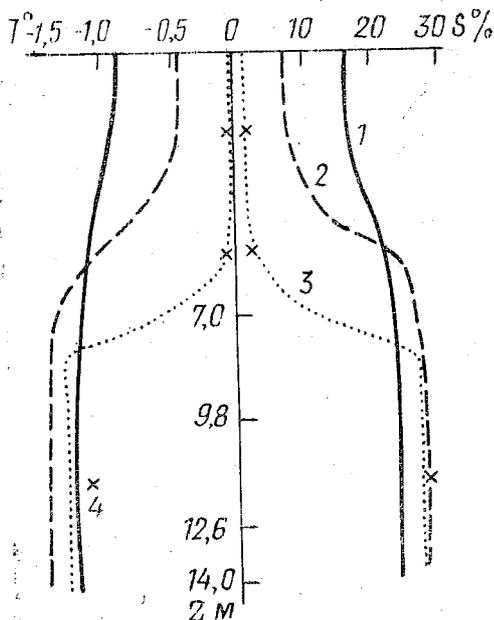


Рис. 2. Характер вертикальных профилей температуры и солености в апреле при различных числах Прандтля: 1 —  $Pr = 1,2$ ; 2 —  $Pr = 30$ ; 3 —  $Pr = 500$ ; 4 — данные наблюдений температуры и солености воды

Модель может быть использована для имитации появления и роста ледяного покрова в тех случаях, когда течения не приводят к перераспределению льда, так как движение льда не учитывается. Но зависимость сроков появления льда от глубины

Галоклина она воспроизводит довольно четко: чем он меньше заглублен, тем поверхностный слой эстуария выхолаживается быстрее и тем раньше образуется лед.

Некоторые гидрологические процессы полнее воспроизводятся с помощью двухслойных моделей. По сравнению с описанной горизонтально осредненной моделью они обладают такими достоинствами, как возможность с ее помощью описывать гидрологические процессы не только в эстуарии, но и на взморье. При этом нет необходимости задавать граничные условия на морском створе. В двухслойной модели нет необходимости использовать вертикальный профиль коэффициента турбулентности, который определяется с очень малой точностью. В ряде случаев условие постоянства по вертикали гидрологических характеристик в каждом из слоев представляется допустимым и поэтому такие модели используются как в исследовательских, так и в прикладных целях.

Уравнения двухслойной модели получаются в результате интегрирования исходных уравнений движения, неразрывности и диффузии плотности от поверхности ( $z_0 = -\zeta$ ) до границы раздела двух слоев ( $z_1 = h$ ) и от нее до дна ( $z_2 = H$ ). В каждом из слоев плотность полагается неизменной по глубине. Если не принимать во внимание нелинейные члены, роль которых по исследованной выше модели небольшая, то уравнения движения можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} - fv_i = & -\frac{g}{\rho_0} (z_i - z_{i-1}) \left\{ \rho_i \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{(z_i - z_{i-1})}{2} \cdot \frac{\partial \rho_i}{\partial x} + \right. \\ & + (i-1) \left[ (z_{i-1} - z_{i-2}) \frac{\partial \rho_{i-1}}{\partial x} - (\rho_i - \rho_{i-1}) \frac{\partial (z_{i-1} - z_{i-2})}{\partial x} \right] \left. \right\} + \\ & + \frac{\tau_x^{i-1} - \tau_x^i}{\rho_0} + K \nabla^2 u_i. \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i}{\partial t} + fu_i = & -\frac{g}{\rho_0} (z_i - z_{i-1}) \left\{ \rho_i \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{(z_i - z_{i-1})}{2} \cdot \frac{\partial \rho_i}{\partial y} + \right. \\ & + (i-1) \left[ (z_{i-1} - z_{i-2}) \frac{\partial \rho_{i-1}}{\partial y} - (\rho_i - \rho_{i-1}) \frac{\partial (z_{i-1} - z_{i-2})}{\partial y} \right] \left. \right\} + \\ & + \frac{\tau_y^{i-1} - \tau_y^i}{\rho_0} + K \nabla^2 v_i. \end{aligned} \quad (13)$$

где  $u_i$ ,  $v_i$  — составляющие полного потока по осям  $x$  и  $y$  в верхнем ( $i=1$ ) и нижнем ( $i=2$ ) слоях соответственно;  $\tau_x^i$ ,  $\tau_y^i$  — напряжения трения на границах слоев в проекциях на оси координат, обозначенных нижними индексами.

Напряжение трения на поверхности моря выражается через скорость ветра, на границе раздела слоев через их относительные скорости [4], а на дне через лапласиан придонного давления или пропорционально квадрату скорости течения. Выражение для определения изменения урвенной поверхности находится из уравнения неразрывности после его интегрирования по глубине до дна

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) = 0. \quad (14)$$

Выражение, определяющее толщину верхнего слоя, представляет собой комбинацию уравнения неразрывности нижнего слоя вод взморья и уравнения, характеризующего изменение  $h$  за счет динамического перемешивания, эффектов вовлечения одного слоя в другой и плавучести [4]:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) = WE. \quad (15)$$

$$WE = \frac{\rho_0}{g(\rho_2 - \rho_1)} \left\{ 2m \left( \frac{\tau_x^0 + \tau_y^0}{\rho_0} \right)^{3/2} + \frac{2}{3} a \frac{|\vec{v}_1 - \vec{v}_2|^{3/2}}{h^3} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} [(b+1)B_0 + (b-1)|B_0|] \right\},$$

где  $B_0$  — поток плавучести;  $m=2$ ,  $b=0,8$ ,  $a=7 \cdot 10^{-4}$  — эмпирические константы.

После подстановки уравнений (12) и (13) в (14) и (15) получаются выражения, определяющие уровень сводной поверхности и толщину верхнего перемешанного слоя в виде функции от градиентов плотности и напряжения трения на граничных поверхностях слоев.

Для того чтобы продемонстрировать возможности модели, можно вместо температуры и солёности сразу использовать уравнение диффузии плотности воды, которое для каждого из слоев может быть записано в простейшей форме

$$\frac{d\rho_i}{dt} = \frac{\varphi_{i-1} - \varphi_i}{z_i - z_{i-1}} + K\nabla^2 \rho_i, \quad (16)$$

где  $K$  — коэффициент горизонтальной турбулентности;  $\varphi_i$ ,  $\varphi_{i-1}$  — вертикальные потоки плотности на поверхности слоев раздела. При этом  $\varphi_0$  определяется по метеорологической информации,  $\varphi_1 = \Delta\rho \cdot WE$ ,  $\varphi_2 = 0$ . Поскольку в данной постановке модели отсутствует температура воды, то нет и ледового блока. В принципе он может быть учтен, если проводить отдельно моделирование температуры и солёности воды. При выборе граничных

условий для границы раздела слоев наиболее просто считать, что на жидких границах уклон пикноклина по нормали к границе сохраняет свою форму

$$\frac{\partial^2 h}{\partial n^2} = 0. \quad (17)$$

Изменение плотности воды в каждом слое на жидкой границе области зависит только от ее адвекции

$$\frac{\partial \rho_l}{\partial t} = -v_{in} \frac{\partial \rho_l}{\partial n}. \quad (18)$$

Достаточно трудную задачу представляет составление граничных условий для вычисления уровня свободной поверхности. Если уклон уровня свободной поверхности в вершине эстуария известен по величине речного стока, то на остальной части границы он может быть рассчитан по методу, предложенному А. С. Саркисяном [5]:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial l} = \left[ \pm \frac{f}{g} (v_{1n} + v_{2n}) + \frac{(h + \zeta)}{\rho_0} \cdot \frac{\partial (\rho_2 - \rho_1)}{\partial l} - \frac{(H^2 - h_1^2)}{2\rho_0} \cdot \frac{\partial \rho_2}{\partial l} - \frac{h^2}{2\rho_0} \frac{\partial \rho_1}{\partial l} \right] \left/ H + \frac{\tau_l^0}{gH\rho_0} \right., \quad (19)$$

где  $l$  — направление вдоль граничного контура (со знаком, соответствующим направлению координат оси  $ox$  или  $oy$ ),  $v_{1n}$ ,  $v_{2n}$  — полные потоки по нормали к контуру.

Начальные поля в изложенной модели задаются только для плотности воды и положения границы раздела слоев.

В качестве примера возможностей двухслойной модели на рис. 3 и 4 представлены результаты моделирования некоторых гидрологических характеристик в Обской губе и на прилегающем взморье. Моделировалась ситуация, когда речной сток не очень значителен. В этом случае скорость передвижения морской воды в устье и дальность ее проникновения очень зависят от начального положения и плотностной скорости, которая переменна как во времени, так и в пространстве.

На рис. 3 представлены результаты численного эксперимента, целью которого ставилось воспроизведение максимально возможной на Обь-Енисейском взморье скорости и дальности проникновения плотностного фронта, для чего была принята  $\rho_2 = \text{const}$  и  $WE = 0$ . Движение фронта оказалось неравномерным: за первые 2 суток он продвинулся на 30 км, за 2—4 суток на 150 км, за 4—6 суток на 10 км, за 8—10 суток — 0 км. Неравномерность движения фронта прежде всего обусловлена морфометрией русла,

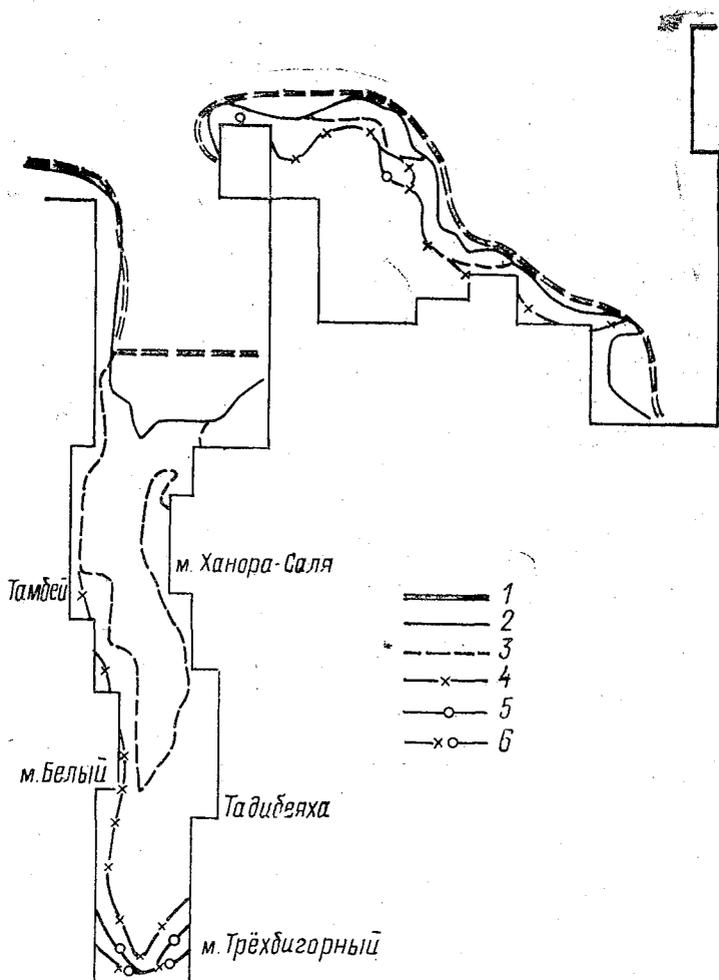


Рис. 3. Положение фронтальной границы раздела при максимальной скорости продвижения соленостного клина в Обскую губу за 10 суток расчетного времени: 1 — начальное положение фронта; 2, 3, 4, 5, 6 — положение фронта на 2, 4, 6, 8, 10 суток расчетного времени соответственно

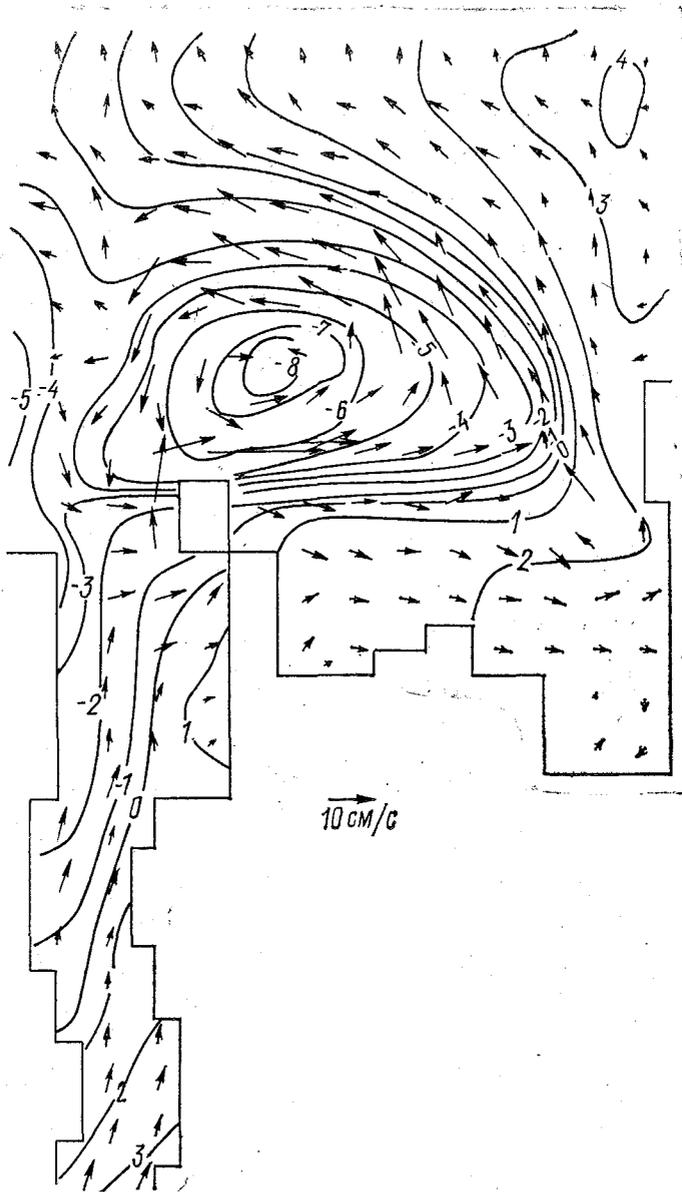


Рис. 4. Поле урoвневной поверхности и циркуляция вод верхнего слоя при стационарном положении соленостного клина

На рис. 4 представлены поле уровенной поверхности и векторы средней скорости в верхнем слое Обской губы и прилегающего взморья. В поле уровенной поверхности четко выделяется циклонический вихрь, обусловленный совместным эффектом горизонтальных градиентов плотности и давления (главным образом за счет выклинивания нижнего слоя вблизи приустьевой ложбины в поле рельефа дна устьевого взморья). В процессе моделирования выяснилось непосредственное влияние этого приустьевого циклона на скорость и дальность проникновения морской воды в устье. Это обусловлено изменением плотностной скорости при деформации пикноклина за счет дивергенции потоков в верхнем и в нижнем слоях. Наибольшей величины скорость смещения фронта достигла при формировании небольшого циклона над плотностным фронтом в устье Оби. Эти результаты согласуются с традиционными и физическими представлениями. Косвенно они подтверждаются также тем, что при последующих расчетах с учетом переменной плотности в верхнем и нижнем слоях и вовлечения массы между ними отрицательная аномалия в центре приустьевого циклона уменьшилась, а дальность проникновения морских вод в устье Оби не превышала 30 км (от начального положения фронта).

Полученные результаты представляют интерес прежде всего с методической точки зрения. В частности, наличие вихревых образований за счет выклинивания плотностного фронта на устьевом взморье не допускает отдельного рассмотрения устья и прибрежной зоны в плоских многослойных моделях. Эти вихри в значительной степени перераспределяют вынос распресненных вод в прибрежную зону и циркуляцию морских вод в нижнем слое. Аналогичные результаты с вихреобразованием в приустьевой зоне ранее получены Csapady [6] после аналитического решения упрощенной системы уравнений (12) — (17).

Наиболее полной является трехмерная модель, которая из-за сложности используется в основном для исследовательских целей, но при некоторых упрощениях уже применяется для решения ряда прикладных задач. В частности, при моделировании с помощью такой модели сезонных гидрологических процессов на взморье и в речном эстуарии уравнения движения, уравнение неразрывности, а также уравнения переноса тепла и соли могут использоваться в следующем виде:

$$fv = g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} d\eta + \frac{\partial}{\partial z} \left( k \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (20)$$

лись поля  $T$  и  $S$ , напряжение трения ветра, потоки тепла и соли, определяемые по метеорологической информации и поверхностным значениям температуры и солёности воды стандартными методами [1]. На границе с сушей полагалось отсутствие течения, а также потоков тепла и соли. На жидких границах температура и солёность морской воды считались известными. Вычисление поля уклонов уровня проводилось через интегральную функцию тока  $\Psi$ . Для ее получения уравнения (20) и (21) интегрировались по  $z$  от 0 до  $H$  и интегральные скорости выражались через градиенты  $\Psi$ , а донное трение описывалось с использованием соотношения Аккерблума [5].

На границе со льдом задавались условия для уравнений (20), (22) и (23). Принималось равенство скоростей дрейфа льда и поверхностного течения, температура воды отождествлялась с температурой замерзания, поток соли вычислялся по формуле

$$k \frac{\partial S}{\partial z} = -S \Big|_{z=0} \cdot \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (29)$$

Расчет полей перечисленных характеристик на годовой период по изложенной модели для приведенной на рис. 5 области про-

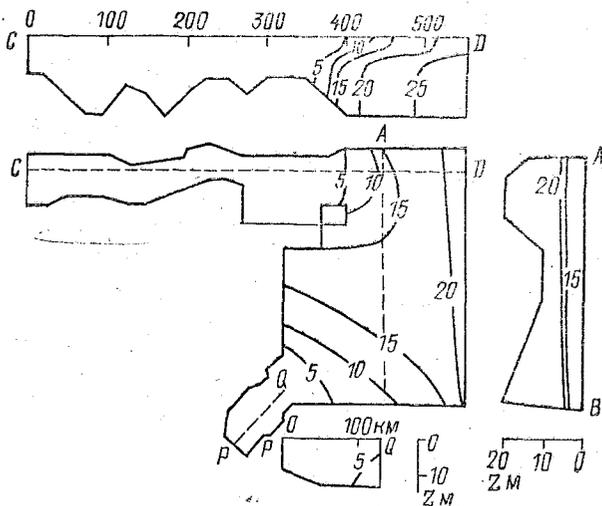


Рис. 5. Рассчитанное поле солёности воды на конец апреля проводился численно с шагом 10 суток. Шаги между узлами сетки по горизонтали в губе составляли 5 км поперек ее и 25 км вдоль, в Енисейском заливе — 9×9 км, а в море 25×25 км. По вертикали шаг между горизонтами равнялся 2 м.

При решении уравнений диффузии тепла и соли применялось их расщепление по вертикальной и горизонтальной координатам с последующим использованием метода прогонки для вычисления вертикального слагаемого и метода итераций по неявной схеме — для вычислений горизонтального слагаемого. Решение остальных уравнений проводилось методом итераций. За начальный момент принималось начало апреля, когда поля  $T$  и  $S$  наиболее однородны и можно ограничиться небольшим объемом информации.

В модели учитывалось формирование верхнего перемешанного слоя за счет осенне-зимней конвекции. При этом толщина верхнего перемешанного слоя определялась как глубина, начиная с которой плотность воды росла. В пределах же слоя конвекции плотность воды, температура и соленость осреднялись по вертикали. Для периода весенне-летнего прогрева в целях сокращения времени расчетов толщина верхнего перемешанного слоя по средним данным принималась равной 4 м. Коэффициент вертикальной турбулентности был определен по модельным экспериментам и в данном случае полагался постоянным во времени и равным в пределах слоя  $10 \text{ см}^2/\text{с}$ . Момент времени  $t$ , в который вычисляемые  $T$  и  $\Theta$  становились одинаковыми, принимался за дату образования льда.

В статье нет возможности привести полную картину полученных в результате моделирования полей гидрологических характеристик. Показаны лишь некоторые из них для конкретного года, чтобы продемонстрировать возможности данного метода исследования.

Представленное на рис. 5 рассчитанное по модели на годовой период поле солености воспроизводит основные особенности в распределении речной и морской воды, четко прослеживается двухслойность эстуариев и взморья. Показанное на рис. 5 распределение солености воды в поверхностном слое на взморье характеризует распространение речных вод и их постепенное осолонение. Летом вследствие существенного увеличения речного стока дальность распространения морских вод в Обской губе уменьшается до 50 км, а в Енисейском заливе она практически полностью выносится. Изоахи рассчитанных скоростей течений соответствуют осредненным скоростям течений, наблюдающихся в данном регионе. На взморье в поверхностном слое преобладают течения, направленные в сторону моря, а в придонном слое — течения противоположного направления. По расчетам для осредненных метеоусловий в низовьях губы лед появляется в начале октября, несколько позднее в ее верховьях и на взморье. К концу весны его толщина в Обской губе достигла 180 см и 170 см на взморье (рис. 6). Интенсивное таяние льда

наступает в июне. При этом за счет таяния, ветра и течений одновременно уменьшается его сплоченность. В данной модели не учитывается взлом ледяного покрова за счет паводкового подъема уровня, но вследствие сравнительно малых скоростей течения вынос льда в море незначительный. В основном его разрушение происходит в результате местного таяния, что отражается моделью.

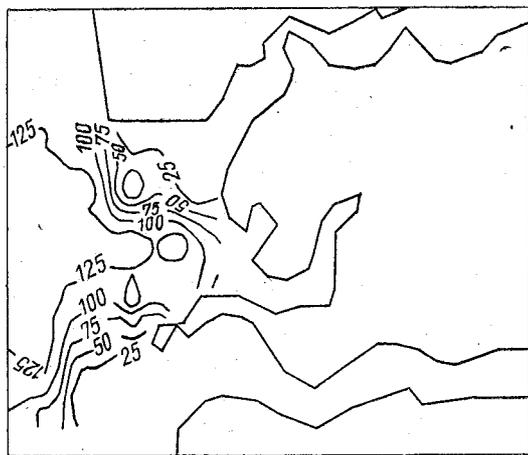


Рис. 6. Рассчитанные значения толщины льда на конец апреля

Если метеорологические и гидрологические условия на морских границах не меняются, то удастся проследить изменения гидрологии взморья, вызванные меняющимся речным стоком. В частности, при вариациях среднегодового речного стока на 20% в положительную и отрицательную сторону максимальная длина галоклина по изогалине 1% становилась на 25 км меньше или больше соответственно. В принципе такая модель позволяет оценить длительные последствия изменений речного стока. Для этого необходимо расширить морскую область модели и вести моделирование на период в десять и более лет.

Таким образом, сопоставление результатов моделирования по трем моделям позволяет оценить их возможности. Видно, что упрощения в решении задачи при всей их кажущейся допустимости приводят к довольно существенным искажениям воспроизводимой картины. Особенно это заметно по полю течений. Хотя некоторые гидрологические характеристики, например, толщину распресненного слоя, двухслойная модель описывает четче, чем другие две. Наибольшая полнота воспроизводимых гид-

рологических полей дается трехмерной моделью, но она существенно сложнее в математическом отношении, требует больше исходной информации и чувствительнее к ее точности, требует ЭВМ большей мощности и больших затрат времени на расчеты с ее использованием. Поэтому анализ моделей различной полноты позволит выбрать ту из них, которая удовлетворит потребителя как с точки зрения объема имитируемых процессов, так и в отношении быстроты и стоимости моделирования гидрологических процессов выбранного объема.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Дорониц Ю. П.* Взаимодействие атмосферы и океана.—Л.: Гидрометеоздат, 1981.—287 с.
2. *Саркисян А. С., Демин Ю. П., Бреховских А. Л., Шаханова Т. В.* Методы и результаты расчета циркуляции вод Мирового океана.—Л.: Гидрометеоздат, 1985.—152 с.
3. *Снегирев И. А., Титова Л. В.* Определение коэффициента гидравлического трения на поверхности раздела стратифицированных потоков.—В кн.: Русловые процессы и гидравлика сооружений.—Киев, 1983, с. 47—54.
4. *Ницлер П. П., Краус Э. Б.* Одномерные модели верхнего слоя океана.—В кн.: Моделирование и прогноз верхнего слоя океана.—Л.: Гидрометеоздат, 1979, с. 175—208.
5. *Саркисян А. С.* Численный анализ и прогноз морских течений.—Л.: Гидрометеоздат, 1977.—182 с.
6. *Csanady G. T.* The influence of wind stress and river runoff on a shelf-sea front //S. Phys. Oceanogr., 1984, v. 14, N 8, p. 1383—1392.
7. *Царев В. А.* Параметризация торошения при расчетах давления и дрейфа в сплошном ледяном покрове.—Тр. ААНИИ, т. 420, 1990, с. 125—129.

УДК 551.465

*М. А. БЕЛЯНЦЕВ, С. В. ЛУКЬЯНОВ, В. И. СЫЧЕВ (РГГМИ)*

### **МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ АНТРОПОГЕННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ РИЖСКОГО ЗАЛИВА И УСТЬЕВОГО УЧАСТКА ДАУГАВЫ**

Понимание процессов динамики и смешения вод на устьевом взморье рек чрезвычайно важно для практических целей. Сложность их объясняется влиянием множества факторов, определяющих как режим стоковых струй, так и гидрологический режим предустьевого пространства моря. Выявление роли факторов, особенно в прогностических целях, возможно лишь при построении моделей исследуемых процессов. При этом велико значение решений, которые получают при введении допущений,

позволяющих учесть многообразие действующих факторов. Такие решения не только позволяют понять физику протекающих процессов, но и служат основой для тестирования моделей этих процессов. Для устьевой области Даугавы, кроме того, необходимо изучение особенностей динамических процессов при антропогенном воздействии на величину стока.

Динамические и термохалинные процессы в Рижском заливе существенно зависят как от интенсивности обмена через проливы с Балтийским морем, так и от характеристик речного стока, существенно изменяющихся при прохождении волны пуща Рижской ГЭС. В работах [1, 2] изложены основные принципы формулировки математической модели, позволяющей имитировать гидрологические процессы в шельфовой области моря. Воспользуемся ее основными положениями для условий Рижского залива.

Уравнения движения и эволюции плотности в отсутствии горизонтального турбулентного обмена, а также неразрывности и изменения уральной поверхности могут быть записаны в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} - fv &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial u}{\partial z}, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + fu &= -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + \frac{\partial}{\partial z} K \frac{\partial v}{\partial z}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} K_p \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = w \Big|_{z=\zeta} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \quad (4)$$

где  $u, v, w$  — составляющие вектора скорости;  $f$  — параметр Кориолиса;  $\zeta$  — превышение уровня над невозмущенной поверхностью;  $\rho$  — плотность;  $K$  и  $K_p$  — коэффициенты вертикального турбулентного обмена и турбулентной диффузии.

Система уравнений реализована при следующих граничных условиях:

$$K' \frac{\partial u}{\partial z} \Big|_{z=\zeta} = -\tau_x, \quad K' \frac{\partial v}{\partial z} \Big|_{z=\zeta} = -\tau_y, \quad K'' \frac{\partial \rho}{\partial z} \Big|_{z=\zeta} = 0, \quad (5)$$

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_{z=h} = 0, \quad u|_{z=h} = v|_{z=h} = w|_{z=h} = 0. \quad (6)$$

На твердом контуре задаются условия непротекания и отсутствия потока массы:

$$\vec{v}_n|_{\Gamma_2} = 0, \quad (7)$$

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial z} \right|_{z=h} = 0. \quad (8)$$

На жидкой речной границе используется информация об изменении расхода Даугавы во времени, а плотность полагается постоянной. В проливах с Балтийским морем задается условие свободного протекания, а также отсутствие потока массы, что для небольших периодов расчетов не проявляется внутри расчетной области:

$$\left. \frac{\partial \vec{v}}{\partial n} \right|_{\Gamma_2} = 0, \quad (9)$$

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial n} \right|_{\Gamma_2} = 0. \quad (10)$$

Для численной аппроксимации дифференциальных уравнений использовалась явная конечно-разностная схема, что в соответствии с критерием Куранта наложило ограничения на шаг во времени, который не может превышать 250 с при пространственных масштабах разностной сетки порядка нескольких километров. Для решения системы уравнений (1)–(4) использовался *HN*-метод [3].

Процессы на устьевом взморье в значительной степени определяют характер проникновения солоноватых вод Рижского залива вверх по течению Даугавы. Количественными показателями этого процесса являются толщина придонного слоя солоноватых вод в устьевой области, а также величина солености и дальности их проникновения в устье при различных гидродинамических режимах.

Применительно к условиям устьевой области Даугавы наилучшим образом может быть адаптирована модель, описанная в [4]. Для ее получения использовалось допущение о послойной однородности вертикального профиля плотности, что справедливо для устья Даугавы. Поэтому перепишем здесь выражения

из [4], изменив лишь запись адвективных членов в уравнениях движения на традиционную:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{1}{h_i} \left( U_i \frac{\partial U_i}{\partial x} + V_i \frac{\partial U_i}{\partial y} \right) - fV = -g \left\{ h_i \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \right. \\ \left. + \frac{h_1^2}{2\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{h_i}{\rho_0} (i-1) \left[ h_{i-1} \frac{\partial \rho_{i-1}}{\partial x} - (\rho_i - \rho_{i-1}) \frac{\partial h_{i-1}}{\partial x} \right] \right\} + \\ + \frac{\tau_x^{i-1} - \tau_x^i}{\rho_0} + K \nabla^2 U_i, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{1}{h_i} \left( U_i \frac{\partial V_i}{\partial x} + V_i \frac{\partial V_i}{\partial y} \right) + fU_i = -g \left\{ h_i \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \right. \\ \left. + \frac{h_1^2}{2\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{h_i}{\rho_0} (i-1) \left[ h_{i-1} \frac{\partial \rho_{i-1}}{\partial y} - (\rho_i - \rho_{i-1}) \frac{\partial h_{i-1}}{\partial y} \right] \right\} + \\ + \frac{\tau_y^{i-1} - \tau_y^i}{\rho_0} + K \nabla^2 V_i, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}_1 + \vec{v}_2) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial h_1}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}_1 - \vec{v}_2) = WE, \quad (14)$$

где  $WE$  — скорость вовлечения.

Далее выполним традиционные операции для приведения (13) и (14) к волновому виду, а именно, продифференцируем их по времени и подставим в них продифференцированные по  $X$  (11) и по  $Y$  (12). В результате получим:

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho_0} \nabla^2 (P_1 + P_2) + f \cdot \text{rot}_z (\vec{v}_1 + \vec{v}_2) + \frac{1}{\rho_0} \text{div}(\vec{\tau}^0 - \vec{\tau}^H), \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 h_1}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho_0} \nabla^2 (P_1 - P_2) + f \cdot \text{rot}_z (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) + \\ + \frac{1}{\rho_0} \text{div}(\vec{\tau}^0 - 2\vec{\tau}^h + \vec{\tau}^H) + \frac{\partial WE}{\partial t}, \end{aligned} \quad (16)$$

где величины для лапласианов суммы и разности давлений в слоях задаются выражениями

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho_0} \nabla^2 (P_1 + P_2) = g \left\{ H \nabla^2 \zeta + \frac{H^2}{2\rho_0} \nabla^2 \rho_1 + \frac{(H-h_1)^2}{2\rho_0} \nabla^2 (\rho_1 - \rho_2) - \right. \\ \left. - \frac{(H-h_1)(\rho_2 - \rho_1)}{\rho_0} \nabla^2 h_1 + \left[ \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{H}{\rho_0} \left[ \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial y} \right] + \frac{(H-h_1)}{\rho_0} \left[ \frac{\partial(H-h_1)}{\partial x} \cdot \frac{\partial(\rho_2-\rho_1)}{\partial x} + \right. \\
& \left. + \frac{\partial(H-h_1)}{\partial y} \cdot \frac{\partial(\rho_2-\rho_1)}{\partial y} \right] - \frac{1}{\rho_0} \left[ \frac{\partial(H-h_1)(\rho_2-\rho_1)}{\partial x} \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} + \right. \\
& \left. + \frac{\partial(H-h_1)(\rho_2-\rho_1)}{\partial y} \cdot \frac{\partial h_1}{\partial y} \right] \}. \quad (17)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\rho_0} \nabla^2(P_1 - P_2) = g \left\{ (2h_1 - H) \nabla^2 \zeta + \frac{2h_1^2 - H^2}{2\rho_0} \nabla^2 \rho_1 - \right. \\
- \frac{(H-h_1)^2}{2\rho_0} \nabla^2(\rho_1 - \rho_2) + \frac{(H-h_1)(\rho_2-\rho_1)}{\rho_0} \nabla^2 h_1 + \\
+ \left[ \frac{\partial(2h_1-H)}{\partial x} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial(2h_1-H)}{\partial y} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] + \frac{2h_1-H}{\rho_0} \times \\
\times \left[ \frac{\partial(2h_1-H)}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \frac{\partial(2h_1-H)}{\partial y} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial y} \right] - \frac{(H-h_1)}{\rho_0} \times \\
\times \left[ \frac{\partial(H-h_1)}{\partial x} \cdot \frac{\partial(\rho_2-\rho_1)}{\partial x} + \frac{\partial(H-h_1)}{\partial y} \cdot \frac{\partial(\rho_2-\rho_1)}{\partial y} \right] + \\
\left. + \frac{1}{\rho_0} \left[ \frac{\partial(H-h_1)(\rho_2-\rho_1)}{\partial x} \cdot \frac{\partial h_1}{\partial x} + \frac{\partial(H-h_1)(\rho_2-\rho_1)}{\partial y} \cdot \frac{\partial h_1}{\partial y} \right] \right\}. \quad (18)
\end{aligned}$$

Очевидно, что не все члены в полученных выражениях (15) — (18) могут вносить одинаковый вклад в общее решение. Для упрощения этих формул можно провести традиционные операции приведения к безразмерному виду и оценить порядки величин. Используя характерные значения для условий устья Даугавы, после пренебрежения членами с множителями порядка меньше единицы, получим уравнения для изменения уровня свободной поверхности и поверхности раздела двухслойной жидкости:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} = g \left\{ H \nabla^2 \zeta + \frac{H^2}{2\rho_0} \nabla^2 \rho_1 - \frac{(H-h_1)(\rho_2-\rho_1)}{\rho_0} \nabla^2 h_1 + \right. \\
+ \left[ \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] + \frac{H}{\rho_0} \left[ \frac{\partial H}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial y} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial y} \right] \} - \\
- \frac{1}{\rho_0} \operatorname{div} \vec{\tau}^H. \quad (19)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 h_1}{\partial t^2} = & g \left\{ (2h_1 - H) \nabla^2 \zeta + \frac{(H - h_1) (\rho_2 - \rho_1)}{\rho_0} \nabla^2 h_1 + \right. \\
& + \left[ \frac{\partial(2h_1 - H)}{\partial x} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{\partial(2h_1 - H)}{\partial y} \cdot \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right] + \\
& + \frac{2h_1 - H}{\rho_0} \left[ \frac{\partial(2h_1 - H)}{\partial x} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \frac{\partial(2h_1 - H)}{\partial y} \cdot \frac{\partial \rho_1}{\partial y} \right] \left. \right\} \frac{1}{\rho_0} \operatorname{div} \vec{\tau}^H + \\
& + \frac{\partial WE}{\partial t}. \quad (20)
\end{aligned}$$

По форме эти выражения являются волновыми, поскольку оба описывают распространение волн с фазовыми скоростями  $c_\zeta = \pm \sqrt{gH}$  и  $c_h = \pm \sqrt{(H - h_1)g'}$ , которые для устья Даугавы будут иметь значения  $c_\zeta \cong 12$  м/с и  $c_h \cong 10$  см/с. В соответствии с критерием Куранта — Фридрихса — Леви  $\Delta t \leq \frac{\Delta x}{c_\Phi \sqrt{2}}$ . Тогда для пространственного шага  $\Delta x = 40$  м получим для расчета уровня  $\Delta t \leq 2,3$  с, а для расчета колебаний поверхности раздела слоев  $\Delta t \leq 230$  с. При таком соотношении всегда выбирается меньший из шагов, т. е.  $\Delta t \leq 2,3$  с. Отметим также, что члены уравнений (19) и (20) неравнозначны между собой, поскольку устьевая область очень неоднородна. В частности, в устье Даугавы за 20—40 минут 1—2 раза в сутки проходят волны попусков ГЭС, а в течение остального времени могут создаваться условия для проникновения в русло клина солоноватых вод. Поэтому в случае пуска будут преобладать баротропные составляющие градиента давления и придонное трение и клин будет быстро вытесняться, что и следует из оценок порядков членов в (19), (20). При отсутствии пуска характерные значения градиентов уровня будут существенно меньше и соответственно меньше станут скорости потоков и придонное трение. Тогда члены уравнений (19) и (20) станут примерно одного порядка. Поскольку с помощью двухслойной модели необходимо проследить именно затекание солоноватых вод по дну в русло Даугавы, то выражения (19) и (20) можно принять за основу для проведения расчетов. Для замыкания системы уравнений (11), (12) и (19), (20) необходимо задать выражения для расчета турбулентных напряжений. Наиболее существенно на решение влияет придонное трение. Принято считать, что оно хорошо описывается (при допущении скольжения вдоль твердой стенки) аппроксимацией

горизонтальных придонных напряжений квадратичной зависимостью от средней скорости потока вне погранслоя вида

$$\begin{cases} \tau_x^H = c_H \bar{u} |\bar{v}| \rho, \\ \tau_y^H = c_H \bar{v} |\bar{v}| \rho, \end{cases} \quad (21)$$

где эмпирическая константа по данным наблюдений колеблется в пределах  $c_H = (2 \div 3) 10^{-3}$ . Отдадим предпочтение рекомендациям авторов [6], принявших в аналогичных расчетах  $c_H = 2,6 \cdot 10^{-3}$ .

Более удачным следует считать представление придонного трения квадратичной зависимостью, но с учетом глубины. В частности, для мелководных участков Роммингом были предложены, а для Амурского лимана и Сахалинского залива апробированы В. Х. Германом и С. П. Левиковым [6], следующие выражения

$$\begin{cases} \tau_x^H = \frac{c_H \bar{u} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \rho [H + H_0 \exp(-pH)]}{(H + H_1)^2}, \\ \tau_y^H = \frac{c_H \bar{v} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \rho [H + H_0 \exp(-pH)]}{(H + H_1)^2}, \end{cases} \quad (22)$$

где  $H_0 = H_1 = 1$  м,  $p = 1$  м<sup>-1</sup>. Авторы [6] указывают, что при  $H > 3$  м выражения (21) и (22) дают практически одинаковые результаты. В работе реализованы эти полезные рекомендации. Но поскольку возможности электроаналоговой модели, обсуждаемой в работе, ограничиваются выражениями (21), а одной из целей настоящего исследования является взаимная проверка результатов, полученных разными методами, то в дальнейшем обсуждаются эксперименты, проведенные с использованием соотношения (21).

Скорость вовлечения  $WE$  традиционно принимается пропорциональной динамической скорости и обратно пропорциональной числу Ричардсона и имеет вид

$$\begin{aligned} WE &= a U_* Ri^{-1} \\ a &= 2,5 \cdot 10^{-4}, U_* \approx |\vec{v}_1 - \vec{v}_2|. \end{aligned} \quad (23)$$

При этом напряжение трения на границе раздела выражается через динамическую скорость

$$\tau^h = c_h U_* (\vec{v}_1 - \vec{v}_2) \rho, \quad (24)$$

где эмпирический коэффициент имеет порядок  $c_h \sim 10^{-4}$ .

Коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости в первом приближении можно выбрать, например, по теории Прандтля

$$K_{vL} = l^2 \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \right|, \quad (25)$$

где путь смещения  $l = \kappa L$ . Тогда с учетом характерных значений для устья Даугавы получим  $K_{vL} = 5 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Граничные условия для (11), (12), (19), (20) с учетом выражений (21), (23), (25) определяются следующим образом:

для потоков:

на морской жидкой границе — свободное протекание,  
на речной жидкой границе — заданный расход,  
на твердом контуре — непротекание и прилипание;

для уральной поверхности и глубины залегания поверхности раздела слоев:

на твердых участках контура  $\frac{\partial \xi}{\partial n} = 0, \frac{\partial h_1}{\partial n} = 0,$

на жидких границах для уровня соотношения типа  $\xi = \pm u\sqrt{H/g}$ , соответствующие теории слабонелинейных волн,

для глубины залегания поверхности раздела  $\frac{\partial^2 h_1}{\partial n^2} = 0,$

что означает сохранение уклонов пикноклина и соответствует в районе зоны выклинивания линейаризации формы гидрофронта.

Начальные условия могут быть представлены различными способами, наиболее простой из которых соответствует нулевым полям потоков, отклонений уральной поверхности и ее производной по времени, гладким полям толщины верхнего слоя и ее нулевой производной по времени, гладким полям плотности верхнего и нижнего слоев. Как известно, задание нулевой производной по времени в начальных условиях при численном решении волнового уравнения значительно ухудшает сходимость и требует очень хорошей устойчивости разностной схемы.

Поскольку уравнения движения (11) и (12) содержат адвективные и вязкие члены, то они относятся к классу двумерных адвективно-диффузионных уравнений. Для построения разностной схемы и выбора метода расчета воспользуемся рекомендациями Р. Пейре и Т. Д. Тейлора [7, 8]. В частности, для многомерных адвективно-диффузионных уравнений при явных методах решения ограничение по выбору временного шага имеет вид

$$\Delta t \leq \frac{\Delta x^2}{4\nu + (|A| + |B|)}; \quad (26)$$

где  $A, B$  — коэффициенты при адвективных членах.

Для русла устьевого участка Даугавы при  $\Delta x = 40$  м и с учетом выбранных ранее параметров (при попуске,  $A, B$  максимальны) получим  $\Delta t \leq 5,7$  с.

Для неявного метода чередующихся направлений ( $ADI$ ) безусловная устойчивость гарантируется только для постоянных  $A$  и  $B$ . Поскольку для устья Даугавы это условие не выполняется, тогда и для неявной схемы будет иметь место ограничение на шаг по времени

$$\Delta t \leq \frac{2\Delta x^2}{|A|\Delta x - 2\nu}; \quad \Delta t \leq \frac{2\Delta y^2}{|B|\Delta y - 2\nu}. \quad (27)$$

С учетом принятых характерных значений величин получаем  $\Delta t \leq 16$  с.

Явная схема использовалась для нескольких серий экспериментов, но они были успешны только для расчетов баротропных потоков. Присутствие бароклинности вносило очень сильные возмущения, и решение теряло устойчивость даже при шаге по времени менее 0,01 с. Поэтому предпочтение было отдано методу  $ADI$ , разностная схема которого при записи уравнения движения в виде

$$\frac{U_{i,j}^{n+1} - U_{i,j}^n}{\Delta t} + [A\Lambda_x^0 + B\Lambda_y^0 - K_{vL}(\Lambda_{xx} + \Lambda_{yy})] U_{i,j}^{n+1} + f = 0 \quad (28)$$

и расщепления по координатным осям будет выглядеть следующим образом:

$$\frac{2(\tilde{U}_{i,j} - U_{i,j}^n)}{\Delta t} + (B\Lambda_y^0 - K_{vL}\Lambda_{yy}) U_{i,j} + (A\Lambda_x^0 - K_{vL}\Lambda_{xx}) U_{i,j}^n + f_x = 0, \quad (29)$$

$$\frac{2(U_{i,j}^{n+1} - \tilde{U}_{i,j})}{\Delta t} + (B\Lambda_y^0 - K_{vL}\Lambda_{yy}) \tilde{U}_{i,j} + (A\Lambda_x^0 - K_{vL}\Lambda_{xx}) U_{i,j}^{n+1} + f_y = 0$$

Граничные значения  $\tilde{U}_{i,j}|_{\Gamma}$  для промежуточного решения на временном полушаге определены в соответствующей рекомендации авторов [8], которая заключается в получении граничных

значений  $\tilde{U}_{i,j}|_r$  из известных  $U_{i,j}^n|_r$  и  $U_{i,j}^{n+1}|_r$  по схеме, полученной после вычитания второго выражения (29) из первого

$$\begin{aligned} \tilde{U}_{i,j} = & \frac{1}{2}(U_{i,j}^{n+1} + U_{i,j}^n) - \frac{\Delta t}{4} K_{vL} \Lambda_{xx} (U_{i,j}^{n+1} - U_{i,j}^n) - \\ & - \frac{\Delta t}{4} A (U_{i,j}^{n+1} - U_{i,j}^n) \frac{\Delta t}{4} (f_x - f_y). \end{aligned} \quad (30)$$

В силу принятых нами условий на границе  $f_x, f_y=0$ , что упрощает выражение (30). Расчеты по схеме (29) проводились прогонкой.

Аналогичная (29) разностная схема для волнового уравнения является условно устойчивой, но не может быть применена, так как при этом бароклининая мода вносит очень большие возмущения и решение теряет устойчивость. Для решения уравнений (19) и (20) была использована консервативная схема с коррекцией по времени, разработанная специально для решения волнового уравнения [9]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t^2} (\xi_{i,j}^{n+1} - 2\xi_{i,j}^n + \xi_{i,j}^{n-1}) = & c_{\Phi}^2 (\Lambda_{xx} + \Lambda_{yy}) [\sigma \xi_{i,j}^{n+1} + \\ & + (1 - 2\sigma) \xi_{i,j}^n + \sigma \xi_{i,j}^{n-1}] + f, \end{aligned} \quad (31)$$

где  $\sigma$  — корректирующий коэффициент. Приведенная схема обладает свойством подавления роста гармоник, обусловленного вычислительной вязкостью, при выполнении критерия

$$\left( \frac{c_{\Phi} \Delta t}{\Delta x} \right)^2 (1 - 4\sigma) \leq 1. \quad (32)$$

Этот критерий выполняется при значениях коэффициента коррекции  $0,25 \leq \sigma \leq 0,5$ . Вычисления по схеме (31) были проведены итерациями. В этом случае устойчивое решение при наличии бароклининости получается при  $\Delta t \leq 5$  с.

Естественное протекание гидрологических процессов значительно искажается при прохождении волны попуска во время работы Рижской ГЭС, расположенной в 30 км от побережья Рижского залива. Распространение волнового фронта в нижнем течении и колебания уровня вдоль реки могут быть исследованы в рамках теории мелкой воды, когда длина волны существенно больше глубины водоема. Основные безразмерные параметры, определяющие значимость эффектов, при распространении волн имеют следующий вид;  $\sigma^2 = H_0^2 / \lambda_0^2$ ,  $\epsilon = \xi_0 / H_0$ , где  $\xi_0$ ,  $\lambda_0$ ,  $H_0$  — характерные амплитуда, длина волны и глубина. Этим параметрам придают определенный физический смысл

[10]:  $\sigma^2$  — определяют как меру частотной дисперсии, то есть функцию фазовой скорости волн от волновых чисел, а  $\varepsilon$  — как меру амплитудной или нелинейной дисперсии при трансформации волновых движений. Количественная связь между двумя видами дисперсий устанавливается параметром Урселла  $\tilde{U} \gg \varepsilon/\sigma^2$ .

При  $\tilde{U} \ll 1$  нелинейность несущественна и волны могут быть описаны в рамках линейной дисперсионной теории. При  $\tilde{U} \gg 1$  дисперсией можно пренебречь и волны описываются нелинейными уравнениями мелкой воды. При  $\tilde{U} = 1$  необходимо учитывать оба фактора [11]. Для волны попуска в Даугаве можно принять следующие значения характерных величин:  $\xi_0 = 1$  м,  $H_0 = 10$  м,  $\lambda_0 = 10^5$  м, тогда  $\tilde{U} = 10^7$ , следовательно, задачу можно решать в рамках теории мелкой воды.

Систему координат расположим таким образом, чтобы ось OZ была расположена вертикально вверх, а горизонтальная плоскость XOY совпадала с невозмущенной свободной поверхностью. Движение рассматривается в области  $Q_t = \{0 \leq x \leq X, 0 \leq y \leq Y, -H \leq z \leq \xi, 0 \leq t \leq T\}$ , где  $\xi = \xi(x, y, z)$  — свободная поверхность, а  $H = H(x, y)$  — дно. Тогда систему уравнений мелкой воды можно представить в следующем виде [12, 13, 14]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{H+\xi} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{V}{H+\xi} \frac{\partial U}{\partial y} - fV + g(H+\xi) \frac{\partial \xi}{\partial x} = \\ = \frac{\tau_x^x}{H+\xi} - k \frac{U}{(H+\xi)^2} \sqrt{U^2 + V^2}, \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{U}{H+\xi} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{V}{H+\xi} \frac{\partial V}{\partial y} - fV + g(H+\xi) \frac{\partial \xi}{\partial y} = \\ = \frac{\tau_y^y}{H+\xi} - k \frac{V}{(H+\xi)^2} \sqrt{U^2 + V^2}, \end{aligned} \quad (34)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0, \quad (35)$$

где  $U = \int_{-H}^{\xi} u dz$ ,  $V = \int_{-H}^{\xi} v dz$  — составляющие полного потока по осям  $x$  и  $y$ ,  $f = 2\omega \sin \varphi$  — параметр Кориолиса;  $g$  — ускорение свободного падения;  $k$  — коэффициент придонного трения,  $\tau_x^x$  и  $\tau_y^y$  — проекции касательного напряжения на свободной поверхности.

Выделив из всех направлений движения длинную гравитационную волну, имитирующую волну попуска, будем считать,

что в начальный момент времени компоненты полного потока и отклонения уровня заданы нулевыми значениями:

$$\left. \begin{aligned} U_{(x, y, z)} &= 0 \\ V_{(x, y, z)} &= 0 \\ \xi_{(x, y, z)} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (36)$$

Граница области  $\Gamma$  образована двумя типами границ — твердым контуром  $\Gamma_1$ , совпадающим с береговой линией и жидким контуром  $\Gamma_2$ . На твердом контуре задается условие непротекания

$$U_n|_{\Gamma_1} = 0. \quad (37)$$

На жидком контуре используется два вида граничных условий, соответствующих различным физическим процессам. На участке  $\Gamma_2'$  жидкого контура, где задается входной поток как функция времени, значение его может быть определено из решения одномерной модели в виде:

$$\xi|_{\Gamma_2'} = 0. \quad (38)$$

На участке жидкого контура, где поток направлен из области решения, используется условие свободного прохождения волны, обеспечивающее корректность дифференциальной задачи и оказывающее минимальное воздействие на решение внутри области:

$$\xi|_{\Gamma_2''} = \pm U/\sqrt{gH}. \quad (39)$$

Корректность постановки краевой задачи (33)—(39) и однозначность ее решения подробно проанализирована в [14]. Однако прежде, чем приступить к реализации сформулированной задачи, попытаемся рассмотреть исследуемый процесс с позиции одномерной модели. Результаты ее могут быть верифицированы по имеющимся натурным данным, не требующим двумерной детализации. С ее помощью можно сформулировать конкретные граничные условия на входной границе как функцию времени.

По формулировке одномерной модели волны попуска используется принцип моделирования речного паводка. В этом случае система уравнений (33)—(35) интегрируется в направлении  $OY$ , т. е. поперек русла реки. Вводя понятие расхода воды

$q = \int_0^B U dy$  и пренебрегая вращением Земли, приходим к системе уравнений, полученной Буссинеском и Сен-Венаном [5, 15]:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{q}{S} \right)^2 + gS \frac{\partial \xi}{\partial x} = B \tau_{\xi}^x - Bk \frac{q|q|}{S^2}, \quad (40)$$

$$B \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = P(x, t), \quad (41)$$

где  $S$  — площадь живого сечения реки,  $B$  — ширина реки,  $P(x, t)$  — известная функция, связанная с боковой приточностью.

Для одномерной модели справедливы положения, сформулированные выше для начальных и граничных условий. Кроме того, известны характеристики попуска в виде меняющегося во времени интегрального расхода через плотину для входящего потока. Следовательно, граничное условие для уровня может быть найдено из уравнения неразрывности (41). В результате для интегральной одномерной модели начальные и граничные условия могут быть записаны в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} q(x, 0) &= 0 \\ \xi(x, 0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (42)$$

$$\left. \begin{aligned} q|_{\Gamma_2'} &= f(t) \\ \xi|_{\Gamma_2'} &= f(q) \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial q}{\partial x^2} \Big|_{\Gamma_1'} &= 0 \\ \frac{\partial \xi}{\partial x} \Big|_{\Gamma_2''} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

Таким образом, система уравнений и граничные условия (40) — (44) позволяют определить функцию расхода  $q$  и превышение уровня  $\xi$ . Для решения уравнения (40) использован метод прогонки [7], а уравнение (41) решалось с помощью явной схемы.

Пространственная неоднородность уровенной поверхности может быть рассчитана с помощью сформулированной двумерной модели (33) — (39). Для ее решения использовался  $NN$ -метод, предложенный Ханзеном [3] и получивший широкое распространение при моделировании волновых процессов. Вычислительная устойчивость и сходимость разностной схемы подробно проанализированы в ряде работ, например в [3, 12, 13, 16]. При проведении конкретных численных экспериментов в качестве критерия устойчивости принималось условие Куранта:

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{\sqrt{gH_{\max}}}, \quad (45)$$

где  $H_{\max}$  — максимальная глубина исследуемого бассейна.

Для реализации численных экспериментов составлена программа на языке *FORTRAN-77* для ПЭВМ типа *IBM PC*.

Сформулированные математические модели позволяют описать динамические процессы на устьевом участке Даугавы и ее устьевом взморье. Решение поставленной задачи имеет важное значение для оценки взаимодействия процессов и их эволюции при антропогенном воздействии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Саркисян А. С. Численный анализ и прогноз морских течений. — Л.: Гидрометеоздат, 1977.—182 с.
2. Сычев В. И. О роли нелинейных эффектов при моделировании циркуляции вод в шельфовом море. — В сб.: Моделирование и экспериментальные исследования гидрологии шельфовых морей. — Л., изд. ЛГМИ, 1988, вып. 100, с. 12—17.
3. Hansen W. Die Reproduktion der Bewegungsvorgänge in Meer mit Hilfe hydrodynamics-numerischer Verfahren. — Mitt. Inst. Meersk. Hamburg, 1966, N 5, p. 1—57.
4. Лукьянов С. В. Двуслойная модель циркуляции вод на устьевом взморье. — В сб.: Моделирование и экспериментальные исследования шельфовых морей. — Л., изд. ЛГМИ, 1988, вып. 100, с. 148—158.
5. Дроннерс И. Расчеты приливов в реках и прибрежных водах. — Л.: Гидрометеоздат, 1967.—294 с.
6. Герман В. Х., Левиков С. П. Вероятностный анализ и моделирование колебаний уровня моря. — Л.: Гидрометеоздат, 1986.—351 с.
7. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. — М.: Мир, 1980.—616 с.
8. Пейре Р., Тейлор Т. Д. Вычислительные методы в задачах механики жидкости. — Л.: Гидрометеоздат, 1986.—351 с.
9. Калитин Н. Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978.—512 с.
10. Chen M., Divoky D., Hwang L.-S. Nearfield tsunami behaviour. — Final Rep. Tetra. Tech. Inc., Pasadena, 1975.—68 p.
11. Пелиновский Е. Н. Нелинейная динамика волн цунами. — Горький.: ИПФ АН СССР, 1982.—226 с.
12. Вольцингер Н. Е., Пясковский Р. В. Основные океанологические задачи теории мелкой воды. — Л.: Гидрометеоздат, 1968.—300 с.
13. Марчук А. Г., Чубаров Л. Б., Шокин Ю. И. Численное моделирование волн цунами. — Новосибирск: Наука, 1983.—175 с.
14. Марчук Г. И., Каган Б. А. Океанские приливы. — Л.: Гидрометеоздат, 1977.—296 с.
15. Пясковский Р. В., Померанец К. С. Наводнения. — Л.: Гидрометеоздат, 1982.—176 с.
16. Флетчер К. Вычислительные методы в динамике жидкостей. В 2-х томах. — М.: Мир, 1991.—552 с.

## ЭЛЕКТРОАНАЛОГОВОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ УСТЬЕВОЙ ОБЛАСТИ

При исследовании динамики устьевой области наиболее сложным представляется изучение участков с интенсивной деформацией русла, значительной изрезанностью берегов и, следовательно, крайней неоднородностью протекания динамических процессов. Для исследования таких участков могут быть использованы электроаналоговые модели [2], построенные на сходной с описанной в работе [1] математической основе. С этой целью было построено электроаналоговое устройство, реализующее принцип электрогидродинамической аналогии, т. е. подобия процессов в природе и на электрической модели. Кроме того, впервые для русла Даугавы реализована численная модель электрической цепи — аналога гидродинамической системы. Ее построение оказалось менее трудоемким, чем конструирование электрической модели, а использование нелинейных элементов в электрической цепи потребовало проверки их работы в электроаналоговом устройстве. В итоге оказалось возможным сопоставить результаты, полученные на электроаналоговом устройстве и по численной модели электрической цепи.

За основу при формулировке электроаналоговых моделей приняты выражения (33)—(35) из работы [2], в которых пренебрегается нелинейными членами, вращением Земли и трением на свободной поверхности. Определив шаг сетки через  $l$ , а среднюю глубину в ячейке электроаналоговой модели через  $H$ , запишем полученные уравнения в разностном виде для пространственных производных

$$\frac{1}{gH} \frac{\partial q_x}{\partial t} = -\Delta \xi_x - \frac{q_x |q_x|}{C^2 l H^3}, \quad (1)$$

$$\frac{1}{gH} \frac{\partial q_y}{\partial t} = -\Delta \xi_y - \frac{q_y |q_y|}{C^2 l H^3}, \quad (2)$$

$$l^2 \frac{\partial \xi}{\partial t} = -(\Delta q_x + \Delta q_y). \quad (3)$$

Здесь  $q_x = lU$ ,  $q_y = lV$ ,  $\Delta \xi$  и  $\Delta q$  — соответственно разности значений  $\xi$  и  $q$  в соседних узлах или ячейках электрической сетки.

В основу разработки электроаналогового устройства положена исходная система уравнений (32)—(35) из [2] при сформулированных допущениях и уравнений электрических цепей, составленных по второй системе электрогидродинамических ана-

логий. Это означает, что уравнению баланса сил гидродинамической системы соответствует не уравнение баланса напряжений определенного замкнутого контура электрической схемы, а уравнение баланса токов в узле. Соответствующая схема приведена на рис. 1 а.

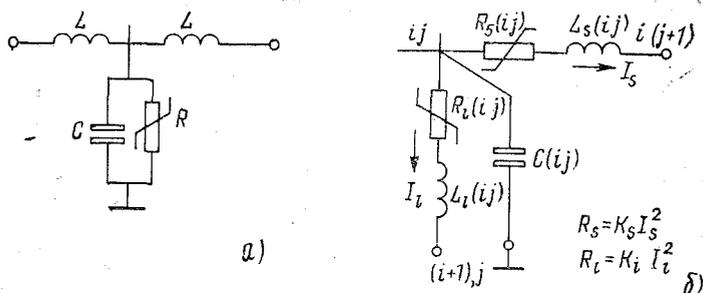


Рис. 1. Схема электрической ячейки: а — электроаналоговой модели; б — электрической схемы, реализованной численными методами

Уравнение электрической цепи, соответствующее системе уравнений (1) — (3), можно записать в следующем виде:

$$C_x \frac{\partial u_x}{\partial t_{\Theta}} = G_x u_x^2 - \Delta I_x, \quad (4)$$

$$C_y \frac{\partial u_y}{\partial t_{\Theta}} = G_y u_y^2 - \Delta I_y, \quad (5)$$

$$\frac{L}{4} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta I_x + \Delta I_y) = -(\Delta u_x + \Delta u_y), \quad (6)$$

где  $I_x$ ,  $I_y$  — составляющие силы тока в узлах электрической сетки;  $u$  — напряжение в ее узлах;  $t_{\Theta}$  — время в электрической системе;  $G$  — сосредоточенные в пределах шага сетки электрические «нелинейные» проводимости;  $L$  — индуктивности;  $C$  — емкости.

Сравнивая уравнения (1) — (3) и (4) — (6), введем константы подобия:

$$K_t = t/t_{\Theta}; \quad K_c = \frac{1}{gHC}; \quad K_L = l^2/L;$$

$$K_G = \frac{1}{C^2 H^3 l G}; \quad K_I = \xi/I; \quad K_u = q/u. \quad (7)$$

Условия подобия, определяющие выбор констант и соответственно параметров электрической модели, запишутся в следующем виде:

$$\frac{K_L K_C}{K_t^2} = 1; \quad \frac{K_G K_L K_u}{K_t} = 1; \quad \frac{K_L K_I}{K_t K_u} = 1.$$

Граничные условия в узлах сетки, соответствующих берегу, воссоздаются разрывом цепи, что имитирует условия непротекания через жидкую границу. На ней задаются изменения напряжения в узлах сетки, отвечающие колебаниям уровня, или силы тока в ветвях электрической цепи, что соответствует расходу воды. На морской границе в случае колебательного процесса возможно задание условия распространения волны за пределы моделируемой области без отражения. Для этого граничные конденсаторы модели шунтируются «волновым» сопротивлением, рассчитываемым для П-образной схемы замещения по формуле:

$$W = \left\{ \frac{R + i\omega L}{i\omega C [1 + 1/4 (i\omega L + R) i\omega C]} \right\}^{1/2}, \quad (8)$$

где  $\omega$  — преобладающая угловая частота колебаний;  $R$  — сопротивление.

При относительно слабом затухании колебаний справедливо соотношение  $W \approx \sqrt{L/C}$ .

Для расчета параметров аналоговой установки были использованы следующие численные значения констант подобия:

$$K_L = 6,4 \cdot 10^8 \text{ м}^2 \cdot \text{Гн}^{-1}; \quad K_C = 1,8 \cdot 10^7 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^2 \cdot \text{Ф}^{-1};$$

$$K_G = 4,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-5} \cdot \text{с} \cdot \text{Ом}; \quad K_u = 4 \cdot 10^2 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{В}^{-1}.$$

Исходные возмущения задаются на модели с помощью генератора напряжения, в узлах модели милливольтметром или осциллографом регистрируются напряжения, которые затем пересчитываются в соответствующие расходы через единичное поперечное сечение в пределах шага сетки по формуле:  $q = K_u u \text{ м}^3/\text{с}$ .

Временные характеристики в натуре рассчитываются с помощью констант подобия  $K_t$ :  $t = K_t \cdot t_\infty$ .

В результате имеется возможность регистрировать непрерывное изменение напряжения, отвечающее значениям расхода.

Электроаналоговое устройство для экспериментального исследования поведения участка реки при прохождении длинной волны, реализующее принцип аналогии электро- и гидродинамических процессов, было построено специалистами Санкт-Петербургского электротехнического института под руководством кандидата технических наук Е. А. Колгина. Оно содержит 192

элементарные электрические ячейки, представляющие собой  $T$ -образные  $RLC$ -цепи.

Каждая элементарная ячейка имеет симметричные горизонтальные ветви из индуктивностей в 5 мкГн, а стволом является заземленное с одного конца параллельное соединение конденсатора и нелинейного активного сопротивления. Для каждой ячейки задавались численные значения нелинейной проводимости и емкости конденсатора. Свободные концы индуктивных ветвей отдельных ячеек объединяются по четыре, образуя контрольную

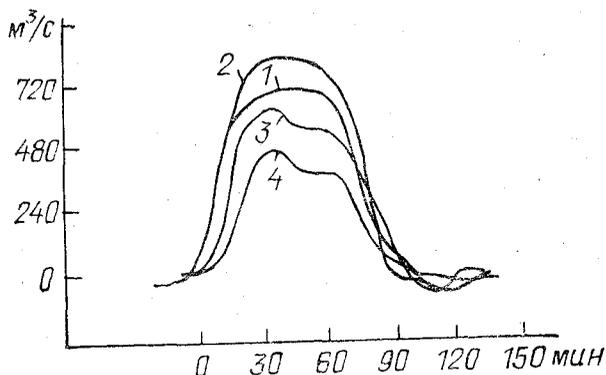


Рис. 2. Изменение расходов через поперечное сечение элементарных ячеек электроаналогового устройства

сетку. Контрольными точками в схеме служат узлы, в которых соединяются все элементы  $RLC$ -цепи каждой из элементарных ячеек.

При численном моделировании электрической схемы замещения используется электрическая схема-аналог, принципиальная схема которой изображена на рис. 1 б. Она состоит из емкостей  $C$ , индуктивностей  $L$  и описывается уравнениями, отвечающими первой системе электродинамических аналогий в следующем виде:

$$L \frac{\partial I_x}{\partial t_{\text{Э}}} = -\Delta u_x - RI_x^2, \quad (9)$$

$$L \frac{\partial I_y}{\partial t_{\text{Э}}} = -\Delta u_y - RI_y^2, \quad (10)$$

$$C \frac{\partial u}{\partial t_{\text{Э}}} = -(\Delta I_x + \Delta I_y). \quad (11)$$

Для уравнений (1)—(3) и (9)—(11), аналогичных по структуре, вводятся следующие константы подобия:

$$K_L = 1/gCL; \quad K_C = l^2/C; \quad K_t = t/t_\partial; \\ K_u = \xi/u; \quad K_I = q/I; \quad K_R = \frac{1}{C^2 H^3 l R}. \quad (12)$$

Условия подобия для гидродинамической и электрической моделей могут быть представлены в виде индикаторов подобия:

$$\frac{K_C K_L}{K_t^2} = 1; \quad \frac{K_I K_R K_t}{K_L} = 1; \quad \frac{K_C K_u}{K_I K_t} = 1. \quad (13)$$

При реализации модели наиболее удобно задать соотношения между узловыми напряжениями и силой тока в ветвях модели с соответствующими им значениями уровня и расходов с помощью констант подобия, равных 1. Тогда напряжения в вольтах численно соответствуют уровню в метрах, а сила тока в амперах — расходу через единичное сечение в м<sup>3</sup>/с. В этом случае индуктивности  $L_s$  и  $L_t$  задаются в пределах от  $4,9 \cdot 10^{-3}$  до  $7,4 \cdot 10^{-2}$  Гн, емкости — от  $4,01 \cdot 10^2$  до  $1,6 \cdot 10^3$  Ф. Сопротивления  $R_s$  и  $R_t$  были определены в диапазоне от  $6,86 \cdot 10^{-9}$  до  $2,12 \cdot 10^{-7}$  ВА<sup>-2</sup>. На жидкой границе вводились дополнительные нелинейные сопротивления  $R_g$  от  $2,78 \cdot 10^{-3}$  до  $9,12 \cdot 10^{-3}$  ВА<sup>-2</sup>, а также емкостные элементы  $C_g$  от  $5,7 \cdot 10^5$  до  $2,35 \cdot 10^6$  Ф.

Для численной реализации описанной электрической цепи осуществляется переход к дискретной системе замещения, расчет которой производится методом угловых напряжений. Решение системы уравнений осуществляется методом редукции.

Если  $i$  и  $j$  — координаты ячейки электрической модели на рис. 4 б, то для центрального узла  $(ij)$  ячейки получим слагаемое, равное

$$\Delta I_{u_{ij}} = \frac{u_C C}{H} - \frac{I_t R_t}{R_{\partial l}} - \frac{I_s R_s}{R_{\partial s}}. \quad (14)$$

Для узла с координатами  $i$  и  $j+1$  слагаемое имеет вид

$$\Delta I_{u_{i(j+1)}} = \frac{I_s R_s}{R_{\partial s}},$$

а для координат  $i+1$  и  $j$  соответственно

$$\Delta I_{u_{(i+1)j}} = \frac{I_t R_t}{R_{\partial l}}.$$

Слагаемые вектора  $I_0$  будут представлены следующим образом:

$$\begin{aligned}\Delta I_{0lj} &= \frac{1}{R_l} (u_{0lj}) + \frac{1}{R_{\partial S}} [u_{0lj} - u_{0l(j+1)}] + \frac{1}{R_{\partial l}} [u_{0lj} - u_{0(l+1)l}], \\ \Delta I_{0l(j+1)} &= -\frac{1}{R_{\partial S}} [u_{0lj} - u_{0l(j+1)}], \\ \Delta I_{0(l+1)j} &= -\frac{1}{R_{\partial l}} [u_{0lj} - u_{0(l+1)j}].\end{aligned}\quad (15)$$

Источники тока  $I^*(t)$  учитываются в векторе  $\Delta I$  слагаемыми  $\Delta I_{ij} = I^*(t)$ .

Емкости и сопротивления для жидких границ имитируются в векторе слагаемыми

$$\Delta I_{ij} = (u_{c_{gj}} - u_{0j}) / (R_{gj} + H/C_{gj}), \quad (16)$$

где  $u_{c_{gj}}$  — начальное напряжение емкости;  $u_{jj}$  — начальное приближение напряжения узла  $j$  на жидкой границе.

Для удобства работы с приведенными формулами значения  $\Delta I$  и векторов  $X^k$  формируются в двумерных массивах, размерность которых определяется размерностью электрической модели.

Для отладки и верификации параметров модели были реализованы тестовые примеры. Кроме того, на их основе проведены методические расчеты гидрологических характеристик в устьевой области Даугавы.

Один из тестовых примеров был реализован на электрической модели размерностью  $375 \times 27$  уз (рис. 1 из [3], участок А). С ее помощью выполнены методические расчеты по моделированию процессов в устьевой области Даугавы с позиций электрогидродинамической аналогии на интервале до 14 мин.

Анализ результатов экспериментов показал, что оптимальным шагом интегрирования для сходимости итерационного процесса расчета системы уравнений узловых напряжений является интервал около 1 с. Программой этот шаг выбирается автоматически. Если задать меньший шаг, то программа увеличивает его до оптимального значения, а при попытке увеличить шаг — растет число итераций и программа уменьшает его до оптимального значения.

Время распространения возмущения в русле между двумя соседними узлами составляет в среднем 16 с. Если сравнить эту величину с периодом колебательного контура одной ячейки электрической модели, то для средних значений параметров получим  $T = 2\pi\sqrt{LC} \approx 25$  с. Время заряда емкости колебательного контура составляет половину периода колебаний  $\approx 12,5$  с.

В процессе распространения возмущения возникает сложный переход, так как модель имеет многоструктурную конфигурацию с различными параметрами элементов. Добротность контуров ячеек модели достаточно высокая и в среднем составляет  $Q=628$ . С учетом значения среднего периода колебаний это позволяет получить оценку длительности переходного процесса  $\approx 15\,700$  с.

Анализ методических расчетов показал их соответствие известным представлениям о гидродинамических процессах в устьевых областях рек. При задании возмущения на границе (у вантового моста) в виде полусинусоиды с периодом  $\approx 4$  ч, полученные в течение 14 мин расчетного времени результаты соответствуют таковым по расчетам с помощью численной гидродинамической модели. Сравнение с натурными данными: в натуре за 14 мин волна попуска распространяется вниз по течению на расстояние до 8 км, расчеты дают  $\approx 7,5$  км; скорости течения на стрежне в натуре 0,4 м/с, по расчетам — 0,5 м/с.

Кроме того, моделировались динамические процессы в русле реки ниже вантового моста (рис. 1 из [3], участок С). В исходном сечении шириной 400 м воспроизводилось синхронное изменение расхода, амплитуда которого соответствовала полной нагрузке Рижской ГЭС (3600 м<sup>3</sup>/с). На рис. 2 представлены результаты этих расчетов для элементарных ячеек (их ширина 80 м и амплитуда расхода 720 м<sup>3</sup>/с). Схема расположения точек и их координаты, где регистрировались на модели значения расхода, приведены на рис. 3. Значения средних скоростей течения, рассчитанные на основе полученных расходов, определялись при условии, что в моделируемой области, согласно натурным данным, течения при попуске имеют малые вертикальные скорости. К общим закономерностям можно отнести уменьшение расходов вдоль оси реки. На участках в районе боковых притоков и портовых акваторий, расшаряющих русло, отмечается увеличение максимальных значений средних скоростей течения. Из наблюдений известно, что после прекращения сброса на участке от устья до поста Андрейоста появляются скорости противоположных направлений, величина которых может достигать 0,2 м/с. Эксперименты на модели позволили выявить максимальные скорости в таких районах также  $\approx 0,2$  м/с. При моделировании выявлено, что пространственная неоднородность поля скорости вверх по течению практически не проявляется. В дальнейшем происходит изменение во времени величин и направлений скорости, которые являются проявлением остаточных колебаний, имеющих вид сейши.

Численная модель электрической схемы, описывающей динамические процессы, была реализована с шагом 40 м на участке от устья до вантового моста (рис. 1 из [3], участок А). Проведение

ны расчеты положения уровенной поверхности, продольных и поперечных расходов. Наиболее значимые результаты приведены для участка длиной 3 км ниже вантового моста. Исходное

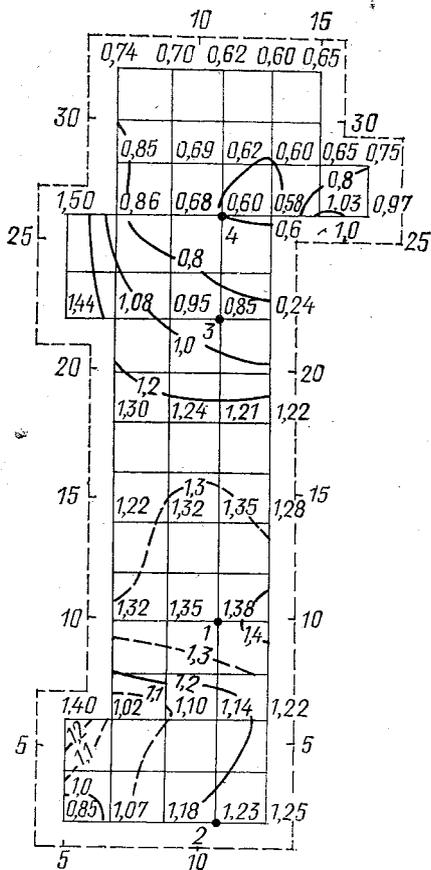


Рис. 3. Распределение максимальных значений средних скоростей потока (м/с) в ячейках электроаналогового устройства

возмущение задавалось продолжительностью 20 мин. Моделировалась ситуация с максимальной величиной расхода  $1800 \text{ м}^3/\text{с}$ . При этом по результатам моделирования максимальные величины продольных расходов на выделенном участке отмечаются через 20 мин после прохождения волны пуща у вантового моста и достигают  $160 \text{ м}^3/\text{с}$  через поперечное сечение единичной

сетки расчетной области. Отчетливо выделена пространственная неоднородность продольной составляющей расходов (рис. 4 а):

Поперечная составляющая на порядок меньше продольной (рис. 4 б). Однако ее пространственная неоднородность и, осо-

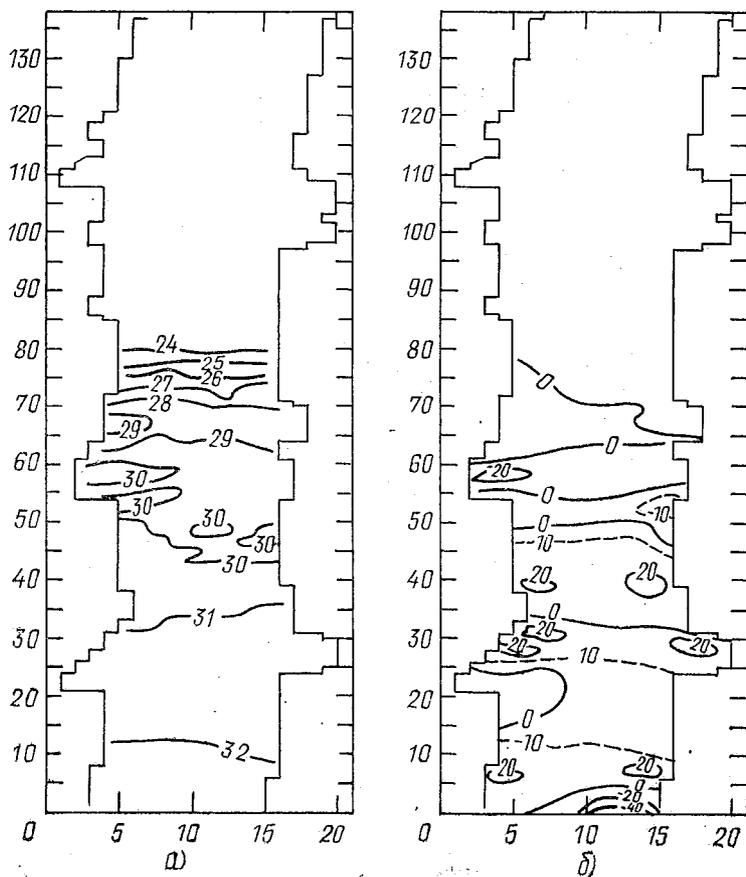


Рис. 4. Распределение продольной (а) и поперечной (б) составляющих элементарных расходов (м/с) через 10 мин после прохождения гребня волны попуска через входную границу области

бенно, смена знака свидетельствуют о завихренности в поле скоростей при прохождении волны попуска даже при незначительном искривлении фронта волны. Расходы, обусловленные составляющими скорости вверх по течению реки, проявляются через 50 мин после прохождения гребня волны в исходном сечении, что согласуется с данными наблюдений.

Рассчитываемые характеристики достигают наибольших значений на моделируемом участке спустя 10 мин после прохождения гребня волны попуска через границу расчетной области. Продольная составляющая расхода достигает максимальных значений 150 м<sup>3</sup>/с в центральной части участка, тогда как в верхнем и нижнем сечениях значения не превышают 100 и 126 м<sup>3</sup>/с. При сравнении рис. 4 а и б выясняется, что экстремумы в поле продольных расходов опережают перемещающийся фронт волны попуска. Для горизонтального расстояния это смещение составляет около 2 км, а во времени — несколько минут. Замеченные особенности характеризуют развитие резко нестационарных процессов, к которым относится распространение волны попуска. Физически это объясняется учитываемыми при расчетах отличиями уклона свободной поверхности в передней части волны от среднего стационарного уклона. В результате увеличивается горизонтальный градиент давления и наибольшие расходы при попуске не совпадают в пространстве и времени с максимумом уровня — гребнем волны и опережают его. В дальнейшем через 50 мин начинается подъем уровня (прохождение гребня отраженной волны), сначала до 5 см, а через 60 мин — до 10 см. Для этого момента времени поле расходов характеризуется отрицательными значениями продольной составляющей, то есть потоком вверх по течению. Через 80 мин картина в поле расходов и уровней отвечает прохождению подошвы отраженной волны. При дальнейших расчетах происходит затухание возникших колебаний, период которых составляет около 50 мин. Для продольных колебаний уровня существенную роль играют геометрические размеры области, в которой моделируются процессы. Поперечные расходы в большинстве случаев на порядок меньше продольных, однако после прохождения волны попуска появляются зоны, на которых эти составляющие одного порядка, что объясняется морфометрией участка. Эти зоны отличаются интенсивными вихревыми процессами и, следовательно, перераспределением донных осадков.

В результате проделанной работы впервые для устьевой области Даугавы построено электроаналоговое устройство, позволившее оценить характер неоднородности динамических процессов на выделенных участках с неоднородными рельефом дна и изрезанной береговой линией. Двумерная численная модель электрической схемы, имитирующей динамические процессы в русле, дала результаты, не противоречащие полученным в работе [3].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Макаров В. А., Мензин А. Б. Электрическое аналоговое моделирование. Некоторые вопросы теории и эксперимента. — Л.: Гидрометеоиздат, 1976.—112 с.

2. *Белянцев М. А., Лукьянов С. В., Сычев В. И.* Математические модели антропогенных изменений гидрологических процессов Рижского залива и устьевого участка Даугавы. — См. наст. сборник.

3. *Агишев Ю. Г., Белянцев М. А., Лукьянов С. В., Сычев В. И.* Оценка влияния антропогенного воздействия на гидрологические процессы в устьевой области Даугавы (результаты моделирования). — См. наст. сборник.

УДК 551.465

*Ю. Г. АГИШЕВ, М. А. БЕЛЯНЦЕВ, С. В. ЛУКЬЯНОВ,  
В. И. СЫЧЕВ (РГГМИ)*

## **ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ АНТРОПОГЕННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В УСТЬЕВОЙ ОБЛАСТИ ДАУГАВЫ (РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ)**

Для изучения эволюции динамической и халинной структуры устьевой области Даугавы использовались решения задач, сформулированных в работе [1]. На рис. 1 приведена схема устьевого участка Даугавы с указанием областей реализации описанных математических моделей.

Модель, имитирующая гидрологические процессы на шельфе, использовалась для проведения численных экспериментов по оценке влияния речного попуска на гидродинамику Рижского залива. Для ее реализации взяты данные конкретной наблюдений в заливе, полученные во время комплексной экспедиции 1—3 августа 1983 г. В качестве начальных условий было задано реальное распределение плотности. В устьевой области плотность принималась равной 0,3 условных единиц, что соответствует ее характерному значению. Величина речного стока задавалась функцией времени и определялась значениями расхода, связанными с попуском ГЭС в 3600 м<sup>3</sup>/с. Продолжительность попуска — 5 ч. Проведены численные эксперименты по определению параметров модели, а также влияния этих параметров на результаты расчетов. Изменение коэффициента турбулентной вязкости существенно влияет на вертикальный профиль скорости рассчитанных течений и определяет интенсивность донного трения. Увеличение коэффициента турбулентной диффузии до значений 10<sup>-5</sup> м<sup>2</sup>/с приводит к необоснованному размыванию пикноклина. Результаты численных экспериментов позволили принять следующие значения модельных параметров:  $K=0,01$  м<sup>2</sup>/с,  $K_p=10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с, шаг по времени — 200 с. Следующий этап экспериментов заключался в расчете гидрологических характеристик Рижского залива, отвечающих начальному полю плотности. Так как начальное поле течений полагалось нулевым

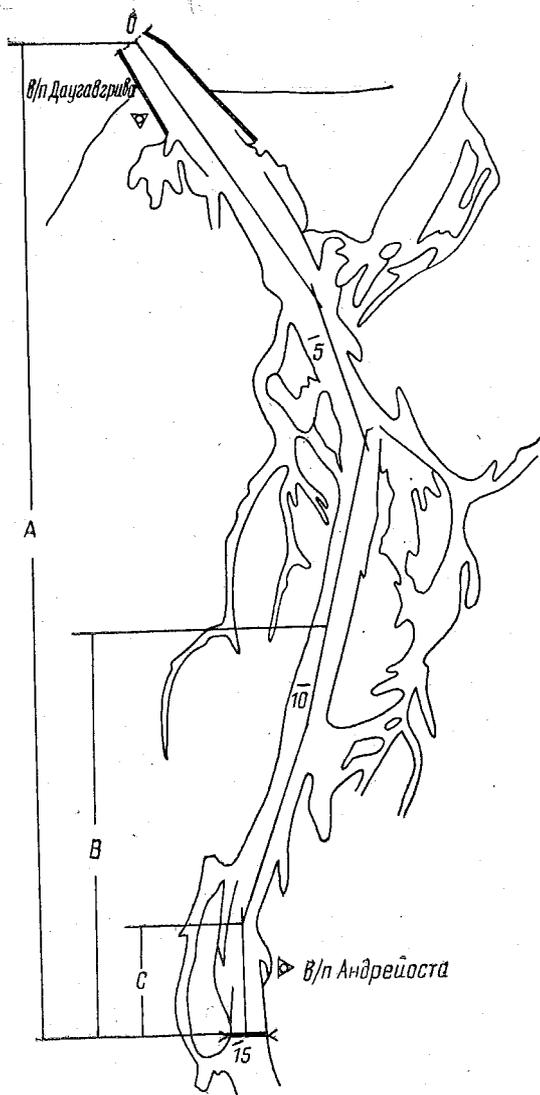


Рис. 1. Устьевая область Даугавы (цифрами указано расстояние от взморья): *A* — область реализации одномерной интегральной модели, численной модели электрической схемы и модели распространения соленоватых вод; *B* — область реализации двумерной численной модели распространения волны попуска; *C* — участок, для которого построено электроаналоговое устройство

и вычисления велись из состояния покоя, то определялось время, за которое достигалось согласование полей плотности и течений. При отсутствии ветра поле течений достигало стационарного состояния через 15 шагов вычислительного процесса. Существенную роль в формировании поля течений в заливе играет ветер. Моделировались различные барические ситуации и их

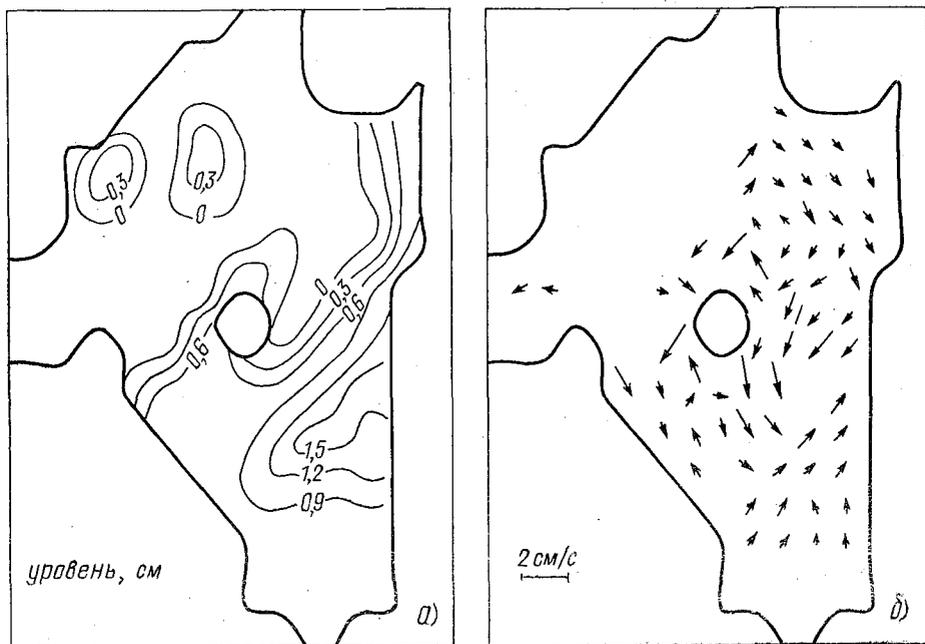


Рис. 2. Рассчитанные поля уровня и скорости течения через 0,5 ч после выхода волны попуска на устьевое взморье

влияние на динамику вод. Скорость дрейфового течения на поверхности, как правило, на порядок превышает скорости при плотностной циркуляции. Приспособление к стационарному полю ветра ввиду малой глубины происходит уже через 1—1,5 ч.

Основные результаты экспериментов соответствуют описанным в [2], что позволяет использовать построенную модель для условий Рижского залива. Моделировались короткопериодные изменения полей течений и уровня при прохождении волны попуска через устьевую область Даугавы. Величина расхода аппроксимировалась полусинусоидой с амплитудой  $3000 \text{ м}^3/\text{с}$  и задавалась в виде граничного условия. Иллюстрируются результаты экспериментов в отсутствие ветра. На рис. 2—3 показаны

положение урвённой по́верхности и поле скорости течéния на поверхности после прекращения попуска для стационарного поля течений через 0,5 ч, после выхода гребня для его волны на устьевое взморье, а также спустя 20 ч после прохождения волны попуска.

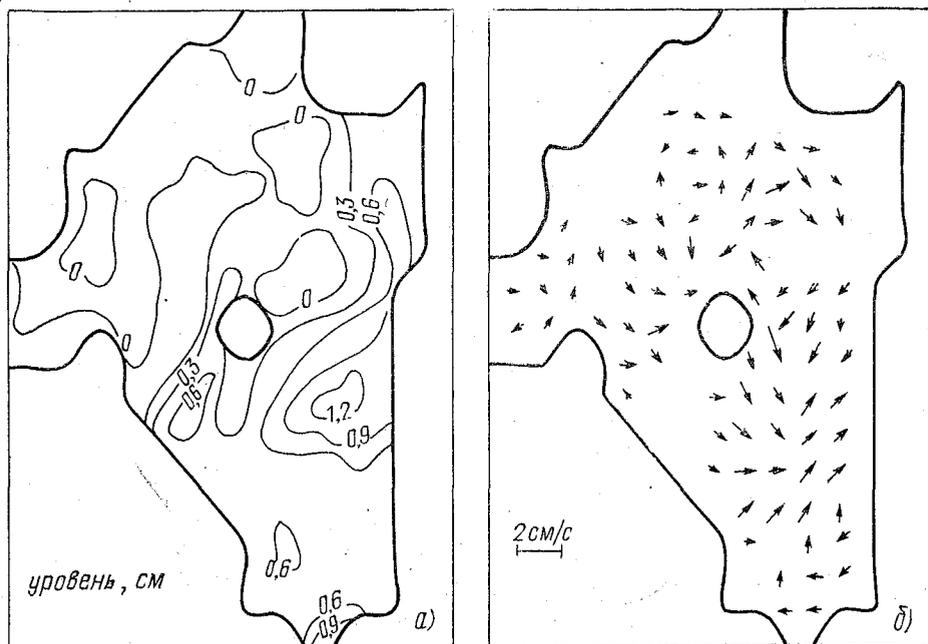


Рис. 3. Рассчитанные поля уровня и скорости течения через 20 ч после прохождения волны попуска

Увеличение расхода Даугавы привело к некоторому повышению уровня и скорости течения на устьевом взморье, однако это возмущение имеет локальный характер и не сказывается на остальной части акватории залива. Реакция вод на прохождение волны попуска и после его прохождения заметна лишь на взморье Даугавы. На рис. 3 превышение уровня по сравнению с невозмущенным состоянием достигает нескольких сантиметров, а скорость течения увеличивается на 2—4 см/с. Таким образом, можно сделать вывод о том, что именно на устьевом взморье Даугавы градиент скорости течения достигает наибольших значений, а следовательно, велика неоднородность процессов динамики грунтов.

Благодаря небольшому шагу по времени численная модель позволила описать некоторые особенности бароклинных и баротропных процессов для малых периодов осреднения. Полученные результаты показали возможность исследования реакции взморья на воздействие аномальных расходов, связанных с прохождением волны пуща Рижской ГЭС. Кроме прочего, результаты вычислений могут быть использованы в качестве граничных условий для уровня и солёности в модели, имитирующей гидрологические процессы в устьевой области Даугавы.

Расчетная область для этой модели представляла собой сетку  $376 \times 27$  уз. с пространственным шагом 40 м. Шаг по времени был выбран 1,5 с, при этом затраты машинного времени на ЭВМ ЕС-1061 для такой большой сеточной области превышали физическое время в 9 раз. С учетом этого обстоятельства были проведены только такие численные эксперименты, для которых при минимуме затрат машинного времени оказалось возможным проанализировать характер распространения солоноватых вод вверх по течению реки.

На начальной стадии экспериментов оценивались максимальные скорости перемещения соленостного клина. При этом было сделано допущение, что в начальный момент «открытия ворот шлюза» воды верхнего и нижнего слоев не перемешиваются ни по горизонтали, ни по вертикали.

Начальные условия определялись следующим образом:  $\rho_1 = 1,000 \text{ г/см}^3$ ,  $\rho_2 = 1,0025 \text{ г/см}^3$ ,  $V_1 = V_2 = 0$ , граница нижнего слоя определена глубиной залегания пикноклина  $h_1 = 8$  м. Нижний слой на расстоянии 3840 м от устьевого створа ограничен вертикальной плоскостью, т. е. его сечение вдоль оси русла имеет форму прямоугольника.

Расчеты проводились на период до 120 шагов по времени. Граница зоны выклинивания нижнего слоя продвинулась вверх по реке на расстояние до 760 м. Форма границы раздела слоев существенно изменилась по сравнению с начальной (плоскостью на глубине 8 м). Максимальный заток солоноватых вод при этом наблюдался не в зоне максимальных глубин, а ближе к левому берегу. По-видимому, это обусловлено направлением в этой зоне потоков вверх по реке как в верхнем, так и в нижнем слое, что вызвано циклонической завихренностью в этом сечении над фарватером, которая хорошо прослеживалась в поле уровня. Причины циклонической завихренности обусловлены, очевидно, бароклинными факторами, поскольку, согласно начальным условиям, неоднородность начальных полей была только у бароклинных слагаемых. Значения скорости продвижения клина солоноватых вод изменялись в пределах от 3,1 до 4,9 м/с, а толщина нижнего слоя не превышала 1 м. По оценкам скорости движения клина по Кейлегану  $V_{ah} = K\sqrt{2gH}$

( $K=1,1$ ) и по плотностной скорости  $V'_{ah}=K'\sqrt{2gH\Delta\rho/\rho}$  ( $K'=0,4$ ) для устья Даугавы получаются величины  $V_{ah}=15,4$  м/с и  $V'_{ah}=0,12$  м/с. При этом первая из этих оценок описывает случай, когда «ворота шлюза» в начальный момент времени разделяют воды с плотностями  $\rho_1$  и  $\rho_2$  по всей глубине. Вторая оценка — случай, когда соленостный клин в начальный момент уже имеет форму, близкую к естественной, и перемещается в ту или иную сторону в зависимости от соотношения скоростей набегающего потока и  $V'_{ah}$ .

Для следующей серии экспериментов использовались прежние начальные условия, но после отметки 3840 м толщина верхнего слоя полагалась линейно растущей от 7 м с шагом 10 см по глубине до пересечения с дном (т. е. на описываемом участке профиль нижнего слоя имел форму треугольника). Несмотря на увеличение толщины слоя на 1 м, по сравнению с вышеописанным экспериментом, изменение формы «головной» части клина привело к уменьшению скорости его продвижения, которая не превышала 2,2 м/с. Дополнительный учет горизонтальной диффузии плотности при неизменных прочих условиях эксперимента способствовал уменьшению скорости продвижения клина до 1,9 м/с, что однозначно определено уменьшением плотностной скорости.

Наиболее близкими к реальным условиям были численные эксперименты с учетом как горизонтального перемешивания и адвекции плотности, так и вертикального перемешивания. Уменьшение скорости продвижения солоноватых вод при этом было наиболее значительным, она не превышала  $V=0,44$  м/с. Эти результаты наглядно свидетельствуют о важности учета всех рассмотренных выше физических факторов, влияющих на положение границы раздела пресных и осолоненных вод. Результат последней серии экспериментов представлен на рис. 4. Отметим, что по сравнению с первыми расчетами скорость продвижения клина солоноватых вод в последних расчетах уменьшилась в 5 раз.

В отсутствие пуска течения в устьевой области малы и не превышают 10—12 см/с. Поэтому вероятны ситуации, когда скорость стокового течения будет оставаться меньше плотностной скорости, что, по традиционным оценкам, свидетельствует о возможности движения клина вверх по реке. В этом случае даже при наименьших полученных в наших расчетах скоростях продвижения клина 0,2 м/с дальность его проникновения за 20 ч может составить 14 км. Это обстоятельство подтверждается имеющимися немногочисленными данными натуральных наблюдений. Полученные результаты показали, что при описании динамических процессов непосредственно в русле в первую очередь необходимо задание эволюции уровенной поверхности. Халин-

ные процессы заметны в отсутствие попуска. Выделение периода их интенсификации позволяет уменьшить продолжительность расчетов.

Кроме того, результаты расчетов могут найти применение при исследовании влияния меняющегося химического состава в русле Даугавы на характер гидрологических процессов, а так-

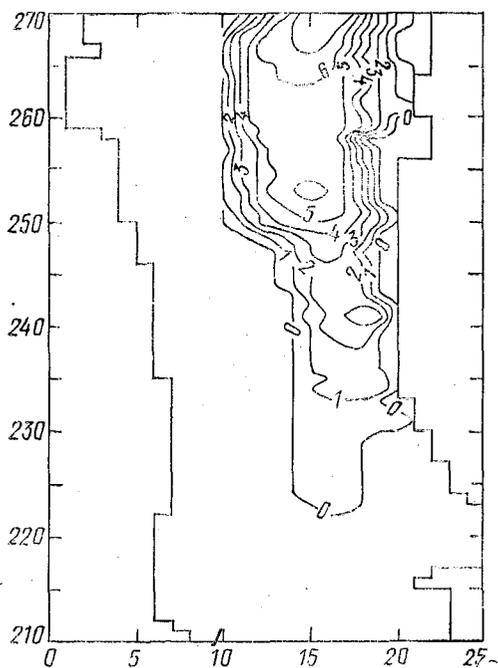


Рис. 4. Рассчитанная толщина слоя соленоватых вод в устьевой области через 15 мин после прекращения попуска

же при оценках химического воздействия на гидротехнические сооружения.

При численной реализации одномерной интегральной модели расчетная область располагалась от вантового моста до устья Даугавы (см. рис. 1) и имела длину 15 км. Для решения русло реки было спрямлено, шаг в пространстве  $\Delta x = 200$  м, шаг по времени  $\Delta t = 10$  с. Полагалось, что характеристики потока мало меняются от плотины до вантового моста, поэтому для выходного потока использовались значения, измеренные непосредственно у плотины ГЭС. Максимальная величина расхо-

да составляла  $q_{\max} = 3600 \text{ м}^3/\text{с}$ . Функция  $q = f(t)$  в (43) из [1] аппроксимировалась трапецией. В соответствии с натурными данными продолжительность попуска при  $q = q_{\max}$  полагалась не менее 4 ч.

Согласно данным [3], коэффициент сопротивления  $k$  является функцией коэффициента Шези  $C$  и связан с ним следующим соотношением:

$$k = gC^{-2}. \quad (1)$$

В расчетах использовалось значение  $k = 0,005$ , но для выяснения влияния коэффициента сопротивления на расчетные характеристики его величина варьировалась от 0,003 до 0,001. Важным фактором, требующим экспериментального определения, является показатель боковой приточности  $p(x, t)$ . Его определение для нижнего течения Даугавы ввиду чрезвычайной изрезанности берегов и отсутствия достоверной информации не может быть произведено с достаточной точностью. Поэтому для связи между повышением уровня и увеличением поперечного сечения реки использовался ряд предположений. Изменение расхода от плотины ГЭС до величины, задаваемой на границе входящего потока, учитывалось следующей функциональной зависимостью:

$$q|_{\Gamma_2'} = Af_t, \quad (2)$$

где  $A$  — эмпирический коэффициент.

Непосредственно в расчетной области увеличение поперечного сечения за счет затопления берегов может быть определено из уравнения неразрывности, записанного в форме:

$$B_H \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{\partial q}{\partial x} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $B_H(x, t) \geq B(x, t)$  и обозначает ширину области затопления. В качестве простейшего выражения для определения  $B_H$  может быть использовано следующее:

$$B_H(x, t) = DB(x, t), \quad (4)$$

где  $D > 1$  — эмпирический коэффициент.

Результаты экспериментов показали, что максимальная величина уровня при прохождении волны попуска определяется параметром  $A$ , а вид кривой уровенной поверхности как функции времени — параметром  $D$ . На рис. 5 изображено положение уровенной поверхности в районе водного поста Андрейоста при  $A = 0,65$  и  $D = 2,5$ ,  $q_{\max} = 3600 \text{ м}^3/\text{с}$ . По-видимому, после прохождения волны попуска колебаниями уровня управляют иные процессы, что следует из рис. 5. Расчетная кривая расположена в основном ниже наблюдаемой, что связано с отсутствием учета

возврата воды из боковых притоков, которая поступила туда прежде.

Параметр  $A$  также существенно зависит от положения уровня в Рижском заливе, влияние которого аппроксимировалось экспериментальной степенной функцией вида

$$A = 0,35Z^n + 0,55, \quad (5)$$

где  $Z = 0,5 - \xi_B$ ,  $n = 1,8$ ,  $\xi_B$  — превышение уровня на взморье над нулевым уровнем Балтийского моря.

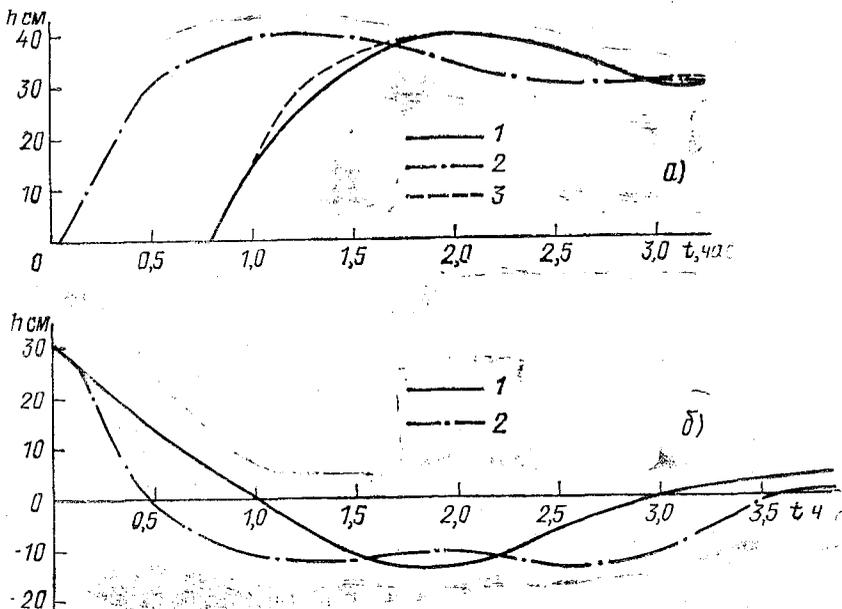


Рис. 5. Эволюция уровня у водомерного поста Андрейоста: 1 — наблюдение; 2, 3 — расчет.

а — при прохождении гребня волны попуска; б — после прекращения сброса

В первом приближении для одномерной модели учитывалось влияние ветра и положение уровня в Рижском заливе через граничное условие. Для этой цели может использоваться упрощенная форма уравнения Сен-Венана:

$$\tau_{\xi} = -g \frac{S}{B} \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad (6)$$

$$\left. \frac{dq}{dt} \right|_{\Gamma_2} = -gS \left. \frac{\partial \xi}{\partial x} \right|_{\Gamma_2}, \quad (7)$$

Соотношение (6) использовалось для вычисления  $\tau_z(x, t)$  до начала пуска по экспериментальным данным. В дальнейшем расчеты производились в предположении о неизменности скорости ветра в период пуска 5—8 ч, т. е. полагалось  $\tau_z(x, t) = \text{const}$ .

Для вычисления производной в выражении (7) необходима информация о величине уровня в Рижском заливе по данным поста Даугавгрива на весь период вычислений. Следует отметить, что использование граничного условия в форме (7) приводит к эффекту частичного отражения.

После определения параметров модели были проведены расчеты суточного хода уровня в устьевой области Даугавы при реальных расходах пуска Рижской ГЭС. Максимальные расходы через плотину при экспериментах составляли от 1600 до 3600 м<sup>3</sup>/с. На рис. 6 демонстрируются два варианта расчетов: с учетом выражений (2)—(5) и при использовании всех соотношений (2)—(7). Для оценки качества вычисленных значений уровня его эволюция приведена в районе постов Андрейоста (а) и Даугавгрива (б). Не вызывает сомнений необходимость учета всех влияющих на изменения уровня факторов (как во втором варианте расчетов). Отсутствие натуральных данных не позволило провести детальный анализ особенностей пространственной неоднородности эволюции уровенной поверхности в устьевой области. Однако приведенные результаты показали, что одномерная модель позволяет верно учесть изменение интегральных характеристик волны пуска и может служить для конкретных расчетов уровенной поверхности и расчетов в устьевой области Даугавы в зависимости от величины пуска в Рижской ГЭС.

Для реализации двумерной модели волновых процессов часть русла Даугавы была аппроксимирована на сеточном шаблоне с пространственным шагом  $\Delta x = 20$  м, шаг по времени выбран в соответствии с условием Куранта — Фридрихса — Леви  $\Delta t = 1$  с. Размеры сеточной области составили  $21 \times 138$  уз (рис. 1, участок В).

Проведенные численные эксперименты позволили выявить условия применимости сформулированной модели для области исследований, влияние схемной вязкости изучалось в идеализированном бассейне с прямолинейными берегами и постоянной глубиной  $H = 12$  м. На входе задавалась волна пуска в виде полусинусоиды с амплитудой 1 м и периодом 4 ч. Сила трения и ветер не учитывались. Результаты расчетов в течение 5 ч показали, что уменьшение высоты волны за счет влияния схемной вязкости к концу периодов расчетов составило не более 2% от высоты начального возмущения. Тем самым показано, что схемной вязкостью не вносятся существенных искажений в ре-



шение. Оценки искажающего влияния условий на выходной границе на решение, проведенные для идеализированного бассейна, показали, что амплитуда остаточных колебаний после прохож-

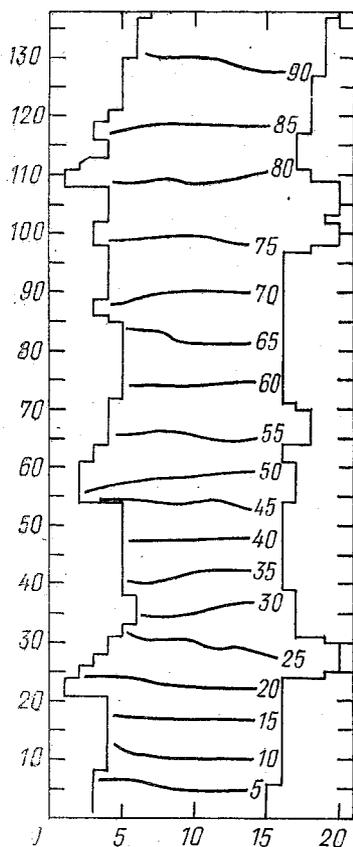


Рис. 7. Рассчитанное поле уровня при прохождении подошвы волны попуска через выходную границу

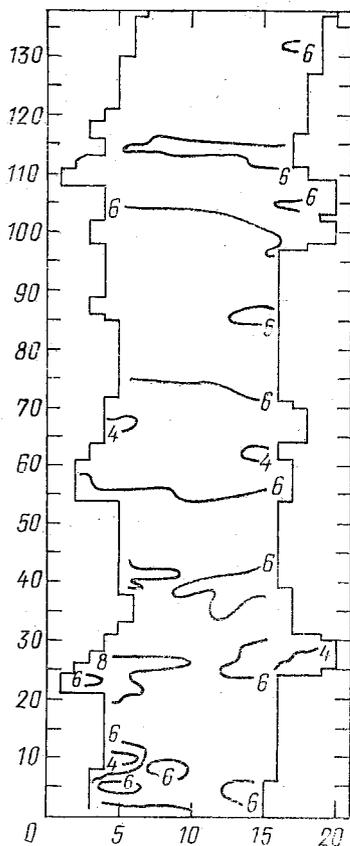


Рис. 8. Рассчитанное поле уровня после прохождения волны попуска

дения волнового возмущения не превосходит 1% от ее начального значения.

Численные эксперименты по моделированию волны попуска для бассейна с реальной морфометрией предполагали также расчет распространения волны с максимальной амплитудой 1 м, которая задавалась при тестировании модели. Величины скоро-

сти течения и уровень на стрежне задавались по данным расчетов одномерной модели. Рисунок 7 иллюстрирует прохождение подошвы волны попуска через входную границу и слабую деформацию фронта волны о берег при максимальных скоростях потока. На рис. 8 показано неоднородное поле уровня после прохождения волны попуска через исследуемую область. На рис. 9 приведены кривые изменения уровня в различных областях бассейна. Результаты выполненных расчетов приводят к выводу о прогрессивном характере волны попуска в устьевой

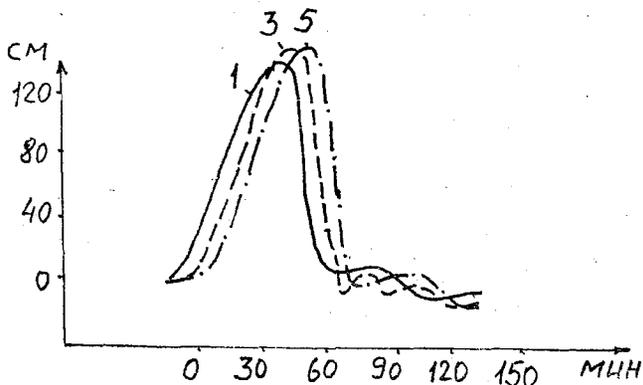


Рис. 9. Эволюция рассчитанного уровня (цифрами указано расстояние от входной границы области)

области Даугавы. Неоднородный характер береговой линии и поля глубин приводят к локальным возмущениям, однако в силу существенно меньшего по сравнению с длиной волны масштаба, не меняют основных параметров распространяющейся волны. Выявление локальных неоднородностей в поле уровня может быть осуществлено при условии постановки натурального эксперимента с целью обеспечения расчетов данными для уточнения граничных условий, полученных из одномерной модели, а также для верификации результатов. В этом случае рассчитанные зоны интенсификации движений и вихревых образований позволят более детально проанализировать характер динамики наносов в области их интенсивных перемещений.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Белянцев М. А., Лукьянов С. В., Сычев В. И.* Математические модели антропогенных изменений гидрологических процессов Рижского залива и устьевого участка Даугавы. — См. наст. сборник.
2. *Саркисян А. С.* Численный анализ и прогноз морских течений. — Л.: Гидрометеоздат, 1977.—182 с.
3. *Пясковский Р. В., Померанец К. С.* Наводнения. — Л.: Гидрометеоздат, 1982.—176 с.

*Е. С. ЕРОФЕЕВА, А. Б. МЕНЗИН (РГГМИ),  
А. И. СМЕРНОВА, Н. П. ЯКОВЛЕВА (СПОГОИН)*

## **МОДЕЛИРОВАНИЕ ЦИРКУЛЯЦИИ В ЮГО-ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ БАЛТИЙСКОГО МОРЯ И ЗОНЕ ПРОЛИВОВ ПРИ ШТИЛЕ И НЕСТАНДАРТНЫХ ТИПОВЫХ АТМОСФЕРНЫХ СИТУАЦИЯХ**

Циркуляция вод в районе Датских проливов и юго-западной части Балтийского моря при различных скоростях и направлениях ветра представляет интерес при изучении водообмена и солеобмена между Балтийским и Северным морями.

Получить информацию о течениях в проливах позволяет метод электроаналогового моделирования, изложенный в работе [1]. Дифференциальное уравнение, лежащее в основе метода, в общем виде описывает стационарную интегральную ветровую циркуляцию в бароклинном море, но, в зависимости от поставленной задачи, позволяет рассчитать как ветровую циркуляцию в баротропном море ( $\rho = \text{const}$ ), так и циркуляцию в бароклинном море без учета ветра.

Именно эти два условия и были использованы при расчетах типовых полей интегральной циркуляции вод в зоне Датских проливов, причем условие  $\rho = \text{const}$  использовалось для скоростей ветра более 4 м/с, а в случае штиля над морем были рассчитаны поля бароклинной циркуляции для всех сезонов.

Результаты расчетов полей течений при различных направлениях и скоростях ветра опубликованы в работах [2, 3, 4]. В настоящей статье представлены баротропные циркуляции при нестандартных атмосферных ситуациях, достаточно часто встречающихся над морем (циклон, ложбина, гребень), а также сезонные поля бароклинной циркуляции для зимы, весны, лета и осени, рассчитанные без учета ветра (рис. 1, 2).

Исходными данными для моделирования баротропных циркуляций послужили типовые поля атмосферного давления над морем, обуславливающие особенности ветровых переносов над проливами. Поля ветра внутри каждого типа распределялись по градициям скорости ветра: 5—9 м/с, 10—15, 16—20, больше 20 м/с.

При расположении ложбины и циклона над морем над проливами преобладают ветры западных и северо-западных румбов. Для них были рассчитаны циркуляции при всех четырех градациях скорости ветра. При гребне над морем в районе проливов имеют место юго-юго-западные ветры. Гребень над морем отличается очень малой повторяемостью в течение года и наб-

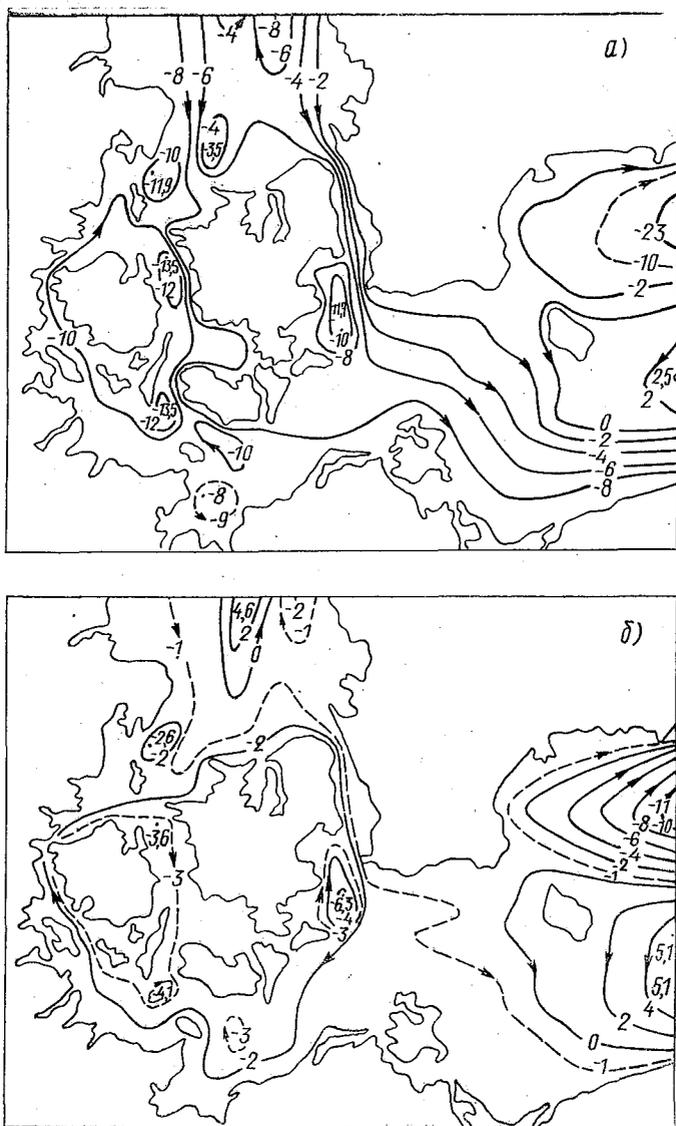


Рис. 1. Схемы интегральной баротропной циркуляции ( $\psi \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ ) в районе Датских проливов при нестандартных типовых атмосферных ситуациях: а — циклон над морем 10—15 м/с; б — ложбина над морем 10—15 м/с; в — гребень над морем 5—9 м/с

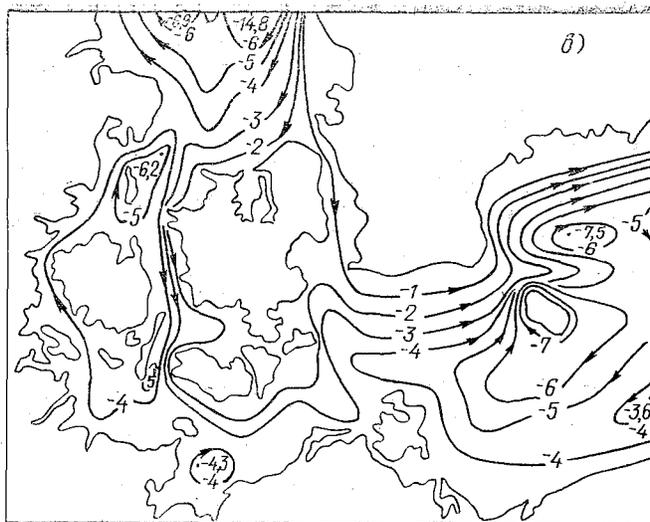


Рис. 1 (продолжение)

людается при скоростях ветра до 15 м/с. Расчет баротропной интегральной циркуляции сделан для скорости ветра 5—9 м/с.

Результаты моделирования показали, что при циклоне, ложбине и гребне над морем имеют место входные потоки в Балтийское море, причем при циклоне и ложбине основное поступление вод идет южнее о. Борнхольм, а при наличии гребня над морем — севернее о. Борнхольм.

При ложбине и циклоне над морем в пр. Большой Бельт, а также на выходе из пр.Фемарн-Бельт (в районе Мекленбургской бухты) образуются небольшие по размерам замкнутые круговороты. Кроме того, постоянно имеет место круговорот и у восточного побережья о. Зеландия перед пр. Зунд. Для гребня над морем циркуляция в районе Датских проливов упрощается, круговороты перед проливами Зунд и Большой Бельт исчезают, но возникает большая антициклоническая циркуляция вокруг о. Борнхольм.

Основной обмен между Северным и Балтийским морями идет через проливы Большой Бельт и Зунд, но в случаях ложбины над морем воды пролива Большой Бельт не попадают в Балтийское море, а вовлекаются в замкнутую циркуляцию вокруг о. Фюн. Вследствие этой циркуляции направление потока в проливе Малый Бельт противоположно потоку проливов Большой Бельт и Зунд.

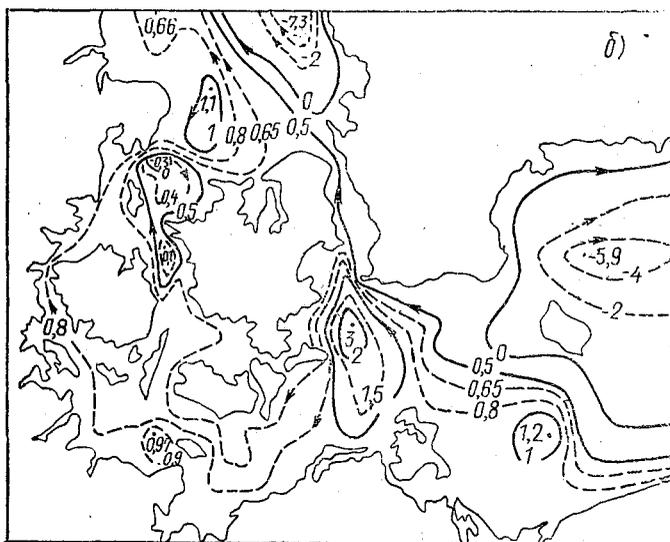
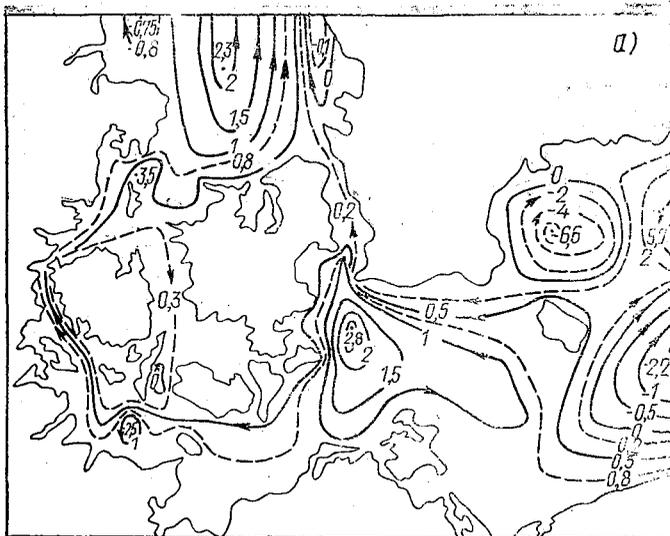


Рис. 2. Схемы интегральной бароклинной циркуляции ( $\psi \times 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с) в районе Датских проливов: а, б, в, г — зима; весна; лето; осень соответственно



При синоптических ситуациях, когда циклон и ложбина располагаются над морем, расходы через пролив Зунд больше, чем через пролив Большой Бельт (табл. 1), причем можно отметить следующее: чем сильнее поток через Зунд, тем более мощный приток воды в Балтийское море идет южнее о. Борнхольм, но чем ближе эти значения между собой, тем он слабее. При греб-

Таблица 1

Значения водообмена в проливах при различных направлениях и скоростях ветра над морем (баротропная циркуляция при циклоне, ложбине и гребне над морем)

Синоптическая ситуация над морем	Скорость ветра, м/с	Расходы в Датских проливах, км <sup>3</sup> /сут			
		пр. Малый Бельт	пр. Большой Бельт	пр. Зунд	Суммарный водообмен
Циклон	5—9	1,28	-1,49	-4,68	-4,89
	10—15	1,18	-2,36	-6,74	-7,92
	16—20	3,20	-1,20	-10,4	-8,40
	>20	9,79	-7,34	-11,83	-9,38
Ложбина	5—9	0,80	-0,70	-0,75	-0,65
	10—15	1,48	-0,99	-1,77	-1,28
	16—20	3,77	-3,97	-9,54	-9,74
	>20	8,17	-7,06	-19,31	-18,20
Гребень	5—9	0,75	-2,24	-1,37	-2,86

не над морем расход через пр. Большой Бельт больше, чем через Зунд, и приток воды в Балтийское море происходит севернее о. Борнхольм. Наиболее характерные типы циркуляций при нестандартных атмосферных ситуациях приведены на рис. 1 *a—в*.

Исходными данными для моделирования бароклинной циркуляции послужили поля плотности, рассчитанные по данным температуры и солености на горизонтах [5, 6, 7] и осредненные по сезонам: зима, весна, лето, осень. Результаты моделирования (рис. 2 *a—г*) показали, что для всех сезонов наблюдаются выходные потоки из Балтийского моря, причем зимой, весной и осенью отток воды из моря идет южнее, а летом — севернее о. Борнхольм. Направление потока в пр. Малый Бельт всегда совпадает с направлением потока в Зунде. Зимой и летом наблюдается замкнутая циркуляция вокруг о. Фюн. Характерной особенностью для всех сезонов года является наличие крупного циклонического круговорота у восточного побережья о. Зеландия при подходе вод к пр. Зунд, а также ряда антициклонических

круговоротов севернее и южнее о. Борнхольм. Величины расходов, рассчитанные для проливов Большой Бельт, Малый Бельт и Зунд приведены в табл. 2. Из таблицы видно, что расходы в Зунде и Малом Бельте превосходят расходы в проливе Большой Бельт, а направление потока в пр. Малый Бельт всегда совпадает с направлением потока в Зунде.

Таблица 2

Значения водообмена при малых скоростях ветра и штиле (бароклинная циркуляция)

Сезон	Расходы в Датских проливах, км <sup>3</sup> /сут			
	пр. Малый Бельт	пр. Большой Бельт	пр. Зунд	Суммарный водообмен
Зима	0,57	-0,23	0,42	0,76
Весна	0,11	0,08	0,53	0,72
Лето	0,57	-0,57	0,61	0,61
Осень	0,19	0,08	0,87	1,14

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Макаров В. А., Мензин А. Б. Моделирование океанологических процессов. — Тр. ЛГМИ, 1979.—171 с.
2. Альтшулер В. М., Мензин А. Б., Смирнова А. И., Сыроватко Н. А., Яковлева Н. П. Аналоговое моделирование циркуляции в зоне проливов и прилегающей части Балтийского моря. — Тр. ГОИН, 1983, вып. 169, с. 121—129.
3. Проблемы исследования и математического моделирования экосистемы Балтийского моря. Международный проект «Балтика». Вып. 3. Моделирование компонентов экосистемы. — Л.: Гидрометеониздат, 1987.—256 с.
4. Мензин А. Б., Сыроватко Н. А., Ерофеева Е. С., Смирнова А. И., Яковлева Н. П. Характеристика водообмена Балтийского моря с Северным при различных направлениях ветра. — Тр. ЛГМИ, 1988, вып. 100.
5. Monatskarten der Dichte des Wassers in der Ostsee dargestellt für verschiedene Tiefenhorizonte. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reihe B (4°) Nr. 13, Hamburg, Deutschen Hydrographischen Institut. 1971.—127 S.
6. Monatskarten der Temperatur der Ostsee dargestellt für verschiedene Tiefenhorizonte. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift. Reihe B (4°) Nr. 11. Hamburg, Deutschen Hydrographischen Institut. 1971.—150 S.
7. Monatskarten der Salzgehaltes der Ostsee dargestellt für verschiedene Tiefenhorizonte. Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift. Reihe B (4°) Nr. 12. Hamburg, Deutschen Hydrographischen Institut. 1971.—148 S.

## ДИАГНОСТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕЧЕНИЙ В ПРОЛИВАХ

Водообмен многих морей через проливы играет важную роль в их режиме. Достаточно привести примеры Белого, Чукотского, Балтийского, Японского и других морей. Поток вод в проливе — однонаправленный или разнонаправленный — зависит от многих причин, среди которых основными представляются разность плотностей вод на концах пролива, уклон уровня в проливе и напряжение трения ветра. Пока еще нельзя сказать, что их влияние на течения полностью выяснено, так как трудно определить уклон уровня, связанный с двумя другими упомянутыми факторами.

Известно, что наиболее просто поток вод через пролив в непроточное море определяется из уравнений баланса масс воды и соли или тепла. Для этого надо достаточно точно знать среднюю соленость или температуру проходящих через пролив вод. Исходя из неизменности солености или энтальпии и объема вод моря получается формула, определяющая поток вод через пролив  $Q_{1,2}$  в одном и другом направлении в зависимости от пресного баланса моря  $q$  и солености вод  $S_1$  и  $S_2$ :

$$Q_{1,2} = q \frac{S_{2,1}}{S_2 - S_1}. \quad (1)$$

Поскольку при получении этой формулы используется неизменность объема воды в море, то этот метод пригоден для средне-многолетних оценок.

Нестационарные уравнения баланса массы воды и соли были использованы при описании водо- и солеобмена между Балтийским морем и Скагерраком [4]. Хотя при решении уравнений применялись некоторые недостаточно обоснованные гипотезы о солеобмене через галоклины, о выражении плотностного потока массы, об изменении толщины верхнего слоя воды в Датских проливах, тем не менее принципиальная постановка задачи заслуживает внимания. В то же время характер скоростей течения в проливе не определяется и перенос массы воды и соли за счет уклона уровня может быть учтен, если последний известен.

Не всегда удобен динамический метод определения течений в проливе, так как при однонаправленном градиенте плотности с его помощью не удастся вычислить разнонаправленные тече-

ния, которые, например, имеют место в Босфоре, Горле Белого моря, Гибралтаре и в других проливах.

Иногда при определении переноса вод через пролив используется квазистационарная система уравнений движения без адвективных слагаемых. Такой подход в общем реалистичен, если не принимать во внимание детализацию течений около берегов. Поскольку уровень у берегов пролива, а часто и на его концах, не известен, то решение уравнений проводится с введением интегральной функции тока  $\Psi$  через уравнение вихря.

Известно, что применение операции вихря исключает градиентную составляющую течения, а в уравнении остается только перенос вод за счет завихренности и эффектов СЭБИР. Если же дно пролива ровное, т. е. глубина  $H = \text{const}$ , и не учитывается изменение параметра Кориолиса ( $f = \text{const}$ ), то при перечисленных ограничениях уравнение вихря оказывается мало информативным

$$K \nabla^4 \Psi = \frac{1}{\rho_0} \text{rot}_z (\tau^H - \tau^0), \quad (2)$$

где  $K$  — коэффициент горизонтальной турбулентности;  $\tau^H$ ,  $\tau^0$  — напряжения трения у дна и на поверхности;  $\rho_0$  — стандартная плотность воды.

В полученное уравнение плотность воды ( $\rho$ ) и уклон уровня ( $\zeta$ ), влияющие на течения в большинстве проливов, обычно вводятся через грубо определяемое донное трение. Если пролив глубокий, т. е. верхний и придонный пограничные слои трения не смыкаются, то при выражении придонного трения по Аккерблему используется формула

$$\text{rot}_z \left( \frac{\tau^H}{\rho_0} \right) = g \left( \nabla^2 \zeta + \frac{1}{\rho_0} \int_0^H \nabla^2 \rho dz \right) \sqrt{\frac{k}{2f}}, \quad (3)$$

где  $k$  — коэффициент вертикальной турбулентности;  $g$  — ускорение свободного падения.

При линейном изменении плотности воды и уровня по горизонтали правая часть формулы (3) равна нулю. В этом случае полный поток, определяемый уравнением (2), не зависит от градиента плотности воды и уклона уровня, а зависит только от граничных условий. В том случае, когда в качестве граничного условия задан пресный баланс  $q$ , т. е.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial n} = q/L,$$

то это означает, что в уравнениях движения для полного потока входят не реальные значения  $\Psi$ , а средние по ширине пролива  $L$ . При направленной оси  $y$  поперек пролива уравнение без учета горизонтальной турбулентности будет

$$q/L \equiv \frac{gH}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{g}{\rho_0 f} \int_0^H (H-z) \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + \frac{\bar{\tau}_y^H - \bar{\tau}_y^0}{\rho_0 f}. \quad (4)$$

Если каким-то образом выразить напряжения трения у дна через входящие в уравнение (4) характеристики, то можно определить уклон уровня для дальнейших расчетов скорости течения.

В работе [3] предпринята попытка избежать использование уравнения вихря. Решение уравнений выполнено аналитически, что вынудило авторов провести значительные упрощения. Предполагалось, что в проливе выделяются два слоя переменной толщины с постоянными плотностями воды. Эти слои не смешиваются и движутся без трения. Такое предположение позволило считать, что скорость течения в каждом слое неизменна по вертикали. Следовательно, на границе слоев имеет место разрыв скоростей со всеми вытекающими последствиями. По-видимому, не учитывать трение можно только в глубоких и широких проливах.

Наиболее простые решения, характеризующие установившиеся течения в проливах получены при пренебрежении ускорением Кориолиса [1, 2]. Однако при этом не воспроизводится перекося уровня поперек пролива и решения более или менее отображают характер течений в узких и мелких проливах.

Представляется, что при определении переноса вод через пролив часть упомянутых ограничений можно снять, если рассматривать циркуляцию, характеризуемую уравнениями движения Экмана.

При использовании комплексной формулы записи они сводятся к выражению

$$\frac{d^2 C}{dz^2} - 2i\alpha^2 C = \frac{1}{\rho_0 k} \nabla P_k, \quad (5)$$

где  $C = u + iv$ ,  $\alpha^2 = f/2k$ ,  $\nabla P_k = \frac{\partial P}{\partial x} + i \frac{\partial P}{\partial y}$ .

При известном на поверхности пролива напряжении трения ветра  $\frac{dC}{dz} = -\frac{\tau_x^0 + i\tau_y^0}{k\rho_0} = -\frac{\tau}{k\rho_0}$  и условии прилипания на дне  $C(H) = 0$  решение уравнения (5) имеет вид

$$C = \frac{\tau \operatorname{sh} \beta (H - z)}{k \rho_0 \beta \operatorname{ch} \beta H} - \frac{1}{k \rho_0 \beta \operatorname{sh} \beta H} \left[ \operatorname{sh} \beta (H - z) \int_0^z \nabla P_k(\zeta) \operatorname{sh} \beta \zeta d\zeta + \operatorname{sh} \beta z \int_z^H \nabla P_k(\zeta) \operatorname{sh} \beta (H - \zeta) d\zeta \right], \quad (6)$$

где  $\beta = \alpha(1 + i)$ .

Выражение (6) представляется чисто формальным и не может практически использоваться из-за неизвестности градиентов давления. Даже если считать поле плотности воды известным, что всегда принимается при диагностических расчетах, то градиенты уровня нужно каким-то способом определять. Как уже выше отмечалось, переход к полным потокам и операция вихря позволяют исключить градиенты уровня. При этом из полученного уравнения для интегральной функции тока полное значение последней может быть получено только при знании ее величин на границах проливов. Она, как правило, не бывает известной и вычисляется только по градиентам плотности без учета уровня.

Определение уклонов уровня в проливе облегчается тем, что можно воспользоваться значением суммарного переноса через пролив и условиями на его боковых границах.

Если проинтегрировать выражение (6) от поверхности до дна, т. е. получить полный поток, то

$$\int_0^H C dz = \frac{\tau}{k \rho_0 \beta^2} (1 - \operatorname{sch} \beta H) - \frac{1}{k \rho_0 \beta^2 \operatorname{sh} \beta H} \left\{ \int_0^H \nabla P_k [\operatorname{sh} \beta z \operatorname{ch} \beta (H - z) - \operatorname{sh} \beta (H - z) - \operatorname{sh} \beta z + \operatorname{ch} \beta z \operatorname{sh} \beta (H - z)] dz \right\}. \quad (7)$$

Для упрощения дальнейших выкладок и расчетов предполагается, что давление можно описать выражением

$$P(x, y, z) = g \rho_0 \left[ \zeta + \sum_{n=1}^N \frac{a_n(x, y)}{n} z^{n-1} \right]. \quad (8)$$

В этом случае составляющие полного потока  $U$  и  $V$  по осям координат  $x$  и  $y$  будут иметь вид

$$U = \frac{g}{f} \left[ H(B_2 - \zeta_y) + \frac{(\zeta_x + B_3)(\Theta_2 - \Theta_1) + (\zeta_y - B_4)(\Theta_1 + \Theta_2)}{2\alpha(1 + \Theta)} \right] + \frac{B_5 \varphi_2 - B_6 \varphi_1}{2\alpha^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)} + \frac{B_6}{2\alpha^2}. \quad (9)$$

$$V = \frac{g}{f} \left[ H(\zeta_x + B_1) + \frac{(\zeta_y - \bar{B}_4)(\Theta_2 - \Theta_1) - (\zeta_x + B_3)(\Theta_1 + \Theta_2)}{2\alpha(1 + \Theta)} \right] + \frac{B_5\varphi_1 + B_6\varphi_2}{2\alpha^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)} - \frac{B_5}{2\alpha^2}, \quad (10)$$

где

$$B_1 = \frac{a_{2y} + Ha_{3y}}{2\alpha^2} + \frac{Ha_{1x}}{2} \sum_{n=2}^N \frac{H^n a_{nx}}{n(n+1)},$$

$$B_2 = \frac{a_{2x} + Ha_{3x}}{2\alpha^2} - \frac{Ha_{1y}}{2} \sum_{n=2}^N \frac{H^n a_{ny}}{n(n+1)},$$

$$B_3 = \frac{a_{2y} + 2Ha_{3y}}{2\alpha^2} + Ha_{1x} + \sum_{n=2}^N \frac{H^n a_{nx}}{n},$$

$$B_4 = \frac{a_{2x} + 2Ha_{3x}}{2\alpha^2} - Ha_{1y} - \sum_{n=2}^N \frac{H^n a_{ny}}{n},$$

$$B_5 = \frac{\tau_x}{k\rho_0} + \frac{g}{f} \left( \frac{a_{3x}}{\alpha^2} - a_{1y} \right),$$

$$B_6 = \frac{\tau_y}{k\rho_0} + \frac{g}{f} \left( \frac{a_{3y}}{\alpha^2} + a_{1x} \right),$$

$$\Theta_1 = \operatorname{th} \alpha H (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha H), \quad \Theta_2 = (1 - \operatorname{th}^2 \alpha H) \operatorname{tg} \alpha H, \quad \Theta = \operatorname{tg}^2 \alpha H \cdot \operatorname{th}^2 \alpha H,$$

$$\varphi_1 = \operatorname{ch} \alpha H \cos \alpha H, \quad \varphi_2 = \operatorname{sh} \alpha H \sin \alpha H.$$

Если направить ось  $x$  вдоль пролива шириной  $L$  и проинтегрировать выражения (9) и (10) по  $y$  в пределах от 0 до  $L$ , то левая часть первого полученного выражения будет равна суммарному расходу воды через пролив, эквивалентному пресному балансу  $q$ , а правая часть второго выражения будет равна нулю из-за отсутствия потоков воды через берег. Примем ради простоты вычислений глубину поперек пролива постоянной, тогда

$$q/L = \frac{g}{f} \left[ H(\bar{B}_2 - \bar{\zeta}_y) + \frac{(\bar{\zeta}_x + \bar{B}_3)(\Theta_2 - \Theta_1) + (\bar{\zeta}_y - \bar{B}_4)(\Theta_1 + \Theta_2)}{2\alpha(1 + \Theta)} \right] + \frac{\bar{B}_5\varphi_2 - \bar{B}_6\varphi_1}{2\alpha^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)} + \frac{\bar{B}_6}{2\alpha^2}, \quad (11)$$

$$0 = \frac{g}{f} \left[ H(\bar{B}_1 + \bar{\zeta}_x) + \frac{(\bar{\zeta}_y - \bar{B}_4)(\Theta_2 - \Theta_1) + (\bar{\zeta}_x + \bar{B}_3)(\Theta_1 + \Theta_2)}{2\alpha(1 + \Theta)} \right] + \frac{\bar{B}_5\varphi_1 + \bar{B}_6\varphi_2}{2\alpha^2(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)} - \frac{\bar{B}_5}{2\alpha^2}. \quad (12)$$

Черта над характеристиками обозначает их интегральное значение, деленное на  $L$ .

Из полученных уравнений находятся уклоны уровня, средние для любого поперечного сечения пролива:

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial x} = \bar{\zeta}_x = \frac{2\sigma\alpha H(1 + \Theta)}{\sigma^2 + (\Theta_1 - \Theta_2)^2} \left[ D_1 + \frac{\Theta_2 - \Theta_1}{\sigma} D_2 \right], \quad (13)$$

$$\frac{\partial \bar{\zeta}}{\partial y} = \bar{\zeta}_y = \frac{2\alpha H(1 + \Theta)}{\sigma^2 + (\Theta_1 - \Theta_2)^2} [(\Theta_2 - \Theta_1) D_1 - \sigma D_2], \quad (14)$$

где

$$\sigma = 2\alpha H(1 + \Theta) - (\Theta_1 + \Theta_2),$$

$$D_1 = \frac{k}{gH} \left[ \bar{B}_5 - \frac{\bar{B}_5\varphi_1 + \bar{B}_6\varphi_2}{\varphi_1^2 + \varphi_2^2} \right] + \frac{(\Theta_2 - \Theta_1)\bar{B}_4 + (\Theta_1 + \Theta_2)\bar{B}_3}{2\alpha H(1 + \Theta)} - \bar{B}_1,$$

$$D_2 = \frac{k}{gH} \left[ \frac{2q\alpha^2}{L} - \bar{B}_6 + \frac{\bar{B}_6\varphi_1 - \bar{B}_5\varphi_2}{\varphi_1^2 + \varphi_2^2} \right] + \frac{(\Theta_1 + \Theta_2)\bar{B}_4 + (\Theta_1 - \Theta_2)\bar{B}_3}{2\alpha H(1 + \Theta)} - \bar{B}_2.$$

Эти уклоны удобно использовать в качестве граничных в моделях с уравнениями вихря, выраженного через уровень. Составляющие скоростей течения по осям координат на разных горизонтах получаются из выражения (6) с учетом аппроксимации (8)

$$u = \frac{g}{f} \left[ \frac{a_{2x}}{2\alpha^2} - \bar{\zeta}_y + z \left( \frac{a_{3x}}{\alpha^2} - a_{1y} \right) - \sum_{n=2}^N \frac{z^n a_{ny}}{n} + \frac{(\bar{\zeta}_y - \bar{B}_4)(\varphi_1\varphi_3 + \varphi_2\varphi_4) + (\bar{\zeta}_x + \bar{B}_3)(\varphi_1\varphi_4 - \varphi_2\varphi_3)}{\varphi_1^2 + \varphi_2^2} \right] + \frac{\bar{B}_5 [c_2(\varphi_1 - \varphi_2) + c_1(\varphi_1 + \varphi_2)] + \bar{B}_6 [c_1(\varphi_2 - \varphi_1) + c_2(\varphi_1 + \varphi_2)]}{2\alpha(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)}, \quad (15)$$

$$v = \frac{g}{f} \left[ \frac{a_{2y}}{2\alpha^2} + \bar{\zeta}_x + z \left( \frac{a_{3y}}{\alpha^2} + a_{1x} \right) + \sum_{n=2}^N \frac{z^n a_{nx}}{n} - \frac{(\varphi_1 \varphi_3 + \varphi_2 \varphi_4) (\bar{\zeta}_x + \bar{B}_3) + (\varphi_2 \varphi_3 - \varphi_1 \varphi_4) (\bar{\zeta}_y - \bar{B}_4)}{\varphi_1^2 + \varphi_2^2} \right] + \frac{\bar{B}_5 [c_1 (\varphi_1 - \varphi_2) - c_2 (\alpha_1 + \varphi_2)] + \bar{B}_6 [c_1 (\varphi_1 + \varphi_2) + c_2 (\varphi_1 - \varphi_2)]}{2\alpha (\varphi_1^2 + \varphi_2^2)}, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &= \text{ch}[\alpha(H-z)] \sin[\alpha(H-z)], \\ c_2 &= \text{sh}[\alpha(H-z)] \cos[\alpha(H-z)], \\ \varphi_3 &= \text{ch} \alpha z \cos \alpha z, \\ \varphi_4 &= \text{sh} \alpha z \sin \alpha z. \end{aligned}$$

На рис. 1 показан профиль средней скорости течения вдоль осредненных по ширине Датских проливов. На основе среднего

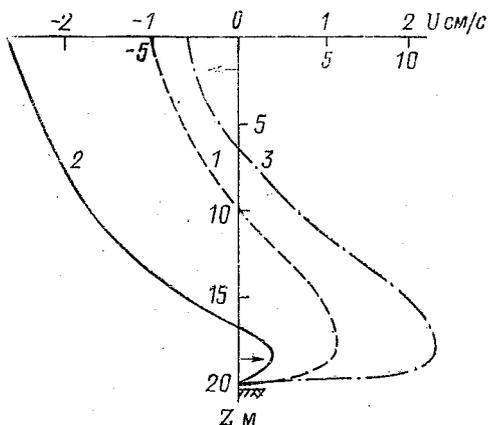


Рис. 1. Профиль скорости течения в осредненном по ширине проливе между Каттегатом и Балтийским морем ( $u > 0$  в сторону Балтийского моря. Нижняя шкала для кривой 3): 1 — при нулевом пресном балансе моря; 2 — при среднегодовом балансе  $465 \text{ км}^3/\text{год}$ ; 3 — при повышении уровня в Каттегате  $\zeta_x = -4 \cdot 10^{-6}$

распределения плотности воды принималось, что среднее значение изменения условной плотности от южной части Каттегата до района Аркэнской впадины в поверхностном слое состав-

лает  $a_{1x} = -2,8 \cdot 10^{-10}$ . При выводе формул полагалось, что ось  $x$  направлена в сторону Балтийского моря, где плотность воды меньше, чем в Каттегате. Поперек пролива условная плотность уменьшается вдоль оси  $u$  и  $a_{1y} = -1,5 \cdot 10^{-10}$ . Изменение средних вертикальных градиентов условной плотности составило  $a_{2x} = -1,4 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-1}$ ,  $a_{2y} = 1 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-1}$ .

Глубина пролива принималась равной  $H = 20$  м. При вертикальном коэффициенте турбулентности  $k = 10 \text{ см}^2/\text{с}$  в предположении нулевого пресного баланса Балтийского моря профиль скорости течения показан кривой 1. Видно, что из-за разности плотностей в глубинных слоях происходит заток воды из Каттегата в Балтийское море, приводя в нем к повышению уровня на 7—8 см и соответствующему стоку поверхностных вод. При таких гипотетических условиях и неизменном поле плотности приток вод в Балтийское море и сток из него равны. Скорости течения в верхнем и нижнем слоях пролива небольшие, что обусловлено малой глубиной и малым перепадом гидростатического давления.

Кривая 2 характеризует профиль скорости течения вдоль пролива при среднегодовом значении пресного баланса Балтийского моря  $465 \text{ км}^3/\text{год}$ . Он вызвал повышение уровня моря и увеличение в нем гидростатического давления. В результате уменьшился горизонтальный градиент давления в придонном слое, приведший к ослаблению затока вод из Каттегата. Основная толща пролива занята стоком вод из Балтийского моря. Но и в этом случае скорости течений оказываются небольшими.

Зависимость перекосов уровня и скоростей течений от интенсивности турбулентного перемешивания слабая. При  $k = 1, 10$  и  $50 \text{ см}^2/\text{с}$  градиенты уровня вдоль оси  $x$  составили соответственно  $3,07 \cdot 10^{-7}$ ,  $3,20 \cdot 10^{-7}$  и  $3,46 \cdot 10^{-7}$ . Слабо меняются и скорости течения, хотя с увеличением  $k$  имеется некоторый их рост в поверхностном слое.

Наблюденные скорости течений в Датских проливах существенно больше приведенных по результатам расчета. Это связано с тем, что в реальных условиях на течения влияет напряжение трения ветра и изменения уровня, обусловленные неучтенными здесь внешними факторами. В данной задаче они могут быть введены как внешние параметры.

Если происходит дополнительное изменение уровня в результате ветрового нагона, длинной волны или еще каких-либо причин, то они должны суммироваться с получаемыми по формулам (13) и (14). Скорости течения вычисляются по результирующим значениям уровней. Оказалось, что роль этих добавок весьма существенна. Например, при дополнительном перекосе уровня  $\xi_x = -4 \cdot 10^{-6}$ , характеризующем подъем уровня со стороны Каттегата, скорость течения резко возрастает (рис. 1,

кривая 3). Причем в поверхностном слое происходит сток воды из Балтийского моря. При этом условие баланса масс нарушается и заток превышает сток воды.

Напряжение трения ветра сравнительно слабо влияет на перенос вод через пролив, так как из-за влияния берегов пролива всегда формируется перекосящий уровень, приводящий к градиентному течению, ослабляющему дрейфовую составляющую. Поэтому при ветре порядка 5 м/с скорость течения в Датских проливах изменяется на 2÷3 см/с.

Датские проливы с точки зрения выхода водораздела на поверхность являются узкими. К категории широких можно отнести Горло Белого моря. Расчеты поля скорости течения, выполненные студентом-дипломником С. Н. Федоренко, позволяют четко выделить фронтальную поверхность на разрезе, проходящем на выходе из Горла в бассейн Белого моря. Вполне закономерен ее наклон, приводящий к тому, что в поверхностных слоях преобладает стоковое течение (рис. 2), а в придонных —

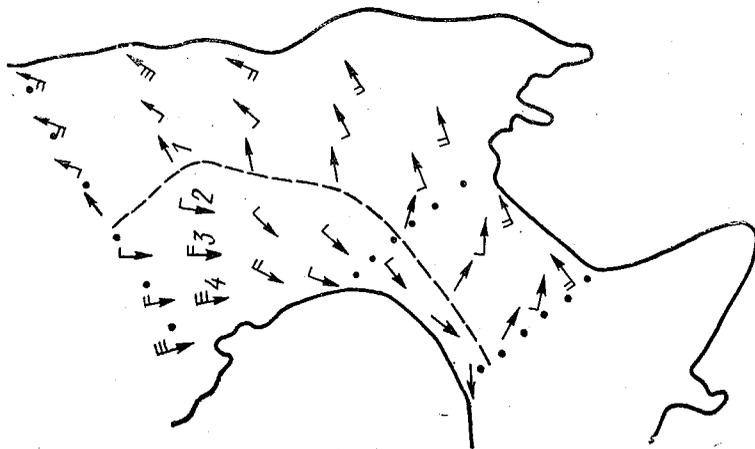


Рис. 2. Вычисленные поверхностные течения осенью 1981 г. Обозначения градаций скорости течения, см/с: 1—<5; 2—5÷10; 3—10÷15; 4—15÷20

плотностное (рис. 3). Вычисление течений проводилось по данным температуры и солености осенью 1981 г. при задании постоянного коэффициента вертикального турбулентного перемешивания  $1 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$  и пресном балансе Белого моря, равном  $231 \text{ км}^3/\text{год}$ . Оказалось, что в этом случае без учета ветра заток баренцевомерских вод через Горло в бассейн моря составляет примерно  $2 \cdot 10^3 \text{ км}^3/\text{год}$ .

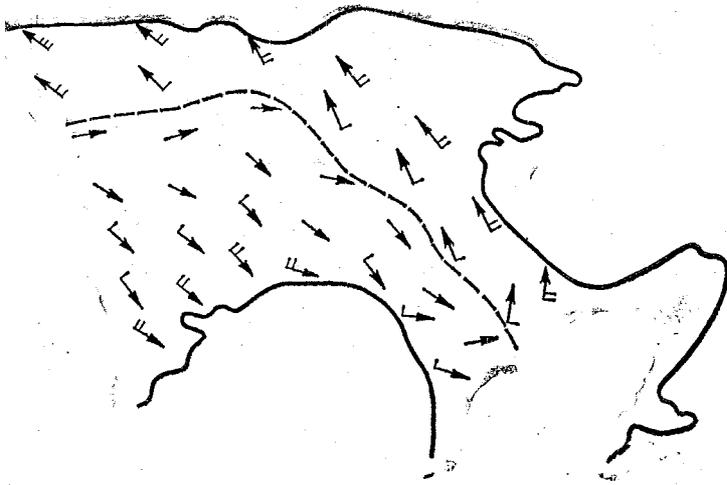


Рис. 3. Вычисленные течения на глубине 30 м. Обозначения те же, что на рис. 2



Рис. 4. Вычисленные поверхностные течения при юго-западном ветре скоростью 6 м/с. Обозначения те же, что на рис. 2

Оценка влияния ветра проводилась в виде модельного эксперимента, в котором считалось, что имеет место постоянный юго-западный ветер скоростью 6 м/с. В отличие от сравнительно узких Датских проливов, ветер в более широком проливе вызывает хорошо заметное дрейфовое течение, наиболее четко проявляющееся в суммарном поверхностном течении (рис. 4).

Усилившееся течение занимает большую часть ширины пролива. При этом беломорские воды оттесняют воды Баренцева моря к северному берегу. С глубиной стоковое течение ослабевает, а заток баренцевоморских вод усиливается (см. рис. 3). Последнее обусловлено тем, что ветер южных румбов усиливает вынос беломорских вод. При этом происходит понижение уровня Белого моря, увеличивается горизонтальный градиент давления и усиливается поступление в придонных слоях пролива баренцевоморских вод. Но в целом влияние ветра на глубинные течения существенно слабее, чем на поверхностные. Поэтому, в частности, не приведен рисунок глубинных течений без учета ветра.

В данной статье использованы уравнения движения без нестационарной составляющей. В дальнейшем ее следует учесть, чтобы выяснить «подстройку» течений в проливах к меняющимся во времени полям плотности воды и ветра.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев А. С. Гидротермодинамическая модель Азовского моря. — Севастополь, МГИ, 1983. — 44 с.
2. Хоролич И. Г. Расчет водообмена мелководного залива (бухты) с морем. — Тр. ГОИН, 1986, № 168, с. 113—118.
3. Salusti E., Travagioni F. Currents and countercurrents in straits. *Oceanologica Acta*, 1985, v. 8, N 2, p. 197—206.
4. Stigebrandt A. A model for the exchange of water and salt between the Baltic and the Skagerrak. — *Journ. of Phys. Oceanogr.* 1983, v. 13, N 3, p. 411—427.

УДК 551.465

М. Ю. АНЦИФЕРОВ, В. И. СЫЧЕВ (РГГМИ)

### ОЦЕНКА КАЧЕСТВА ПРОСТРАНСТВЕННОЙ АППРОКСИМАЦИИ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Значительная пространственно-временная изменчивость океанологических элементов во многих случаях не позволяет использовать априорные статистические оценки при восстановлении полей в океане. Как правило, такие оценки проведены на ос-

нове коротких рядов анизотропной в пространстве информации. Поэтому существенно ограничена для океана область применения метода объективного анализа [1], а корректность построения полей другими методами должна быть доказана.

В общем случае восстановление поля по данным наблюдений производится в четырехмерном пространстве. Тогда интерполяция элемента  $f$  в точку  $r_0$  по известным его значениям в точках  $r_1, r_2, \dots, r_n$  ( $r$  — радиус-вектор пространства) осуществляется следующим образом [1]:

$$\tilde{f}(r_0) = F(f(r_1), f(r_2), \dots, f(r_n)). \quad (1)$$

Вид функции  $F$  характеризуется способом интерполяции, а также может определяться исходной информацией (дискретностью распределения, статистическими параметрами).

Одним из наиболее распространенных методов, простых и экономичных при вычислениях, является представление  $F$  линейной однородной функцией своих аргументов:

$$\tilde{f}(r_0) = \sum_{i=1}^n a_i f(r_i), \quad (2)$$

где  $a_1, a_2, \dots, a_n$  в общем случае не зависят от исходной информации. Линейная интерполяция объединяет в один класс и такие методы, в которых весовые коэффициенты определяются как функции координат точек с исходной информацией.

Как правило, приведенные методы применяются к выборкам, определяющим поля, для которых должны выполняться условия стационарности, однородности и изотропности. В этих случаях достаточное количество измерений позволяет использовать для описания полей различные статистические законы распределения и такие их показатели, как математическое ожидание, дисперсия, корреляционная функция и другие.

Построенные по результатам измерений поля океанологических элементов не отвечают условиям стационарности, однородности и изотропности. Причина заключается в неоднородности поля средних для любых пространственно-временных масштабов. Для океанов и морей характерна также значительная неоднородность дисперсии элементов и ее пространственно-временная изменчивость. Поэтому использование соотношений, полученных для однородных и изотропных полей и примененных в последующем для структур, не отвечающих этим условиям, может привести к погрешностям, характер и величина которых априори неизвестны. Кроме того, операция (1) однородное и изотропное поле преобразует в неоднородное и анизотропное. Следовательно, при подобных преобразованиях необходимо иметь информацию о трансформации исходных структур и изменении их статистических моментов. Обычно наибольшие труд-

ности возникают при восстановлении полей на масштабах, не превосходящих синоптические, что связано с их значительной пространственно-временной изменчивостью. Важную роль при построении полей таких масштабов имеет операция приведения данных наблюдений к единому периоду осреднения [2], либо вычисление оценки погрешности замены среднего единичным измерением [3]. Поэтому рекомендуется предварительная обработка исходной информации.

Ошибка восстановления поля по натурным данным зависит от точности определения оценок матожидания, дисперсии и нормированных корреляционных и структурных функций. Так как эти оценки определяются на основе ограниченного количества измерений и имеют случайный характер, то и свойства этих оценок зависят от числа реализаций. Для описания сравнения параметров исходной реализации с результатами восстановления различными методами в узлы регулярной сетки можно применить понятие эргодичности. Тогда в зависимости от целей исследования могут быть выбраны те параметры, относительно которых рассматриваются эргодические свойства. А лучшими могут считаться методы восстановления поля, обеспечивающие сходимость параметров восстановленного поля, например матожидания или автокорреляционной функции, к его значению для исходной выборки. Одновременно необходим контроль за изменением других параметров, характеризующих поле и информирующих о точности вычислений. Среди параметров, относительно которых рассматриваются эргодические свойства, обычно выделяют матожидание, дисперсию, градиент поля, корреляционную и структурную функции. Кроме того, при восстановлении полей следует контролировать изменение взаимной корреляции для исходных и восстановленных множеств. Только в этом случае можно судить о соответствии построенных полей исходной выборке. Следует отметить, что не менее сложной является задача определения эргодических свойств выборки, т. е. условий соответствия характеристик реального поля и данных выборки.

В качестве метода интерполяции может использоваться линейное представление (2), в котором весовые коэффициенты  $a_i$  могут быть рассчитаны на основе известной автокорреляционной функции  $\mu_r$ , определенной по данным исходной выборки:

$$a_i = \frac{\mu_i}{\sum_{i=1}^n \mu_i} . \quad (3)$$

Известно, что нормированная автокорреляционная функция имеет следующий вид [1]:

$$\mu(l) = \frac{\overline{f(r)f(r+l)}}{\sqrt{d(r+l)d(r)}}, \quad (4)$$

где  $l$  — расстояние;  $d$  — дисперсия элемента  $f$ .

Более удобная форма для расчетов может быть представлена следующим образом, например, из [4]:

$$\mu(l) = \frac{1}{\mu(0)n_K} \sum_{i,j=1}^{n_K} f_i' f_j', \quad (5)$$

где  $\mu(0) = \frac{1}{n_0} \sum_{i=1}^{n_0} f_i'^2$ ,  $f_i' = f_i - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f_i$ ,

$n_K$  — число пар  $f_i' f_j'$ .

Для анизотропного поля автокорреляция  $\mu(l)$  может быть вычислена с учетом направления в зависимости от характера информации и гидрофизических условий района. Так как значение  $\mu(l)$  есть функция только расстояния (и направления в более общем случае), то, зная его, легко можно рассчитать коэффициенты  $a_i$ . Более трудоемким является учет пространственной неоднородности  $\mu$ . Для этой цели может быть использован аналог метода оптимальной интерполяции, для которого из предыдущих расчетов использована информация о радиусе корреляции, т. е. расстоянии, на котором  $\mu(l)$  обращается в нуль. Тогда внутри радиуса корреляции реализуется система линейных уравнений для определения весовых коэффициентов  $a_i$ :

$$\sum_{j=1}^{m \geq 2} a_j \mu_{ji} + a_i \eta = \mu_{0i}, \quad \text{для } i = 1, 2, \dots \quad (6)$$

Здесь  $\eta$  — мера случайных ошибок данных наблюдений. Однако данный метод требует большого времени для реализации, так как система уравнений (6) решается для каждого узла регулярной сетки.

По иррегулярным данным съемки в северной части Атлантического океана были восстановлены поля различных элементов на заданных горизонтах. Построение вертикального профиля производилось с помощью кубических сплайнов. Одновременно был проведен анализ погрешностей наблюдений и их фильтрация. По формуле (5) рассчитаны автокорреляционные функции, пример которых приведен на рис. 1 для исходных выборок температуры и солености на горизонтах 10 и 50 м. Не останавливаясь на серьезном анализе полученных распределений, отметим существенное различие вида кривых и величин радиуса корреляции для температуры и солености. Были также рассчитаны автокорреляционные функции температуры, солености, условной плотности и динамических высот для различных горизонтов. Полученные результаты использовались для

интерполяции значений элементов в узлы регулярной сетки с помощью выражений (2) и (3). Эксперименты по учету пространственной неоднородности  $\mu$  не убедили в целесообразности ее учета главным образом из-за малой длины выборки. В связи со значительными различиями радиусов корреляции анали-

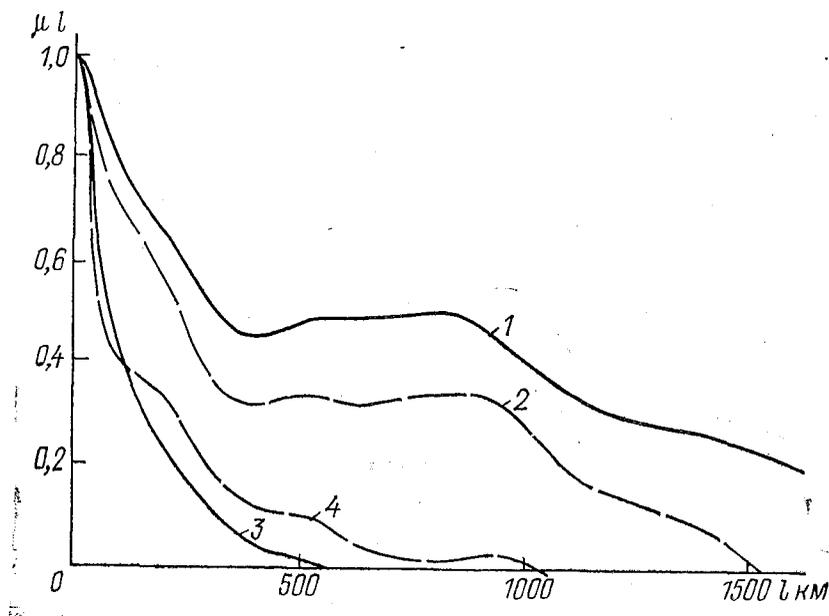


Рис. 1. Нормированная автокорреляционная функция: 1, 2 — температуры на горизонтах 10 и 50 м, 3, 4 — солености на горизонтах 10 и 50 м

руемых океанологических элементов оказалось невозможным выбрать его характерное значение для последующих вычислений. Поэтому весовые коэффициенты по формуле (3) определялись в соответствии с корреляционной структурой каждого элемента. Это позволило добиться сохранения не только автокорреляционной функции исходного и восстановленного полей, но и корреляционных связей между различными элементами для исходной совокупности и после операции восстановления. Таблица 1 иллюстрирует плохую связь между рядами элементов на горизонте 10 м, а также небольшую погрешность, вносимую при восстановлении.

В качестве альтернативных примеров использовались методы восстановления Барнеса, примененные Левитусом в работе [5], и весовой анизотропной интерполяции [1]. Сравнение полей, восстановленных по (2), (3) и методом Барнеса на рис. 2, а также их основных характеристик, приведенных в табл. 2, не позволяет отдать предпочтение ни одному из них.

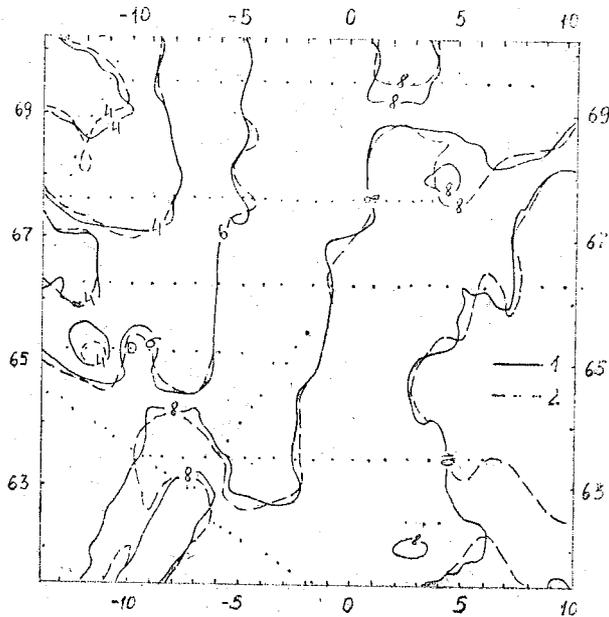


Рис. 2. Восстановленное поле температуры на поверхности методом оптимальной интерполяции (1) и методом Барнеса (2) [5]

Более того, основные показатели поля, восстановленного методом Барнеса, оказались наиболее близкими к характеристикам исходного поля, а величина погрешности восстановления — наименьшей. Однако анализ был бы неполным, если не проанализировать степень деформации автокорреляционной функции от исходной к восстановленной совокупности. На рис. 3 приведены графики автокорреляционной функции восстановленных полей методом оптимальной интерполяции, методом Барнеса и с помощью анизотропной интерполяции. Так как метод оптимальной интерполяции использовал информацию о корреляционной структуре исходной совокупности, то автокорреляционная функция построенного с помощью этого метода поля практиче-

Таблица 1

Коэффициенты корреляции между исходными и восстановленными совокупностями элементов на горизонте 10 м

	$TS$	$T\sigma_t$	$TH_{\text{дин}}$	$S\sigma_t$	$SH_{\text{дин}}$	$\sigma_t H_{\text{дин}}$
$K_{\text{исх.}}$	0,4615	-0,4986	-0,1894	0,5101	-0,0715	0,1651
$K_{\text{восст.}}$	0,4212	-0,5102	-0,2068	0,5077	-0,0446	0,1466

Таблица 2

Оценка характеристик исходного и восстановленного полей  
(методом оптимальной интерполяции — в числителе, методом Барнеса — в знаменателе)

Характеристики поля и критерии восстановления данных	Исходное поле	Восстановленное поле	
		в исходных точках	в узлах сетки
Математическое ожидание	7,572	7,547	7,465
		7,531	7,523
Дисперсия	5,229	4,859	4,542
		5,008	4,488
Градиент поля	0,0189	0,0112	0,0117
		0,0147	0,0138
Коэффициент вариации	0,303	0,2921	0,2850
		0,2922	0,2769
Коэффициент корреляции		0,9825	
		0,9888	
Вероятное отклонение		0,0017	
		0,0010	
Абсолютная погрешность восстановления		0,2175	
		0,1027	
Средний коэффициент аппроксимации		0,0319	
		0,0133	
Средняя квадратичная погрешность восстановления		0,3581	
		0,2512	
Абсолютная погрешность восстановления градиента		0,0077	0,0072
		0,0042	0,0050

ски не отличается от приведённого на рис. 1. Две другие кривые свидетельствуют о перестройке при восстановлении корреляционной структуры поля. Причем в наибольшей степени деформировались корреляционные связи для поля, восстановленного методом анизотропной интерполяции. Приведенные оценки позволяют выбрать метод и на его основе восстановить информа-

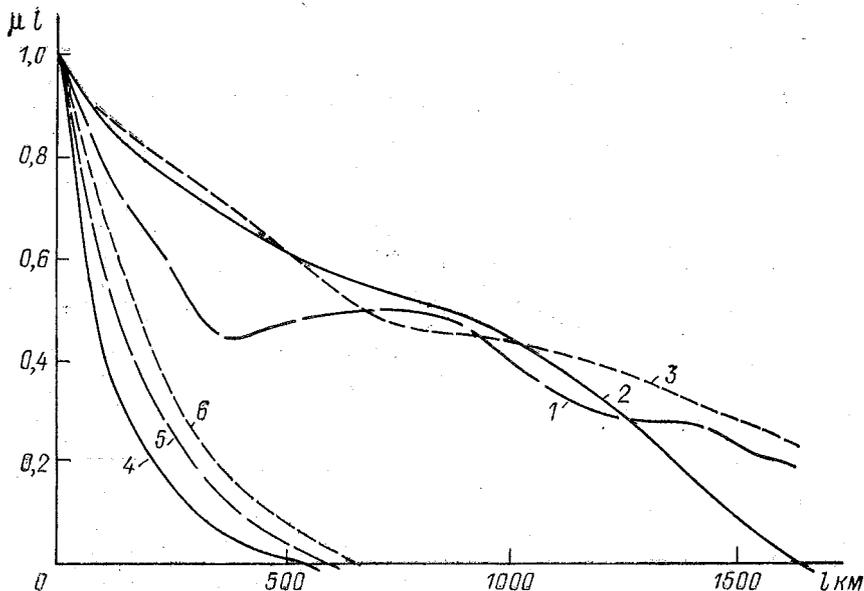


Рис. 3. Нормированная автокорреляционная функция восстановленных полей температуры и солености на горизонте 10 м методами оптимальной интерполяции (1, 4), Барнеса (2, 5) и анизотропной интерполяции (3, 6)

цию в узлах регулярной сетки и построить поле, отвечающее сформулированным при постановке задачи требованиям.

Таким образом, результаты экспериментов показали необходимость контроля основных параметров поля при восстановлении, а также связей между рядами интерполируемых элементов. Большое значение имеет учет информации о корреляционной структуре исходного ряда, а также использование методов, опирающихся на параметризацию корреляционных связей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гандин Л. С., Каган Р. Л. Статистические методы интерпретации метеорологических данных. — Л.: Гидрометеиздат, 1976.—360 с.

2. Кочергин В. П., Тимченко И. Е. Мониторинг гидрофизических полей океана. — Л.: Гидрометеондат, 1987.—279 с.
3. Суховой В. Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического океана. — Киев: Наукова Думка, 1977—213 с.
4. Зудин О. С., Нелепо Б. А. Статистический анализ информации о радиоактивном загрязнении океана. — Л.: Гидрометеондат, 1975.—112 с.
5. Levitus S. Climatological Atlas of the World Ocean. — NOAA Prof. pap. 13. Rackville, 1982.—173 p.

УДК 551.465.4.5; 551.468

НГУЕН ТХЕ БИЕН (РГГМИ)

## МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЦИРКУЛЯЦИИ И ТЕРМОХАЛИННЫХ ПРОЦЕССОВ ЮЖНО-КИТАЙСКОГО МОРЯ

Любая математическая модель, предназначенная для имитации океанологических процессов, должна учитывать их основные природные особенности. Это позволяет принять во внимание основные факторы, которые определяют поведение объекта, и исключить второстепенные для выбранного масштаба изменчивости.

В задачу предложенной модели входит воспроизведение годового хода полей гидрологических характеристик Южно-Китайского моря без их суточной изменчивости. Такая постановка задачи упрощает ее математическую формулировку, поскольку природные особенности этого моря позволяют это сделать.

Южно-Китайское море находится в муссонной зоне с сильной сезонной, сравнительно слабой синоптической и слабой суточной изменчивостью метеорологических и гидрологических характеристик. Выделяется лишь суточная изменчивость лучистого потока тепла, и она может проявляться лишь в самом поверхностном слое моря. Кроме того, радиационный баланс входит в тепловой баланс как отдельная составляющая и легко осредняется за суточный интервал времени. Температура и влажность воздуха, а также скорость и направление ветра имеют очень малый суточный ход, поэтому при расчетах потоков тепла и напряжения трения ветра могут быть использованы их средние суточные значения.

Еще слабее выражена суточная изменчивость гидрологических характеристик моря. Анализ вертикальных профилей температуры ( $T$ ) и солености ( $S$ ) морской воды показывает, что сезонная изменчивость этих элементов распространяется на слой

до глубины примерно 400 м (рис. 1). На кривых профилей четко выделяются термоклин и галоκлин, можно выделить верхний квазиоднородный слой, меняющийся во времени и в пространстве. Такие профили  $T$ ,  $S$  принято аппроксимировать поли-

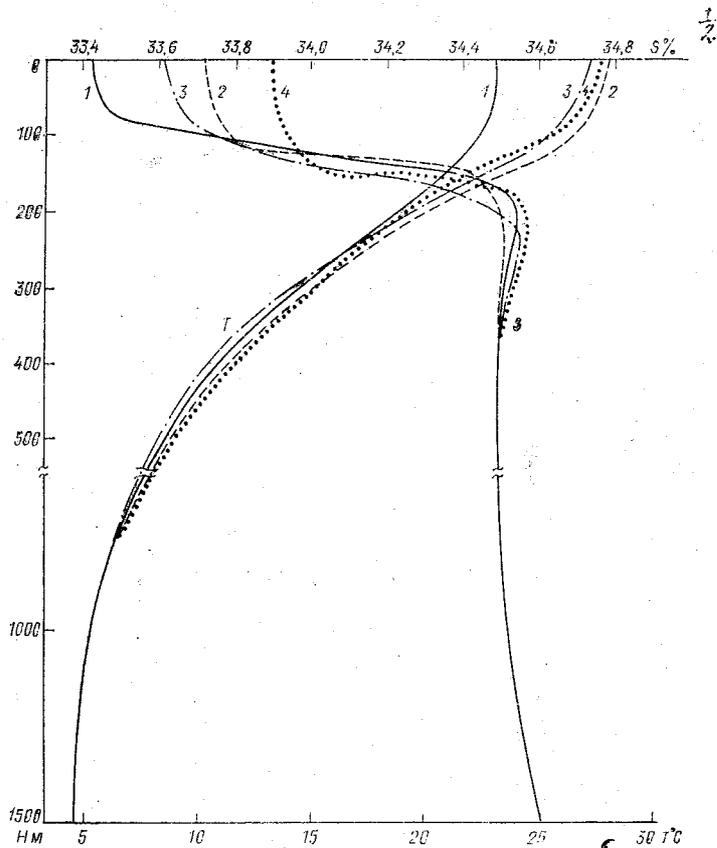


Рис. 1. Вертикальное распределение температуры ( $T$ ) и солености ( $S$ ) Южно-Китайского моря по [1]. станция D-20:  $118^\circ$  в. д.;  $19^\circ$  с. ш. (северная часть моря): 1 — февраль; 2 — июль.  
станция T-8:  $106^\circ$  в. д.;  $4^\circ$  с. ш. (южная часть моря): 3 — февраль; 4 — июль

номами в виде функций от значений температуры и солености воды верхнего квазиоднородного слоя и нижней границы пикноклина [5]. Это очень важная черта гидрологического режима

моря должна быть учтена, так как может существенно упростить математическую формулировку модели.

Слабая изменчивость во времени температуры и солёности воды, а также большая устойчивость ветра позволяют при формулировке уравнений движения воды не учитывать нестационарные и нелинейные члены [7, 8]. По сути, это означает, что поле течений мгновенно приспосабливается к полям плотности воды и ветра. Из-за их значительной однородности в пространстве нелинейные члены в уравнениях движения могут играть определенную роль только в прибрежном пограничном слое.

Учет изложенных особенностей режима моря позволяет существенно упростить математическую формулировку задачи. Кроме того, следует иметь в виду, что размеры моря позволяют вместо сферической использовать декартову систему координат. В итоге уравнения движения движения могут быть представлены в виде

$$fu = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} - g \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + K \nabla^2 v, \quad (1)$$

$$fv = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + g \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{g}{\rho_0} \int_0^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz - K \nabla^2 u. \quad (2)$$

Дополнительно используются уравнения неразрывности несжимаемой жидкости

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (3)$$

уравнения переноса тепла и соли

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} a \frac{\partial T}{\partial z} + K \nabla^2 T, \quad (4)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} a \frac{\partial S}{\partial z} + K \nabla^2 S, \quad (5)$$

где  $u$ ,  $v$ ,  $w$  — составляющие скорости течения по осям  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ;  $f$  — параметр Кориолиса;  $\rho_0$  и  $\rho$  — стандартная и переменная плотность морской воды;  $P$  — давление воздуха;  $a$  — коэффициент вертикальной турбулентной кинематической вязкости и диффузии тепла и соли;  $g$  — ускорение свободного падения;  $\xi$  — отклонение свободной поверхности моря от его невозмущенного состояния ( $z=0$ );  $k$  — коэффициент горизонтальной турбулентности:  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$  — двумерный оператор Лапласа в декартовых координатах.

Начальные и граничные условия определяются конкретной постановкой каждой задачи. На поверхности моря ( $z=0$ ) должны быть определены составляющие касательного напряжения ветра:

$$\rho_0 k \frac{\partial u}{\partial z} = -\tau_x, \quad (6)$$

$$\rho_0 k \frac{\partial v}{\partial z} = -\tau_y,$$

где  $\tau_x = \tau_0 \sin \alpha$ ;  $\tau_y = \tau_0 \cos \alpha$ ;  $\alpha$  — направление скорости ветра, отсчитываемое от оси  $y$  по часовой стрелке. Касательное напряжение ветра вычисляется по заданному ветру согласно закону аэродинамического сопротивления:

$$\vec{\tau} = \rho_a c |\vec{w}| \cdot \vec{w}. \quad (7)$$

Здесь  $c$  — коэффициент сопротивления, который по имеющимся данным слабо зависит от скорости ветра в диапазоне скоростей 5—16 м·с<sup>-1</sup>;  $|\vec{w}|$  и  $\vec{w}$  — модуль и вектор скорости ветра. Определение коэффициента  $c$  является сложной проблемой [4, 5]. По [4]  $c$  принимается равным  $2,82 \cdot 10^{-3}$ .

Чтобы исключить волновые возмущения поверхности, используется условие «твердой крышки» при  $z=0$ , т. е.

$$\omega(z=0) = 0. \quad (8)$$

На дне моря при  $z=D(x, y)$  для скорости течения принимаются условия прилипания

$$u=v=w=0. \quad (9)$$

Наиболее удобными граничными условиями для уравнения теплопроводности (4) и уравнения диффузии соли (5) в прикладных целях являются задания потока тепла и потока соли.

На поверхности моря ( $z=0$ )

$$a \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{\Phi_0}{c_p \rho_0}, \quad (10)$$

$$a \frac{\partial S}{\partial z} = -\frac{\varphi_0}{\rho_0}. \quad (11)$$

Здесь  $\Phi_0$  — теплообмен через поверхность моря;  $c_p$  — теплоемкость воды;  $\varphi_0$  — поток соли у поверхности моря.

Поток тепла  $\Phi_0$  определяется из уравнения баланса тепла поверхности моря

$$\Phi_0 = B + \Phi_a + LI, \quad (12)$$

где  $B$  — радиационный баланс;  $\Phi_a$  — турбулентный теплообмен между морем и атмосферой;  $I$  — испарение;  $L$  — скрытая теп-

лота;  $\Phi_a$  и И могут быть представлены формулами

$$\Phi_a = c_p \rho_a c_T (\theta - T_0) |\sqrt{u^2 + v^2}|, \quad (13)$$

$$И = \rho_a c_T q_{\text{нас}} [r - 1 + \alpha (T_0 - \theta)] \sqrt{u^2 + v^2}, \quad (14)$$

где  $\theta$  — температура воздуха;  $T_0$  — температура поверхности моря;  $u, v$  — составляющие скорости ветра  $q_{\text{нас}}$  — влажность воздуха насыщения;  $r$  — относительная влажность воздуха;  $\alpha = 0,086 \text{ K}^{-1}$ .

Поскольку глубина термоклина и галоклина  $H$  в течение года практически не меняется, а также не изменяется температура и соленость воды под ними, то целесообразно принять

$$\frac{\partial H}{\partial t} = 0; \quad \frac{\partial T_H}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial S_H}{\partial z} = 0. \quad (15)$$

На твердой границе

$$\left. \frac{\partial T}{\partial n} \right|_{\Gamma_{\text{ТВ}}} = \left. \frac{\partial S}{\partial n} \right|_{\Gamma_{\text{ТВ}}} = 0, \quad (16)$$

$\Gamma_{\text{ТВ}}$  — твердый контур;  $n$  — нормаль к контуру.

На жидкой границе

$$T|_{\Gamma_{\text{жл}}} = F_1(t); \quad S|_{\Gamma_{\text{жл}}} = F_2(t), \quad (17)$$

$F_1(t), F_2(t)$  — значения температуры и солености соответственно как функции времени.

В момент  $t=0$  задаются поля температуры и солености

$$\begin{aligned} T &= T_0(x, y, z), \\ S &= S_0(x, y, z), \end{aligned} \quad (18)$$

$T_0, S_0$  — температура и соленость поверхности моря соответственно.

Уравнения (1) — (5) и граничные условия (6) — (9) создают замкнутую систему уравнений для решения задачи об интегральной циркуляции и о скорости течения в море. Однако для решения задачи о термохалинной структуре кроме уравнений (4), (5), граничных условий (10) — (17) и начальных условий (18) необходимо использовать уравнение баланса энергии турбулентности.

Для определения потоков тепла и солей через нижнюю границу верхнего квазиоднородного слоя  $h$  мы используем уравнения диффузии тепла и солей. По [5] формула для расчета тол-

щины  $h$  получается из уравнения баланса энергии турбулентности

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\alpha(T_0 - \bar{T}) - \beta(S_0 - \bar{S})} \left[ \frac{2(1 - \delta) G_v}{gh} - \frac{\alpha \Phi_0}{c_p \rho_0} + \frac{\beta \Phi_0}{\rho_0} - (H - h) \left( \bar{\beta} \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} - \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right) \right]. \quad (19)$$

Как показано на рис. 1, в верхнем слое от поверхности моря до глубины около 100 м, амплитуда температуры почти не изменяется по глубине. Анализ многолетних данных [1] показывает, что в Южно-Китайском море в течение года практически всегда можно выделить верхний квазиоднородный слой, ниже которого располагается слой резкого падения температуры. Это сезонный термоклин, нижняя граница которого меняется от 200—300 м. На нижней границе деятельного слоя температуру воды будем считать постоянной. Вертикальный профиль температуры воды  $T(z, t)$  в сезонном термоклине в различные моменты опишем с помощью безразмерных температур:

$$T^* = \frac{T_0 - T_z}{T_0 - T_H} \quad \text{и} \quad \zeta = \frac{z - h}{H - h}. \quad (20)$$

Такое описание основывается на предположении о том, что безразмерная температура  $T^*(z, t)$  зависит только от безразмерной координаты  $\zeta$ . Аналогичная форма записи может быть использована для выделения безразмерной солености  $S^*$ .

В формулах (20)  $h$ ,  $T_0$  — глубина и температура верхнего квазиоднородного слоя (ВКС);  $H$ ,  $T_H$  — глубина и температура нижней границы сезонного термоклина.

Безразмерные температура и соленость воды в сезонном термоклине удовлетворяют условиям автомодельности [6]. Экспериментальным путем многие авторы [9] подтвердили правомерность такого предположения. Благодаря автомодельности профилей температуры и солености воды нетрудно рассчитать потоки тепла и солей в сезонном термоклине. Выбор полинома для расчета безразмерных температур и соленостей на любом горизонте  $\zeta$  является важным вопросом. В процессе расчета для Южно-Китайского моря следующие полиномы являются наиболее подходящими:

$$\begin{aligned} T^* &= a_0 + a_1 \zeta + a_2 \zeta^2 + a_3 \zeta^3, \\ S^* &= a'_0 + a'_1 \zeta + a'_2 \zeta^2 + a'_3 \zeta^3, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $a_0, a_1, a_2, a_3, a'_0, a'_1, a'_2, a'_3$  — коэффициенты разложения.

С помощью приведенных выше формул получают решения для расчета изменений температуры, солёности и толщины ВКС:

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{\Phi_0}{c_p \rho_0 (\alpha_T h + \delta \alpha_T H)} + \frac{\partial h}{\partial t} \frac{\alpha_T (T_H - T_0)}{(\alpha_T h + \delta \alpha_T H)} - \frac{A_{T_0} + A_T}{\alpha_T h + \delta \alpha_T H}, \quad (22)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = \frac{\varphi_0}{\rho_0 (\alpha_S h + \delta \alpha_S H)} + \frac{\partial h}{\partial t} \frac{\alpha_S (S_H - S_0)}{(\alpha_S h + \delta \alpha_S H)} - \frac{A_{S_0} + A_S}{\alpha_S h + \delta \alpha_S H}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\alpha (T_0 - \bar{T}) - \beta (S_0 - \bar{S})} \left[ \frac{G_v (1 - \delta)}{gh} - \frac{\alpha \Phi_0}{c_p \rho_0} + \frac{\beta \varphi_0}{\rho_0} - (H - h) \left( \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} - \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} \right) \right], \quad (24)$$

где

$$\alpha_T = \int_0^1 T^* d\zeta = a_0 + \frac{a_1}{2} + \frac{a_2}{3} + \frac{a_3}{4},$$

$$\alpha_S = \int_0^1 S^* d\zeta = a_0' + \frac{a_1'}{2} + \frac{a_2'}{3} + \frac{a_3'}{4},$$

$$\delta \alpha_T = 1 - \alpha_T; \quad \delta \alpha_S = 1 - \alpha_S,$$

$$A_{T_0} = U \frac{\partial T_0}{\partial x} + V \frac{\partial T_0}{\partial y},$$

$$A_{S_0} = U \frac{\partial S_0}{\partial x} + V \frac{\partial S_0}{\partial y},$$

$$A_T = \int_h^H u \frac{\partial T}{\partial x} dz + \int_h^H v \frac{\partial T}{\partial y} dz,$$

$$A_S = \int_h^H u \frac{\partial S}{\partial x} dz + \int_h^H v \frac{\partial S}{\partial y} dz,$$

$$U = \int_0^h u dz; \quad V = \int_0^h v dz,$$

$\alpha$  — коэффициент термического расширения морской воды;  $\beta$  — коэффициент солёностного сжатия морской воды;  $\delta$  — доля механической энергии, диссипируемой в тепло;  $G_v$  — интегральная продукция энергии турбулентности за счет воздействия ветра.

По [5]:  $G_v = cv_*^3$ ,

где  $c$  — эмпирическая константа;  $v_*$  — динамическая скорость в воде

$$v_* = \sqrt{\frac{r}{\rho_a}}$$

Для получения картины о циркуляции воды и о термохалинной структуре в Южно-Китайском море необходимо использовать гидрометеорологическую информацию. В этой статье использовалась такая информация по многолетним данным [1]. Это надежные материалы, которые в настоящее время используются в области океанологии во Вьетнаме. Анализ метеорологических полей приводит к заключению, что из-за гладкости полей этих характеристик их можно при моделировании задавать не в каждом узле сеточной области, а пользоваться редкой сеткой и проводить интерполяцию, что существенно сократит объем требуемой информации.

Очень слабый суточный ход метеорологических характеристик позволяет не учитывать его в расчетах. К сожалению, в распоряжении имелись только средние за месяц величины метеоэлементов. Они будут использоваться в качестве исходной информации при моделировании. Сеточная область моря видна на рис. 2—4. Шаг сетки между узлами был принят равным  $1^\circ$ . Во всей области содержится 140 узлов, в которых задавалась гидрологическая информация. Метеорологическая информация имела только в 30 узлах. В остальные узлы области эта информация аппроксимировалась методом объективного анализа.

Очень большая неоднородность рельефа дна должна учитываться в граничных условиях, так как она влияет на движения вод, особенно на вертикальную скорость течения. В то же время большие перепады глубины сильно осложняют решение уравнений математической модели. Поэтому обычно при моделировании проводится сглаживание рельефа дна моря. В данном случае непосредственное сглаживание рельефа дна не проводилось, но значения глубины в котловине или на горе, если в них попадала только одна точка, принимались как средние по соседним узлам сетки.

Следующая морфометрическая особенность моря, затрудняющая моделирование, заключается в существовании множества проливов, поскольку все проливы трудно учесть. Из-за этого сетка узлов расположена таким образом, чтобы некоторые проливы представить их суммарной площадью.

Решение изложенной системы уравнений проводилось численным методом по явной схеме при горизонтальном шаге сетки 110 км (1 географический градус), шаге по времени 1 сутки.

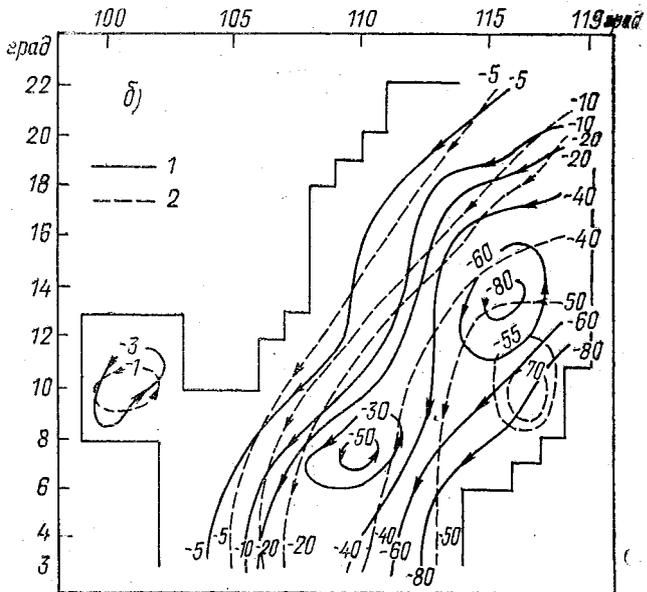
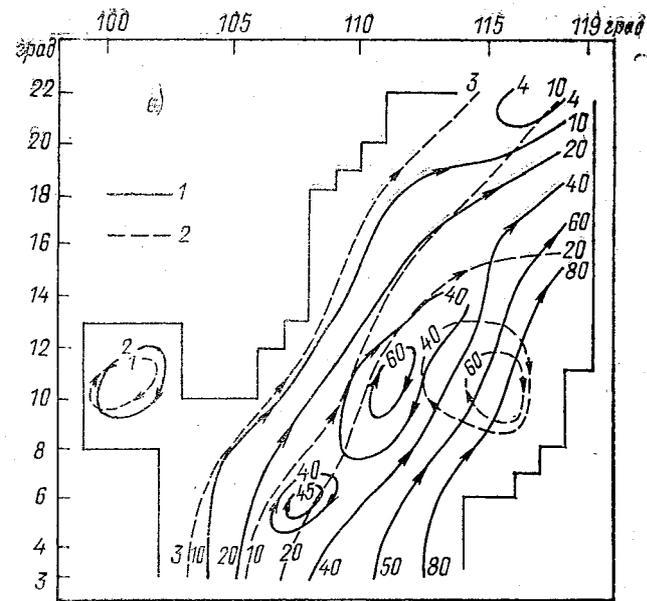


Рис. 2. Функция полных потоков  $\psi$  Южно-Китайского моря в периоды юго-западного муссона (а) и северо-восточного муссона (б): 1—в случае  $H = \text{const}$  ( $\psi \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{с}$ ); 2—в случае реальной  $H$  ( $\psi \cdot 10^{-7} \text{ м}^3/\text{с}$ )

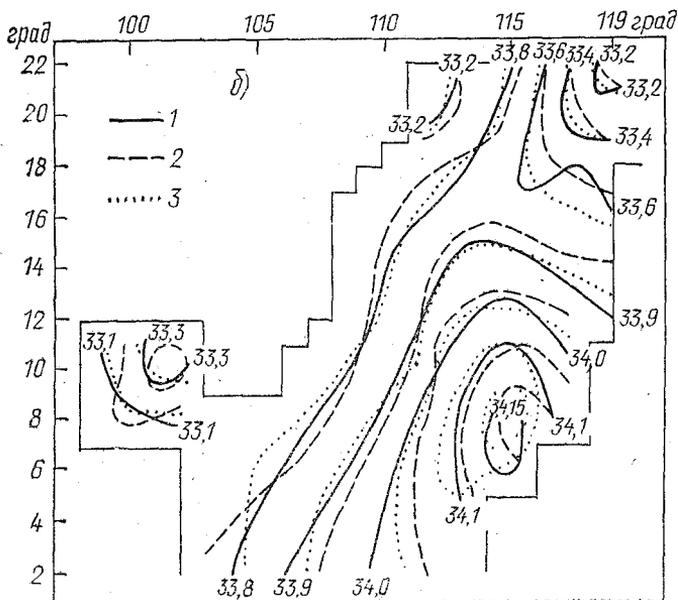
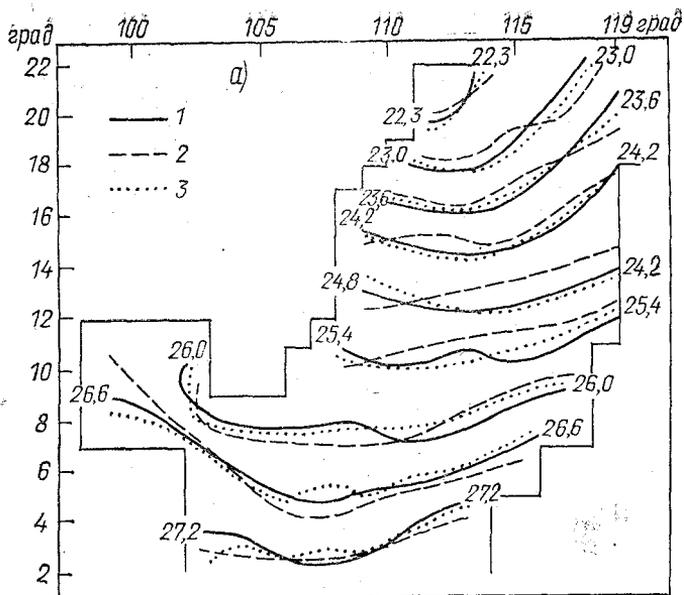


Рис. 3. Распределение температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ) (а) и солёности ( $\text{‰}$ ) (б) воды Южно-Китайского моря в январе: 1 — фактические значения по [1]; 2 — рассчитанные значения без учета адвекции; 3 — рассчитанные значения с учетом адвекции

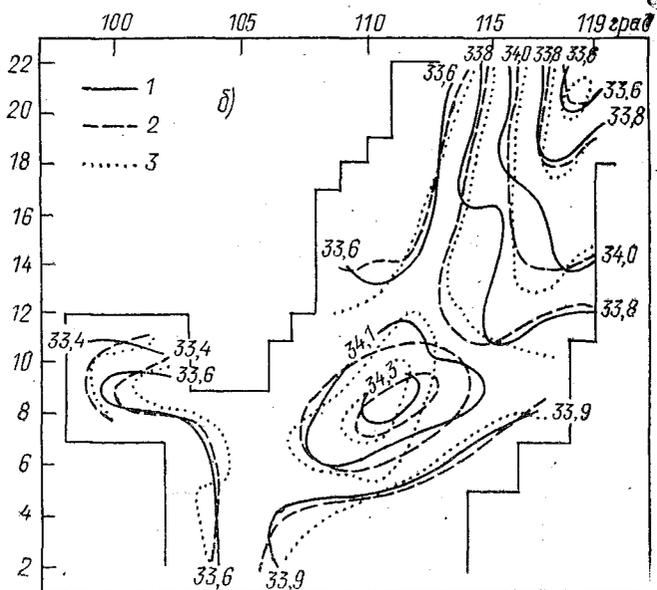
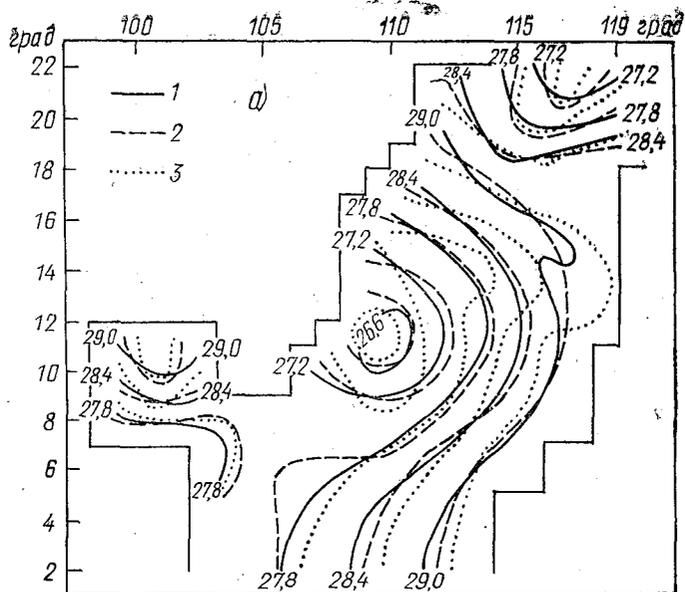


Рис. 4. Распределение температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ) (а) и солености ( $\text{‰}$ ) (б) воды Южно-Китайского моря в августе: 1 — фактические значения по [1]; 2 — рассчитанные значения без учета адвекции; 3 — рассчитанные значения с учетом адвекции

При вычислении течений сначала определялась интегральная циркуляция тока  $\psi$ . Она была рассчитана по трем случаям: однородное море с постоянной глубиной, однородное море с переменной глубиной и неоднородное море с переменной глубиной. Уравнение, которое ее выражает, получается в результате интегрирования движения по всей толщине моря от 0 до  $H$ . Затем первое из них дифференцируется по  $x$ , второе — по  $y$ . По сколку полные потоки представляются через  $\psi$  соотношениями

$$\int_0^H u dz = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad \int_0^H v dz = \frac{\partial \psi}{\partial x}, \quad (25)$$

то окончательное выражение для интегральной функции тока имеет вид

$$\begin{aligned} & \frac{f}{gH} \left( -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} + \frac{1}{H} \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial x} \right) = -\frac{\partial^2 \xi}{\partial x \partial y} - \\ & - \frac{1}{\rho_0} \left\{ \int_0^{H(x,y)} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( 1 - \frac{z}{H} \right) \frac{\partial \rho}{\partial y} + \left( 1 - \frac{z}{H} \right) \frac{\partial^2 \rho}{\partial x \partial y} \right] dz \right\}, \\ & - \frac{1}{\rho_0 g H} \left( \frac{\partial \tau_H^y}{\partial x} - \frac{\tau_H^y}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \right) + \frac{1}{\rho_0 g H} \left( \frac{\partial \tau_0^y}{\partial x} - \frac{\tau_0^y}{H} \frac{\partial H}{\partial x} \right), \quad (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{f}{gH} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial x} + \frac{1}{H} \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y} \right) = -\frac{\partial^2 \xi}{\partial y \partial x} - \\ & - \frac{1}{\rho_0} \left\{ \int_0^{H(x,y)} \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( 1 - \frac{z}{H} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} + \left( 1 - \frac{z}{H} \right) \frac{\partial^2 \rho}{\partial y \partial x} \right] dz \right\}, \\ & - \frac{1}{\rho_0 g H} \left( \frac{\partial \tau_H^x}{\partial y} - \frac{\tau_H^x}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \right) + \frac{1}{\rho_0 g H} \left( \frac{\partial \tau_0^x}{\partial y} - \frac{\tau_0^x}{H} \frac{\partial H}{\partial y} \right). \quad (27) \end{aligned}$$

В (26), (27) составляющие касательного напряжения ветра имеют вид

$$\tau_H^x = -GU = G \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad (28)$$

$$\tau_H^y = -GV = -G \frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad (29)$$

$G$  — подбирается из экспериментов и по литературным источникам.

Подставим (28), (29) в (26), (27), после некоторых изменений членов получим уравнения вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = & -\frac{1}{G} \left( \frac{\partial \tau_0^y}{\partial x} - \frac{\partial \tau_0^x}{\partial y} \right) + \frac{f \rho_0}{GH} \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y} \right) - \\ & - \frac{1}{H} \left( \frac{\partial \psi}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial x} \right) - \frac{1}{GH} \left( \tau_0^x \frac{\partial H}{\partial y} - \tau_0^y \frac{\partial H}{\partial x} \right) - \\ & - \frac{gH}{G} \int_0^H \frac{z}{H^2} \left( \frac{\partial \rho}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial x} \right) dz, \\ & - \frac{K \rho_0}{G} \left( \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 \psi}{\partial y^4} \right) + \frac{K \rho_0}{GH} \left[ \frac{\partial H}{\partial x} \left( \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^2 \partial x} \right) + \frac{\partial H}{\partial y} \left( \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^2 \partial y} + \frac{\partial^3 \psi}{\partial y^3} \right) \right]. \quad (30) \end{aligned}$$

У береговой черты функция  $\psi$  должна учитывать расход через пролив, в котором принималось свободное протекание воды

$$\psi_0 = \text{const} + \Delta \psi_{\text{прол.}}; \quad \left. \frac{\partial \psi}{\partial n} \right|_{\text{прол.}} = 0. \quad (31)$$

Анализ рассчитанных значений показывает, что шестой и седьмой члены в правой части уравнения (30) имеют порядок величин  $10^5$  и  $10^4 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$  соответственно, в то время как остальные члены имеют порядок  $10^8$  и  $10^9 \text{ м}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ , поэтому в конечном расчете можно пренебречь двумя последними членами.

На рис. 2 представлены функции полного потока двух периодов муссонов: юго-западного и северо-восточного. В случае  $0 = \text{const}$  недалеко от о. Палаван создается центр высоких значений  $\psi$  (юго-западный муссон) и центр низких значений  $\psi$  (северо-восточный муссон). Остальные линии функции тока почти совпадают с направлением ветра. При учете рельефа дна области замкнутых циркуляций смещаются в центральную часть моря, а у берегов хорошо выражены вдольбереговые потоки воды. Следовательно, рельеф дна и плотность морской воды играют важную роль в характере и величине полного потока, то есть влияют на поле течений в море.

Рисунки, характеризующие поля течений, не приведены из-за недостатка места, но представление о нем можно получить по интегральной циркуляции. Поверхностное течение по направлению близко к функциям тока. Для сезонов, приведенных на рис. 2, выделяются круговороты вод. В период юго-западного муссона максимальная скорость поверхностного течения 40—

50 см·с<sup>-1</sup> оказывается в южной части моря и уменьшается к северу, где воды выходят из моря через проливы Тайваньский и Баши. В период северо-восточного муссона характер течений близок к обратному. Происходит проникновение вод из Филиппинского моря через пролив Баши и из Тихого океана через Тайваньский пролив в Южно-Китайское море. Течение ослабевает по мере приближения к югу и выходит в Яванское море через пролив Каримата. Максимальная скорость течения составляет 50—55 см·с<sup>-1</sup>. Направление течения устойчивее, чем в период юго-западного муссона, с глубиной течение ослабевает. В период юго-западного муссона на глубине 200 м отмечается крупномасштабный циклонический круговорот с максимальной скоростью течения 15—20 см·с<sup>-1</sup>. Вдоль берегов Филиппинских островов существует северное течение. Недалеко от пролива Баши это течение делится на две части. Большая часть вод проникает в циклонический круговорот, остальная масса воды продолжает движение на север и выходит в Тихий океан через пролив Баши. На глубине 1000 м этот круговорот еще существует, хотя не очень заметен. Скорость очень мала и составляет 4—8 см·с<sup>-1</sup>.

В период северо-восточного муссона, на глубине 200 м, в центральной зоне моря находится маленький циклонический круговорот. Большая часть течения имеет южное направление с максимальной скоростью 20—23 см·с<sup>-1</sup> вдоль берега Центрального Вьетнама. На глубине 1000 м течение противоположно по направлению течению на глубине 200 м и скорость его уменьшается до 5—10 см·с<sup>-1</sup>.

Поля температуры, солёности и толщина верхнего квазиоднородного слоя рассчитывались как с учетом горизонтальной адвекции тепла и соли, так и без нее, по ежемесячным метеорологическим данным [1] с шагом по времени 1 сут на период времени 1 год. При проведении расчетов необходимо задавать начальные значения температуры, солёности морской воды и толщины верхнего квазиоднородного слоя. Теплообмен моря с атмосферой и поток соли через поверхность моря были рассчитаны по фактическим значениям метеоэлементов, температуре и солёности поверхности моря. Считалось, что глубина пикноклина и значения  $T_H$  и  $S_H$  во времени не менялись.

Анализ полученных результатов расчета (рис. 3, 4) показывает, что вычисленные значения температуры и солёности воды близки к данным наблюдений. Роль горизонтальной адвекции тепла и соли оказалась незначительной, хотя и приближающей результаты расчетов к данным наблюдений. Это означает, что изменение температуры и солёности воды в верхнем квазиоднородном слое моря в основном определяется местным воздействием атмосферы.

В период северо-восточного муссона (с ноября по март) температура воды постепенно повышается с севера на юг (рис. 3 а). Это обусловлено тем, что муссон этого периода года приносит относительно холодную воду из Тихого океана через проливы Тайваньский и Лусон. По мере продвижения к югу вода прогревается, в первую очередь за счет лучистого потока тепла. Малая роль адвекции тепла может служить тому подтверждением. Кроме того, изотермы близки к широтному направлению.

Наиболее низкая температура в северо-западной части моря связана с поступлением с материка охлажденного воздуха. Соленость верхнего квазиоднородного слоя моря в этот период года повышается по мере удаления от берегов Вьетнама и в зоне, находящейся недалеко от Филиппинских о-вов, создается центр высоких значений солености (рис. 3 б). Пониженная соленость у берегов обусловлена тем, что на суше и вдоль побережья в этом сезоне идут сильные дожди и создается большой сток пресной воды в море. В районе Филиппинских о-вов осадки в этот сезон минимальны. То есть, соленость верхнего слоя моря в этот период года, как и температура, определяется атмосферным воздействием. Адвекция соли оказывает сравнительно малое влияние на поле солености, хотя и приближает рассчитанные значения  $S_0$  к наблюдаемым.

В период юго-западного муссона (с мая по сентябрь) в южной части моря соленость увеличивается от берега Вьетнама в сторону моря, и в его центральной части существует область высоких значений солености. Очень интересно, что эта область совпадает с центром высоких значений полного потока. Может быть, сама циркуляция вод создает такое распределение солености. На рис. 5 представлен годовой ход толщины ВКС двух станций: одна выбрана в южной части моря, а другая — в северной. Видно, что годовой ход  $h$  по этим станциям практически одинаков.

Кривая годового хода толщины ВКС имеет почти симметричный характер. К последнему месяцу зимнего периода (март), то есть к концу охлаждения, толщина  $h$  верхнего квазиоднородного слоя достигает максимального значения и с начала летнего периода, то есть с начала прогрева, толщина  $h$  ВКС постепенно уменьшается и достигает минимального значения в августе по всему морю. После времени максимального прогрева начинается углубление ВКС. Оно вызвано тем, что в период охлаждения моря происходит понижение температуры воды, приводящее к уменьшению градиента плотности. Соленость меняется значительно слабее и ее роль менее заметна.

В уравнении (24) интегральная продукция энергии турбулентности прямо пропорциональна динамической скорости над морем, то есть связана со скоростью ветра, поэтому, когда ско-

рость ветра увеличивается, первый член правой части уравнения (24) тоже увеличивается, а следовательно, толщина ВКС растет. В период северо-восточного муссона толщина ВКС больше, чем в период юго-западного муссона, когда скорость ветра меньше.

Итак, проведенное моделирование течений температуры и солёности верхнего квазиднородного слоя на годовой период

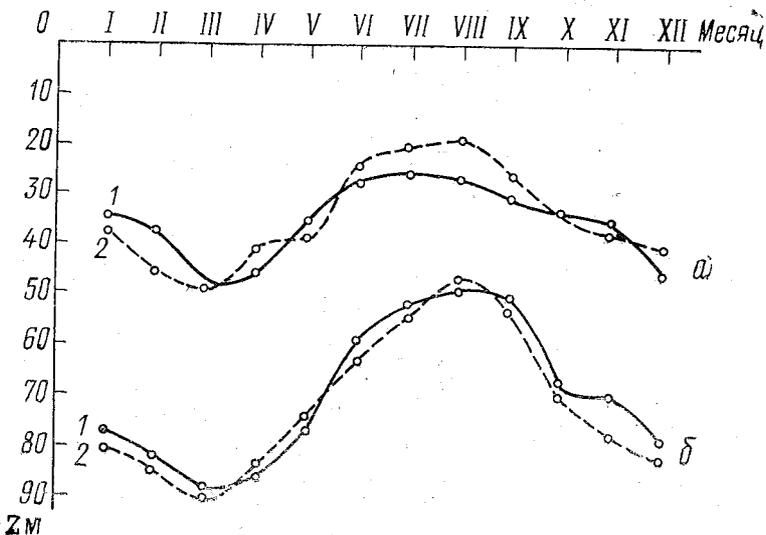


Рис. 5. Рассчитанная толщина ВКС Южно-Китайского моря без учета адвекции (1) и с учетом адвекции (2): а — в точке 107° в. д., 7° с. ш. (южная часть моря); б — в точке 115° в. д., 18° с. ш. (северная часть моря)

времени показало, что результаты расчетов близки к данным наблюдений. Это свидетельствует о том, что основные процессы правильно учтены в математической модели и ее можно использовать как для получения новой информации, так и в качестве основы для численных методов прогнозов.

Поля температуры и солёности воды в период юго-западного муссона существенно отличаются от полей этих элементов в период зимнего муссона. Поле температуры (рис. 4, а) имеет совершенно другую конфигурацию. Изотермы на большей части акватории моря простираются в зональном направлении. Только в самой северо-восточной части моря, у проливов, они начинают менять направление на широтное. Вторая особенность

поля температуры воды — большая ее однородность. Различия по всей акватории моря менее 3 °С. Только у южной части Вьетнама создается область пониженной температуры воды, вызванной, по-видимому, апвеллингом.

Большая однородность поля температуры воды обусловлена поступлением с юга как прогретой воды, так и морского влажного воздуха. Поэтому изменение температуры воды за счет теплообмена с атмосферой оказывается небольшим.

Моделирование показало, что модель достаточно точно характеризует взаимосвязь течений и термохалинных процессов. Оказалось, что сезонные изменения температуры и солёности воды, происходящие в пределах верхнего слоя моря, не очень сильно влияют на систему течений. Она в основном зависит от поля ветра, а в глубинных слоях моря — еще и от распределения температуры и солёности воды, которое обусловлено водообменом через проливы.

Близость вычисленных гидрологических характеристик к наблюдаемым позволяет считать, что моделирование можно использовать для пополнения информации в случае редких наблюдений.

Автор выражает искреннюю признательность научному руководителю, профессору Ю. П. Доронину за формулировку задачи и помощь в ее решении.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Статистические данные гидрометеорологического режима на Индо-Китайском п-ове. Ханой, Кноанос, 1984 (на вьетнамском языке).
2. Доронин Ю. П. Взаимодействие атмосферы и океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 287 с.
3. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан — атмосфера. Под ред. А. С. Дубова. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 239 с.
4. Фельзенбаум А. И. Теоретические основы и методы расчета установившихся морских течений. — М.: изд-во АН СССР, 1960. — 127 с.
5. Карлин Л. Н., Клейков Е. Ю., Кутько В. П., Стаценко В. Н. Изменчивость термохалинной структуры верхних слоев океана. — Обнинск, 1984. — 186 с.
6. Китайгородский С. А., Миропольский Ю. З. К теории деятельного слоя открытого океана. — Изд. АН СССР, Физика атмосферы и океана, № 2, 1970.
7. Доронин Ю. П. Гидрологические проблемы шельфового моря. — Тр. ЛГМИ, вып. 100, 1988, с. 5—12.
8. Сычев В. И. О роли нелинейных элементов при моделировании циркуляции вод в шельфовом море. — Тр. ЛГМИ, вып. 100, 1988, с. 12—17.
9. Баренблатт Г. И. Об автомодельности распределений температуры и солёности в верхнем термоклине. — Изд. АН СССР, Физика атмосферы и океана, № 11, 1978, с. 1160—1165.

## О ВОЗМОЖНОЙ ПРИЧИНЕ ПРЕРЫВИСТОСТИ СЛОЯ ПОВЫШЕННОЙ СОЛЕННОСТИ В ЮЖНО-КИТАЙСКОМ МОРЕ

В ряде экспедиций ТОИ ДВО АН СССР 1982—1985 гг. в Южно-Китайском море на глубинах 100—250 м наблюдались проникающие через пролив Лусон воды повышенной солености. Этот слой носит характер интрузий, от которых отделяются вытянутые по горизонтали линзы. Причина прерывистости этого слоя в настоящее время не вполне ясна.

Примером служат результаты океанологической съемки во 2-м рейсе научно-исследовательского судна «Академик Алек-

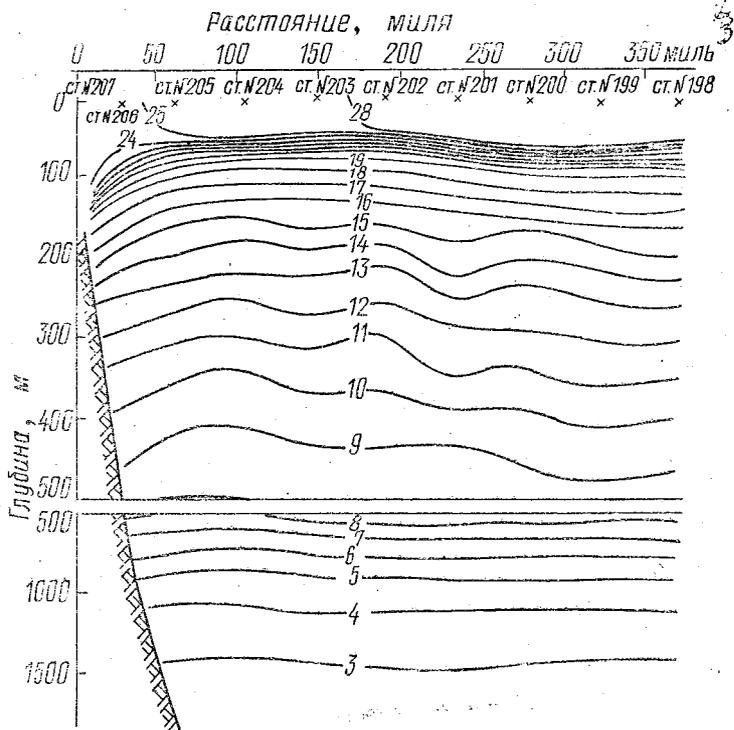


Рис. 1. Распределение температуры (°C) на разрезе № 3 (14°00' с. ш., 115°51' в. д. — 14°04' с. ш., 109°32' в. д.)

сандр Виноградов» (декабрь 1983 г.—январь 1984 г.). На рис. 1—2 изображены поля температуры и солёности, полученные на разрезе № 3 (14°00' с. ш., 115°51' в. д. — 14°04' с. ш., 109°32' в. д.).

Из рис. 1 видно, что ниже слоя скачка температуры происходит ее монотонное, почти линейное понижение от 20 °С на 100 м до 3 °С на 1500 м.

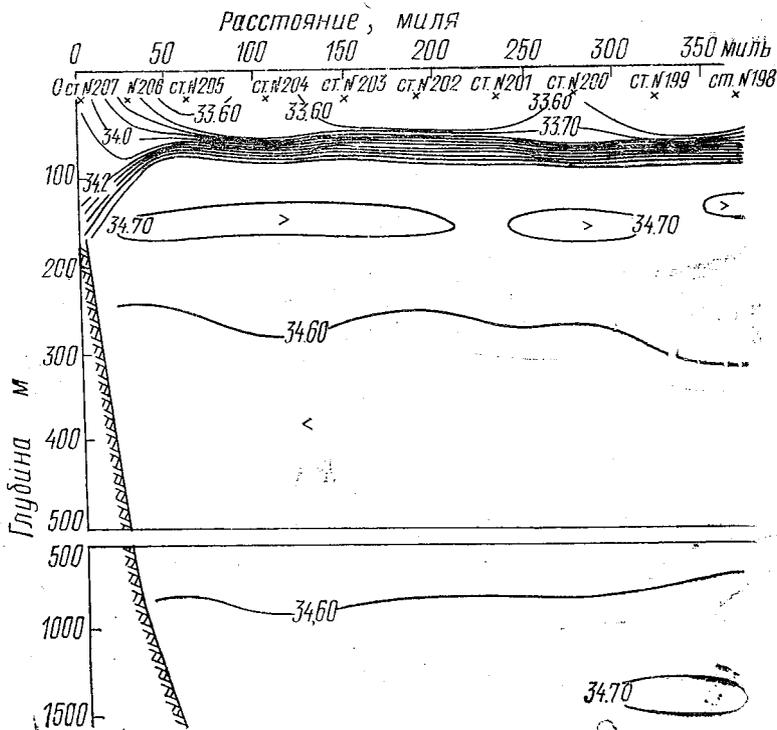


Рис. 2. Распределение солёности (‰) на разрезе № 3 (14°00' с. ш., 115°51' в. д. — 14°04' с. ш., 109°32' в. д.)

Гораздо большей изменчивостью обладает распределение солёности. Верхняя граница слоя повышенной солёности почти совпадает с положением слоя скачка температуры, нижняя — располагается на глубине около 250 м. Ядро слоя располагается между горизонтами 120—170 м и представляет собой совокупность отдельно существующих линз, в которых солёность достигает своего максимума 34,75‰. Горизонтальные градиенты температуры на глубинах, соответствующих границам ядра, практически равны нулю.

Наличие горизонтальных градиентов солености может являться причиной слабой на фоне общей циркуляции Южно-Китайского моря, но постоянной во времени адвекции в изучаемом слое. В дальнейшем она описывается стационарным одномерным решением, полученным из уравнений конвекции, и рассматривается устойчивостью такого решения относительно трехмерных возмущений.

Ранее [1] было показано, что при наличии горизонтального течения невозмущенное состояние, как и в покоящейся жидкости, характеризуется линейным по вертикали распределением температуры с градиентом, прямо пропорциональным разности температур на границах слоя и обратно пропорциональным его толщине.

Это обстоятельство отвечает условиям задачи и позволяет при дальнейшем математическом моделировании явления полагать, что изменения плотности целиком обусловлены вариациями солености.

Ниже предлагается предварительная модель, использующая теорию линейной устойчивости и позволяющая предположить возможную причину прерывистости слоя повышенной солености. Она формируется для достаточно тонкого ядра слоя толщиной 50 м. Учитывая также то обстоятельство, что Южно-Китайское море расположено в низких широтах, в модели не учитываются эффекты, связанные с вращением Земли.

Верхней и нижней границами ядра слоя повышенной солености будем считать поверхности  $z = \pm d$ , на которых выполняются условия прилипания. На обеих границах задана соленость, линейно меняющаяся по координате  $x$  с заданным градиентом  $B$ . Система координат — левая, начало располагается в середине слоя, ось  $z$  направлена вверх перпендикулярно границам.

Воспользуемся уравнениями гравитационной конвекции:

$$u_t + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \Delta u,$$

$$v_t + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \Delta v,$$

$$w_t + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \Delta w - g\beta S, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0,$$

$$S_t + u \frac{\partial S}{\partial x} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \kappa \Delta S$$

с граничными условиями и условием замкнутости потока:

$$S = Bx, \quad u = v = w = 0 \quad (z = \pm d); \quad \int_{-d}^d u dz = 0. \quad (2)$$

Здесь  $u, v, w$  — компоненты вектора скорости;  $p$  — давление;  $S$  — соленость;  $\beta$  — коэффициент соленостного сжатия;  $\nu$  — коэффициент вязкости,  $g$  — ускорение свободного падения;  $\rho$  — плотность;  $\kappa$  — коэффициент диффузии соли.

Задача (1) — (2) имеет точное, не зависящее от координаты  $y$  стационарное решение, для которого  $v = 0, w = 0$ :

$$u = U(z), \quad S = Bx + \xi(z), \quad (3)$$

где

$$U(z) = \frac{Bg\beta d^3}{\nu} \frac{1}{6} \left[ \left( \frac{z}{d} \right) - \left( \frac{z}{d} \right)^3 \right], \quad (4)$$

$$\xi(z) = \frac{B^2 g \beta d^5}{\nu \kappa} \frac{1}{360} \left[ 3 \left( \frac{z}{d} \right)^5 - 10 \left( \frac{z}{d} \right)^3 + 7 \left( \frac{z}{d} \right) \right]. \quad (5)$$

Решение антисимметрично относительно середины слоя, описываемое им течение аналогично найденному [2] при наличии продольного градиента температуры. Наложим на основное стационарное решение (4) — (5) бесконечно малые возмущения, имеющие вид гармонических волн:

$$\{u, v, w, p, S\} = \text{Re} \left[ \{ \tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{p}, \tilde{S} \} e^{i(\alpha_1 x + \alpha_2 y)} \right], \quad (6)$$

где  $\alpha_1 \geq 0, \alpha_2 \geq 0$  — заданные волновые числа; функции  $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}, \tilde{p}, \tilde{S}$  — комплексные амплитуды, зависящие от переменных  $t, z$ .

После подстановки в систему (1) — (2) решения, представленного в виде суммы основного решения (3) — (5) и возмущения (6), были отброшены члены второго порядка малости относительно возмущений и осуществлен переход от декартовых координат на плоскости волновых чисел к полярным:

$$\alpha_1 = \alpha \cos \gamma, \quad \alpha_2 = \alpha \sin \gamma, \quad (7)$$

где  $\alpha \geq 0$  — длина волнового вектора;  $0 \leq \gamma \leq \frac{\pi}{2}$  — угол его ориентации.

Форма уравнения неразрывности оказалась такова, что после перехода от проекций вектора скорости на оси координат  $x$  и  $y$  к проекциям на направление распространения волны и перпендикулярное к нему направление по формулам  $\hat{u} = \tilde{u} \cos \gamma + \tilde{v} \sin \gamma, \hat{v} = -\tilde{u} \sin \gamma + \tilde{v} \cos \gamma$  приобрело такой вид, какой имело

бы для случая плоских возмущений. Это позволило записать задачу в следующем виде:

$$\begin{aligned} \hat{S}_t + i\alpha \cos \gamma U \hat{S} + B(\cos \gamma D \hat{\psi} - \hat{v} \sin \gamma) - i\alpha \xi \hat{\psi} &= \kappa (D^2 - \alpha^2) \hat{S}; \\ \hat{v}_t + i\alpha \cos \gamma U \hat{v} + i\alpha \sin \gamma U' \hat{\psi} &= \nu (D^2 - \alpha^2) \hat{v}; \\ (D^2 - \alpha^2) \hat{\psi}_t + i\alpha \cos \gamma [U (D^2 - \alpha^2) \hat{\psi} - U'' \hat{\psi}] - i\alpha \beta g S &= \nu (D^2 - \alpha^2) \hat{\psi}, \\ \hat{S} = 0, \hat{v} = 0, \hat{\psi} = 0, D \hat{\psi} = 0 & \quad (z = \pm d), \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$D = \frac{\partial}{\partial z}, \quad \hat{u} = D \hat{\psi}, \quad \hat{w} = -i\alpha \hat{\psi}.$$

Для перехода к безразмерным переменным совершим в (8) замены

$$\begin{aligned} t &= \frac{d^2}{\kappa} t_*, \quad z = z_* d, \quad \alpha = \frac{1}{d} \alpha_*, \quad S = Bd S_*, \\ D &= \frac{1}{d} D_*, \quad \hat{v} = \frac{B^2 g^2 \beta^2 d^7}{\nu \kappa^2} \hat{v}_*, \quad \hat{\psi} = \frac{Bg \beta d^4}{\kappa} \hat{\psi}_*, \\ U &= \frac{Bg \beta d^3}{\nu} U_*(z_*), \quad \xi = \frac{B^2 g \beta d^5}{\nu \kappa} \xi_*(z_*), \end{aligned} \quad (9)$$

где безразмерные величины отмечены звездочкой, и отделим время  $t_*$ , положив

$$\begin{aligned} \hat{S}_* &= \tau(z_*) \exp(\sigma t_*), \quad \hat{v}_* = -\alpha_*^2 \sin \gamma \varphi(z_*) \exp(\sigma t_*), \\ \hat{\psi}_* &= i\alpha \psi(z_*) \exp(\sigma t_*). \end{aligned} \quad (10)$$

В результате приходим к задаче на собственные значения (звездочки опущены)

$$\begin{aligned} \sigma \tau + i\alpha R \cos \gamma (U \tau + p D \psi) + \alpha^2 R^2 p (\sin^2 \gamma \varphi + \xi \psi) &= (D^2 - \alpha^2) \tau; \\ \sigma \varphi + i\alpha R \cos \gamma U \varphi + U' \psi &= p (D^2 - \alpha^2) \varphi; \\ \sigma (D^2 - \alpha^2) \psi + i\alpha R \cos \gamma [U (D^2 - \alpha^2) \psi - U'' \psi] - \tau &= p (D^2 - \alpha^2) \psi, \\ \tau = \varphi = \psi = D \psi = 0 & \quad (z = \pm 1). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь

$$U = \frac{1}{6} (z - z^3), \quad \xi = \frac{1}{360} (3z^5 - 10z^3 + 7z),$$

$R = \frac{Bg \beta d^4}{\nu \kappa}$  — соленистое число Рэлея;  $p = \frac{\nu}{\kappa}$  — концентрационный аналог числа Прандтля.

Вещественная часть комплексного декремента  $\delta = \delta_r + i\delta_i$  определяет рост ( $\sigma_r > 0$ ) или затухание ( $\sigma_r < 0$ ) возмущений, а мнимая часть  $\sigma_i$  — безразмерную частоту колебаний полей скорости и температуры. Границе устойчивости соответствуют значения  $\sigma_r$ , равные нулю.

Сформулированная линейная задача об устойчивости слоя повышенной солености при произвольном значении угла  $\gamma$  ориентации волнового вектора содержит шесть вещественных параметров:  $\sigma_r$ ,  $\sigma_i$ ,  $\alpha$ ,  $R$ ,  $\rho$ ,  $\gamma$ , четыре из которых могут быть заданы, а остальные два определяются из системы двух трансцендентных уравнений, возникающих при условии ненулевого решения  $\{\tau, \varphi, \psi\}$ .

Для решения задачи (11) применялся метод Галеркина в сочетании с QR-алгоритмом [3]. Концентрационный аналог числа Прандтля  $P_r$  полагался равным 813.

Расчеты показали, что для данного волнового числа неустойчивость относительно пространственных возмущений наступает раньше, чем относительно плоских. При  $\gamma = 90^\circ$  критический режим движения носит характер нарастающих возмущений ( $\sigma_r = 0$ ) и наступает при  $R = 865,4$ ,  $\alpha = 3,8$ . С изменением угла ориентации волнового вектора от  $90$  до  $0^\circ$  возникает колебательный режим, причем частота колебаний монотонно нарастает. Анализ вертикального распределения солености в рассматриваемых слоях свидетельствует о том, что внутри них формируется своего рода «полосчатая» структура — периодическое повышение и понижение солености с вертикальными масштабами порядка 1,5—5 м. Возможной причиной формирования таких микроструктурных неоднородностей могут служить обнаруженные осцилляции полей скорости и солености.

Таким образом, установлены две моды неустойчивых движений: экспоненциально растущая и осциллирующая. Если частоты этих мод совпадают в некоторой точке фазового пространства, то нелинейная устойчивость в окрестности такой точки должна быть более сильной, чем в других точках. Данное явление резонанса между различными возмущениями может служить одной из причин прерывистого строения ядра слоя повышенной солености в Южно-Китайском море.

В заключение работы отметим, что явление разделения слоя повышенной солености в Южно-Китайском море на отдельные линзы было получено при гидрологической съемке с расстоянием между станциями порядка 30 миль.

Дискретность измерений по горизонтали была слишком большой и, вполне возможно, линза на рис. 2 на самом деле представляет собой совокупность линз с гораздо меньшими горизонтальными масштабами. Оценки на длину наиболее неустойчивой волны показывают, что она имеет величину порядка  $1,6 d$ .

Поэтому для более адекватного описания обнаруженного явления и корректности применяемой модели необходима микросъемка, которую предполагается сделать в последующих экспедициях ТОИ ДВО РАН

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. — М.: Наука. 1972.
2. Hart J. E. Stability of Thin Non-Rotating Hadley Circulations. — J. Atmos. Sci., 1972, v. 29, p. 687—697.
3. Уилкинсон, Райни. Справочник алгоритмов на языке АЛГОЛ. Линейная алгебра. — М.: Машиностроение. 1976.—390 с.

УДК 551.465

В. А. БОРОВКОВ (ПИНРО),  
Е. Ю. КЛЮЖКОВ, П. П. ПРОВОТОРОВ (РГГМИ)

### ТЕРМОХАЛИННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФРОНТОВ И ФОНОВЫЕ УСЛОВИЯ СТРАТИФИКАЦИИ В ЮЖНОЙ ЧАСТИ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ

К настоящему времени по термохалинной и динамической структуре полярной фронтальной зоны (ПФЗ) Норвежского моря накоплена довольно обширная эмпирическая информация. На основе обработки судовых и спутниковых данных (см., например, [1—3]) построены климатические схемы весьма разветвленной системы фронтальных разделов, выявлены закономерности сезонных смещений первичных водных масс и разделяющих их фронтов, получены оценки вкладов отдельных процессов в их формирование и эволюцию. Но о внутренней структуре фронтов, их мезомасштабных и тонкослойных характеристиках фактических данных очень мало. Настоящая работа посвящена попытке диагноза фронтальных ситуаций на базе материалов одной конкретной съемки, а именно июньской 1990 г. съемки южной части Норвежского моря, выполненной в период 12-го рейса НИС «ПИНРО». Расположение гидрологических разрезов и станций (рис. 1), состав и методика наблюдений с помощью измерительно-обрабатывающего STD-зонда MARK-III были традиционными для подобного рода экспедиций, осуществляемых по программам научных исследований ПИНРО.

На восстановленных по данным съемки полях температуры, солености и плотности воды в толще 0—1000 м отчетливо вы-

делялись типичные для данного региона водные массы и разделяющие их фронтальные зоны. К фоновым особенностям вертикальной структуры следует отнести наличие в поверхностном слое неоднородностей штилевой погоды, слабое развитие верхнего перемешанного слоя, мелкий летний термоклин, много-

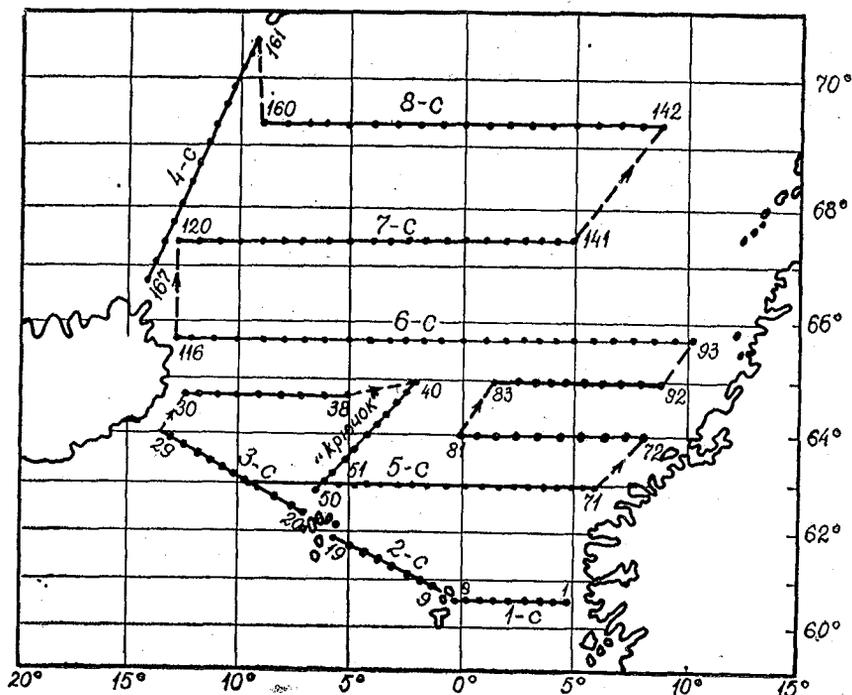


Рис. 1. Схема расположения гидрологических разрезов и станций в южной части Норвежского моря. Съемка 2—30 июня 1990 г.

фронтальность ПФЗ в промежуточной толще. Общей (для зональных разрезов) деталью является наклон  $T$ ,  $S$ ,  $\sigma_t$ -изолиний с запада на восток, свидетельствующий о выклинивании Атлантической водной массы и, следовательно, о выходе в подповерхностные слои главного термо- и пикноклина. Некоторые из этих особенностей термохалинной структуры демонстрирует рис. 2, где представлены поля температуры ( $T$ ) и солености ( $S$ ) для самого протяженного и разнообразного в гидрологическом отношении разреза 5-с. Заметим, что нумерация всех рассматриваемых здесь разрезов и станций соответствует принятой в ПИРО.

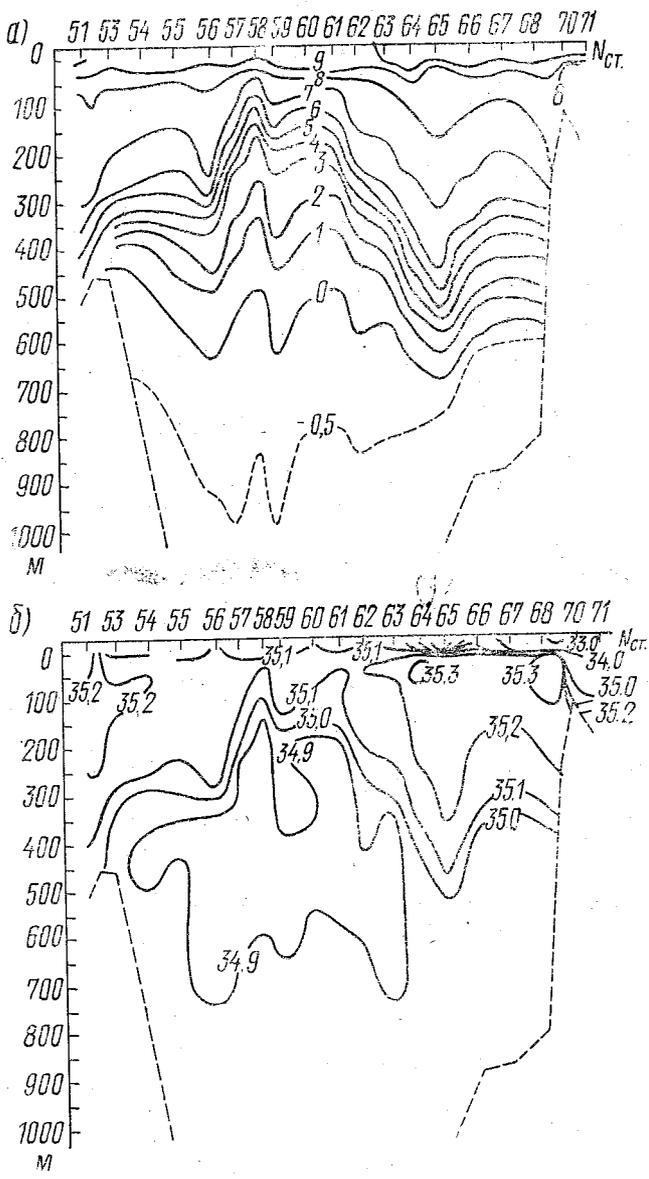


Рис. 2. Распределение температуры (°C) (а) и солености (‰) (б) на зональном разрезе 5-с. Съемка 16—17 июня 1990 г.

Стратификация плотности и выраженность фронтов в глубоководной части моря обусловлена в основном температурным вкладом. И лишь с приближением к скандинавскому шельфу за счет прибрежных распресненных вод и в восточно-исландском секторе (к западу от 10° з. д.) решающую роль в формировании поля плотности играет соленость. Аналогичные особенности свойственны и для горизонтальной структуры термохалинных полей.

Обобщенные характеристики наиболее контрастных фронтальных зон, выделяющиеся на  $T$ ,  $S$ ,  $\sigma_t$ -разрезах, приведены в таблице. Их количественная оценка производилась по методике К. Н. Федорова [4]. Первые четыре столбца таблицы содержат общие сведения: соответственно номера разрезов и станций, ширину ( $L_\Phi$ ) и границы наклонных фронтальных слоев, средние горизонтальные градиенты температуры ( $G_T$ ). В данном случае принята правая декартова система координат: ось  $z$  — в глубь моря (от поверхности); ось  $x$  — вдоль разреза. Знак «минус» у  $\bar{G}_T$  указывает на уменьшение температуры вдоль оси  $x$ , т. е. в восточном направлении для зонально ориентированных разрезов. Далее в столбцах 5—9 приведены значения углов (в радианах) наклона изотерм ( $\gamma_T$ ), изохалин ( $\gamma_S$ ) и изопикн ( $\gamma_\rho$ ) во фронтальных слоях, а также отношение  $\gamma_S/\gamma_T$  и число Кибеля ( $Ki$ ) — наиболее общий критерий обостренности фронта, рассчитываемый как

$$Ki = \gamma_\rho g \Delta \rho / \bar{\rho} L_\Phi f^2. \quad (1)$$

Это выражение получено путем подстановки в уравнение [5]

$$Ki = \Delta u_\Phi / L_\Phi f, \quad (2)$$

вместо перепада скорости течений поперек фронта  $\Delta u_\Phi$  его значения, получаемого (при известном  $\gamma_\rho$ ) из формулы Маргулеса:

$$\Delta u_\Phi = \gamma_\rho g \Delta \rho / \bar{\rho} f, \quad (3)$$

где  $\bar{\rho}$  и  $\Delta \rho$  — средняя плотность и ее перепад через фронтальный раздел;  $f$  — параметр Кориолиса;  $g$  — ускорение свободного падения. Необходимые для расчета углов  $\gamma_T$ ,  $\gamma_S$  и  $\gamma_\rho$  значения горизонтальных и вертикальных перепадов  $\Delta T$ ,  $\Delta S$  и  $\Delta \rho$  определялись по графикам распределения соответствующих характеристик на разрезах. При этом отрицательные углы наклона соответствуют выклинивающимся — поднимающимся к западу — фронтальным разделам.

В последнем столбце таблицы указан тип фронта с учетом двух критериев: в зависимости от соотношения углов  $\gamma_T$ ,  $\gamma_S$  и  $\gamma_\rho$  (Бр — барклинный, См — смешанный) и по генетическому признаку [6] (АВ — адвективно-вихревой, С — склоновый, ЦИ — ци-

**Термохалинные характеристики фронтальных зон южной части  
Норвежского моря. Съемка 02—30.06.1990 г.**

Разрез, № ст.	$L_{\phi}$ км	Границы слоя, м	$\bar{C}_T \cdot 10^2$ с/км	$\gamma_T \cdot 10^3$	$\gamma_S \cdot 10^3$	$\gamma_p \cdot 10^3$	$\gamma_S/\gamma_T$	$K_t \cdot 10^3$	Тип фронта
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2-с 15—12	93	100—600	5,9	-4,6	-5,1	-4,6	1,02	11,2	Бр, АВ, С
«Крючок» 49—47	73	50—350	-8,5	4,9	9,3	3,2	4,89	9,9	См, ЦИ
5-с 56—58	71	100—300	-6,9	3,0	2,6	2,6	0,87	6,4	Бр, АВ
5-с 61—65	160	100—500	3,3	-1,9	-1,9	-1,5	0,98	1,6	Бр, АВ
по 64° с. ш. 77—76	49	150—550	6,9	-6,1	-7,9	-5,2	1,10	13,0	Бр, ЦИ, С
по 65° с. ш. 84—85	47	100—400	7,5	-4,5	-9,6	-4,0	2,12	10,4	См, АВ
по 65° с. ш. 87—88	47	150—450	6,1	-4,1	-6,6	-3,6	1,61	7,3	См, АВ, С
6-с 114—113	46	50—350	6,8	-17,2	-19,7	-3,9	1,14	4,2	Бр, ЦИ
6-с 104—102	76	50—650	6,0	-4,6	-4,8	-4,9	1,06	12,3	Бр, АВ, С
7-с 125—127	43	50—450	6,9	-11,4	-7,3	-3,0	0,64	3,7	См, ЦИ
7-с 137—138	28	100—500	9,0	-7,1	-10,2	-6,5	1,43	7,7	См, АВ
8-с 158—155	74	50—850	4,8	-8,6	-61,3	-3,8	7,16	3,7	См, АВ

ркулярно-интрузионный). Напомним, что в соответствии с [4], в случае чисто бароклиных фронтов эквипотенциальные поверхности температуры, солёности и условной плотности параллельны друг другу и пересекаются с изобарами, т. е.  $|\gamma_p| > 0$ ,  $\gamma_s/\gamma_T \approx 1$ . Для чисто термоклинных фронтов изотермы и изохалины параллельны между собой, а изопикны горизонтальны. Иначе говоря, вклады  $T$  и  $S$  противоположны и скомпенсированы в поле плотности, т. е.  $\gamma_p = 0$ , а  $\gamma_s/\gamma_T = R_p$ . Для смешанного типа фронта изопикны наклонны к изобарам и пересекаются с изотермами и изохалинами, т. е.  $|\gamma_p| \neq |\gamma_T| \neq |\gamma_s| > 0$ .

Все выделенные на зональных разрезах фронтальные разделы не выходили к поверхности, были наклонены (за исключением двух случаев из двенадцати) с запада на восток, обладали одновременно свойствами бароклинности и термоклинности. Чисто термоклинные ситуации, обусловленные взаимной скомпенсированностью вкладов температуры и солёности в поле плотности, т. е.  $\Delta\sigma_t/\Delta x \approx 0$ , для Норвежского моря не типичны, и возможны лишь для северо-восточных ветвей ПФЗ. Более детальный анализ фронтальной структуры вод Норвежского моря с привлечением материалов наблюдений других съёмок планируется осуществить в последующем.

Бароклинность на океанском фронте может приводить, как известно, к гидродинамической неустойчивости и формированию внутритермоклинных вихрей. Представляет интерес выяснить, вызваны ли искривления изолиний температуры и солёности на разрезах волновыми возмущениями или же вихревым (диапикническим) перемешиванием. Для этой цели используем общеизвестный прием, заключающийся в построении разрезов в так называемых изопикнических координатах. При этом если значения характеристик вдоль изопикн не изменяются, то изотермы и изохалины будут представлять собой горизонтальные линии. Области же искривленных, тем более замкнутых, изолиний будут соответствовать диапикническим процессам, свойственным термоклинным фронтам.

Такого рода температурное поле для упоминавшегося выше разреза 5-с представлено на рис. 3, а. При его сопоставлении с рис. 2, а (где распределение температуры построено в обычных координатах) следует, что на большей части разреза фронтальные искривления изотерм обусловлены в основном линейными волновыми возмущениями типа изопикнической адвекции. И лишь на примаыкающей к скандинавскому побережью правой части разреза сохранились диапикнические возмущения термохалинной структуры. Косвенным подтверждением изопикничности движений на основной части разреза может служить согласованный ход глубин залегания изопикн, оконтуривающих гра-

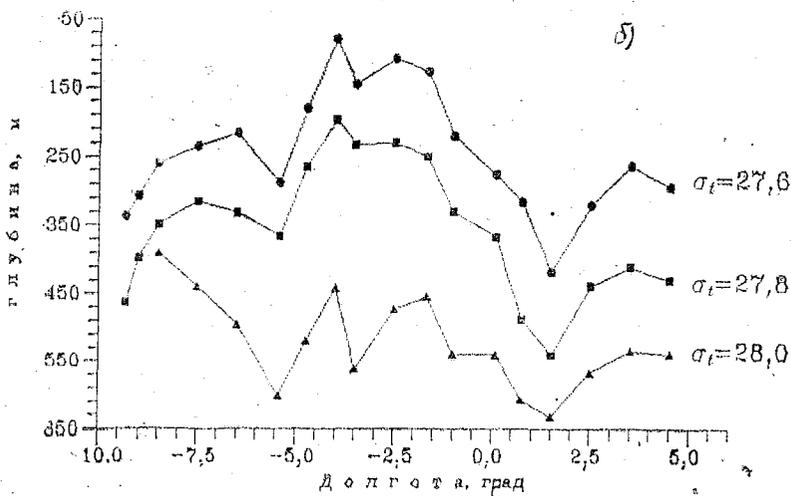
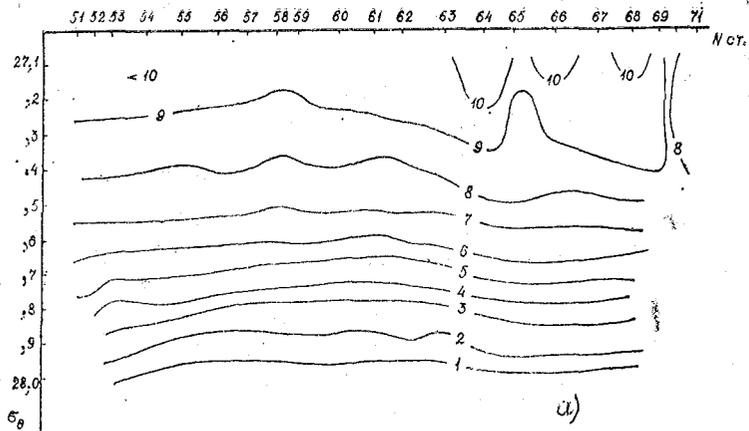


Рис. 3. Распределение температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ) на разрезе 5-с в изопикнических координатах (а) и глубины (м) залегания изопикни, околнуривающих фронтальный слой на разрезе 5-с (б)

ниц и ядро термоклина (рис. 3, б), изменяющего свой очертания подобно единой колебательной системе.

Фронтальные разделы, напоминающие «крутые стенки», выделяются и на разрезах 6-с, 7-с и 8-с. Главные из них приурочены к линии меридианов  $\approx 8^\circ$  з. д. и  $\approx 2^\circ$  в. д., т. е. к стыкам основных потоков и водных масс моря — восточно-исландской, североатлантической и склоновой норвежской. На разрезах в более высоких широтах полигона за счет динамических и орографических эффектов фронты приподнимаются и обостряются. В качестве примера на рис. 4 а приведен ход глубины залегания (вдоль разрезов) изопикны  $\sigma_t = 27,9$  у. е., соответствующей приблизительно продольной оси фронтального слоя, испытывающего на фоне общего заглубления в восточном направлении интенсивные волновые искривления. Максимальный скачок глубины выбранной изопикны — до 600 м на разрезе 8-с и 400 м на разрезе 6-с — отмечается при подходе к восточно-исландскому фронту (вблизи меридиана  $8^\circ$  з. д.). Следовательно, запас доступной потенциальной энергии (основной источник вихреобразования) возрастает с продвижением в высокие широты.

Ход температуры вдоль выбранной изопикнической поверхности также скачкообразно изменяется в окрестности той же ветви фронта (рис. 4, б), а восточнее становится прямолинейным. Распределение солёности вдоль фиксированных изопикн не упорядочено, поэтому при анализе фронтальных ситуаций в данном регионе поле солёности менее информативно по сравнению с температурным полем.

Сильная изменчивость температурных градиентов на изопикнических поверхностях служит индикатором повышенной термоклинности, нарастающей при подходе к фронтальным разделам. Чередование же участков с переменными изопикническими градиентами отражает эффект интрузионного расщепления фронтального слоя встречными потоками, приносящими воды с различными  $T$ ,  $S$ -индексами. В чисто бароклинные ситуации, т. е. при параллельности изопервохностей всех трех элементов ( $T$ ,  $S$  и  $\delta_t$ ), интрузии и связанные с ними инверсии подавлены [7, 8].

Можно утверждать, что в июне 1990 г. восточно-исландский фронт отличался повышенной термоклинностью, тогда как центральные и склоновые ветви ПФЗ по своей выраженности были близки к бароклинные. Более точно, восточно-исландский фронт следует отнести к смешанному типу, ибо в его окрестности отмечается не только термоклинность, сопровождаемая изрезанностью  $T$ ,  $S$ -профилей, но и высокая степень бароклинности (наклонность изопикн к изобарам). Вертикальная термохалинная структура сложена здесь преимущественно по типу солевых

пальцев с переходом в тонких слоях к безразличному и даже неустойчивому состоянию.

Типизация термохалинных условий стратификации по данным СТД-зондирований дает возможность выяснить, насколько характерными являются те или иные формы вертикальных  $T$ ,  $S$ -профилей, формирующихся под воздействием различных ме-

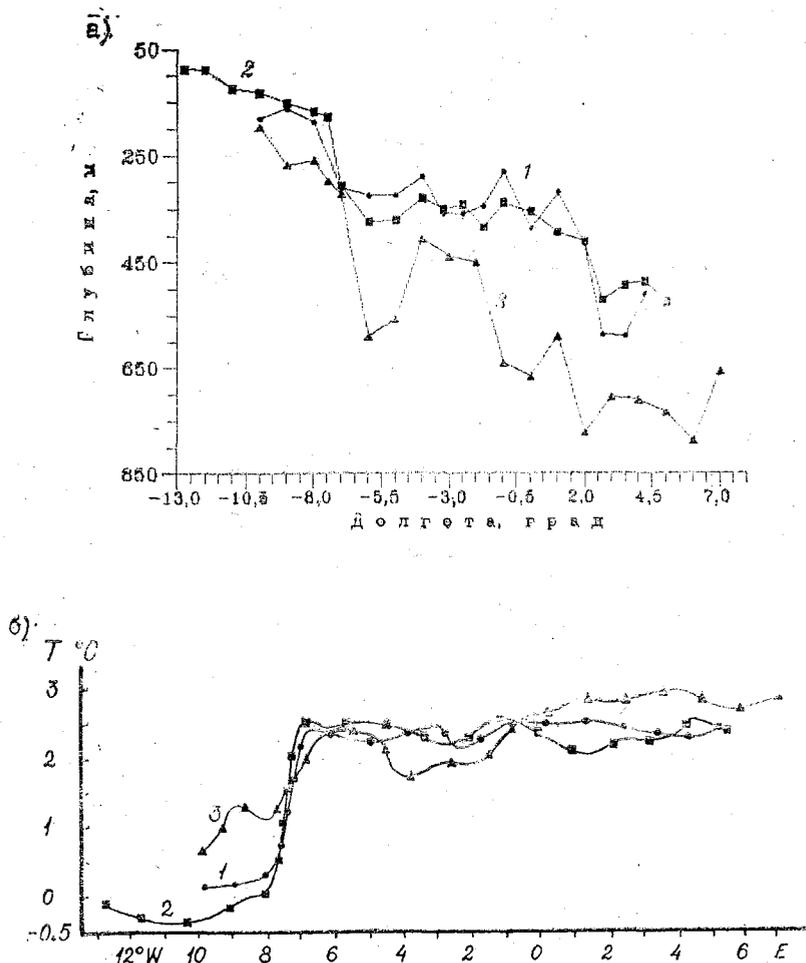


Рис. 4. Изменение глубины залегания изопикны  $\sigma_t = 27,9$  у. е. (а) и соответствующей ей температуры  $T$  (б) на разрезах 6-с (1), 7-с (2) и 8-с (3)

ханизмов тепло- и массообмена, в том числе за счет дифференциально-диффузионной конвекции. Критерий тонкоструктурной активности (плотностное соотношение  $R_p$ ) и тип стратификации определялись на основе расчетов температурного ( $E_\theta$ ) и соленостного ( $E_s$ ) компонентов гидростатической устойчивости [9]:

$$R_p = \frac{\alpha \Delta T / \Delta z}{\beta \Delta S / \Delta z} = -E_\theta / E_s, \quad (4)$$

$$E_\theta = -g\alpha \frac{\Delta \theta}{\Delta z}, \quad E_s = g\beta \frac{\Delta S}{\Delta z},$$

где  $\alpha = (1/\rho) (\partial \rho / \partial \theta)$ ,  $\beta = (1/\rho) (\partial \rho / \partial S)$  — коэффициенты термического расширения и соленостного уплотнения, определяемые путем дифференцирования уравнения состояния (УС-80) и подстановки в полученные выражения средних для обсчитываемых слоев значений  $T$  и  $S$ ;  $\theta$  — потенциальная температура.

Расчеты параметров стратификации были проведены по всем станциям для слоев между стандартными горизонтами до глубины 1000 м. Часть из них — для повторно выполненных с промежутком около трех недель станций разреза 7-с показана на рис. 5 (для удобства ось  $z$  на рис. 5 изображена в логарифмическом масштабе). Видно, что в поверхностном (до 30—50 м) и глубинном (600—1000 м) слоях преобладает режим полной устойчивости (ПУ). Промежуточная толща сложена по типу солевых пальцев (СП) с чередующимися слоями с полной устойчивостью. Остальные возможные типы стратификации — режим неустойчивости и послойной конвекции — встречаются лишь в единичных случаях. Значения плотностного соотношения изменяются в пределах  $\pm 10$  и нередко близки к значениям из интервала 1÷2, благоприятного для развития тонкой структуры за счет дифференциально-диффузионной конвекции.

С учетом отмеченных фоновых особенностей можно предположить, что перемежаемость тонкой термохалинной структуры в Норвежском море осуществляется в основном за счет переменных по знаку градиентов солености, ибо температура чаще всего монотонно понижается с глубиной. При разрешении 1000-метровой толщи слоями между стандартными горизонтами происходит, как минимум, четырехкратное изменение знака соленостной стратификации. В условиях горизонтально неоднородности термохалинных полей тонкоструктурные детали на  $T$ ,  $S$ -профилях могут иметь и адвективно-интрузионное происхождение. В отличие от фронтальных ситуаций для диагноза ступенек поле солености более информативно по сравнению с температурным полем.

Выше было отмечено, что представленный здесь анализ термохалинных характеристик фронтов и фоновых условий стратификации в Норвежском море выполнен по результатам одной

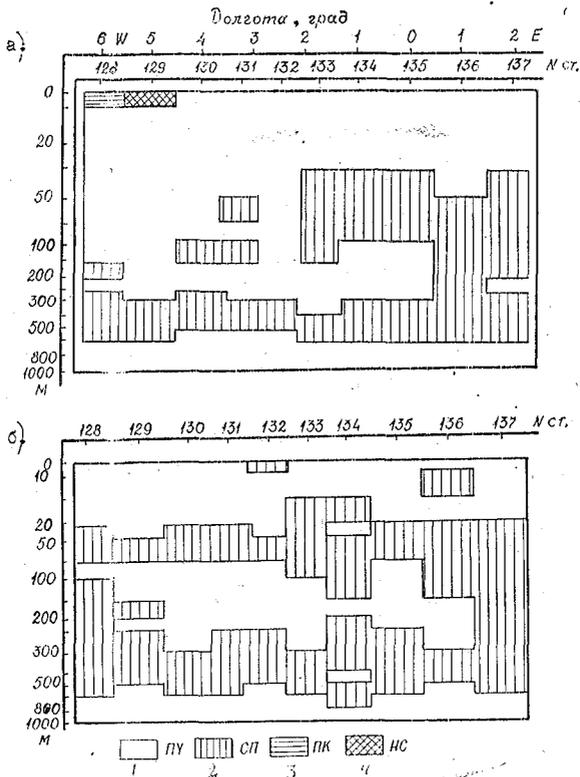


Рис. 5. Типы термохалинных условий стратификации на разрезе 7-с (по 67°30' с. ш.): а — съемка 23—24 июня 1990 г. б — съемка 11—12 июля 1990 г.

1 — полная устойчивость; 2 — солевые пальцы; 3 — последняя конвекция; 4 — неустойчивое состояние

съемки. Проведение подобного анализа с привлечением большего массива STD-зондирований позволит выявить временную изменчивость тонкоструктурных характеристик и даст возможность связать их с фоновыми гидрологическими условиями в этом важном в промышленном отношении районе, а также решить другие прикладные задачи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов В. Л., Прошутинский А. Ю., Тарасов А. Б. О положении и структуре фронтальных зон Норвежского моря. — Тр. ААНИИ, 1986, вып. 408, с. 56—67.
2. Родионов В. Б., Белков Е. Ф. Систематизация фронтальных зон Норвежского и Гренландского морей по спутниковым данным. — Исследов. Земли из космоса, 1990, № 1, с. 28—35.
3. Романцов В. А. Положение, структура и особенности динамики Полярной фронтальной зоны. — Проблемы Арктики и Антарктики, 1991, вып. 65, с. 157—181.
4. Федоров К. Н. О термохалинных характеристиках фронтов в океане. — Докл. АН СССР, 1988, т. 302, № 1, с. 206—210.
5. Монин А. С. О сравнении атмосферных и океанических фронтов. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1991, № 1, с. 3—15.
6. Федоров К. Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. — Л.: Гидрометеониздат, 1983. — 296 с.
7. Журбас В. М., Кузьмина Н. П., Лозовацкий И. Д. Роль бароклинности в интрузионном расслоении океана. — Океанология, 1988, т. 28, вып. 1, с. 50—53.
8. Федоров К. Н., Мещанов С. Л. О термоклинности и бароклинности фронтальной зоны Куроиси. — Океанология, 1989, т. 29, вып. 3, с. 357—363.
9. Федоров К. Н., Перескоков А. И. Типизация термохалинных условий стратификации в Мировом океане. — Метеорология и гидрология, 1986, № 12, с. 71—77.

УДК 551.465.42(261)

В. П. КОРОВИН, П. П. ПРОВОТОРОВ (РГГМИ)

### НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ФОНОВОЙ И ТОНКОСЛОЙНОЙ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ ВОД КАНАРСКОГО БАССЕЙНА В ЗИМНИЙ ПЕРИОД

В последнее десятилетие к Канарскому бассейну — акватории между Азорскими и Канарскими о-вами — обращено пристальное внимание океанологов. В гидрофизическом плане это вызвано прежде всего открытием и необходимостью (по логике научного познания) детального изучения вихревых интрузионных линз средиземноморского происхождения, оказывающих значительное влияние на формирование гидрологической структуры промежуточной (глубины 500—1500 м) толщи открытого океана [1, 2]. Традиционно, с 1987 по 1991 г., в этом районе проводились экспедиционные исследования ЛГМИ с борта УЭС «Профессор Сергей Дорощев», совершившего сюда, в основном в зимние и весенние сезоны, пять специализированных рейсов с обширными программами изучения структуры и изменчивости

аэрогидрофизических полей в различных пространственно-временных масштабах.

Отдельные результаты натуральных исследований, в том числе процессов распространения и трансформации средиземноморских вод (СМВ) в тропической и умеренной частях Северной Атлантики, приведены в [3—6]. Данная статья посвящена ана-

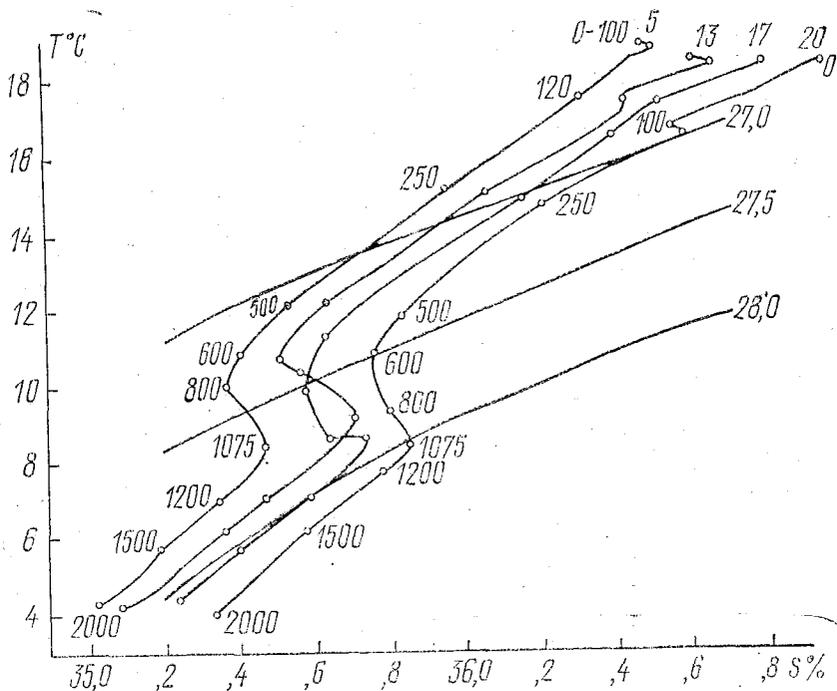


Рис. 1.  $T, S$ -кривые станций Канарского полигона. Шкала солёности для станции № 13 и последующих сдвинута вправо на  $0,1\text{‰}$

лизу фоновой и тонкослойной (вертикальный масштаб разрешения  $\Delta z \geq 10$  м) стратификации термохалинных полей центральной части Канарской котловины на базе материалов гидрологического полигона, выполненного в январе 1991 г. и состоящего из 32 СТД-станций с шагом между ними от 10 до 30 миль.

Помимо переносимых мезомасштабными вихрями линз СМВ, в Канарском бассейне могут отчетливо проявляться термохалинные структуры в виде климатических солёностных языков, а также обширных квазистационарных областей расслоенностей интрузионного и ступенчатого типа [7]. По крайней мере два обстоятельства побуждают уделить главное внимание сравни-

тельно крупным формам структуры. Во-первых, имеющийся на борту судна отечественный STD-зонд позволяет надежно регистрировать  $T$ ,  $S$ -профили с шагом по глубине не менее 5 м. Во-вторых, взаимодействие фоновых (разрешенных стандартными горизонтами) и тонкослойных (с шагом  $\Delta z \sim 10$  м) структурных элементов изучено еще недостаточно.

По данным съемки полигона вертикальная — до глубины 2000 м — термохалинная структура состояла из 4 главных водных масс (рис. 1): 1) поверхностной субтропической; 2) промежуточной североатлантической; 3) промежуточной средиземноморской; 4) глубинной североатлантической. Их термохалинные индексы в январе 1991 г. были близки к средним многолетним для зимнего сезона [8]. За счет эффекта конвективного перемешивания мощность ВКС по всем трем параметрам ( $T$ ,  $S$ ,  $\sigma_t$ ) достигала 150—200 м. Снизу ВКС подстилался резким сезонным термоклином, простиравшимся, как правило, до верхней границы СМВ (глубины 600—700 м) и слившегося по сути в своей нижней части со слоем главного термоклина. Судя по конфигурации  $T$ ,  $S$ -кривых (рис. 1), прослойка СМВ резко асимметрична относительно своей центральной оси — максимума солености, что может быть обусловлено различием в скорости перемешивания в окрестности ее верхней и нижней границ [9]. Количественное подтверждение тому для отдельных станций Канарского полигона будет дано ниже.

На вертикальных  $T$ ,  $S$ ,  $\sigma_t$ -профилях и разрезах прослойка СМВ выделяется в виде слабого «климатического языка», контуры которого отчетливо обозначаются лишь в поле солености, ибо температура во всей толще монотонно падает. Идентифицируемая по максимуму  $S$  ось языка СМВ залегает на глубинах от 1000 до 1150 м (табл. 1), несколько понижаясь в западном направлении.

Таблица 1

Характеристики фоновой вертикальной структуры на станциях Канарского полигона

№ станции	$\bar{T}$ °C	$\bar{S}$ ‰	$\sigma_T$ °C	$\sigma_S$ ‰	$R_{TS}$ (0)	Индексы ядра СМВ		
						$H_{я}$ м	$T_{я}$ °C	$S_{я}$ ‰
5	9,57	35,58	4,22	0,38	0,96	1100	8,38	35,39
10	9,51	35,62	4,14	0,40	0,95	1025	8,90	35,64
13	9,57	35,62	4,15	0,40	0,95	1075	8,91	35,71
17	9,72	35,62	4,24	0,43	0,94	1075	8,67	35,63
20	9,45	35,62	3,98	0,39	0,93	1100	8,42	35,65
25	9,64	35,65	4,28	0,44	0,95	1100	8,39	35,66
29	9,70	35,65	4,19	0,42	0,94	1125	8,40	35,66

Примечание. Схема расположения станций приведена на рис. 2.

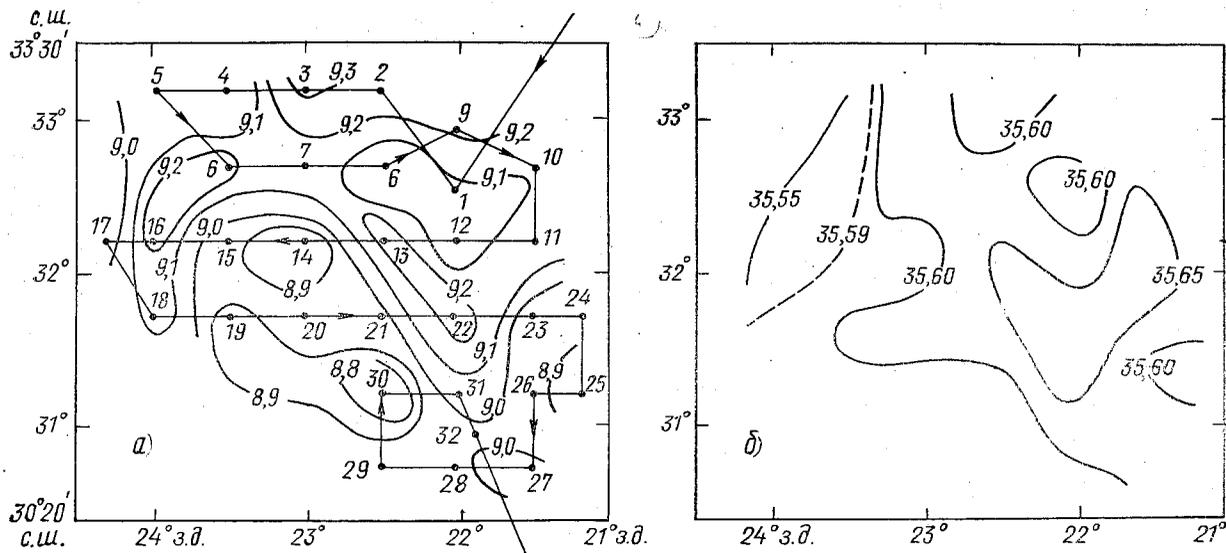


Рис. 2. Поле температуры (а) и солёности (б) на горизонте 1000 м. Цифры 1, 2, ..., 32 — номера гидрологических станций; → — направление их обхода

Простейшие статистические характеристики локальной вертикальной структуры (табл. 1) указывают на ее однородность на всей акватории полигона. Так, средняя температура 2000-метровой толщи, разрешенной интервалом  $\Delta z = 10$  м, варьирует в пределах  $9,45 \div 9,72$  °С, а средняя соленость меняется от станции к станции не более чем на  $0,1\text{‰}$ . Разброс профилей в мере среднеквадратических отклонений редко превышает  $4$  °С и  $0,40\text{‰}$  соответственно по  $T$  и  $S$ . Вертикальная термическая и соленостная структуры тесно взаимоприспособлены, ибо корреляция  $T$ ,  $S$ -профилей вплоть до сдвига  $l = 20$  (в единицах дискретности) на всех станциях остается положительной и высокой, т. е.  $R_{TS}(l) \geq 0,6$ ; на нулевом же сдвиге (см. табл. 1) она близка к единице. Заметим, что корреляционная обработка  $T$ ,  $S$ -профилей проводилась в приближении однородности, т. е. без исключения длинноволновых компонент из исходных реализаций.

В горизонтальном плане — для фиксированных стандартных горизонтов фоновые  $T$ ,  $S$ ,  $\sigma_t$ -поля также на редкость мало-контрастны. Как и на вертикальных разрезах, по очертанию изолиний свойств в плоскости горизонтов не прослеживалось каких-либо четко выраженных возмущений фронтального или вихревого происхождения. Если они и оконтуривались, как это можно заметить на рис. 2, где приведены поля  $T$  и  $S$  для уровня 1000 м, соответствующего приблизительно центральной оси СМВ, то лишь дополнительными изолиниями, перепады между которыми близки к шумовым значениям, связанным, например, с нестационарностью за счет растянутости съемки во времени.

В терминах среднеквадратических отклонений разброс средних значений  $T$  и  $S$  для стандартных горизонтов по всем станциям полигона не выходит за пределы  $0,39$  °С и  $0,21\text{‰}$  соответственно (рис. 3а). Максимальные значения  $\sigma_T$  и  $\sigma_S$  приурочены, естественно, к горизонтам из верхнего 200-метрового слоя. Таким образом, наибольшая изменчивость термохалинных полей отмечается не в слое СМВ или же в толще главного термоклина, а во взаимодействующем с атмосферой пограничном слое океана.

Представляет интерес выяснить, насколько были согласованы между собой возмущения каждого из полей — температурного и соленостного — для поверхностного и глубинных горизонтов. Используем для этого методику корреляционного анализа выборочных совокупностей, представленных значениями  $T$  и  $S$  на стандартных горизонтах всех станций полигона. Смысл подобного рода обработки — оценить (известных, например, из спутниковых съемок) информативность поверхностных полей для суждения о процессах в подповерхностной толще океана [10]. Заметим, что корреляционные матрицы  $R_T(z_i, z_j)$ ,  $R_S(z_i, z_j)$  и

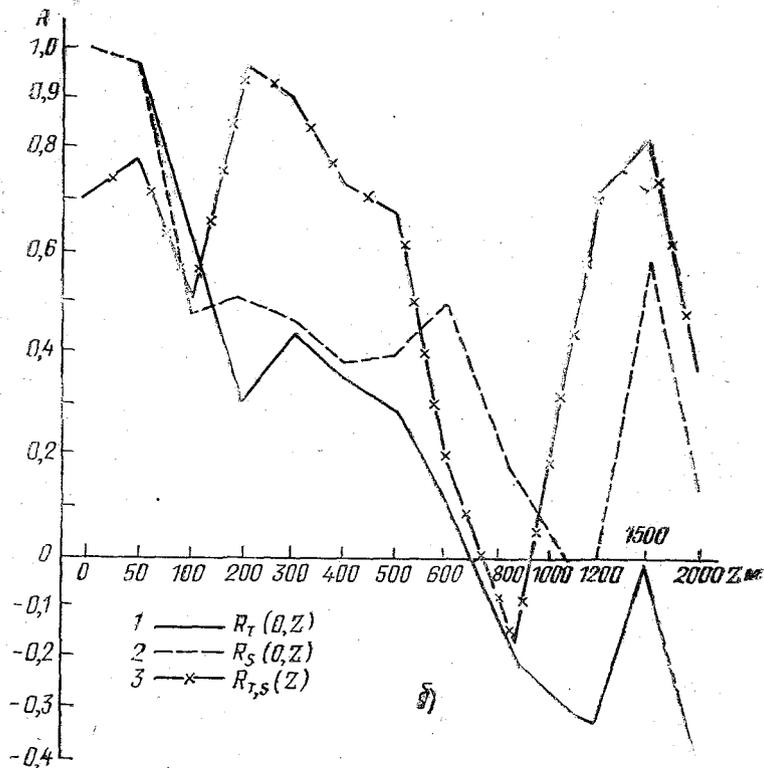
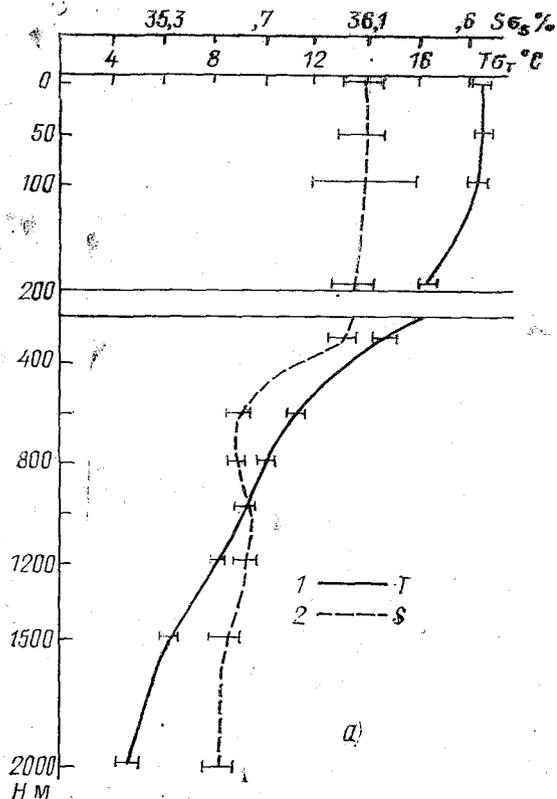


Рис. 3. Вертикальные профили средних (для стандартных горизонтов всех станций) значений температуры (1) и солености (2). Горизонтальные штрихи — среднеквадратические отклонения  $\sigma_T$  и  $\sigma_S$ . Справа — коэффициенты корреляции: 1 —  $R_T(0, Z)$ ; 2 —  $R_S(0, Z)$ ; 3 —  $R_{T,S}(Z)$  по выборке  $T$  и  $S$  всех станций полигона на стандартных горизонтах

$R_{TS}(z_i)$  являются исходными для представления полей с помощью статистически ортогональных функций и других методов многомерного анализа.

Распределение  $R_{TS}(z_i)$  показывает (рис. 3, б), что взаимосвязь температурного и соленостного полей максимальна для горизонтов до глубины 200 м, затем она ослабляется до нулевой или статистически незначимой ( $R_{\text{крит}}=0,40$  при доверительной вероятности  $P=0,95$ ) на  $z=800$  м, а глубже вновь усиливается, так что  $R_{TS}(1500)=0,81$ . Перемежающийся характер распределения  $R_{TS}$  с глубиной косвенно указывает на нарушение условий изоликничности в переходных слоях, приуроченных к зонам контакта различных по происхождению водных масс, в частности промежуточных субарктической и средиземноморской (в окрестности горизонта 800 м). Однако на всех уровнях знак  $R_{TS}(z)$  соответствует, как правило, знаку произведения  $\langle (dT/dz)(dS/dz) \rangle$  (угловые скобки — оператор осреднения по совокупности станций), что является следствием преобладания адвективного тепломассопереноса над вертикальными структурообразующими процессами [11].

Корреляцию полей температуры поверхностного и более глубоких горизонтов (рис. 3, б) следует признать значимой лишь для слоя 0—100 м, где  $R_T(0, z) \geq 0,6$ ; глубже — для горизонтов в слое 200—600 м — она резко снижается, а затем меняет знак. Это соответствует физическим представлениям об обратной сопряженности в развитии тепловых возмущений верхнего и глубинных (ниже главного термоклина) слоев океана.

Аналогично, хотя и менее резко, в частности без перехода в область отрицательных значений, изменяется профиль  $R_S(0, z)$  (рис. 3, б). Ослабление связи поверхностных полей с полями промежуточных горизонтов, а затем ее восстановление с глубинными горизонтами может быть обусловлено экранирующим эффектом различного рода локальных по толщине неоднородностей — внутренних фронтальных разделов, интрузий и вихрей [10]. При наличии в Канарском бассейне обширных по площади языков СМВ и области ступенчатого расслоения проявление подобного рода эффектов в пределах полигона вполне реально.

Чтобы выяснить особенности вертикальной структуры при различной дискретности ее разрешения, были рассчитаны параметры стратификации в двух вариантах: для разрешенной стандартными горизонтами толщи 0—2000 м и для эквидистантных ( $\Delta z=10$  м) элементарных слоев из толщи 700—1200 м, охваченной влиянием языка СМВ. Получены, в частности, такие параметры, как коэффициенты термического расширения

$\alpha = -\frac{1}{\rho} \partial \rho / \partial T$  и соленостного уплотнения  $\beta = \frac{1}{\rho} \partial \rho / \partial S$ ; темпера-

турная  $E_T = -g\alpha dT/dz$  и соленостная  $E_S = g\beta ds/dz$  компоненты гидростатической устойчивости; плотностное соотношение  $R_\rho = -E_T/E_S$ ; энергия  $\Theta$ , которую необходимо затратить на перемешивание единичного устойчиво стратифицированного столба жидкости высотой  $\Delta z$ :

$$\Theta = E_\rho (\Delta z)^3 / 12,$$

и которая равна по сути изменению потенциальной энергии слоя воды до и после его перемешивания [12]. Кроме того, исходя из соотношений компонент устойчивости  $E_T$  и  $E_S$  [13] определялся тип стратификации, а именно: 1) ПУ — полная устойчивость; 2) СП — солевые пальцы; 3) ПК — послойная конвекция; 4) НС — неустойчивая стратификация.

Вертикальные профили  $E = (E_T + E_S)$ , или квадрата частоты плавучести, плотностного соотношения  $R_\rho$  совместно с  $T$ ,  $S$ -профилями, разрешенными стандартными горизонтами для станции № 5, приведены на рис. 4 а, где для оси  $z$  использован логарифмический масштаб. Из рис. 4 а, б, следует, что вся толща устойчиво стратифицирована по типу ПУ и СП. Кроме самых приповерхностных слоев, перемежаемость типов стратификации обусловлена сменой знака соленостного градиента, ибо температура монотонно падает с глубиной. Фоновые значения плотностного соотношения заключены в пределах  $\pm 10$ , что весьма далеко от условия  $R_\rho \approx 1$ , благоприятного для формирования тонкой структуры за счет эффектов дифференциально-диффузионной конвекции.

Если отождествить слой СМВ с толщиной 700—1200 м, то судя по фоновым профилям стратификационных параметров, он повсеместно устойчив. При более же подробном его разрешении (с дискретностью  $\Delta z = 10$  м) распределение тех же параметров (рис. 5 а) более изменчиво. Несмотря, однако, на сильно возросшую перемежаемость, сменяемость режимов стратификации по-прежнему вызвана изрезанностью профиля солености (рис. 5 б). Отчасти это, конечно, можно отнести к эффекту погрешностей зондового датчика электропроводности.

Сведения о повторяемости типов стратификации для отдельных станций полигона приведены в табл. 2, где после номера станций помещены:  $K = n/N$  — аналогичный введенному в [14] критерий пересолённости, представляющий собой отношение сменности типов  $n$  к общему числу слоев  $N$ , участвующих в расчете, т. е.  $N = 19$  для толщи 0—2000 м при ее стандартном разрешении и  $N = 50$  для толщи 700—1200 при  $\Delta z = 10$  м. Вместе с данными о повторяемости типов стратификации значения  $k$  указывают на сильную зависимость характеристик термохалинной структуры от масштаба ее разрешения. Но при любом вер-

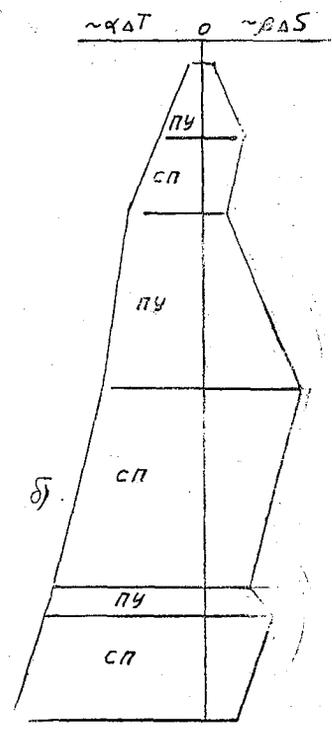
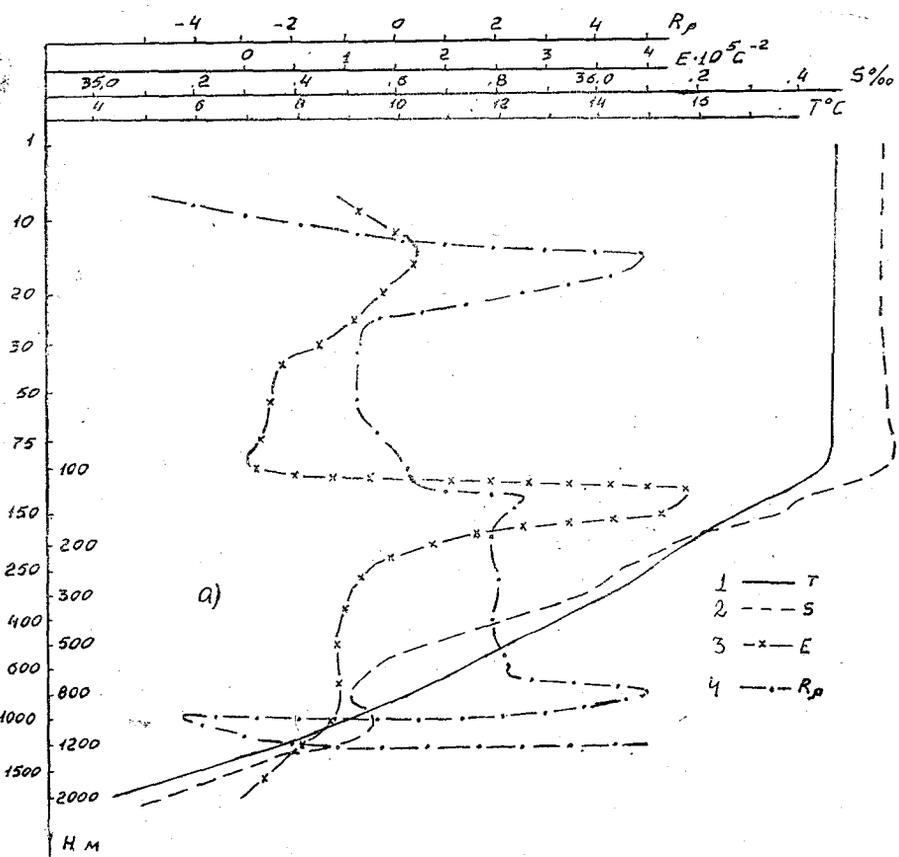


Рис. 4. Вертикальные профили температуры (1), солёности (2), вертикальной устойчивости (3) и плотностного соотношения (4) для станции № 5. Справа — схема типов фоновых условий стратификации для той же станции. Пояснения см. в тексте

Параметры фоновой (числитель) и тонкослойной (знаменатель) стратификации для станций Канарского полигона

№ станции	K %	Повторяемость типов стратификации, %				Энергия перемешивания, кДж/м <sup>2</sup>	
		ПУ	СП	ПК	НС	Э <sub>в</sub>	Э <sub>н</sub>
5	28/56	33/54	67/32	—/—	—/14	10,6	4,3
10	33/80	11/50	67/28	—/ 4	22/18	9,6	8,8
13	34/58	38/56	56/34	—/10	6/—	8,3	4,6
17	28/66	17/44	67/32	6/—	16/14	12,0	4,2
25	33/70	28/56	50/16	6/ 6	16/22	10,2	4,3
29	40/72	11/40	67/30	—/ 8	22/22	8,1	3,4

тикальном разрешении слоя СМВ его стратификация по типу ПУ и СП остается преобладающей. Следовательно, этот слой можно представить в виде сплошного асимметричного (относительно центральной оси) языка с переменной за счет солености вертикальной устойчивостью.

Количественным подтверждением тому могут служить оценки энергии, необходимой для перемешивания верхней Э<sub>в</sub> и нижней Э<sub>н</sub> (относительно экстремума солености) частей СМВ толщиной 100 м каждая (см. две последние колонки табл. 2). Для всех станций Э<sub>в</sub> > Э<sub>н</sub>, что и доказывает различную интенсивность взаимодействия СМВ с прилегающими к ней водными массами, а также объясняет отмеченную выше асимметрию T, S-кривых. Неодинаковость критериев стратификации в слоях, граничащих с ядром СМВ, чаще всего связывают с эффектом уплотнения при смешении. Оценки вклада этого эффекта в перемешивание на границах водных масс можно получить на основе методики [15].

В заключение заметим, что различие в скорости трансформации и энергетических затратах на перемешивание должно проявляться не только в вертикальном, но и в горизонтальном направлении. Так, изопикническое распространение линз СМВ преимущественно на запад связано, очевидно, с меньшей затратой энергии, нежели при их движении в меридиональном направлении. Во втором случае им приходится преодолевать энергетический барьер в виде переменного (по глубине залегания) слоя главного термоклина. Термохалинные структуры СМВ в виде сплошного языка, изопикнических прослоек и тонких ступенек выступают при этом в качестве взаимосвязанных элементов единой системы, целостность и перестройка которой согласована с энергетическими превращениями.

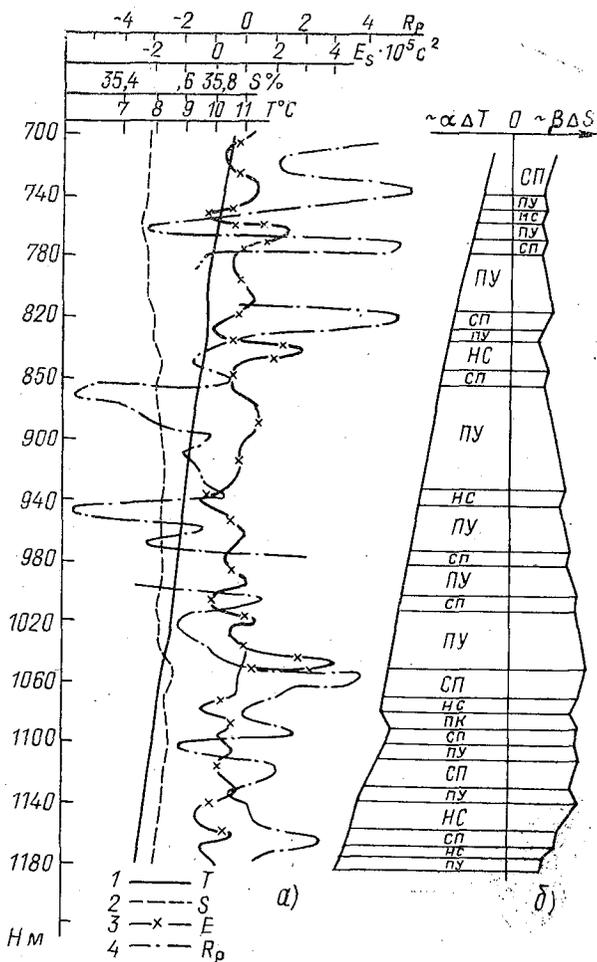


Рис. 5. То же, то и на рис. 4, для слоев СМВ с шагом  $\Delta z=10$  м

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Внутритермоклинные вихри в океане. Сб. статей под ред. К. Н. Федорова. — М.: ИОАН СССР, 1986.—142 с.
2. Гидрофизические исследования по программе «Мезополигон». Сб. статей. Под ред. В. Г. Корга. — М.: Наука, 1988.—280 с.
3. Воробьев В. Н., Клейков Е. Ю., Овчинников Е. М., Провоторов П. П. Термохалинная структура линзы средиземноморской воды в Канарском бассейне. — Океанология, 1988, т. 28, вып. 6, с. 925—932.

4. Карлин Л. Н., Клойков Е. Ю., Кутыко В. П. Мелкомасштабная структура гидрофизических полей верхнего слоя океана. — М.: Гидрометеоздат, 1988.—161 с.
5. Масловский М. И., Клойков Е. Ю., Суставов Ю. В. Научные исследования ЛГМИ на УЭС «Профессор С. Дорофеев». — Тр. ЛГМИ, 1990, вып. 106, с. 128—134.
6. Воробьев В. Н., Клойков Е. Ю., Провоторов П. П. Экспедиционные исследования распространения средиземноморских вод в субтропической и умеренной зонах Восточной Атлантики. — Тр. ЛГМИ, 1990, вып. 106, с. 82—89.
7. Липс У. К., Лаанеметс Я. Я. О ступенчатом расслоении термохалинных полей под слоем средиземноморской воды в Канарском бассейне. — Океанология, 1991, т. 31, вып. 4, с. 564—569.
8. Armi L., Zenk W. Large lenses highly saline Mediterranean water. — J. Phys. Oceanogr., 1984, v. 14, № 11, p. 1560—1576.
9. Мамаев О. И. Термохалинный анализ вод Мирового океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1987.—296 с.
10. Федоров К. Н., Гинзбург А. И. Приповерхностный слой океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1987.—303 с.
11. Федоров К. Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1976.—184 с.
12. Озмидов Р. В. Мелкомасштабная турбулентность и тонкая структура гидрофизических полей в океане. — Океанология, 1983, т. 23, вып. 4, с. 533—537.
13. Федоров К. Н., Перескоков А. И. Типизация термохалинных условий стратификации в Мировом океане. — Метеорология и гидрология, 1986, № 12, с. 71—77.
14. Лозовацкий И. Д. Мелкомасштабная спектральная структура гидрофизических полей океана и ее связь с фоновыми гидрологическими условиями. Автор. докт. дисс. М.: ИОАН СССР, 1987.—46 с.
15. Кильматов Т. Р., Кузьмин В. А. Эффект уплотнения при смешении морских вод и его сезонное проявление на тихоокеанском субарктическом фронте. — Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1991, № 8, с. 883—887.

УДК 551.465.4

А. Н. МИЧУРИН, Д. К. СТАРИЦЫН (СПбГУ)

## МЕЖГОДОВАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК СУБАРКТИЧЕСКОГО ФРОНТА ТИХОГО ОКЕАНА

Представления об изменчивости океанологических характеристик в зоне субарктического фронта до недавнего времени складывались в результате анализа и обобщения довольно разрозненных данных, полученных главным образом в летне-осенний сезон.

Одним из первых сложное строение субарктического фронта (САФ) обнаружил Уда [5]. Он, в частности, показал, что

после отхода северо-восточной ветви от Куроиси формируется область смещения, ограниченная линией САФ с севера и фронтом, образованным водами продолжения Куроиси с юга.

Булгаков [1] на основании анализа и обобщения данных по температуре и солености для февраля, марта, мая, августа и ноября за время с 1933 по 1965 г. рассмотрел изменчивость положения фронта, топографию основного термоклина и дал строение фронтальной зоны по сезонам в различные годы. Он обнаружил также качественную связь между меандрированием южного фронта (фронтом Куроиси) и положением северного фронта (субарктического фронта).

Позднее, в обобщающей работе Булгаковым [2] представлены численные значения перепада температуры и солености вдоль линии фронта и в зоне основного термоклина.

Обработав материалы экспедиционных наблюдений в северной части Тихого океана по программе «ПОЛЭКС» за январь—март 1975 г., Покудов с соавторами [3] получили термохалинные индексы и разработали классификацию различных структур и типов вод в северной части Тихого океана.

Некоторые данные о положении и строении САФ, по отношению к среднемноголетним, имеются в работе Булгакова и Юрасова [4]. В этой же статье сообщается о существовании меандра и антициклонического вихря в районе  $150^\circ$  в. д. За интервал времени в один месяц вершина меандра сместилась на восток на 60 миль и на север на 30 миль.

Перечисленные выше работы позволили определить основные закономерности распределения океанологических полей, но оказались недостаточными при изучении даже такого вопроса, как изменчивость положения фронта. До сих пор слабо изучена пространственно-временная изменчивость течений. Остается малоизученной динамика неустойчивости фронтального раздела и проявления этой неустойчивости в виде формирования меандров и вихрей. Совершенно отсутствуют оценки интенсивности вертикального и горизонтального трансфронтального обмена теплом и импульсом в различных условиях. Эти и другие проблемы наиболее существенны для решения таких важных прикладных задач, как океанологическое обеспечение морского промысла и долгосрочные прогнозы погоды.

Целью настоящей работы является получение оценок изменчивости термодинамических характеристик в зоне САФ Тихого океана в районе, расположенном между  $152$ — $172^\circ$  в. д.

В качестве исходной информации использовались данные 6 стандартных океанологических съемок, выполненных в феврале—марте в 1986—1991 гг. Кроме того, использовались ИК съемки, полученные судовой станцией *SU-8* со спутников

NOAA-10 и NOAA-11, и факсимальные карты температуры поверхности океана.

Анализ уместно начать с рассмотрения межгодовой изменчивости аномалий температуры (отклонений температуры от ее средних широтных значений, заимствованных из работы [2]). На рис. 1 представлены карты аномалий температуры в районе САФ в феврале — марте с 1988 по 1991 г. Такие карты можно трактовать как распределение неких оценок, характеризующих нарушение климатической зональности температуры поверхности океана. Нетрудно заметить, что самым теплым оказался 1990 г. Особенностью зимнего периода этого года является увеличение площади поверхности воды, занятой положительными аномалиями температуры, по отношению к 1988, 1989 и 1991 годам. Действительно, как видно из рисунков, в 1990 г. положительные аномалии со значениями  $1-2^{\circ}\text{C}$  занимали водное пространство на юге исследуемого района от  $153$  до  $161^{\circ}$  в. д. и от  $165$  до  $172^{\circ}$  в. д.

Анализ пространственного распределения температуры позволил выявить следующие особенности строения субарктического фронта в исследуемом районе.

1. Фронтальную зону можно разделить на 3 сектора: западный  $152-155^{\circ}$  в. д., центральный  $156-166^{\circ}$  в. д. и восточный  $167-172^{\circ}$  в. д.

2. Западный сектор фронта характеризуется резкими колебаниями термодинамических характеристик. Здесь самые высокие значения горизонтальных градиентов температуры ( $0,44^{\circ}\text{C}\cdot\text{миля}^{-1}$ ). Между  $152$  и  $154^{\circ}$  в. д. фронтальный раздел образует антициклонический меандр, который способствует распространению положительных аномалий температуры. В табл. 1 представлены характеристики фронтальной зоны в западном секторе.

3. В центральном секторе, как правило, происходит релаксация термического и халинного фронтов. Горизонтальные градиенты температуры на порядок уменьшаются (табл. 2). В районе  $162-166^{\circ}$  в. д. часто наблюдается вторжение вод квазисубарктической структуры, приводящее к нарушению зональности океанологических характеристик.

4. В восточном секторе района (табл. 3) субарктический фронт несколько обостряется. В южной части сектора фронтальный раздел делает антициклонический изгиб. Здесь часто формируются положительные аномалии температуры.

Ширина фронтальной зоны и положение фронтального раздела в зависимости от интенсивности антициклонического меандра в результате динамической неустойчивости подвержены межгодовым колебаниям. Как видно из рис. 2, в западном секторе межгодовая изменчивость положения фронтальной зоны

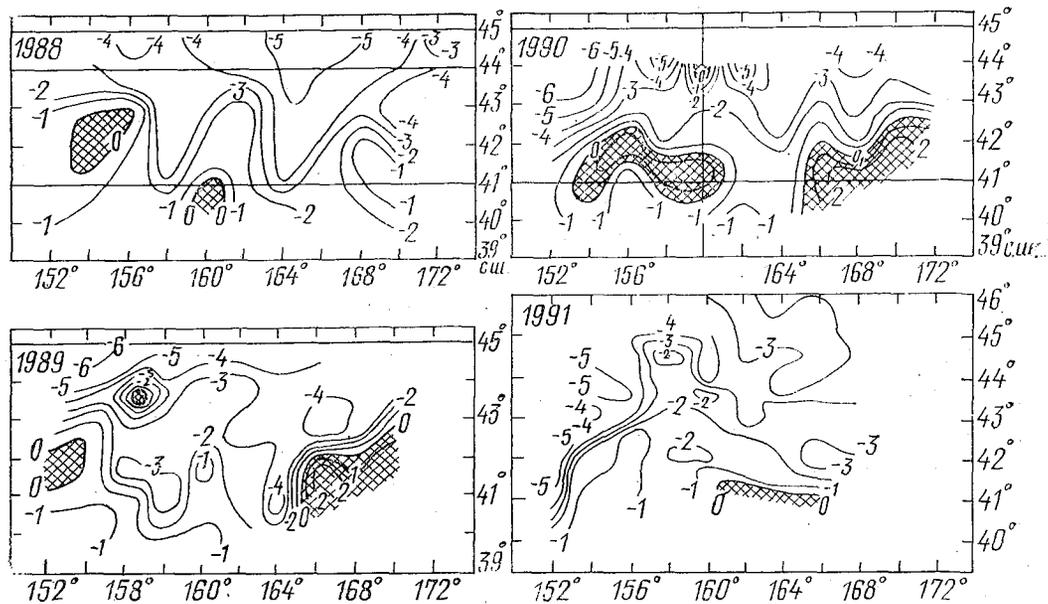


Рис. 1. Аномалии температуры относительно многолетних средних широтных значений в районе субарктического фронта в зимний период 1988—1991 гг.

Таблица 1

Характеристики фронтальной зоны в западном секторе исследуемого района

Год	Средняя ширина фронтальной зоны, милья	Перепад температуры, °С	Максимальный горизонтальный градиент температуры, °С·милья <sup>-1</sup>	Структурные особенности фронта
1986	140	9	0,442	Хорошо развит антициклонический меандр
1987	155	8	0,230	Наблюдалось развитие антициклонического меандра
1988	170	6	0,133	Зональное распределение температуры
1989	210	8	0,170	Развит южный антициклонический меандр, неоднородности различного масштаба
1990	155	7	0,120	Хорошо развит южный антициклонический меандр
1991	80	5	0,133	Южный антициклонический меандр
Среднее значение	151	7	0,204	Хорошо развит антициклонический меандр

Таблица 2

Характеристики фронтальной зоны в центральном секторе исследуемого района

Год	Средняя ширина фронтальной зоны, милья	Перепад температуры, °С	Максимальный горизонтальный градиент температуры, °С·милья <sup>-1</sup>	Структурные особенности фронта
1986	239	7	0,052	В районе 162° в. д. вторжение холодных вод
1987	290	10	0,042	Хорошо развит циклонический меандр
1988	180	6	0,059	Зональное смещение изотерм

Год	Средняя ширина фронтальной зоны, милья	Перепад температуры, °С	Максимальный горизонтальный градиент температуры, °С·миля <sup>-1</sup>	Структурные особенности фронта
1989	280	7	0,094	Значительное азональное смещение изотерм
1990	190	7	0,048	На севере циклонический меандр, на юге антициклонический
1991	190	4	0,033	Зональное распределение изотерм
Среднее значение	228	6,8	0,054	Азональное смещение изотерм

Таблица 3

## Характеристики фронтальной зоны в восточном секторе исследуемого района

Год	Средняя ширина фронтальной зоны, милья	Перепад температуры, °С	Максимальный горизонтальный градиент температуры, °С·миля <sup>-1</sup>	Структурные особенности фронта
1986	180	3	0,120	Фронт образует две ветви
1987	220	9	0,202	Фронт разделен на две ветви, в центре положительная аномалия
1988	205	5	0,101	Неоднородности различного масштаба
1989	145	7	0,122	Фронт хорошо выражен, изотермы сохраняют зональность
1990	85	5	0,182	Фронт хорошо выражен, изотермы сохраняют зональность
1991	150	1	0,006	Фронт не выражен
Средние значения	164	5	0,122	Фронт выражен, сохраняется зональность

может достигать двух градусов широты (1989 и 1991 гг.). В центральном и восточном секторах изменчивость положения фронтальной зоны менее выражена и, по нашим данным, не превышала одного градуса широты. Однако можно отметить, начиная с 1987 г., тенденцию к смещению линии САФ к северу от  $41^{\circ}$  с. ш. до  $42^{\circ}30' - 43^{\circ}$  с. ш. в 1991 г.

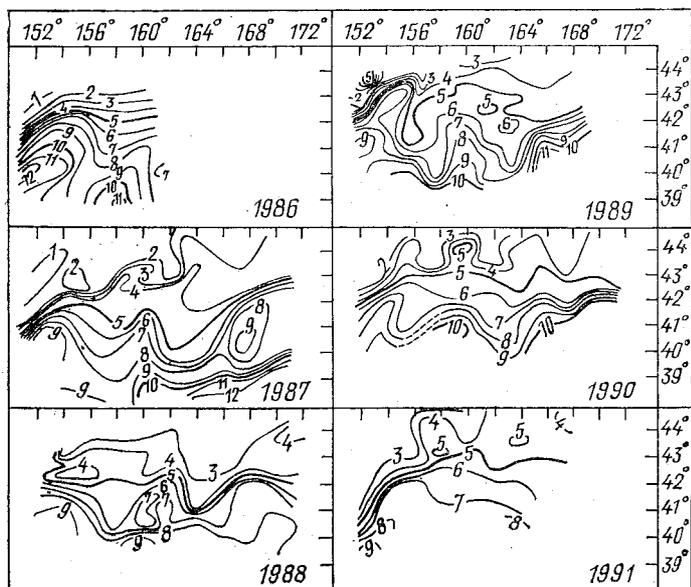


Рис. 2. Пространственное распределение температуры в районе субарктического фронта в зимний период 1986—1991 гг.

Расчет термодинамических характеристик (табл. 1—3) показал, что ширина фронтальной зоны наиболее подвержена изменению в восточном секторе, где ее величина уменьшилась с 1987 по 1990 г. от 220 до 85 миль. Колебания величины перепада температуры фронтальной зоны, в плане межгодовой изменчивости, хорошо коррелируют во времени по всем секторам, а в ее временном ходе можно обнаружить 2-годовые циклы.

Характерной чертой изменчивости максимального горизонтального градиента температуры является наличие долгопериодной составляющей, превышающей период наблюдений. Наибольший размах межгодовых колебаний величины максимального горизонтального градиента приходится на западный сектор, где разность между максимальным (1986 г.) и минималь-

ным (1990 г.) значениями составляла  $0,32^{\circ}\text{C}\cdot\text{миля}^{-1}$  (см. табл. 1—3).

Помимо межгодовой изменчивости температурных условий, обусловленной в основном широтной зональностью климата, общей океанической циркуляцией и сезонной изменчивостью гидрометеорологических процессов, существенный вклад в общую изменчивость вносят внутримесячные колебания синоптического масштаба, которые определяются как собственно адвекцией тепла морскими течениями, так и крупномасштабным взаимодействием между атмосферой и океаном. Оценить вклад в изменчивость с такими характерными пространственно-временными масштабами можно, воспользовавшись ежедневными спутниковыми и факсимильными температурными картами.

Горизонтальные смещения изотерм  $3$  и  $10^{\circ}\text{C}$  по данным 3-дневных факсимильных карт для района САФ, по нашим расчетам, за характерный синоптический период (3—7 сут) достигали величины в несколько десятков миль. Такой же порядок изменчивости температурных неоднородностей был получен при анализе спутниковой ИК информации. Так, например, 5—8 марта 1990 г. между  $161$  и  $164^{\circ}$  в. д. было обнаружено вклинивание с севера холодного потока протяженностью около 160 миль. По нашим оценкам, скорость смещения этого образования составляла  $52\text{ см}\cdot\text{с}^{-1}$ . В результате такого вторжения температура в этом районе в течение 3 сут понизилась на  $2^{\circ}\text{C}$ , а горизонтальный градиент уменьшился на  $0,04^{\circ}\text{C}$ .

Самым холодным из рассмотренного ряда можно считать 1991 год. Как видно из рис. 1, почти вся акватория района занята отрицательными аномалиями температуры поверхностных вод; при этом максимальные значения ( $-4^{\circ}\text{C}$ )—( $-5^{\circ}\text{C}$ ) наблюдались в западной и юго-западной частях полигона.

На рис. 2 представлены карты пространственного распределения температуры поверхности воды, построенные по данным полигонных съемок в зимний период 1986—1991 гг. Субарктический фронт в это время года располагается между  $40$ — $44^{\circ}$  с. ш. В процессе меандрирования в направлении на восток от него отделяются вихри различного масштаба, в результате чего образуются вторичные фронты.

Таким образом, проведенные исследования позволили произвести районирование фронтальной зоны на обширной акватории, расположенной между  $152$ — $172^{\circ}$  в. д. Для каждого выделенного подрайона выявлены характерные особенности и рассчитаны термодинамические характеристики фронтальной зоны. Рассмотрена межгодовая изменчивость этих характеристик. Приведены оценки внутримесячных колебаний температурных условий.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Булгаков Н. П. Структура субарктического фронта в северо-западной части Тихого океана. — В сб.: Океанологические исследования. — М., 1968, № 19.
2. Булгаков Н. П. Основные черты строения и положения субарктического фронта в северо-западной части Тихого океана. — Тр. ДВНЦ, 1972.
3. Покудов В. В., Ярчин В. Г., Волков Ю. И. Результаты экспедиционных исследований северной части Тихого океана зимой 1975 г. по программе «ПОЛЭКС». — Тр. ДВНИГМИ, 1978, вып. 71.
4. Булгаков Н. П., Юрасов Г. И. Термохалинная структура вод в зоне субарктического фронта по материалам 15-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев». — В сб.: Особенности структуры и динамики вод Тихого океана. Владивосток, 1976.
5. Uda M. On the subtropical convergence and currents in the Northwestern Pacific. Rec. Oceanogr. Works Japan, 1955, v. 2, № 1.

УДК 551.465

А. Е. ЗАХАРЧУК (ААНИИ), В. Р. ФУКС (СИБГУ)

### ЗАВИСИМОСТЬ НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ УРОВНЯ У БЕРЕГОВ АНТАРКТИДЫ ОТ ВОЗМУЩЕНИЙ В СИСТЕМЕ АНТАРКТИЧЕСКОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ТЕЧЕНИЯ

После пионерской работы в 1978 г. америанского спутника «Seasat», продемонстрировавшего принципиальные возможности топографических съемок поверхности океана и соответствующей оценки океанических течений, появилось значительное число исследований, в которых разрабатывались теоретические, методические и региональные аспекты этой проблемы.

Эти исследования подготовили «Океанский топографический эксперимент» (ТОРЕХ) [15], который должен начаться в 1991 г. Целью эксперимента является организация с помощью подробных и точных спутниковых альтиметрических измерений глобальных топографических съемок, по крайней мере, в течение трех лет. Благодаря значительно большей по сравнению с «Seasat» точностью измерений и согласованию программы «ТОРЕХ» с другими крупными международными океанографическими и метеорологическими программами ожидается значительный прорыв в исследованиях крупномасштабной и мезомасштабной динамики океана и термодинамического взаимодействия океана с атмосферой в широком диапазоне масштабов.

Многие согласны с тем, что основное направление использования альтиметрической информации о топографии изменчивости поверхности океана — это усвоение этой информации в многоуровневных вихререзающих моделях океанической циркуляции [7, 10]. Именно на такой основе должен базироваться синоптический мониторинг океана. Подобные модели, помимо альтиметрической информации, должны усваивать все полученные в оперативном режиме дистанционные и наземные гидрометеорологические данные о колебаниях уровня на береговых пунктах и постах.

Данные непосредственных измерений уровня в отдельных пунктах могут рассматриваться как реперные по отношению к альтиметрическим данным и рассчитанным по ним течениям. С этой точки зрения представляет особый интерес репрезентативность наблюдений за уровнем на береговых пунктах для оценки разномасштабных возмущений динамического состояния в океане.

В настоящей статье этот вопрос рассматривается в приложении к Южному океану.

Так как в Южном океане не проводилось наблюдений за колебаниями уровня мореграфами открытого моря и практически отсутствуют синхронные наблюдения альтиметров и буйковых станций, мы попытались доказать, что возмущения течений в зоне АЦТ выражаются в колебаниях уровня у берегов Антарктиды. Конечно, эйлеров подход требует рассмотрения взаимосвязи течений и уровня в некоторой фиксированной точке пространства. Но мы исходили из того, что АЦТ — самое мощное, если судить по расходу (130 Св), течение в Мировом океане и очень широкое (800—1500 км) [3], поэтому изменения наклонов потока АЦТ должны сказываться на колебаниях уровня у берегов Антарктиды.

Для оценки связей между флуктуациями течений в АЦТ и колебаниями уровня у берега Антарктиды вычислялись статистические характеристики скорости течений в районе между Африкой и Антарктидой и уровня на японской береговой антарктической станции Сёва, а также статистические характеристики их взаимосвязи.

В качестве исходных данных использовались ежечасные инструментальные наблюдения за течениями на 4 советских буйковых станциях, которые были развернуты вдоль  $20^\circ$  в. д. на  $47^\circ 04'$ ,  $48^\circ 42'$ ,  $51^\circ 15'$ ,  $55^\circ 16'$  ю. ш. (рис. 1) в период с конца декабря 1978 г. до середины февраля 1979 г., 2 английских буйковых станциях, имевших координаты  $58^\circ 59'$  ю. ш.,  $25^\circ 44'$  в. д. и  $61^\circ 56'$  ю. ш.,  $26^\circ 12'$  в. д., работавших с 13 февраля по 17 марта 1979 г., и ежечасные инструментальные наблюдения за уровнем на японской антарктической станции Сёва ( $69^\circ$  ю. ш.,

39°34' в. д.) [11]. Всего на 6 буйковых станциях на различных горизонтах было установлено 20 измерителей течений, работавших в среднем около 1—1,5 месяца.

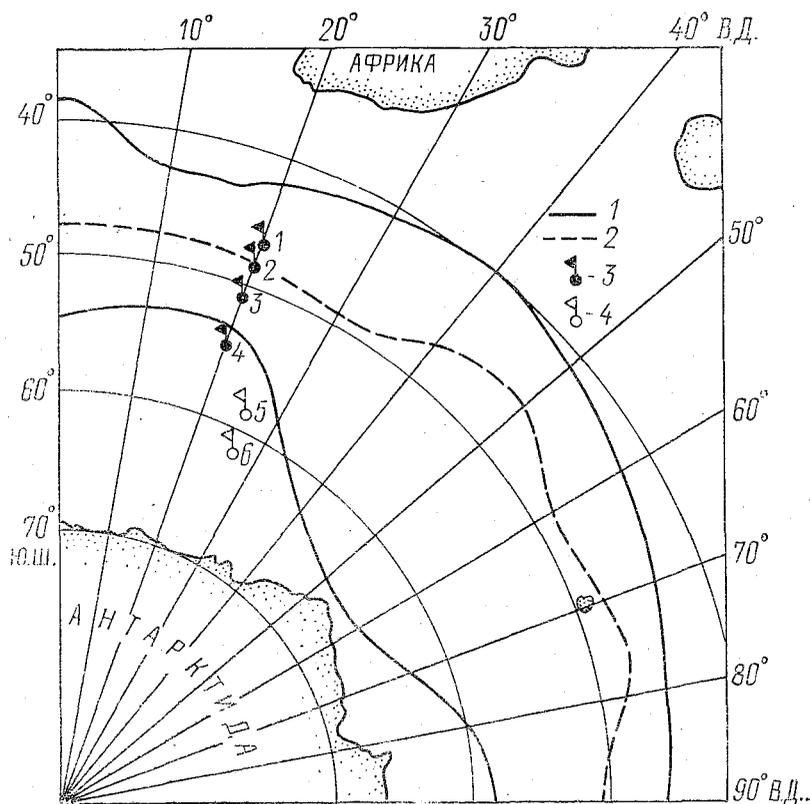


Рис. 1. Схема расположения буйковых станций Антарктического фронта и границ АЦТ [5]: 1 — границы АЦТ [5]; 2 — географическое положение Антарктического полярного фронта [5]; 3 — советские буйковые станции; 4 — английские буйковые станции

Во избежание влияния приливов реализации уровня проекции скорости течения на параллель и меридиан сглаживались 25-часовым скользящим осреднением. Для каждой станции оценивались (табл. 1) среднее направление ( $\alpha$ ) и скорость ( $\bar{V}$ ) течения, а также экстремальные значения скорости ( $V_{\max}$  и  $V_{\min}$ ) и среднеквадратические отклонения скорости ( $\sigma_v$ ).

Далее рассчитывалась взаимокорреляционная функция уровня и составляющих скорости течения ( $r_{u,h}(\tau)$ ,  $r_{v,h}(\tau)$ ), так как взаимокорреляционная функция скалярного (уровень) и векторного (течение) процесса есть вектор, нормировки  $r_{u,h}(\tau)$  и  $r_{v,h}(\tau)$  должны производиться по тензору дисперсий [2]

$$R_{u,h}(\tau) = \frac{r_{u,h}(\tau)}{\sqrt{(D_u + D_v)D_h}}; \quad R_{v,h}(\tau) = \frac{r_{v,h}(\tau)}{\sqrt{(D_u + D_v)D_h}},$$

где  $D_u$ ,  $D_h$  — дисперсии составляющих скорости течения и уровня.

Максимальные значения  $R_{u,h}(\tau)$  и  $R_{v,h}(\tau)$  и соответствующие им сдвиги  $\tau_u$ ,  $\tau_v$  представлены в табл. 1.

Дальнейшее описание вектора взаимной корреляции следовало бы провести в терминах его инвариантных характеристик [2], но для упрощения дальнейшего анализа мы воспользуемся выраженной квазипериодичностью авто- и взаимокорреляционных функций (характерные периоды см. в табл. 1) и сложим  $R_{u,h}(\tau)$  и  $R_{v,h}(\tau)$  по правилам сложения взаимно перпендикулярных колебаний. Для этого воспользуемся приближенными формулами Веремейера [1], которые по соотношению модулей составляющих и разности их фаз позволяют оценить направление ( $Y$ ), модуль ( $R_{\max}$ ) и фазу ( $F$ ) вектора максимальных корреляций. Результаты расчетов представлены в табл. 1.

На ст. 1 и 2 отмечаются самые высокие средние и максимальные скорости течений. На ст. 1 среднее течение направлено на восток, на ст. 2 — на юг. Существенно, что направление и скорость течения мало изменяются с глубиной. По данным прямых измерений и геострофических расчетов, выполненных по океанографической съемке в этот же период, наиболее мощные потоки АЦТ располагаются в зоне от 47 до 50° ю. ш. и совпадают с местоположением Антарктической полярной фронтальной зоны (АПФЗ). Средние скорости этих потоков находятся в пределах 25—35 см/с в поверхностных слоях, медленно убывая к глубинным горизонтам, где они составляют величины порядка 6—8 см/с. Максимальные скорости достигают 52 см/с в верхних слоях и 12—14 см/с на глубинах 3000 м и более [4]. На фоне общего зонального восточного переноса в этой полосе частот выделяются вихреобразные возмущения. Южное направление среднего течения на ст. 2 связано с тем, что эта станция оказалась в центре циклонического вихря [5].

Подобные перемещающиеся вихреобразные возмущения в АЦТ отмечаются многими авторами и достаточно хорошо разрешаются на альтиметрических съемках «Seasat» [9].

Результаты взаимокорреляционного анализа течений и уровня приведены также в табл. 1, где показаны максимальные ко-

Статистические характеристики течений и результаты  
в зоне АЦТ и уровнем на ан

Координаты станций	Продоль- ность, ч	Гори- зонт, м	Направление среднего тече- ния, град	Скорость, см/с			$\sigma_v$ см/с
				$V$	$V_{\max}$	$V_{\min}$	
№ 1 (СССР) 47°04' ю. ш. 20°00' в. д.	1056	130	105	24,3	46,0	2,0	6,6
	1056	490	107	23,6	39,0	10,0	5,1
	1128	895	108	14,7	25,8	1,0	3,7
	408	3010	106	5,7	12,0	0,0	2,7
№ 2 (СССР) 48°42' ю. ш. 20°00' в. д.	912	230	192	17,3	32,0	1,0	5,4
	936	585	187	14,1	27,0	1,0	5,1
	1128	1090	199	10,6	20,0	2,0	3,4
	1128	2100	201	5,5	16,0	1,0	3,0
№ 3 (СССР) 51°15' ю. ш. 20°00' в. д.	1200	150	54	12,4	52,0	1,0	7,8
	1200	1000	68	6,8	16,0	1,0	3,4
	1200	2000	1	4,9	12,0	1,0	4,0
	1200	3000	285	4,1	11,0	1,0	2,3
	1200	3380	215	3,8	13,0	1,0	2,5
№ 4 (СССР) 55°16' ю. ш. 20°03' в. д.	1152	150	108	14,3	30,0	1,0	6,2
	1152	500	225	12,4	23,0	1,0	4,9
	1152	1000	119	9,4	19,0	1,0	3,3
	1152	3000	104	4,6	14,0	1,0	2,5
	1152	4050	126	3,2	9,0	1,0	2,3
№ 5 (Англия) 58°59' ю. ш. 25°44' в. д.	791	265	342	13,9	26,6	2,3	4,6
№ 6 (Англия) 61°56' ю. ш. 26°12' в. д.	675	290	213	7,3	23,1	1,8	4,0

эффиценты парной корреляции (МКПК), временные сдвиги на которых отмечались МКПК.

Как видно из табл. 1, самые большие величины модулей вектора максимальных корреляций (0,68—0,92) между скоростью течения на буйковых станциях и уровнем на ст. Сёва приходится на буйковые ст. 1 и 2, т. е. максимальная связь

взаимнокорреляционного анализа между течениями  
тарктической станции Сёва

Максимальный коэффициент корреляции между $h$ и $u, v$		Сдвиги, ч		Период $T$ , ч	Сдвиги, град.		$R_{v,h}$ $R_{u,h}$	Разность сдвигов, град.	Вектор максимальных корреляций		
$R_{u,h}(v)$	$R_{v,h}(v)$	$\tau_u$	$\tau_v$		$t(u)$	$t(v)$			Направление, $Y$	Модуль, $R_{max}$	Ч азв, $F$
-0,72	+0,43	0	0	1100	180	0	0,60	180	329	0,84	180
-0,51	+0,51	40	0	1000	166	0	1,00	166	315	0,71	173
-0,59	+0,39	90	0	850	142	0	0,66	142	329	0,68	153
+0,56	+0,71	0	0	600	0	0	1,27	0	52	0,90	360
-0,90	-0,16	0	0	1100	180	180	0,18	0	350	0,92	180
-0,91	-0,10	0	0	1000	180	180	0,11	0	6	0,92	180
-0,90	+0,13	0	230	900	180	268	0,14	88	360	0,90	356
-0,84	+0,21	0	70	950	180	334	0,25	154	348	0,86	130
+0,35	-0,46	360	260	1200	108	258	1,31	150	128	0,56	307
+0,35	-0,42	310	220	1400	80	237	1,20	157	129	0,54	274
+0,40	-0,45	300	180	1400	77	226	1,12	149	132	0,58	275
+0,36	-0,44	240	260	1400	62	247	1,22	185	129	0,57	239
+0,32	-0,30	250	275	1200	75	262	0,94	187	317	0,44	88
-0,58	-0,12	170	70	800	104	212	0,21	108	356	0,58	321
-0,39	+0,27	375	210	1000	315	284	0,69	31	33	0,46	305
-0,51	+0,15	160	280	1000	122	101	0,29	21	16	0,53	120
-0,45	-0,23	170	40	650	86	158	0,51	72	12	0,46	224
-0,39	+0,28	200	240	880	98	98	0,72	0	36	0,48	98
+0,44	+0,45	85	260	600	309	156	0,98	153	134	0,62	43
-0,30	-0,37	70	15	500	230	191	0,81	39	52	0,45	206

приходится на стрежень АЦТ в этом районе. Кроме того, на буйковых ст. 1 и 2 на всех горизонтах отмечается противоположность фаз ( $F$ ) уровня и течений.

Из табл. 1 видно, что для ст. 2 зональные МКПК выше, чем меридиональные, а для ст. 1 картина обратная, а также то, что для зональной составляющей на ст. 1 и 2 кроме горизон-

та 3100 м, везде МКПК отрицательны, т. е. два процесса протекают в различных направлениях. Это находит отражение в направлениях ( $Y$ ) вектора взаимной корреляции.

Существенно, что корреляция течений с уровнем значительно выше на всех горизонтах для ст. 2, находящейся в зоне вихря, а не на ст. 1, находящейся в зоне устойчивого потока АЦТ.

Совершенно иная картина наблюдается на буйковых ст. 3—6. При общем восточном направлении течений средние скорости здесь заметно меньше, чем на первых двух станциях (3,2—14,3 см/с), так как эти станции находились вдали от стрежня АЦТ. Значительно меньше на этих станциях и модули векторов максимальных корреляций (0,44—0,62), что говорит о том, что связь между изменчивостью скорости течений на этих буйковых станциях и колебаниями уровня на ст. Сёва является неустойчивой. Причем по абсолютной величине МКПК для зональной и меридиональной составляющих отличаются незначительно. Видно также, что на ст. 3 на всех горизонтах для зональной составляющей МКПК положительные, а для меридиональной составляющей на всех горизонтах — отрицательные. На ст. 4 на всех горизонтах для зональной составляющей МКПК отрицательны, но и для меридиональной составляющей они в основном отрицательны. Существенно, что фазовый сдвиг ( $F$ ) на большинстве горизонтов у этих станций противоположен.

Высокая корреляция уровня у берегов Антарктиды с течениями в зоне АЦТ вряд ли может быть объяснена тем, что колебания уровня и течения вызываются одними и теми же аномобарическими силами. Такой гипотезе противоречит локализация зон высокой корреляции в системе вод АЦТ с уменьшением корреляции и увеличением фазовых сдвигов при приближении к берегу.

Обращает на себя внимание волнообразный вид авто- и взаимокорреляционных функций, свидетельствующий о наличии общей периодичности в течениях и уровне. К сожалению, длина реализаций чаще позволяет выделить только половину полного периода. Полный период составляет приблизительно 25—58 сут (см. табл. 1). Эти оценки подтверждаются спектральным анализом уровня и течений.

Спектральный анализ 2-годовой реализации среднесуточных значений уровня на ст. Сёва [12, 13] показал пики энергии на 28, 43, 56, 91 сут (рис. 2). Примечательно, что в работе [8] приведены спектры 2-годовых реализаций составляющих скорости в районе к юго-востоку от Новой Зеландии и спектры почти 5-годовых реализаций скорости течений в центральной части пролива Дрейка. Энергонесущие максимумы на этих спектрах приходятся на периоды 30, 80 110 сут.

В нашем случае мы не можем провести анализ с целью выявления флуктуаций скорости течений такого же масштаба, так как длина реализаций слишком маленькая. Тем не менее, мы все же провели спектральный анализ сглаженных 25-часовым

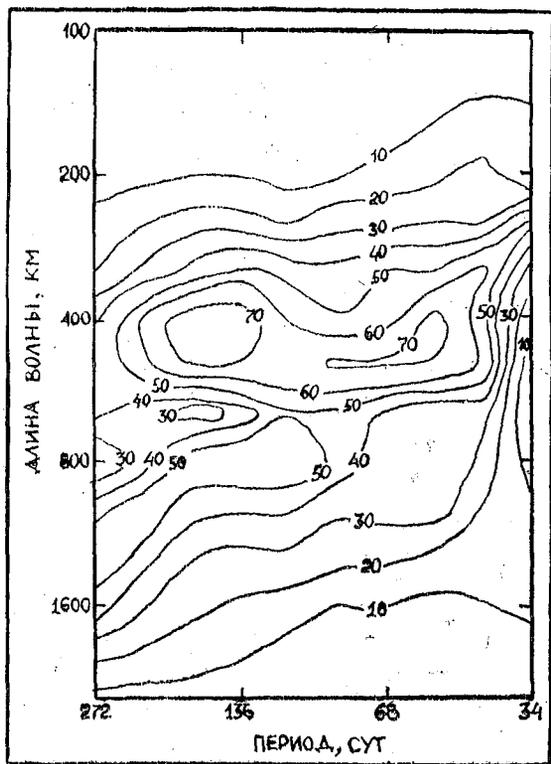


Рис. 2. Спектр 2-годовой сглаженности реализации на ст. Сёва

скользящим осреднением реализаций скорости течений для всех горизонтов 4 советских буйковых станций и сглаженных реализаций колебаний уровня на ст. Сёва за январь и февраль 1979 г. В табл. 2 приведены периоды, в которые наблюдались основные пики энергии для флуктуаций составляющих скорости течений в системе АЦТ и колебаний уровня на ст. Сёва. В отличие от уже описанных в работах [4, 5] колебаний с периодами 4—7 сут в нашем случае отмечаются еще на спектре коле-

Таблица 2

Величины основных энергонесущих максимумов спектральной плотности ( $\text{см}^2 \cdot \text{сут}$ ) для сглаженных реализаций составляющих скорости течений на буйковых ст. 1, 2, 3, 4 и уровня на ст. Сёва

Станция	Характеристика	Периоды, сут							
		2,8	3,7	4,1	4,8	5,6	6,7	8,3	11,1
1	<i>u</i> <i>v</i>				517		1027	533	668 2324
2	<i>u</i> <i>v</i>	599		1450				145	5062
3	<i>u</i> <i>v</i>		961		1515		1481	1053	984
4	<i>u</i> <i>v</i>			338		737			
Сёва			1460		2880			5990	

бания скорости течений с периодами 11,1 и 8,3 сут. Причем колебания с периодами 11,1 сут являются самыми мощными. На спектре колебаний уровня на ст. Сёва отмечаются те же периоды с энергонесущими максимумами, что и в зоне АЦТ. Только основная энергия приходится здесь на период 8,3 суток. Интересно, что спектральный анализ уровня моря в 9 пунктах побережья Южной Африки обнаружил повсеместное преобладание 10-суточных и, в меньшей степени, 3—5-суточных флуктуаций [14].

Судя по разности фаз скорости течений в АЦТ и уровня на ст. Сёва (см. табл. 1), волнообразные возмущения распространяются с фазовой составляющей скорости на меридиан 52—104 см/с. Эти скорости распространения волн при оценках периода 25—58 сут соответствуют длинам волн от 200 до 1000 км.

На рис. 3 приведен пространственно-временной спектр изменчивости морского уровня в районе к югу от Африки, полученный по альтиметрическим данным американского спутника Geosat [11]. Из рисунка видно, что максимальная энергия изменчивости морского уровня приходится на временные периоды

53—90, 120—200 сут и длины волн от 370 до 510 км. Эти оценки неплохо согласуются с оценками, полученными нами по фазовым соотношениям. Вероятно, эти волновые процессы связаны с баротропными волнами Россби. Фазовая скорость элементар-

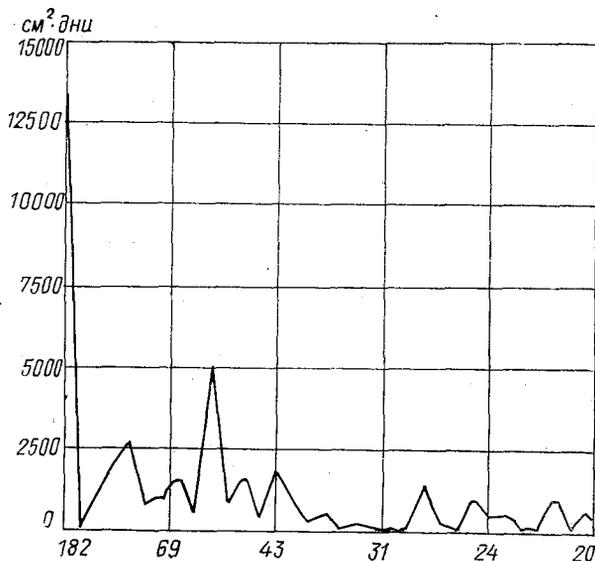


Рис. 3. Пространственно-временной спектр изменчивости морского уровня в районе к югу от Африки, полученный по альтиметрическим данным американского спутника Geosat [11]

ных бездивергентных волн Россби определяется простым дисперсионным соотношением:

$$C = -\beta\lambda^2, \quad (1)$$

где  $\beta = \frac{d\omega}{dy}$ ;  $\omega$  — параметр Кориолиса;  $\frac{d\omega}{dy}$  — производная от  $\omega$  по широте;  $\lambda$  — длина волны.

При  $\omega(\beta) = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  и  $\omega(\lambda) = 2 \cdot 10^5 \div 10^6 \text{ м}$  получим  $\omega(C) \approx 0,6 \div 1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1} = 1,2 - 1,9 \text{ уз.}$ , что точно соответствует оценкам, полученным выше по фазовым соотношениям между уровнем и течениями.

Численные эксперименты на вихреразрешающих моделях АЦТ (см., например, обзор [3]) показали возможность генерации вихрями, за счет отрицательно вязкости, средней циркуля-

ций и синоптических возмущений в струйных течениях, а также возникновения выраженного процесса баротропизации течений. Несомненно, что эти процессы должны проявляться и в колебаниях уровня океана. Для нас важно, что возмущения охватывают значительную область океана, так что закономерно ожидать определенную связь между синоптическими возмущениями в системе АЦТ и колебаниями уровня у побережья Антарктиды.

Как показывают численные эксперименты, возникающие синоптические вихри с характерными масштабами порядка 100—300 км обычно смещаются на запад со скоростью 2—5 см/с. Очевидно, что, если пользоваться волновой терминологией, эти вихри надо отождествить с волнами Россби.

Более низкие оценки скоростей смещения вихрей по сравнению с фазовыми скоростями элементарных волн Россби можно объяснить доплеровским смещением частот, не учитываемым в формуле (1).

Таким образом, низкочастотные колебания уровня у берегов Антарктиды отражают изменения в динамике вод АЦТ, связанные с крупномасштабными волновыми процессами и вихрями.

Отфильтрованные соответствующим образом уровенные данные целесообразно использовать для коррекции спутниковой альтиметрической информации и наряду с последней включать для усвоения в вихреразрешающие модели спутникового мониторинга океана.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер В. М. Практические вопросы анализа и расчета морских приливов. — Л.: Гидрометеоздат, 1966.—311 с.
2. Бельшев А. П., Клеванцов Ю. П., Рожков В. А. Вероятностный анализ морских течений. — Л.: Гидрометеоздат, 1983.—264 с.
3. Моделирование циркуляции Южного океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1987.—200 с.
4. Саруханян Э. И. Структура и изменчивость Антарктического циркумполярного течения. — Л.: Гидрометеоздат, 1980.—117 с.
5. Саруханян Э. И., Смирнов Н. П. Водные массы и циркуляция Южного океана. — Л.: Гидрометеоздат, 1986.—288 с.
6. Фукс В. Р. Введение в теорию волновых движений в океане. — Л., изд. ЛГУ, 1982.—200 с.
7. Berry P., Marshall J. C. Ocean modelling studies in support of altimeter. Dynamics of Atmospheres and Oceans, 13, 1989, p. 269—300.
8. Bryden H. L., Heath R. A. Energetic eddies at the northern edge of the Antarctic Circumpolar Current in the Southwest Pacific. — Prog. Oceanogr., 1985, v. 14, p. 65—87.
9. Colton M. T., Chase R. R. P. Interaction of the Antarctic Circumpolar Current With Bottom Topography: An Investigation Using Satellite Altimetry. — J. Geophys. Res., v. 88, N C3, 1983, p. 1825—1843.
10. Holland W. R. and Malanotte-Rizzoli P. Assimilation of Altimeter

Data into an Ocean Circulation Model: Space versus Time Resolution Studies.— J. Physical Ocean., v. 19, N 10, 1989, p. 1507—1534.

11. *Fu L.-L., Chelion D. B., Zlotnicki V.* Satellite Altimetry: Observing Ocean Variability From Space. Oceanography, v. 1, N. 2, 1988.

12. *Kunio Matsumoto, Masayuki Mine.* JARE DATA REPORTS. N. 75, 1982.

13. *Motoyuki Suzuki, Takao Kurano.* Report on Tidal Observation of the 19th Japanese Antarctic Research Expedition (from January to December 1978). Antarctic Record, N. 74, 1982, p. 290—299.

14. *Schumann E. H., Brink K. H.* Coastal-trapped waves off the coast of South Africa: generation, propagation and current structures.— J. Phys. Oceanogr., 1990, 20, N. 8, p. 1206—1218.

15. *Townsend W. F.* The ocean topography experiment (TOPEX): some questions answered. NASA.

УДК 551.465

*И. П. КАРПОВА, А. Е. МИХАЙЛОВ, Б. А. КИСЕЛЕВА (СПОГОИН),  
С. Э. МЯЭКИВИ (ИЭМИ), О. В. МЕЛЬНИЧЕНКО (СПОГОИН)*

## **ОЦЕНКА ИНТЕНСИВНОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА В ТАЛЛИНСКОМ ЗАЛИВЕ**

Для решения целого ряда практических и теоретических задач, связанных с процессами горизонтального перемешивания, разбавления сточных вод, диффузии примесей, а также при выработке рекомендаций по охране прибрежных вод от загрязнения необходимо знание параметров горизонтальной турбулентности (коэффициентов турбулентности, скорости диффузии, пространственных и временных масштабов вихрей и др.). Для прибрежной зоны Финского залива, в частности для района Таллиннского залива, проблема изучения процессов горизонтальной турбулентности имеет исключительное значение, поскольку с ней тесно связано формирование экологического состояния региона в связи с возрастающей антропогенной нагрузкой (строительство и эксплуатация гидротехнических сооружений, увеличение интенсивности морских транспортных перевозок и т. д.).

Специализированные наблюдения за параметрами горизонтальной турбулентности в Таллинском заливе практически отсутствуют. Однако имеются материалы длительных наблюдений за скоростью и направлением течений на автономных буйковых станциях, проводились авианаблюдения за поверхностными течениями и специализированные наблюдения за перемещением свободноплавающих буев [1, 4]. В настоящее время накоплен значительный опыт использования таких наблюдений для изучения горизонтальной турбулентности в прибрежной зоне

Балтийского моря и Финского залива [3, 7, 8 и др.]. Настоящая работа является продолжением исследований по параметризации горизонтального турбулентного обмена [5] применительно к условиям Таллиннского залива.

В работе использованы материалы авианаблюдений за поверхностными течениями и радиолокационного слежения за перемещением свободноплавающих буев (СПБ), полученные в 1979—1980 гг. Аэрофотосъемка поверхностных течений характеризовалась значительной плотностью расположения маршрутов полетов и разбросов поплавков: расстояния составляли 1—2 км и 100—200 м соответственно. Погодные условия в это время благоприятствовали аэрофотосъемке течений и радиолокационным наблюдениям за перемещением буев: в основном все работы были выполнены при ветре 5—6 м/с, что позволяет практически исключить влияние ветровых течений. Таким образом, можно считать, что циркуляция вод в период проведения эксперимента отражала типичную картину при слабых ветрах и незначительных сгонно-нагонных колебаниях уровня, скорости течений не превышали 10—15 см/с.

Методика расчета коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии, как и в работах [2, 6, 7, 9], основана на решении уравнения турбулентной диффузии, предложенного Л. Ричардсоном. Адвективный член в левой части уравнения отсутствует, так как, согласно проведенной оценке, для условий Таллиннского залива он на два порядка меньше остальных членов уравнения. Предполагается, что турбулентные вихри переносятся общей циркуляцией вод, не изменяя своих свойств. Поэтому рассеивание дискретных частиц или размывание «облака» красителя, переносимого течением, осуществляется только под действием турбулентной диффузии. Полагая, что за промежуток времени  $\Delta t$  расстояние между дискретными частицами изменилось на  $\Delta l$  (где  $\Delta l = l_1 - l_0$ ;  $l_0$  и  $l_1$  — соответственно расстояния между рассматриваемыми частицами в начальный  $t_0$  и последующий  $t_1$  моменты времени) и что  $\Delta l$  составляет малую часть от первоначального разделения частиц  $l_0$ , а коэффициент  $K_l$  считается постоянной (характерной) величиной, уравнение турбулентной диффузии упрощается. Решение этого уравнения позволяет найти выражение для коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии [9]:

$$K_l = \frac{\overline{(l_1 - l_0)^2}}{2\Delta t} \approx \frac{\overline{\Delta l^2}}{2\Delta t},$$

где черта означает осреднение по всем парам диффундирующих частиц.

Всего было рассчитано более 6000 значений коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии, которые отнесены к

определенным аргументам вида  $1/2 (l_0 + l_1)$ , принимаемым в качестве линейного масштаба явления. В пределах выбранных масштабов значения коэффициентов  $K_l$  были осреднены и нанесены в зависимости от масштаба явления  $l$  на график в билогарифмическом масштабе. Полученные зависимости аппроксимировались прямыми вида  $K(l) = Rl^n$ , в которых показатель степени  $n$  определялся методом наименьших квадратов. Для характеристики степени зависимости коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии от масштаба явления рассчитывался коэффициент корреляции ( $R$ ). Обработка полученных данных велась с использованием квантильного анализа [10].

Анализ полученных результатов показал, что в диапазоне масштабов явлений от 50 до 2500 м значения коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии изменяются в довольно широких пределах (табл. 1). В целом средние значения коэффициентов  $K_l$  достаточно закономерно возрастают с увеличением масштаба явления. Количественно эта зависимость выражается величиной показателя степени  $n$  в соотношении  $K(l) = Rl^n$ . Средние значения показателя степени  $n$  оказались меньшими «4/3» [9] и лежат в пределах от 0,17 до 0,54 (табл. 2). Анализ средних значений коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии в различных районах Таллиннского залива (табл. 2) показывает, что горизонтальная турбулентность здесь развита значительно слабее ( $K_l \approx 10^3 \div 10^4$  см<sup>2</sup>/с), чем в открытых районах Балтийского моря ( $K_l \approx 10^5 \div 10^6$  см<sup>2</sup>/с) [3, 5, 8], что связано с естественной изолированностью этого региона.

Таблица 1

Оценка изменчивости коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии  $K_l$  по масштабам явления (по материалам аэрофотосъемки течений 1979 г.)

Масштаб явления, м	Квантильные оценки $K_l \cdot 10^{-4}$ , см <sup>2</sup> /с					
	$X_{\min}$	$X_{0,25}$	$X_{0,50}$	$X_{0,75}$	$X_{\max}$	$X_{\text{ср}}$
50—500	0,75	1,27	1,77	3,34	5,72	2,13
500—1000	0,77	1,73	2,29	3,20	11,90	2,73
1000—1500	0,81	2,13	2,84	3,81	6,71	3,09
1500—2500	0,67	2,26	3,13	4,83	9,91	3,69

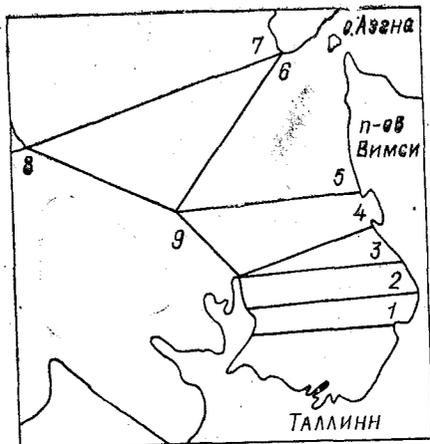


Рис. 1. Схема расположения маршругов авианаблюдений за поверхностными течениями (1—9) в 1979—1980 гг.

Наибольшие значения  $K_I$  отмечаются в южной (рис. 1, маршрут 1) и центральной (маршруты 4 и 9) частях залива, что обусловлено особенностями динамики вод. Так, в центральной части залива происходит взаимодействие входящих в залив потоков и

Таблица 2

Оценка изменчивости коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии  $K_I$  и показателя степени  $n$  в соотношении  $K_I = kl^n$  (по материалам аэрофотосъемки течений 1979 г.)

Маршрут авиасъемки	Количество значений $K_I$	Диапазон изменений $K_I \cdot 10^{-4}$ , $\text{см}^2/\text{с}$		Среднее $K_I \cdot 10^{-4}$ , $\text{см}^2/\text{с}$	Диапазон изменений $n$		Среднее $n$
		min	max		min	max	
1	374	1,86	6,03	3,06	0,12	0,88	0,44
2	455	1,91	4,08	2,40	0,06	1,35	0,50
3	621	1,35	3,47	2,19	0,03	1,18	0,34
4	353	1,33	4,72	3,67	0,02	0,29	0,17
5	491	1,78	2,65	2,24	0,05	0,61	0,26
6	763	0,78	4,61	2,43	0,22	0,91	0,54
7	931	0,91	4,50	2,79	0,12	0,47	0,28
8	649	1,56	3,91	2,60	0,22	1,07	0,50
9	222	1,44	8,83	3,79	0,03	0,54	0,21
1—9	4859	0,78	8,83	2,80	0,02	1,35	0,36

выходящих из него, а для южной части характерно существование двух противоположных типов циркуляции вод [4]. В целом по заливу среднее значение коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии  $K_L$  составляет  $2,8 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/с, а показатель степени  $n$  равен 0,36.

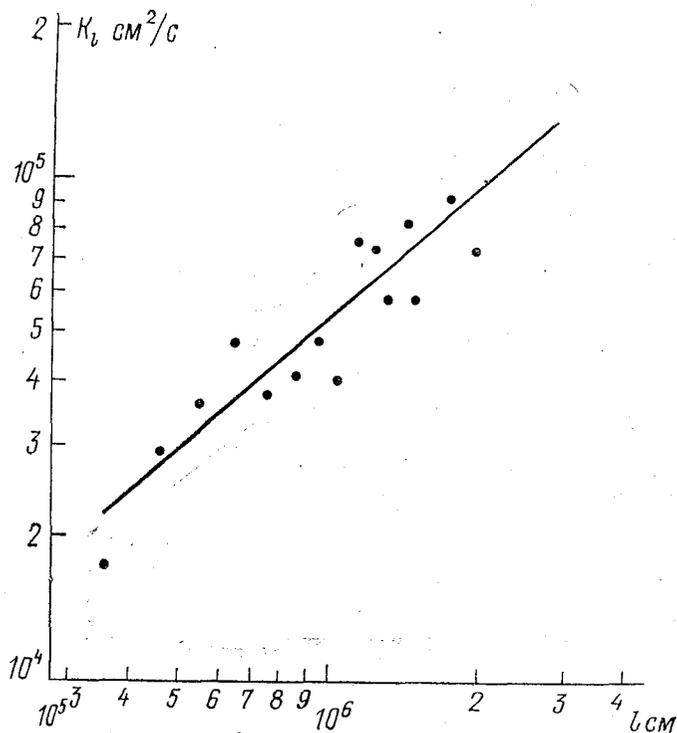


Рис. 2. Зависимость коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии  $K_L$  от масштаба явления (южная часть Таллиннского залива, показатель степени  $n=0,89$ , коэффициент корреляции  $R=0,88$ )

Результаты расчетов  $K_L$  по данным наблюдений за перемещением свободноплавающих буйв в различных районах Таллиннского залива в июле 1980 г. ( $N=1122$ ) подтвердили приведенные выше данные и показали, что для масштабов явления от 200 до 2000 м значения коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии изменяются в пределах  $10^3 \div 10^5$  см<sup>2</sup>/с и с увеличением масштаба явления происходит возрастание коэффициентов  $K_L$  (рис. 2). Показатель степени  $n$  также меньше

«4/3» и в среднем составляет 0,87, 0,24 и 0,75 для южных, центральных и северных районов соответственно; коэффициенты корреляции между  $K_i$  и масштабами явления  $l$  для тех же районов в среднем составляют 0,61, 0,27 и 0,70 соответственно.

Выполненные оценки интенсивности горизонтальной турбулентности в Таллиннском заливе могут быть использованы при решении ряда практических задач, при прогнозировании районов, наиболее подверженных загрязнению промышленно-бытовыми стоками при построении экологических и гидродинамических моделей. Следует отметить также, что на режим течений и формирование особенностей циркуляции вод в Таллиннском заливе существенное влияние оказывают колебания уровня (высота стояния, фаза и интенсивность подъема или спада уровня), и поэтому при проведении дальнейших исследований необходимо обратить внимание на зависимость коэффициентов горизонтальной турбулентной диффузии от этих факторов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бетин В. В. Течения в Таллиннском заливе по материалам аэрофотосъемки 1966 г. — Сб. работ ЛГМО, 1967, вып. 4, с. 43—68.
2. Зац В. И. К вопросу о горизонтальной диффузии в прибрежной зоне Черного моря. — Океанология, 1964, т. 4, вып. 2, с. 249—257.
3. Иванов В. И., Михайлов Ю. Д. Оценка скорости диссипации турбулентной энергии и коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии в Балтийском море. — Тр. ГОИН, 1972, вып. 112, с. 107—113.
4. Исследования гидрометеорологического режима Таллиннского залива. — Л.: Гидрометеониздат, 1984.—152 с.
5. Карпова И. П., Тюряков Б. И., Михайлов А. Е. Параметризация интенсивности турбулентного перемешивания в Балтийском море. — Моделирование и экспериментальные исследования гидрологии шельфовых морей. — Тр. ЛГМИ, 1988, вып. 100, с. 54—66.
6. Коновалова И. З. Опыт исследования горизонтальной турбулентности в прибрежной зоне моря по материалам аэрофотосъемки течений. — Океанология, 1972, т. 12, вып. 3, с. 527—534.
7. Михайлов А. Е. Горизонтальная турбулентность в восточной части Финского залива и Невской губе. — Сб. работ ЛГМО, 1981, вып. 12, с. 29—33.
8. Николаев С. Г., Луйск Т. Э. О пространственной изменчивости характеристик крупномасштабной турбулентности и микрообмена в Балтийском море. Изв. АН СССР, ФАО, 1975, т. 11, № 8, с. 866—869.
9. Озмидов Р. В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. — М.: Наука, 1968.—199 с.
10. Тьюки Дж. Анализ результатов наблюдений. Разведочный анализ. Пер. с англ. — М.: Мир, 1981.—693 с.

*И. А. СТЕПАНИУК, А. С. КАРТАШЕВ, А. Н. КАПУТЕРКО (РГГМИ)*

## **ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ПРОФИЛЕЙ МЕТЕОЭЛЕМЕНТОВ НАД МОРЕМ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НАТУРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ**

Как известно (например, [1]), распределение метеоэлементов по вертикали над морем в стационарных условиях и вдали от берегов может рассматриваться как автомодельное. Этот режим достаточно хорошо изучен. Однако автомодельность существенно нарушается в прибрежных условиях, а также при резких изменениях синоптической ситуации. Для изучения особенностей вертикальных профилей метеоэлементов в приводном слое, их отклонений от автомодельного распределения и временной изменчивости, возникающих по тем или иным причинам, необходимо проведение экспериментальных исследований с использованием специальных измерительных комплексов, обеспечивающих отображение реальных профилей с достаточно малым пространственным разрешением.

Подобный измерительный комплекс для прибрежных буйковых постановок был разработан и использован в натуральных экспериментах в заливе Посьет Японского моря.

Основной частью комплекса является притопленный буй с повышенной остойчивостью, на котором закреплялась мачта с распределенными по вертикали измерительными преобразователями температуры и модуля горизонтальной скорости ветра. Поверхность раздела отслеживалась с помощью дополнительного поплавка, перемещающегося по вертикальным направляющим. На поплавке был установлен измерительный преобразователь температуры поверхности воды. Параллельно направляющим располагался преобразователь ординат взволнованной поверхности моря. От поверхности моря до дна распределялась измерительная линия с преобразователями температуры воды. Все преобразователи температуры были выполнены на основе полупроводниковых терморезисторов, включенных в схемы линейаризации и подстройки под требуемый диапазон изменчивости сопротивления. Преобразователи скорости ветра содержали чувствительные элементы в виде чашечных вертушек. Преобразование их вращения в электрический сигнал осуществлялось оптоэлектронным путем.

Сигналы измерительной информации с преобразователей через синхронный коммутатор каналов передавались по линии связи длиной 250 м в прибрежную лабораторию, где располагался блок измерения и регистрации. Регистрирующей частью

блока являлось цифropечатающее устройство ЭУМ-23. На ленте устройства результаты печатались в виде трехзначных групп цифр, соответствующих значениям температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ) с разрешающей способностью в 0,1 К и скорости ветра (м/с) с разрешающей способностью в 0,1 м/с. Частота опроса каналов составляла 0,5 Гц при длительности измерений по каждому каналу не более 1,5 с, частота циклов измерений составляла 1/60 Гц. Количество используемых каналов достигало 16.

Измерения проводились сериями длительностью не менее 4,5 ч с перерывами в 1—2 ч при различных гидрометусловиях. Процесс измерений внутри серии осуществлялся полностью автоматически. Скорость ветра в процессе экспериментов изменялась в пределах от 1 до 30 м/с (верхний предел — при тайфуне «Эллис»), высота волн изменялась от ряби до 2,0 м. При наилучших условиях отклонения измерительной мачты буя от вертикали не превышали  $15^{\circ}$ .

При обработке результатов выполненных экспериментов выявлен ряд характерных особенностей режима приводного слоя атмосферы в прибрежной зоне. В период развития штормовой ситуации (тайфун «Эллис») зафиксировано появление инверсии температуры в нижнем двухметровом слое воздуха над морем. Время перестройки профиля от нормального до инверсионного составило примерно 1 ч. Минимум температуры формировался на высоте 60—80 см (рис. 1).

Наиболее вероятно, как это предполагается и в работе [2], что появление этой особенности связано со штормовым разбрызгиванием и формированием слоя аэрозольной взвеси, в котором затраты тепла на испарение резко возрастают.

Другая характерная особенность режима приводного слоя была выявлена в утренние часы. Перед восходом солнца наблюдались специфические вариации температуры («тепловые волны») на всех контролируемых горизонтах до высоты 4 м над поверхностью моря. При этом температура поверхности моря оставалась практически постоянной. В момент восхода солнца в вариациях появлялся характерный колоколообразный всплеск, а затем вариации исчезали и начинался монотонный прогрев воздуха. Статистический анализ данных позволил выявить два наиболее характерных периода в вариациях  $\approx 6$  и 13 мин (рис. 2), при этом в автоспектрах температурных вариаций преобладающим являлся период 13 мин, а в автоспектрах модуля горизонтальной скорости ветра — 6 мин (здесь указанные автоспектры не приводятся). В отличие от температуры, вариации скорости ветра после восхода солнца не прекращались.

Физические причины формирования эффекта «тепловых волн» остаются неясными. Однако полученные данные позволяют предполагать, что сами волны связаны с исходным возмущением колоколообразной формы (при восходе солнца), обуслов-

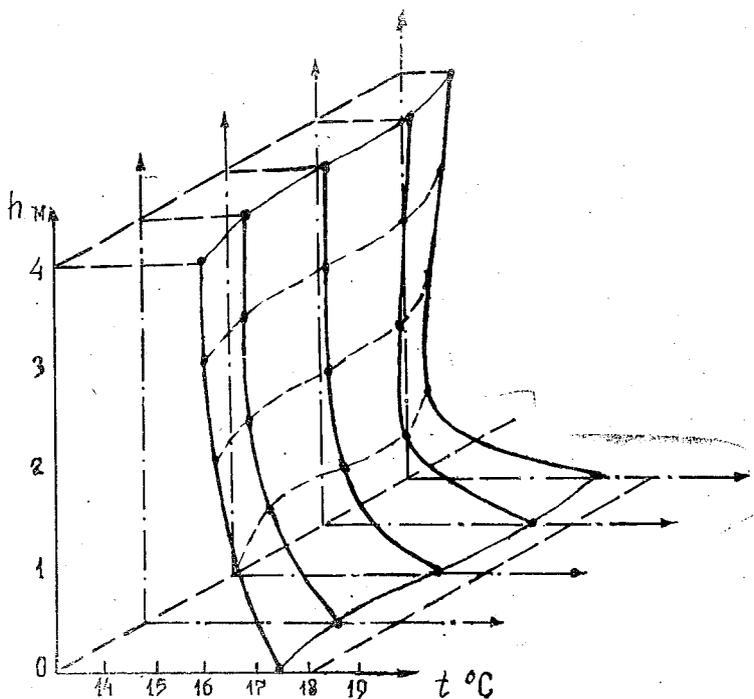


Рис. 1. Перестройка вертикального профиля температуры над морем при развитии штормовой ситуации (тайфун «Эллис»); интервал осреднения данных на каждом горизонте — 10 мин; промежуток времени между профилями 30 мин

ливающим появление неустойчивости в приводном слое и возбуждение волн типа гравитационных. Что же касается причины исходного возмущения, то она остается неизвестной. Необычность ее еще и в том, что, как уже отмечалось, температура подстилающей поверхности (морской воды) в этой ситуации не изменяется.

Подобные гравитационные волны в атмосфере с преобладающим периодом порядка 4 мин перед восходом солнца были замечены также при проведении исследований по программе «Феникс» [3].

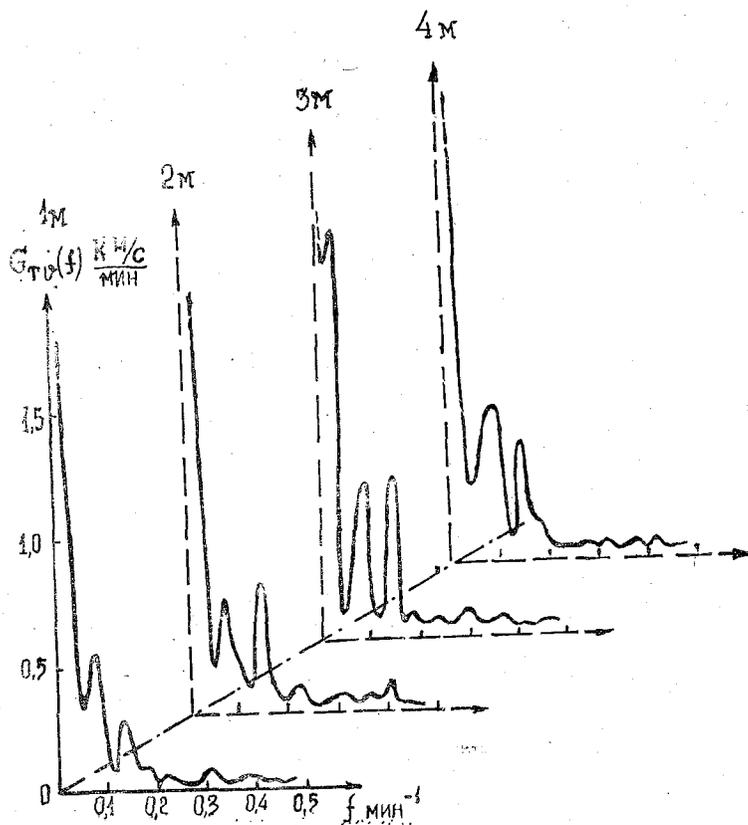


Рис. 2. Функции взаимной спектральной плотности вариаций температуры и модуля горизонтальной скорости ветра на 4 контролируемых горизонтах в период прохождения «тепловых волн»

Помимо длительных наблюдений при стационарной установке комплекса в определенных точках акватории бухты также выполнялся специальный эксперимент по исследованию деформации поля метеозаэментов в окрестностях береговой черты.

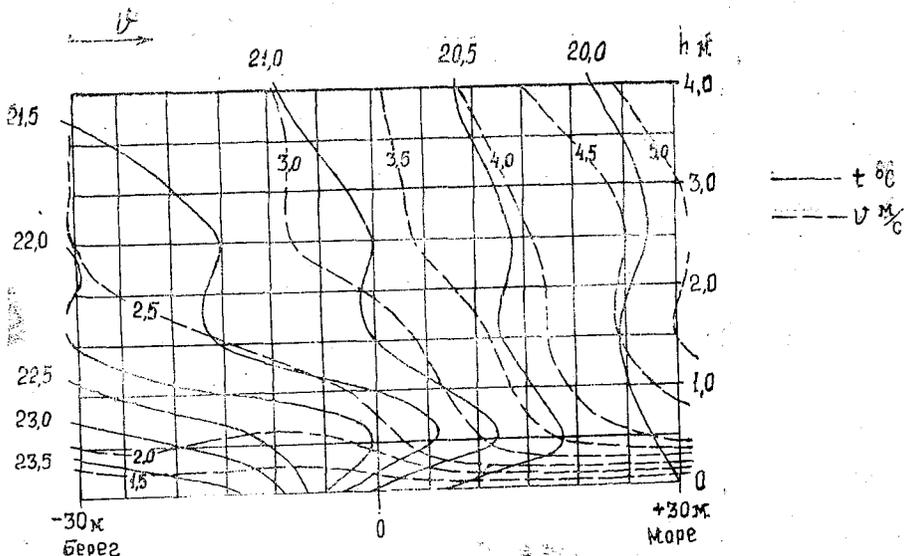


Рис. 3. Разрезы полей температуры и модуля горизонтальной скорости ветра по нормали к береговой черте

Здесь выявлена существенная горизонтальная неоднородность метеозлементов (рис. 3) и наличие тонкой структуры вертикальных профилей.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1. — М.: Наука, 1965.—640 с.
2. Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г. К вопросу о механизме формирования инверсии температуры в приводном слое атмосферы над морем. — Доклады АН СССР, т. 255, № 4, 1980, с. 829—832.
3. Einaudi F., Finnigan I. I. An atmospheric gravity wave studied during PHOENIX, p. 1, 2. — EOS Frans. Amer. Geophys. Union, v. 60, N 46, 1979, p. 831—832.

## МЕТОДИКА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЯМР НА ПРОТОНАХ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ РАССОЛА В ПОРАХ МОРСКОГО ЛЬДА

Ранее нами сообщалось о возможности определения содержания жидкой фазы в порах морского льда  $Q_{ж}$ , основанного на измерении амплитуды сигналов ядерной индукции на протонах воды [6].

Было отмечено, что главными достоинствами этого метода являются: бесконтактный анализ проб льда, отсутствие необходимости сливания рассола, возможность многократного повторения измерений и высокая чувствительность метода, позволяющая регистрировать сигналы от жидкой фазы при температурах  $-70^{\circ}\text{C}$  и ниже, а малые объемы проб позволяют детализировать закономерности распределения рассола по толще льда. Однако использование промышленных стационарных и импульсных ЯМР спектрометров для определения  $Q_{ж}$  в образцах морского льда в полевых условиях вряд ли представляется возможным из-за громоздкости аппаратуры, в особенности электромагнитов, большого ее веса, стоимости и электропотребления. В некоторых спектрометрах требуется водное или гелиевое охлаждение обмоток электромагнита. По этим причинам актуальна разработка портативной и экономичной аппаратуры, основанной на использовании данного метода и пригодной для работы в полевых условиях.

В настоящем сообщении на основе собственных исследований и анализа литературных данных анализируются различные варианты технической реализации данного метода и условий их применения.

Основными методиками, позволяющими регистрировать сигналы ЯМР от жидкой фазы морского льда, являются: стационарный метод, основанный на регистрации величины поглощения энергии радиоволн при периодическом прохождении резонансных условий, импульсный метод, позволяющий обнаружить сигналы ядерной индукции после одиночных возбуждающих спиновую систему радиоимпульсов с частотой заполнения, равной резонансной, а также наблюдение сигналов свободной прецессии протонов в магнитном поле Земли или полученном с помощью катушек Гельмгольца.

В стационарной методике ЯМР информативным параметром, связанным с  $Q_{ж}$ , является площадь под кривой резонансного поглощения, соответствующая жидкой фазе [1]. Однако выде-

лить кривую от жидкой фазы, представляющую собой узкую линию на фоне широкой линии от твердой фазы, достаточно трудно. Но возможно сравнение амплитур сигналов от твердой и жидкой фаз, которое соответствует относительному количеству  $Q_{ж}$ . Амплитуда сигнала поглощения радиоволн системой спинов вещества, пропорциональна ядерной намагниченности и определяется выражением [1]:

$$A_0 \sim M = \frac{\chi_0 H_1^2 \omega_0^2 T_2}{1 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2}, \quad (1)$$

где  $\chi_0$  — статическая ядерная восприимчивость;  $H_1$  — амплитуда радиочастотного поля;  $\omega_0$  — резонансная частота,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $T_1$  и  $T_2$  — времена спин-решетной и спин-спиновой релаксации.

В свою очередь статистическая ядерная восприимчивость равна

$$\chi_0 = \frac{N \gamma^2 \hbar^2 I(I+1)}{3KT}, \quad (2)$$

где  $N$  — количество резонирующих ядер;  $\hbar$  — приведенная постоянная Планка;  $I$  — спин ядра (1/2 для ядра водорода),  $K$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура.

Из выражений (1), (2) вытекает, что амплитуда сигналов резонансного поглощения пропорциональна количеству ядер атома водорода в веществе ( $N$ ) и квадрату резонансной частоты, определяемой напряженностью магнитного поля при прочих фиксированных условиях ( $T_1$ ,  $T_2$ ,  $H_1$ ). Амплитуда радиочастотного поля должна быть минимальной, чтобы избежать насыщения энергетических уровней. Величины  $T_1$  и  $T_2$  для жидкой и твердой фаз натурального морского льда меняются в небольших пределах, вследствие небольших пределов изменения температуры и солености льда, и могут быть оценены по ширине линий поглощения. Для надежного наблюдения сигналов ЯМР необходимо использование достаточно мощных однородных магнитных полей  $\approx 5$  кЭ.

Один из вариантов возможной реализации измерителя  $Q_{ж}$ , основанный на стационарной методике ЯМР, в виде блок-схемы приведен на рис. 1. На колебательный контур, катушка индуктивности которого ( $I$ ) с помещенным в нее образцом льда (2) находится в поле постоянного магнита  $H_0$ , подается высокостабильное по частоте и амплитуде слабое синусоидальное напряжение ( $\approx 20$  мВ) от кварцевого генератора (3), частота которого соответствует условию резонанса. Сигналы поглощения усиливаются резонансным усилителем (4), настроенным на ту же частоту, и после детектирования подаются на цифровой из-

меритель амплитуды (5). Полоса пропускания усилителя должна быть  $\approx 10$  кГц, коэффициент усиления  $\approx 10^6$ . Для периодического прохождения резонансных условий магнитное поле модулируется с помощью дополнительных обмоток от генератора, находящегося в блоке поддержания резонансных условий (6).

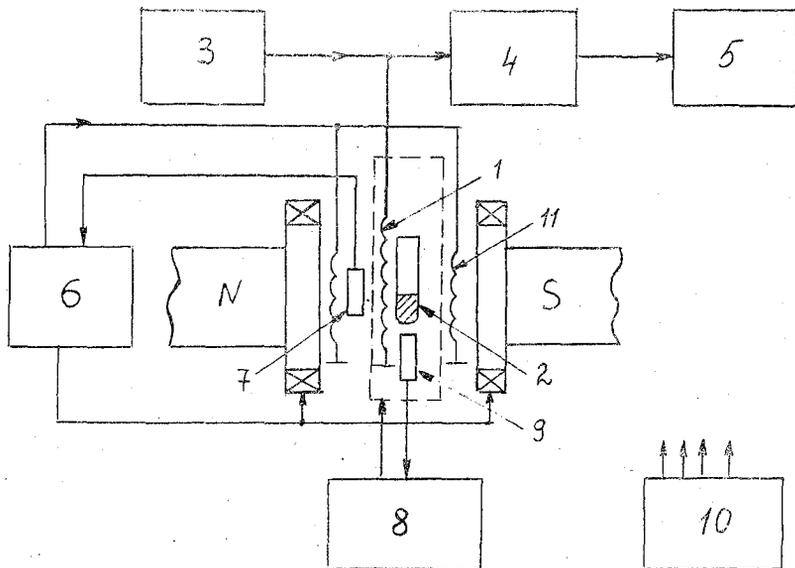


Рис. 1. Блок-схема измерителя  $Q_{ж}$  с использованием стационарной методики ЯМР: 1 — приемно-передающая катушка датчика; 2 — ампула с пробой льда; 3 — кварцевый генератор; 4 — резонансный усилитель с детектором; 5 — импульсный цифровой вольтметр или АЦП; 6 — стабилизатор магнитного поля с модулятором; 7 — датчик магнитного поля; 8 — измеритель температуры льда; 9 — терморезистор; 10 — блок питания

Достоинством этой методики измерения, как в импульсном методе, является отсутствие необходимости формирования мощных радиоимпульсов и соответственно малое потребление электроэнергии. Генератор и приемник могут быть собраны на мало-мощных полупроводниковых элементах, что позволяет выполнить небольшой переносный прибор, способный работать в полевых условиях от автономных источников электропитания. Достаточное мощное магнитное поле можно получить с использованием небольших магнитов, изготовленных из сплавов ЮНДК.

Недостатком этого метода является зависимость амплитуды сигнала поглощения от многих факторов при прочих равных

условиях, а именно: от амплитуды радиочастного и модулирующего полей, времен релаксации и скорости прохождения резонансных условий, трудность разделения сигналов от обеих фаз [1, 8]. Метод требует стабильности приемного усилительного тракта и фазового детектора, высокой стабильности и однородности магнитного поля. Однако напряженность магнитных полей постоянных магнитов в значительной мере определяется температурой, и наиболее простым методом стабилизации резонансных условий является подача напряжения, зависящего от температуры, на дополнительные катушки магнита. Для этого обычно используются полупроводниковые терморезисторы, приклеенные к полюсным наконечникам. Наибольшую стабильность магнитного поля обеспечивают стабилизаторы с обратной связью от сигнала ЯМР [5]. Для этого собирается дополнительный приемно-передающий тракт с резонансом на других ядрах с целью обеспечения развязки по частоте. Для дейтронных стабилизаторов полевых спектрометров целесообразно в качестве рабочего вещества в катушке стабилизатора использовать дейтероацетон или другое вещество, не замерзающее при низких температурах и не содержащее атомов водорода.

Методика измерения заключается в определении амплитуд сигналов ЯМР твердой и жидкой фаз при контроле за шириной соответствующих линий. В результат измерения должна быть введена температурная поправка.

Импульсный метод ЯМР в значительной мере свободен от недостатков стационарного метода, так как амплитуда сигналов свободной индукции протонов воды после одиночных возбуждающих радиоимпульсов зависит только от ядерной намагниченности вещества, определяемой статической восприимчивостью и напряженностью магнитного поля (2)

$$A \approx \chi_0 H_0. \quad (3)$$

При этом узкие сигналы индукции твердой фазы, соответствующие широким линиям в спектре, практически не наблюдаются из-за конечного времени восстановления приемника после его перегрузки зондирующим импульсом, а широкий сигнал целиком определяется жидкой фазой.

Блок-схема измерителя  $Q_{ж}$ , основанная на импульсной методике ЯМР, незначительно отличающаяся от стандартных импульсных спектрометров, представлена на рис. 2. Она содержит постоянный магнит (1), в зазоре которого находится катушка индуктивности с пробой льда. На колебательный контур, образованный измерительной катушкой (2) и конденсатором  $C$  подаются мощные короткие радиоимпульсы, с частотой заполнения, равной резонансной, от формирователя радиоимпульсов (3) с усилителем мощности (4). Необходимые фазовые соотноше-

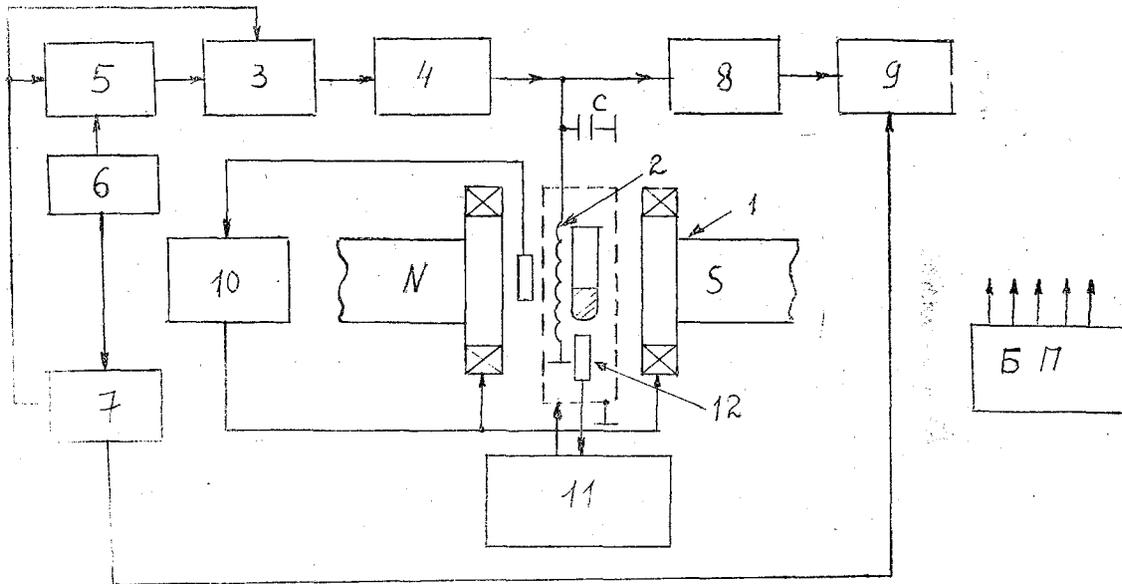


Рис. 2. Блок-схема измерителя  $Q_{ж}$  на основе импульсной методики ЯМР. Обозначения в тексте

ния для радиопульсов обеспечиваются фазовращателем (5). Заполнение радиопульсов производится от кварцевого генератора (6). В этом же блоке находятся делители частоты для программного устройства и модулятора (7). Формирователь радиопульсов и фазовращатель управляются модулятором (7), представляющим собой генератор коротких видеоимпульсов. После облучения пробы льда радиопульсом в катушке (2) наводится сигнал ядерной индукции, который усиливается резонансным усилителем (8). Полоса пропускания усилителя и коэффициент усиления примерно такие же, как и для стационарной методики. После амплитудного детектирования сигналы могут быть измерены цифровым измерителем амплитуды (9), синхронизированным с максимумом сигнала. Для поддержания резонансных условий, так же как и в стационарной методике, необходим дейтронный или температурный стабилизатор напряженности магнитного поля (10). Температура льда контролируется электрометром (11) с термодатчиком. Необходимые питающие напряжения обеспечиваются блоком питания (БП) (12).

В настоящее время опубликовано большое количество схем основных узлов импульсных спектрометров ЯМР. Наиболее удачные транзисторные варианты, приемлемые для полевых условий, представлены в работах [2, 9]. Мощность радиопульса на измерительной катушке определяется выражением [8]:

$$\gamma H_1 \tau = \frac{\pi}{2}, \quad (4)$$

где  $\tau$  — длительность возбуждающего импульса;  $H_1$  — амплитуда магнитного поля, наведенного в измерительной катушке генератором радиопульсов. Для исключения насыщения энергетических уровней длительность импульсов должна быть гораздо меньше  $T_1$  и  $T_2$  ( $10 \div 20$  мкс), а период следования  $\gg T_1$  ( $10 \div 20$  с). Коэффициент подавления несущей частоты кварцевого генератора должен быть не менее 60 дБ для обеспечения малых шумов формирователя. Это является основной технической трудностью создания небольшого по габаритам измерителя  $Q_{ж}$ . Из-за малой надежности выпускаемых в настоящее время мощных малозумящих полевых транзисторов большинство разработчиков аппаратуры импульсного ЯМР предпочитают изготавливать выходные каскады усилителей мощности на лампах типа ГИ-30, ГИ-70Б и т. д., требующих высоковольтного напряжения ( $\approx 600$  В) и цепей накала, что является существенным недостатком импульсной методики для данной задачи. Каскады усилителей мощности, собранных на биполярных транзисторах (типа КТ-912) по двухтактной (или многотактной) схеме дают большие шумы на выходе генератора радиопульсов.

определения в его поверхностном слое. Существующие протонные магнитометры, предназначенные для измерения напряженности магнитного поля Земли, могут быть использованы для измерения  $Q_{ж}$  в пробах льда при незначительных перестройках их узлов.

Техника импульсной и Фурье-спектроскопии, описанная в работе [8], позволяет реализовать достоинства импульсного и стационарного методов. При этом возможно не только определение количества жидкой и твердой фаз, но и измерение времени спин-решеточной релаксации, зависящего от солености и структуры льда, что является важным при изучении его физико-химических свойств.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Абрагам А. Ядерный магнетизм. — М.: ИЛ, 1963.—551 с.
2. Бабкин А. Ф., Русанов А. В. Передатчик для импульсного когерентного спектрометра ядерного магнитного резонанса. Приборы и техника эксперимента, 1983, № 4, с. 112—115.
3. Бородин П. М., Мельников А. В., Морозов А. А., Чернышов Ю. С. Ядерный магнитный резонанс в земном поле. — Л., изд. ЛГУ, 1967.—232 с.
4. Бородин П. М., Мельников А. В., Бочаров В. И. и др. Практическое использование свободной процессии ядер в магнитном поле Земли. — В сб.: Ядерный магнитный резонанс. Под ред. Бородина П. М. — Л., изд. ЛГУ, 1980, вып. 6, с. 94—113.
5. Варварин С. И., Кулеш Ю. Г., Черницын А. И. Стабилизация резонансных условий в импульсном когерентном ЯМР спектрометре. — Приборы и техника эксперимента, 1971, № 4, с. 138—141.
6. Мельниченко Н. А., Михайлов В. И., Чижик В. И. Изучение температурной зависимости относительно содержания жидкой фазы в замороженной морской воде импульсным методом ЯМР. — Океанология, 1979, т. 19, вып. 5, с. 811—814.
7. Мельниченко Н. А., Чижик В. И., Руднев А. С., Одинцов В. Т. Температурная зависимость времени протонной спин-решеточной релаксации в морской воде. — В кн.: Динамические процессы в океане и атмосфере. — Владивосток, изд. ТОИ ДВНЦ, 1981, с. 67—83.
8. Фаррар Т., Беккер Э. Импульсная и Фурье-спектроскопия ЯМР. — М.: Мир, 1973.—164 с.

УДК 597.5

А. И. СТЕПАНЮК (РГГМИ)

### МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕХНОГЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ ПРИБРЕЖНЫХ ВОД

В последние годы установлено, что большинство морских организмов использует естественные электромагнитные поля для различных нужд жизнедеятельности, например [1]. Несомненно,

что техногенное влияние может существенно сказываться на естественном состоянии уровней электромагнитных полей, а значит, и на процессах жизнедеятельности этих организмов, причем преимущественно в области крайне низких значений частот (КНЧ) электромагнитных полей [2].

В этой связи любые техногенные изменения естественного состояния уровней электромагнитных полей уместно рассматривать как электромагнитное (ЭМ) загрязнение вод моря [3]

Из разнообразных источников ЭМ загрязнения в настоящее время представляются наиболее важными следующие: постоянные электромагнитные поля (ПЭМП) — гальваноэлектрические квазипостоянные и переменные электромагнитные поля (ПеЭМП).

Квазипостоянные гальваноэлектрические поля создаются в прибрежных зонах за счет контактирующих с водой гидротехнических конструкций из металлов с различными собственными потенциалами, замкнутых на общую шину, например на систему городских коммуникаций. Несмотря на исходные фиксированные характеристики гальванических потенциалов ПЭМП гальваноэлектрического типа все же носят переменный характер. Изменчивость ПЭМП обуславливается прежде всего вариациями сопротивления общей шины, а также различными гидрометеорологическими и геофизическими причинами — вариациями с частотами 1—2 Гц и менее (КНЧ диапазон).

Как уже отмечалось выше, именно к частотам КНЧ диапазона наиболее чувствительны морские организмы.

ПеЭМП в прибрежных водах преимущественно создаются утечками переменного тока промышленной частоты (50 Гц), а также утечками от телефонной и радио сетей. Ранее влияние этих источников на изменение природного уровня электромагнитного поля в КНЧ диапазоне (50 Гц) практически не рассматривалось. Между тем, при реальных условиях формирования этих утечек возникает ряд специфических электромагнитных эффектов (например [4]), существенно изменяющих частотные свойства формирующихся в воде электрических токов.

С целью более детального изучения отмеченных источников ЭМ загрязнения и их экологической опасности нами была произведена серия специальных лабораторных экспериментов. Эксперименты выполнялись с помощью установки, представляющей собой физическую модель акватории Выборгского залива, в виде винипластового бассейна с конфигурацией, соответствующей географическим особенностям акватории. При экспериментах использовались пассивные источники ПЭМП, моделирующие реально существующие источники техногенного происхождения в прибрежных водах. В качестве источников гальваноэлектрических ПЭМП использовались металлы и сплавы с различными

собственными потенциалами. Нормированные утечки ПеЭМП задавались регулируемым источником переменного тока. Регистрация электрического поля в воде производилась с использованием неполяризуемых электродов типа ЭВЛ. Подобие полей потенциала на модели и в натуральных условиях задавалось при постоянстве проводимостей и линейной связи плотностей токов через геометрическую константу подобия в соответствии с рекомендациями работы [5].

На установке было выполнено более 50 экспериментов по моделированию загрязняющих акваторию залива ПЭМП и ПеЭМП. Пересчет измеренных значений потенциала в напряженность загрязняющего электрического поля производился в соответствии с масштабом модели 1 : 50 000.

При анализе полученных данных выявляются специфические особенности распределения значений напряженности ПЭМП и ПеЭМП на исследуемой акватории. Воздействие двух гальваноэлектрических источников ПЭМП приводит к формированию хорошо выраженных зон повышенных значений напряженности, непосредственно прилегающих к самим источникам (рис. 1) и

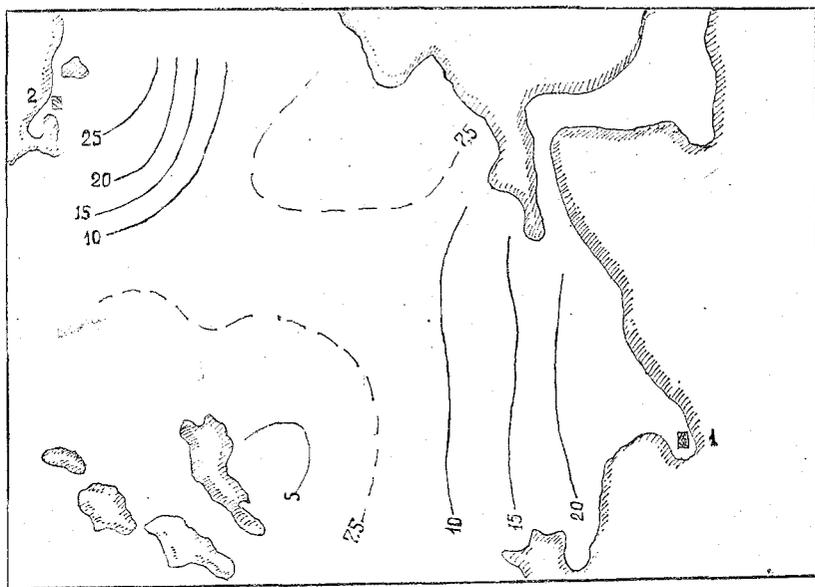


Рис. 1. Распределение напряженности гальваноэлектрического поля на акватории Выборгского залива, сформированного двумя источниками: 1 — цинк; 2 — медь ( $S=5\text{‰}$ )

характеризующихся значениями до 20 мкВ/м. Между тем большинство морских животных со специальными органами электрорецепции чувствительны к изменению напряженности поля (порядка единиц мкВ/м). В таких случаях значительная часть акватории становится дискомфортной для жизнедеятельности электрочувствительных морских организмов.

Следует также отметить, что эксперименты проводились в воде повышенной солености, где градиенты напряженности уменьшены вследствие повышенных значений электрической проводимости воды. Понятно, что вблизи побережья гальваноэлектрическое влияние будет усиливаться вследствие распреснения морских вод береговым стоком.

При увеличении количества источников и их вида картина распределения напряженности значительно усложняется и зависит от расположения источников на береговой кромке. В частности, при воздействии на акваторию трех источников исчезает «привязка» к источникам и возникают зоны повышенных значений напряженности («пятна загрязнения») на открытой акватории залива, существенно удаленной от источников и береговой кромки (рис. 2).

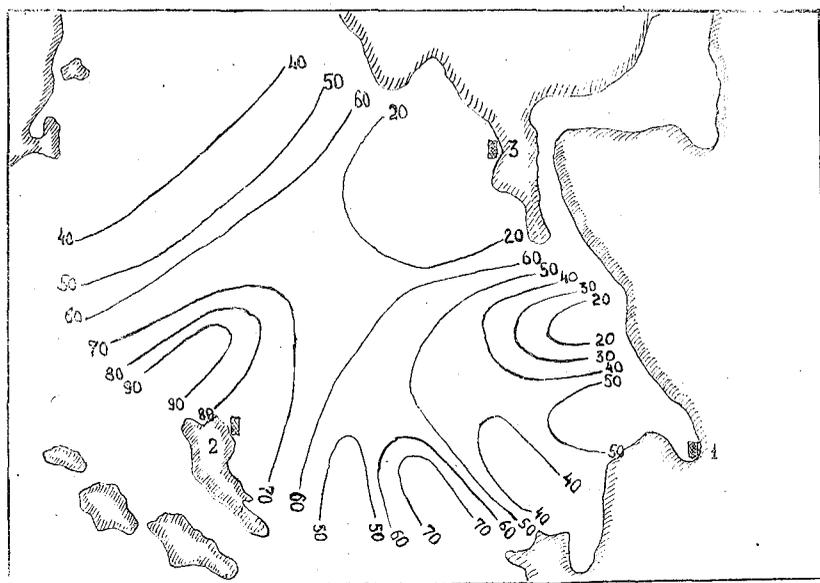


Рис. 2. Распределение напряженности гальваноэлектрического поля на акватории Выборгского залива, сформированного тремя источниками: 1 — свинец; 2 — цинк; 3 — медь ( $S=5\%$ )

Изучение электромагнитного загрязнения прибрежных вод вследствие утечек переменных электромагнитных полей (ПеЭМП) проводилось с учетом возможности проявления так называемого редокс-кинетического эффекта. Его сущность, как известно (например [6]), состоит в частичном выпрямлении переменного тока, проходящего через двойной электрический слой. Однако применительно к двойным слоям в зонах контакта металл — морская вода этот эффект изучался преимущественно теоретически [4]. С целью оценки его роли в ЭМ загрязнении прибрежных вод при утечках ПеЭМП различных частот нами

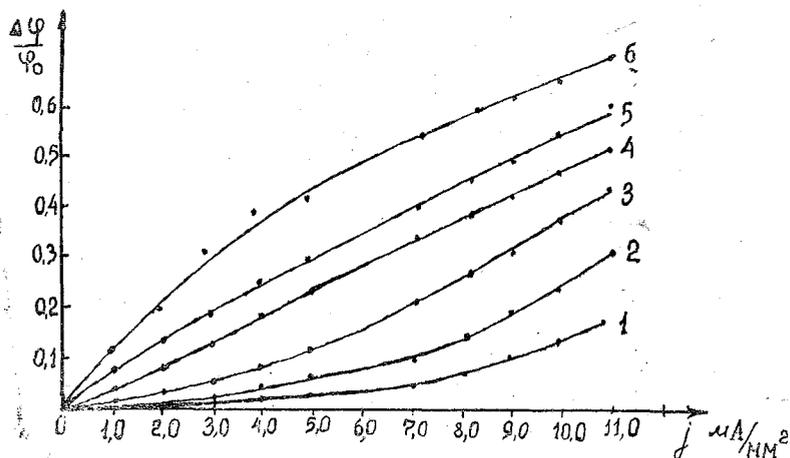


Рис. 3. Изменчивость постоянной составляющей поля при утечках переменного тока ( $\Delta\phi/\phi_0$  — относительное изменение потенциала источника;  $j$  — плотность тока, мА/мм<sup>2</sup>).

1—200 кГц, 2—100, 3—20, 4—5, 5—2, 6—1 кГц

была выполнена серия специальных экспериментов. Установлено (рис. 3), что величина выпрямленной части переменного тока прямо пропорциональна плотности тока через поверхность контакта металл — морская вода и обратно пропорциональна частоте тока. Тем самым при прочих равных условиях роль редокс-кинетического эффекта в загрязнении биологически значимыми электромагнитными полями возрастает именно на низких частотах утечек электрического тока, в том числе на промышленной частоте 50 Гц.

Изучение совокупного действия гальваноэлектрических ПЭМП и утечек переменного тока на частоте 50 Гц через гидротехнические конструкции на модели Выборгского залива показало, что уровень ЭМ загрязнения возрастает в этом случае в

2—10 раз и зависит от плотности тока утечек. При этом также изменяется распределение электрического поля на акватории.

Таким образом, выполненные эксперименты подтверждают существенную роль техногенных источников ПЭМП и ПеЭМП в электромагнитном загрязнении прибрежных вод с созданием крайне дискомфортных условий для жизнедеятельности электрочувствительных животных, обитающих в этих водах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Протасов В. Л., Бондарчук А. И., Ольшанский В. М. Введение в электроэкологию. — М.: Наука, 1982.—336 с.

2. Ильинский О. Б., Муравейко В. М. Некоторые итоги исследований в области электрорецепции. — Физиология морских животных. — Апатиты, АН СССР, 1989, с. 14—16.

3. Эйди У. Р., Дельгадо Х., Холодов Ю. А. Электромагнитное загрязнение планеты и здоровье. — Международный ежегодник «Наука и человечество». М.: Знание, 1989, с. 10—19.

4. Степанюк И. А., Шемарин Г. Е. Влияние электромагнитных полей на коррозию металла в морской воде. — Прочность и защита от коррозии корпусов судов. Л.: Транспорт, 1984, с. 112—116.

5. Гнусин Н. П., Поддубный Н. П., Маслий А. И. Основы теории расчета и моделирования электрических полей в электролитах. — Новосибирск: Наука, 1972.—276 с.

6. Бондаренко Н. Ф., Гак Е. З. Электромагнитные явления в природных водах. — Л.: Гидрометеиздат, 1984.—152 с.

УДК 550.388.2

*И. А. СТЕПАНЮК, В. Ф. ПСАЛОМЩИКОВ (РГГМИ)*

### **ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ КНЧ ВАРИАЦИИ, НАБЛЮДАЕМЫЕ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЦИКЛОНОВ НАД МОРЕМ**

В ранее опубликованных сообщениях [1—3] отмечался эффект возбуждения электромагнитных вариаций в крайне низкочастотном диапазоне (КНЧ) циклональными образованиями в нижней атмосфере. В [2] описан физический механизм возбуждения, связанный с распространением волновых возмущений из области фронтальных разделов циклона к ионосфере и последующим преобразованием в электромагнитные вариации, захватываемые волноводом Земля — ионосфера и распространяющиеся в направлении наклона оси циклона. Этот механизм не является единственным. В работе [4] показано, что в штормовых зонах при движении циклона над морем возбуждение вариаций происходит в ионизированной среде приводного слоя вследст-

вие взаимодействия ветра с взволнованной поверхностью моря. При этом генерируется амплитудно-модулированный сигнал, несущая частота которого содержит основную моду резонатора Земля — ионосфера. В работе [5] рассматривается дополнительный источник КНЧ вариаций в морских циклонах, связанный с конвективной облачностью, перемещающийся над проводящей поверхностью. В этом случае формируется излучающая система, включающая облако и его электромагнитное отображение в слое воды, с соответствующей вертикальной диаграммой направленности. Эти дополнительные источники и механизмы возбуждения, характерные для морских циклонов, могут приводить к существенному возрастанию суммарного сигнала в КНЧ диапазоне, способного быть зарегистрированным на больших расстояниях и соответственно способного рассматриваться как специфический электромагнитный предвестник приближения шторма.

Проведенный нами в последние годы цикл натурных экспериментов в различных географических регионах (побережье Баренцева, Балтийского и Японского морей) с регистрацией КНЧ вариаций позволил установить, что электромагнитные КНЧ вариации, связанные с циклонами, обладают рядом характерных свойств. При регистрации магнитного компонента сигналов в широкой полосе частот (0,5—30 Гц) с выделением огибающей (детектированием) по мере приближения циклона  $H$  с типичной системой теплого и холодного фронтов к пункту измерений  $P$  (рис. 1) наблюдается общее возрастание энергии вариаций (14 ч 30 мин — 15 ч 30 мин, 11.04) по сравнению с фоновым значением (11 ч 00 мин — 12 ч 00 мин, 11.04) в условиях малогradientного поля. При этом на общий квазимонотонный рост в большинстве случаев накладывается периодическая изменчивость в диапазоне характерных периодов 5—20 мин (20 ч 30 мин — 21 ч 30 мин, 11.04 и 03 ч 00 мин — 04 ч 00 мин, 12.04), связанная, по нашим данным, с внутренними гравитационными волнами (ВГВ), зарождающимися в области фронтальных разделов.

Регистрация КНЧ вариаций без выделения огибающей в полосе частот 0,5—100 Гц с подавлением промышленных помех режекторными фильтрами позволила выявить внутреннюю структуру вариаций. Запись в условиях «спокойной» атмосферы (рис. 2 а) демонстрирует типичную картину КНЧ фона. При приближении к пункту измерений  $P$  (п. Дальние Зеленцы Баренцева моря) развитого циклона  $H$  (рис. 2 б) с системой фронтальных разделов наблюдается существенное возрастание амплитуды КНЧ вариаций (рис. 2 в), при этом обработка записей на ЭВМ позволяет выявить в оценках спектров мощности

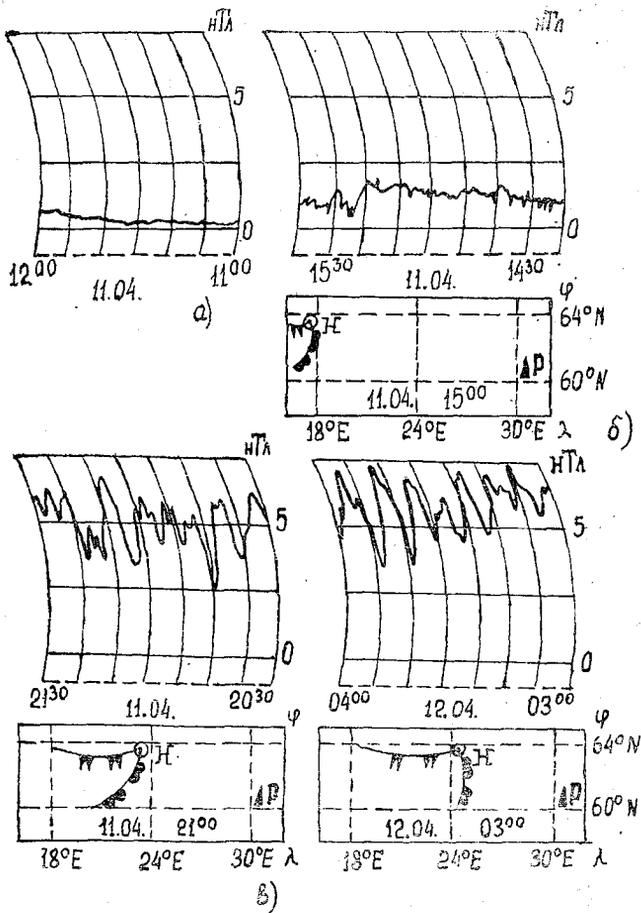


Рис. 1. Фрагмент последовательной регистрации электромагнитных вариаций в КНЧ диапазоне (огibaющая), возбуждаемых циклоном, проходящим над акваторией Балтийского моря; пункт регистрации *P* — Ленинградская область

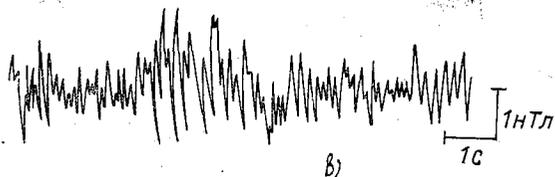
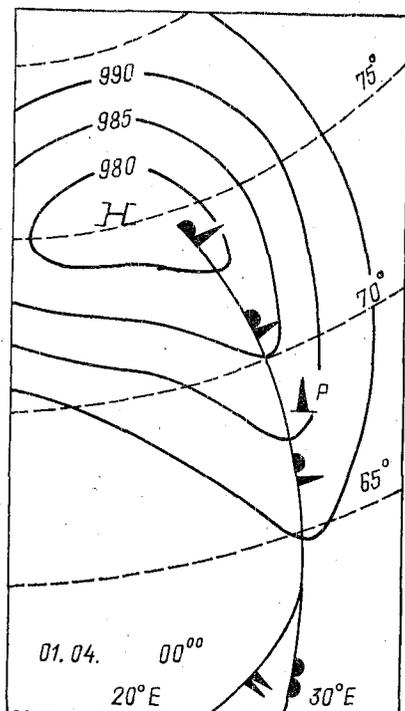
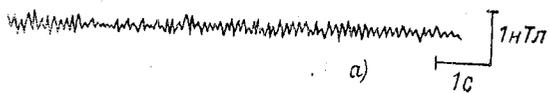


Рис. 2. Характер сигналов, возбуждаемых морским циклоном над Баренцевым морем; пункт регистрации Р — п. Дальние Зеленцы; запись выполнена без выделения огибающей

наличие четко выраженной энергонесущей полосы частот (рис. 3), включающей основную моду резонатора Земля — ионосфера.

Отмеченный циклон явился первым из серии циклонов, формировавшихся в районе Норвежского и Гренландского морей и перемещавшихся преимущественно в восточном направлении. Наблюдения КНЧ вариаций производились в течение всех 6 су-

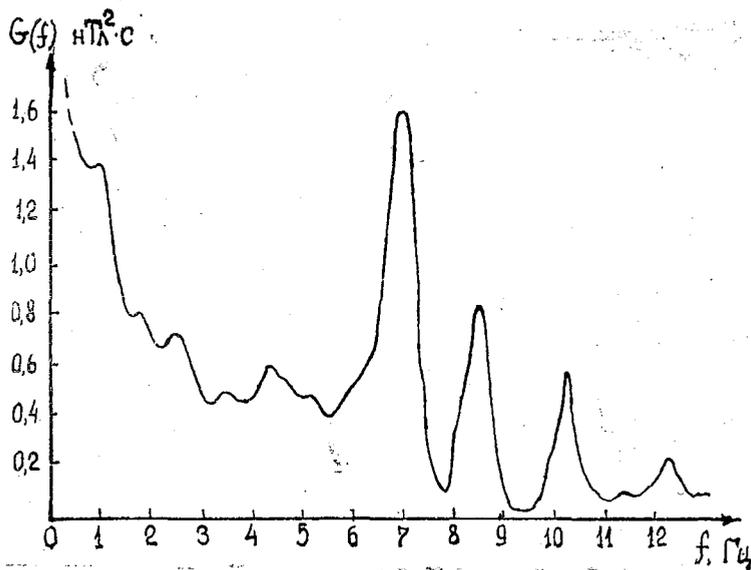


Рис. 3. Внутренняя структура КНЧ вариаций, возбуждаемых морским циклоном над Баренцевым морем

ток движения этой серии. Можно отметить, что в общем случае амплитуды вариаций в энергонесущей полосе частот коррелируют с расстояниями до центров приближающихся циклонов, а также связаны с взаимным расположением пункта измерений и системы фронтальных разделов. Максимальный уровень был зарегистрирован в заключительной фазе прохождения серии. Ширина энергонесущей полосы спектра варьирует в пределах до 50%, причем ее сужение характерно для больших расстояний между пунктом измерений и приближающимся циклоном (500 км). Однако в любых ситуациях полоса захватывает отмеченную основную моду резонатора.

Эффект возбуждения электромагнитных КНЧ вариаций циклональными образованиями в нижней атмосфере с учетом выявленных характерных свойств может рассматриваться наряду с грозовой деятельностью как постоянно существующий источ-

ник «подкачки» энергии в глобальное электромагнитное поле резонатора Земля — ионосфера. Кроме того, дальнейшее распространение вариаций в направлении движения циклона (до 500—1000 км) с очевидностью свидетельствует о том, что они являются специфическими предвестниками ухудшения погоды. Известные для наземных организмов, в том числе и для человека, каналы восприятия и анализа электромагнитных КНЧ вариаций [6] позволяют предполагать, что выявленный эффект используется в живой природе для прогноза опасных гидрометеорологических ситуаций и формирования защитного поведения [1]. Выполненные нами специальные нейрофизиологические эксперименты на морских животных литоральной зоны [7] подтверждают наличие у них механизма восприятия и анализа обнаруженных предвестников, а также защитное поведение при моделировании этих предвестников в лабораторных условиях [8].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Псаломщиков В. Ф., Степанюк И. А. Лучи погоды. — Морской сборник, 1976, № 8, с. 83—86.
2. Dubrovich N. A., Psalomschikov V. F., Stepanuk I. A. Weather Fronts as the sources of the ULF electromagnetic waves. — Rep. 5 intern. conf. on Atmosph. Elect., Manchester, 1980, p. 145—147.
3. Григорьев Н. О., Псаломщиков В. Ф., Степанюк И. А. Трансформация в ионосфере акустических сигналов в электромагнитные. — Проблемы наук о Земле. Материалы докладов АН ГрССР, Тбилиси, 1978.—168 с.
4. Степанюк И. А. Измерения КНЧ электромагнитного поля над взволнованной морской поверхностью. — Физика радиоавроры и авроральная суббуря. Апатиты, 1985, с. 102—104.
5. Степанюк И. А. Методы получения специальной гидрофизической информации в зонах раздела свойств. Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. д-ра физ.-мат. наук. — Л., изд. ЛГМИ, 1991.—34 с.
6. Дубров А. П. Геомагнитное поле и жизнь. — Л.: Гидрометеоздат, 1974.—176 с.
7. Муравейко В. М., Степанюк И. А. К вопросу о возможном механизме предчувствия морскими животными биологически важных геофизических явлений. — В кн.: Морфо-физиологические аспекты изучения рыб и беспозвоночных Баренцева моря. Апатиты, Кольский филиал АН СССР, 1982, с. 85—92.
8. Муравейко В. М., Степанюк И. А. Электромагнитные поля циклона и их действие на рыб. — В кн.: Сигнализация и поведение рыб. Апатиты Кольский филиал АН СССР, 1985, с. 19—24.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
Ю. П. Доронин. Особенности математической модели гидрологии замерзающего моря	6
Ю. П. Доронин, С. В. Лукьянов, В. А. Царев. Математические модели гидрологии эстуария и взморья	15
М. А. Белянцев, С. В. Лукьянов, В. И. Сычев. Математические модели антропогенных изменений гидрологических процессов Рижского залива и устьевого участка Даугавы	31
В. А. Макаров, Ю. Г. Агишев, В. И. Сычев. Электроаналоговое моделирование динамики устьевой области	45
Ю. Г. Агишев, М. А. Белянцев, С. В. Лукьянов, В. И. Сычев. Оценка влияния антропогенного воздействия на гидрологические процессы в устьевой области Даугавы (результаты моделирования)	55
Е. С. Ерофеева, А. Б. Мензин, А. И. Смирнова, И. П. Яковлева. Моделирование циркуляции в юго-западной части Балтийского моря и в зоне проливов при штиле и нестандартных типовых атмосферных ситуациях	68
Ю. П. Доронин. Диагностический метод определения течений в проливах	75
М. Ю. Анциферов, В. И. Сычев. Оценка качества пространственной аппроксимации океанологической информации	85
Нгуен Тхе Биен. Математическая модель циркуляции и термохалинных процессов Южно-Китайского моря	93
К. Т. Богданов, Л. Ф. Муратов. О возможной причине прерывистости слоя повышенной солёности в Южно-Китайском море	110
В. А. Боровков, Е. Ю. Клейков, П. П. Провоторов. Термохалинные характеристики фронтов и фоновые условия стратификации в южной части Норвежского моря	116
В. П. Коровин, П. П. Провоторов. Некоторые особенности фоновой и тонкослойной термохалинной структуры вод Канарского бассейна в зимний период	127
А. Н. Мичурин, Д. К. Старицын. Межгодовая изменчивость термодинамических характеристик субарктического фронта Тихого океана	138
А. Е. Захарчук, В. Р. Фукс. Зависимость низкочастотных колебаний уровня у берегов Антарктиды от возмущений в системе Антарктического циркумполярного течения	146
И. П. Карпова, А. Е. Михайлов, Б. А. Киселева, С. Э. Мязкиви, О. В. Мельниченко. Оценка интенсивности горизонтального турбулентного обмена в Таллинском заливе	157
И. А. Степанюк, А. С. Карташев, А. Н. Капутерко. Особенности вертикальных профилей метеозаэlements над морем по результатам натурных экспериментов	163
Н. А. Мельниченко. Методика использования ЯМР на протонах для определения содержания рассола в порах морского льда	168
А. И. Степанюк. Моделирование техногенных источников электромагнитного загрязнения прибрежных вод	176
И. А. Степанюк, В. Ф. Псаломщиков. Электромагнитные КНЧ вариации, наблюдаемые при прохождении циклонов над морем	181

## CONTENTS

Preface	3
<i>Doronin Yu. P.</i> The characteristic features of a mathematical model of the hydrology of a freezing sea	6
<i>Doronin Yu. P., Lukyanov S. V., Tzarev V. A.</i> Mathematical models of the hydrology of estuaries and offshore zones	15
<i>Belayntzev M. A., Lukyanov S. V., Sychev V. I.</i> Mathematical models of processes of anthropogenic changes in the Gulf of Riga and in the estuarine zone of the Daugava	31
<i>Makarov V. A., Agishev Yu. G., Sychev V. I.</i> Electro-analog modelling of the dynamics of an estuarine zone	45
<i>Agishev Yu. G., Belyantzev M. A., Lukyanov S. V., Sychev V. I.</i> Estimation of anthropogenic effects on hydrologic processes in the estuarine zone of the Daugava (results of modelling)	55
<i>Yerofeeva E. S., Menzin A. B., Smirnova A. T., Yakovleva N. P.</i> Modelling of circulation in the south-western part of the Baltic Sea and in the straits under conditions of calms and non-standard atmospheric processes	68
<i>Doronin Yu. P.</i> A diagnostic method of determining currents in straits	75
<i>Antziferov M. Yu., Sychev V. I.</i> Qualitative estimation of oceanological data spatial approximation	85
<i>Nguen Tkhe Bien.</i> A mathematical model of the circulation and thermohaline processes in the South China Sea	93
<i>Bogdanov K. T., Muratov L. F.</i> On a probable factor determining the discontinuity of a layer with increased salinity in the South China Sea	110
<i>Borovkov V. A., Klyuikov E. Yu., Provotorov P. P.</i> Thermohaline characteristics of fronts and background conditions of stratification the southern part of the Norwegian Sea	116
<i>Korovin V. P., Provotorov P. P.</i> Some features of background and thermohaline structure of waters in the Canaries basin in winter	127
<i>Michurin A. N., Staritzyn D. K.</i> Interannual variation of the subantarctic front in the Pacific	138
<i>Zakharchuk A. E., Fuchs V. R.</i> The relation of low-frequency sea fluctuations near the Antarctic coasts to perturbations in the system of the Antarctic Circumpolar Current	146
<i>Karpova I. P., Mikhailov A. E., Kiseleva B. A., Mäekivi S. E., Melnichenco O. V.</i> Estimation of horizontal turbulent exchange in the Gulf of Tallinn	157
<i>Stepanyuk I. A., Kartashev A. S., Kaputerko A. N.</i> Some characteristics of vertical profiles of weather elements above the sea according to the results of field experiments	163
<i>Melnichenco N. A.</i> A technique using proton magnetic resonance for determining brine content in sea ice pores	168
<i>Stepanyuk I. A.</i> Modelling of technogenic sources of electromagnetic pollution in coastal waters	176
<i>Stepanyuk I. A., Psalomschikov V. F.</i> Electromagnetic ULF: variation observed during the cyclones over the sea	181

Сборник научных трудов (межвузовский), вып. 117

**МОДЕЛИРОВАНИЕ И НАТУРНЫЕ ГИДРОЛОГИЧЕСКИЕ  
ИССЛЕДОВАНИЯ МОРЕЙ**

Редактор *О. Д. Рейнгерц*

ЛР № 020309 от 28.11.91

---

Сдано в набор 21.01.93. Подписано в печать 28.12.94. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Бум. тип. Лит. гарн. Печать высокая. Печ. л. 11,8. Уч.-изд. л. 13,0. Тираж 300.  
Зак. 320.

---

РГГМИ. 195196, С.-Петербург, Малоохтинский пр., 98  
Типография ВВМУПП

