

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Т Р У Д Ы

ВЫПУСК 57

489315

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

Под редакцией
доктора физико-математических наук, профессора Ю. П. ДОРНИНА

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195186 Малоохтинский пр., 99

ЛЕНИНГРАД
1975

*Одобрено Ученым советом
Ленинградского гидрометеорологического института*

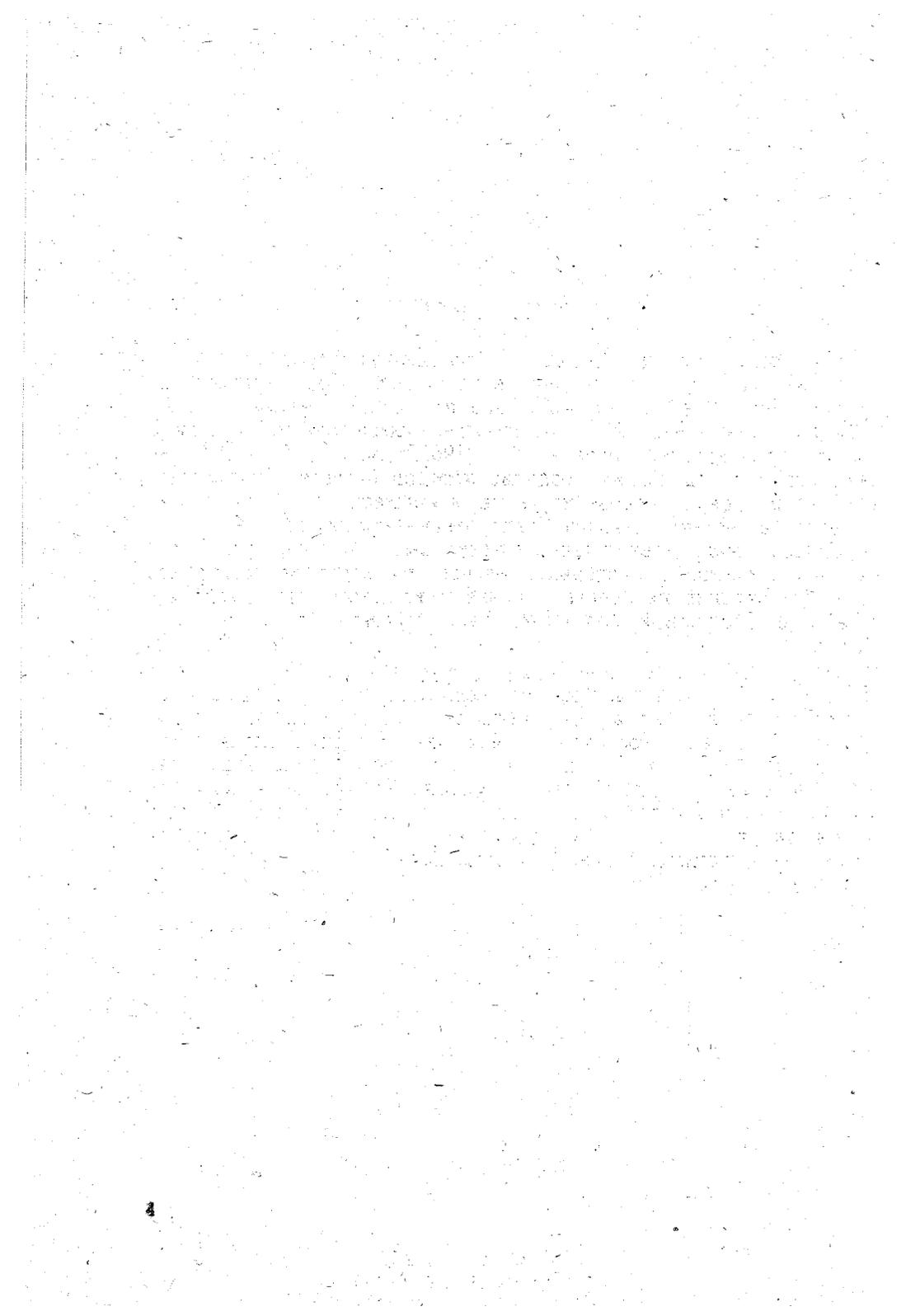
Сборник содержит результаты исследований, выполненных сотрудниками проблемной научно-исследовательской лаборатории Ленинградского гидрометеорологического института по взаимодействию океана и атмосферы и подводным исследованиям. Рассматриваются вопросы математического моделирования процессов переноса при тепловом и динамическом взаимодействии деятельного слоя моря и атмосферы. Анализируются параметры состояния однородного слоя океана. Представлены методы и результаты экспериментального исследования деятельного слоя и неустойчивости границы раздела океан—атмосфера

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящий сборник продолжает публикации научно-исследовательских работ, выполняемых в Ленинградском гидрометеорологическом институте по изучению взаимодействия океана и атмосферы. В ранее изданных сборниках — «Исследование Северной части Атлантического океана» ч. I, 1961 г., ч. II, 1962 г. и др. — основной упор сделан на создание методов расчета гидрологических элементов на основе изучения макромасштабных процессов переноса в системе взаимодействия океан—атмосфера.

Главной направленностью сборника выбрано более углубленное теоретическое и экспериментальное исследование макромасштабных явлений на основе анализа микромасштабных механизмов, т. е. физической механики взаимодействия океана и атмосферы.

Коллектив сотрудников научно-исследовательской лаборатории Ленинградского гидрометеорологического института по проблеме взаимодействия океана и атмосферы и подводных исследований представляет себе, что на выбранном пути имеются большие трудности как по характеру постановки основных задач, так и методов их решения. Поэтому мы заранее благодарны тем читателям, которые пришлют свои критические замечания и пожелания, а также выступят с дискуссией по актуальным проблемам взаимодействия океана и атмосферы.



Ю. П. ДОРНИН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕЯТЕЛЬНОГО СЛОЯ ЗАМЕРЗАЮЩИХ МОРЕЙ КАК ПРОДУКТА ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С АТМОСФЕРОЙ

Появление быстродействующих электронных вычислительных машин способствовало быстрому развитию методов математического моделирования гидрометеорологических процессов. Такое моделирование является мощным средством исследования, позволяющим проводить оценки влияния различных факторов на развитие процесса, даже при отсутствии фактических сведений об их интенсивности. Этого добиваются посредством такого выбора элемента, при котором достигается наилучшая согласованность вычисленных и наблюдаемых параметров.

Гидрометеорологические процессы как правило многомасштабны и являются результатом взаимодействия большого числа факторов. Поэтому вряд ли можно с успехом построить математическую модель, отражающую все многообразие природного явления. Задача моделирования заключается в том, чтобы выделить главные факторы и причинно-следственные связи, позволяющие описать основные черты процесса с требуемой точностью. Влияние второстепенных факторов может учитываться статистически. Эти положения принимались во внимание при разработке математической модели, описывающей состояние деятельного слоя моря в результате его теплового и динамического взаимодействия с атмосферой.

Для замерзающих морей можно выделить несколько периодов в соответствии с основными особенностями гидрологических процессов. Это осенний период, когда происходит охлаждение моря и образование льда на его открытых участках; зимний — в течение которого море покрывается дрейфующим льдом, толщина которого растет; весенне-летний — во время которого происходит таяние льда и образуются участки открытой воды, являющиеся очагами аккумуляции тепловой энергии. Для каждого из выделенных периодов составляется соответствующая система уравнений, описывающая основной процесс.

Основная трудность при определении выхолаживания в осенне-зимний период заключается в вычислении вертикального турбулентного потока тепла. Это связано с тем, что интенсивность турбулентного перемешивания в верхних слоях моря обусловлена не только сдвигом скоростей, но и конвекцией, волнением и т. д. Точно оценить суммарное действие всех этих факторов затруднительно. Облегчает построение модели процесса выхолаживания и решение задачи то обстоятельство, что интенсивное перемешивание воды у поверхности моря приводит к образованию квазиоднородного слоя, в котором температура T и соленость S по вертикали практически постоянны. Поэтому можно считать, что теплоотдача в атмосферу осуществляется всей массой этого слоя. Чем больше толщина квазиоднородного слоя h , тем медленнее меняется его температура и соленость. Это изменение T и S может быть описано уравнениями:

$$B + c_p \rho St (\Phi - T) V + L_n \rho D (q - q_0) V + \Phi_0 = 0; \quad z = 0 \quad (1)$$

$$c_p \frac{d(Th)}{dt} = \Phi_0 + \Phi_h, \quad 0 \leq z \leq h \quad (2)$$

$$\frac{d(Sh)}{dt} = S \left[D (q - q_0) V - \frac{1}{\rho} \frac{dM}{dt} \right] + \frac{\varphi_h}{\rho}, \quad 0 \leq z \leq h \quad (3)$$

где B — радиационный баланс поверхности моря; c_p , ρ — удельная теплоемкость и плотность воздуха; St — число Стентона; Φ — температура воздуха; V — скорость ветра; L_n — удельная теплота испарения воды; D — число Дальтона; q — удельная влажность воздуха; Φ_0 — поток тепла между морем и атмосферой; c , ρ — теплоемкость и плотность воды; φ_h — поток солей между однородным слоем и нижележащим; M — масса поступившей пресной воды.

Уравнение теплового баланса поверхности моря (1) является граничным условием для двух следующих уравнений, позволяя определить поток тепла Φ_h и температуру для вычисления удельной влажности у поверхности воды.

Последние два члена уравнений (2) и (3) характеризуют обмен теплом и солями с нижеследующими слоями воды и для их вычисления используются обычные уравнения диффузии соответствующих элементов с независимым определением коэффициентов турбулентной теплопроводности λ и диффузии k .

$$\left. \begin{aligned} \frac{dT}{dt} &= \frac{1}{c_p} \frac{d\Phi}{dz} \\ \frac{dS}{dt} &= \frac{1}{\rho} \frac{d\varphi}{dz} \end{aligned} \right\} z \geq h. \quad (4)$$

При этом полагается, что

$$\left. \begin{aligned} \Phi_h &= -\lambda \frac{dT}{dz} \Big|_{h+\varepsilon > 0} \\ \Phi_h &= -k\rho \frac{dS}{dz} \Big|_{h+\varepsilon > 0} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Непрерывность этих потоков, а также равенство температур и соленостей соприкасающихся слоев воды на глубине h являются соответствующим краевым условием для уравнений (2) — (4).

Потоки тепла и солей между верхним слоем и нижележащими не являются единственными факторами, определяющими термохалинный режим квазиоднородного слоя, а поэтому погрешности в определении параметров λ и k не вносят такой большой ошибки в вычисления T и S , как это имело бы место при распространении уравнений (4) до поверхности моря.

Обычно толщина квазиоднородного слоя не остается постоянной, а под действием ветрового волнения или конвективного перемешивания меняется. В первом случае h может быть определена как функция скорости ветра V и возраста волнения β :

$$h \approx 2\beta^2 \frac{V^2}{g} \quad (6)$$

и во втором — как глубина, на которой плотность воды перемешанного слоя ρ становится равной плотности нижележащего слоя воды $\rho_{h+\varepsilon > 0}$.

$$\rho(T, S) = \rho(T, S) |_{h+\varepsilon > 0} \quad (7)$$

Причем условие (7) справедливо только в том случае, когда вычисленная с его помощью толщина h не меньше, чем полученная по формуле (6).

В качестве исходной информации при расчетах по приведенной системе уравнений использовались начальные трехмерные поля температуры и солености воды, а также перечисленные в уравнениях (1) и (3) метеорологические данные, требуемые на весь период моделирования, в том числе атмосферное давление, необходимое для вычисления ветрового дрейфа.

Практическая реализация модели проводилась для сеточной области при предварительном интегрировании уравнений (1) — (5) по времени с шагом $\Delta t = t_{j+1} - t_j$, равным 1 суткам. Предполагалось, что для каждого узла сетки температура и соленость воды по вертикали в слое $0 \leq z \leq h(t)$ неизменны, а ветровой дрейф удовлетворяет эпюре Экмана, и перемещения масс воды с соответствующими характеристиками вычислялись по методу траекторий. Коэффициенты k и λ для каждого узла сетки подбирались посредством моделирования.

Подробное изложение алгоритма модели и основных результатов вычислений температуры, солености верхнего гомогенного слоя и его толщины в арктических морях дано в работе [1].

Но, в принципе, описанная модель оказалась пригодной для расчетов температуры, солености и толщины верхнего квазиоднородного слоя акваторий более низких широт. При этом минимальная толщина для каждого шага времени находилась как функция скорости ветра по формуле (6), а дальнейший рост h определялся соотношением (7). Такой прием позволил моделировать не только увеличение, но и уменьшение h [3].

При моделировании состояния деятельного слоя арктических морей основное внимание обращалось на определение дат образования льда, за которые принимались моменты времени, когда температура гомогенного слоя воды в море становилась равной температуре замерзания θ . Последняя является функцией только одной солености этого же слоя воды

$$\theta = -0,01 \{0,3 + S[5,27 + 0,004S(1 + 0,01S)]\}. \quad (8)$$

Вычислялись сроки устойчивого ледообразования в узлах регулярной сетки как по фактической метеорологической информации, так и по прогностической для ряда порядка 20 лет. В качестве критерия, характеризующего качество модели, было принято процентное количество расчетных величин сроков устойчивого ледообразования, не выходящих за пределы $\pm 20\%$ их многолетней амплитуды. Этот критерий, называемый обеспеченностью метода, в прибрежных районах морей Советской Арктики оказался в среднем более 80%.

Продолжительность существования открытой воды в осенне-зимний период тесно связана с плотностной стратификацией моря. Чем больше градиенты солености и температуры, тем слабее вовлекаются в конвективное перемешивание глубинные слои, толщина гомогенного слоя уменьшается, он быстрее выхолаживается и замерзает.

Очень большое влияние на плотностную стратификацию воды оказывает речной сток и поступление пресных вод от таяния льда. Поэтому вблизи материка, где оба этих фактора обеспечивают наибольший приток пресной воды, толщина поверхностного гомогенного слоя небольшая. В районах адвекции соленых атлантических вод она возрастает (рис. 1).

Изменчивость в поступлении пресной воды, ее перераспределения по поверхности морей и изменений адвекции соленых вод меняет не только стратификацию и толщину гомогенного слоя, но и связанную с ним интенсивность охлаждения поверхностных вод. Это определяет изменчивость сроков замерзания морей, которая может быть существенной. Причем, чем больше глубина распространения конвекции, тем больше, как правило, разность в сроках между первым появлением льда и устойчивым образованием ледяного покрова.

Для моделирования изменения толщины образовавшегося льда за счет термических факторов система уравнений (1) — (3) видоизменяется. Добавляется уравнение, определяющее нарастание толщины льда H , а выделяющиеся при этом соли из-за меньшей солености льда S_n , приводят к осолонению гомогенного слоя воды. Его температура θ является функцией только солености, излишек же расходуется на поток тепла к нижней поверхности льда Φ_B . Эта система уравнений имеет вид

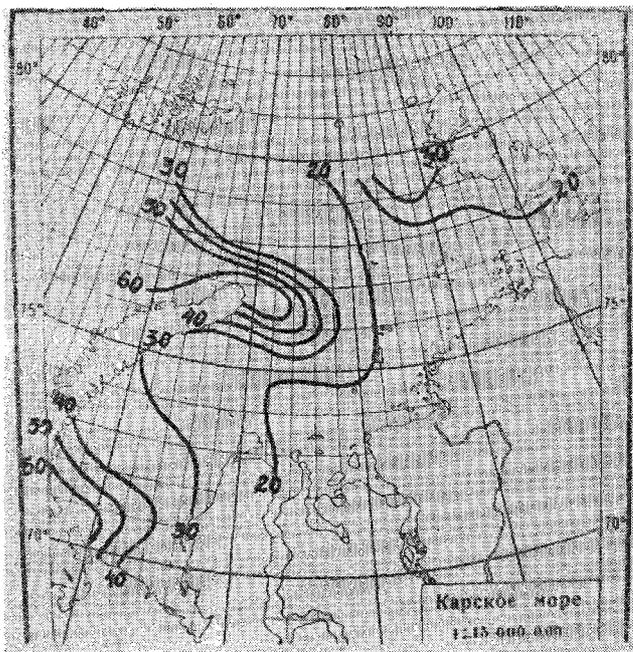


Рис. 1. Толщина квазиоднородного слоя (в метрах)

$$\Phi_B = c\rho \frac{d\theta}{dt} + \Phi_h, \quad z = H \quad (9)$$

$$L\gamma \frac{dH}{dt} = \Phi_0 - \Phi_B, \quad 0 \leq z \leq H \quad (10)$$

$$\frac{d(Sh)}{dt} = (S - S_n) \frac{dH}{dt} + \varphi_h, \quad H \leq z \leq h \quad (11)$$

где L , γ — теплота кристаллизации и плотность льда.

Из уравнений (9) — (10) видно, что поток тепла ко льду не является независимым параметром, а связан со скоростью изменения толщины льда и его солёности, а также зависит от стратификации температуры и солёности.

Для моделирования дрейфа образовавшегося льда использовалось стационарное уравнение баланса сил, действующих на льдину,

$$k_1 \rho_v \left. \frac{dW_1}{d\eta} \right|_{\eta=0} + k\rho \left. \frac{dW_2}{dz} \right|_{z=0} - 2\omega_z i\gamma HW + \\ + \frac{\partial}{\partial x} K \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K \frac{\partial W}{\partial y} = 0, \quad (12)$$

где $W = u + iv$; k_1 — коэффициент турбулентности воздуха.

Первый член уравнения (12) характеризует действие ветра на льдину, второй — воды, третий — ускорения Кориолиса, а два последних — силы взаимодействия между льдинами.

В данном случае лёд рассматривается не как пленка вязкой жидкости, а как совокупность твердых пластинок с концентрацией по площади, равной N . Целесообразно было предположить, что интенсивность взаимодействия льдин K зависит от их концентрации и толщины

$$K = \alpha\gamma HN(1 - \delta N). \quad (13)$$

Параметры α и δ подбирались при моделировании экспериментально. Их оптимальная величина оказалась равной $\alpha = 5 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}$, $\delta = 0,7$.

Известно, что концентрация льдин при дрейфе меняется, а в теплый период года на величину N дополнительно влияет таяние льда. Общий эффект влияния динамических и термических факторов на концентрацию льда учитывался уравнением

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\text{div}(NW) + (N - 1) \frac{\Phi N}{L\gamma H}. \quad (14)$$

Первый член правой части этого уравнения характеризует изменение N за счет пространственной неоднородности концентраций льда и неравномерности его дрейфа, а второй член определяет боковое таяние льдин и имеет место только при поступлении тепла из атмосферы на открытые участки воды, т. е. при $\Phi > 0$.

Адвекция льда при моделировании находилась по элементарной формуле

$$\frac{\partial H}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} \right), \quad (15)$$

расчеты по которой не являются затруднительными лишь при плавном изменении толщины льда. При дивергенции, когда в ледяном

покрове образуются участки чистой воды, плавность пространственного распределения H нарушается, что при вычислениях на сеточной области трудно учесть, особенно в районе кромки ледяного покрова.

В последнем случае полагалось существование скачка толщины льда, и адвективное изменение толщины льда по соответствующему направлению принималось равным величине этого скачка.

Поскольку дрейф и концентрация льда зависит от его толщины, то кроме адвекции H при моделировании состояния льда в холодный период года изменение его толщины вычислялось по уравнению (10), а во время таяния — по уравнению (16)

$$\frac{dH}{dt} = -\frac{1}{|L\gamma|} [B + c_p p \text{St}(\vartheta - \theta) V + L_n p D (q - q_0) V]. \quad (16)$$

Причем расчет по уравнению (16) проводился только в том случае, если вычисленное изменение толщины льда было отрицательным, т. е. происходило стаяние.

Кроме термических факторов, на среднюю толщину льда оказывают влияние сжатия и разрежения ледяного покрова. В первом случае в зонах конвергенции может происходить некоторое наложение льдов и расход массы на образование торосов, который в модели учитывается через избыточный прирост сплоченности льдин сверх предельной $N = 1$

$$\delta N_T = [N(t + \Delta t) - 1] e^{-aH}, \quad (17)$$

где a — эмпирический параметр.

В этой эмпирической формуле последним множителем учтено то обстоятельство, что толстые льды торосятся в меньшей степени, чем тонкие. Наиболее близким рассчитанный расход массы льда на торосообразование к фактическому оказался при $a = 0,3 \text{ м}^{-1}$. Предполагалось, что прочность льда гасит остальную часть избыточной сплоченности, приводя к уменьшению вычисленного дрейфа пропорционально модулю скорости движения льдин вдоль осей координат. В последнее время появились предложения исключить искусственное исправление скоростей дрейфа льда в зонах их конвергенции при $N = 1 + \delta N_T$ введением коэффициентов K , различающихся между собой по отношению к направлению дрейфа. Считается, что интенсивность взаимодействия льдин по направлению их дрейфа существенно больше, чем по нормали к вектору дрейфа. Это приводит к уменьшению скорости движения льдин при росте сплоченности.

В результате образования торосов происходит увеличение средней толщины льда \dot{H} . Оно достаточно просто вычисляется по формуле

$$\dot{H} = (1 + \delta N_T) H. \quad (18)$$

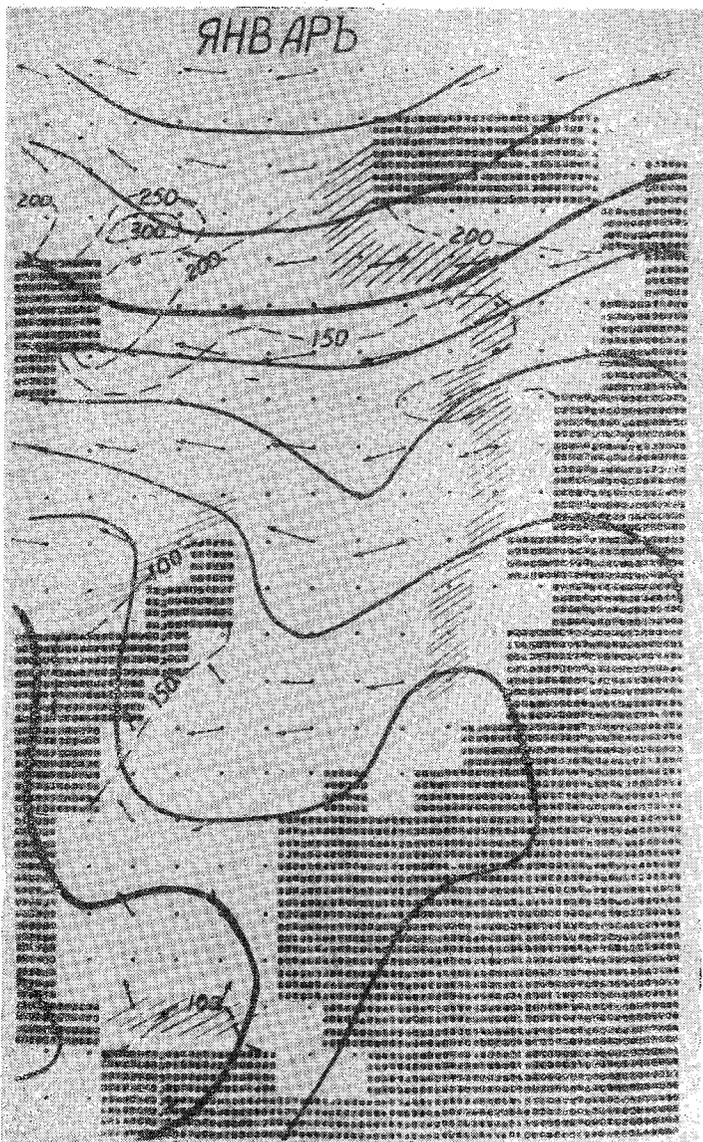


Рис. 2. Толщина льда в Карском море на конец зимнего периода.

Сплошные линии — изобары наземного давления; пунктир — изолинии толщины льда; стрелки — направление дрейфа льда; редкая штриховка — зоны дивергенции льда

В зонах дивергенции образующиеся участки чистой воды зимой покрываются молодым льдом, что приводит к уменьшению средней толщины льда, которое вычисляется аналогично указанному для зимнего периода

$$\dot{H} = NH. \quad (19)$$

Летом такого явления не наблюдается, и поэтому формула (19) используется только в том случае, когда $N < 1$ и изменение толщины льда, определяемое уравнением (16), отрицательное.

Итак, дрейф, сплоченность и толщина льда, оказываются тесно связанными между собой. В среднем увеличение сплоченности приводит к уменьшению скорости ветрового дрейфа и отклонению направления движения льда влево от движения одиночной льдины. Суша, припай и малоподвижные ледяные массивы существенно влияют на дрейф льда. При ветровой конвергенции потоков льда или его движении в направлении берега происходит рост его сплоченности, увеличение средней толщины льда и уменьшение скорости дрейфа, распространяющееся далеко от берега. При отжимном дрейфе появляются участки открытой воды, положение которых очень важно знать при планировании навигации. На рис. 2 показано вычисленное состояние ледяного покрова Карского моря с учетом эффектов конвергенции и дивергенции. Увеличенная средняя толщина льда в районе Земли Франца-Иосифа соответствует тористности льда примерно в 2 балла и вызвано характерным для этого года северо-западным дрейфом. В районе дивергенции средняя толщина льда оказалась пониженной.

Участки открытой воды, образующиеся в районах дивергенции льда, играют чрезвычайно большую роль при его таянии в летний период, так как они являются очагами аккумуляции лучистой энергии, которая частично расходуется на боковое таяние льдин, приводя к уменьшению их общей площади.

На рис. 3 приведен один из случаев моделирования состояния льда с учетом его дрейфа и таяния. Чрезвычайно важным является то обстоятельство, что представление ледяного покрова не пленкой вязкой жидкости, а совокупностью пластинок, толщина и общая площадь которых может меняться, позволяет моделировать не только общую кромку ледяного покрова, но и концентрацию льда. Сопоставление расчетных значений концентрации льдов в узлах сетки с наблюдаемыми показало, что в большинстве случаев разница между ними не превосходит 1—2 баллов.

По 240 рассчитанным картам состояния ледяного покрова на конец каждой декады за летние месяцы вычислялась общая площадь льда — ледовитость — для юго-западной и северо-восточной частей Карского моря и сравнивалась с наблюдаемой. Результаты этого сравнения в виде обеспеченности совпадения этих характеристик в пределах $\pm 20\%$ многолетней амплитуды колебаний ледовитости представлены в табл. 1 [2].

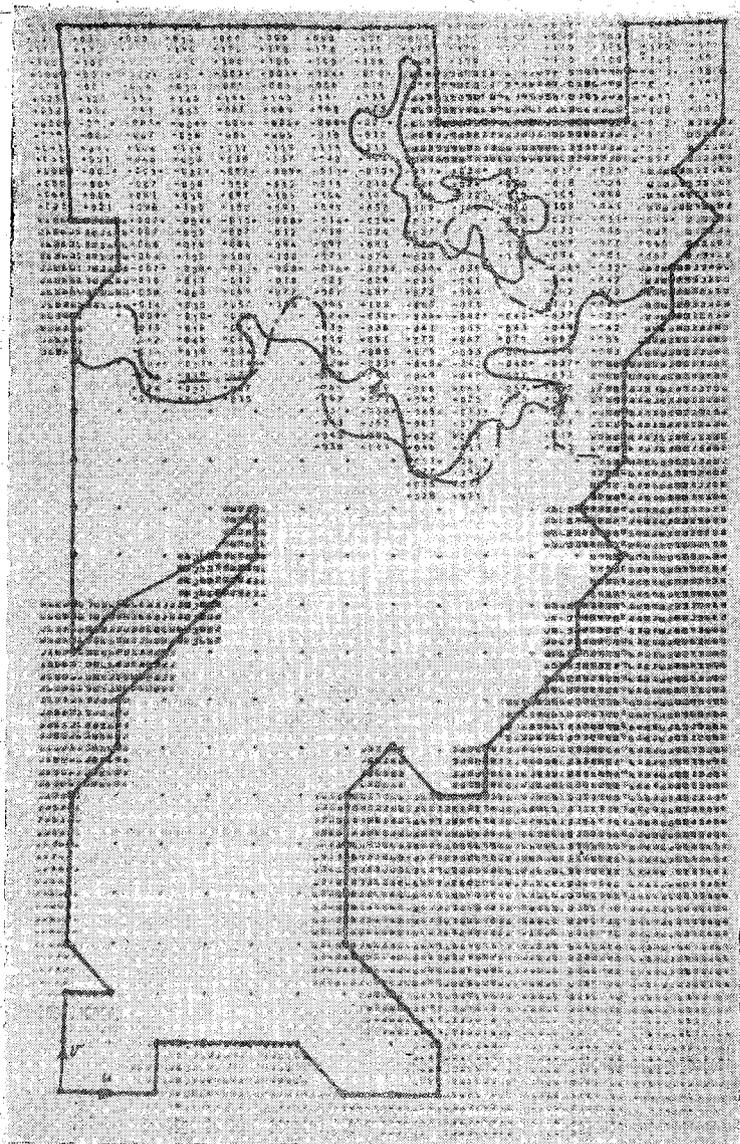


Рис. 3. Состояние ледяного покрова Карского моря в середине лета.

Обозначения информации в узле сетки по вертикали: первое число — h в десятых долях км в сутки, второе — h в десятых долях км в сутки, третье — H в см; четвертое — N в %. Узел без информации — лед отсутствует

Таблица 1

Обеспеченность метода расчета ледовитости в % (по декадам).
Карское море

Район	д е к а д а											
	Июнь			Июль			Август			Сентябрь		
	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3		
Юго-западная часть	85	80	80	70	80	75	80	75	80	90		
Северо-восточная часть	95	90	90	100	95	90	95	80	75	80		

Моделирование состояния ледяного покрова проводилось не только для отдельного моря, но и для всего Северного Ледовитого океана. Если в первом случае градиентные течения полагались известными и постоянными, то во втором они вычислялись по хорошо известной баротропной модели интегральной циркуляции. Результаты проведенных В. И. Сычевым [5] расчетов состояния ледяного покрова показали, что удается смоделировать области сплочений в районах положения основных массивов льда, летние зоны чистой воды или разреженного льда в морях. Общая вычисленная циркуляция льдов также оказалась близкой к полученной по наблюдениям.

При моделировании вычислялась масса льда, что позволило контролировать результаты расчетов и оценить количество льда, выносимого в Атлантический океан (табл. 2).

Таблица 2

Объем льда в Северном Ледовитом океане (тыс. км³)

Месяц	XI	XII	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX
Объем льда	15,1	16,9	19,0	20,4	20,9	21,0	20,8	19,2	17,1	15,0	13,9

Здесь В. И. Сычевым не учтены льды Канадского архипелага и моря Баффина, не принималось во внимание уменьшение их толщины из-за подтока тепла, обусловленного притоком теплых атлантических вод. Последнее, при моделировании состояния ледяного покрова за интервал времени не более года, по-видимому, не очень существенно влияет на результаты вычислений.

Выполненное С. В. Кочетовым [4] моделирование гидрологических процессов, в том числе и состояния ледяного покрова моря, на весь годовой цикл времени показало, что результаты расчетов можно использовать в качестве недостающей начальной информа-

ции для следующего цикла. Это очень важно для труднодоступных районов. Рассмотрение ледяного покрова как совокупности отдельных льдин позволяет моделировать участки открытой воды, через которые весной и летом происходит прогрев моря, интенсивность которого зависит, в частности, от поступления талой воды.

Моделирование также показало, что таяние льдов влияет не только на летний прогрев моря, но и на осенне-зимние гидрологические процессы. Как правило, в результате интенсивного таяния льда образуется резко выраженный поверхностный слой распрессенной воды, препятствующей распространению прогрета вглубь моря и способствующий раннему образованию льда. Таким образом, формирование бароклинности моря тесно связано с его ледовым режимом, и при дальнейшем совершенствовании математической модели это нужно принять во внимание.

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин Ю. П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. Л., Гидрометеиздат, 1969, 299 с.
2. Доронин Ю. П., Жукóвская Н. А., Сметанникова А. В. Испытание численной модели весенне-летнего перераспределения морского льда. Труды ААНИИ, 1971, т. 303, с. 36—45.
3. Доронин Ю. П., Карлин Л. Н., Балясников С. Б. Математическое моделирование формирования термоклина как продукта взаимодействия атмосферы и океана. Труды ААНИИ, 1974, т. 315, с. 69—74.
4. Кочетов С. В. Расчет годового цикла состояния льда в море. Труды ААНИИ, 1974, т. 307, с. 17—27.
5. Доронин Ю. П., Сычев В. И. Формирование ледяного покрова как продукта взаимодействия атмосферы и океана. «Проблемы Арктики и Антарктики», вып. 43—44, 1974, с. 18—27.

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЛУБИНЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ ОДНОРОДНОГО СЛОЯ ПЕРЕМЕШИВАНИЯ В ОКЕАНЕ

1. Введение

Верхний слой трения океана, характеризующийся интенсивным турбулентным перемешиванием, является важным звеном в системе взаимосвязанных процессов, объединяющих атмосферу и океан. Толщина этого слоя, охваченного ветровым дрейфовым течением, определяет и величину этого течения и теплозапас слоя, а следовательно, и активность этого слоя в процессах обмена количеством движения и количеством тепла с прилегающим пограничным слоем атмосферы.

В исследованиях, посвященных определению толщины верхнего слоя перемешивания в океане, можно отметить два подхода. Один из них основан на методе анализа размерностей [4], используя который автор получает для определения толщины слоя перемешивания h следующее выражение:

$$h \sim \frac{V_*^3}{qg\alpha} \psi \left(\frac{V_*^2 \lambda}{qg\alpha} \right), \quad (1)$$

где V_* — скорость трения на поверхности океана; $q = -\frac{P}{\rho c_p}$, P — турбулентный поток тепла в слое; $\lambda = 2\omega \cdot \sin \varphi$ — параметр Кориолиса; $\alpha = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ — коэффициент температурного расширения воды; $\psi \left(\frac{V_*^2 \lambda}{qg\alpha} \right)$ — функция, подлежащая экспериментальному определению.

Следует отметить, что выбранный параметр q , характеризующий турбулентный поток тепла, постоянный по глубине, зачастую определяет стратификацию всего слоя трения, особенно в условиях устойчивости, когда при наличии ярко выраженного темпе-

ратурного скачка турбулентный поток тепла вблизи поверхности может быть отрицательным ($P < 0$). Очевидно, более правильно отражает условия стратификации величина разности температур на поверхности T_0 и на нижней границе слоя T_h .

Другой подход основан на использовании системы уравнений движения совместно с уравнением баланса энергии турбулентности. Полагая коэффициент турбулентности неизменным по вертикали и пренебрегая диссипацией турбулентной энергии в уравнении баланса энергии турбулентности, Б. А. Каган [2] получил в явном виде выражение для определения глубины слоя трения в океане, связав его с параметрами атмосферы и с величиной среднего градиента плотности в этом слое. Очевидно, что пренебрежение диссипативным членом в уравнении баланса энергии турбулентности справедливо только в случае очень сильной устойчивости. Кроме того, априорное задание среднего градиента плотности в слое, при его быстром приспособлении к условиям обмена количеством движения и тепла с атмосферой, связано с большими погрешностями.

С учетом высказанных соображений, ниже предлагается выражение для определения глубины слоя трения, вытекающее из анализа размерностей с использованием результатов, вытекающих из интегральной модели пограничного слоя.

2. Основные уравнения и соотношения

Полагая, что глубина слоя трения определяется размерными параметрами V_* , β , λ и $\Delta\rho$ ($\beta = g/\rho$ — параметр плавучести, $\Delta\rho = \rho_h - \rho_0$ — перепад плотностей в слое), из анализа размерностей получаем

$$h(V_*, \lambda, \beta, \Delta\rho) \sim \frac{V_*}{\lambda} \psi_1 \left(\frac{\beta \Delta\rho}{\lambda V_*} \right), \quad (2)$$

где ψ_1 — функция безразмерного параметра $\delta = \frac{\beta \Delta\rho}{\lambda V_*}$, подлежащая определению.

В районе экватора, где можно исключить параметр Кориолиса из числа определяющих параметров, анализ размерностей дает следующее соотношение:

$$h(V_*, \beta, \Delta\rho) \sim \frac{V_*^2}{\beta \Delta\rho}. \quad (3)$$

В таком случае из (1) и (2) следует, что при $\lambda \rightarrow 0$ и $\Delta\rho \neq 0$ ($\delta \rightarrow \infty$):

$$\psi_1|_{\delta \rightarrow \infty} \sim \frac{1}{\delta}. \quad (4)$$

Для получения асимптотического поведения функции ψ_1 при малых δ (слабая стратификация) воспользуемся постановкой, предложенной в работе [8] для определения интегральных характеристик планетарного стратифицированного пограничного слоя атмосферы,

$$\left. \begin{aligned} k \frac{d^2 u}{dz^2} + \lambda v &= 0 \\ k \frac{d^2 v}{dz^2} - \lambda u &= 0 \end{aligned} \right\}; \quad (5)$$

$$\int_0^h k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz - \beta \int_0^h k \frac{\partial p}{\partial z} dz - \int_0^h c_1 \frac{b^2}{k} dz = 0; \quad (6)$$

$$k = c_2 h \sqrt{b}; \quad (7)$$

$$h = \pi \sqrt{\frac{2k}{\lambda}}; \quad (8)$$

$$k \frac{du}{dz} \Big|_{z>0} = V_*^2; \quad k \frac{dv}{dz} \Big|_{z>0} = 0, \quad (9)$$

$$u \Big|_{z>\infty} = v \Big|_{z>\infty} = 0. \quad (10)$$

Здесь: u, v — составляющие векторы скорости дрейфового течения; k — коэффициент турбулентного обмена; b — кинетическая энергия турбулентных пульсаций; c_1, c_2 — эмпирические константы (по данным пограничного слоя атмосферы $c_1 = 5; c_2 = 0,032$ [8]).

Характеристики турбулентности k и b полагаются неизменными по высоте. В рамках такой постановки из (5)—(8) и условий (9)—(10) нетрудно получить следующую зависимость, связывающую глубину слоя трения с внешними параметрами:

$$h = \left(\frac{m}{2} \right)^{1/4} \cdot 2\pi \cdot \frac{V_*}{\lambda} \left(\sqrt{1 + \varepsilon^2} - \varepsilon \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где

$$\varepsilon = \left(\frac{m}{2} \right)^{1/2} \cdot \frac{\beta \cdot \Delta p \cdot h}{\pi \cdot V_*^2}; \quad m = \frac{c_2^4 \pi^3}{c_1}.$$

Выражение (11) не дает необходимой асимптотики (3) при $\rightarrow 0$, и, следовательно, неприменимо в приэкваториальных широтах, но позволяет получить асимптотическое поведение функции ψ_1

при малых δ . Действительно, величина ε в (11) представляет собой следующее:

$$\varepsilon = \left(\frac{N}{D} \right)^{1/2} \cdot \frac{Q}{2N}, \quad (12)$$

где Q , N , D — интегральные по слою значения работы сил плавучести, продукции и диссипации энергии турбулентности соответственно.

Использование интегральной модели возможно, по-видимому, лишь для слабо стратифицированных условий, когда затраты энергии турбулентности во всем слое на преодоление сил плавучести (или дополнительный приток энергии) по крайней мере не превышают энергии диссипации (или продукции). В любом из этих двух случаев из (12) видно, что $|\varepsilon| < 0,5$. Это дает основание представить (11) в виде

$$h = 2\pi \left(\frac{m}{2} \right)^{1/4} \frac{V_*}{\lambda} [1 - \varepsilon_0 + O(\varepsilon_0^2)], \quad (13)$$

где $\varepsilon_0 = \left(\frac{m}{2} \right)^{3/4} \cdot \delta$.

Из уравнений (2) и (13) получаем

$$\psi_1 \Big|_{\delta \ll (2/m)^{3/4}} \sim 1 - \varepsilon_0 + O(\varepsilon_0^2). \quad (14)$$

В качестве функции $\psi_1(\delta)$, монотонной и непрерывной, удовлетворяющей условиям (4) и (14), может быть выбрана функция

$$\psi_1(\delta) \sim \frac{1}{1 + \left(\frac{m}{2} \right)^{3/4} \cdot \delta}. \quad (15)$$

В таком случае

$$h = c \frac{V_*}{\lambda} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{m}{2} \right)^{3/4} \cdot \delta}. \quad (16)$$

Из уравнений (13) и (16) при $\delta = 0$ следует

$$c = 2\pi \cdot \left(\frac{m}{2} \right)^{1/4}. \quad (17)$$

На экваторе

$$h = 2\pi \cdot \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \frac{V_*^2}{\beta \cdot \Delta\rho}. \quad (18)$$

Используя аналогичный подход для оценки средней интегральной величины коэффициента турбулентного обмена в слое трения, а именно, полагая

$$k(V_*, \lambda, \beta, \Delta\rho) \sim \frac{V_*^2}{\lambda} \psi_2(\delta)$$

и используя асимптотическое поведение k на экваторе $k(V_*, \lambda, \Delta\rho) \sim V_*^2/\beta\Delta\rho$ и вне экватора при слабой стратификации, получим

$$k = \frac{c^2}{2\pi^2} \cdot \frac{V_*^2}{\lambda} \left[1 + 2 \left(\frac{m}{2} \right)^{3/4} \cdot \delta \right]^{-1}$$

В выражении (16) скорость трения V_* может быть определена по данным метеорологических наблюдений или прогноза с помощью одной из известных моделей либо приводного, либо пограничного слоя атмосферы [1, 6, 7]. Например, использование модели [7] позволяет выразить касательное напряжение на поверхности через геострофический ветер G и геострофический коэффициент трения χ — известную из [7] функцию динамического параметра атмосферы над морем $B = g/\lambda G$ и параметра стратификации

$$\mu = \frac{\kappa^2 g P_0}{\rho_a c_{p a} \cdot \lambda \cdot V_{*a}^2},$$

а именно

$$V_* = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho}} \cdot V_{*a} = \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho}} \kappa \cdot G \cdot \chi(B, \mu).$$

В таком случае

$$h = c \cdot \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho}} \cdot \frac{\kappa G}{\lambda} \cdot \chi(B, \mu) \left[1 + \left(\frac{m}{2} \right)^{3/4} \cdot \delta \right]^{-1}.$$

Для определения же величины $\Delta\rho$, которую будем полагать пропорциональной разности температур в слое (с коэффициентом пропорциональности $\alpha = 2 \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$ [9]):

$$\rho_h - \rho_0 = \alpha(T_0 - T_h) \approx \alpha \cdot \Delta T$$

следует, очевидно, рассмотреть процессы теплообмена слоя трения моря с атмосферой.

Интегрируя уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = -\frac{1}{\rho c} \frac{\partial R}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial T}{\partial z} \quad (19)$$

по вертикали от σ до $h + \sigma$ (где $z = \sigma(x, y, t)$ — положение свободной поверхности) с использованием термической модели однородного слоя (подобно [3, 11]),

при $z < h(t) + \sigma(t) \rightarrow T = T_0(t),$ (20)

при $z = h(t) + \sigma(t) \rightarrow T = T(t, h)$ — заданная функция;
уравнения неразрывности:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (21)$$

условия на поверхности:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = w_0 - \left(u_0 \frac{\partial \sigma}{\partial x} + v_0 \frac{\partial \sigma}{\partial y} \right) \quad (22)$$

и полагая $k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} = 0$ и $R \Big|_{z=h} = 0$ получим следующее уравнение:

$$\begin{aligned} h \frac{\partial T_0}{\partial t} + (T_0 - T_h) \left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h + \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) + U_x \frac{\partial T_0}{\partial x} + U_y \frac{\partial T_0}{\partial y} = \\ = \frac{1}{\rho c} (R_0 + \tilde{P}_0), \end{aligned} \quad (23)$$

где $U_x = \int_{\sigma}^{h+\sigma} u dz$; $U_y = \int_{\sigma}^{h+\sigma} v dz$ — составляющие полного потока в слое трения, R_0 — приходящая коротковолновая радиация, \tilde{P}_0 — турбулентный поток тепла у поверхности. Величина $\left(w_h - \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right)$ — есть вертикальная скорость частицы на глубине слоя трения относительно вертикальной скорости перемещения поверхности, равная, на основании (21) и (22):

$$w_h - \frac{\partial \sigma}{\partial t} = - \left(\frac{\partial}{\partial x} U_x + \frac{\partial}{\partial y} U_y \right) = - \operatorname{div} \vec{U}.$$

Очевидно, что изменение температуры T_0 за счет второго слагаемого в (23) возможно только в случае, когда $\left(\frac{\partial h}{\partial t} - w_h + \frac{\partial \sigma}{\partial t} \right) > 0$,

поэтому можем записать

$$\begin{aligned} h \frac{\partial T_0}{\partial t} + \Lambda (T_0 - T_h) \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{U} \right) + U_x \frac{\partial T_0}{\partial x} + U_y \frac{\partial T_0}{\partial y} = \\ = \frac{1}{\rho c} (R_0 + \tilde{P}_0), \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\Lambda = \begin{cases} 1 & \text{при } \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{U} \right) > 0 \\ 0 & \text{при } \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{U} \right) < 0. \end{cases}$$

Величина \tilde{P}_0 , определяемая из условия баланса тепла на поверхности:

$$\tilde{P}_0 = -\varepsilon_{эф} - P_0 - LE_0, \quad (25)$$

(где $\varepsilon_{эф}$ — эффективное излучение поверхности моря, P_0 — турбулентный поток тепла в атмосфере, LE_0 — турбулентный поток тепла при испарении), зависит от T_0 и параметров атмосферы, поэтому уравнения (16) и (24) определяют две неизвестные величины T_0 и h .

Расчет турбулентных потоков тепла и влаги в атмосфере будем производить на основании известных моделей [7]:

$$P_0 = \kappa V_{*a} \rho_a c_{pa} \frac{\theta_0 - \theta_n - H \cdot \Gamma}{\ln H/z_0}, \quad (26)$$

$$LE_0 = L \kappa V_{*a} \rho_a \frac{q_m(T_0) - q_n}{\ln H/z_0}. \quad (27)$$

Здесь $V_{*a} = \sqrt{\rho/\rho_a} \cdot V_*$; ρ_a , c_{pa} — плотность, удельная теплоемкость воздуха, соответственно; H , q_n , θ_n , Γ — высота пограничного слоя, влажность, потенциальная температура и ее градиент на этой высоте, соответственно; $z_0 = 0,035 \cdot V_{*a}^2/g$ — параметр шероховатости поверхности, определяемый по Чарноку [10]; $q_m(T_0)$ — влажность насыщения у поверхности; κ — постоянная Кармана; L — удельная теплота парообразования.

3. Проверка модели

На рис. 1 приведено сравнение результатов расчета по формуле (16) с данными наблюдений экспедиции «ТРОПЭКС-72» и материалами [12]. При обработке экспериментальных данных и при использовании расчетной формулы в качестве h и T_n принимались значения, соответствующие точке перегиба кривой $T(z)$ на реальном профиле, т. е. точке, в которой $\partial^2 T/\partial z^2 = 0$. Как видно, согласие результатов расчета с экспериментом удовлетворительное. При разности температур $\Delta T > 5^\circ$ и $U_* < 1$ см/с для широт ниже 5° с достаточной точностью можно пользоваться выражением (18).

Следует отметить, что оценка высоты пограничного слоя атмосферы в экваториальной зоне по формуле (18), в которой в этом случае следует положить

$$\frac{g}{\rho_a}(\rho_n - \rho_{a0}) = \frac{g}{\theta}(\theta_n - \theta_0),$$

(где θ — потенциальная температура воздуха) с использованием данных метеорологических наблюдений ТРОПЭКС-72 дает значения $\approx 700 \div 800$ м, согласующиеся с существующими представлениями об этой величине.

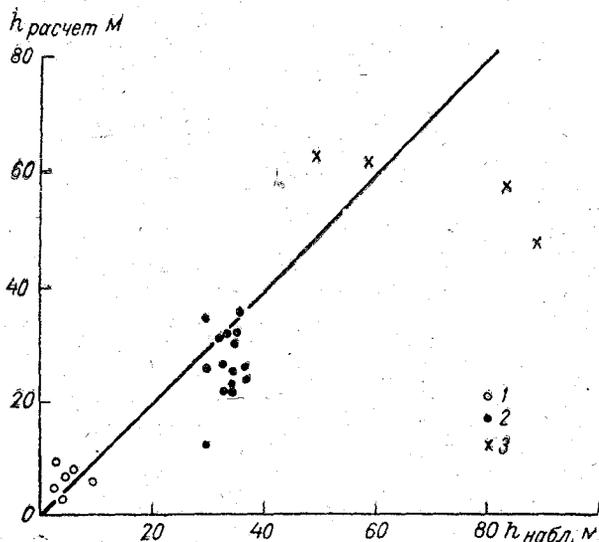


Рис. 1. Сопоставление результатов расчета величины h по формуле (16) с данными наблюдений для различных широт:

1 — $\varphi = 60^\circ$; 2 — $\varphi = 7,5^\circ$; 3 — $\varphi = 0^\circ$

Проследим теперь процесс изменения однородного слоя перемешивания, квазистационарный в плане динамических характеристик и нестационарный в отношении формирования его температуры. В качестве примера будем рассматривать горизонтально однородные условия. Тогда вместо (23) будем иметь

$$h \frac{\partial T_0}{\partial t} + \Lambda(T_0 - T_h) \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\rho c} (R_0 - \epsilon_{эф} - P_0 - LE_0). \quad (28)$$

Значение T_h и ее изменчивость, зависящие от процессов, происходящих в нижележащих слоях океана, определяется временными масштабами, существенно большими, чем в слое трения, и поэтому принимается нами известной функцией глубины h и времени. Эта зависимость может быть представлена, например, в виде

полинома n -ой степени по h с коэффициентами, зависящими от времени. Для тропических широт, которые мы будем рассматривать в наших примерах, сезонный ход ниже слоя трения несущественен, и коэффициенты можно считать независящими от времени. Анализ реальных профилей температуры ниже однородного слоя по данным ТРОПЭКС-72 позволяет принять линейную аппроксимацию:

$$T_h = a - b \cdot h. \quad (29)$$

Система уравнений (16) и (28) — (29) решается численно при известных начальных условиях, а также значений параметров: λ , V_{*a} , θ_n , q_n , Γ , a , b и радиационного баланса поверхности $r = R_0 - \epsilon_{\text{эф}}$.

Расчеты были проведены для трех примеров.

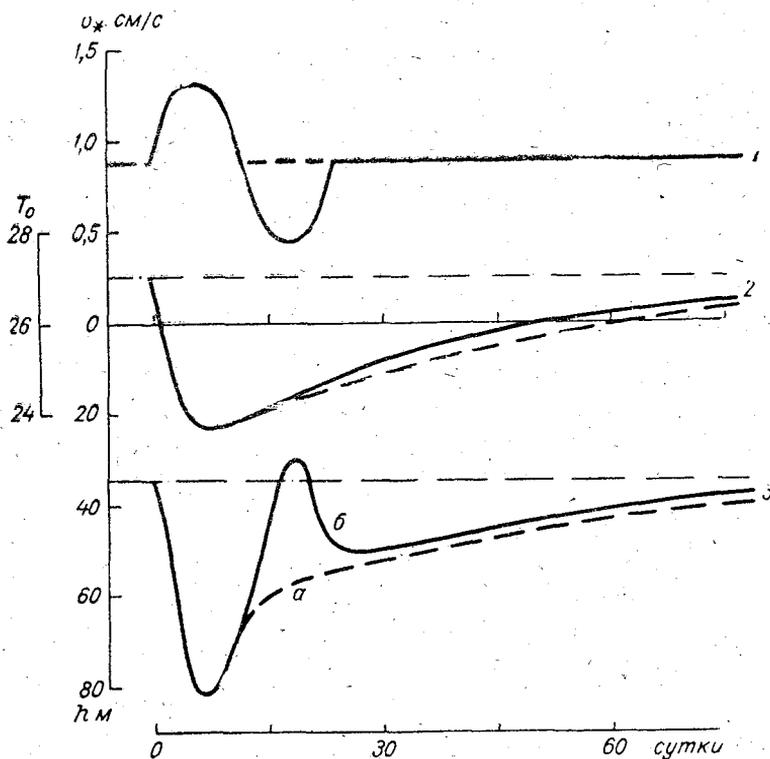


Рис. 2. Изменение глубины однородного слоя (кривые 3) и его температуры (кривые 2) при изменении касательного напряжения на поверхности океана (кривые 1).

Первые два примера (рис. 2а, б) иллюстрируют реакцию однородного слоя на изменение динамического воздействия (V_{*a}). В начальный момент времени $t=t_0$ система воздух—вода (пограничные слои) находилась в состоянии равновесия, так что

$\partial T_0/\partial t=0$, $\partial h/\partial t=0$; при этом $V_{*a} = V_{*a}^\circ$. Начиная с момента времени t_0 , динамическая скорость меняется по закону

$$V_{*a} = V_{*a}^\circ + \Delta V_{*a} \cdot \sin \frac{\pi n}{12},$$

где n — число суток, прошедших с момента $t=t_0$. В случае 1а изменение величины V_{*a} происходит до значения $n=12$ (полпериода), а в случае 1б — до $n=24$; далее V_{*a} сохраняет начальное значение V_{*a}° . Числовые значения внешних параметров следующие: $V_{*a}^\circ = 25$ см/с; $\Delta V_{*a} = 12,5$ см/с; $r = 500$ кал·см⁻²·сутки⁻¹; $\theta_n + \Gamma H = 25^\circ$; $q_n = 0,013$; $\lambda = 1,3 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, $a = 25^\circ$; $b = 0,0324$.

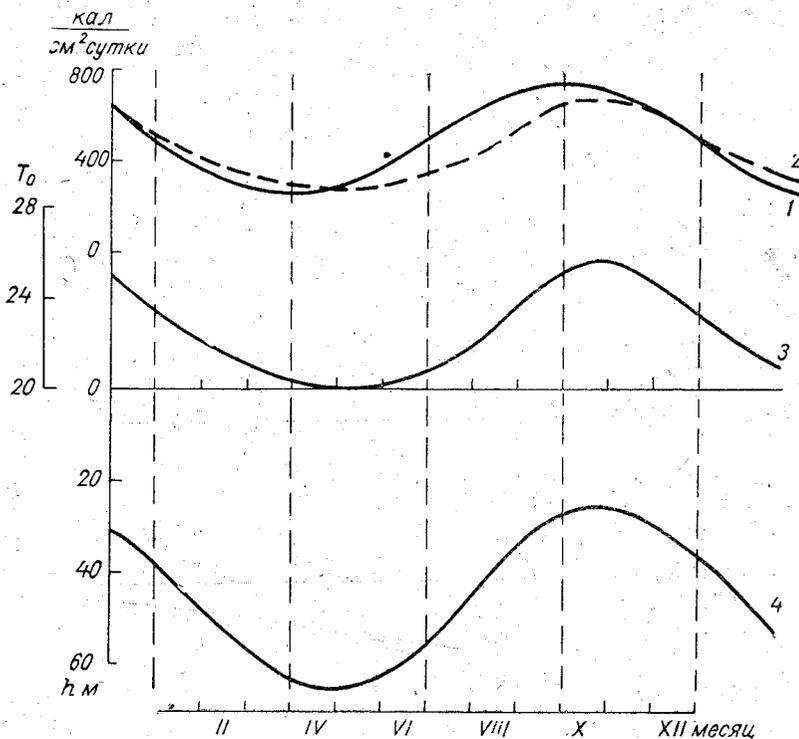


Рис. 3. Изменение глубины однородного слоя (кривая 4), его температуры T_0 (кривая 3) и потока тепла в атмосферу $P_0 + LE_0$ (кривая 2) при изменении радиационного баланса поверхности (кривая 1).

Как видно из рисунка, глубина слоя трения быстро реагирует на изменение V_* , правда, с существенной асимметрией в области возросших значений h , что связано с потерей значительного количества тепла при перемешивании с более холодными нижележащими слоями. После перемешивания начинается процесс медлен-

ного накопления тепла из атмосферы с восстановлением первоначальных значений температуры и глубины слоя. Процесс восстановления занимает довольно длительный промежуток времени (около двух месяцев).

Третий пример (рис. 3) отражает влияние периодически изменяющегося радиационного баланса на временной ход рассчитываемых характеристик. Расчет ведется до установления периодичности решения при начальных условиях, вообще говоря, произвольных, но достаточно близких к реальным условиям. Внешние параметры: $r(t) = (500 - 250 \cdot \sin \pi n / 180)$ кал·см⁻²·сутки⁻¹; $V_{*a} = 25$ см/с; $\theta_n + \Gamma \cdot H = 23^\circ$; $q_n = 0,008$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹; $a = 21,5$; $b = 0,029$.

Глубина слоя и температура, согласованные по фазе в экстремальных точках, отстают по фазе от соответствующих экстремумов функции $r(t)$ примерно на месяц. Глубина колеблется в пределах от 26 до 66 м, температура слоя — от 20 до 26°.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1970, 292 с.
2. Каган Б. А. О расчете глубины слоя трения в море. Труды ГГО, 1962, вып. 127, с. 93—98.
3. Каменкович В. М. Об одной модели для определения температуры поверхности океана. «Океанология», 1969, т. IX, вып. 1, с. 38—43.
4. Китайгородский С. А. К теории турбулентного перемешивания в море в связи с расчетом толщины верхнего изотермического слоя. Труды ИОАН, 1961, т. 52, с. 3—86.
5. Китайгородский С. А., Волков Ю. А. О параметре шероховатости морской поверхности и расчете турбулентных потоков количества движения в приводном слое атмосферы. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 9, с. 973—988.
6. Лайхтман Д. Л. Динамика пограничных слоев атмосферы и моря с учетом взаимодействия и нелинейных эффектов. Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1966, т. 2, № 10, с. 1017—1025.
7. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы. Л., Гидрометеоздат, 1970, 341 с.
8. Лайхтман Д. Л., Мельникова И. И. К вопросу о расчете интегральных характеристик планетарного пограничного слоя. «Метеорология и гидрология», 1969, № 1, с. 30—35.
9. Линейкин П. С. Ветровая и термохалинная циркуляция в океане. ДАН СССР, 1961, т. 138, № 6, с. 1341—1344.
10. Charnok H. Wind stress on a water surface. Quart. J. Roy. Met. Soc., 1955, vol 81, № 350.
11. Kraus E. B., Turner J. S. A one-dimensional model of the seasonal thermocline. Tellus, 1967, vol. 19, № 1.
12. Data processing and oceanographic data, 1973. Meddelärde fran Havsfiskelaboratoriet—Lysekil, 1973, № 156.

О СКОРОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ГЛУБИНЫ ЗАЛЕГАНИЯ НИЖНЕЙ ГРАНИЦЫ КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ ОКЕАНА

Для прогноза температуры поверхности океана многие авторы [2, 3, 4, 5 и др.] считают целесообразным использовать экспериментально хорошо известный факт существования квазиоднородного слоя воды, в котором с большой точностью выполняется равенство

$$T(t, x, y, z) = T_h(t, x, y) = \frac{1}{h} \int_0^h T(t, x, y, z) dz,$$

где T — фактическая температура воды; T_h — некоторая средняя, не зависящая от глубины, температура; h — толщина квазиоднородного слоя.

При этом в качестве уравнения, определяющего временной ход T_h , обычно привлекают уравнение теплового баланса квазиоднородного слоя, которое записывают в виде:

$$h \frac{\partial T_h}{\partial t} + S_x \frac{\partial T_h}{\partial x} + S_y \frac{\partial T_h}{\partial y} = q_0 - q_h. \quad (1)$$

Здесь $S_x = \int_0^h u dz$, $S_y = \int_0^h v dz$, $\vec{u} = \{u, v\}$ — скорости течения;

q_0 — поток тепла вглубь океана от его поверхности; q_h — турбулентный поток тепла на нижней границе квазиоднородного слоя океана.

В работе [5] автор предлагает для нахождения функций h и q_h учитывать условия согласования решений уравнений турбулентного теплопереноса и неразрывности на поверхности разрыва производных от скоростей течения, температуры и турбулентного потока тепла, поскольку даже беглый взгляд на термобатиграммы деятельного слоя океана отчетливо показывает, что границей квазиоднородного слоя является поверхность разрыва градиента температуры воды.

Была введена скорость перемещения поверхности такого разрыва по частицам жидкости — n и тогда уравнение для прогноза толщины квазигомогенного слоя принимало вид

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y} = n, \quad (2)$$

а поток тепла q_h определялся равенством

$$q_h = n (T_h - T_N), \quad (3)$$

в котором T_N обозначает температуру глубинных, нетурбулентных слоев воды.

Величину n автор на основе соображений размерности связывал с энергией турбулентности b_h на нижней границе квазигомогенного слоя соотношением

$$n \sim \sqrt{b_h}. \quad (4)$$

Цель настоящей статьи состоит в том, чтобы, применяя технику анализа условий согласования, описанную в [5], к уравнениям полуэмпирической теории турбулентности, обосновать соотношение (4).

Приведем систему уравнений, которая в настоящее время применяется в задачах динамики пограничных слоев атмосферы и океана [1, 3]:

$$\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = lv - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = -lu - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y}, \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = g\rho, \quad (5.3)$$

$$\tau_{xz} \frac{\partial u}{\partial z} + \tau_{yz} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{g}{\rho} \overline{\rho'w'} + \frac{\partial \overline{b'w'}}{\partial z} + c \frac{b^2}{k} = 0, \quad (5.4)$$

$$\tau_{xz} = -k \frac{\partial u}{\partial z}, \quad (5.5)$$

$$\tau_{yz} = -k \frac{\partial v}{\partial z}, \quad (5.6)$$

$$\overline{b'w'} = -\alpha_b k \frac{\partial b}{\partial z}. \quad (5.7)$$

Первые три уравнения системы (5) — уравнения движения, упрощенные согласно общепринятым в океанологии предположениям, при обозначениях: τ_{xz} , τ_{yz} — составляющие тензора турбулентных напряжений; ρ , p — плотность и давление воды. Уравнение (5.4) служит для определения энергии турбулентных пульсаций — b , в нем $\overline{\rho'w'}$ — турбулентный поток массы, $\overline{b'w'}$ — описывает «диффузию» энергии турбулентности; k — коэффициент турбулентности. Равенства (5.5), (5.6), (5.7) связывают напряжения и деформации в турбулентном потоке. Величины g , l , α_b , c — постоянные, значения которых приведены, например, в [1]. Ограничимся таким кратким описанием системы уравнений вследствие ее широкой известности [1, 3].

Предположим теперь, что функции τ_{xz} , τ_{yz} , \vec{u} , ρ , p , $\overline{\rho'w'}$, $\overline{b'w'}$, b непрерывны вместе со своими производными всюду, кроме нижней границы квазиоднородного слоя океана, которая, как мы будем считать, имеет уравнение $z=h(t, x, y)$. На этой поверхности производные имеют разрыв.

Введя оператор скачка, как указано в работе [5], по формуле

$$[f] = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} (f(t, x, y, h - \varepsilon) - f(t, x, y, h + \varepsilon)),$$

где f — производная функция, получим из уравнения (5.3), что $\left[\frac{\partial p}{\partial z}\right] = 0$, а с помощью последнего из уравнений (5.1) и (5.2) условия

$$\left[\frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z}\right] = \left[\frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z}\right] = 0. \quad (6.1)$$

При их выводе использованы условия кинематического согласования

$$\left[\frac{\partial f}{\partial s}\right] = -\frac{\partial h}{\partial s} \left[\frac{\partial f}{\partial z}\right],$$

где $s=t, x, y$, подробно описанные в работе [5]

Из уравнения (5.4) аналогичными методами легко получить условия вида

$$\tau_{xh} \left[\frac{\partial u}{\partial z}\right] + \tau_{yh} \left[\frac{\partial v}{\partial z}\right] + \left[\frac{\partial \overline{b'w'}}{\partial z}\right] + cb_h^2 \left[\frac{1}{k}\right] = 0. \quad (6.2)$$

Равенства (5.5) — (5.7) с учетом предположения о непрерывности турбулентных потоков можно представить так:

$$\tau_{xh} = -\frac{1}{\left[\frac{1}{k}\right]} \left[\frac{\partial u}{\partial z}\right], \quad (6.3)$$

$$\tau_{yh} = - \frac{1}{\left[\frac{1}{k} \right]} \left[\frac{\partial v}{\partial z} \right], \quad (6.4)$$

$$b' w'_h = - \frac{\alpha_b}{\left[\frac{1}{k} \right]} \left[\frac{\partial b}{\partial z} \right]. \quad (6.5)$$

Последние позволяют преобразовать (6.2) в другую форму

$$\tau_{xh}^2 + \tau_{yh}^2 + \frac{1}{\left[\frac{1}{k} \right]} \left[\frac{\partial b' w'}{\partial z} \right] + c b_h^2 = 0. \quad (6.6)$$

Совокупность условий (6) согласования решений системы (5) на поверхности разрыва их первых производных получена из незамкнутой системы уравнений. В полуэмпирической теории турбулентных пограничных слоев для замыкания системы уравнений типа (5) используется гипотеза о связи членов b и k через масштаб энергии турбулентности, предложенная Д. Л. Лайхтманом и С. С. Зилитинкевичем [1]. Однако эта гипотеза, очень хорошо описывающая случаи развитой турбулентности, неприменима к условиям вырождающейся и перемежающейся турбулентности, которая, как показывают эксперименты, имеет место ниже квазиоднородного слоя в так называемом сезонном термоклин. В работе [5] для замыкания системы условий (6) привлекаются аппроксимационные формулы вида

$$f = f_T \gamma + f_N (1 - \gamma), \quad (7)$$

в которых f_T , f_N — значения некоторой осредненной функции f , характерные для сплошь турбулентного (f_T) и нетурбулентного (f_N) потоков. Весовую функцию γ автор работы [5] предлагает интерпретировать как коэффициент перемежаемости и считает ее также имеющей разрыв производной на поверхности $z = h(t, x, y)$.

Из этих соображений вытекает, что скачки производных от f на поверхности их разрыва связаны со скачком производной от z соотношением

$$\left[\frac{\partial f}{\partial z} \right] = (f_T - f_N) \left[\frac{\partial \gamma}{\partial z} \right], \quad (8)$$

применяя которое нетрудно преобразовать условия (6) к виду

$$(\tau_{xh})_h = (\tau_{xh})_N, \quad (8.1)$$

$$(\tau_{yh})_h = (\tau_{yh})_N, \quad (8.2)$$

$$\tau_{xh}^2 + \tau_{yh}^2 + (\overline{b'w'_h} - \overline{b'w'_N}) \cdot n + cb_h^2 = 0, \quad (8.3)$$

$$\tau_{xh} = -n(u_h - u_N), \quad (8.4)$$

$$\tau_{yh} = -n(v_h - v_N), \quad (8.5)$$

$$\overline{b'w'_h} = -\alpha_b n (b_h - b_N), \quad (8.6)$$

$$n = \frac{1}{\left[\frac{1}{k} \right]} \left[\frac{\partial \gamma}{\partial z} \right]. \quad (8.7)$$

Отметим, что в условиях (8) нижний индекс $(f)_\tau$ заменен на индекс $(f)_h$ в соответствии с анализом, проделанным в работе [5].

Учитывая, что в нетурбулентной толще океана турбулентные напряжения и «диффузия» энергии турбулентности очень малы, предполагаем, что

$$(\tau_{xh})_N = (\tau_{yh})_N = (\overline{b'w'_h})_N = 0. \quad (9)$$

Последнее приводит к необходимости считать, что $\tau_{xh} = \tau_{yh} = 0$, то есть $u_h = u_N$, а $v_h = v_N$. Эти условия удовлетворяются, если квазигомогенный слой толще экмановского, и не противоречат современным представлениям теоретической океанологии.

Учитывая вышеуказанное, можно на основе условий (8.3) и (7) получить равенство

$$cb_h^2 - \alpha_b n^2 (b_h - b_N) = 0. \quad (10)$$

Здесь b_N представляет собой энергию пульсаций, происходящих за счет внутренних волн. Поскольку включить эту величину в модели теплопереноса в деятельном слое океана пока представляется весьма затруднительным, естественно рассмотреть случай полного отсутствия внутренних волн. Тогда из (10) легко получить

$$n^2 = \frac{c}{\alpha_b} b_h, \quad (11)$$

что с точностью до знака совпадает с выражением типа (4) для скорости перемещения поверхности разрыва производных от осредненных функций в турбулентном потоке, приведенном в работе [5] на основе соображений размерности. Для пояснения смысла равенства (11) воспользуемся следующей аналогией. Известно, что поверхности разрыва производных в сплошной среде переносятся со скоростью распространения возмущений. Таким образом, поскольку величина $\sqrt{b_h}$ представляет собой среднюю квадратичную скорость турбулентных пульсаций, она является и характерной

скоростью переноса возмущений. А так как в работе [5] показано, что величина n , определяемая равенством (8.7), как раз и представляет собой скорость перемещения поверхности разрыва производных в турбулентной жидкости, то связь ее с энергией турбулентности вида (11), несомненно, имеет физический смысл.

Укажем еще на конкретное приложение равенства (11): С учетом его легко получить выражение для «диффузии» энергии турбулентности на нижней границе квазиоднородного слоя из условия (8.6). Оно будет иметь вид

$$\overline{b'w'_h} = -\frac{\alpha_b^2}{c} n^3. \quad (12)$$

С помощью равенства (12) путем интегрирования уравнения баланса энергии турбулентности (5.4) по всей толще квазиоднородного слоя легко получить уравнение

$$\frac{\alpha_b^2}{c} n^3 - \frac{g}{\rho_h} \int_0^h \overline{\rho'w'} dz + c \int_0^h \frac{b^2}{k} dz - (\tau_{x0}u_0 + \tau_{y0}v_0 + \overline{b'w'_0}) = 0,$$

где величины, содержащие нижний индекс нуль, относятся к поверхности океана. Это уравнение в работе [5] применено для определения скорости углубления квазиоднородного слоя океана. Автор считал тогда, что оно непригодно для расчетов скорости обмеления этого слоя, вследствие того, что использовал вместо выражения (11) выражение вида (4). В свете проделанных выкладок это ограничение снимается и предлагаемая в работе [5] модель расчета T_h и h становится применимой в течение всего года, что резко увеличивает ее практическую ценность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л., Монин А. С. Динамика пограничного слоя атмосферы. Обзор. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1967, т. 3, № 3, с. 297—333.
2. Каменкович В. М. Об одной модели для определения температуры поверхности океана. «Океанология», 1969, т. 9, вып. 1, с. 38—43.
3. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеиздат, 1970, 284 с.
4. Миропольский Ю. З. Нестационарная модель слоя конвективно-ветрового перемешивания в океане. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 12, с. 1284—1294.
5. Русин И. Н. Об одном способе расчета толщины квазиоднородного слоя океана. Труды ГГО, 1973, вып. 315, с. 123—138.

О ВЛИЯНИИ ВИДА БАРИЧЕСКИХ ОБРАЗОВАНИЙ НА РАЗГОНЫ ВЕТРОВЫХ ВОЛН И ИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Изучение изменчивости ветровых волн при квазистационарных процессах является важной теоретической и практической задачей. Инструментальные наблюдения, осуществленные в последние два десятилетия, выявили определенные статистические закономерности в наблюдаемом разнообразии волн.

Применение математической статистики и теории вероятностей к анализу данных инструментальных наблюдений позволило записать аналитический вид функции распределения элементов волн. Однако численно эти функции, полученные различными авторами [1, 2] на различных материалах наблюдений, несколько различаются. Причина этому, по нашему мнению, в том, что при обработке материалов наблюдений не учитывались физические причины разнообразия волн и не проводилась соответствующая сортировка материалов.

Следствием этого явилось то, что механизм появления разнообразных по своим размерам волн в настоящее время полностью не раскрыт.

В ранее опубликованных работах [3, 4, 5] было высказано предположение о том, что причиной изменчивости ветровых волн за длительные промежутки времени (месяц, сезон, год) является изменчивость волнообразующих факторов: скорости ветра w ; длины разгона x и продолжительности действия ветра t . Под разгоном понималась длина ветрового потока над морем кривизной 25° , т. е. то расстояние, на котором могут развиваться волны. В каждом конкретном случае действительная длина разгона, т. е. расстояние на котором растут волны, может не совпадать с длиной ветрового потока, а, в зависимости от продолжительности действия ветра, составлять только часть его.

В дальнейшем речь пойдет именно о длине ветровых потоков лишь для краткости называемых разгонами, а не о том действительном расстоянии, на котором развиваются волны.

В работе [3] была сделана первая попытка в установлении закономерностей в распределении длин ветровых потоков за длительные промежутки времени.

На основании обработки ежедневных синоптических карт было установлено, что закон распределения ветровых потоков и связь среднего значения ветрового потока со скоростью ветра имеет вид

$$F(K_x) = \exp[-(K_x)], \quad (1)$$

где

$$K_x = \frac{x}{x^*},$$

$$x^* = \frac{50 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}}{w \text{ м/с}}. \quad (2)$$

В соответствии с (1) [3] x^* имеет обеспеченность 37%

$$x_{50\%} = \frac{35 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}}{w \text{ м/с}}. \quad (3)$$

Если предположить, что распределение разгонов волн, т. е. расстояний, на которых развиваются волны при квазистационарном процессе, подчиняется закону (1), то на основании теории вероятностей могут быть получены законы распределения всех элементов волн, функционально связанных с разгоном [5, 6, 7].

Например, оказалось, что [5, 7]

$$F(K_{h50\%}) = \exp[-0,70(K_{h50\%})^2], \quad (4)$$

$$F(K_{\tau50\%}) = \exp[-0,70(K_{\tau50\%})^2]. \quad (5)$$

Так как средняя высота по наблюдениям имеет обеспеченность 46% [1], то для удобства последующего сопоставления запишем [5]

$$F(K_{h46\%}) = \exp[-0,78(K_{h46\%})^2]. \quad (6)$$

Выражение (6) совпадает с общепринятым выражением (7), полученным на основании инструментальных данных наблюдений [1, 2] и на основании теории вероятностей [8]

$$F\left(\frac{h}{\bar{h}}\right) = \exp\left[-\frac{\pi}{4}\left(\frac{h}{\bar{h}}\right)^2\right]. \quad (7)$$

До последнего времени считалось, что показатель степени при экспоненте для периодов равен 4 [1, 8], однако более тщательная обработка инструментальных материалов наблюдений позволила установить, что последний равен 3 [2].

Такое полное согласие выражений (5) и (6) [5, 7], полученных на основании закона распределения ветровых потоков (1), с аналогичными выражениями, полученными на основании данных наблюдений над элементами волн [2], подтверждает правильность высказанной гипотезы о том, что разнообразие элементов волн при квазистационарном процессе есть следствие разнообразия ветровых потоков.

Из вышесказанного следует, что для того, чтобы уточнить функции распределения элементов волн и зависимости элементов волн от волнообразующих факторов, необходимо в первую очередь заняться более тщательным исследованием самой функции распределения ветровых потоков (1) и связи между средними значениями (или значениями любой другой обеспеченности) ветровых потоков и скорости ветра (2). Необходимо выявить факторы, влияющие на них, например влияние широты места и вида барических образований: циклонов и антициклонов.

С целью выявления влияния указанных факторов использовались те же материалы [9], что и для получения выражений (1) и (2). По ежедневным синоптическим картам [9] для 198 точек Северной Атлантики, расположенных между 35° и 65° с. ш., в центрах квадратов со сторонами $2,5$ были вычислены скорости ветра для высоты 10 м над поверхностью моря, определены длины ветровых потоков и барическая ситуация (циклон, антициклон). Скорость ветра при этом изменялась в пределах от 8 до 30 м/с. Всего было сделано свыше $10\,000$ определений*.

С целью выявления влияния широты места все ветровые потоки для каждой скорости были сгруппированы по широтам $\varphi = 35-45^\circ$, $45-55^\circ$, $55-65^\circ$ с. ш. Для каждой группы вычислялись средние значения ветровых потоков x^* , соответствующие определенной градации скорости ветра. Результаты вычислений представлены на рис. 1 а, на основании которого казалось бы, можно было сделать вывод, что средние значения ветровых потоков зависят от широты места, так как значения x^* увеличиваются обратно пропорционально $\sin \varphi$, а обобщенная зависимость (2) соответствует средней широте $\varphi = 45-55^\circ = 50^\circ$.

Но возникает вопрос не сказалось ли при этом влияние циклонов и антициклонов?

Поэтому на следующем этапе все материалы, независимо от широты места, были разбиты на две группы, соответствующие циклонам и антициклонам.

С целью более тщательного анализа случаи, когда точки приходились на гребень или ложбину барического образования, отбрасывались.

Для каждой группы также были вычислены x^* в зависимости от градации скорости ветра, рис. 1, б.

* В обработке материалов принимал участие студент О. А. Трофимов.

И в этом случае заметна совершенно четкая зависимость средней величины ветрового потока x^* от барического образования: в циклонах x^* оказалось меньше примерно на 12—15%, чем по обобщенной зависимости (2), а в антициклонах примерно на ту же величину больше. Вместе с тем сопоставление рис. 1, а и 1, б показывает, что точки, расположенные между широтами $\varphi = 55—65^\circ$ с. ш., группируются вокруг зависимости, соответствующей циклонам, а точки, расположенные между 35° и 45° с. ш., группируются вокруг зависимости, соответствующей антициклонам.

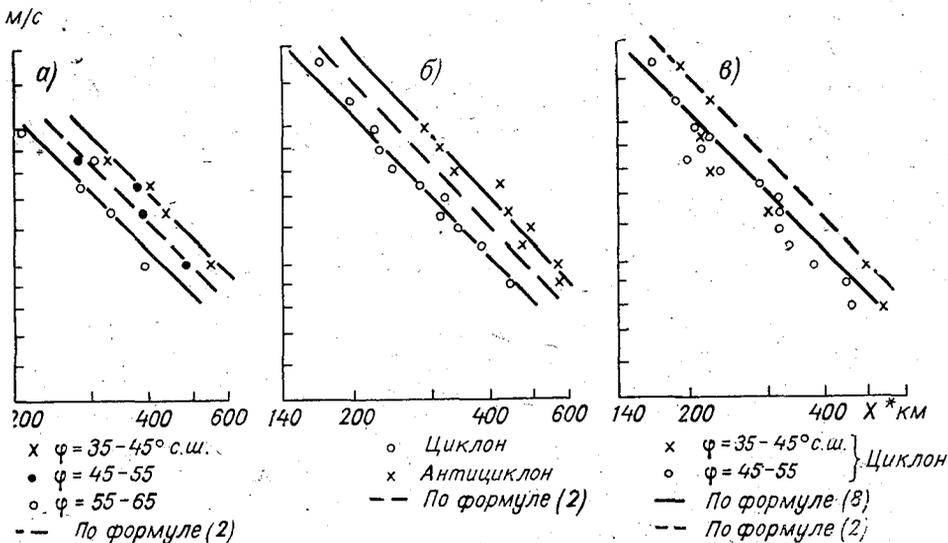


Рис. 1. Связь между скоростью ветра ω и средним разгоном x^* :
 а — для различных широт; б — для циклонов и антициклонов; в — для циклонов с учетом широты места

Из синоптической метеорологии известно, что широты $\varphi = 55—65^\circ$ с. ш. характеризуются усиленной циклонической деятельностью (Исландский минимум), в то время как для широты $\varphi = 35—45^\circ$ с. ш., наоборот, характерно преобладание антициклонической деятельности (Азорский максимум).

Таким образом раздельная обработка материалов не дает четкого ответа на поставленный вопрос: какой же фактор и в какой мере влияет на среднюю величину ветрового потока x^* ?

В связи с этим была проведена обработка материалов с учетом обоих факторов одновременно. Так как большая часть материалов относилась к циклонам, к тому же в этом случае охватывалось большее разнообразие скоростей ветра, то обработка материалов производилась только для циклонов, для двух наиболее различающихся широт $\varphi = 35—45^\circ$ с. ш. и $\varphi = 55—65^\circ$ с. ш., рис. 1 в.

Этот рисунок позволяет с полной определенностью утверждать, что решающим фактором является барическое образование (циклон или антициклон), так как почти все точки, даже для южных широт, легли ниже зависимости (2), полученной на основании обобщений всех материалов.

К тому же этот фактор является единственным. Широта места не оказывает влияния на величину среднего разгона: все точки, рис. 1, в, независимо от широты группируются с некоторым разбросом вокруг единой прямой, рассчитанной по формуле (8).

Аналитическое выражение для средней величины ветрового потока в циклонах и антициклонах, полученное способом наименьших квадратов, имеет вид:

для циклонов

$$x_m^* = \frac{42,75 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}}{\omega \text{ м/с}}, \quad (8)$$

число случаев $n=2580$, среднеквадратическая ошибка формулы составляет $\pm 8,0\%$;

для антициклонов

$$x_m^* = \frac{57,59 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}}{\omega \text{ м/с}}, \quad (9)$$

$n=2130$, среднеквадратическая ошибка формулы равна $\pm 8,2\%$.

В работе [3] отмечалось, что закон распределения разгонов не зависит от скорости ветра, поэтому в настоящей работе была сделана попытка оценить влияние только вида барических образований: циклонов и антициклонов.

Для этой цели отдельно для циклонов и антициклонов подсчитывались отношения каждого значения x к x^* для заданной скорости ветра. Эти отношения затем были сгруппированы по интервалам через 0,2, подсчитана повторяемость числа случаев, приходящихся в каждый интервал и их обеспеченность.

Результаты вычислений представлены на рис. 2; который убедительно свидетельствует об отсутствии какой-либо зависимости распределения ветровых потоков от барических образований (циклонов или антициклонов). Небольшие отклонения в области малых значений обеспеченности $< 10\%$ для антициклонов, рис. 2, б, носят случайный характер из-за малого числа случаев.

Неудивительно поэтому, что соответствующая обработка материалов инструментальных наблюдений по распределению элементов волн и не дает заметных отклонений в ту или другую сторону.

В результате того, что средние значения ветровых потоков, а значит и любой другой обеспеченности, в циклонах меньше, чем в антициклонах при одной и той же скорости ветра, значения элементов волн в циклонах должны быть меньше, чем в антициклонах при той же скорости ветра. Этот вывод необходимо в дальнейшем подтвердить на основании инструментальных наблюдений над волнами.

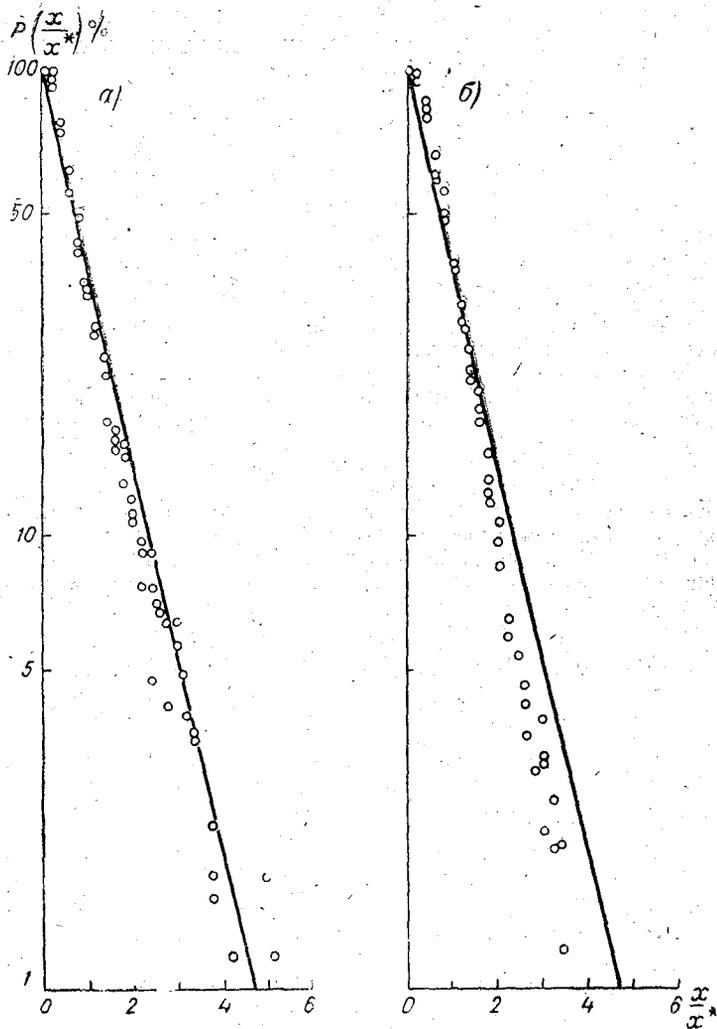


Рис. 2. Распределение ветровых потоков:
 а - в циклонах; б - антициклонах

Выводы

1. Закон распределения ветровых потоков универсален: он не зависит от вида барических образований (циклон, антициклон).

2. Величина среднего значения ветрового потока в циклонах примерно на 15% меньше, а в антициклонах на ту же величину больше, чем по обобщенной зависимости (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Глуховский Б. Х. Исследование морского ветрового волнения. Л., Гидрометеиздат, 1966, 284 с.
2. Давидан И. Н., Лопатухин Л. И., Рожков В. А. Распределение элементов волн, полученное по материалам стереофотосъемки. Труды ГОИН, 1972, вып. 112, с. 72—83.
3. Титов Л. Ф., Зубова М. М. Статистические закономерности распределения волнообразующих факторов. «Океанология», 1967, т. VII, вып. 3, с. 408—412.
4. Зубова М. М. Метод расчета режимных характеристик ветровых волн. Труды координационных совещаний по гидротехнике. Л., «Энергия», 1969, вып. 50, с. 237—248.
5. Титов Л. Ф. Ветровые волны. Л., Гидрометеиздат, 1969, 294 с.
6. Титов Л. Ф. Разнообразие элементов ветровых волн и изменчивость волнообразующих факторов. Труды координационных совещаний по гидротехнике, Л., «Энергия», 1969, вып. 50, с. 227—236.
7. Титов Л. Ф. О разнообразии элементов ветровых волн. Труды координационных совещаний по гидротехнике, дополнительные материалы Л., «Энергия», 1972, вып. 75, с. 45—54.
8. Крылов Ю. М. Статистическая теория и расчет морских ветровых волн, ч. 1. Труды ГОИН, 1956, вып. 33 (45), с. 5—79.
9. Daily weather Report of the Meteorological office. London, 1956.

О ВИДЕ КОРРЕЛЯЦИОННОГО ТЕНЗОРА ПОЛЯ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ

1. Для решения многих задач, связанных с поверхностным волнением, в частности для задачи диффузии на взволнованной поверхности, требуется корреляционный тензор поля горизонтальных скоростей на поверхности $\langle u_i(x_1, t_1) u_j(x_2, t_2) \rangle$ (x — горизонтальная координата, i и j пробегает значения 1, 2, угловые скобки означают осреднение по волновому ансамблю). В то же время экспериментально значительно легче определять не характеристики поля скоростей, а характеристики поля возвышений поверхности $\zeta(x, t)$. Как будет показано ниже, эти поля легко связываются между собой, если считать течение у поверхности потенциальным, а наклоны поверхности — малыми ($|\nabla\zeta| \ll 1$).

Мы получим выражения для корреляционного тензора (точнее, для его фурье-трансформанты, что дает полностью эквивалентную информацию) для двух экстремальных случаев: изотропного и однонаправленного волнения.

2. Рассмотрим удовлетворяющий уравнению Лапласа потенциал $\varphi(x, z, t)$ и его Фурье-образ

$$\varphi(\mathbf{k}, z, t) = (2\pi)^{-3} \int dx dt \exp[-i\mathbf{k}\mathbf{x} + i\omega t] \varphi(x, z, t) \quad (1)$$

(для простоты будем считать функции обобщенными, что делает преобразование Фурье всегда возможным).

Из $\Delta\varphi=0$ следует, что

$$\varphi(\mathbf{k}, z, \omega) = \varphi(\mathbf{k}, \omega) e^{-kz},$$

где $k = |\mathbf{k}|$, и скорости

$$\left. \begin{aligned} u_i(\mathbf{k}, z, \omega) &= ik_i \varphi(\mathbf{k}, \omega) e^{-kz}, \\ \omega(\mathbf{k}, z, \omega) &= -k\varphi(\mathbf{k}, \omega) e^{-kz}. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Условие малости наклона поверхности, т. е. $ak \ll 1$, позволяет заменить в выражениях (2) экспоненту на единицу. Важно заме-

титель, что это условие носит принципиальный характер, так как если оно не выполняется, то выражения (2) являются фурье-образами скоростей не на поверхности, а на определенном уровне z , и дальнейший анализ провести затруднительно.

Подставляя выражения для скоростей в кинематическое условие на поверхности, т. е.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \zeta}{\partial x_i} = \omega, \quad (3)$$

или, в преобразованном по Фурье виде,

$$-i\omega \zeta(\mathbf{k}, \omega) + iu_i(\mathbf{k}, \omega) * k_i \zeta(\mathbf{k}, \omega) = \omega(\mathbf{k}, \omega) = -k\varphi(\mathbf{k}, \omega), \quad (4)$$

где звездочкой обозначена свертка по (\mathbf{k}, ω) ; мы получим интегральное уравнение для $\zeta(\mathbf{k}, \omega)$:

$$\zeta(\mathbf{k}, \omega) = \frac{i}{\omega} \left(k_i \varphi(\mathbf{k}, \omega) * k_i \zeta(\mathbf{k}, \omega) \right) - \frac{ik}{\omega} \varphi(\mathbf{k}, \omega). \quad (5)$$

При решении этого уравнения последовательными приближениями можно ограничиться нулевым приближением, так как параметром разложения служит здесь тоже ak , и, в силу условия $e^{-kz} \sim 1$, дальнейшее повышение точности было бы избыточным.

В нулевом приближении

$$\zeta_0 = -\frac{ik\varphi(\mathbf{k}, \omega)}{\omega}. \quad (6)$$

Отсюда

$$u_i(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{k_i}{k} \omega \zeta(\mathbf{k}, \omega) \quad (7)$$

и

$$\langle u_i(\mathbf{k}_1, \omega_1) u_j(\mathbf{k}_2, \omega_2) \rangle = \frac{k_{1i} k_{2j}}{k_1 k_2} \omega_1 \omega_2 \langle \zeta(\mathbf{k}_1, \omega_1) \zeta(\mathbf{k}_2, \omega_2) \rangle. \quad (8)$$

При однородности и стационарности это значит, что

$$U_{ij}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{k_i k_j}{k^2} \omega^2 Z(\mathbf{k}, \omega), \quad (9)$$

где $Z(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-образ функции $\langle \zeta(\mathbf{x}, t) \zeta(\mathbf{y}, s) \rangle = Z(\mathbf{y} - \mathbf{x}, s - t)$.

В (\mathbf{x}, t) -пространстве (9) соответствует уравнению Пуассона

$$\Delta U_{ij}(\mathbf{x}, t) = -\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \frac{\partial^2}{\partial t^2} Z(\mathbf{x}, t). \quad (10)$$

3. Проанализируем теперь вид функции $Z(\mathbf{k}, \omega)$ для модельного случая изотропного волнения, где $Z(\mathbf{k}, \omega) = Z(k, \omega)$.

О. Филлипс [3] предлагает следующее выражение для функции $\Phi(\omega)$, являющейся интегралом по k от $Z(k, \omega)$:

$$\Phi(\omega) = g^2 |\omega|^{-5} f\left(\frac{|\omega|}{\omega_0}\right). \quad (11)$$

Здесь ω_0 — положение максимума в спектре $\Phi(\omega)$, а функция $f(x) = \text{const}$ при $x \gg 1$ и быстро уменьшается до нуля при $x < 1$. Формула (11) получена на основании размерных соображений для развитого гравитационного волнения; аналогично можно для больших ω , соответствующих капиллярным волнам, написать

$$\Phi(\omega) = f \gamma^{2/3} \omega^{-7/3}. \quad (12)$$

Если компоненты волн на глубокой воде удовлетворяют дисперсионному соотношению $\omega^2 = gk$ (что возможно лишь приближенно), то

$$Z(k, \omega) = \frac{\Phi(\omega)}{2\pi k} \delta\left(k - \frac{\omega^2}{g}\right) = \Phi(\omega) \frac{g}{4\pi k\omega} [\delta(\omega - \sqrt{gk}) + \delta(\omega + \sqrt{gk})]. \quad (13)$$

Вообще, $\delta(\varphi(x)) = \sum_i \frac{1}{|\varphi'(a_i)|} \delta(x - a_i)$, где $\varphi(x)$ — однозначная функция, а a_i — ее корни (см. [1] или [2]).

Таким образом, мы приходим к выражению

$$Z(k, \omega) = \frac{g^4}{4\pi} |\omega|^{-8} f\left(\frac{|\omega|}{\omega_0}\right) [\delta(\omega - \sqrt{gk}) + \delta(\omega + \sqrt{gk})], \quad (14)$$

что в переменных (k, t) соответствует

$$Z(k, t) = \cos(\sqrt{gk} t) F\left(\frac{k}{k_0}\right) k^{-4}, \quad (15)$$

где безразмерная функция $F(x)$ ведет себя подобно $f(x)$.

Выражение (15) не убывает с ростом $|t|$, что физически нереально и является следствием точности дисперсионного соотношения. Это можно исправить введением «распадного» множителя $e^{-\varepsilon(k)|t|}$, где $\varepsilon(k)$ растет с ростом k . Тогда

$$Z(k, t) = \cos(\sqrt{gk} t) e^{-|t|\varepsilon(k)} F\left(\frac{k}{k_0}\right) k^{-4}, \quad (16)$$

что соответствует выражению

$$Z(k, \omega) = \frac{1}{2\pi} F\left(\frac{k}{k_0}\right) k^{-4} \left[\frac{\varepsilon(k)}{(\omega + \sqrt{gk})^2 + \varepsilon^2} + \frac{\varepsilon(k)}{(\omega - \sqrt{gk})^2 + \varepsilon^2} \right], \quad (17)$$

имеющему по ω полюса в точках $(\sqrt{gk} + i\varepsilon)$, $(\sqrt{gk} - i\varepsilon)$, $(-\sqrt{gk} + i\varepsilon)$, $(-\sqrt{gk} - i\varepsilon)$.

Аналогичные рассуждения для области больших k , соответствующих капиллярным волнам ($k \gg k_\gamma = (g/\gamma)^{1/2}$), приводят к уравнению

$$Z(k, \omega) = \frac{F}{2\pi} k^{-4} \left[\frac{\varepsilon(k)}{(\omega + \sqrt{\gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} + \frac{\varepsilon(k)}{(\omega - \sqrt{\gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} \right]. \quad (18)$$

Выражения (17) и (18) можно объединить в формулу

$$Z(k, \omega) = \frac{1}{2\pi} F \left(\frac{k}{k_0} \right) k^{-4} \left[\frac{\varepsilon(k)}{(\omega + \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} + \frac{\varepsilon(k)}{(\omega - \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} \right], \quad (19)$$

где функция $F(x)$ равна константам (может быть, разным) в интервалах $1 \ll x \ll k_\gamma/k_0$ и $k_\gamma/k_0 \ll x$.

4. Предположим теперь, что волнение однонаправленное, т. е. функция $Z(k, \omega)$ содержит при $\omega > 0$ множитель, аппроксимируемый функцией $\delta(\alpha - \alpha_0)$, где α_0 — направление волнения в полярных координатах; при $\omega < 0$ возникает множитель $\delta(\alpha - \alpha_0 - \pi)$.

Повторяя рассуждения, аналогичные п. 3, получим вместо (13)

$$Z(k, \omega) = \Phi(\omega) \frac{g}{2k\omega} \left\{ \delta(\omega - \sqrt{gk}) \delta(\alpha - \alpha_0) + \delta(\omega + \sqrt{gk}) \delta(\alpha - \alpha_0 - \pi) \right\} \quad (20)$$

и соответственно вместо (19)

$$Z(k, \omega) = F \left(\frac{k}{k_0} \right) k^{-4} \left\{ \frac{\varepsilon(k) \delta(\alpha - \alpha_0)}{(\omega - \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} + \frac{\varepsilon(k) \delta(\alpha - \alpha_0 - \pi)}{(\omega + \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} \right\}. \quad (21)$$

5. Если не ограничиваться потенциальным волнением, то в формулу (9) следует в изотропном случае добавить член, пропорциональный $\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right)$, а в случае анизотропии, характеризующейся единичным вектором \mathbf{n} , — члены, пропорциональные $\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right)$, $n_i n_j$ и $\frac{k_i n_j + n_i k_j}{k}$.

Если в изотропном случае применять размерный анализ к функции от k, ω , которая стоит при $\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right)$, то с помощью рассуж-

дений, аналогичных п. 3, мы получаем, что она может отличаться от $\omega^2 Z(k, \omega)$ разве что постоянным множителем.

Таким образом, при изотропии

$$U_{ij}(k, \omega) = \left[\alpha \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) + \beta \frac{k_i k_j}{k^2} \right] \omega^2 Z(k, \omega), \quad (22)$$

где $\beta \sim 1$; в потенциальном случае $\alpha = 0$.

Подставляя в (22) формулу (19), получаем

$$U_{ij}(k, \omega) = \left[G_1 \left(\frac{k}{k_0} \right) \left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2} \right) + G_2 \left(\frac{k}{k_0} \right) \frac{k_i k_j}{k^2} \right] \omega^2 k^{-4} \times \\ \times \left\{ \frac{\varepsilon(k)}{(\omega - \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} + \frac{\varepsilon(k)}{(\omega + \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} \right\}, \quad (23)$$

где безразмерные функции $G_i(x)$ быстро возрастают от нуля при $0 < x < 1$ и равны постоянным в интервалах $1 \ll x \ll k_1/k_0$ и $k_1/k_0 \ll x$. Следовательно, выражение (23) характеризуется четырьмя параметрами, связанными с G_i , и видом зависимости $\varepsilon(k)$.

Во втором рассмотренном нами случае однонаправленного волнения часть линейно независимых тензоров вырождается, и мы имеем

$$U_{ij}(k, \omega) = [A(\delta_{ij} - n_i n_j) + B n_i n_j] \omega^2 Z(k, \omega), \quad (24)$$

где $\beta \sim 1$; в потенциальном случае $A = 0$.

Подставив в (24) формулу (21), получим

$$U_{ij}(k, \omega) = 2\pi \left[G_1 \left(\frac{k}{k_0} \right) (\delta_{ij} - n_i n_j) + G_2 \left(\frac{k}{k_0} \right) n_i n_j \right] \omega^2 k^{-4} \times \\ \times \left\{ \frac{\varepsilon(k) \delta(\alpha - \alpha_0 - \pi)}{(\omega + \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} + \frac{\varepsilon(k) \delta(\alpha - \alpha_0)}{(\omega - \sqrt{gk + \gamma k^3})^2 + \varepsilon^2} \right\}. \quad (25)$$

По данным, приведенным у Филлипса ([3], стр. 127), в интервале $[1, k_1/k_0]$ $G_2 \approx (8\pi^2)^{-1} \cdot 1,17 \cdot 10^{-2}$ (значение найдено по экспериментальным данным для $\Phi(\omega)$), а в интервале $[k_1/k_0, \infty]$ — $G_2 \approx (8\pi^2)^{-1} \cdot 10^{-2}$ (найденно по спектру частот наклонов C'_{α}).

6. Для удобства пользования формулами (23) и (25) заметим, что если величины $U_{ij}(k; t)$ входят в интегральные соотношения, где предполагается $t > 0$, то можно для их фурье-образов $U_{ij}(k, \omega)$ брать более простые выражения, содержащие полюса только в точках $(\sqrt{gk} + \gamma k^3 - i\varepsilon)$ и $(-\sqrt{gk} + \gamma k^3 - i\varepsilon)$, т. е. заменить выражение в фигурных скобках в формуле (23) на

$$\left\{ \frac{i}{\omega - \sqrt{gk} + \gamma k^3 + i\varepsilon} + \frac{i}{\omega + \sqrt{gk} + \gamma k^3 + i\varepsilon} \right\}. \quad (26)$$

Аналогичную замену можно произвести в формуле (25). Преобразования Фурье по ω полученных таким образом функций $U_{ij}(k, \omega)$ совпадают с прежними при $t > 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд И. М., Шилтов Г. Е. Обобщенные функции и действия над ними. М., Физматгиз, 1968, гл. III.
2. Ландау Л. Д. и Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том 2.— Теория поля. Изд. 5-е, М., «Наука», 1967, с. 97.
3. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. М., «Мир», 1969, 267 с.

ВЕТРОВАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ ДРЕЙФА ЛЬДА В СЕВЕРНОМ ЛЕДОВИТОМ ОКЕАНЕ В ЗИМНИЙ ПЕРИОД

В связи с использованием электронно-вычислительной техники из различных способов расчетов полей гидрометеорологических элементов большое развитие получили численные методы решения дифференциальных уравнений, описывающих то или иное явление. Поэтому при описании полей перераспределения льдов в Северном Ледовитом океане вполне применимы методы физико-математического моделирования. Такие методы позволяют более полно учитывать совокупность факторов, влияющих на перераспределение льдов, в сочетании с дальнейшим повышением точности решения систем дифференциальных уравнений. Выбор подхода к расчету ледовых явлений вызван еще и тем, что примеры описания ледовых процессов во льду с помощью математических моделей, опубликованные в печати, единичны. Например, известны исследования [12, 13], в которых рассматривались модели, описывающие поведение льда в Северном Ледовитом океане исключительно под действием динамических причин.

С другой стороны, в настоящее время большое развитие получили гидродинамические прогнозы ледовых явлений, используемые для промысловых целей, судоходства в арктических и северных морях и требующие для своего решения задания граничных условий не только на твердой, но и на жидкой границе. А так как жидкие границы большинства из этих морей значительны по протяженности, то точность решения поставленных задач в основном зависит и от точности задания краевых условий на жидких границах. Для этих целей возможно использование результатов, полученных при решении математических аналогов крупномасштабных процессов в Северном Ледовитом океане. Это позволит получить необходимые краевые условия для расчета ледовых явлений в морях, прилегающих к Северному Ледовитому океану, практически любое время года, месяц или декаду.

Возможность описания ледовых процессов в Арктическом бассейне исследуется в настоящей статье.

Работы последних лет показали, что если не учитывать наличие участков открытой воды, теплообмен через которые на порядок выше, чем через лед, рассчитанные данные о перераспределении ледяного покрова значительно отличаются от реальной обстановки. Поэтому физически наиболее обоснованным предполагается учет воздействия совместно динамических и термических факторов на ледяной покров.

Элементы дрейфа льда и сплоченность будем находить из решения уравнения движения

$$k_1 \rho_1 \left. \frac{dW_1}{dz_1} \right|_{z_1=z_0} + k_2 \rho_2 \left. \frac{dW}{dz_2} \right|_{z_2=0} - i \rho l h (W - G_2) + \alpha_c \left(\frac{\partial}{\partial x} k_N \frac{\partial W}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_N \frac{\partial W}{\partial y} \right) = 0 \quad (1)$$

и изменения сплоченности во времени

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \frac{\partial Nu}{\partial x} - \frac{\partial Nv}{\partial y}, \quad (2)$$

где k_j — коэффициент вертикальной турбулентности; ρ_j — плотность; $W_j = u_j + i v_j$; u_j, v_j — составляющие скорости ($j=1$ — в воздухе, $j=2$ — в воде); u, v — составляющие скорости дрейфа льда; ρ — плотность льда; l — параметр Кориолиса; $k_N = N(1 - \gamma N)$, k_N — эффективный коэффициент взаимодействия льдов; α_c, γ — параметры, подбираемые экспериментально; N — сплоченность.

При отыскании напряжений трения на поверхности лед — воздух воспользуемся основными положениями нелинейной теории строения пограничного слоя атмосферы [2, 3]. С. С. Зилитиневич и Д. Л. Лайхтман получили решение такой задачи в виде набора универсальных функций. В настоящей работе используются матрицы универсальных зависимостей из работы [2]. С их помощью, задавая в качестве внешних параметров геострофический ветер, параметр шероховатости и рассчитывая турбулентный поток тепла на поверхности, отыщем касательное напряжение, имеющее вид, как в работе [8, 11]

$$k_1 \rho_1 \left. \frac{dW_1}{dz_1} \right|_{z_1=z_0} = \rho_1 \frac{x^2 G_1 e^{i\alpha}}{\eta_0'^2 + \sigma_0'^2} (G_{1x} + i G_{1y}). \quad (3)$$

Напряжение трения на поверхности раздела лед — вода найдем из решения уравнений движения для пограничного слоя аналогично работе [6]

$$k_2 \rho_2 \left. \frac{dW_2}{dz_2} \right|_{z_2=0} = \frac{(G_2 - W) k_2 \alpha \sqrt{2i}}{1 + \alpha D \sqrt{2i}} \rho_2. \quad (4)$$

В выражениях (3), (4) сохранены обозначения из цитируемых работ: $D = h_2 \ln k_2'/\kappa_2$; $a = \sqrt{l/2k_2'}$; $G_j = G_{x_j} + iG_{y_j}$; G_1 — геострофический ветер; G_2 — градиентное течение; κ — коэффициент молекулярной вязкости воды; i — мнимая единица; h_2 — толщина слоя с линейным изменением коэффициента турбулентности; k_2' — коэффициент турбулентности на уровне h_2 ; σ_0' , η_0' — безразмерные универсальные функции из работы [3]; z_0 — параметр шероховатости.

Известно, что если компоненты дрейфа рассчитываются на длительный период времени, то увеличивается при этом вклад течений в величину скорости дрейфа льда. Поэтому в задаче учитывается влияние градиентного течения, а именно его баротропной составляющей, на перераспределение льдов. Поле градиентного течения вычисляется на каждые сутки перед расчетом поля дрейфа льдов.

Так как сплоченность наряду с другими неизвестными, отыскивается в процессе решения задачи, то необходим более полный учет факторов, влияющих на нее.

Зимой для определения сплоченности достаточно ограничиться влиянием чисто динамических факторов, так как тепловой эффект вызывает лишь образование льда на участках чистой воды. Однако при этом необходимо учитывать изменение толщины льда за счет отрицательной температуры, для чего использовано упрощенное выражение, применявшееся ранее в работе [7]:

$$h_{ij}^{\tau+1} = - \left\{ \frac{Q\delta t}{L\rho} + \frac{\Delta h_c}{\lambda \bar{h}} h_{ij}^{\tau} \right\} + \sqrt{\left(\frac{Q\delta t}{L\rho} + \frac{\Delta h_c}{\lambda \bar{h}} h_{ij}^{\tau} + h_{ij}^{\tau} \right)^2 + \frac{2\Delta}{L\rho} (\theta_3 - T) \delta t - \frac{2Q\delta t}{L\rho} h_{ij}^{\tau} \left(1 + \frac{\Delta h_c}{\lambda \bar{h}} h_{ij}^{\tau} \right)} \quad (5)$$

де Δ и λ — теплопроводности льда и снега, $\frac{\Delta h_c}{\lambda \bar{h}} \cong 0,1$; L — удельная теплота испарения; θ_3 — температура замерзания воды.

Расчет изменения толщины льда под влиянием термике можно делить от динамической части ввиду выбора небольшого шага по времени.

Важным этапом при построении модели является определение аты начала льдообразования. Результаты исследований замерзания полыней [14] в Центральной Арктике указывают, что решающим фактором является температура воздуха, т. е. практически ата, когда температура воздуха становится ниже температуры замерзания, может быть принята за дату начала льдообразования. та гипотеза использовалась при определении даты начала льдо-

образования в Арктическом бассейне; для морей брались сведения, полученные в результате наблюдений.

Рассмотренная система уравнений представлялась в виде конечно-разностного аналога, для решения которой использовался ускоренный метод Либмана. Решение системы уравнений производилось для разностной сетки с шагом $s=200$ км.

В качестве начальных данных в узлах сетки задавались величины толщины и сплоченности льда. Из-за отсутствия регулярных и обобщенных результатов наблюдений над толщиной льда в Арктическом бассейне оценка ее давалась приближенно. Для этого была обработана совокупность существующих сведений о толщине льда за отдельные годы в периодической печати. Аналогичным образом была получена информация о поле сплоченности; кроме того, использовались некоторые результаты спутниковых наблюдений.

Исходными параметрами для расчетов служили среднемесячные метеорологические данные о температуре воздуха и давлении атмосферы, а также величины радиационного баланса и длинноволновой радиации. Причем метеорологические данные задавались в узлах редкой сетки, а затем интерполировались в узлы регулярной сетки.

Ежесуточные величины температуры воздуха рассчитывались по заданным среднемесячным значениям с помощью параболической интерполяции.

В качестве краевых условий на границе выделенной области с Атлантическим и Тихим океанами принималось климатическое значение сплоченности с учетом изменения толщины льда.

В узлах сетки, совпадающих с берегом, сплоченность льда полагалась нулевой при дрейфе льда, направленном от берега, и равной единице — при дрейфе льда к берегу.

Задача была реализована на ЭЦВМ «Минск-32». Рассчитывалось перераспределение ледяного покрова с сентября по март. За начальную дату принималось 10 сентября.

Величина некоторых параметров определялась методом математического моделирования. Так были определены значения эффективного коэффициента взаимодействия льдов $\alpha_c = 5 \cdot 10^5$ т/и $h=0,5$ м.

Для вычисления суммарной радиации важной характеристикой является альbedo подстилающей поверхности. За начальное значение оно принято как функция температуры. При отсутствии таяния альbedo считалось постоянной величиной. При таянии льда на каждом последующем шаге по времени альbedo A определяли как функцию стаивания толщины льда

$$A^{i+1} = A^i - k \delta h_{ij}^i. \quad (1)$$

Альbedo водной поверхности за период расчета принималось постоянным и равным 10%.

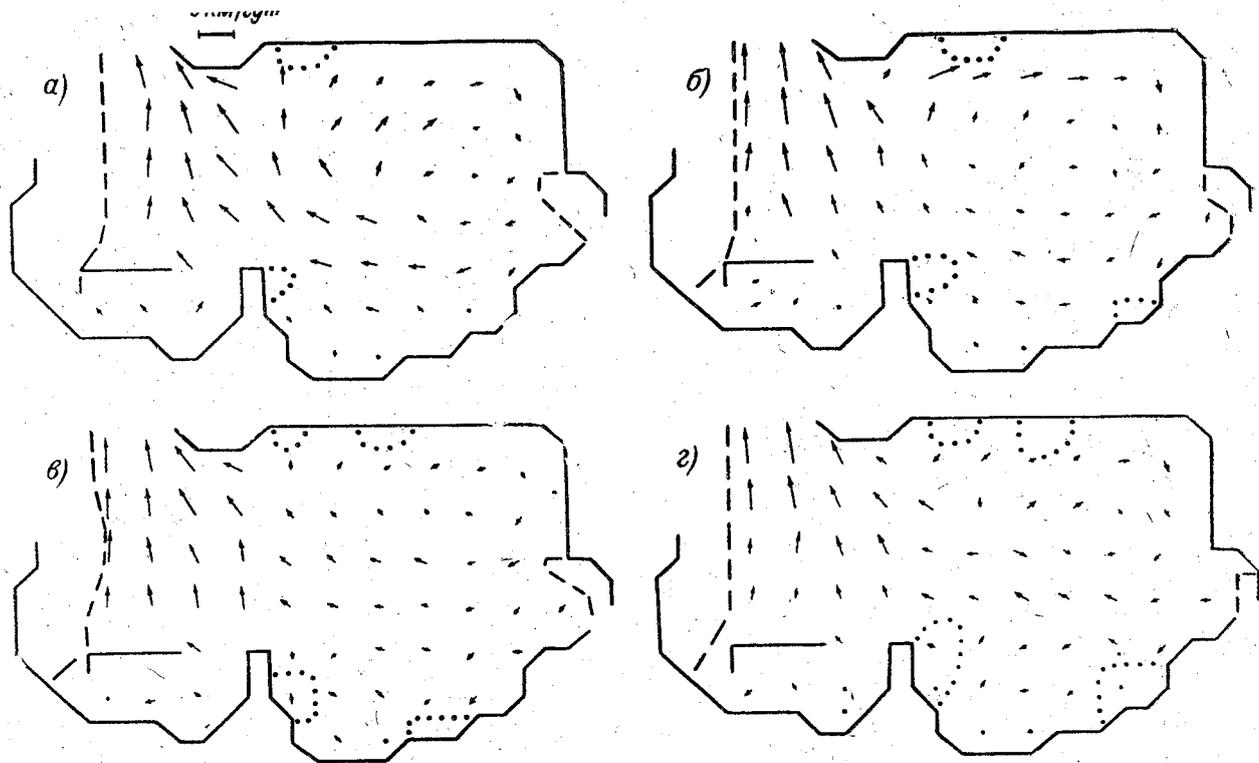


Рис. 1. Рассчитанный ветровой дрейф льда зоны сплоченного до 10 б льда и граница чистой воды и льда сплоченностью менее 1 б;

а — на середину декабря; б — на середину января; в — на середину февраля; г — на середину марта

Расчеты дрейфа льда на середины зимних месяцев (рис. 1) производились как с учетом совместно динамических и тепловых факторов, так и в результате воздействия только динамических причин. Практически в течение всего зимнего периода поля дрейфа в Центральной Арктике в обоих случаях незначительно отличались между собой, тогда как в арктических морях учет лишь динамических факторов не позволяет получить реальное положение кромки льда, зон его сжатия и разрежения, а, следовательно, и близкую к фактической картину дрейфа льда. На приведенных схемах отмечены скопления сплоченного льда в районе расположения Таймырского, Аляскинского и Канадского массивов, что подтверждает данные наблюдений. Это позволяет утверждать, что вычисленная картина перераспределения льда качественно, а за редким исключением и количественно, верно отражает особенности ледяного покрова Арктики. При сравнении рассчитанного поля дрейфа льда с фактическим полем по данным дрейфующих станций «Северный

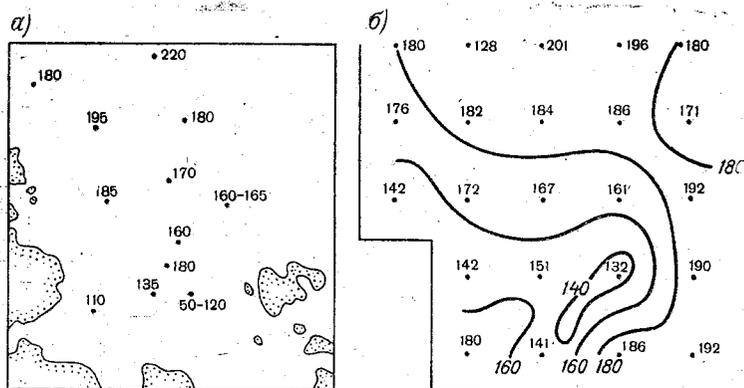


Рис. 2. Толщина льда в море Лаптевых.

а — по данным наблюдений из работы [10]; б — рассчитанные значения на середину марта

полюс», радиовех [4, 5] за зимний период необходимо отметить что в течение всего времени отчетливо отмечена антициклоническая циркуляция льдов в зарубежном секторе Арктики. Так же в течение всей зимы преобладающее направление дрейфа льдов в Центральной Арктике по результатам расчетов имеет тенденцию к выносу в Атлантический океан. Кроме того, по имеющимся в печати данным наблюдений, опубликованным А. Я. Николаевой и И. П. Шестериковым [10] по морю Лаптевых на середину марта можно сравнить результаты расчетов на этот же период времени (рис. 2). Анализ карт указывает на хорошее согласие расчетных

данных и результатов наблюдений. В процессе вычислений определялось изменение массы льда в расчетной области по формуле

$$F^{t+1} = F^t - F \pm \Delta F, \quad (7)$$

где F^t и F^{t+1} — объем льда в области в предыдущий и последующий моменты времени; F — объем льда, выносимого из расчетной области; ΔF — объем льда, вновь образовавшегося или растаявшего. Результаты вычислений приведены в табл. 1.

Таблица 1

Изменение объема льда в расчетной области (в тыс. км³)

Характеристика	Месяц					
	X	XI	XII	I	II	III
Объем льда	13,9	15,1	16,9	18,9	20,4	20,9
Вывесено	0,20	0,20	0,22	0,19	0,17	0,16
При росте	0,18	1,40	2,05	2,21	1,61	0,63

С одной стороны, это позволило контролировать наличие ошибок в процессе счета, с другой, — оценить количество льдов в расчетной области и их изменение за отдельные промежутки времени. Полученные результаты согласуются с данным В. С. Антонова [1] о выносе льдов в Северную Атлантику. Хорошее согласование получено при сравнении результатов вычислений с рассчитанными значениями объемов льда, полученными Орвигом [9]. При этом учитывалось, что Орвиг производил расчеты для области севернее 65° с. ш., площадь которой $1,4 \cdot 10^6$ км², тогда как в данной работе расчеты проводились для области площадью $10,6 \cdot 10^6$ км².

Таким образом, характеристики ледяного покрова Северного Ледовитого океана, определенные с помощью предложенной гидродинамической модели, показывают, что полученная картина перераспределения льда близка к реальной. С целью продолжения расчетов важно идти по пути уточнения задаваемого поля начальных данных. Для этого планируется использование результатов авиаразведок и практика более широкого применения данных спутниковых наблюдений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов В. С. Природа движения вод и льдов Северного Ледовитого океана. Труды ААНИИ, 1968, т. 285, с. 148—177.
2. Бобылева И. М. Расчет характеристик турбулентности в планетарном пограничном слое атмосферы. Труды ЛГМИ, 1970, вып. 40, с. 3—63.

3. Бобылева И. М., Зилитинкевич С. С., Лайхтман Д. Л. Турбулентный режим в термически стратифицированном планетарном пограничном слое атмосферы. Труды международного коллоквиума в 1965 г. «Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн». М., «Наука», 1967, с. 179—189.
4. Волков Н. А., Гудкович З. М. Основные итоги изучения дрейфа льдов в Арктическом бассейне. Труды ААНИИ, 1967, вып. 27, с. 55—64.
5. Горбунов Ю. А., Мороз В. Г. Основные результаты использования радиовех и ДАРМС для изучения дрейфа льдов в Северном Ледовитом океане. «Проблемы Арктики и Антарктики», 1972, вып. 39, с. 33—39.
6. Доронин Ю. П. К методике расчета сплоченности и дрейфа льдов. Труды ААНИИ, 1970, т. 291, с. 5—17.
7. Доронин Ю. П., Сычев В. И. Формирование ледяного покрова как продукта взаимодействия атмосферы и океана. «Проблемы Арктики и Антарктики», 1974, вып. 43—44, с. 18—27.
8. Доронин Ю. П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. Л., Гидрометеиздат, 1969, 299 с.
9. Климат полярных районов. Под ред. Е. П. Борисенкова. Л., Гидрометеиздат, 1973, 443 с.
10. Николаева А. Я., Шестериков И. П. Метод расчета ледовых условий (на примере моря Лаптевых). Труды ААНИИ, 1970, т. 292, с. 143—217.
11. Сычев В. И. Расчет ветровой составляющей дрейфа льда переменной сплоченности в Северном Ледовитом океане. Труды ААНИИ, 1974, т. 316, с. 146—152.
12. Фельденбаум А. И. Теория установившегося дрейфа льдов и расчет среднего многолетнего дрейфа в центральной части Арктического бассейна. «Проблемы Севера», 1958, вып. 2, с. 16—46.
13. Campbell W. J. On the Steady—State Flow of Sea Ice. Univ. Wash., 1964.
14. Voinckel E. Heat flux through the Polar Ocean Ice. «Meteorology», 1964, 70.

ИНТЕГРИРОВАНИЕ СОЛЕНОИДАЛЬНОЙ БАРОТРОПНОЙ МОДЕЛИ НА ПОЛУШАРИИ

1. В работе [2] описан алгоритм квазисолеоидальной схемы прогноза геопотенциала на полушарии на срок до трех суток. Эта схема предназначена для реализации на большой вычислительной машине и потому может использоваться лишь в немногих крупных вычислительных центрах. Мы перестроили описанный в [2] алгоритм применительно к широко распространенной вычислительной машине типа М-220 и запрограммировали его на языке Алгол-60. При этом были использованы отдельные приемы, указанные в статьях [1, 4]. В настоящей работе описываются использованный нами алгоритм и основные особенности программы; а также излагаются некоторые результаты выполненных численных опытов.

2. Введем предположение о соленоидальности поля скорости в средней тропосфере. Тогда имеют место соотношения

$$\left. \begin{aligned} u &= -\frac{\partial \psi}{\partial y}, & v &= \frac{\partial \psi}{\partial x}, \\ D &= \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, & \Omega &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} = \nabla^2 \psi, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь и в дальнейшем u, v — составляющие скорости вдоль осей x и y ; ψ — функция тока; D — дивергенция; Ω — относительный вихрь; ∇^2 — оператор Лапласа. Поля геопотенциала H и функции тока ψ связаны уравнением баланса

$$l \nabla^2 \psi - 2 \left[\left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial l}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial l}{\partial y} \right) = \nabla^2 H, \quad (2)$$

где l — параметр Кориолиса. Рассматривая это уравнение относительно ψ как уравнение Монжа-Ампера, мы используем его для расчета начального поля функции ψ по заданному полю геопотен-

циала H . Это первый этап расчета. На втором этапе шагами по времени рассчитывается прогноз поля ψ . Для этой цели баротропное уравнение вихря

$$\frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial l}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial l}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

(где t — время) интегрируется как уравнение Пуассона. Заключительным этапом является восстановление прогностического поля H по прогностическому полю ψ путем обращения уравнения баланса (2), т. е. решения его относительно H .

На первом этапе для интегрирования уравнения (2) относительно ψ необходимо предварительно обеспечить принадлежность уравнения к эллиптическому типу во всех точках рассматриваемой области. Критерий эллиптичности имеет вид

$$\Gamma = 2 m^2 \nabla^2 H + l^2 \geq 0, \quad (4)$$

где m — масштабный множитель стереографической проекции. Условие (4) нарушается в тех узлах сетки, где велика антициклоничность барического поля, в частности в пределах субтропической зоны, поскольку там велики отрицательные значения лапласиана $\nabla^2 H$. В окрестности каждого такого узла поле H модифицируется таким образом, чтобы обеспечить выполнение условия (4). Модифицированные значения H в анализируемом узле и в четырех ближайших к нему узлах находятся как решение системы линейных уравнений пятого порядка. Система эта строится на основе требования о том, чтобы новое значение Γ в центральном узле равнялось нулю и одновременно сохранялось прежнее значение Γ , осредненное по всем 5 узлам. Подобный метод использован Шуманом [6].

3. Воспользовавшись так называемым преобразованием Петерсена [5, 6] и учитывая масштабный множитель, можно привести уравнение (2) к виду

$$m^2 \nabla^2 \psi = -l + \sqrt{l^2 + 2 m^2 \nabla^2 H + m^4 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + 4 m^4 \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 - 2 m^2 \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial l}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial l}{\partial y} \right)} \quad (5)$$

Запишем соответствующее разностное уравнение для квадратной сетки с шагом d . При этом лапласиан $\nabla^2 \psi$ будем вычислять с шагом d , а лапласиан $\nabla^2 H$ — с шагом $\sqrt{2}d$. Тогда получим

$$\psi_1 + \psi_2 + \psi_3 + \psi_4 - 4\psi_0 = -\frac{d^2 l}{m^2} +$$

$$+ \sqrt{\frac{d^4 l^2}{m^4} + \frac{d^2}{m^2} (H_5 + H_6 + H_7 + H_8 - 4H_0) + \frac{1}{4} (\psi_8 + \psi_6 - \psi_5 - \psi_7)^2 +$$

$$+ (\psi_1 - \psi_2 + \psi_3 - \psi_4)^2 - \frac{d^2}{2m^2} [(\psi_1 - \psi_3)(l_1 - l_3) + (\psi_2 - \psi_4)(l_2 - l_4)]} \equiv F. \quad (6)$$

Цифровые индексы здесь и далее означают номера узлов сетки на рис. 1.

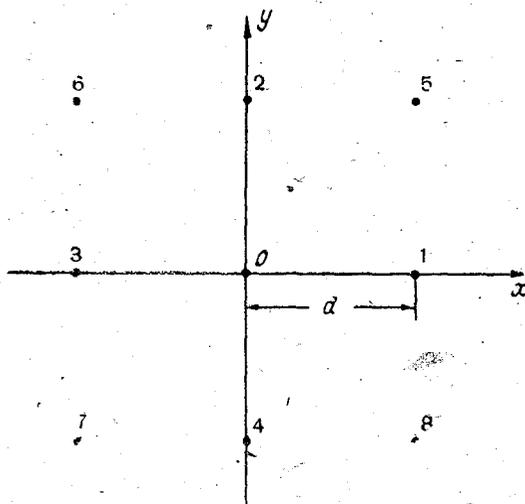


Рис. 1. Нумерация узлов квадратной сетки

Уравнение (6) допускает итерационное определение поля ψ по заданному начальному полю H . В качестве нулевого приближения целесообразно использовать всюду в рассматриваемой области, включая ее границу, геострофическую функцию тока

$$\psi_r = \frac{g}{l} H. \quad (7)$$

Здесь $g=9,8$ м/с². В процессе итерирования экстраполированным методом Либмана [3] значения ψ_r на границе сохраняются неизменными. Итерирование прекращается, если во всех узлах разность значений ψ между двумя последовательными итерациями k и $k+1$ не превышает по модулю заданного верхнего предела

$$\left| \frac{l}{10g} [\psi^{(k+1)} - \psi^{(k)}] \right| \leq 1 \text{ дам.} \quad (8)$$

Метод Либмана используется и для итерационного решения уравнения (2) относительно функции H на заключительном этапе счета. Разностный аналог этого уравнения выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned}
 H_1 + H_2 + H_3 + H_4 - 4H_0 &= \frac{l}{2} (\psi_5 + \psi_6 + \psi_7 + \psi_8 - 4\psi_0) - \\
 - \frac{2m^2}{d^2} [(\psi_1 - \psi_2 + \psi_3 - \psi_4)^2 - (\psi_8 - 2\psi_0 + \psi_6)(\psi_5 - 2\psi_0 + \psi_7)] + \\
 + \frac{1}{4} [(\psi_1 - \psi_3)(L_1 - L_3) + (\psi_2 - \psi_4)(L_2 - L_4)]. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Условием прекращения итерирования по аналогии с (8) служит выполнение во всех узлах области критерия

$$|H^{(k+1)} - H^{(k)}| \leq 0,5 \text{ дам.} \quad (10)$$

4. Третьим применением экстраполированного метода Либмана в описываемой схеме является интегрирование уравнения вихря (3). Это уравнение переписывается в виде

$$\nabla^2 \frac{\partial \psi}{\partial t} = J(\nabla^2 \psi + l, \psi) + \mu \nabla^2 (\nabla^2 \psi), \quad (11)$$

где J — символ якобиана. Здесь второй член правой части введен дополнительно для учета макромасштабного турбулентного обмена; о его роли будет сказано ниже. Заметим, что в работе [2] макромасштабная турбулентность не учитывается. На каждом временном шаге после определения поля тенденций $q = \frac{\partial \psi}{\partial t}$ рассчитывается будущее поле функции тока по Адамсу

$$\psi^{(n+1)} = \psi^{(n)} + \left[\frac{3}{2} q^{(n)} - \frac{1}{2} q^{(n-1)} \right] \cdot \Delta t. \quad (12)$$

Прогностическое поле ψ получается в области, уменьшенной по сравнению с исходной на два внешних контура узлов, поскольку на этих контурах заданы постоянные граничные значения функции ψ . Отсутствие условия типа стенки допускает пересечение границы потоком, т. е. исключает существование инвариантов. Но контроль вычислений эффективно осуществляется с помощью трех интегральных характеристик, осредненных по всей области. Такими характеристиками служат:

относительный вихрь

$$\Omega = m^2 \nabla^2 \psi; \quad (13)$$

его квадрат

$$\Omega^2 = (m^2 \nabla^2 \psi)^2 \quad (14)$$

и кинетическая энергия единицы массы

$$E = \frac{u^2 + v^2}{2} = \frac{m^2}{2} \left[\left(-\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

Дополнительно оценивается величина

$$W = \left(\frac{E^{(n)}}{E^{(0)}} - 1 \right) \cdot 100\%, \quad (16)$$

характеризующая отклонение энергии на n -м шаге от начального состояния.

5. Описанная схема реализована на квадратной сетке, содержащей $29 \times 29 = 841$ узлов. Ее программирование на языке Алгол-60 потребовало использования всех возможностей транслятора ТА-1М. Программа оформлена как совокупность 15 процедур, объединенных в два независимых блока. Первый блок обеспечивает:

- а) ввод исходного поля H в строенном виде (по три трехзначных числа в одной ячейке памяти) и его «распаковку»;
- б) модификацию этого поля по критерию эллиптичности;
- в) расчет начального поля ψ по полю H .

Второй блок обеспечивает:

- а) прогноз поля ψ шагами по времени;
- б) расчет на каждом шаге интегральных характеристик E , W , Ω , Ω^2 ;
- в) возврат от поля ψ к полю H после окончания шагов.

Второй блок транслируется и работает после окончания работы первого блока, а обмен информацией между блоками осуществляется через посредство второго куба памяти. Таким образом удастся разделить единую большую программу на независимые части, каждая из которых соответствует ограниченным возможностям транслятора. Этот прием оказался достаточно эффективным и может быть рекомендован для программирования сложных задач.

Трансляция обоих блоков занимает 15 мин, а выполнение одного прогностического шага продолжается около 20 с. С учетом модификации начального поля интегрирование на сутки требует около 12 мин машинного времени.

6. Численные эксперименты по интегрированию соленоидальной баротропной схемы производились применительно к изобарической поверхности 500 мб при двух значениях шага сетки d . При $d = 390$ км область анализа представляет квадрат на карте полярной стереографической проекции, вписанный в широтный круг 23° .

При $d=585$ км квадратная область вписывается в широтный круг 3° , т. е. охватывает почти все полушарие. Для целей численного краткосрочного прогноза важно, чтобы значение d не очень отличалось от стандарта 300 км. С другой стороны, необходимо исследовать поведение модели и устойчивость принятой численной схемы с учетом специфического влияния низких широт. Расширение области потребовало увеличения шага с 390 до 585 км, т. е. в 1,5 раза. Здесь мы изложим некоторые результаты, относящиеся к вычислительному аспекту схемы; прогностическому ее применению будет посвящена отдельная работа.

Для исследования численной схемы выполнялось интегрирование на средние и долгие сроки по реальным данным, в качестве которых использовались результаты оперативного объективного анализа Гидрометцентра СССР. Поскольку интегральные характеристики (13)—(16) не обязаны сохраняться ввиду отсутствия стенки на границе области, их изменение во времени дает лишь приближенное представление о проведении схемы. Другим показателем этого проведения служат рассчитанные поля геопотенциала.

Выполненные опыты показали, что после 4—5 суток существенную роль играют чисто паразитарные возмущения. В пределах же этого временного интервала квадратичные величины E и Ω^2 меняются не более, чем на 10—15% и 30—40% соответственно. Линейная величина Ω колеблется в пределах 2—3% своего начального значения. Для сетки с большим шагом эти пределы несколько увеличиваются. Характер рассчитанных полей также подтверждает, что 3—4 суток — предельный срок для сохранения прогностической ценности результатов счета.

По-видимому, устойчивость схемы и успешность прогнозов улучшится, если учесть влияние макромасштабного турбулентного обмена. Для параметрического описания макротурбулентной вязкости в уравнение вихря (11) включен второй член правой части. Коэффициент вязкости μ меняется в процессе счета так, чтобы энергия E сохранялась возможно более близкой к энергии начального поля. Это осуществляется следующим образом.

Диапазон возможного изменения μ от 0 до $10 \cdot 10^6$ м²/с разбит на равные градации шириной $\Delta\mu$. Счет начинается при $\mu=0$. Значение $E^{(n)}$ на каждом шаге сравнивается со значением $E^{(n-1)}$ на предшествующем шаге. При условии $E^{(n)} > E^{(n-1)}$ величина μ увеличивается на одну градацию, условие же $E^{(n)} < E^{(n-1)}$ требует уменьшения μ на одну градацию. Экспериментально подобранная ширина градации $\Delta\mu$ равна $0,01 \cdot 10^6$ м²/с.

Введение вязкого члена позволяет выполнять интегрирование на 15—20 суток. Рис. 2, 3 иллюстрируют изменение μ и W при таком интегрировании по данным за 3 июня 1972 г. при $d=585$ км (время t — в часах).

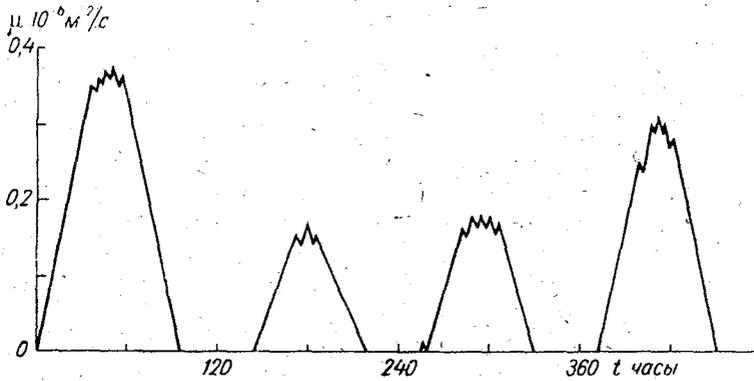


Рис. 2. Изменение μ во времени (3 июня 1972 г., $d=585$ км).

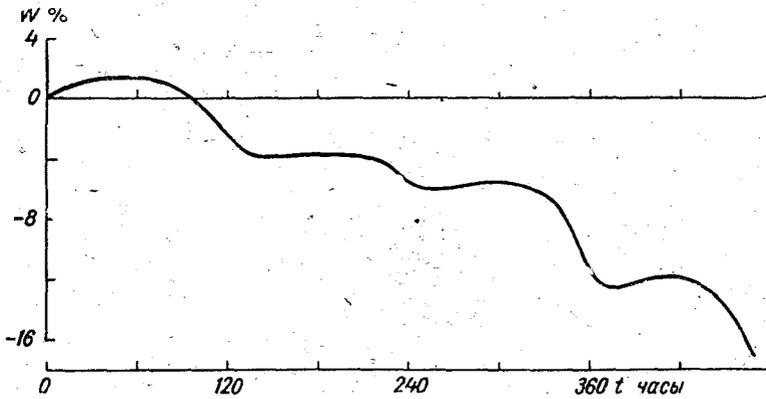


Рис. 3. Изменение W во времени (3 июня 1972 г., $d=585$ км).

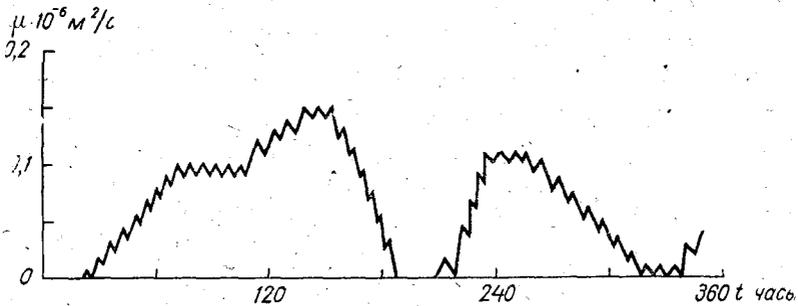


Рис. 4. Изменение μ во времени (3 июня 1972 г., $d=390$ км).

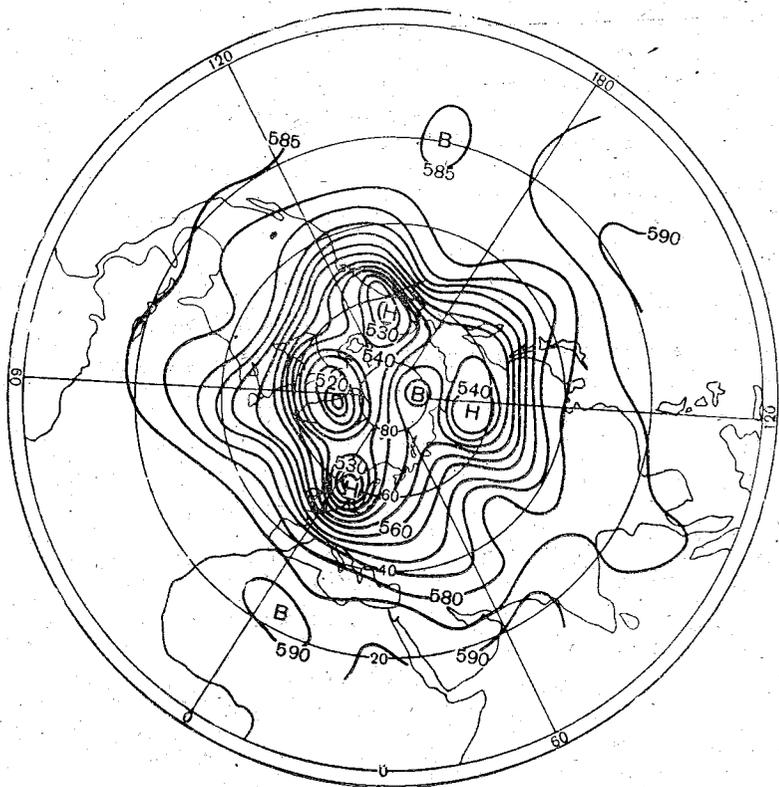


Рис. 5. Начальное поле H -500, 00 ч, 3 июня 1972 г.

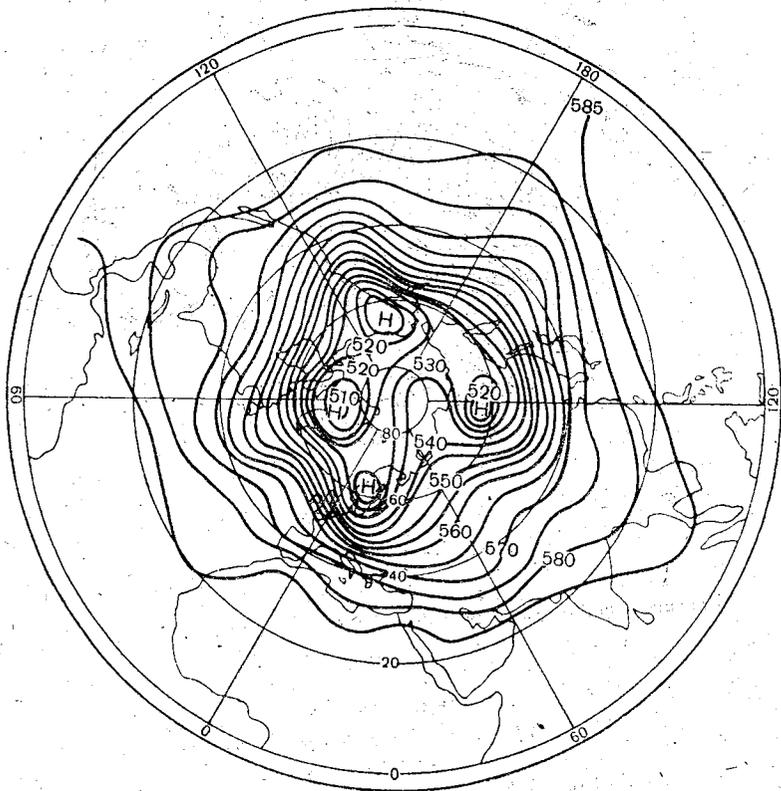


Рис. 6. Рассчитанное поле $H-500$ через 24 ч ($d=585$ км).

Начальное поле геопотенциала представлено на рис. 5. Из сравнения его с рис. 6 видно, что за первые 24 часа интегрирования происходит углубление циклонических образований при сохранении их локализации. В дальнейшем эти образования постепенно сглаживаются и через 20 суток циркуляция в средней тропосфере характеризуется планетарным вихрем с зональным расположением изогипс (рис. 7). Сравнительно небольшие барические образования над Тихим океаном и Дальним Востоком являются, очевидно, фиктивными и обусловлены искажающим влиянием граничных условий.

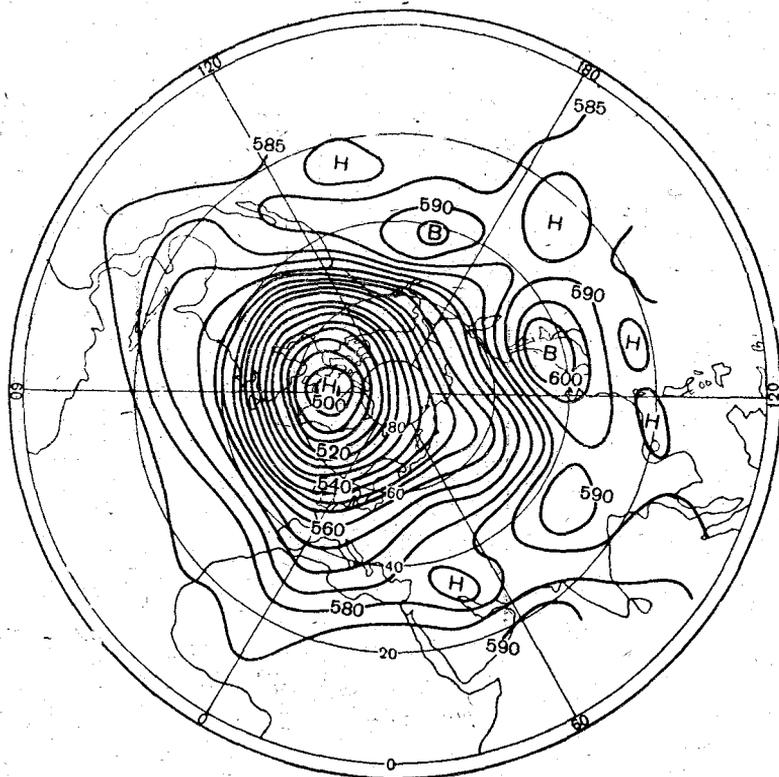


Рис. 7. Рассчитанное поле $H-500$ через 468 ч ($d=585$ км).

В заключение отметим, что уменьшение шага с 585 до 390 км не меняет характера колебаний μ во времени, что видно из сравнения рис. 2 и 4. Однако амплитуда колебаний W при этом очень уменьшается и не превышает 1% в течение всего срока интегрирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исаев Н. В., Фукс-Рабинович М. С. Об одном конечно-разностном алгоритме решения уравнения вихря для средней тропосферы над северным полушарием. Труды ГМЦ СССР, 1968, вып. 19, с. 10—21.
2. Ситников И. Г., Кричак С. О. Опыт численного решения уравнения баланса в рамках квазисолёноидальной схемы прогноза геопотенциала на северном полушарии. Труды ГМЦ СССР, 1968, вып. 19, с. 22—30.
3. Ситников И. Г., Фукс-Рабинович М. С. О восполнении недостающей информации в поле геопотенциала для обширных малоосвещенных районов северного полушария. Труды ММЦ, 1965, вып. 10, с. 75—86.
4. Фукс-Рабинович М. С. Опыт оперативного испытания схемы долгосрочного прогноза малой заблаговременности на среднем уровне тропосферы над северным полушарием. Труды ГМЦ СССР, 1968, вып. 29, с. 17—20.
5. Юдин М. И. Новые методы и проблемы краткосрочного прогноза погоды. Л., Гидрометеиздат, 1963, 404 с.
6. Shuman F. G. Numerical methods in weather prediction. I. The balance equation. Monthly Weather Review, 1957, vol. 85, № 10.

Ю. П. ДОРОНИН, Л. Н. КАРЛИН, К. Д. КРЕЙМАН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СРЕДНЕГО КОЭФФИЦИЕНТА ВЕРТИКАЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА В МЕЛКОМ МОРЕ

Исследования процессов вертикальной турбулентности, развивающейся под действием динамических факторов в устойчиво стратифицированных морских водоемах, в последнее время приобретают все большую актуальность. Это связано с их основополагающей ролью в формировании вертикальной динамической и плотностной структуры морских водоемов. Для целого ряда океанологических задач теории мелкой воды достаточным является использование осредненных значений коэффициента турбулентности. Однако в этом случае для получения объективных результатов необходимо достаточно полно учитывать факторы, определяющие энергетическую структуру моря.

Запишем интегральное уравнение баланса энергии турбулентности для моря глубиной H в виде

$$\int_0^H k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz = \int_0^H k \frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} dz + \frac{c_1 b^2}{k} H, \quad (1)$$

где u , v — горизонтальные составляющие скорости течения; k — коэффициент турбулентного обмена; b — кинетическая энергия турбулентных пульсаций; ρ — плотность воды; g — ускорение свободного падения; c_1 — безразмерная постоянная.

Левую часть уравнения (1) преобразуем, используя уравнения движения для чисто дрейфового течения в безбрежном море конечной глубины

$$k \frac{d^2 u}{dz^2} = -fv; \quad (2)$$

$$k \frac{d^2 v}{dz^2} = fu \quad (3)$$

при следующих граничных условиях:

$$z=0 \quad k\rho \frac{du}{dz} = -\tau_0, \quad (4)$$

$$k\rho \frac{dv}{dz} = 0;$$

$$z=H \quad u=v=0, \quad (5)$$

где f — параметр Кориолиса; τ_0 — напряжение трения ветра на поверхности моря.

Сложим уравнение (2), умноженное на u , и уравнение (3), умноженное на v . Полученное выражение проинтегрируем по частям от 0 до H . С учетом граничных условий (4) и (5) получим

$$u_0\tau_0 = \rho \int_0^H k \left[\left(\frac{du}{dz} \right)^2 + \left(\frac{dv}{dz} \right)^2 \right] dz, \quad (6)$$

где u_0 — скорость течения на поверхности.

Первый член правой части уравнения (1) преобразуем, следуя работе [1]. Для преобразования второго члена воспользуемся соотношением, связывающим глубину моря, среднее значение коэффициента турбулентности и кинетическую энергию турбулентных пульсаций, найденным из соображений размерности:

$$k = c_2 H \sqrt{b}, \quad (7)$$

где c_2 — безразмерная постоянная.

С учетом вышеизложенного уравнение (1) можно переписать в виде

$$\tau_0 u_0 = gk \frac{d\rho}{dz} H + c_1 \frac{k^3}{c_2^4 H^3} \rho. \quad (8)$$

Уравнение (8) является кубическим относительно k

$$k^3 + 3pk + 2q = 0, \quad (9)$$

где

$$p = \frac{c_2^4}{3c_1\rho} H^4 g \frac{d\rho}{dz}; \quad (10)$$

$$q = -\frac{\tau_0 u_0 c_2^4 H^3}{2c_1\rho}. \quad (11)$$

С целью упрощения исследования уравнения (9) для определения u_0 используем эмпирическую зависимость, предложенную в работе [3]:

$$u_0 = 0,033 W, \quad (12)$$

где W — скорость ветра.

Напряжение трения на поверхности будем находить по формуле

$$\tau_0 = c \rho_a W^2, \quad (13)$$

где ρ_a — плотность воздуха; $c = 2,6 \cdot 10^{-3}$ — коэффициент пропорциональности.

Численные значения c_1 и c_2 примем равными 5 и 0,036 соответственно [2].

Исследования уравнения (9), выполненные с учетом зависимостей (12) и (13), показали, что дискриминант его $D = q^2 + p^3$ всегда больше нуля. В этом случае уравнение имеет только один действительный корень, который должен соответствовать искомой величине k . Коэффициенты турбулентности, полученные в результате решения уравнения (9) с помощью формулы Кардана для различных скоростей ветра и стратификации в море, удовлетворительно согласуются с данными измерений интенсивности процессов обмена в мелком море [4].

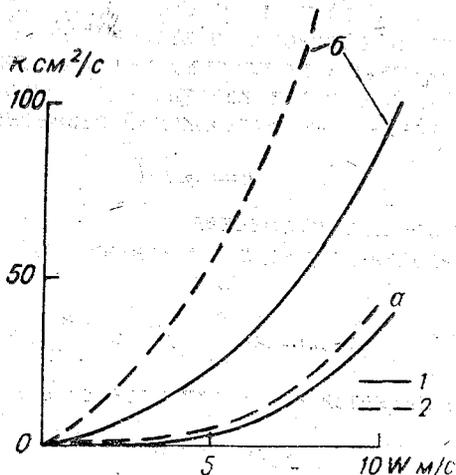


Рис. 1. Изменение величины k в зависимости от скорости ветра и устойчивости в море:

$$a - \frac{dp}{dz} = 10^{-6} \text{ г/см}^4; \quad b - \frac{dp}{dz} = 10^{-7} \text{ г/см}^4;$$

1 — с учётом диссипации; 2 — без учёта диссипации

Численная реализация задачи в изложенной постановке позволила выявить влияние диссипации энергии турбулентности на интенсивность процессов турбулентного обмена в мелком море.

По результатам расчетов роль ее возрастает с уменьшением устойчивости. На рис. 1 приведены результаты сопоставления изменения среднего коэффициента турбулентности для моря глубиной 30 м в зависимости от скорости ветра и средней стратификации

с учетом диссипации энергии турбулентности и без нее. В последнем случае величины k рассчитывались по упрощенной формуле, полученной из уравнения (8) с учетом предположения о незначительной роли диссипации энергии турбулентности в общем энергетическом балансе

$$k = \frac{\tau_0 u_0}{gH \frac{d\rho}{dz}} \quad (14)$$

Как следует из рис. 1, даже при незначительных скоростях ветра (2—3 м/с) влияние диссипации энергии турбулентности на величину k становится существенным при $\frac{d\rho}{dz} < 10^{-6}$ г/см⁴.

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин Ю. П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. Л., Гидрометеоздат, 1969, 299 с.
2. Егоров К. Л., Лайхтман Д. Л., Радикович В. М. Оценка характеристик турбулентности в верхнем пограничном слое океана по результатам наблюдений ТРОПЭКС-72. Труды Межведомственной геофизической экспедиции по программе национального Атлантического тропического эксперимента. Л.; Гидрометеоздат, 1974, с. 336—341.
3. Keulegan G. H. Wind tides in small closed channels J. Res. Nat. Bur. Stand., 1951, 46, p. 358—381.
4. Kullenberg Bu Gunnar Vertical Diffusion in shallow Waters. Tellus, 1971, vol. 23, № 2, p. 358—365.

В. С. БЕЗЗАБОТНОВ

ПРЯМЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО РАССЛОЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ТЕРМОКЛИНА

1. Введение

В статье дано описание и краткий анализ результатов измерений характеристик вертикального расслоения поверхностного термоклина с применением метода подводной фотосъемки окрашенных объемов жидкости. Этот метод служит эффективным дополнением общеизвестных гидрометрических методов в тех случаях, когда необходимо получить подробную детализацию при исследовании тонкой структуры натурального потока. Так, визуальные наблюдения за растеканием красителя в поверхностном слое Черного моря [1] выявили сложную картину пространственного излома следа в термоклине. В работе Дж. Вудса [2] этим методом исследовался механизм образования турбулентных «пятен» в ламинарных прослойках и перенос количества тепла через термоклин.

Исходным материалом послужили данные, полученные в 1969—1970 гг. при работе на Черном море в районе г. Сухуми. Глубина в районе наблюдений была равна 280 м.

2. Методика наблюдений

В летне-осенний период в исследуемом районе Черного моря слой максимального температурного градиента не опускался ниже горизонта 45—50 м, и с помощью имевшегося подводного снаряжения и фоторегистрирующей аппаратуры представлялось возможным охватить наблюдениями весь сезонный термоклин (за исключением, в некоторых случаях, его нижней границы).

Способ выявления вертикального расслоения состоял в измерении температуры, вектора скорости течения, коэффициента турбулентной диффузии k на нестандартных горизонтах с пространственной дискретностью по вертикали 2 м и в визуальном наблюдении изменения прозрачности воды в тонких слоях в пределах поверх-

ностного термоклина. При измерении коэффициента турбулентной диффузии была использована методика определения k по результатам подводного фотографирования стадий роста облака красителя от мгновенного точечного источника [3]. Наблюдения проводились с помощью устройства, названного «имитатор точечного источника». Устройство представляло жесткую систему: фотобокс с указателем глубины и выносной штангой, на которой были смонтированы механизм пуска красящего вещества и масштабная рейка. Расстояние между фоторегистрирующим устройством и точкой выхода красящего вещества составляло 1,5 м. В фотобокс помещался фотоаппарат «Ленинград» с усовершенствованной системой протяжки пленки (количество рабочих кадров 50, размер кадра 25×25 мм). Масштаб съемки, фиксированный для всех опытов, позволял в дальнейшем, при обработке фотонегативов, подсчитать площади диффузионных облаков в натуре. Свободно плавающий оператор контролировал горизонт съемки по указателю глубины.

Наблюдения выполнялись в следующем порядке. Перед погружением пловца-подводника производилось предварительное зондирование толщи воды термобатиграфом в слое от поверхности до глубины 50 м. Рабочие горизонты (через каждые 2 м по вертикали) выбирались, исходя из данных измерения, с тем расчетом, чтобы был охвачен слой десятью метрами выше и ниже предполагаемой оси термоклина (глубина, на которой вторая производная температуры по глубине равна 0). Температура воды измерялась термометром с ценой деления $0,1^\circ\text{C}$, скорость течения — по времени прохождения облаком краски метровой базы, направление течения — компасом. Перед началом фотосъемки наблюдатель ориентировал устройство для создания точечного источника относительно течения таким образом, чтобы возникшее облако двигалось в плоскости, параллельной плоскости съемки. После этого приводился в действие механизм пуска красителя. Облако фотографировалось спустя 3 с с момента своего возникновения. Интервал съемки между двумя последовательными снимками составлял 3 с. Применяемый краситель — флуоресцеин. Начальная концентрация красителя во всех опытах была равна 3%, объем точечного источника 25 мл. В ходе экспериментальных работ было осуществлено 7 погружений с выполнением в каждом из них полного комплекса наблюдений.

3. Термическое и динамическое расслоение термоклина

Обработка материала фотосъемки диффузии облака красителя велась на фотоувеличителе. Расчет коэффициентов турбулентной диффузии k производился по формуле Л. А. Жукова [4], выведенной для случая распространения диффузии от мгновенного точечного источника в изотропной среде.

Измерения показали, что в вертикальной структуре термоклина имеют место области с аномальными значениями величин, когда плавная кривая изменения температуры деформируется в ступенчатую ломаную кривую. На рис. 1 представлены данные двух опытов, отражающие картину распределения гидродинамических параметров в а) нерасслоенном и б) расслоенном термоклинах. В первом случае имеет место монотонное возрастание $\text{grad } T$ до глубины расположения оси термоклина и убывание его до постоянных значений за нижней границей слоя скачка. Второй случай характеризуется неравномерным ростом и падением с несколькими экстремумами величин. На горизонтах 32 и 38 м, т. е. у верхней и нижней границ термоклина, отмечаются «выбросы» градиента температуры. Интенсивность турбулентности незначительна во

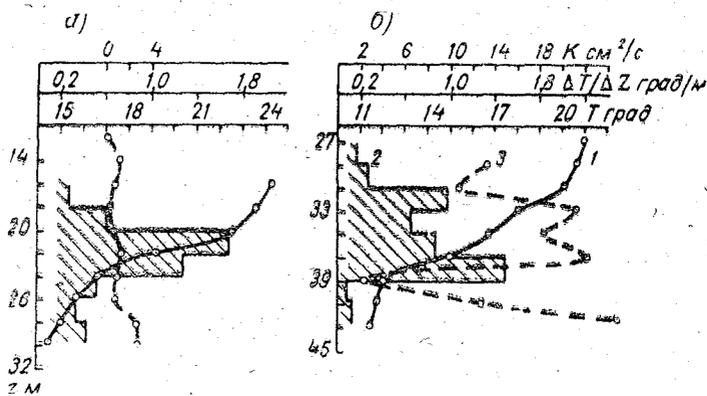


Рис. 1. Распределение гидродинамических параметров в термокLINE:

а — нерасслоенном (1/IX 1970 г.); б — расслоенном (1/IX 1969 г.); 1 — температура; 2 — градиент температуры; 3 — коэффициент турбулентной диффузии

всей исследуемой области при отсутствии ярко выраженного расслоения ($k=1-3 \text{ см}^2/\text{с}$), в расслоенном же термокLINE она увеличивается до значений $k=20 \text{ см}^2/\text{с}$. В то же время в расслоенном термокLINE наблюдаются прослойки с относительно высокими по сравнению с соседними слоями температурными градиентами, в которых интенсивность турбулентности падает до значений $k=4-5 \text{ см}^2/\text{с}$. Подобная слоистая структура термоклина была отмечена при зондировании в Средиземном море [2]; по-видимому, она является характерной для поверхностного термоклина, т. е. своеобразным (реликтом) от прошлой гидрометеорологической ситуации (чередование периодов прогрева и ветрового перемешивания верхнего слоя моря).

Интересно проследить распределение скорости и направления течения по вертикали. На рис. 2 представлены эпюры течений, соответствующие рассматриваемым ситуациям. Скорость течения в нерасслоенном термокLINE (рис. 2, а) постепенно уменьшается от

верхней к нижней границе; направление же всего потока в толще остается одинаковым. В расслоенном термоклине (рис. 2, б) наблюдается сложная пространственная картина, в которой прослеживаются два круга вращения течения. Ранее [5] подобная картина распределения скорости и направления течения в термоклине наблюдалась визуально; было установлено, что в отдельных слоях имеют место сдвиги течений до 180° и флуктуации по направлению с полным циклом вращения порядка 1 часа. Возникает ситуация, когда отдельные слои термоклина оказываются как бы «запертыми» сверху и снизу прослойками с высокими значениями $\text{grad } T$. В этих прослойках интенсивность турбулентности чрезвычайно

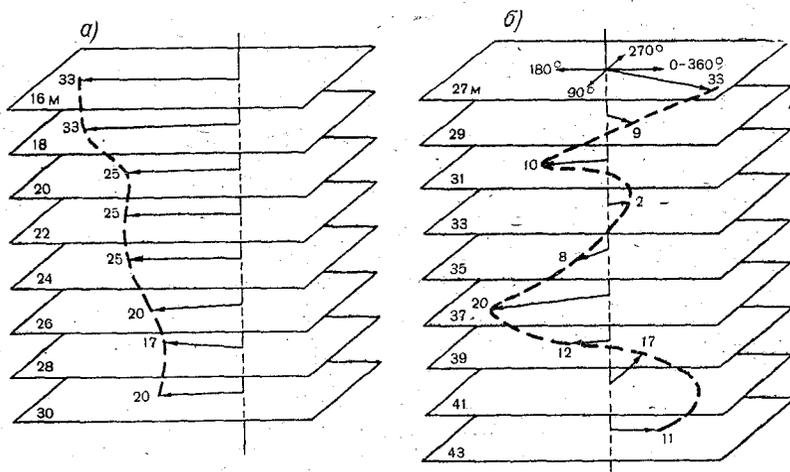


Рис. 2. Распределение вектора течения в термоклине:
а — нерасслоенном; б — расслоенном

мала; они служат как бы «смазкой» между отдельными слоями, в которых течения распространяются практически независимо друг от друга. При этом, между слоями, в переходных глубоководистых прослойках, могут иметь место большие градиенты скорости течения, которые при определенных условиях [6] приводят к нарушению устойчивости процесса. В общем случае достаточным условием устойчивости является требование, чтобы число Ричардсона всюду было больше 0,25. Данные наблюдений дают возможность определить области критических значений числа Ri и сопоставить их с областями увеличения интенсивности турбулентной диффузии k (рис. 3). Ввиду отсутствия данных по солености при расчетах Ri она принималась постоянной по глубине и равной 18‰. Эта величина соответствует среднему значению солености на глубинах 15—50 м для района наблюдений в летне-осенний период.

При сравнении рис. 1, а и 3, а видно, что в нерасслоенном термоклине лишь на горизонте 27 м существует вероятность возникновения области неустойчивости. Однако распределение k в этой области не обнаруживает тенденции к увеличению. В расслоенном термоклине (рис. 1, б и 3, б) уровень $Ri \leq 0,25$ соответствует слоям 28—31 м и 40—42 м. Здесь же намечается явный рост значений k . Кроме того, «выбросу» величины k вблизи термоклина соответствуют значения Ri , близкие к $Ri_{кр}$ ($Ri=0,37$).

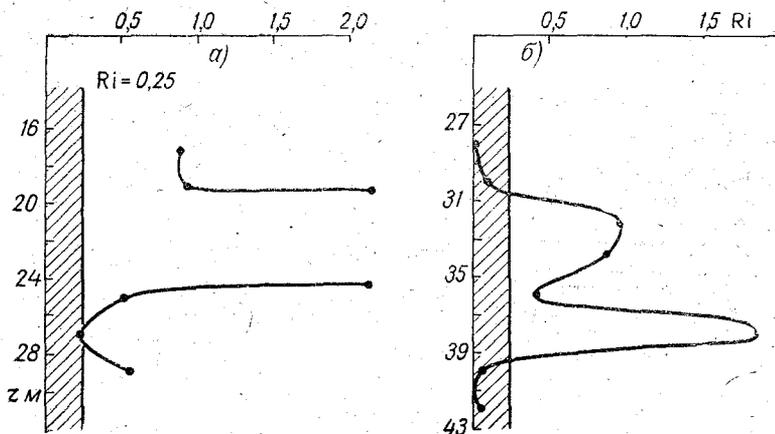


Рис. 3. Значение числа Ri для термоклина:
а — нерасслоенного; б — расслоенного

Результаты наблюдений и приведенные расчеты чисел Ri свидетельствуют о наличии взаимосвязи между процессами термического и динамического расслоения в поверхностном термоклине.

Следует отметить еще один эффект, сопутствующий вертикальному расслоению. Визуальными наблюдениями установлено, что в пределах верхней границы резкого термоклина прослеживается ряд мутных полос, разделенных прослойками более чистой воды. Определение толщины мутных полос было затруднено вследствие размытости границ, поэтому можно говорить лишь о качественной стороне расслоения. Толщина мутных полос в 2—3 раза превышала толщину прозрачных прослоек, занимая по вертикали слой в 1—2 м. Наблюдалось от одной до трех мутных полос. В средней части термоклина прозрачность значительно улучшалась, так как основная часть взвешенных в воде частиц задерживалась на верхней границе термоклина, и визуально заметить разницу в прозрачности воды не представлялось возможным.

По результатам натуральных наблюдений и измерений сделаны следующие выводы о вертикальном расслоении поверхностного термоклина в Черном море:

1. В вертикальной структуре термоклина в отдельные моменты времени существуют области с аномальными значениями гидродинамических характеристик.

2. Вертикальное расслоение проявляется как в деформации кривой распределения температуры, так и в нарушении динамической структуры термоклина; термическое и динамическое расслоения существуют и трансформируются взаимосвязанно.

3. Генерации турбулентности в областях термоклина, где значения чисел $Ri \leq 0,25$, могут способствовать волновые процессы, связанные с возникновением в участках термоклина короткопериодных внутренних волн.

В дальнейшем наблюдения следует еще более детализировать, уменьшив интервалы между горизонтами. При этом необходимо ориентироваться на инструментальные методы определения гидрологических характеристик (t , S , v) и автоматическую фотосъемку диффузионных облаков с тем, чтобы временной интервал одного цикла наблюдений оставался меньше периода возможных флуктуаций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурнашев В. Х. и др. Опыт визуальных наблюдений за слоем скачка в море. «Океанология», 1966, т. VI, вып. 5, с. 877—881.
2. Вудс Дж. Исследование некоторых физических процессов, связанных с вертикальным потоком тепла через верхний слой океана. Сб. статей «Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане» Л., Гидрометеиздат, 1971, с. 79—88.
3. Жуков Л. А., Майер А. В., Рехтзамер Г. Р. Применение подводной фото- и киносъемки для исследования турбулентности в море. МГГ. Материалы II конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в Северной части Атлантического океана». Л., Гидрометеиздат, 1964, с. 45—50.
4. Жуков Л. А., Чаликов Д. В., Ян Хуа-тинь. Исследование турбулентной диффузии в море по данным подводной киносъемки. Труды ЛГМИ, 1965, вып. 20, с. 203—206.
5. Беззаботнов В. С. Изучение слоя скачка методом подкрашивания потока красителем. Труды ЛГМИ, 1971, вып. 44, с. 137—143.
6. Miles J. M. On the stability of heterogeneous shear flows. J. Fluid Mech., 1963, 16, p. 2.

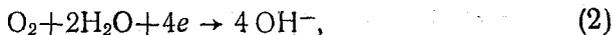
ИССЛЕДОВАНИЕ РАСТВОРЕННОГО КИСЛОРОДА В БАЛТИЙСКОМ МОРЕ, ВЫПОЛНЕННОЕ С ПОМОЩЬЮ АВТОМАТИЧЕСКИХ ОКСИМЕТРОВ

На кафедре методов океанологических исследований ЛГМИ выполнено исследование возможностей автоматизации измерений растворенных в морской воде газов. Для регистрации растворенного кислорода предложено использовать полуизолированные электрохимические ячейки, основанные на полярографическом и гальваническом методах [2, 3]. Принцип действия этих ячеек заключается в способности кислорода восстанавливаться на микроэлектродах при разности потенциалов на них, равной потенциалу восстановления кислорода. Основное различие этих ячеек в том, что полярографическая ячейка является ячейкой с наружной эдс, т. е. для работы датчика на электроды ячейки необходимо подать определенное напряжение, действие же гальванических ячеек основано на деполяризации электродной системы датчиков кислородом. При определенных условиях гальванический датчик является ячейкой генераторного типа, которая сама становится источником тока, величина которого пропорциональна количеству кислорода, продиффундировавшему из исследуемой среды к электродной системе, т. е. она является ячейкой с внутренней эдс. Кинетическое уравнение процесса электровосстановления кислорода, происходящего в электрохимической ячейке, отделенной от исследуемой среды селективной мембраной, имеет вид

$$I_d = kr F S A_0 D_0 \frac{C_k}{b + \delta} \exp \left[- \left(\frac{E_A}{RT} + \frac{E_D}{RT} \right) \right], \quad (1)$$

где I_d — диффузионный ток; k — коэффициент пропорциональности; F — число Фарадея; S — площадь катода; A_0 — коэффициент проницаемости; D_0 — коэффициент диффузии; C_k — концентрация кислорода; b — толщина мембраны; δ — толщина диффузионного слоя; E_A — энергия активации проницаемости; E_D — энергия активации диффузии; R — газовая постоянная; T — температура.

Суммарную реакцию, протекающую на катоде, можно представить в виде



На основе исследованных методов была выполнена разработка автоматических приборов, позволяющих регистрировать концентрацию растворенного кислорода в лабораторных условиях и «in situ». Структурная схема палубного варианта автоматического оксиметра представлена на рис. 1. Прибор основан на полярогра-

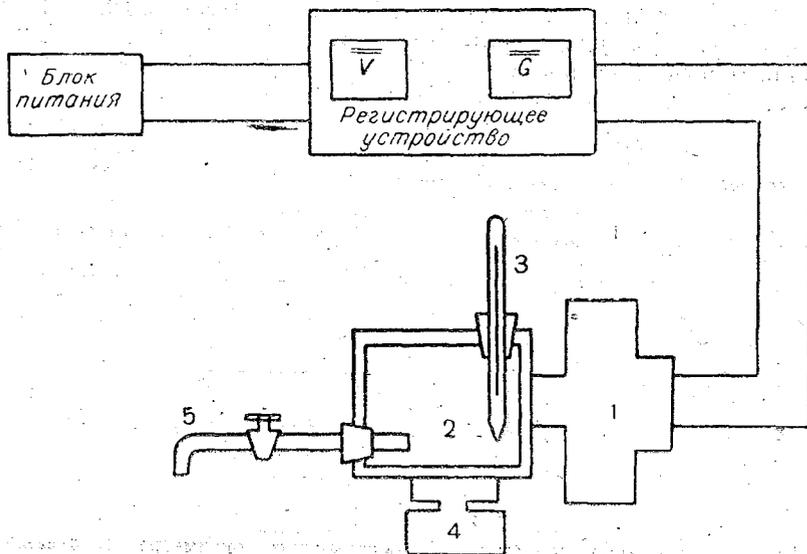


Рис. 1. Структурная схема палубного автоматического оксиметра (полярографическая ячейка):

1 — датчик; 2 — камера для пробы воды; 3 — термометр; 4 — магнитная мешалка; 5 — кран для слива пробы воды

фическом методе и предназначен для регистрации растворенного в морской воде кислорода в пробе на борту судна. Аналогичный прибор (рис. 2) был выполнен на основе гальванического метода. Для исследования концентрации кислорода «in situ» было сконструировано зондирующее устройство (рис. 3) [1], предназначенное для непрерывного измерения температуры воды и концентрации растворенного кислорода по глубине до 200 м с записью этих параметров на ленте трехточечного потенциометра ЭПП-09 и цифрового вольтметра. Зондирующее устройство опускается за борт на шестижильном кабеле РШМ 6×1,5. В устройстве использовался полярографический датчик, так как он имеет меньшую постоянную времени, что весьма важно при использовании датчика в зонде. Для установления погрешности регистрации и сравнения полученных в работе данных с измерением кислорода методом

Винклера были определены относительные погрешности полярографического ($\pm 0,6\%$) и гальванического ($\pm 0,5\%$ датчиков и рассчитаны коэффициенты корреляции по формуле

$$g = \frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{n S_x S_y} \quad (3)$$

где g — коэффициент корреляции; \bar{X} — среднее значение содержания кислорода, определенного исследуемым методом, по выборочным распределениям X_i ; \bar{Y} — среднее значение содержания кислорода, определенного методом Винклера, по выборочным распределениям Y_i ; n — число пар значений (X_i, Y_i) ; $S_x S_y$ — среднеквадратичные отклонения.

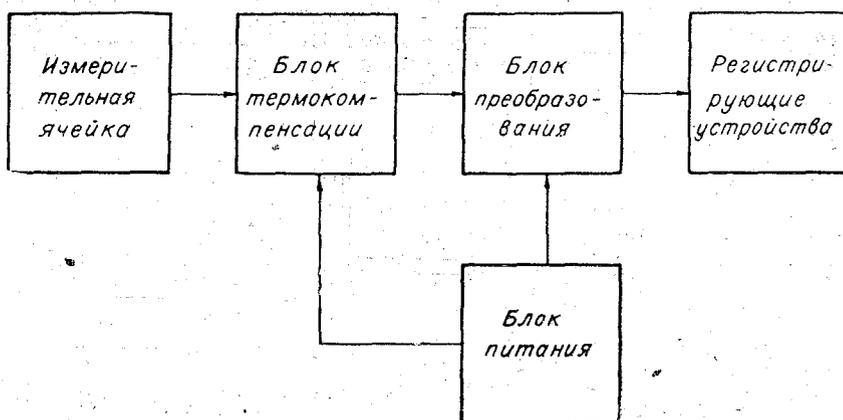


Рис. 2. Блок-схема палубного автоматического оксиметра (гальваническая ячейка).

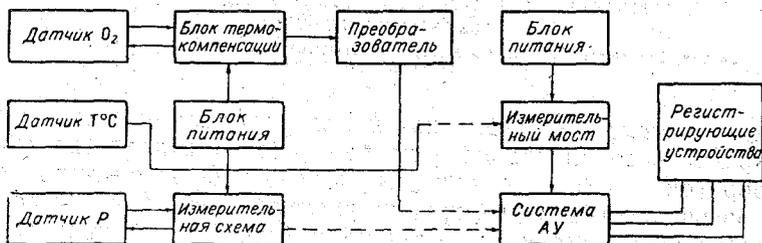


Рис. 3. Блок-схема автоматического термобароксиметра.

Коэффициент корреляции между данными измерений полярографического датчика и метода Винклера составил 0,230, между измерениями гальванического датчика и метода Винклера — 0,250,

между данными полярографического и гальванического датчика — С,160. Полученные коэффициенты позволяют судить о хорошей схожести данных измерений проведенных исследуемыми методами и методом Винклера, а относительная погрешность о достаточной точности регистрации.

Вышеперечисленные приборы использовались в экспедициях ЛГМИ на нис «Нерей» в Балтийском море. В июне—августе 1971 г. прошел испытания палубный вариант автоматического оксиметра

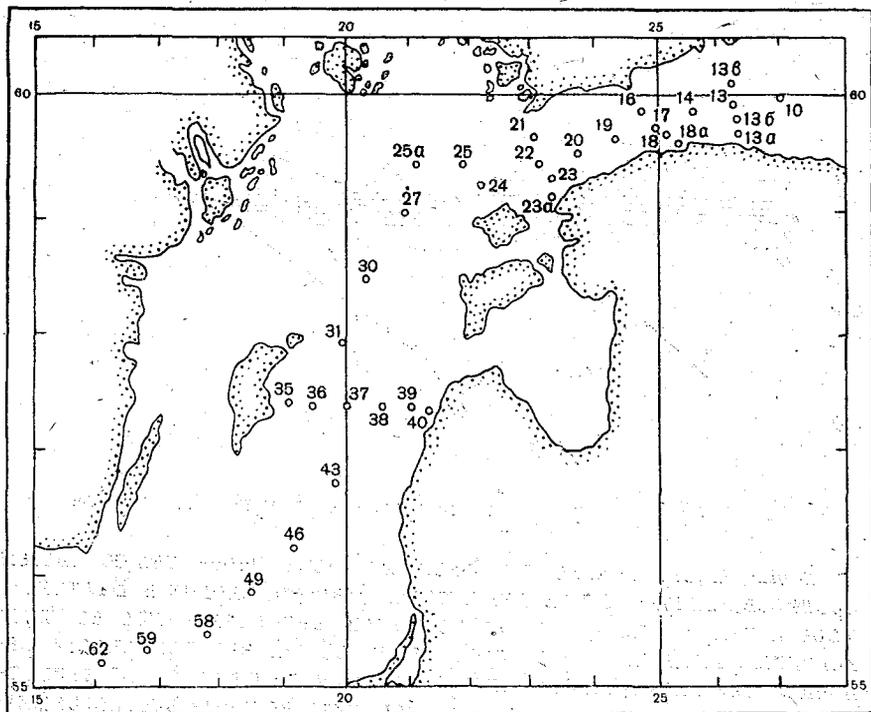


Рис. 4. Схема расположения станций океанографических разрезов в Балтийском море.

на базе полярографической ячейки в июне—августе 1972 г. — гальванической ячейки, в июле—августе 1973 г. на этом же судне были продолжены работы с использованием автоматического термобатиноксиметра. Регистрация растворенного в морской воде кислорода данными приборами производилась на станциях вековых океанографических разрезов (рис. 4) ежегодно с 1971 по 1973 г. Полученные результаты позволяют сделать некоторые выводы о распределении растворенного кислорода в Балтийском море за период наблюдений.

Гидрологический и гидрохимический режимы Балтийского моря имеют свои специфические особенности, связанные с географическим положением этого окраинного моря. Основными факторами, определяющими особенности гидрологического режима данного моря, являются его слабая связь с Северным морем, затрудняющая поступление океанских вод, обильный сток рек и весьма значительное количество выпадающих осадков.

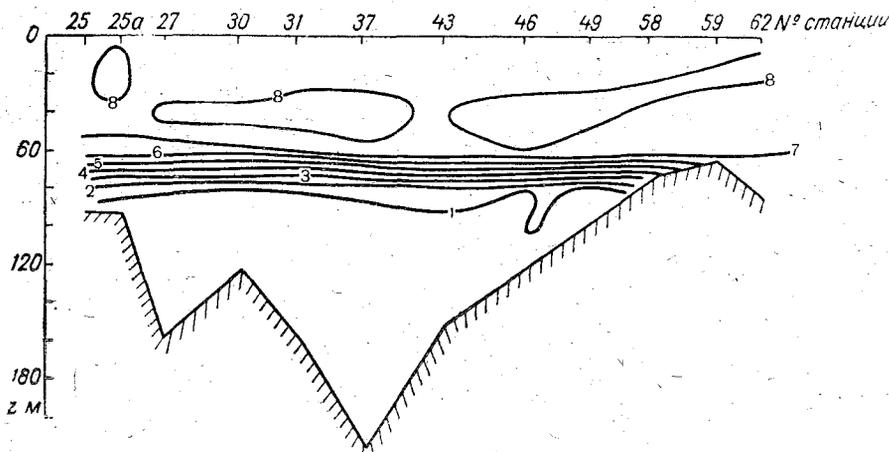


Рис. 5. Характерное распределение кислорода на разрезе XIII в июле 1971 г.

Воды, поступающие из Северного моря через целую систему проливов, минуя мелководный порог Дарсер, входят в Балтийское море и направляются на северо-восток, заполняя наиболее глубоководные впадины. Для определения общей закономерности распределения кислорода в Балтийском море были выбраны наиболее характерные для данного водного объекта вековые океанографические разрезy. К ним относятся продольный разрез XIII, расположенный между о. Борнхольм и устьем Финского залива и поперечный разрез VIII, идущий от п. Вентспилс до о. Готланд, хорошо характеризующий режим — одной из самых глубоких в Балтийском море — Готландской впадины. В Финском заливе наблюдениями охвачена практически вся западная, наиболее глубоководная часть залива от о. Готланд до устья залива. Наиболее характерные распределения кислорода на данных разрезах за три года приведены на рис. 5, 6, 7.

Большое количество пресной воды, ежегодно поступающее в море и достигающее 472 км^3 (по Бромусу [5]), а также проникновение более соленых и плотных вод из Северного моря образуют в Балтийском море два слоя: более соленый и плотный глубинный слой и распресненный, менее плотный, верхний слой. Промежуточный слой мощностью 20—30 м, разделяющий эти два слоя, расположен на глубине 60—90 м по всей акватории моря и характерен

большими градиентами плотности. Этот слой скачка плотности не позволяет даже в самые суровые зимы развиваться вертикальной зимней конвекции до более глубоких горизонтов, а в летнее время прогрев водной поверхности распространяется лишь до глубины 15—25 м.

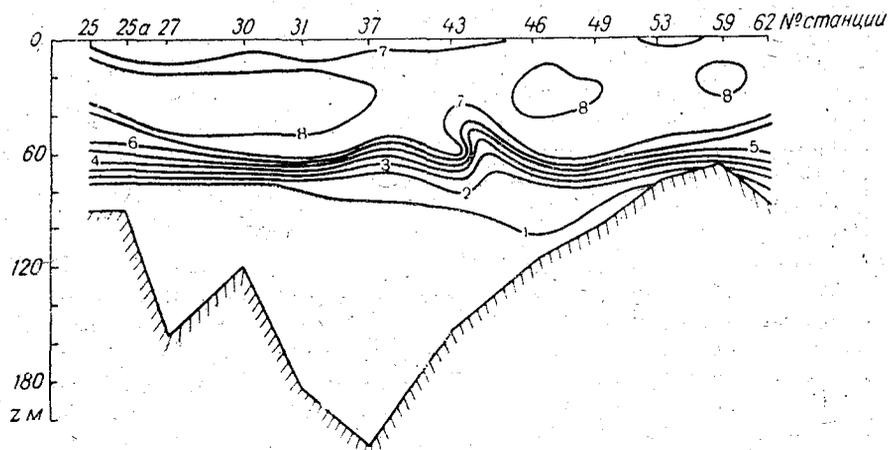


Рис. 6. Характерное распределение кислорода на разрезе XIII в июле 1972 г.

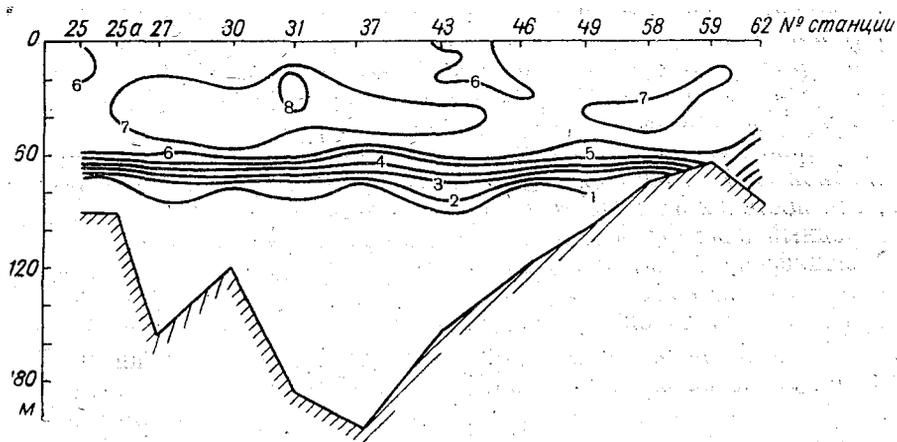


Рис. 7. Характерное распределение кислорода на разрезе XIII в августе 1973 г.

Верхний деятельный слой моря подвержен значительным изменениям, которые зависят от смены сезонов и метеоусловий. Распределение кислорода в поверхностном слое Балтийского моря в основном зависит от температурного и ветрового режимов, поэтому его изменения в разные годы весьма значительны. Термический

режим моря непосредственно определяет растворимость кислорода, интенсивность фотосинтеза и распада органических веществ. Летом по всей акватории моря обычно наблюдается понижение абсолютного содержания кислорода, по сравнению с другими периодами года, что обусловлено в основном прогревом поверхностного слоя и, как следствие этого, уменьшением растворимости кислорода. Одновременно уменьшается и относительное содержание кислорода, что происходит из-за ослабления фотосинтезирующей деятельности фитопланктона. Распределение кислорода по всей акватории моря в летний период наиболее однородно по сравнению с другими временами года. Это явление обусловлено более равномерным и устойчивым распределением температуры воды в поверхностном слое и ослаблением процесса фотосинтеза. Так летом 1971 г. колебания в содержании кислорода по всему морю составляли 1,22 мл/л, летом 1972 г. — 0,32 мл/л, летом 1973 г. — 0,36 мл/л.

В летние месяцы во время прогрева возникает сезонный скачок плотности на глубине 15—25 м, вследствие этого перемешивание глубже этой границы практически прекращается и там сохраняются условия, свойственные ранней весне, когда кислород, поступающий в море из атмосферы и продуцируемый в процессе фотосинтеза, проникает на нижние горизонты деятельного слоя благодаря вертикальному перемешиванию вод, а также частично и в результате горизонтального перемешивания водных масс. Максимумы абсолютного количества кислорода часто встречаются в подповерхностном слое и связаны также с наибольшим развитием здесь фитопланктона. Наличие слоя кислородного максимума на глубинах 30—60 м в период наибольшего летнего прогрева верхних горизонтов деятельного слоя характерно для всего Балтийского моря.

Между деятельным слоем и глубинными горизонтами, имеющими свои ярко выраженные специфические особенности, расположен переходной слой толщиной 20—30 м. Этот слой образуется в результате постоянного и постепенного смешения этих двух слоев, и кислородный режим в нем носит переходный характер. Для этого слоя специфично весьма быстрое падение концентрации кислорода с глубиной, т. е. наблюдается резко выраженный слой кислородного скачка, совпадающий по глубине со слоем скачка плотности.

Общее распределение кислорода по глубинам хорошо видно на примере океанографических разрезов в Балтийском море. Толща воды от поверхности до глубины примерно 60 м хорошо аэрирована. Содержание кислорода в ней в период наблюдения колеблется в пределах 6—8 мл/л, что соответствует 80—100% насыщения. В промежуточном слое (от 60 до 80 м) количество кислорода резко падает до 1—2 мл/л или до 10—20%. Глубинный слой сильно обеднен кислородом.

В глубинном слое Балтийского моря, расположенном ниже 80—90 м, гидрологические и гидрохимические условия относительно постоянны; изменчивость их в основном определяется горизон-

тальными проникновением более плотных глубинных вод в направлении от Датских проливов к Финскому заливу, вернее колебаниями интенсивности поступления этих вод в глубины моря. В подтоке вод из проливов в Балтийское море наблюдается некоторая периодичность, обусловленная многолетним ходом атмосферной циркуляции над северной частью Атлантического океана. Следовательно, основным источником поступления кислорода в глубинные слои Балтийского моря является эпизодическая адвекция водных масс из Северного моря через Датские проливы, в которых наблюдается сравнительно высокая соленость и насыщенность кислородом. Эти воды с глубинным противотечением входят в Балтийское море. В случае большого притока вод соленость глубинных слоев увеличивается и улучшается кислородный режим. При ослаблении притока появляются застойные зоны в глубоких впадинах моря, в особенности в центральной и северной его частях. Застойные явления во впадинах развиваются в результате накопления там продуктов распада организмов, опускающихся из деятельного слоя. В этом случае во впадинах наблюдается повышенное содержание углекислого газа, а иногда даже и сероводорода.

Периодичность и интенсивность притока вод в Балтийское море через проливы характеризуется соответствующим вековым циклическим ходом, совпадающим с цикличностью колебаний атмосферной циркуляции. И. М. Соскин [4] показал, что многолетняя изменчивость гидрологических и гидрохимических условий Балтийского моря определяется не только общей связью с атмосферной циркуляцией, но и связью с вековыми колебаниями солнечной активности.

Из литературных источников [5] известно, что за последние 40 лет достаточно мощные притоки североморских вод отмечались в 1933—1934, 1937—1938, 1951 и 1960—1961 гг. Каждый период обновления глубинных балтийских вод сменился периодом стагнации различной продолжительности. За период наблюдений 1971—1973 гг. был также замечен период обновления глубинных вод в Балтийском море, в Борнхольмской и Готландской впадинах (табл. 1).

Как видно из данных табл. 1, в 1972 г. произошел резкий скачок адвекции североморских вод в Балтийское море. Эти воды, насыщенные кислородом, проникли до Готландской впадины, но не смогли дойти до северной части моря, т. е. до устья Финского залива. Наблюдения хорошо согласуются с выводами И. М. Соскина о том, что на адвекцию североморских вод в Балтийское море в значительной мере оказывают влияние колебания солнечной активности, а 1972 г. характерен яркой вспышкой солнечной активности. Наблюдения над соленостью в глубинных горизонтах Балтийского моря, проведенные в то же самое время, подтверждают выводы, сделанные по результатам наблюдений над концентрацией растворенного кислорода.

Среднее количество кислорода в придонном слое
некоторых глубоководных районов Балтийского моря

	1971 г.	1972 г.	1973 г.
Борнхольмская впадина (ст. № 62, Н=80 м)			
О ₂ мл/л	1,21	1,47	1,24
Число наблюдений	4	4	4
Готландская впадина (ст. № 37, Н=200—230 м)			
О ₂ мл/л	0,27	0,62	0,23
Число наблюдений	4	5	7
Финский залив (ст. № 22, Н=80—90 м)			
О ₂ мл/л	0,60	0,50	
Число наблюдений	4	5	

Исследования распределения концентрации растворенного кислорода в Балтийском море, выполненные с помощью автоматических оксиметров, показали возможность использования данных методов в океанологической практике и позволили более точно выявить основные закономерности распределения кислорода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бублик В. А. и Коровин В. П. Измерение температуры и растворенного кислорода на автономной буйковой станции. ВИНТИ, депонировано № 2129—74 Деп. от 30/VII 1974 г.
2. Коровин В. П. Исследование полярографического метода для автоматизации измерений растворенного в морской воде кислорода. ВИНТИ, депонировано № 2128—74 Деп. от 30/VII 1974 г.
3. Коровин В. П. Гальваническая ячейка — датчик растворенного в морской воде кислорода. ВИНТИ, депонировано № 2522—74 Деп. от 27/IX 1974 г.
4. Соскин И. М. Многолетние изменения гидрологических характеристик Балтийского моря. Л., Гидрометеониздат, 1963, 160 с.
5. Черновская Е. Н., Пастухова Н. М., Буйневич А. Г., Кудрявцева М. Э., Ауиньш Э. А. Гидрохимический режим Балтийского моря. Л., Гидрометеониздат, 1965, 168 с.

В. Е. ДЖУС, А. В. НОВОЖИЛОВ

О ТЕХНИКЕ И МЕТОДАХ ИЗУЧЕНИЯ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ТЕЧЕНИЙ

Одних стандартных океанографических наблюдений недостаточно для удовлетворительного изучения тонкой структуры течений и сложного механизма мелкомасштабного перемешивания в море. Так, при изучении баланса кинетической энергии необходим учет диссипации энергии движения в тепло. Без этого нельзя построить реальную модель циркуляции без непрерывного увеличения скорости движения [4].

Измерение мелкомасштабной турбулентности ввиду своей важности для проблемы взаимодействия и своей специфичности требует особого внимания. Основными характеристиками микротурбулентности можно считать диссипацию кинетической энергии в теплоту ϵ , скорость выравнивания температурных (плотностных) неоднородностей N [6] и коэффициент турбулентной диффузии.

Для изучения микротурбулентности в море методом регистрации пульсаций гидрометеорологических элементов (например, скорости) используются, главным образом, термоанемометры и метод красителей.

Термоанемометры впервые были применены в 1956 г. А. Г. Колесниковым (МГИ) на дрейфующем ледяном поле, а затем с борта судна. Последний из турбулиметров такого типа — АГАТ-5 (автоматизированный глубоководный автономный турбулиметр) устанавливается в толще или у дна по схеме с заглубленным бумом и служит для регистрации флуктуаций температуры, трех компонент скорости течения и градиента скорости течения [7].

Р. В. Озмидов (ИОАН) тоже применяет термоанемометры, но способ их использования другой. Они смонтированы на спаренных катамаранах небольших размеров и подвешиваются на кабельной линии, буксируемой за судном [6]. Получаемые данные интерпретируются как отображающие пространственные неоднородности гидрофизических полей.

Недостатком всех термоанемометров является их очень низкая стабильность, особенно если в воде имеется планктон и органические загрязнения. Поэтому заслуживает большого внимания разработанный в Тихоокеанском отделении Института океанологии АН СССР акустический метод измерения скорости потока, регистрирующий доплеровские сдвиги частот в рассеянном движущейся водой ультразвуковом излучении [9]. Прибор может быть использован для измерения пульсации скорости.

Как указывает Р. В. Озмидов [6], при интерпретации результатов пульсационных исследований возникает трудность, связанная с невозможностью точно задать начальные условия и репрезентативно выбрать граничные условия, особенно при рассмотрении небольших объемов жидкости.

От этих недостатков свободен метод красителей. Он позволяет вскрыть картину течения и определить ряд параметров турбулентности, проследить зависимость коэффициента турбулентной диффузии от локальных гидрологических условий и оценить вклад ряда факторов в энергоснабжение турбулентности. Эти работы [6] относились к области масштабов больших, чем десятки метров.

В ЛГМИ работы с красителями и с применением методов погружения под воду самих исследователей для изучения зоны малых масштабов (до 1—2 м) были начаты в 1960 г. [5]. Исследования производились как в толще вод [3], так и в придонной области [8]. В этих опытах использовалась ручная регистрация водолазами, которые погружались на глубину до нескольких десятков метров.

Автономные турбулиметры, основанные на регистрации пульсаций физических параметров в водной толще, и их записи, например магнитной, или действующие по принципу автоматической фоторегистрации окрашенных объемов жидкости могут функционировать на значительно больших глубинах и длительные периоды времени [7, 10, 11, 12]. Их работа не находится в такой зависимости от гидрометеорологических условий, как труд водолазов, поэтому сбор массового материала должен производиться на базе автоматических устройств.

Остановимся на принципиальной конструктивной схеме подводного фоторегистратора структуры течений в придонной области (рис. 1) Прибор состоит из фоторегистрирующей камеры, работающей на цветной пленке, приспособления для подачи окрашенных объемов жидкости в водную толщу на трех уровнях придонного слоя и вспомогательных устройств. Скорость течения на каждом уровне рассчитывается по смещению окрашенного объема на соседних фотоснимках. Автономность прибора может быть доведена до трех недель, а глубина погружения будет определяться конструкцией прочного корпуса. Одновременно с измерениями прибор регистрирует и внешний вид придонных осадков.

Автоматическая фоторегистрирующая камера должна делать до нескольких сот кадров на 35-миллиметровую пленку и позволять

фиксировать данные, сопутствующие съемке (счетчик кадров, давление, уровень). Управление работой камеры должно осуществляться часовым программным механизмом. В качестве осветителя может быть использована импульсная лампа-вспышка мощностью до 100 Дж. Устройство для выброса окрашенной жидкости представляет собой резервуар с красящим раствором, систему клапанов, сопло и поршень, управляемый электромагнитом. Фоторегистратор устанавливается на раме в 1,5—2 м ото дна, и краска

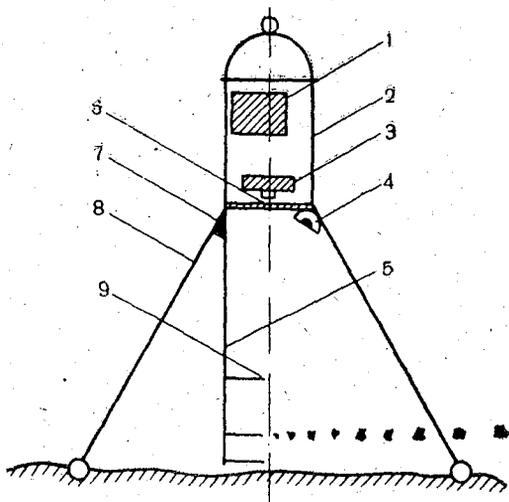


Рис. 1. Фоторегистратор тонкой структуры течений в придонной области:

1 — программный механизм и блок питания; 2 — прочный корпус; 3 — фоторегистрирующая камера; 4 — импульсный осветитель; 5 — штанга; 6 — иллюминатор; 7 — устройство для выпуска окрашенной воды; 8 — опора; 9 — сопло

впрыскивается на трех горизонтах с учетом глубины резкости объектива и поставленных задач, например на 5, 20 и 30 см ото дна. Могут использоваться голубой, красный и зеленый цвета красителя. Таким образом, для дешифрирования данных опыта будет использоваться цветовой, а на стереоскопический принцип. Это резко упростит камеральную обработку. По разбросу точек траекторий движения окрашенных объемов и по изменению их геометрических размеров можно сделать выводы о тонкой структуре течений в придонной области. Данные, полученные этим прибором, будут эталонными, так как метод и дистанционен и безынерционен.

Рассматривая методы, использующие водолазные погружения и автоматические приборы, следует отметить, что производительность труда водолазов невысока, что они могут работать только на

малых глубинах и их работа находится в большой зависимости от гидрометеорологических условий. Сравнение автоматического фоторегистрирующего устройства с методом, использующим погружение под воду аквалангистов для изучения придонной турбулентности, оказалось возможным благодаря применению методики, разработанной В. Г. Ажажа для оценки эффективности исследовательских средств [1].

Критерий эффективности средства имеет вид:

$$E = \frac{A}{C} e^{\frac{H}{600}},$$

где A — суточный объем полученной информации; C — суточные расходы на содержание исследовательского средства; H — глубина работы исследовательского средства.

Вычислим отношение $E_1 : E_2$, в котором E_1 — критерий эффективности фоторегистратора тонкой структуры течений; E_2 — критерий эффективности метода, использующего погружения под воду аквалангистов.

Примем для E_1 $A=48$ серий в сутки, $C=1800$ рублей, $H=4000$ м; а для E_2 $A=2$ серии в сутки, $C=200$ рублей, $H=40$ м.

После вычислений получим $E_1 : E_2 \cong 2000$.

Таким образом, оказывается очевидной большая результативность фоторегистрирующего устройства, по сравнению с методами водолазных спусков в случае сбора массового материала. Однако при выполнении нестандартных операций под водой, когда требуется принимать решения на месте (для отработки методики наблюдений, для контроля работы приборов и для проведения отдельных, наиболее сложных опытов), преимущества водолазного труда бесспорны.

ЛИТЕРАТУРА

1. А ж а ж а В. Г. Подход к оценке эффективности малых подводных судов, «Рыбное хозяйство», 1972, № 3, с. 30—31.
2. Б а б а к Э. В. и др. Подводная фотография. Л., «Машиностроение», 1969, 175 с.
3. Б у р н а ш о в В. Х. и др. Опыт визуальных наблюдений за слоем скачка в море. «Океанология», 1966, вып. 5, с. 877—880.
4. Д о р о н и н Ю. П. Взаимодействие атмосферы и океана (основные проблемы). Труды ААНИИ, 1970, т. 296, с. 22—31.
5. Ж у к о в Л. А. и др. Исследование турбулентной диффузии в море по данным подводной киносъемки. Труды ЛГМИ, 1965, вып. 20, с. 203—206.
6. Исследования океанической турбулентности. Под ред. Р. В. Озмидова. М., «Наука», 1973, 174 с.
7. К о л е с н и к о в А. Г. и др. Автоматизированный комплекс для исследования турбулентных процессов в океане. Симпозиум 1971 г.: «Автоматизация научных исследований морей и океанов». Севастополь, изд. МГИ АН УССР, 1972, с. 24—34.

8. Лабейш В. Г., Бурнашов В. Х. Наблюдение турбулентности в придонном слое моря. Сб. «Турбулентные течения». М., «Наука», 1970, с. 233—235.
9. Шевцов В. П., Волков А. И. О методике исследования вертикальной структуры морских течений с борта судна. «Океанология», 1973, вып. 6, с. 1108—1113.
10. Thorndike E. M. A suspended-drop current meter. Deep-Sea Research, 1963.
11. Thorndike E. M., Maurice Ewing. Photographic determination of ocean bottom current velocity. MTS Journal, v. 3, № 1.
12. Sternberg R. W. Camera and dye-pulser system to measure bottom boundary-layer flow in the deep sea. Deep-sea Research, 1969.

И. А. ФОМИЧЕВ, Ю. Л. СОРОКИН, А. Н. СЕРГЕЛЬ, С. М. БАЗАРОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

Исследование физического взаимодействия океана и атмосферы неизбежно приводит к изучению структуры пограничного слоя как со стороны газообразной фазы, так и жидкой. При этом следует учитывать, что в ряде случаев нельзя говорить о четкой границе между жидкой и газообразной фазами, так как в пограничном слое может иметь место вторая фаза в большей или меньшей степени. Это обстоятельство связано с явлением неустойчивости границы раздела сред при их силовом взаимодействии, особенно сильно проявляющемся при турбулентных возмущениях атмосферы и океана, что в известной мере усложняет изучение их взаимодействия.

Рассматривая границу раздела океан-атмосфера как двухфазную дисперсную систему, необходимо знать ее основные параметры, определяющие процессы переноса. К таким параметрам прежде всего следует отнести спектральные функции распределения частиц по размерам, скоростям и взаимным координатам в пространстве.

Существующие методы, позволяющие по мнению авторов, вести экспериментальные исследования указанных параметров путем их непосредственного измерения, можно разделить на контактные и неконтактные.

Первые в силу принципиальных их особенностей оказывают существенное влияние на поток, поэтому в данном случае являются малоперспективными.

Вторые, основанные на использовании тех или иных оптических эффектов, не вносят искажений в поток и могут рассматриваться как наиболее надежные и перспективные, а возможность получения данных о скорости частиц относит их и к достаточно информативным. Условно оптические методы можно разделить на две основные группы:

- 1) фоторегистрационные методы, включающие в себя фотографические, фотодетекторные и голографические методы;
- 2) методы регистрации характеристик светорассеяния.

Одним из наиболее простых и распространенных методов определения размеров, скорости и распределения частиц в потоке является фотографирование частиц и их треков с помощью многократной импульсной подсветки.

В этом случае глубина резко изображаемого пространства определяется соотношением

$$t = l f^2 \left(\frac{1}{f^2 - x} - \frac{1}{f^2 + x} \right), \quad (1)$$

$$x = kd(l - f),$$

где f — фокусное расстояние линзовой системы; l — расстояние до фокальной плоскости; d — диаметр допустимого кружка нерезкости; k — характеристика светосилы оптики.

Из формулы глубины резкости следует, что она определяется размером регистрируемого объекта, так как

$$d = d_{kj},$$

где d_k — диаметр капли; j — степень допустимой нерезкости изображения.

Расстояние от объекта до объектива описывается уравнением

$$l = f(m+1) \frac{1}{m}, \quad (2)$$

где m — степень увеличения линзовой системы.

Ввиду большого увеличения, применение которого обусловлено небольшими размерами капель, фотокамера имеет резко ограниченную глубину резкости. В связи с этим на качество фотоснимка оказывает сильное влияние нерезкость изображения частиц, расположенных вне фокальной плоскости.

Возможности метода обычного фотографирования фиксации дисперсного состава газо-жидкостной смеси ограничены из-за необходимости постановки в движущийся смешанный поток дефлекторов, отсекающих капли, не летящие в плоскости настройки оптической системы. Кроме того, к недостаткам этой системы относится невозможность определения составляющих векторной величины скорости.

Более перспективным является способ, заключающийся в том, что фотопленка, на которую проектируется объективом трек движущейся капли, наклонена к оси линзовой системы под произвольным углом. Его величина учитывается при расшифровке фотоснимка, представляющего собой совокупность положений регистрируемых капель за фиксируемый промежуток времени. Метод позволяет фиксировать как скорость, так и размер капель в пространстве. Глубина пространства определяется углом наклона фотопленки.

Известна также методика определения числа и размеров капель, основанная на отражении света при попадании капли в световой

пучок. При этом количество отраженного света в известной мере соответствует размеру капли.

Пролетающие частицы, или точнее световые импульсы от них, регистрируются с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) и электронной схемы амплитудного анализа импульсов [1].

Одним из последних промышленных образцов прибора, основанного на этом принципе, является «Квант 901» [6]. Схема прибора представлена на рис. 1.

К недостаткам этого метода следует отнести тот факт, что на практике не исключена возможность одновременного пролета нескольких частиц разной величины, а электронная схема регистрирует их как один световой сигнал большой интенсивности. Правда, путем введения схем совпадений и антисовпадений, т. е. определенным образом усложнив методику, можно данный недостаток значительно уменьшить.

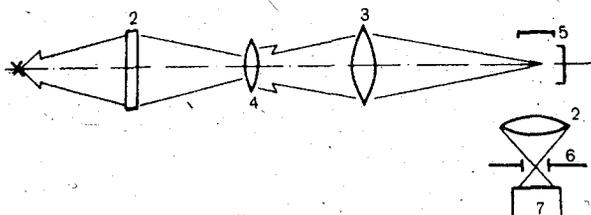


Рис. 1. Оптическая схема прибора «Квант 901»: 1 — лампа; 2 — конденсор; 3 — объектив; 4 — шель и коллектив; 5 — рабочий объем; 6 — диафрагма; 7 — фотоэлектронный умножитель

Другим недостатком является необходимость аспирации потока с частицами, что исключает возможность использования метода для изучения распределения частиц в естественных потоках.

Указанные недостатки не исключают полностью применимость метода, поскольку последний обладает и существенным достоинством — относительная простота и получение информации непосредственно в процессе измерения.

Дальнейшим развитием методов фоторегистрации является голографирование [3, 4]. Не имея возможности детально остановиться на многочисленных аспектах этой области, следует отметить, что в случае применения голографического способа регистрации частиц происходит значительное увеличение глубины резкоизображаемого пространства.

Восстанавливаемое с голограмм изображение зафиксированного объекта обладает всеми оптическими свойствами, присущими реальному объекту. Этот метод, имея высокую разрешающую способность, позволяет регистрировать частицы, затеняющие друг друга и расположенные на значительном расстоянии от светочувствительной эмульсии.

Как любой способ хранения информации, голограммы имеют ограниченную информационную емкость. Предельное количество частиц, которое может быть зафиксировано на фотопластинке, определяется из соотношения

$$n_{\max} = \frac{F \epsilon^2 \lambda [\lambda + 16 - N \epsilon r_{\text{ср}} (x_1 \epsilon \sin \alpha + \cos \alpha)]}{[\lambda + 8 N \epsilon r_{\text{ср}} (x_1 \epsilon \sin \alpha + \cos \alpha)]} \quad (3)$$

Здесь $r_{\text{ср}}$ — средний радиус частиц; F — площадь голограммы; ϵ — разрешающая способность способа голографии; N — разрешающая способность эмульсии.

Из соотношения (3) следует, что информационная емкость голограммы существенно зависит от разрешающей способности способа голографирования и от размера и характеристик применяемой светочувствительной эмульсии. Для достижения максимальных величин предельной информационной емкости и удаления голографируемых капель от плоскости светочувствительной эмульсии во всех схемах голографирования необходимо использовать плоский волновой фронт освещающего объекта пучка света.

Фиксирование скорости перемещения капли в пространстве можно осуществить путем регистрации расстояния, которое она пройдет за время между соседними вспышками. Для этой цели используются голограммы, полученные путем многократных экспозиций. Интервал между вспышками должен быть таким, чтобы за это время объект переместился, по крайней мере, на расстояние, равное двум его диаметрам. Предельное количество повторно записанных голограмм определяется разрешающей способностью используемой светочувствительной эмульсии.

Поскольку информационная емкость голограмм велика, визуальная обработка восстанавливаемого с них изображения крайне трудоемка. Поэтому для подсчета количества капель жидкости размером от 2 до 3000 мкм предлагается применять телевизионный счетчик-анализатор микрообъектов СЧ-1.

При значительных достоинствах голография имеет и существенные недостатки, к которым можно отнести: 1) громоздкость, сложность, дороговизна аппаратуры, не позволяющая применять ее в настоящее время в полевых условиях; 2) наличие промежуточной стадии обработки (проявление), т. е. невозможность экспресс-анализа; 3) относительная сложность преобразования в электрический сигнал для ввода в ЭВМ. Поэтому способ голографирования является лабораторно-контрольным методом для производства эталонных измерений.

По информации, которую несет рассеянный частицами свет, можно с достаточной степенью точности судить об их размерах и концентрации. Характеристики рассеянного света зависят от числа рассеивающих частиц, их величины, оптических свойств, формы и ориентации в пространстве и др.

При решении обратной задачи можно ограничиться рассмотрением трех основных областей измерения размеров частиц. В видимой части спектра эти области можно характеризовать соответствующими значениями параметра дифракции ρ [7]:

1. Малые частицы [$\rho \ll 1$, m — конечно]. В этой области наиболее полную информацию о размерах частиц ($10^{-8} \div 10^{-6}$ см) несут данные о спектральных коэффициентах ослабления лучей рассеянием и поглощением.

Для непоглощающих частиц в этом случае можно воспользоваться измерением суммарного комплексного показателя преломления дисперсной системы как квазисплошного тела.

Измерения m выполняются с помощью интерферометров путем определения смещения интерференционных полос.

Во всех случаях когда $\rho \ll 1$, а m — конечно, наблюдается релеевское распределение света по направлениям. Индикатриса рассеяния является симметричной и ее характер показывает, что размеры частиц $d \ll \lambda_0$.

2. Частицы, соизмеримые с λ излучения [$1 \ll \rho \ll 10$]. В этой области наиболее полную информацию о размерах частиц ($10^{-5} - 10^{-4}$ см) несут кривые спектрального ослабления $u(\rho)$ и в известной степени индикатрисы рассеяния.

В рассматриваемом диапазоне размеров частиц основную информацию о структуре дисперсной фазы содержат данные о величине и положении главного максимума ослабления $\rho_{u \max}$. Положение главного максимума дает информацию о преобладании размера частиц

$$d = \frac{1}{\pi} \rho_{u \max}, \quad (4)$$

а вся кривая ослабления информирует о полном спектре распределения.

В данном случае индикатриса рассеяния уже несет более полную информацию о структуре дисперсной системы. Однако, на практике для рассматриваемой области частиц следует отдать предпочтение более простым методам, основанным на спектральной пропускности.

3. Большие частицы [$\rho \gg 10$]. Область размеров частиц $d \geq 10^{-4}$ см. Такие размеры представляют, пожалуй, наибольший интерес при образовании двухфазной системы на границе раздела океан — атмосфера.

В этой области размеров частиц наиболее полную информацию о структуре дисперсной системы содержат данные о дифракционной составляющей рассеянного света. При достаточно больших ρ главной составляющей рассеянного света в малых телесных углах вдоль пучка является дифракционная составляющая.

Распределение интенсивности дифракционно-рассеянного света в таких пучках несет основную информацию о размерах частиц дисперсной системы.

Как показал К. С. Шифрин [7], уже при углах рассеяния $\beta \leq \frac{2\lambda}{d}$ основная доля рассеянного света приходится на дифракционную составляющую. Относительное угловое распределение интенсивности рассеянного света $I_{\text{расс}}^*(\beta)$ описывается при этом соотношением [9]

$$I_{\text{расс}}^*(\beta) = \frac{\text{const}}{\beta^2} \int_0^{\infty} G_1^2(\rho\beta) x^2 N(x) dx, \quad (5)$$

в котором $G_1(\rho\beta)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка.

Для каждого угла β , под которым производится измерение рассеяния, относительная интенсивность $I_{\text{расс}}^*(\beta)$ определяется как отношение

$$I_{\text{расс}}^*(\beta) = \frac{I_{\text{расс}}(\beta)}{I(\beta=0)}. \quad (6)$$

Обратная задача сводится к решению интегрального уравнения, в котором $I_{\text{расс}}^*(\beta)$ находится из эксперимента. Искомой является функция распределения частиц по размерам $N(x)$, определяемая из уравнения

$$N(x) = \frac{\text{const}}{x^2} \int_0^{\infty} \varphi_1(\beta) \varphi_2(\rho\beta) d\beta,$$

где

$$\begin{aligned} \varphi_1(\beta) &\approx \frac{d}{d\beta} [\beta^3 I^*(\beta)]; \\ \varphi_2(\rho\beta) &= \rho\beta G_1(\rho\beta) Y_1(\rho\beta). \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $Y_1(\rho\beta)$ — функция Бесселя второго рода первого порядка [9].

Значительный интерес представляют системы оптического доплеровского измерения скорости (ОДИС). В сочетании с дифракционным методом они могут дать достаточно полную картину концентрации, размеров и скорости частиц.

Если скорость объекта \bar{u} , частота излучения ω_0 , волновой вектор \bar{k}_0 , рассеянное излучение в направлении волнового вектора \bar{k}_s , то в нерелятивистском случае разность частот рассеянного излучения

$$\omega_D - \omega_0 = (\bar{k}_s - \bar{k}_0) \bar{u} = \bar{k}u. \quad (8)$$

Разность частот ($\omega_D - \omega_0$) содержит информацию о проекции вектора скорости на разностный вектор \bar{k} , который зависит от длины волны λ падающего излучения и угла между векторами \bar{k}_s и \bar{k}_0 . Полностью спектральные характеристики можно получить лишь при рассмотрении рассеяния когерентного света исследуемым объектом.

Как показано в работе Б. С. Ринкевичуса [2], для типичных значений $\theta = 45^\circ$ ($\langle \bar{k}_0, \bar{k}_s \rangle = \theta$); $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ и $D = 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ (D — коэффициент диффузии частиц) минимальная обнаруживаемая скорость частиц $u_{\min} > 0,001 \text{ см/с}$.

Если падающее излучение имеет гауссовское распределение амплитуд с радиусом пучка w , то для ламинарного потока форма спектра рассеянного излучения будет также гауссовской

$$S(\bar{k}, \omega) = \text{const} \frac{w}{u} \exp \left[\frac{w^2}{2u^2} (\omega_0 - \omega - \bar{k}u)^2 \right] \quad (9)$$

с полуширотой на уровне

$$\omega = \frac{2\sqrt{2}u}{w} \quad (10)$$

Теоретическое вычисление действительных спектров потоков для турбулентных потоков в общем случае пока невозможно, хотя рядом авторов рассматривались частично эти вопросы.

Информацию о движении объекта, содержащуюся в рассеянном им свете, можно извлечь, подвергнув его спектральному анализу. Большие доплеровские сдвиги можно легко обнаружить, проводя анализ на оптических частотах с помощью узкополосных фильтров; малые доплеровские сдвиги обнаруживаются только при анализе на частотах радиодиапазона, для чего частота рассеянного света должна быть сдвинута в этот диапазон с помощью нелинейного смещения. К возможным способам реализации этого метода следует отнести:

1. Фотосмещение. В этом случае на поверхность фотоприемника направляются две волны. Поскольку реакция его квадратична относительно поля, то, если две волны имеют различные частоты, выходной ток приемника будет содержать составляющие на разностной частоте. Опорной волной, относительно которой отсчитывают доплеровский сдвиг, является часть излучения светисточника (например, лазера), зондирующего исследуемый объект. В реальных схемах из-за шумов лазера мощность опорной волны не может превышать мощность сигнальной больше, чем в несколько раз.

2. Прямое фотодетектирование. Результат удается получить в схеме с двумя падающими под разными углами пучка-

ми света. В этом случае интенсивность результирующего рассеянного поля будет промодулирована с частотой, равной разности доплеровских частот независимо от направления наблюдения. Такие системы называются дифференциальными.

3. Оптический спектральный анализ может оказаться особенно эффективным при измерении больших скоростей. Он основан на использовании узкополосных фильтров, каким, например, является интерферометр Фабри-Перо. Изменяя частотную характеристику интерферометра, можно определить спектр рассеянного излучения и значение доплеровской частоты. Для повышения точности измерений на интерферометр направляют наряду с рассеянной и опорную волну. При использовании конфокального резонатора, когда разрешающая сила достигает 10^8 , возможно измерять скорость начиная с 1 м/с.

Преимущества — простота конструкции и возможность измерения больших скоростей, при этом измеряется непосредственно доплеровская частота и не возникает вопроса о направлении движения. К недостаткам следует отнести отсутствие серийных приборов.

На рис. 2 представлены схемы ОДИС.

Для обработки доплеровского сигнала, снимаемого с фотоприемника, используются различные радиоизмерительные схемы. Доплеровский сигнал является немонохроматическим и имеет конечную спектральную ширину вследствие влияния, с одной стороны, физических процессов, происходящих в потоке, а с другой, — влияния некоторых факторов оптической части, к которым относятся:

а) изменение скорости рассеивающих частиц в течение времени обработки сигнала;

б) течение в пределах измерительного объема с градиентом скорости,

в) броуновское движение частицы.

Эти факторы относятся и к гидромеханике и в принципе дают информацию о потоке. Например, спектр рассеянного света в потоке при наличии градиента скорости по оси z имеет вид

$$S(\bar{k}, \omega) = \text{const} \frac{l_x}{l_z} \int_{-\infty}^{\infty} u^{-1} \exp \left[\frac{2l_x^2}{u^2} (\omega_0 - \omega \bar{k}u)^2 - \frac{(z - z_0)^2}{2l_z^2} \right] dz, \quad (11)$$

где l_x и l_z — характерные размеры объема рассеяния.

Для получения окончательного вида спектра необходимо проинтегрировать (11) с заданной функцией u .

Для обработки доплеровского сигнала, снимаемого с приемника, применяют следующие за частотой системы, схемы с частотным дискриминатором, а также спектральный или корреляционный анализ.

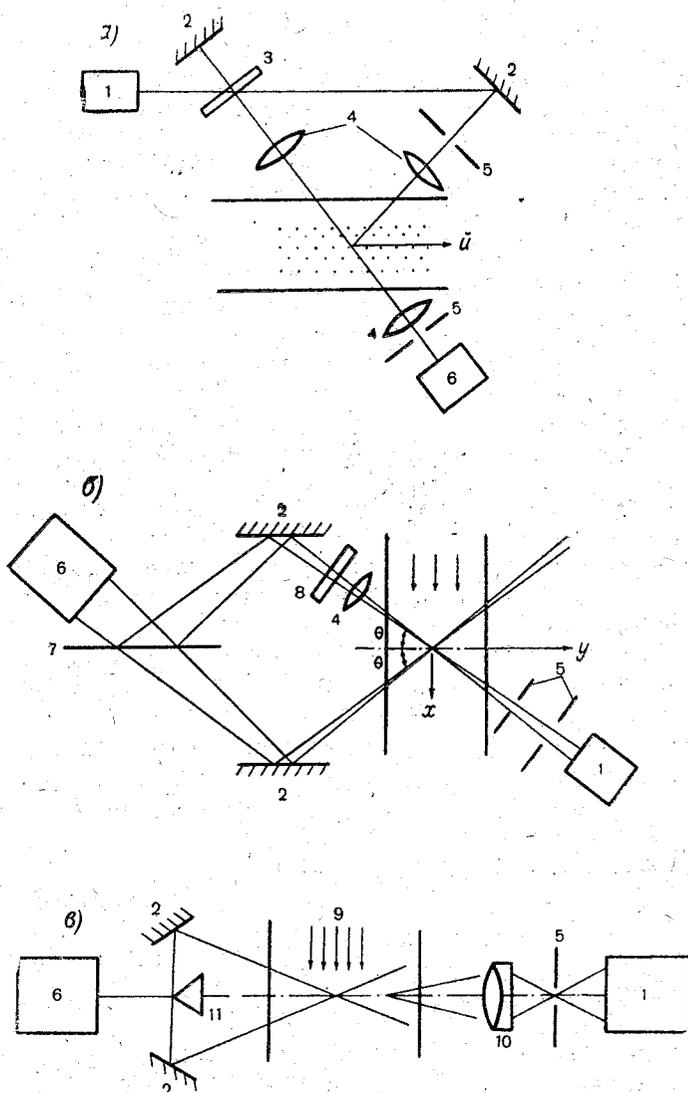


Рис. 2. Схемы однолучевой (а), двухлучевой (б) и дифференциальной (в) систем оптического доплеровского измерителя скорости.

1 — фотоприемник; 2 — зеркало; 3 — полупрозрачное зеркало; 4 — линза; 5 — диафрагма; 6 — оптический квантовый генератор; 7 — полупрозрачная пластина; 8 — нейтральный фильтр; 9 — исследуемый поток; 10 — объектив; 11 — призма

Обработка доплеровского сигнала в ОДИС является типичной задачей статистической радиотехники, и поэтому здесь могут найти применение все уже разработанные методы.

Таким образом, доплеровский метод с успехом может быть применен для измерения скорости двухфазных потоков при взаимодействии океана и атмосферы. Использование амплитудных и поляризационных характеристик рассеянного света может дать дополнительную информацию об исследуемом объекте, например по величине доплеровского сигнала можно судить о размерах частиц.

Распространению метода способствуют такие его положительные стороны, как отсутствие возмущений, бесконтактность, необязательность тарировки, а также то, что измеряемая величина закодирована в частоте электрического сигнала. Это позволяет применять известные способы обработки сигнала, включая ЭВМ, что выгодно отличает данный метод от других методов измерения скоростей, включая голографический.

ЛИТЕРАТУРА

1. Босевич В. Я. Фотометрическая методика определения числа и размеров капель распыленного топлива в потоке. «Приборы и техника эксперимента», 1957, № 6, с. 93—95.
2. Ринкевичус Б. С. Доплеровский метод измерения локальных скоростей с помощью лазеров. «Успехи физических наук», 1973, т. 3 вып. 2, с. 121—129.
3. Голография. Методы и аппаратура. Под ред. В. М. Гинзбург и Б. М. Степанова М., «Сов. радио», 1974, 376 с.
4. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию. М., «Мир», 1967, 347 с.
5. Турыгин И. А. Прикладная оптика. М., «Машиностроение», 1966, 431 с.
6. Филлипов В. Л., Кизимов В. Н., Мируманиянц С. О. и др. Опτικο-электронный анализатор дисперсного состава аэрозолей. «Оптико-механическая промышленность», 1974, № 1, с. 23—29.
7. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М.—Л., Гостехиздат, 1951, 228 с.
8. Шифрин К. С., Голиков В. И. Определение спектра капель методом малых углов Труды межведомственной конференции по исследованию осадков. М., Изд. АН СССР, с. 57—61.
9. Шифрин К. С. Вычисление некоторого класса определенных интегралов, содержащих квадрат бесселевой функции первого рода. Труды ВЗЛТИ, 1956, вып. 2, с. 143—147.

О СКОРОСТИ ОБМЕНА CO_2 МЕЖДУ ОКЕАНОМ И АТМОСФЕРОЙ В ЦЕНТРАЛЬНОЙ АТЛАНТИКЕ

Количество двуокиси углерода, проходящее в единицу времени через единицу площади поверхности раздела в общем случае пропорционально разности парциальных давлений CO_2 между поверхностной водой и воздушной фазой

$$\Delta \text{CO}_2 = \alpha_{и,э} \cdot \Delta p \text{CO}_2, \quad (1)$$

где $\alpha_{и}$ — коэффициент инвазии при $p \text{CO}_2 (\text{возл}) - p \text{CO}_2 (\text{воды}) > 0$;
 $\alpha_{э}$ — коэффициент эвазии при $\Delta p \text{CO}_2 < 0$.

Коэффициенты $\alpha_{и}$ и $\alpha_{э}$ определены экспериментально при температуре $21 \pm 0,5^\circ\text{C}$ для искусственной морской воды с различными величинами солености и общей щелочности в стационарных условиях, когда поверхность раздела между водой и воздухом не возмущена [6]. Зависимость коэффициентов инвазии и эвазии от солености и общей щелочности ($S\%_0$, Alk мг-экв/л) выражается следующими эмпирическими уравнениями:

$$\alpha_{и} \text{ (моль } \text{CO}_2/\text{м}^2 \cdot \text{атм} \cdot \text{сутки)} = 3,60 + 0,201 \cdot S\%_0 + 10,205 \cdot \text{Alk}; \quad (2)$$

$$\alpha_{э} \text{ (моль } \text{CO}_2/\text{м}^2 \cdot \text{атм} \cdot \text{сутки)} = 3,60 + 0,046 \cdot S\%_0 + 4,793 \cdot \text{Alk}. \quad (3)$$

При описании процессов газового обмена многие исследователи [14, 15, 16, 17, 20] используют модель ламинарного поверхностного пленочного водного слоя, который разделяет два хорошо перемешанных резервуара (воздушный и водный) и является диффузионным барьером для молекул газа. В этом случае скорость обмена удобно выражать уравнением в виде

$$F = k_l \cdot \Delta C_2, \quad (4)$$

где F — поток газа (моль/см²·ч) через поверхность раздела; k_l — константа обмена (см/ч) или коэффициент выхода; ΔC — разность концентраций газа на верхней и нижней поверхностях ламинарного слоя.

Концентрация определяется произведением парциального давления газа на его растворимость, причем на непосредственной поверхности воды парциальное давление газа считается равным его парциальному давлению в воздухе.

Ламинарный поверхностный слой обнаруживается экспериментально [15] и особенно удобен в теоретических представлениях. Его толщина (δ) связана с константой обмена (k_l) и диффузионной способностью (D) газа:

$$k_l = D/\delta. \quad (5)$$

Толщина ламинарного слоя, а также константа обмена, в природных условиях будут зависеть от касательного напряжения ветра и от интенсивности турбулентного перемешивания в водной массе. Доказано, что скорость переноса умеренно растворимых газов, таких как CO_2 и O_2 , через поверхность раздела контролируется в первую очередь сопротивлением жидкой фазы [17], поэтому диффузию в газовой среде можно не учитывать.

Молекулярная CO_2 в растворе является одним из главнейших компонентов, оказывающих влияние на состояние карбонатной системы. Между тем, реакции гидратации и дегидратации CO_2 протекают с замедленной скоростью, и на этом основании Канвишер [15] заключил, что реактивность CO_2 не влияет на скорость перехода этого газа из одной фазы в другую, поскольку толщина ламинарного поверхностного слоя соизмерима со скоростью диффузии, а скорость гидратации и дегидратации на порядок ниже. С другой стороны, Хувер и Беркшиер [14] показали, что при pH около 6,5 при умеренно спокойных условиях градиент карбонатных ионов существенно влияет на скорость обмена. Наши данные также подтверждают эту точку зрения [6]. Действительно, при pH морской воды около 8,0 более 99% всей растворенной CO_2 содержится в воде в виде гидрокарбонатных и карбонатных ионов, стабилизируемых в эквивалентном отношении ионами щелочноземельных и щелочных металлов. Переход молекулярной CO_2 через поверхность раздела будет обуславливать сдвиг карбонатного равновесия и возникновение ионного градиента в диффузионном слое, что обеспечит дополнительную разность $p\text{CO}_2$ между раствором и газовой фазой.

Расчет коэффициента выхода k_l по нашим экспериментальным данным [6] позволяет получить величины 4,55 см/ч для инвазии и 1,50 см/ч для эвазии в стационарных условиях. Эти величины достаточно хорошо согласуются с данными других авторов [14, 17], полученными на основании радиоуглеродных измерений.

Учет влияния природных условий на скорость обмена CO_2 между океаном и атмосферой.

В природных условиях под действием ветра поверхность моря в большей или меньшей степени взволнована, а начиная с некоторой скорости ветра, на ней появляются белые барашки и пена.

Кроме того, касательное напряжение ветра обуславливает уменьшение толщины поверхностного ламинарного слоя, что в совокупности с усилением турбулентных движений внутри водной массы приводит к понижению роли диффузионного барьера на границе раздела и, в конечном счете, к увеличению скорости газового обмена. Для учета факторов, связанных с действием ветра, уравнение (1) необходимо записать в виде

$$\Delta \text{CO}_2 = n \cdot \alpha_{и, в} \cdot \Delta p \text{CO}_2, \quad (1a)$$

где n — интегральный коэффициент, показывающий, во сколько раз увеличивается скорость газового обмена при различных скоростях ветра по сравнению с идеальным штилем.

Попытаемся оценить этот коэффициент для разных состояний поверхности моря.

Для расчета газового обмена необходимы длительные наблюдения в отдельных точках океана над $p\text{CO}_2$ в атмосфере и морской воде. Располагая такими наблюдениями, целесообразно использовать данные о средней скорости ветра и считать волнение установившимся. Расчет прироста поверхности моря при установившемся трюхoidalном волнении был выполнен Владимировым [2] в 1961 г. По этим данным площадь поверхности увеличивается на 15,7% при наличии ряби (1 балл), на 2,5% при волнении 3 балла и на 1,2% при волнении 8—9 баллов. Как правило, мелкая рябь всегда обнаруживается на поверхности крупных волн. Тогда суммарное приращение площади определяется с учетом одновременного присутствия крупных и мелких волн. Простой расчет показывает, что общее приращение площади по отношению к зеркалу моря составляет 18,6% для волнения 3 балла и 17% для 8-балльного волнения. Средняя величина приращения площади для волнения от 3 баллов составляет 18,0%. Волнение 1—2 балла, вероятно, следует связать с приращением площади 16%.

Для учета пузырьков воздуха, образующих пену при опрокидывании волн, необходимо знать относительную площадь моря, покрытую барашками и пеной при различных скоростях ветра. Такие измерения (табл. 1), выполненные Бланчардом [12] с помощью аэрофотосъемки, обнаруживают, что относительное покрытие моря пенными образованиями (white-caps) при скорости ветра более 5 м/с пропорционально квадрату скорости ветра.

Таблица 1

Относительная площадь моря (%), покрытая пеной (white-caps) при различных скоростях ветра

Ветер, м/с	3,1	4,1	5,1	6,2	7,2	8,2	9,3	10,3	11,3	12,4	13,4	15,4
S/S_0 , %	0	0,5	1,1	1,6	2,2	2,9	3,8	4,7	5,6	6,9	8,0	10,5

Данные Бланчарда, как показали Ульямс [22] и Монаган [18], завышены на 30—40%. Отвечая на критику, Бланчард [13] отметил, что результаты его измерений получились таковыми потому, что он стремился измерить не только истинную площадь пенных образований, но и принять во внимание пространство в непосредственной близости от них, где пузырьки воздуха разрываются на самой поверхности воды. Последние области не отмечаются на фотографиях, но ясно видимы на месте наблюдения. Для наших целей полезны любые попытки количественной оценки взаимного проникновения воздуха и воды, поэтому данные Бланчарда следует признать репрезентативными. Толщина слоя пены зависит от температуры и солёности, поскольку эти параметры определяют вязкость морской воды. По экспериментальным данным Абе [10], толщина слоя пены в момент ее образования h_0 связана с температурой воды следующим соотношением ($Cl=19,26\%$):

$$h_0(\text{мм}) = 0,31 \cdot t^\circ\text{C} + 15, \quad (6)$$

а разрушение пены во времени описывается уравнением

$$h = h_0 \cdot e^{-k\tau}, \quad (7)$$

где τ — время, с; k — константа.

Период полураспада пены ($Cl=13-19\%$) составляет 4—5 с. С изменением хлорности в пределах 16—19‰, h_0 меняется незначительно [8], поэтому для поверхности открытого океана достаточно принять во внимание уравнение (6). Влияние солёности становится заметным при $Cl < 13\%$, когда период полураспада пены существенно уменьшается.

Правильнее было бы принять, что в каждый данный момент времени определенная часть акватории океана покрыта пеной, толщина слоя которой соответствует периоду ее полураспада, поскольку в одних местах пена еще только образовалась, а в других она уже близка к полному разрушению. Однако учитывая, что какое-то количество воды постоянно находится в воздухе в виде больших и малых капель и количество этих капель, вероятно, сопоставимо с количеством пузырьков воздуха в пене, представляется целесообразным допустить, что толщина пены везде равна h_0 . Это допущение является грубым, но все же в какой-то мере отражает реальные условия.

Для оценки суммарной площади поверхности воздушных пузырьков в пене, воспользуемся экспериментальными данными Абе [9], который подсчитал количество пузырьков различных размеров и их изменение со временем в пене морской воды ($Cl=14,42\%$) при 14°C. Допуская, что количество пузырьков в пене пропорционально высоте вспененного слоя в начальный момент ее существования и что соотношение между количествами пузырьков разных размеров не меняется с температурой, можно

путем экстраполяции данных Абе получить следующую зависимость:

$$\Sigma S (\text{мм}^2) = 10,66 \cdot h_0, \quad (8)$$

где ΣS — суммарная площадь поверхности воздушных пузырьков в столбе пены с площадью основания 1 см^2 .

Отсюда можно рассчитать, во сколько раз увеличивается площадь соприкосновения атмосферного воздуха с водой на вспененном участке моря (табл. 2). При этом нужно иметь в виду, что горизонтальная поверхность контакта моря с атмосферой также соблюдается на поверхности пены.

Как упоминалось выше, с усилением касательного напряжения ветра толщина ламинарного водного диффузионного слоя уменьшается, что влечет за собой увеличение коэффициентов выхода и ускорение газового обмена.

Таблица 2

Высота вспененного слоя (h_0) и коэффициент приращения площади на вспененном участке моря при различных температурах

$t_w, ^\circ\text{C}$	0	4	8	12	16	20	21	28	30
$h_0, \text{мм}$	15	16,2	17,5	18,7	20,0	21,2	22,4	23,7	24,3
S'/S_0	2,6	2,7	2,9	3,0	3,1	3,3	3,4	3,5	3,6

Действие этого фактора можно количественно оценить на основании экспериментальных данных Канвишера [16]. Хувера и Беркшира [14] и Лисса [17], полученных радиоуглеродным методом при различных скоростях ветра на высоте 10 см над поверхностью воды в лотке. Осредненные данные названных авторов представлены в табл. 3.

Таблица 3

Относительное увеличение констант обмена CO_2 между водой и воздухом при различных скоростях ветра

Скорость ветра, м/с	1,0	2,0	3,1	4,1	5,1	6,2	7,2	8,2	9,3	10,3
k_l^v/k_l^0	1,4	2,0	3,0	4,4	6,4	9,3	12,2	15,7	20,5	26,3

Результаты расчета интегрального коэффициента (n) газового обмена путем суммирования данных Владимирова, Бланчарда и

других авторов (табл. 2-и 3) представлены в табл. 4 для разных величин скорости ветра и температуры.

Таблица 4

Интегральный коэффициент газового обмена при соответствующих скоростях ветра и температурах

$t_w, ^\circ\text{C}$	Скорость ветра, м/с											
	1,0	2,0	3,1	4,1	5,1	6,2	7,2	8,2	9,3	10,3	11,3	12,4
0	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,4	15,2	19,8	26,1	34,1	41,5	52,5
4	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,4	15,2	19,8	26,1	34,5	41,5	52,8
8	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,4	15,2	19,8	26,4	34,5	41,9	53,3
12	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,4	15,2	19,9	26,4	34,7	42,2	53,6
16	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,4	15,2	19,9	26,5	35,0	42,2	54,0
20	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,4	15,3	19,9	26,5	35,0	42,5	54,0
24	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,4	15,3	20,0	26,7	35,2	42,9	54,4
28	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,5	15,4	20,1	26,7	35,5	43,1	54,7
30	1,6	2,3	3,5	5,2	7,8	11,5	15,4	20,1	27,0	35,5	43,1	55,1

Если пренебречь сравнительно малым влиянием температуры, то величины интегрального коэффициента обмена из табл. 4 можно описать следующими уравнениями:

$$n = 1 + 0,274 \cdot v^2 \quad (\text{при } v < 8 \text{ м/с}); \quad (9)$$

$$n = -7,38 + 0,401 \cdot v^2 \quad (\text{при } v > 8 \text{ м/с}), \quad (10)$$

из которых следует, что скорость газового обмена между морем и атмосферой пропорциональна квадрату скорости ветра над поверхностью воды.

Расчет скорости обмена CO_2 в районе океанологического полигона 1970 г.

30 июля — 2 августа 1970 г. в 40 милях к востоку от центра полигона ($16^\circ 5$ с. ш., $32^\circ 5$ з. д.) была выполнена трехсуточная станция. Наблюдения в стандартные сроки над температурой, соленостью и элементами карбонатной системы позволяют рассчитать парциальное давление CO_2 в поверхностной воде по общепринятым уравнениям [1] с использованием констант диссоциации H_2CO_3 по Лаймену [21] и величин растворимости CO_2 в морской воде по Мюррею и Райли [19]. Ранее было показано, что величины $p\text{CO}_2$, рассчитанные таким образом, удовлетворительно согласуются с инструментальными измерениями [5].

Правильная суточная изменчивость $p\text{CO}_2$ на поверхности океана не обнаруживается (рис. 1), что вероятно связано с неоднородностью турбулентных факторов. Средняя величина $p\text{CO}_2$ в поверхностной воде за трое суток составляет $274 \cdot 10^{-6}$ атм с пределами изменчивости $(261-284) \cdot 10^{-6}$ атм.

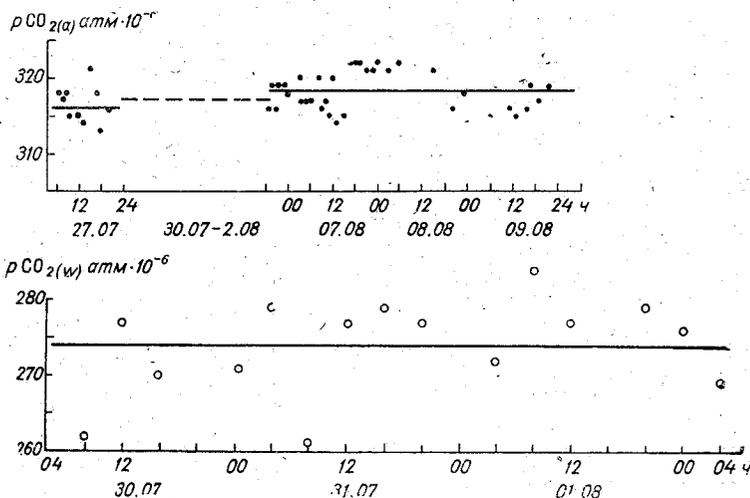


Рис. 1. Парциальное давление CO_2 в атмосфере, $p\text{CO}_{2a}$, на высоте 10 м над уровнем моря в районе океанологического полигона, и в поверхностной воде, $p\text{CO}_{2w}$, на трехсуточной станции в 40 милях к востоку от центра полигона.

Наблюдения над содержанием CO_2 в атмосфере в период трехсуточной станции не выполнялись. Однако мы располагаем такими данными, полученными с помощью оптико-акустического газоанализатора, работающего на принципе поглощения инфракрасной радиации реагентом, в периоды 27 июля и 7—9 августа в районе полигона. Нет оснований полагать, что содержание CO_2 в атмосфере 30 июля—2 августа будет существенно отличаться от предшествующих и последующих величин. Средняя величина $p\text{CO}_2$ в атмосфере (рис. 1) за весь срок 27 июля—9 августа составляет $317 \cdot 10^{-6}$ атм (пределы изменчивости $(313-322) \cdot 10^{-6}$ атм). Отсюда, из сравнения $p\text{CO}_2$ в воде и атмосфере, видно, что поток CO_2 направлен из атмосферы в океан.

Температура поверхностной воды на трехсуточной станции составляет $24,9 \pm 0,2^\circ\text{C}$, что не слишком отличается от температуры, при которой в лабораторных условиях были определены коэффициенты инвазии и эвазии. Соленость и общая щелочность изменяются также в незначительных пределах: $36,53 \pm 0,02^{\circ}/_{00}$; $2,43 \pm 0,01$ мг-экв/л. Скорость ветра 30 июля—2 августа 1970 г. характеризуется средней величиной $8,2 \pm 4,0$ м/с.

Воспользовавшись этими средними данными и уравнениями (2), (10) и (1а), получаем

$$\begin{aligned}\Delta\text{CO}_2 &= 19,5 \cdot 35,77 \text{ (моль/м}^2 \cdot \text{атм} \cdot \text{сут)} \cdot 43 \cdot 10^{-6} \text{ атм} = \\ &= 30,0 \text{ ммоль/м}^2 \cdot \text{сут} = 360 \text{ мг С/м}^2 \cdot \text{сутки}.\end{aligned}$$

При этом полагаем, что разность парциальных давлений CO_2 между атмосферой и океаном создается всей совокупностью динамических процессов в атмосфере и океане и биологических, биохимических и химически х процессов в океане.

Попробуем оценить погрешности результатов расчета. При точности измерений $\text{pH} \pm 0,01$ ед. величина ΔCO_2 , используемая для расчета $\alpha_{\text{и, в}}$, определяется с ошибкой $\pm 0,025$ ммоль/м²·сут, что обуславливает ошибку $\pm 3\%$ для коэффициента инвазии. Расчет pCO_2 в воде по данным наблюдений над pH сопровождается ошибкой $\pm 2,5\%$. Парциальное давление CO_2 в атмосферном воздухе определяется инфракрасным газоанализатором с точностью до $\pm 3 \cdot 10^{-6}$ атм или 1% . Таким образом, ошибка в расчете скорости переноса CO_2 через поверхность раздела океан—атмосфера, возникающая за счет неточностей при определении $\alpha_{\text{и, в}}$ и pCO_2 , составляет $\pm 10\%$.

Ошибка при определении интегрального коэффициента обмена n пока не поддается оценке. Отсутствие данных по газосодержанию поверхностного слоя воды, подверженного ветровому перемешиванию, не позволяет учесть влияние пузырьков воздуха на скорость газового обмена. Между тем, по наблюдениям Канвишера [16], пузырьки воздуха могут проникать в водную массу на глубину, превышающую удвоенную высоту волны. Неучет этого фактора, очевидно, занижает результаты расчета. С другой стороны, измерения интенсивности газового обмена в лабораторных условиях [14, 16, 17] учитывают скорость ветра на высоте 10 см над поверхностью воды, а в экспедиционных условиях скорость ветра измеряется на высоте нескольких метров над уровнем моря. Последнее несоответствие, вероятно, вносит завышающий вклад в расчет скорости газового обмена в океане. На скорость газового обмена определенным образом влияют поверхностно-активные вещества, естественного и антропогенного происхождения, располагающиеся на поверхности воды в виде пленок. Пленка из органических веществ препятствует проникновению газов из одной фазы в другую [7], но некоторые ферменты [11] могут ускорять газовый обмен, катализируя реакции гидратации CO_2 . В настоящее время мы не располагаем данными о содержании и качественном составе органического вещества на поверхности океана и его поведении в различных условиях. Оценка всех отмеченных факторов является задачей будущих исследований.

Двуокись углерода, поступающая в океан из атмосферы в районе трехсуточной станции ($30,0$ ммоль/м²·сут), вероятно равномерно распределяется турбулентными процессами в толще поверхност-

ного однородного 10-метрового слоя. В среднем это дает увеличение содержания CO_2 на 0,003 ммоль/л и понижает величину рН на 0,01 ед. Как указывалось выше, суточная изменчивость рН воды на трехсуточной станции экранируется выравниванием гидрохимических характеристик турбулентными процессами, поэтому добавление атмосферной CO_2 по данным наблюдений не обнаруживается. Можно с достаточным основанием полагать, что вся поступающая из атмосферы CO_2 потребляется фитопланктоном на создание органического вещества. Тогда первичная продукция фитопланктона в поверхностном однородном слое составит 360 мг $\text{C}/\text{м}^2$ -день. Эта величина несколько превышает оценку первичной продукции Кобленц-Мишке и сотр. [4] для района полигона (150—300 мг $\text{C}/\text{м}^2$ -день). Иваненков и сотр. [3] полагают, что данные Кобленц-Мишке существенно занижены, поскольку расчеты по изменчивости растворенного кислорода дают величину чистой первичной продукции 778 мг $\text{C}/\text{м}^2$ -день на рассматриваемой здесь трехсуточной станции и 900 мг $\text{C}/\text{м}^2$ -день в среднем для полигона.

Если расчеты Иваненкова и сотр. [3] и наши верны, то около 40% первичной продукции в фотическом слое центральной части Тропической Атлантики создается за счет атмосферного углерода, а остальные 60% — за счет углерода, поступающего в фотическую зону из нижележащих слоев океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алекин О. А. Химия океана. Л., Гидрометеиздат, 1966, 246 с.
2. Владимирова О. А. Расчет увеличения площади моря при волнении. «Океанология», 1961, т. 1, вып. 4, с. 630—638.
3. Иваненков В. Н., Сапожников В. В., Чернякова А. М., Гусарова А. Н. Скорость химических процессов в слое фотосинтеза тропической Атлантики. «Океанология», 1972, т. 12, вып. 2, с. 243—252.
4. Кобленц-Мишке О. И., Волковинский В. В., Кабанова Ю. Г. Новые данные о величине первичной продукции Мирового океана. ДАН СССР, 1968, 183, № 5, с. 1189—1193.
5. Ляхин Ю. И. Обмен CO_2 между океаном и атмосферой в юго-восточной Атлантике. «Океанология», 1971, т. 11, вып. 1, с. 48—52.
6. Ляхин Ю. И. Оценка скорости обмена CO_2 между морской водой и атмосферным воздухом. «Океанология», 1975, т. 15, вып. 3, с. 458—465.
7. Хорн Р. Морская химия. М., «Мир», 1972, 398 с.
8. Abe T. A study on the foaming of sea water. On the mechanism of the decay of foaming layer of sea water. Record of oceanogr. works Japan, 1933, v. 1, № 2, NS, p. 18—24.
9. Abe T. A note on the analogy between the coagulation process of colloidal particles and that of bubbles in foam layer of sea water. Pap. in meteorol. and geophys. 1955, v. 6, № 1, p. 56—61.
10. Abe T. A study on the foaming of sea water. A tentative analysis of wind wave data in view of the foaming of sea water. Pap. in meteorol. and geophys., 1955, v. 6, № 2, p. 42—48.
11. Berger R., Libby W. F. Ekuilibration of atmospheric carbon dioxide with sea water: possible enzymatic control of the rate. Science, 1969, 164, p. 1395—1397.
12. Blanchard D. C. Electrification of the atmosphere. Progr. in oceanogr., ed. M. Sears, 1963, v. 1, p. 71—202.

13. Blanchard D. C. Whitecaps at sea. *J. Atm. Sci.*, 1971, 28, № 4, p. 645.
14. Hoover T. E., Berkshire D. C. Effect of hydration on carbon dioxide exchange across an air-water interface. *J. Geophys. Res.*, 1969, 74, № 2, p. 456-463.
15. Kanwisher J. On the exchange of gases between the atmosphere and the sea. *Deep-sea Res.*, 1963, 10, p. 195-207.
16. Kanwisher J. Effect of wind on CO₂ exchange across the sea surface. *J. Geophys. Res.*, 1963, 68, № 13, p. 3921.
17. Liss P. C. Processes of gas exchange across an air-water interface. *Deep-sea Res.*, 1973, 20, № 3, p. 221-238.
18. Monahan E. C. Reply. *J. Atm. Sci.*, 1970, 27, № 8, p. 79.
19. Murray C. N., Riley J. P. The solubility of gases in distilled water and sea water. IV. Carbon dioxide. *Deep-sea Res.*, 1971, 18, № 5, p. 533-541.
20. Quinn J. A., Otto N. C. Carbon dioxide exchange at the air-sea interface. *J. Geophys. Res.*, 1971, 76, № 6, p. 1539-1549.
21. Skirrow G. The dissolved gases: carbon dioxide. *Chemical oceanography*, 1, Acad. Press, London-New York, 1965, p. 227-317.
22. Williams G. F. Comments on «Fresh water whitecaps». *J. Atm. Sci.*, 1970, 28, 8, p. 79-80.

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СРЕДНЕГО НАПРАВЛЕНИЯ ТЕЧЕНИЙ В АВТОНОМНЫХ ИЗМЕРИТЕЛЯХ ТЕЧЕНИЙ

В настоящее время для большинства измерителей течения характерно использование магнитных компасов и тахометрических датчиков скорости потока, выполненных в виде ротора Савониуса, колеса Салейрона или винта Архимеда. Приборы отличаются в основном схемами преобразования оборотов тахометрического датчика и показаний компаса в параметр, удобный для последующего преобразования и регистрации. Общим для них является то, что скорость потока определяется за какой-то промежуток времени (время экспозиции), а направление определяется в момент регистрации. Для самописцев течений БПВ-2 время экспозиции равно 180—200 секундам.

Сравнение результатов измерений направления течения морскими вертушками и самописцами БПВ-2 при различной степени волнения показало, что средний угол отклонения показаний БПВ-2 от морской вертушки достигал величины 120° [1]. Подобные же результаты были получены при сравнении показаний самописцев БПВ-2, установленных на буге и эстакаде [2]. Как утверждают авторы, «сотрудниками ЛГМИ было, по-видимому, впервые обнаружено, что самописец БПВ-2, установленный в море, совершает «рыскания», перемещаясь в направлении, перпендикулярном направлению потока». Таким образом, при мгновенном измерении направления течения в момент регистрации можно получить результат, не соответствующий действительному направлению течения.

Исследования, проведенные Н. Ф. Кудрявцевым [3, 4], показали, что ошибки в измерении направления течения обуславливаются колебанием магнитных систем и рысканием приборов на волнении. Для устранения влияния колебания магнитных систем пытаются демпфировать колебания картушек [5]. В работе Н. П. Артеменко [6] показано, что ни одна из конструкций рекомендованных демпферов не может полностью удовлетворить запросы практики. Коренные улучшения необходимо искать в усовершенствовании корпуса прибора и магнитной системы.

Одним из путей улучшения магнитной системы, очевидно, следует считать применение вместо магнитной стрелки магнитомодуляционных элементов, например феррозондов, неподвижно установленных определенным образом относительно корпуса прибора. При соответствующей обработке сигналов, снимаемых с двух взаимноперпендикулярных феррозондов, можно получить гармонический сигнал, фаза которого равна измеряемому направлению [7]. Измерение этой фазы цифровыми методами не представляет труда. Таким образом, использование феррозондов полностью исключает погрешность за счет колебания магнитной системы. Для устранения влияния рыскания корпуса прибора, очевидно, необходимо одновременно с осреднением скорости течения проводить осреднение направления течения.

Основная трудность в осреднении направления течения заключается в том, что значения 0° и 360° равнозначны. Поэтому для получения среднего значения направления при измерениях в I и IV четвертях необходимо к каждому значению направления в I четверти прибавить 360° , а уж затем проводить осреднение. В противном случае, если не делать этого, возникает погрешность, величина которой может достигнуть 180° .

Положим для простоты, что имеем n измерений направления, равные α° в I четверти, и k измерений направления, равные β° в IV четверти. Согласно вышеизложенному, среднее значение направления будет равно

$$\varphi_{\text{ср}} = \frac{\sum_1^n (\alpha + 360) + \sum_1^k \beta}{n + k} = \frac{\sum_1^{n+k} (\alpha + \beta) + n \cdot 360}{n + k} \quad (1)$$

Исходя из формулы (1), среднее значение направления можно представить как сумму среднего арифметического из всех значений направления, невзирая на четверть, и погрешности, величина которой в общем случае равна нулю и только в частном случае, при измерениях направления за период осреднения в I и IV четвертях, определяется вторым членом формулы (1).

Для устранения этой погрешности при определении среднего значения направления прибегают к следующим решениям:

— измеряют не абсолютное значение направления, а его изменение относительно одного из фиксированных значений, выбранных в момент измерения [8];

— в качестве реперного направления выбирают направление, противоположное направлению течения в момент начала наблюдений [9].

Рассмотрим еще один вариант получения среднего значения направления. Перепишем формулу (1) в следующем виде:

$$\varphi_{\text{ср}} = \frac{\sum_1^{n+k} (\alpha + \beta)}{n + k} + \frac{n}{(n + k)/360} \quad (2)$$

Реализация формулы (2) возможна с помощью элементов цифровой вычислительной техники. Действительно, измеряя фазу сигнала, величина которой равна направлению, цифровым фазометром с постоянным измерительным временем [10], будем иметь последовательность импульсов, количество которых пропорционально измеряемой величине. Следовательно, задача сводится к выделению направления в I и IV четверти и подсчету числа измерений направления в I четверти.

Блок-схема устройства представлена на рис. 1. Выходные сигналы, снимаемые с датчиков направления 1, преобразуются фазовым преобразователем 2 в гармонический сигнал, фаза которого равна направлению. Эта фаза время-импульсным преобразователем 3 преобразуется в последовательность импульсов, подаваемых на делитель 4 с коэффициентом деления 360. Сигналы с делителя 4 поступают на делитель 6 с коэффициентом деления, равным $(n+k)/360$ и на логическое устройство определения четверти 5, которое вырабатывает импульсы, соответствующие измерению направления в I и IV четвертях.

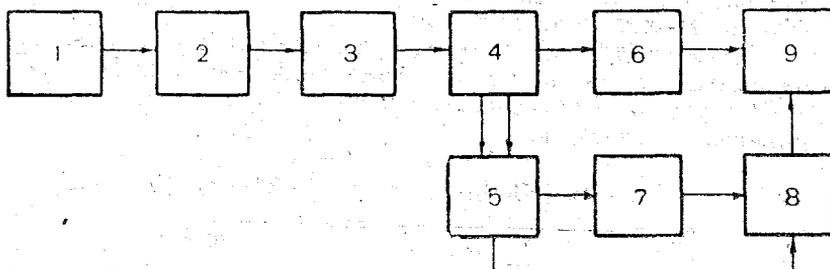


Рис. 1. Блок-схема устройства.

Импульсы, соответствующие направлению в I четверти, поступают на делитель 7 с коэффициентом деления, равным $(n+k)/360$, а импульсы, соответствующие измерению в IV, поступают на вентиль 8 и открывают его. При окончании измерений импульсы с делителя 6 и 7 поступают на суммирующий регистр 9. Так как делитель 7 подключен к регистру 9 через вентиль 8, открываемый импульсом IV четверти, то с делителя 7 импульсы на регистр 9 будут поступать только при измерениях в I и IV четвертях. Не трудно заметить, что количество импульсов, поступающих на регистр 9 с делителя 6, равно $\frac{\sum(\alpha + \beta)}{n+k}$, а с делителя 7 — равно

$\frac{\sum n}{(n+k)/360}$, следовательно, реализуется формула (2). Выполняя делители 4, 6 и 7 в виде двоичных счетчиков, на регистре 9 получим значение среднего направления в двоичном коде. Определитель четверти 5 может быть построен на логических элементах, реали-

зующих функцию истинности при значениях направления $0 \div 90^\circ$ и $270 \div 360^\circ$. Тот фактор, что на суммирующем регистре 9 имеется информация в двоичном коде, является существенным, так как в этом случае обеспечивается регистрация на магнитный носитель и дальнейшая обработка с помощью ЭВМ.

Выводы

1. Применение магнитомодуляционных элементов-феррозондов позволяет устранить погрешность измерения направления за счет колебания магнитной системы.

2. Влияние «рыскания» приборов под действием волнения и течения устраняется при получении среднего значения направления, определенного за время измерения скорости.

3. Предлагаемое устройство позволяет устранить «погрешность однозначности» значений 0° и 360° и обеспечивает выдачу информации в двоичном коде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляев Л. Н. Влияние волнения на показания вертушек разных конструкций. Труды ААНИИ, 1961, т. 210, с. 91—94.
2. Кунец Т. А., Лабейш В. Г., Майер А. А. О влиянии волнения и течения на работу БПВ-2 в буйковой постановке. Труды ААНИИ, 1970, т. 293, с. 183—191.
3. Кудрявцев Н. Ф. Вопросы повышения точности измерения направления морских течений. Труды ААНИИ, 1961, т. 210, с. 75—85.
4. Кудрявцев Н. Ф. Колебания систем автономных станций под действием волн и задачи повышения точности измерения морских течений. Труды ААНИИ, 1963, т. 254, с. 25—40.
5. Самописцы системы Алексеева типа БПВ-2 и БПВ-2р (техническое описание и инструкция по эксплуатации). Л., «Морской транспорт», 1960, 55 с.
6. Артеменко Н. П. О демпфировании колебаний магнитных систем измерителей течений БПВ-2. Труды ААНИИ, 1963, т. 254, с. 40—42.
7. Тимец В. М. Устройство для измерения и регистрации скорости и направления течения. Авторское свидетельство № 276549, бюллетень № 23, 1970.
8. Суворов Г. В., Гилянец Р. И. Устройство для автоматического измерения среднего направления ветра. Авторское свидетельство № 188073, бюллетен. № 21, 1966.
9. Папондопуло Г. К., Зудова Л. А. Способ определения среднего направления течения и устройство для осуществления указанного способа. Авторское свидетельство № 174433, бюллетень № 17, 1965.
10. Хлистунов В. Н. Цифровые измерительные приборы. М., «Энергия», 1967, 136 с.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДОЛОГИЧЕСКИЕ ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И РАЗВИТИЯ НАУК О ЗЕМЛЕ

Характерной чертой современного периода развития наук о Земле является все более широкое обсуждение методологических проблем этих наук. Эти вопросы занимают все большее место и в таких науках о Земле, как метеорология и океанология. Много уделяется внимания вопросам будущего наук о Земле и связанных с этим целым рядом методологических проблем синтеза естественнонаучных знаний о нашей планете и ее сферах в книге М. И. Будыко «Влияние человека на климат» [1]. Довольно подробно рассматриваются методологические вопросы изменчивости Мирового океана в книге того же названия А. С. Монина, В. М. Каменковича и В. Г. Корта [2]. В этой крупной монографии с позиции практических целей современного научно-технического прогресса анализируются методологические вопросы определения и развития фундаментальных научных исследований в океанологии, в области взаимодействия океана и атмосферы Земли, предлагается специальная методология этих исследований. Что касается собственно философских работ в этой области, то обращает на себя внимание книга «Материалистическая диалектика и методы естественных наук» [3], где анализ методологических проблем неразрывно связан с обсуждением тенденций и направлений развития современной науки в целом. В книге «Ленин и современное естествознание» [4] один из ее авторов — академик Е. К. Федоров — в методологическом плане раскрывает современные тенденции развития и взаимодействия наук о Земле и в особенности таких наук как метеорология и океанология.

Чем объясняется тот факт, что методологические проблемы наук о Земле, в том числе метеорологии и океанологии, в настоящее время приобретают все большее значение?

Дело в том, что до недавнего времени основное внимание в этих науках уделялось накоплению фактического материала, качественному описанию отдельных процессов и явлений, что ставило их в ряд описательных естественнонаучных теорий, опирающихся на

основном на обобщение эмпирического материала. Сейчас центр тяжести перемещается в область точных знаний с тем, чтобы получить данные не только о строении и свойствах вещества, слагающего Землю, но и найти количественное выражение процессов и функциональных зависимостей в динамике и развитии географической оболочки Земли в целом. В этом немаловажную роль призваны сыграть фундаментальные исследования основных закономерностей таких важнейших компонентов географической оболочки Земли, как формирование и изменчивость океанологических полей, длительно протекающих метеорологических процессов и, наконец, фундаментальные исследования механизма взаимодействия атмосферы и океана с помощью его численного моделирования. Отсюда следует и другая тенденция. Количественное изучение явлений и процессов, происходящих в литосфере, гидросфере и атмосфере, требует использования новых методов исследования, развитых на основе последних достижений в смежных науках и в первую очередь в области физики и математики. Объединение сравнительно недавно развившихся точных наук о Земле (геофизики и геохимии) в единый комплекс с геологией и географией открыло новый этап в развитии этой области знания. Все более тесное объединение в систему таких сравнительно новых точных наук, как теоретическая и экспериментальная физика атмосферы, физика океана, метеорологии и океанологией открывает новые перспективы в развитии этих наук.

Применение в исследовании процессов и явлений, происходящих в Земле и толще Мирового океана и на их поверхности, в разных слоях атмосферы Земли, методов физики и математики, химии, затем и кибернетики, попытки физико-химического истолкования и математического моделирования этих процессов естественно породили новые методологические и философские проблемы. С особой остротой вновь встал вопрос не только всестороннего и полного изучения всех оболочек Земли и процессов, в них протекающих, но и познание общих, планетных закономерностей развития эмного шара, создание в будущем общей теории происхождения, азвития и строения Земли и всестороннее изучение объективных закономерностей взаимодействия человеческого общества с окружающей его природной средой.

Последняя задача уже выходит за пределы собственно наук Земле, и требует для своего решения объединения усилий всех наук о природе и человеке.

Таким образом, внутренняя логика развития наук о Земле и ебования общественной практики стимулируют в наше время их быстрый рост и преобразование в целях достижения главной задачи этих наук — становление общей теории Земли, которая должна иться синтезом данных комплексного изучения нашей планеты.

В преддверии решения этой грандиозной задачи науки о Земле оль обращаются к анализу используемых ими средств научного знания. Это и есть одна из общих закономерностей их дальней-

шего развития. Любая наука рано или поздно обращается к анализу используемых ею средств познания. Это естественно, поскольку в зрелой науке способы познания объекта становятся настолько тонкими, экспериментальное оборудование и измерительная аппаратура настолько сложными, что без специального теоретико-познавательного анализа обойтись становится невозможным.

Другой характерной закономерностью современного периода развития наук о Земле является тесное переплетение методологических проблем в ходе исследований на «стыках» этих наук с более общими философскими проблемами, требующими для своего решения специальных теоретико-познавательных средств. История этого вопроса, связанная с общими закономерностями развития естествознания, уходит своими корнями в тот исторический факт, что, пока эти науки порознь изучали отдельные особенности строения, состава и развития Земли, ее сфер, они могли в какой-то степени обходиться своими собственными эмпирическими методами, хотя и тогда они не обходились без философии, и стихийно, философски неосознанно шли в направлении материализма и диалектики. В современную эпоху все большего проникновения в глубь элементарных уровней организованности материи, на которых выявляются теснейшие сочетания и взаимопереходы различных форм движения материи, проблема разработки философских и методологических вопросов наук о Земле стала особенно острой.

Наконец, нельзя забывать, что использование человеком все большего количества вещественных и энергетических природных ресурсов и начало широких активных действий по преобразованию природы перестает быть чисто технической задачей, порождая массу экономических и социальных проблем, остро ставящих все просы идеологической борьбы против разного рода мальтузианских концепций, особенно активизировавшихся в последнее время за рубежом.

В работах советских историков науки и философов с различных сторон анализируются проблемы методологии научного знания: раскрываются закономерности взаимодействия и развития естествознания и его методов.

В данной статье, примыкающей к тематике этой группы работ, мы ограничиваемся рассмотрением одной проблемы — проблем межнаучного взаимодействия наук о Земле.

Мы уже обращали внимание на то обстоятельство, что по науке о Земле порознь изучали отдельные особенности строения состава и развития Земли, они в какой-то мере обходились собственными эмпирическими методами. Это связано с внутренней логикой развития научного познания мира, с общим ходом развития науки XVIII и даже XIX столетий, когда одному объекту реального мира соответствовала, как правило, одна отрасль наук его изучавшая. В наш век, и особенно в последнее пятнадцатилетие, все более частой и типичной ситуацией является изучение од-

го и того же объекта целым комплексом наук. Одновременно с этим возрастает и роль наук, которые одними и теми же методами изучают весьма значительное разнообразие объектов, являющихся традиционными предметами исследования различных классических научных дисциплин.

Если с этих позиций перейти к рассмотрению науки о Земле как единой системы научных знаний о нашей планете, то нельзя не отметить, что именно с изложенной выше характерной чертой ее связан происходящий ныне процесс дифференциации и интеграции отдельных отраслей знания как процесс межнаучного взаимодействия целого комплекса наук о Земле. Строго говоря, общепринятое выражение «интеграция наук» не совсем точно. Определяемый им процесс взаимодействия наук отнюдь не всегда сопровождается влиянием ранее обособленных научных дисциплин в одну новую. Он означает лишь установление между ними тесных связей, развитие общих методов, стремление к достижению целей, одинаково близких ряду обособленных ранее наук.

В подходе исследователей к освещению этой важнейшей проблемы межнаучного взаимодействия можно отметить три различные тенденции. Есть исследователи, которые склонны превеличать роль процесса дифференциации наук. Другие стремятся к абсолютизации процесса интеграции наук, оставляя в стороне специфику проявления дифференциации и, наконец, третьи, воздавая должное и дифференциации и интеграции, вместе с тем рассматривают их как самостоятельные явления в истории науки.

Марксистский анализ логики процесса познания, непредвзятый реалистический учет опыта науки позволяет определенно высказаться против абсолютизации явления дифференциации, за необходимость рассмотрения дифференциации и интеграции как составных частей единого диалектического процесса развития науки, в котором интеграции принадлежит ведущая роль.

Отличительным признаком современного научного подхода к изучению Земли является попытка представить ее себе как единую самосохраняющуюся, самовоспроизводящуюся и самодвижущуюся систему. Иными словами Земля выступает как объект исследования в виде совокупности элементов (оболочек, сфер), связанных между собой определенным образом и образующих, некое относительно самостоятельное, целостное единство. Этим определяется тот комплекс наук, которые изучают нашу планету, ее форму, эволюцию земного шара, внутренние части планеты, земную кору, океаны и водную оболочку, атмосферу вплоть до ионосферы, т. е. группа наук, изучающая земные оболочки, свойства планеты и явления, происходящие на Земле.

Переход к такому исследованию — важный шаг в развитии научного познания о Земле, но вместе с тем изучение нашей планеты как целостной системы связано с серьезными трудностями, ибо ее нельзя свести к простой сумме составляющих ее элементов и частей. Для ее характеристики важное, по сути дела решаю-

щее значение имеют связи, делающие данную систему единым, целостным образованием. И может быть именно благодаря этому несколько ступиваются резкие границы между отдельными разросшимися ветвями науки о Земле. Эти ветви, став самостоятельными, подчас теряют из вида то целое, ради которого они существуют. Поэтому очень важно выбрать такие методы исследования, которые помогли бы уловить эту связь. Кроме того, известно, что в зависимости от применяемых в исследовании средств и методов могут быть получены различные системные описания одного и того же объекта, каждое из которых может оказаться истинным. В таком случае необходимо выработать способ увязки этих описаний объекта в единую картину.

На наш взгляд, это один из основных путей, по которому должно идти становление общей теории Земли, как синтеза данных комплексного изучения нашей планеты.

Другим отличительным признаком современного подхода к изучению Земли, как сложной системы взаимосвязанных элементов является проникновение во внутреннюю структуру объекта, доведение познания закономерностей его отдельных частей до раскрытия его структуры в целом. Это выдвигает на первый план структурные методы научного исследования, где структура Земли как материального объекта рассматривается не со стороны его внешних свойств (в плане простого описания) и не со стороны его внутренних свойств (в этом плане он может рассматриваться со стороны состава), а как «сеть» или «решетка» связанных между собой элементов. В этом последнем случае на передний план в исследовании выступают устойчивые связи элементов, объективные устойчивые связи (то есть, не связи между элементами знания об объекте, а связи в самом объекте). Только такой подход к исследованию объекта и только такое воспроизведение его в знании может быть названо структурным. На наш взгляд, это еще один из основных путей, по которому должно идти становление общей теории Земли. В этом отношении весьма интересна и содержательна книга Г. Ф. Хильми «Основы физики биосферы» [5]. В ней автор с позиции широкого комплекса естественных наук дает глубокое структурное обоснование подхода к биосфере как саморегулирующей целостной системе.

Следовательно, комплексный подход к изучению Земли как сложной системы взаимосвязанных элементов, проникновение в глубинные закономерности ее структуры неизбежно ведет ко все усиливающейся дифференциации и специализации этих наук. Это объективный процесс ведет к обогащению наук о Земле, он неограничен и бесконечен, так как структурные методы научного исследования делают объектом своего изучения не только отдельные формы движения материи, а и их связь и взаимодействие. Как это не парадоксально, но именно усложнение дифференциации и специализации наук о Земле вызывает подчас среди специалистов, работающих в различных областях этих наук, различные толкования,

различные подходы относительно задач и круга ведения «своих» наук. Например, имеется различное понимание того, чем различаются океанология, океанография и физика моря, какова разница между метеорологией и физикой атмосферы и т. д. Имеется много порного в вопросах взаимодействия геологии и геофизики при изучении твердой земной коры. Нет ясности и в том, что такое современная география, чем она должна заниматься и как ее нужно азвивать в общем комплексе наук о Земле.

Итак, все усиливающаяся дифференциация и специализация наук о Земле рождает свои методологические трудности. В этом отношении характерно высказывание географа-гидролога, профессора М. И. Львовича, автора известной книги «Человек и воды» [6]. В ней автор пишет, что трудности, с которыми сталкивается исследователь, например антропогенных изменений водного аланса, связаны с тем, что эти исследования приходится вести на гыке нескольких наук — гидрологии и почвоведения, гидрологии агрономии или гидрологии и лесоводства.

Но, во-первых, различные подходы и различные толкования руга своих задач имеет место не только в группе наук о Земле, а в других отраслях знаний, в том числе в таких «фундаментальных» науках, как физика, химия, биология и т. д. В ходе дифференциации эти науки, проникая в традиционные сферы других наук на пределенном этапе развития, становятся по существу новыми, самостоятельными науками, как это и стало, например, с геофизикой и геохимией.

Во-вторых, научное познание тем плодотворнее, чем разветвленное понятия наук, которые способны к огромной дифференциации и интеграции. Ведь только этим путем происходит утонченная делизация научных понятий и соответствующее терминологическое обогащение наук.

И, наконец, в-третьих, специализация наук естественно рождает противоположную тенденцию: поиски общих черт в специализированных научных областях, рождение синтезирующих и интегрирующих дисциплин, перекидывающих мостики между ранее разоб-енными науками.

Так, комплексный подход к изучению Земли и ее частей ведет о все усиливающейся дифференциации и специализации этих наук. о, как мы уже говорили, в реальной диалектике познания по ти дифференциации и интеграции последней принадлежит ведущая роль. Ведущая роль интеграции, или, лучше сказать, меж-учного взаимодействия наук при изучении Земли, прежде всего рождена сложностью строения самой Земли как естественно-торического тела, в ходе развития которого возникли, сформировались и обособились отдельные его части, тоже представляющие ой естественноисторические образования, со своими свойствами особенностями. Для их познания появилась необходимость в возникновении целого ряда конкретных наук. Но эти науки (метеоро-гия, климатология, океанология, гидрология суши, экология, био-

стратиграфия, почвоведение, география, геология и т. д.) взаимосвязаны в самой своей основе как общностью их происхождения, так и взаимосвязью их объектов исследования. Это, так сказать, исторический подход к определению решающей роли межнаучного взаимодействия этой группы наук. Что же касается логической стороны этого вопроса, то она базируется на ряде отличительных признаков современного уровня научного знания, одним из которых, как мы уже говорили, является проникновение во внутреннюю структуру Земли и ее частей как объекта исследования, доведение познания закономерности до раскрытия ее структуры: Это связано с выдвиганием на передний план структурных методов исследования и понимания Земли как сложной саморегулирующейся целостной системы.

Все это и определяет решающую роль быстрого роста и все усиливающегося межнаучного взаимодействия наук о Земле в направлении становления общей теории Земли.

При этом взаимодействие в нашем случае имеет место не только между естественными науками этой группы, но и также между естественными и общественными науками. Мы уже говорили о задаче всестороннего изучения объективных закономерностей взаимодействия человеческого общества с окружающей природной средой. Философия естествознания и науки о Земле не могут пройти мимо этого вопроса. На наш взгляд, создание общей теории взаимодействия природы и общества, наряду с общей теорией Земли, есть одна из центральных задач науки нашего времени.

В тезисах ЦК КПСС, посвященных 50-летию Великой Октябрьской социалистической революции, подчеркивается, что строительство коммунизма—сложный процесс; связанный с преодолением трудностей и противоречий не только в сфере социальных и общественных отношений, но и во взаимодействии природы и общества в плане не только поисков наиболее эффективных средств покорения и преобразования сил природы, но и создания оптимально природной среды существования и развития человеческого общества [7]. Рамки настоящей статьи не позволяют подробнее остановиться на этой стороне межнаучного взаимодействия естествознания и обществознания. Здесь можно лишь привести очень глубокое замечание К. Маркса, сделанное им в «Экономическо-философских рукописях 1844 года». Оно очень характерно, как с точки зрения определяющей роли интеграции наук, так и дальнейшей перспектив межнаучного взаимодействия естественных и общественных наук в будущем. «Впоследствии, — писал К. Маркс, — естествознание включит в себя науку о человеке в той же мере в какой наука о человеке включит в себя естествознание: это будет одна наука» (К. Маркс и Ф. Энгельс. Из ранних произведений М., 1965, стр. 596). Эта необходимость межнаучного взаимодействия естественных и общественных наук, предсказанная К. Марксом, особенно остро ощущается в наши дни, и пожалуй первую очередь вследствие все более широкого и бурного развития

научно-технической революции. Во всяком случае, роль антропогенного фактора, изучение влияния хозяйственной деятельности человеческого общества на гидрологические, атмосферные и даже на океанологические и климатические явления и процессы в целом занимает все большее место в этой группе наук. Вместе с тем общественные науки в наши дни, особенно в условиях развитого социалистического общества, правильно решая вопросы ускорения экономического и социального прогресса как комплексной проблемы, не могут обойтись без учета научных данных, практических рекомендаций и прогнозов естественных наук об источниках опасного загрязнения воздуха и воды, истощения Земли, о мероприятиях по охране природы и рациональному использованию ее ресурсов.

Вопрос о причинах определяющей роли интеграции, прежде всего во взаимодействии самих наук, изучающих нашу планету, будет не полным, если хотя бы кратко не остановиться на диалектическом материализме как всеобщей методологии научного познания. Рассмотрение этого вопроса позволит нам глубже представить диалектико-материалистическую основу систематизации и классификации этой группы наук и даст возможность лучше понять необходимость сознательного использования диалектического материализма как методологической основы взаимодействия этих наук.

Объединение различных, но смежных естественных наук, призванных создать новую биографию Земли, методологически исходит из основной идеи марксистско-ленинской философии о формах движения материи и их соотношении между собой.

Механическая, физическая, химическая, биологическая и социальная формы движения материи различаются по своим материальным носителям, представляющим собой ступени в развитии материального мира, по специфическому характеру противоречий, также отличающему каждую форму движения, и, наконец, по присущей каждой форме движения материи законам, вытекающим из специфики как материального носителя, так и противоречия данной формы движения. Наличие этих признаков делает в принципе несводимым одну форму движения к другой. Но вместе с тем эти формы движения материи существуют в единстве, не изолированно друг от друга. Поэтому Ф. Энгельс, рассматривая вопросы классификации наук, писал в «Диалектике природы» (Госполитиздат, 1950) о том, что каждая наука анализирует отдельную форму движения или ряд связанных между собой и переходящих друг в друга форм движения. Таким образом, различаются науки, изучающие отдельные формы движения материи, и науки, изучающие закономерные сочетания различных форм этого движения. Конечно, со времени Ф. Энгельса здесь произошли некоторые, довольно существенные уточнения, суть которых сводится к тому, что основные формы движения проявляются не в «чистом виде», а в сочетании, взаимодействии и развитии. Последнее находит свое наиболее полное выражение в науках о Земле. Ведь геология и география, метеорология и океанология,

как и другие науки о Земле, изучая явления, процессы, развертывающиеся в самом теле Земли, на ее поверхности, в океанах, в атмосфере, вместе с тем все больше обращаются к проблемам взаимодействия этих процессов между собой, к прогнозированию тенденций развития самих механизмов этих взаимодействий.

В этом отношении показателен растущий из года в год в нашей стране объем научных исследований, связанных с разработкой теоретических основ взаимодействия океанов и атмосферы как одного из основных направлений развития наук о Земле. Фундаментальные исследования процессов взаимодействия океанов и атмосферы позволят глубже выявить основные закономерности формирования и изменчивости океанологических полей, длительно протекающих метеорологических процессов, погоды и климата на Земле и создать научную основу долгосрочных прогнозов погоды и сезонных прогнозов, так необходимых для непосредственного обслуживания ряда важнейших видов хозяйственной деятельности человека на суше и на море. Все это показывает, что науки о Земле, подобно другим основным отраслям естествознания, дифференцировались на ряд теснейшим образом связанных дисциплин, образующих все усложняющуюся и развивающуюся систему физико-географических наук. Под системой наук понимается сочетание тесно связанных друг с другом наук, изучающих однородные закономерности или отдельные формы движения материи, в отличие от комплексных наук, под которыми понимается сочетание тоже тесно связанных наук, но изучающих разнородные закономерности. Последнее также характерно для наук о Земле, так как они имеют дело, как правило, с комплексными процессами, в которых взаимодействуют многочисленные механические, физические, химические, а в наружных оболочках планеты — и биологические явления.

Таковы некоторые методологические вопросы современной стадии взаимодействия и тенденций развития наук о Земле. Они позволяют еще нагляднее представить себе, как важнейшая общая закономерность современного естествознания — дифференциация и интеграция наук — вторгается во все отрасли научного знания о Земле.

В заключение можно сказать, что рассмотренные пути взаимодействия и развития наук о Земле, конечно, далеко не исчерпывают всего этого сложного и многогранного процесса, но позволяют четче видеть те цели, которые ставят перед собой эти науки в условиях развитого социалистического общества. Главная цель этих наук, если рассматривать их в целом и обратить внимание прежде всего на те их свойства и особенности, которые являются общими для всех них, является выработка сведений, нужных обществу для эффективной организации его взаимодействия с природной средой. Могут заметить, что все естествознание в конечном счете служит этой цели. Это так, но вместе с тем в науках о Земле все же идет речь о тех знаниях, которые обеспечивают непосредственно

нужды практической деятельности, возникающие в области контакта и взаимодействия человеческого общества и природной среды, о знаниях, применяющихся непосредственно при взаимодействии человека со стихийными силами природы, стихийными бедствиями (град, засуха, наводнение, ураган и т. п.).

Изучая эти конкретные грозные силы природы, науки о Земле стремятся описать, понять и построить в конечном счете количественную теорию свойственных этим объектам природных процессов, внося тем самым весомый вклад в дело становления общей теории Земли, но вместе с тем достигая не менее важной непосредственно-практической цели — повышения эффективности использования ресурсов и свойств природной среды, защиты от неблагоприятных явлений природы и создания научной базы для развития техники ее преобразования и охраны. Но здесь уже вступают в силу социальные закономерности, а эта сторона проблемы взаимодействия и развития наук о Земле выходит за пределы настоящей статьи. Однако, на наш взгляд, уже из сказанного здесь достаточно ясно, что одним из основных факторов, определяющих современное состояние наук о Земле, является уровень, характер и эффективность взаимодействия общества и природы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко М. И. Влияние человека на климат. Л., Гидрометеиздат, 1972, 47 с.
2. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. Л., Гидрометеиздат, 1974, 262 с.
3. Материалистическая диалектика и методы естественных наук. М., «Наука», 1968, 608 с.
4. Ленин и современное естествознание. М., «Мысль», 1969, 374 с.
5. Хильми Г. Ф. Основы физики биосферы. Л., Гидрометеиздат, 1966, 300 с.
6. Львович М. И. Человек и воды. М., Географгиз, 1963, 568 с.
7. 50 лет Великой Октябрьской социалистической революции. Постановление Пленума ЦК КПСС. — Тезисы ЦК КПСС. М., Политиздат, 1967, 64 с.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Доронин Ю. П.</i> Моделирование деятельного слоя замерзающих морей как продукта их взаимодействия с атмосферой	5
<i>Егоров К. Л.</i> К вопросу определения глубины и температуры однородного слоя перемешивания в океане	17
<i>Русин И. Н.</i> О скорости изменения глубины залегания нижней границы квазигомогенного слоя океана	28
<i>Зубова М. М.</i> О влиянии барических образований на разгоны ветровых волн и их распределение	34
<i>Великсон Б. А.</i> О виде корреляционного тензора поля горизонтальных скоростей для поверхностного волнения	41
<i>Сычев В. И.</i> Ветровая составляющая дрейфа льда в Северном Ледовитом океане в зимний период	47
<i>Либерман Ю. М.</i> Интегрирование соленоидальной баротропной модели на полушарии	55
<i>Доронин Ю. П., Карлин Л. Н., Крейман К. Д.</i> Определение среднего коэффициента вертикального турбулентного обмена в мелком море	66
<i>Беззаботнов В. С.</i> Прямые измерения вертикального расслоения поверхностного термоклина	70
<i>Коровин В. П.</i> Исследование растворенного кислорода в Балтийском море, выполненное с помощью автоматических оксиметров	76
<i>Джус В. Е., Новожилов А. В.</i> О технике и методах изучения тонкой структуры течений	85
<i>Фомичев И. А., Сорокин Ю. Л., Сергель А. Н., Базаров С. М.</i> Экспериментальные методы исследования двухфазных потоков, образующихся при взаимодействии океана и атмосферы	90
<i>Ляхин Ю. И.</i> О скорости обмена CO_2 между океаном и атмосферой в Центральной Атлантике	100
<i>Тимец В. М.</i> К вопросу об определении среднего направления течений в автономных измерителях течений	110
<i>Зиринг К. Е.</i> Некоторые методологические вопросы взаимодействия и развития наук о Земле	114

Труды ЛГМИ, вып. 57

Взаимодействие океана и атмосферы

Редактор *И. Г. Максимова*

М-19506	Подп. к печати 8.01.76 г.	Объем 8 п. л.	Зак. 306
Типография ВОК ВМФ	Тираж 500		Цена 96 коп.

УДК 551.465.62/467

Моделирование деятельного слоя замерзающих морей как продукта их взаимодействия с атмосферой. Доронин Ю. П. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 5.

Предложена математическая модель формирования гидрологического режима деятельного слоя замерзающих морей в течение всего года. Реализация модели на ЭВМ позволяет производить расчеты таких важных характеристик деятельного слоя, как температура и соленость воды, дата начала ледообразования, элементы дрейфа льдов с учетом изменения их сплоченности и т. д. Приводятся результаты расчетов по Карскому морю. Моделирование состояния ледяного покрова проводилось не только для Карского моря, но и для всего Северного Ледовитого океана.

Табл. 2. Илл. 3. Библ. 5.

УДК 551.465.152

К вопросу определения глубины и температуры однородного слоя перемешивания в океане. Егоров К. Л. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 17.

Исходя из анализа размерностей и интегральной модели пограничного слоя, в работе приводятся выражения, связывающие глубину слоя трения океана и среднее значение коэффициента турбулентного перемешивания с касательным напряжением на поверхности, перепадом температур в слое и параметром Кориолиса. Зависимости справедливы как в области средних широт, так и в районе экватора. Проведено сравнение с экспериментальными данными.

Полученные выражения рассматриваются совместно с моделью температурно-однородного слоя для определения двух величин: температуры слоя T_0 и его глубины h . Приведены результаты расчетов временного хода величин T_0 и h на примере модельных задач.

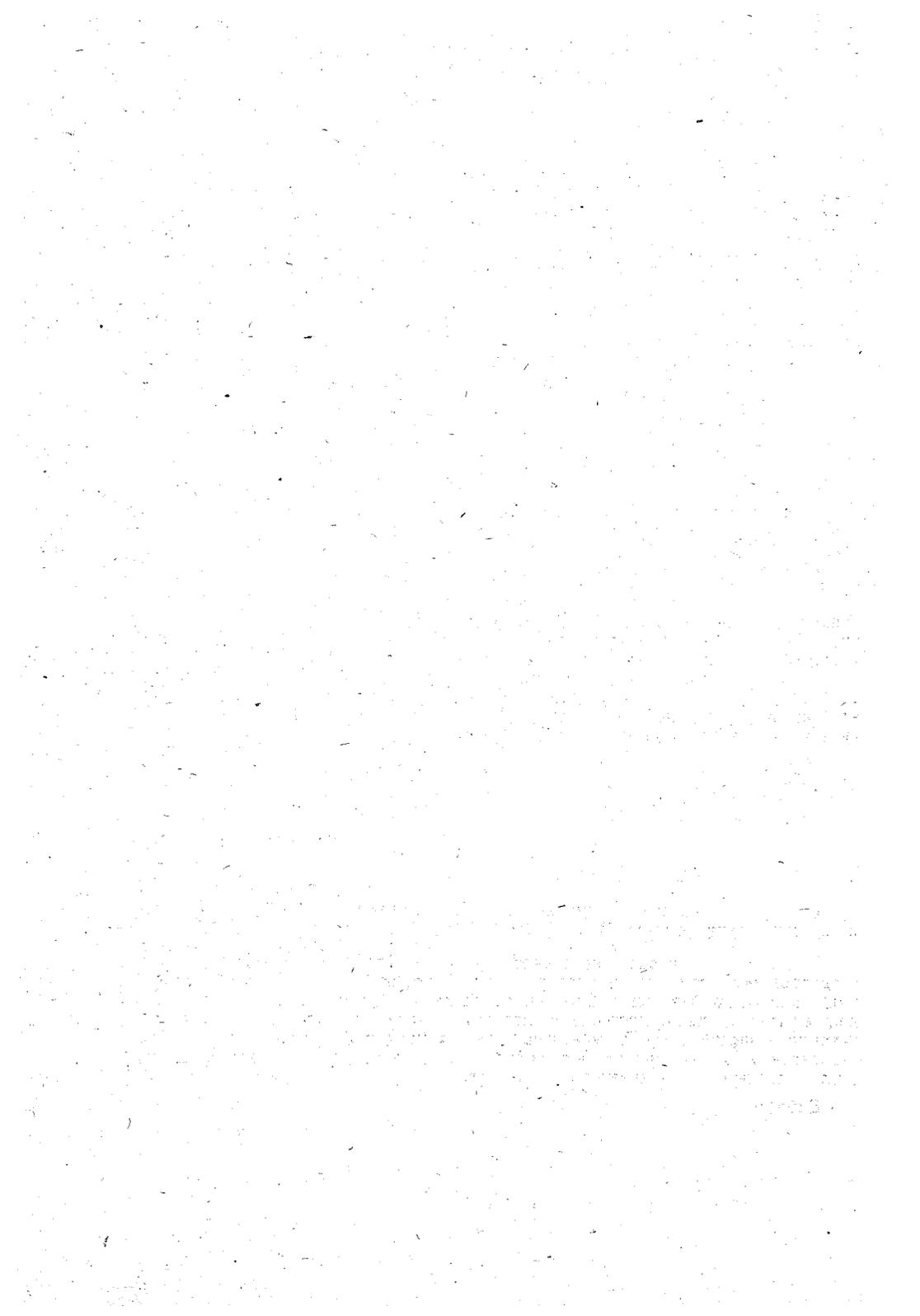
Илл. 3. Библ. 12.

УДК 551.465.152.

О скорости изменения глубины залегания нижней границы квазиоднородного слоя океана. Русин И. Н. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 28.

Показано, что скорость изменения глубины залегания нижней границы квазиоднородного слоя океана пропорциональна корню из энергии турбулентных пульсаций на этой глубине. Этот вывод сделан на основе предположения, что нижняя граница квазиоднородного слоя представляет собой поверхность слабого разрыва решений системы уравнений полуэмпирической теории турбулентных пограничных слоев и может быть полезен для построения упрощенных моделей тепло-солепереноса в квазиоднородном слое океана.

Библ. 5.



УДК 551.466.326

О влиянии вида барических образований на разгоны ветровых волн и их распределение. Зубова М. М. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 34.

Разнообразие ветровых волн является следствием разнообразия ветровых потоков (разгонов волн). В связи с этим, целесообразно исследовать факторы, влияющие на размеры ветровых потоков и их разнообразие. К таким факторам можно отнести, например, различие в видах барических полей: циклон и антициклон.

В статье, на основании анализа синоптических карт, показано, что закон распределения ветровых потоков универсален. Он не зависит от вида барического образования. Однако от последних зависят размеры средних ветровых потоков, что, видимо, определяет различие в размерах ветровых волн, развивающихся в циклонах и антициклонах.

Илл. 2. Библ. 9.

УДК 532.59: 551.466

О виде корреляционного тензора поля горизонтальных скоростей для поверхностного волнения. Великсон Б. А. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 41.

Рассмотрена связь корреляционных функций полей горизонтальных скоростей на взволнованной водной поверхности и возвышений поверхности. Для случая потенциального течения и малых наклонов поверхности получена замкнутая формула, выражающая первую функцию через вторую. Для случаев изотропного и однонаправленного волнения эта формула обобщена на потенциальный случай, и получены явные выражения, описывающие корреляцию скоростей в однородном и стационарном волнении в интервале равновесия.

Библ. 3.

УДК 551.467

Ветровая составляющая дрейфа льда в Северном Ледовитом океане в зимний период. Сычев В. И. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 47.

Описывается перераспределение ледяного покрова в Северном Ледовитом океане в зимний период под воздействием ветра с учетом силы взаимодействия льдов между собой. Рассматривается влияние тепловых факторов на изменение массы льда. Получены карты перераспределения льдов за отдельные месяцы. Появилась возможность оценить количество льда в расчетной области и его изменение вследствие выноса и нарастания.

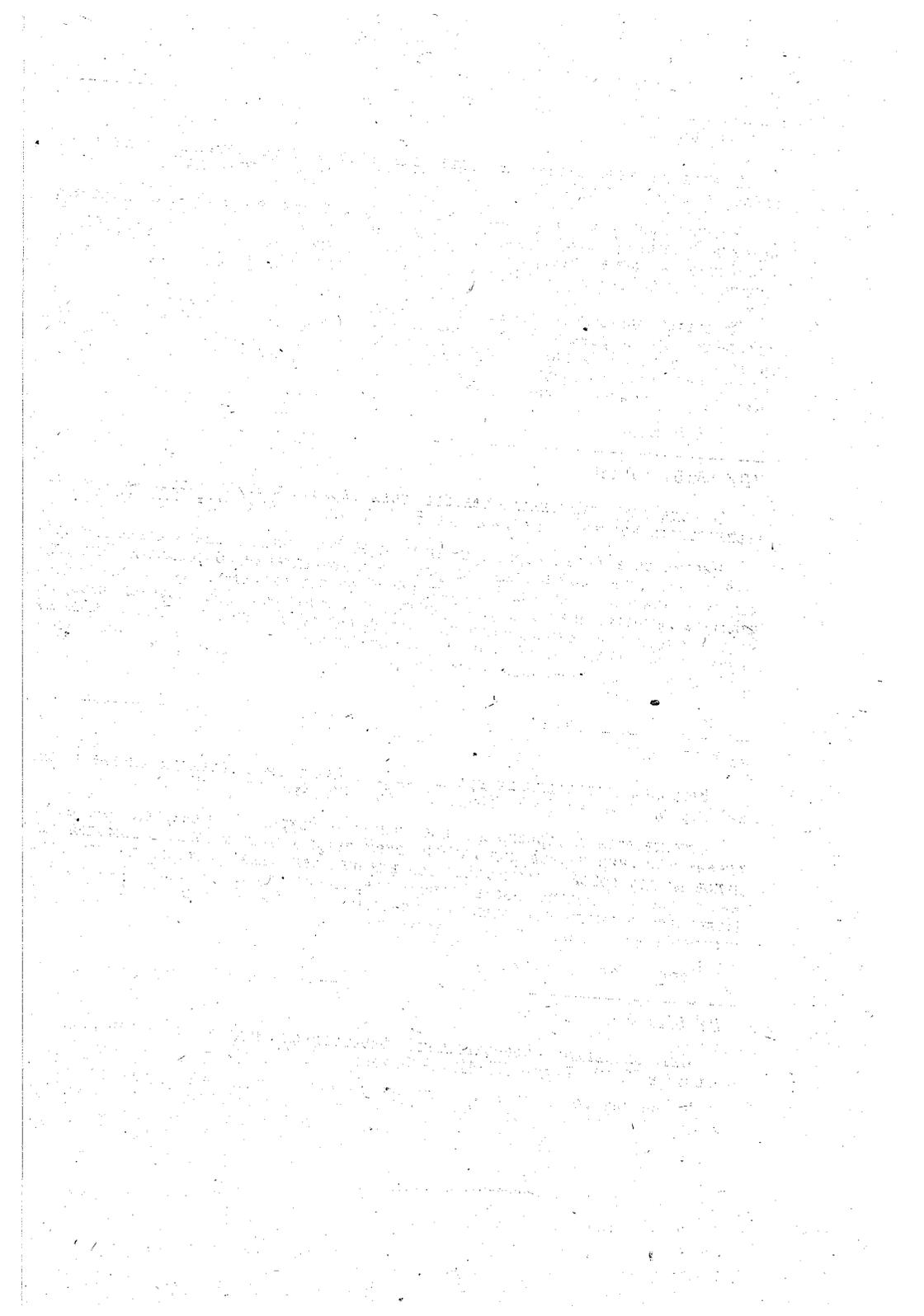
Табл. 1. Илл. 2. Библ. 14.

УДК 551.513.

Интегрирование соленидальной баротропной модели на полушарии. Либерман Ю. М. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 55.

Уравнение соленидального движения баротропной жидкости интегрируется шагами по времени. Излагается алгоритм расчета для полушария, приводятся данные численных экспериментов. Показано, что введение вязкого члена в уравнение вихря повышает устойчивость численной схемы. Полученные результаты могут быть использованы при расчете атмосферной и океанической циркуляции по модельным и фактическим данным.

Илл. 7. Библ. 6.



УДК 551.465.152.

Определение среднего коэффициента вертикального турбулентного обмена в мелком море. Доронин Ю. П., Карлин Л. Н., Крейман К. Д. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 66.

Предложен метод определения среднего по вертикали коэффициента турбулентного обмена в мелком море с совместным использованием интегрального уравнения баланса энергии турбулентности и уравнений движения. На основе полученных результатов рассматривается влияние скорости ветра и устойчивости в море на величину среднего коэффициента турбулентности. Отмечается существенное влияние на неё диссипации энергии турбулентности.

Илл. 1. Библ. 4.

УДК 551.460.18

Прямые измерения вертикального расслоения поверхностного термоклина. Беззаботнов В. С. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 70.

В статье приводится описание экспериментальных исследований вертикальной структуры поверхностного термоклина в Черном море. Методом подводного наблюдения и фотографирования окрашенных объемов жидкости получены профили течения и коэффициента турбулентной диффузии. Рассчитаны локальные числа Ричардсона для отдельных слоев. По данным измерений и визуальных наблюдений делается вывод о наличии в поверхностном термоклине тонкой слоистой структуры по вертикали.

Илл. 3. Библ. 6.

УДК 451.46.07/08

Исследование растворенного кислорода в Балтийском море, выполненное с помощью автоматических оксиметров. Коровин В. П. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 76.

Для регистрации растворенного в воде кислорода предложено использовать полуизолированные электрохимические ячейки, применяя при этом полярографический и гальванический методы. Результаты измерений с помощью автоматических оксиметров, полученные в экспедициях на Балтийском море, показали возможность использования указанных методов в океанологической практике.

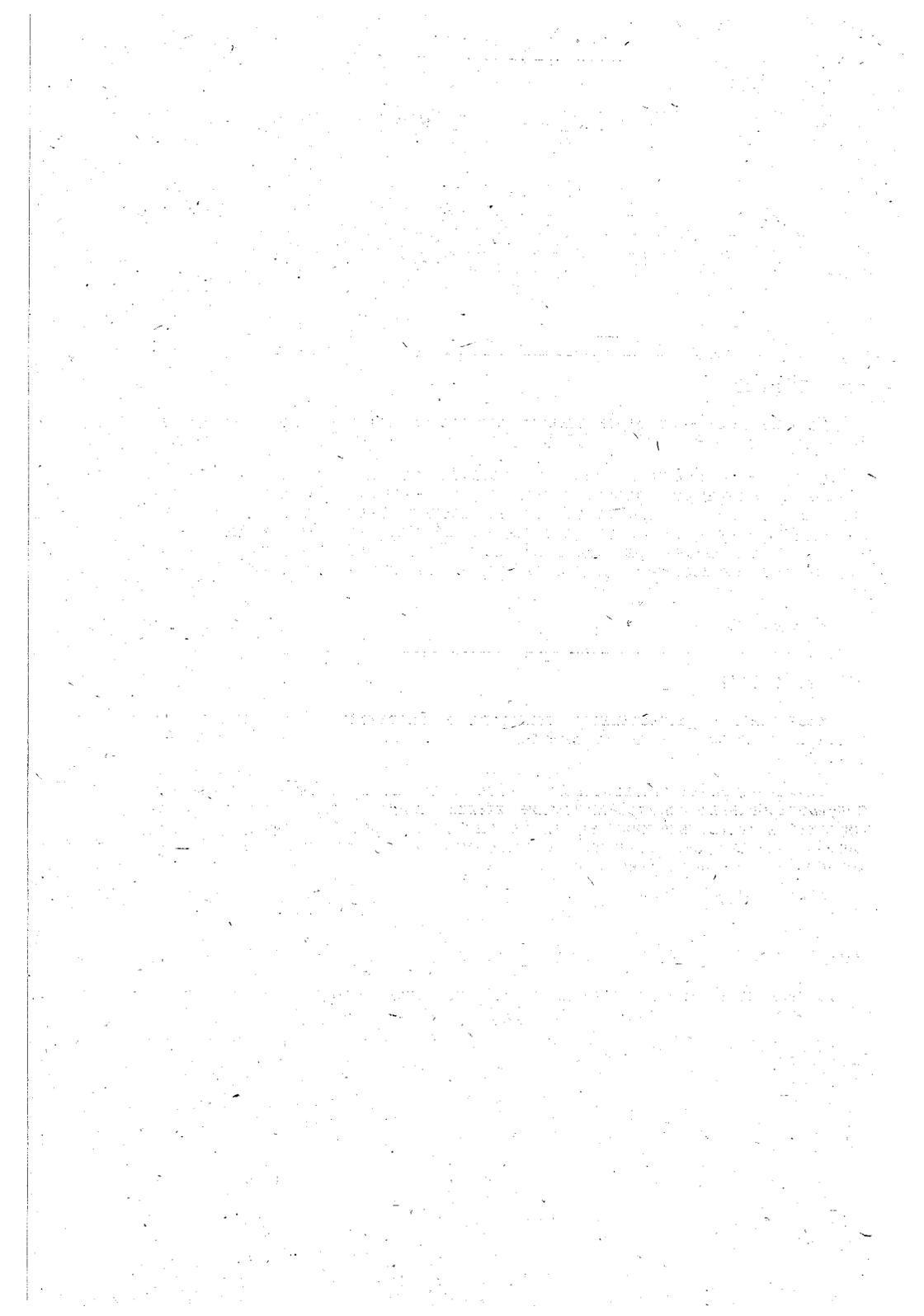
Табл. 1. Илл. 7. Библ. 5.

УДК 551.460.18.

О технике и методах изучения тонкой структуры течений. Джус В. Е., Новожилов А. В. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 85.

Разобран ряд конструктивных особенностей автоматических камер, предназначенных для изучения тонкой структуры течений в придонной области. На основании методики В. Г. Ажажи впервые сделана попытка оценить эффективность автоматической фоторегистрирующей камеры в сравнении с эффективностью метода, использующего для изучения тонкой структуры течений в придонной области аквалангистов.

Илл. 1. Библ. 12.



УДК 551.554

Экспериментальные методы исследования двухфазных потоков, образующихся при взаимодействии океана и атмосферы. Фомичев И. А., Сорокин Ю. Л., Сергель А. Н., Базаров С. М. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 90.

Рассмотрены оптические методы измерения спектральных функций распределения частиц по размерам и скоростям, а также взаимным координатам в пространстве. Дан краткий анализ фотографического, фотодетекторного, голографического, дифракционного и доплеровского методов измерений указанных характеристик в аспекте применения их для измерений в приводном слое атмосферы.

Илл. 2. Библ. 9.

УДК 551.464.34

О скорости обмена CO_2 между океаном и атмосферой в Центральной Атлантике. Ляхин Ю. И. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 100.

Произведена количественная оценка влияния природных факторов (скорости ветра, волнения, пенообразования) на скорость обмена CO_2 между океаном и атмосферой. По данным фактических наблюдений над температурой, соленостью, элементами карбонатной системы поверхностной воды и скоростью приземного ветра рассчитано количество двуокиси углерода ($\text{мг/м}^2 \cdot \text{сутки}$), поглощаемое океаном из атмосферы в центральной части Тропической Атлантики.

Табл. 4. Илл. 1. Библ. 22.

УДК 551.46 : 62.506.3

К вопросу об определении среднего направления течений в автономных измерителях течений. Тимец В. М. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 110.

Рассмотрены вопросы повышения достоверности информации о направлении течения при измерениях автономными измерителями течения путем получения среднего значения направления. Рассмотрен принцип действия предлагаемого устройства для получения среднего значения направления. Статья рассчитана на океанографов и специалистов, занимающихся разработкой измерителей течений.

Илл. 1. Библ. 10.

УДК 1М+551.1/4.

Некоторые методологические вопросы взаимодействия и развития наук о Земле. Зиринг К. Е. Труды ЛГМИ, 1975, вып. 57, с. 114.

Рассматриваются некоторые методологические проблемы межнаучного взаимодействия наук о Земле и закономерности современного периода их развития в направлении становления общей теории Земли. Показывается, как такая важнейшая общая закономерность развития современного естествознания, как дифференция и интеграция наук, вторгается во все отрасли научного знания о Земле.

Ставится вопрос о все усиливающемся непосредственном взаимодействии естественных наук о Земле с общественными науками в направлении всестороннего изучения объективных закономерностей взаимодействия человеческого общества с окружающей природной средой.

Библ. 7.

