Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ИССЛЕДОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

(междуведомственный)

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА
ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
им. М. И. КАЛИНИНА

ЛЕНИНГРАД
1986

УДК 551

Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике. Сборник научных трудов (междуведомственный). — Л изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 158. (ЛГМИ).

В сборнике рассматриваются различные аспекты крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы. При этом большое внимание уделяется изучению энергоактивных зон Мирового океана, особенностям формирования температуры поверхности океана и причинам их колебаний, расчетным методам различных гидрометеорологических полей.

Сборник рассчитан на научных работников, инженеров-океанологов, а также студентов старших курсов гидрометинститутов и географических факультетов университетов.

Табл. 14. Илл. 40. Библ. 152.

340499

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

проф. *Н. П. Смирнов,* ответственный редактор (ЛГМИ), ст. научн сотр. *В. Н. Малинин,* ответственный секретарь (ЛГМИ), проф. *Б. А. Кага* (ЛО ИОАН), ст. научн. сотр. *М. И. Масловский* (ЛГМИ), проф. *Л. Т. Матвее* (ЛГМИ), проф. *А. В. Некрасов* (ЛГМИ), д-р физ.-мат. наук *Ю. В. Николаев* (ААНИИ).

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА
Л-д 195196 Малоохтинский пр., 98

© Ленинградский гидрометеорологический институт (ЛГМИ), 1986.

УДК 551.456

А. В. МОРАЧЕВСКИЙ (ЛГМИ)

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОВОГО КРУПНОМАСШТАБНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

В настоящей статье исследуются процессы крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы, приводящие к формированию в этой системе устойчиво существующих состояний. Важность обсуждаемой проблемы определяется задачами улучшения качества прогнозирования погоды и развития теории климата. При проведении исследований теплового взаимодействия в системе атмосфера — океан — континент (АОК) будем использовать упрощенную модель, описывающую климатические нормы термических полей и их изменения с масштабом времени месяц — сезон. Такая модель позволит исследовать процессы взаимного приспособления полей температуры океана и атмосферы и анализировать факторы, определяющие отклонения от климатических норм. Основой для построения модели будем считать положение Х. Адема [1] о том, что для прогноза поля температуры на месяц (сезон) основным уравнением, описывающим гидротермодинамику атмосферы, становится уравнение притока тепла, а динамическую часть задачи можно приближенно ограничить рассмотрением процессов макротурбулентного обмена. Примем также, что атмосфера политропна, а верхний квазиоднородный слой (ВКС) океана изотермичен.

Тогда уравнение теплового баланса для тропосферы и для деятельного слоя подстилающей поверхности примет вид:

$$H\frac{\partial T_a}{\partial t}+A_m=E_a+G_2+G_5, \tag{1}$$

$$h\frac{\partial T_s}{\partial t}+A_s=E_s-G_2-G_3. \tag{2}$$

где H — средняя высота тропосферы; h — толщина ВКС океана; T_a и T_s — температуры воздуха на уровне и подстилающей среды, соответственно; A_m и A_s — перенос тепла в атмосфере и океане; E_a и E_s — радиационные балансы атмосферы и деятельного слоя, соответственно; G_2 — турбулентный поток тепла на границах раздела между атмосферой и подстилающей поверхностью; G_3 — затраты тепла на испарение воды с подстилающей поверхности; G_5 — тепловой эффект конденсации водяного пара.

Для численных значений параметров, входящих в уравнени (1), (2) использовались наши разработки [8, 9], а также работ У. Селлерса [14], Б. Зальцмана [11] и А. Вернекара [15].

После записи составляющих уравнений (1), (2) через темп ратуры слоев и их дифференциальные характеристики, получае систему нелинейных уравнений (3)—(5) относительно темпер туры на среднем уровне тропосферы и температуры у поверхност

$$\frac{\partial T'_a}{\partial t} + \vec{u}_{1,2}\,\nabla T'_a - \nabla(k\,\nabla T'_a) = S_{1a}\,T'_a + S_{2a}\,T'_s + S_{3a}; \qquad (3$$

$$\frac{\partial T'_s}{\partial t} = S_{1s}\,T'_a + S_{2s}\,T'_s + S_{3s}; \qquad (4$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\Delta\psi + J(\psi, \Delta\psi + f) + 0{,}25p^2\,J(T'_a, \Delta T'_a) = 0, \qquad (5$$

где T'_a и T'_s — малые отклонения температуры от средних зн чений в тропосфере и у подстилающей поверхности, соответственн $u_{1,2}$ — зональная и меридиональная составляющие потока в атм сфере; k — коэффициент макротурбулентного обмена; S_{1a}, S_{2a}, S_3 S_{1s}, S_{2s}, S_{3s} — выражения, зависящие от свойств атмосферы и по стилающей поверхности в конкретной точке; ψ — функция ток J — оператор Якобиана; f — параметр Кориолиса; p — парамет зависящий от выбора уровня «ведущего потока». Используя в к честве области интегрирования весь Земной шар, мы имеем во можность задать естественные граничные условия и считать, чт решение должно быть периодическим по долготе и ограниченны у полюсов.

$$\lim_{\substack{\theta \to 0 \\ \theta \to \pi}} \left[\sin\theta \left(VT - \frac{k}{R}\,\frac{\partial T}{\partial \theta}\right)\right] = 0, \qquad (6$$

$$T(t, \theta, \lambda) = T(t, \theta, \lambda + 2\pi) \qquad (7$$

Уравнение (5) получено из модели среднемесячного переноса н уровне «ведущего потока» Е. Н. Блиновой, модифицированно для долгосрочных прогнозов малой заблаговременности М. Б. Г линым [5].

Уравнения (3)—(5) решались на сферической поверхност с шагом 4° по широте и 5° по долготе. Область интегрировани содержит 3312 точек. При решении использовался метод квази линеаризации, изложенный в гл. 8, 9 работы [10].

Важным этапом исследования является получение эталонно поля температуры, близкого к реальным нормам. Необходимост эта связана с тем, что, добиваясь наилучшего совпадения поле температуры, мы можем одновременно согласовать внешние да ные, необходимые для расчетов или для параметризаций. Первы был выполнен эталонный эксперимент по расчету климатически

›рм февраля и августа. Делалось это, исходя из норм темпера-
›ры января и июля и, используя заданные извне величины G_2,
з, G_5. Толщина деятельного слоя океана принималась постоян-
›й и равной 60 м. При расчете эталонного поля температуры
авились три задачи:

— во-первых, подготовка климатических данных;

— во-вторых, подбор внутренних параметров модели (таких
ік коэффициент макрообмена, толщина деятельного слоя), кото-
ые в начале экспериментов могли быть установлены только при-
ижденно;

— в-третьих, согласование внешних источников энергии и дру-
іх полей (естественно, в пределах их задания) с тем, чтобы эта-
›нное поле температуры было достаточно близким к реальному.

В качестве исходных месяцев были выбраны январь и июнь,
ік как они не только характеризуют зимний и летний сезоны,
› и потому, что для этих месяцев существуют единообразные дан-
ые как по потокам тепла, так и по облачности, альбедо подсти-
ающей поверхности, относительной влажности и температуры.
ти данные были заимствованы из [12, 13]. При решении системы
›авнений модели задавалось значение перечисленных выше внеш-
іх параметров, и с начальными данными температуры на сред-
›м уровне и у поверхности земли для января и июля были вы-
›слены нормы температур февраля и августа, приведенные на
ис. 1.

Статистические оценки сравнения с фактическими данными по
›верному полушарию (коэффициент корреляции соответственно
авен 0,83 и 0,80) позволяют сделать вывод, что внешние дан-
ые являются достаточно согласованными, а радиационная схема
одели и фоновой перенос описаны правильно.

Как показали эксперименты, наиболее важной переменной
рассматриваемой модели является температура поверхности
кеана в предыдущем месяце, что связано с высокой теплоем-
›стью океанов. Медленно накапливая и отдавая тепло, они ока-
›вают влияние на распределение температуры воздуха по всей
›верхности.

Для учета изменений толщины ВКС во времени и простран-
›ве использовалась простая параметризация обратной связи
ежду толщиной ВКС и его температурой [7].

$$h = H_D - (H_D - h_0) \left(\frac{T_S - T_N}{T_0 - T_N} \right)^{\varkappa}, \qquad (8)$$

це H_D — толщина сезонного термоклина; h_0 и T_0 — значения тол-
ины ВКС и его температуры в начальный момент времени;
$_s$ — температура поверхностного слоя; T_N — температура на
ижней границе сезонного термоклина; $\varkappa$ — параметр, зависящий
г сезона и координат, принимается постоянным.

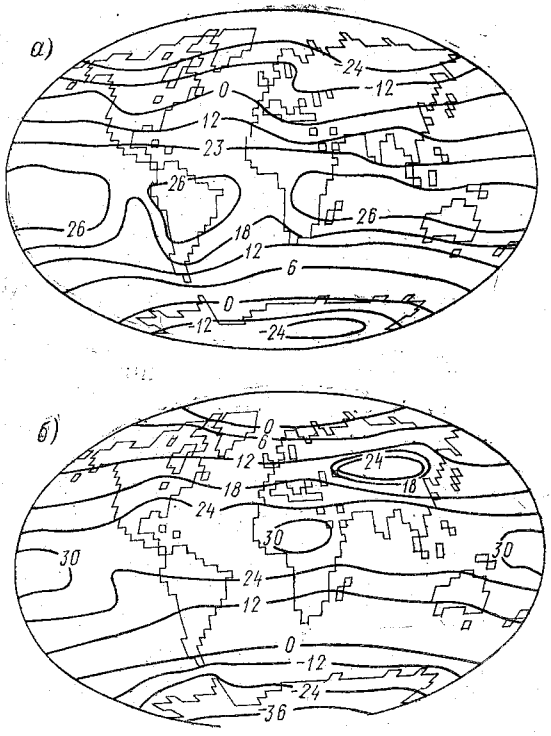


Рис. 1. Приземная температура воздуха, рассчитанная по данным [12, 13]:
а — февраль; *б* — август

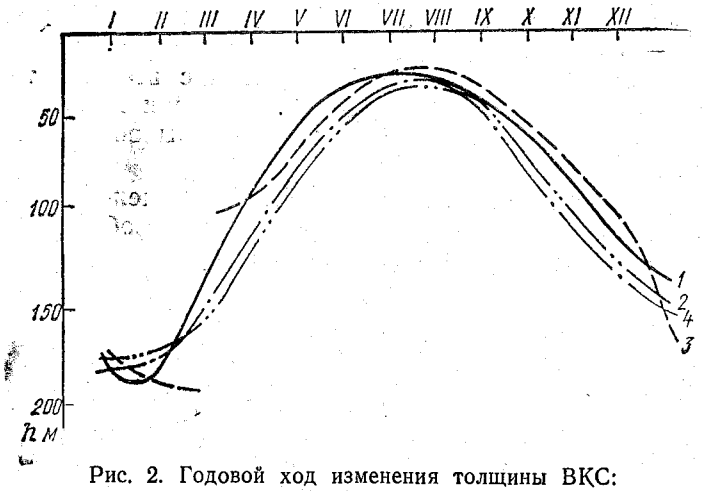


Рис. 2. Годовой ход изменения толщины ВКС:
1 — по натурным данным; *2* — по модели В. И. Калацкого [7]; *3* — по модели Б. А. Кагана и др. [7]; *4* — по формуле (8)

Для упрощенных моделей климата точность данной параметризации вполне достаточна. На рис. 2 приведен расчет годовой волюции толщины ВКС на станции P по различным источникам.

На рис. 3 приведено поле h, рассчитанное для всего Мирового океана. Значения параметров T_N, H_D, T_0 и h_0 задавались из Атлаов [2, 3, 4].

Естественно, что качественные особенности этой карты связаны о значениями температуры поверхности океана. Однако общая артина распределения приведенных толщин h довольно удачно огласуется с натурными данными.

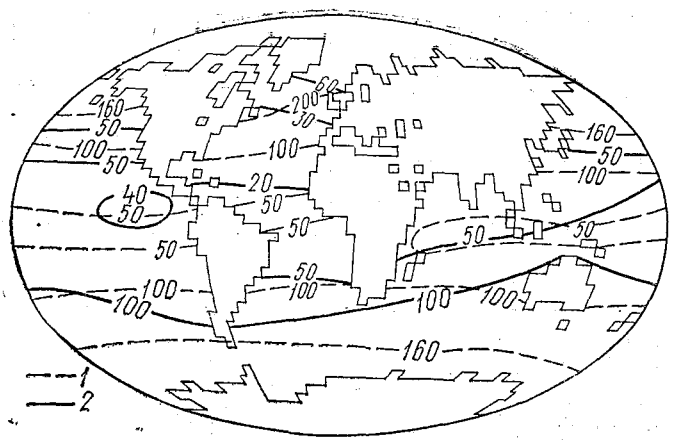


Рис. 3. Рассчитанные значения толщин ВКС:
1 — февраль; *2* — август

Анализ влияния обратной связи h и T_s на расчет поля темпеатуры показал, что в период прогрева ВКС, связь h и T_s «усиливает» прогрев, а в период охлаждения «тормозит» процесс выхолаживания. Таким образом, учет связи h и T_s приводит к условиям, благоприятствующим сохранению положительных тепловых тенденций и ослаблению выхолаживания поверхностного слоя.

В дальнейшем нами варьировались параметры модели для определения ее чувствительности к используемым параметризациям. Чувствительность модели была определена к изменению радиационного притока тепла, изменению балла облачности, альбедо подстилающей поверхности, а также к теплоемкости океанов и континентов. Определена зависимость решения от начальных температур у подстилающей поверхности и на изобарической поверхности 400 гПа. Исследована чувствительность модели к величинам турбулентного потока тепла, испарению, конденсации.

Результаты расчета изменения температур воздуха на изобарической поверхности 400 гПа и у подстилающей поверхности при увеличении значений ряда метеорологических параметров на 15% приведены в таблице. Здесь обозначения: α — альбедо подстилающей поверхности, ε — балл облачности.

Аномалии температуры воздуха на изобарической поверхности 400 гПа и у подстилающей поверхности в феврале, возникающие при увеличении значения одного из перечисленных параметров модели на 15%

Параметры модели		α	ε	G_2	G_3	G_5
Температура у поверхности	океан	—0,3	—0,5	—0,4	—0,4	0,5
	континент	—1,4	—2,3	—1,5	—3,1	1,3
Температура на изобарической поверхности 400 гПа	океан	—0,2	—0,3	0,9	—0,4	2,8
	континент	—0,6	—1,2	0,4	—0,9	2,6

Величины, приведенные в таблице, получены осреднением 110 случаев их максимальных значений.

Анализ результатов проведенных экспериментов показал, что при увеличении альбедо подстилающей поверхности на 15%, средняя температура у Земли уменьшилась бы на 0,46°. На океанах изменения температуры не превысят 0,2°; на континентах до 1,6°. Основное похолодание наблюдается в Антарктиде, где температура понизилась на 4°. Это явление объясняется тем, что в январе на эти широты приходится максимальный поток коротковолновой радиации, а влияние других (нерадиационных) членов уравнения теплового баланса в этом районе мало. При увеличении балла облачности на 15% средняя температура у поверхности Земли понижается на 0,62°. Причем на широте 45° с. ш. знак аномалии температуры меняется на противоположный. Так, в высоких широтах полушария температура повысилась на 0,6°, а южнее 45° с. ш. понизилась на 0,8°. Температура океанов понизилась менее, чем на 0,5°, а континентов до 3°. При увеличении контактного теплообмена на 15% реакция модели оказалась ощутимой только на приэкваториальных континентах. Это обусловлено малым вкладом исследуемой величины в тепловой баланс подстилающей поверхности в случае океана или достаточно увлажненного континента. С учетом указанной аномалии температура у поверхности Земли уменьшается на 1,2°, причем на океанах ме-

нее чем на 0,5°, а на континентах до 1,8°. В тропосфере произошло повышение температуры на 0,3°, в том числе над океанами до 1,1°, а над континентами до 0,5°.

С увеличением испарения на 15% может происходить значительное изменение температуры подстилающей поверхности, за исключением полностью пустынных областей. При этом средняя температура у Земли понижается на 0,62°, причем в экваториальных и средних широтах температура океанов понизилась на 0,5°, а над континентами до 3,5°. В высоких широтах температура понизилась менее чем на 0,2°. На изобарической поверхности 400 гПа атмосфера охладилась на 0,25°, поверхность океанов охладилась на 0,2—0,4°, континенты до 1,0°.

С увеличением конденсации на 15% отклонения температуры невелики и распределены, главным образом, в экваториальной зоне в низких широтах, где собственные значения конденсации очень велики. Такое влияние конденсации на температуру у подстилающей поверхности объясняется тем, что температура воздуха вообще оказывает малое влияние на температуру подстилающей поверхности, которая в большей степени определяется составляющими теплового баланса самой поверхности. Значительно большее влияние оказывает изменение величины конденсации на температуру атмосферы. Так, в зонах интенсивной конденсации при ее 15% увеличении возникают локальные увеличения температуры до 4°, в экваториальных районах 2—3°, а в высоких широтах до 3—4°, в центральных частях океанов температура изменяется в экваториальных районах на 2—4°, а в средних и высоких широтах до 6°.

Для оценки чувствительности системы к изменениям температуры поверхности воды вводились искусственные аномалии в ее начальное распределение. Так, при увеличении начальных значений температуры поверхности океана на 4°, средняя температура у поверхности земли увеличилась на 2,1°. Основные изменения температуры, как и следовало ожидать, были обнаружены в центральных океанических районах. Под влиянием горизонтального обмена температура воздуха у поверхности континентов увеличивается в зависимости от величины их площади и расположения относительно океанов. Температура у поверхности Австралии и Антарктиды увеличивается на 1,2—1,6°, Африки и Южной Америки — на 1,0—1,2°, а Азия только на 0,3—0,8°. Температура поверхности океанов увеличилась на 2,0—3,2°. С увеличением январской температуры тропосферы на 4° температура у поверхности Земли в феврале увеличилась только на 0,51°. Наибольшее увеличение ее приходится на континенты (1,0—1,4°), на океанах температура возросла от 0,1° в центральных районах до 0,4° в прибрежных.

Подводя итоги анализа численных экспериментов можно утверждать, что сформулированная модель системы АОК позволяет

достаточно правильно оценивать среднемесячную температуру атмосферы на среднем уровне и температуру поверхности океана. Заметим, что на последнюю определяющее влияние оказывает толщина ВКС и его начальная температура.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адем Х. О физических основах численного прогноза среднемесячных и среднесезонных температур в системе тропосфера — океан — материк. — В кн.: Теория климата. Л., Гидрометеоиздат, 1967, с. 258—292.
2. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. — ГУНиО МО СССР, 1977. — 332 с.
3. Атлас океанов. Северный Ледовитый океан. — ГУНиО МО СССР, 1980. — 188 с.
4. Атлас океанов. Тихий океан. — ГУНиО МО СССР, 1974. — 322 с.
5. Галин М. Б. Гидродинамический прогноз малой заблаговременности с помощью линейной теории. — Труды ММЦ, 1964, вып. 2, с. 21—32.
6. Каган Б. А., Рябченко В. А., Чаликов Д. Н. Параметризация деятельного слоя в модели крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1979, № 12, с. 67—75.
7. Калацкий В. И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 214 с.
8. Русин И. Н., Морачевский А. В. О возможности воспроизведения азональных аномалий температуры с помощью упрощенной модели. — ВИНИТИ, деп. № 2431—80.
9. Русин И. Н., Морачевский А. В. Элементарная параметризация обратной связи между толщиной верхнего квазиоднородного слоя океана и его температурой для упрощенных климатических моделей. — В сб.: Численные эксперименты по динамике глобального климата. Владивосток ТИГ ДВНЦ АН СССР, 1982, с. 60—67.
10. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1977. — 653 с.
11. Saltzman B. A survey of statistical-dynamical model of the terriestrial climate. Advances in Geophysics, 1978, vol. 20, pp. 183—295.
12. Schutz G., Gates W. L. Global climatic data for surface, 800 mb., 400 mb: July. The Rand Corporation R-1029 ARPA, Santa Monica, 1972, 180 p.
13. Schutz G., Gates W. L. Global climatic data surface, 800 mb., 400 mb: January. The Rand Corporation, R-915-ARPA, Santa Monica, 1971, 173 p.
14. Sellers W. A two-dimensional Global Climatic Model. Monthly Weather Review, 1976, vol. 104, N 3, pp. 233—248.
15. Vernekar A. A calculation of the normal temperature at the Ear th's surface. J. Atmos. Sci., 1975, vol. 32, N 32, pp. 2067—2081.

УДК 551.465.41

А. С. КАРТАШОВ (ЛГМИ)

ИССЛЕДОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА ПРИ МЕЛКОМАСШТАБНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

В связи с развитием возможностей измерительной техники в океанологии возрос интерес к изучению формирования припо-

верхностных тонких термических структур. К таким структурам относятся: приповерхностный квазиоднородный слой толщиной порядка 1 м, приповерхностный термоклин, залегающий на глубинах 1—10 м [1], а также чрезвычайно тонкий пограничный микрослой, типа пленки, с большим градиентом температуры, покрывающий свободную поверхность океана при несильном ветре [2, 10, 4]. Названные структуры являются продуктами процессов взаимодействия атмосферы и океана и образуются при участии радиационного теплообмена, скрытой теплоотдачи, кондуктивного теплообмена и целого ряда динамических факторов, порождаемых при воздействии ветра на свободную поверхность океана.

Специфическими особенностями пограничного микрослоя как элемента тонкой структуры приповерхностного слоя океана являются: слабость эффекта объемного поглощения падающей радиации, высокая интенсивность отвода тепла со свободной поверхности, относительная слабость механического перемешивания и, как следствие, наличие большого градиента температуры, приводящего в поле силы тяжести к конвективной неустойчивости.

Малость объемного поглощения падающей радиации в слое толщиной порядка нескольких миллиметров [4] позволяет не учитывать этот источник тепла в числе факторов, формирующих термическую структуру пограничного микрослоя, и ограничиться рассмотрением процессов, обеспечивающих теплоотдачу через свободную поверхность [2, 3]. Такими процессами являются теплопроводность, испарение и излучение, в результате полная теплоотдача океана определяется суммой тепловых эффектов этих процессов. Пусть H означает кондуктивный поток тепла, E — поток влаги, R — эффективное излечение океана, тогда полный поток тепла, отводимый с поверхности океана, определяется соотношением

$$H_s = H + LE + R, \tag{1}$$

где L — удельная теплота парообразования.

Граничное условие (1) можно получить и более формальным путем из уравнения теплопроводности, составленного для сферической области, охватывающей на границе раздела обе среды, после стягивания рассматриваемой области к точке, расположенной на свободной поверхности [5].

Суммарный поток тепла, отдаваемый свободной поверхностью океана, довольно высок и составляет величину порядка нескольких сотен Дж/м^2. Такая высокая скорость теплоотдачи, наряду с низкой теплопроводностью, создаваемой, в основном, молекулярным движением [2], порождает возникновения под свободной поверхностью гравитационной конвекции, осуществляющей наряду с кондуктивным потоком тепла, тепловое взаимодействие свободной поверхности с подстилающими слоями воды.

Как было показано в работе [6], при отсутствии ветра над свободной поверхностью океана, т. е. в условиях свободной кон-

векции, определяющейся термической неустойчивостью подповерхностного микрослоя, под свободной поверхностью океана формируется ячеистая конвективная структура, образованная пересекающимися поверхностями конвергенции, по которым происходит отток охлажденной воды в нижележащие слои. По мере увеличения касательного напряжения трения турбулентное перемешивание в пограничном микрослое возрастает за счет сдвиговой неустойчивости дрейфового течения, то должно приводить к разрушению ячеистой структуры свободно-конвективного движения, вызываемого термической неустойчивостью микрослоя, и динамическая неустойчивость превращается в доминирующий фактор теплообмена.

Обычно режим пограничного слоя, при котором определяющую роль в теплообмене играет динамическая неустойчивость называют режимом вынужденной конвекции. Этот термин довольно точно отражает специфику процессов передачи тепла вблизи свободной поверхности при очень малых значениях динамического числа Ричардсона R_f. Как показали эксперименты с применением водородных пузырьков и трассирующих красителей [11], используемых для визуализации пристеночного течения и выяснения кинематической картины турбулизации потока вблизи гладкой стенки, турбулентный режим в области течения порядка нескольких десятков характерных масштабов длины ν/u_* носит циклический характер. Весь цикл делится на три стадии: вначале вблизи стенки локально возникает полоса медленно движущейся жидкости, затем эта полоса, деформируясь, мигрирует вглубь потока, формируя поперечную струю, и, наконец, теряя устойчивость, струя распадается, порождая турбулентность сдвигового течения. Эти сложные локальные изменения структуры потока вблизи стенки происходят со статически определенной частотой. Временной масштаб таких изменений, определяемый как средний промежуток времени между началом и концом описанного выше цикла, в широком диапазоне изменения динамической скорости определяется соотношением [11]:

$$\tau = 0{,}65\ \frac{\nu}{u_*^2}\ \mathrm{Re}^{0{,}73}, \qquad (2)$$

где $\mathrm{Re} = u_*\ h/\nu$ — число Рейнольдса, $h = \int\limits_0^\infty \frac{\bar{u}}{V}\left(1 - \frac{\bar{u}}{V}\right) dz$ — толщина потери импульса, используемая в качестве внешнего масштаба пристеночного течения.

Для более узкого диапазона изменения динамической скорости (0,1÷1,0 см/с) хорошее приближение дает формула, получаемая

из (2) в предположении полной автомодельности по внешнему числу Рейнольдса:

$$\tau = c_2 \frac{\nu}{u_*^2}, \tag{3}$$

где $c_2 \sim 100$ — безразмерный коэффициент.

Турбулентный режим вблизи свободной поверхности океана при малых значениях числа Ричардсона R_f, по-видимому, аналогичен режиму нейтрально-стратифицированного сдвигового течения вблизи гладкой стенки. Такая аналогия была использована, например, в работе [7] для параметризации перепада температуры холодной пленки ΔT. Наличие поперечной скорости жидкости в виде локальных струй, наблюдаемых в экспериментах [11], позволяет применительно к тепловому пограничному микрослою океана, имеющему характерную толщину несколько миллиметров [2, 3], т. е. несколько десятков характерных масштабов ν/u_*, использовать термин «вынужденная конвекция», поскольку средняя по времени вертикальная скорость за счет описанного механизма не равна нулю. Однако упорядоченной ячеистой структуры теплового пограничного микрослоя, образуемой зонами конвергенции при свободной конвекции, в данном случае уже нет. Вынужденная конвекция осуществляется локальными токами, имеющими характерное время жизни τ и возникающими стохастически за счет динамической неустойчивости горизонтального течения индуцированного касательным напряжением при воздействии ветра на свободную поверхность океана.

Уравнение теплопроводности:

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div}(\vec{H} + \vec{V} c_p \rho T) = J, \tag{4}$$

где $\vec{H} = -\varkappa \operatorname{grad} T$, будучи осредненным по времени с периодом τ:

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{q} + \langle \vec{V} \rangle \operatorname{grad} \langle T \rangle + \operatorname{div} \langle \vec{V}' T' \rangle = \frac{J}{c_p \rho},$$

где

$$\langle \varphi \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \varphi(t)\, dt, \quad \vec{q} = \frac{\vec{H}}{c_p \rho},$$

в предположении стационарности и горизонтальной однородности осредненных характеристик, а также малости объемного выделения тепла за счет поглощения падающей радиации и эффектов внутреннего трения J имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle w'T' \rangle + \frac{\partial}{\partial z} \varkappa \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \langle w \rangle \langle T \rangle = 0,$$

где $\varkappa$ — коэффициент молекулярной теплопроводности. Первый интеграл этого уравнения при граничных условиях: $z=0$, $\langle w'T'\rangle=0$, $-\varkappa \frac{\partial \langle T\rangle}{\partial z}=q_s$, $T=T_0$ имеет вид

$$\langle w'T'\rangle+\varkappa \frac{\partial \langle T\rangle}{\partial z}+\langle w\rangle(\langle T\rangle-T_0)=q_s.$$

Последнее уравнение является формальным выражением следующего свойства пограничного микрослоя: сумма кондуктивного и конвективного потоков тепла не изменяется в пределах микрослоя и равна потоку тепла, снимаемому со свободной поверхности океана.

Целесообразно рассматривать вертикальную структуру микрослоя в виде двух областей: конвективной и турбулентной. Конвективная область микрослоя располагается непосредственно под свободной поверхностью и характеризуется как слой, в котором турбулентный теплообмен еще незначителен, а перенос тепла осуществляется за счет молекулярной теплопроводности и конвекции. Турбулентная область, подстилающая конвективную, характерна преобладанием турбулентного теплообмена с другими формами переноса тепла: это область, в которой происходит распад конвективных струй. Практически весь перепад температуры микрослоя сосредоточен к конвективной области, тогда как в турбулентной области, вследствие сильного турбулентного перемешивания, изменения температуры по вертикали становятся незначительными. Как свидетельствуют эксперименты [11], смена механизмов переноса тепла по вертикали происходит достаточно резко, так что переходной областью между конвективной и турбулентной можно пренебречь. Таким образом, для конвективной области уравнение теплопроводности записывается в виде

$$\varkappa \frac{\partial \langle T\rangle}{\partial z}+\langle w\rangle(\langle T\rangle-T_0)=-q_s, \tag{5}$$

а для турбулентной области —

$$\langle w'T'\rangle=-q_s. \tag{6}$$

Уравнение (5) в предположении, что вертикальная скорость слабо меняется по вертикали в конвективном слое при вынужденной конвекции, легко интегрируется:

$$\langle T\rangle-T_0=-\frac{q_s}{w_0}\left(1-e^{-w_0 z/\varkappa}\right). \tag{7}$$

Исследование асимптотики выражения (7) при больших значениях глубины z приводит к возможности определения скорости конвекции w_0. Действительно, при больших z температура стре-

мится к постоянному значению, характерному для квазиоднородного слоя, и выражение (7) в пределе имеет вид:

$$\Delta T = T_w - T_0 = -\frac{q_s}{w_0}, \quad w_0 = -\frac{q_s}{\Delta T}. \tag{8}$$

Если ввести в рассмотрение эффективную толщину микрослоя, определяемую соотношением [5],

$$q_s = -\varkappa \frac{\Delta T}{\delta}, \tag{9}$$

то, исключая из (8) и (9) поток тепла q_s, можно получить выражение эффективной толщины через скорость конвекции:

$$\delta = \frac{\varkappa}{w_0}. \tag{10}$$

С учетом (8) и (9) профиль температуры (7) принимает вид

$$\langle T \rangle - T_0 = \Delta T \left(1 - e^{-z/\delta}\right). \tag{11}$$

Как известно, распределение температуры (11) было получено эмпирически в работе [2] на основании обработки данных натурных экспериментов, проведенных в океане с использованием методики контактного зондирования приповерхностного слоя малоинерционными датчиками температуры.

Временной масштаб флуктуаций температуры τ, на нижней границе конвективного слоя, где происходит распад конвективных струй, может быть определен, исходя из предположения, что в стационарных условиях генерация температурных неоднородностей в турбулентной области микрослоя уравновешивается процессами их диссипации [12]:

$$q_s \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} = \varkappa \left(\frac{\partial T'}{\partial z}\right)^2. \tag{12}$$

Записывая пульсации температуры, согласно [8], в виде

$$T' = w' \tau \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z}, \tag{13}$$

справедливому для горизонтально-однородных условий, и, подставляя в уравнение (13), можно получить

$$q_s \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} = \varkappa \left[\left(\frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial z^2}\right)^2 \langle w'^2 \rangle + 2 \frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial z^2} \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} \left\langle w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right\rangle + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z}\right)^2 \left(\frac{\partial w'}{\partial z}\right)^2 \right] \tau. \tag{14}$$

В предположении квазиоднородности по вертикали пульсаций скорости в турбулентной области конвективного слоя (т. е. в области разрушения конвективных струй и турбулизации потока), последнее уравнение принимает более простой вид:

$$q_s \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} = \varkappa \left(\frac{\partial^2 \langle T \rangle}{\partial z^2} \right) \langle w'^2 \rangle \tau^2. \tag{15}$$

В турбулентной области микрослоя, в отличие от конвективной области, передача тепла осуществляется за счет турбулентного переноса:

$$q_s = - \langle w'T' \rangle.$$

Подставляя в выражение для турбулентного потока тепла пульсации температуры в виде (13), получаем

$$q_s = - \langle w'^2 \rangle \tau \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial z} \tag{16}$$

и, исключая далее из (15) с помощью (16) множитель $\langle w'^2 \rangle \tau$, можно получить выражение для временного масштаба флуктуаций температуры τ через характеристики профиля осредненной температуры:

$$\tau = \frac{(\partial \langle T \rangle / \partial z)^2}{\varkappa (\partial^2 \langle T \rangle / \partial z^2)^2}. \tag{17}$$

На границе турбулентного и конвективного слоев температура и ее производные должны быть одинаковыми. Определяя таким образом, производные температуры по экспоненциальной зависимости (11), можно получить для временного масштаба флуктуаций температуры соотношение:

$$\tau = \frac{\delta^2}{\varkappa},$$

или с учетом (12)

$$\tau = \frac{\varkappa \Delta T^2}{q_s^2}. \tag{18}$$

Важное значение, особенно с прикладной точки зрения, имеет вопрос об определении (параметризации) перепада температуры в тепловом пограничном микрослое. С использованием соотношения (18) задача определения перепада температуры сводится к параметризации временного масштаба через внешние условия. Основными факторами, вызывающими флуктуации температуры в микрослое, являются динамическая и термическая неустойчивости, поэтому параметрами, определяющими временной масштаб флуктуаций температуры, будут: динамическая скорость, поток

тепла, параметр плавучести и, кроме того, физические характеристики воды — вязкость и температуропроводность. В предположении, что этого списка параметров достаточно для определения временного масштаба, можно записать функциональное уравнение:

$$\tau=\tau(u_*,\ \beta,\ q_s,\ \nu,\ \varkappa). \tag{19}$$

Согласно П-теореме, функциональное уравнение (19) записывается в безразмерном виде следующим образом:

$$\Pi=\Phi(\Pi_1,\ \Pi_2),$$

где $\Pi=\tau u_*^2/\nu$, $\Pi_1=\beta q_s \nu/u_*^4=\mathrm{R}_{f0}$, $\Pi_2=\nu/\varkappa=\mathrm{Pr}$.

Предположим наличие неполной автомодельности по параметру:

$$\Pi=\mathrm{Pr}^{\alpha}\ \Phi(\mathrm{R}_{f0}),$$

где α — в общем случае функция R_{f0}. Тогда временной масштаб может быть определен как функция потокового числа Ричардсона на свободной поверхности:

$$\tau=\mathrm{Pr}^{\alpha}\ \Phi(\mathrm{R}_{f0})\ \frac{\nu}{u_*^2}. \tag{20}$$

При больших значениях числа R_{f0}, т. е. при сильной термической неустойчивости, зависимость временного масштаба от динамической скорости должна быть исчезающе малой, поскольку основным фактором, в данном случае, является термическая неустойчивость. Это требование определяет асимптоту функции $\Phi(\mathrm{R}_{f0})$ при больших значениях R_{f0}:

$$\Phi(\mathrm{R}_{f0})=c_1(-\mathrm{R}_{f0})^{-1/2};$$

$$\tau=c_1\,\mathrm{Pr}^{\alpha}\ [\nu/\beta(-q_s)]^{1/2}. \tag{21}$$

Асимптота (21) соответствует режиму свободной конвекции и, подставляя (21) в (18), получим известную формулу для режима свободной конвекции [9]:

$$\Delta T=A^{-3/4}(\beta\varkappa^2/\nu)^{-1/4}(-q_s)^{3/4}, \tag{22}$$

где A — эмпирическая константа, $A=1/4$. При этом $\alpha(\mathrm{R}_{f0})$ должно быть равно нулю:

$$\lim_{\mathrm{R}_{f0}\to\infty}\alpha(\mathrm{R}_{f0})=0.$$

При увеличении значений динамической скорости число стремится к нулю, при этом функция $\Phi(R_{f0})$ должна стремиться к некоторому конечному пределу:

$$\lim_{\mathrm{R}_{f0}\to 0}\Phi(\mathrm{R}_{f0})=c_2,\quad \tau=c_2\,\mathrm{Pr}^{\alpha}\ \frac{\nu}{u_*^2}.$$

Ленинградский Гидрометеорологический ин-т БИБЛИОТЕКА

Данная асимптота соответствует режиму чисто вынужденной ко
векции, когда основным фактором является динамическая неусто
чивость. Исключая из последнего соотношения временной масшта
с использованием (18), получим перепад температуры в микр
слое при чисто вынужденной конвекции:

$$\Delta T = c_2^{1/2} \Pr^{(\alpha+1)/2} \frac{(-q_s)}{u_*}. \qquad (23$$

Так как число Прандтля в выражении для перепада температур
при вынужденной конвекции должно быть в первой степени [10
значение показателя α в данном предельном случае должно бы
равно единице. Таким образом, при переходе от свободной ко
векции к вынужденной функция $\alpha(\mathrm{R}_{f0})$ изменяется от нуля д
единицы.

Рассмотренным асимптотам удовлетворяет следующий ви
функции $\Phi(R_{f0})$:

$$\Phi(\mathrm{R}_{f0}) = c_2 (1 - \sigma \mathrm{R}_{f0})^{-1/2}, \qquad (2$$

причем, постоянная σ выражается через постоянные c_1 и c
$\sigma = c_2^2 / c_1^2$, и по физическому смыслу является величиной обра
ной критическому значения числа Ричардсона: $\sigma^{-1} = \mathrm{R}_{f_0}^k$. Времe
ной масштаб определяется через эту функцию следующим о
разом:

$$\tau = c_2 \Pr^{\alpha} \left(1 - \frac{\mathrm{R}_{f0}}{\mathrm{R}_{f0}^k}\right)^{-1/2} \frac{\nu}{u_*^2}. \qquad (25$$

Следует отметить, что поток тепла, входящий в R_{f0} отрицателе
поэтому выражение под знаком радикала положительно. С исполь
зованием (18) и (25) можно получить общее выражение для пер
пада температуры:

$$\Delta T = c \Pr^{(\alpha+1)/2} \left(1 - \frac{\mathrm{R}_{f0}}{\mathrm{R}_{f0}^k}\right)^{-1/4} \frac{(-q_s)}{u_*}. \qquad (26$$

На основе формулы (26) можно получить вид функции $\mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}(\mathrm{Ra}, \Pr, \mathrm{Re})$. Для этого отношение $\Delta T u_*/q_s$ представи
в виде комбинации $\mathrm{Re}\Pr/\mathrm{Nu}$, а число Ричардсона в виде $\mathrm{R}_{f0} = -\mathrm{Nu}\,\mathrm{Ra}/\Pr^2 \mathrm{Re}^4$. Тогда формула (26), с учетом этих предста
лений, после несложных преобразований принимает вид:

$$\mathrm{Nu} = c^{-4/3} \left(\frac{\Pr^{2(1-\alpha)} \mathrm{Re}^4}{\mathrm{Nu}} + \frac{\mathrm{Ra}}{\Pr^{2\alpha} \mathrm{R}_{f0}^k}\right)^{1/3}. \qquad (27$$

Это соотношение при $\mathrm{Re} = 0$ переходит в известную зависимос
$\mathrm{Nu} = A\,\mathrm{Ra}^{1/3}$, причем $\alpha = 0$ и $A^{-3} = c^4 \cdot \mathrm{R}_{f0}^k$. При росте числа Ре
нольдса первый член в скобках растет очень быстро, как Re^4
перекрывает по порядку величины второй член $\mathrm{Ra}/\Pr^{2\alpha}\ \mathrm{R}_{f0}^k$. Э

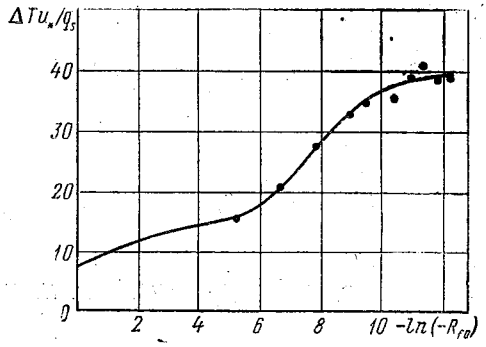
значает, что переход из режима свободной конвекции в режим вынужденной конвекции должен происходить довольно быстро при возрастании скорости ветра. Для режима вынужденной конвекции, когда первый член много больше второго и $\alpha=1$, получим линейную связь чисел Nu и Re:

$$\mathrm{Nu}=\frac{1}{c}\,\mathrm{Re}. \tag{28}$$

Можно оценить значение коэффициента c по данным работы [13], представляющим собой результаты измерений перепада температуры в тепловом пограничном микрослое в натурных условиях при скоростях ветра от 1 до 10 м/с. В соответствии с этими данными, безразмерный перепад температуры $\Delta Tu_*/q_s$ при больших скоростях ветра стремится к некоторому постоянному значению, которое, согласно формуле (26), при $\alpha=1$, характерном для вынужденной конвекции, должен быть равен $c\cdot\mathrm{Pr}$. Анализ данных [13] дает для c значение 5,6. Зная c, в соответствии с соотношением $A^{-3}=c^4\,\mathrm{R}_{f0}^{k}$, можно определить критическое значение числа Ричардсона, которое оказывается равным $6{,}508\cdot10^{-2}$. Далее, по данным работы [13], определялся вид функции $\alpha(\mathrm{R}_{f0})$. Оказалось, что эта функция действительно изменяется от нуля до единицы и хорошо описывается выражением:

$$\alpha=\frac{1{,}2}{\pi}\,\mathrm{arctg}\,\frac{\pi}{4}\,(\varkappa-7{,}338)+0{,}489, \tag{29}$$

где $\varkappa=-\ln(-\mathrm{R}_{f0})$.



Зависимость безразмерного перепада температуры холодной пленки от числа Ричардсона

На рисунке представлен график функции (26), где α рассчитывался по формуле (29). Как видно из графика, область $3\cdot10^{-6}<-\mathrm{R}_{f0}<4\cdot10^{-2}$ является переходной областью между режимами

свободной и вынужденной конвекции. При — $R_{f0} > 4 \cdot 10^{-2}$ конв ция должна рассматриваться как свободная, а при — $R_{f0} < 3 \cdot 10^{-}$ как вынужденная.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев А. В. О вертикальной структуре тонкого поверхностн слоя океана при слабом ветре. — Изв. АН СССР. ФАО, 1982, т. 17, N с. 751—759.

2. Хунджуа Г. Г. и др. О структуре поверхностной холодной пле океана и о теплообмене океана с атмосферой. — Изв. АН СССР. ФАО, т. № 7, 1977, с. 753—758.

3. Бортковский Р. С. и др. Процессы переноса вблизи поверхно раздела океан — атмосфера. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 238 с.

4. Тимофеев М. П. Метеорологический режим водоемов. — Л.: Гид метеоиздат, 1963. — 290 с.

5. Хунджуа Г. Г., Андреев Е. Г. Экспериментальные исследова теплообмена между морем и атмосферой при мелкомасштабном взаимод ствии. — Изв. АН СССР. ФАО, т. 10, № 10, 1974, с. 1110—1113.

6. Гинзбург А. И. и др. Феноменологические особенности конвек в жидкостях со свободной поверхностью. — Изв. АН СССР. ФАО, т. 17, N 1981, с. 400—407.

7. Кудрявцев В. Н., Соловьев А. В. О параметрическом опи нии холодной пленки на поверхности океана. — Изв. АН СССР. ФАО, т. № 2, 1985, с. 177—183.

8. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. — Гидрометеоиздат, 1981. — 319 с.

9. Гинзбург А. И., Федоров К. Н. О критическом пограничн числе Рэлея при охлаждении воды через свободную поверхность. — Изв. . СССР. ФАО, т. 14, № 4, 1978, с. 433—436.

10. Saundars P. M. The temperature at the ocean-air interface. — J. Atm Sci., v. 24, pt2, 1967, p. 269—273.

11. Kim H. T., Kline S. T., Peynolds W. C. The production of tur lent near a smooth wall in turbulent boundary layer. — J. Fluid Meck., v. pt 11, 1971, p. 133—160.

12. Osborn T. R., Cox C. X. Oceanic finestructure. — Geophys Fluid I namics., v. 3, 1972, p. 321—345.

13. Grassl H. The dependence of measured cool skin of the ocean on w stress and total heat flux. — Bound. — Layer Meteorol., v. 10, N 4, 19 p. 456—474.

УДК 551.571.

А. В. БЕЗМЕЛЬНИЦЫН, В. Н. МАЛИНИН (ЛГМ

КРУПНОМАСШТАБНАЯ МОДЕЛЬ ФОРМИРОВАНИЯ ВЛАГООБМЕНА СИСТЕМЫ ОКЕАН — АТМОСФЕРА

Проблема оценки влияния Северной Атлантики на формир вание увлажнения Европейской территории СССР носит сложн геофизический характер и требует комплексного изучения проце

з, протекающих в океане, атмосфере, литосфере с учетом их раз-чных пространственно-временных масштабов.

Одним из этапов решения данной проблемы является изучение ияния поверхности океана на формирование водного баланса иосферы (ВБА) и его изменчивость.

Можно полагать, что влияние Северной Атлантики на формизание атмосферного влагопереноса существенно различается еплый и холодный периоды года. Так, летом, когда термические итрасты между океаном и атмосферой не выражены, а испаре-е сравнительно невелико, взаимодействие океана и атмосферы основном проявляется путем влияния аномалий температуры верхности океана на формирование длинных термобарических ин, локализация которых определяет траектории переноса и ко-нество переносимой влаги над океаном.

Зимой интенсивность испарения возрастает, в атмосферу по-пает большое количество водяного пара, который затем вслед-ие преобладающей зональной циркуляции переносится на кон-ент и конденсируется там в виде осадков.

В данной работе исследуется возможность моделирования фор-рования крупномасштабного влагообмена системы океан — ат-сфера для изучения испарения с поверхности океана в холод-й период на процессы влагооборота в атмосфере.

Запишем интегральное уравнение ВБА в следующем виде:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \mathrm{dlv}\,\vec{F} = E - P, \qquad (1)$$

W — влагосодержание атмосферы; $\vec{F}$ — интегрированный по тикали полный горизонтальный поток водяного пара; E — испа-ие с поверхности океана; P — осадки.

В уравнении (1) не учитываются изменения водосодержания иосферы (в облаках) и дивергенция потока облачной массы идко-капельной влаги), вклад которых уменьшается с увели-ием площади и осреднением уравнения за достаточно длитель-й интервал времени. Неучет указанных членов равносилен при-ию гипотезы о мгновенном (немедленном) выпадении сконден-рованного в столбе атмосферы водяного пара на поверхность ана.

При достаточно плотной сети аэрологических станций интег-льное уравнение ВБА (1) наиболее точно выполняется для щадей более 10^6 км^2 и периода осреднения, превышающего колько суток [4, 14]. Сказанное относится к континентальным ионам, однако есть основания полагать, что данный вывод не жен претерпеть существенных изменений, если рассматривать А над океаническими акваториями.

Учитывая почти полное отсутствие аэрологических данных над аном, основные исследования баланса атмосферной влаги вы-

полнялись преимущественно в рамках специальных натурных экс периментов, являющихся частью Программы исследования гло бальных атмосферных процессов (ПИГАП). К таким эксперимен там, в частности, относятся АТЕХ [11], ВОМЕХ [12], АМЕХ [13] ТРОПЕКС-74 [3], ПОЛЕКС — Север [1] и некоторые другие

Выполненные эксперименты, основанные, как правило, на дан ных с более высокой разрешающей способностью по времени и п вертикали и отличающихся повышенной надежностью, позволил получить интересные результаты о короткопериодных колебания компонент баланса влаги, их вкладе в энергетический бюдже атмосферы при различных синоптических ситуациях, а также ко личественные оценки микро- и мезомасштабных процессов пере носа влаги по вертикали и по горизонтали.

Поскольку на получение аэрологических данных для больши акваторий океана и за длительные промежутки времени вряд л приходится рассчитывать в обозримом будущем, то в связи с эти возникает задача параметризации уравнения ВБА таким образом чтобы рассчитывать компоненты баланса влаги с максимальн возможной точностью, основываясь только на «стандартной» ин формации. Под последней мы будем понимать прежде всего спу никовые измерения атмосферных и гидрологических полей, то ность измерений которых возрастает с каждым годом, а такж данные попутных судовых наблюдений, обработка которых прои водится в специальных вычислительных центрах.

В уравнении (1) влагосодержание столба атмосферы едини ной толщины обычно определяется следующим образом:

$$W = \frac{1}{g} \int_{p_k}^{p_z} q\, dp, \qquad ($$

где g — ускорение свободного падения; q — массовая доля вод ного пара; p_z и p_k — соответственно давление на уровне моря на такой изобарической поверхности, где влажностью можно пр небречь.

Вертикальное распределение удельной влажности в предела тропосферы достаточно хорошо описывается экспоненциальны законом [5]:

$$q = q_z \exp(-\alpha z), \qquad ($$

где q_z — массовая доля водяного пара в приводном слое атм сферы; α — размерный коэффициент; z — высота. Используя бар метрическую формулу реальной атмосферы:

$$p = p_z \exp\left(-\frac{gz}{R_c T_m}\right),$$

ıe R_c — газовая постоянная, а T_m — средняя температура столба ›здуха до высоты z_k, перепишем выражение (3) в следующем ıде:

$$\frac{p}{q^\beta}=\frac{p_z}{q_z^\beta}\,\frac{\exp\left(-\frac{gz}{R_c T_m}\right)}{\exp(-\alpha\beta z)}, \tag{4}$$

ıe $\beta=\frac{g}{\alpha R_c T_m}$ — безразмерный коэффициент.

Путем несложных преобразований из (4) легко получить

$$q=q_z\left(\frac{p}{p_z}\right)^{1/\beta}. \tag{5}$$

одставляя (5) в (2) и выполнив интегрирование от p_z до p_k меем

$$W=\frac{1}{g}\,q_z p_z\,\frac{\beta}{\beta+1}\left[1-\left(\frac{p_k}{p_z}\right)^{\frac{1+\beta}{\beta}}\right].$$

днако, учитывая, что $(p_k/p_z)^{\frac{1+\beta}{\beta}}\ll 1$, выражение для влагосо-ержания атмосферы приобретает простой вид:

$$W=\frac{1}{g}\,q_z p_z\,\frac{\beta}{\beta+1}. \tag{6}$$

Если в (6) перейти от удельной влажности к упругости водя-ого пара e_z, то получим

$$W=6{,}34\,\frac{\beta}{\beta+1}\,e_z. \tag{7}$$

ıe e_z в миллибарах, а W в кг/м².

Физический смысл коэффициента β состоит в том, что он об-атно пропорционален средней температуре тропосферы T_m. предположении политропности атмосферы величину T_m можно ыразить через температуру воздуха в приводном слое T_z следую-ıим соотношением:

$$T_z=T_m(1+\lambda_п),$$

ıe $\lambda_п$ — показатель политропы. Поэтому можно ожидать, что оэффициент β будет зависеть от T_z, т. е. $\beta=f(T_z)$.

Для нахождения вида этой связи была решена обратная за-ача. По средним многолетним месячным данным о вертикаль-ом распределении удельной влажности над судами погоды и ост-овными станциями, расположенными в северных частях Атлан-

тического и Тихого океанов [6] (полный объем выборки составил 256 месяцев), были рассчитаны значения W и затем по формуле (7) определены коэффициенты β.

На рис. 1 приводится полученная таким образом экспериментальная зависимость β от T_z, которая носит явно выраженный нелинейный характер. Эта нелинейность, с одной стороны, обусловлена параметром α, а с другой — нелинейностью зависимости упругости насыщения водяного пара от температуры.

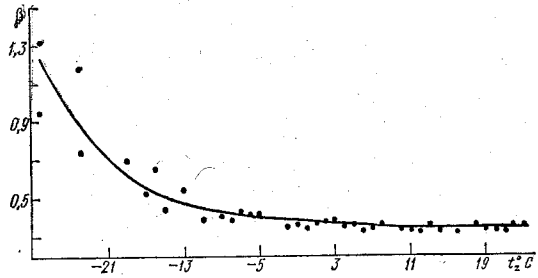


Рис. 1. Экспериментальная зависимость коэффициента β от температуры воздуха в приводном слое

Зависимость на рис. 1 может быть представлена в виде:

$$\beta = \mathrm{cth}\,(\varphi_T - c_1) - c_2,$$

где cth — гиперболический котангенс; φ_T — некоторая функция от температуры воздуха T_z, а константы c_1 и c_2 означают сдвиг по осям y и x соответственно. Было найдено, что $c_1 = 243$, $c_2 = 0{,}69$. В этом случае $\varphi_T = 234{,}32 + 0{,}038\ T_z$. Тогда окончательно получим следующее выражение:

$$\beta = \mathrm{cth}\,(0{,}038\ T_z - 8{,}68) - 0{,}69, \qquad (8)$$

среднеквадратическая погрешность которого составляет $\sigma_z = 0{,}04$.

Таким образом, при $T_z \to \infty$, $\beta \to (1 - c_2) = 0{,}31$. Однако при положительных значениях t_z °C, соответствующих основному диапазону изменчивости температуры в приводном слое над океаном, β меняется весьма незначительно. Без большой погрешности, например, можно принять при $T_z > 273$ K $\beta \approx 0{,}336$. В результате имеем простую приближенную формулу:

$$W \approx 1{,}59\, e_z, \qquad (9)$$

свидетельствующую о том, что основное влияние температуры на влагосодержание атмосферы проявляется лишь при ее отрицательных значениях.

Если сравнить формулу (9) с аналогичными эмпирическими формулами Н. А. Тимофеева [8], И. А. Шатунова [10], В. Г. Снопо-

кова [7], то можно отметить их неплохое соответствие между собой. Расхождения в оценках влагосодержания, как правило, не превышают 10%.

Проверка точности расчета влагосодержания по независимым данным о T_z и e_z (рис. 2) показала, что случайная погрешность незначительна ($\sigma_W = 1{,}2$ мм) и соответствует средней относительной погрешности $\approx 8\%$. Систематическая ошибка, определенная по разности $n^{-1}\sum_{i=1}^{n}(W_{\text{рас}})_i - n^{-1}\sum_{i=1}^{n}(W_{\text{ф}})_i$, где n — длина выборки ($n=204$), фактически отсутствует.

Поскольку влажность в приводном слое атмосферы не измеряется, за исключением кораблей погоды и специальных натурных экспериментов, то возникает задача предвычисления влажности по внешним легкоизмеримым параметрам.

Если принять, что взаимное приспособление (адаптация) полей температуры и влажности в приводном слое значительно меньше месяца, то можно предположить, наличие функциональной связи между безразмерными вертикальными профилями влажности и температуры, т. е.

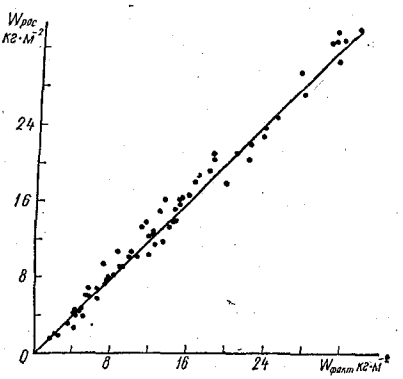


Рис. 2. Сравнение вычисленных и фактических величин влагосодержания W в кг·м$^{-2}$

$$\frac{\Delta e}{e_0} = f\left(\frac{\Delta T}{T_0}\right), \tag{10}$$

где $\Delta T = T_0 - T_z$; $\Delta e = e_0 - e_z$, e_0 — давление насыщенного водяного пара при температуре поверхности океана T_0.

Запишем

$$\langle \overline{\alpha_e} \rangle = \left\langle \frac{\Delta \overline{e}}{\overline{e_0}} \right\rangle, \quad \langle \overline{\alpha_T} \rangle = \left\langle \frac{\Delta \overline{T}}{\overline{T_0}} \right\rangle,$$

где черта сверху означает осреднение за многолетний период времени, а скобки — осреднение по площади.

На основе данных по влажности, температуре воздуха и воды для девяти судов погоды за 20-летний (1951—1970 гг.) период путем пространственного осреднения среднемноголетних месячных величин была получена зависимость перепада влажности от перепада температуры (табл. 1).

Заметим, что при вычислении величин $<\bar{\alpha}_T>$ значения температуры воды и воздуха выражались в К. Зависимость $<\bar{\alpha}_e>$ от $<\bar{\alpha}_T>$, представленная в табл. 1, может быть интерпретирована как некоторый нелинейно меняющийся в течение года климатический тренд, свойственный приводному слою атмосферы в умеренных и высоких широтах. Максимальные значения $<\bar{\alpha}_e>$ и $<\bar{\alpha}_T>$ отмечаются, как и следовало ожидать, зимой, а минимальные — летом.

Указанная зависимость может быть аппроксимирована следующим выражением:

$$<\bar{\alpha}_e> = (10 \cdot <\bar{\alpha}_T> + 0{,}012)^{0{,}5}, \qquad (11)$$

стандартная погрешность которого составляет 0,08. Следует заметить, что формула (11) описывает любые условия стратификации приводного слоя. Действительно, для нейтральной стратификации ($<\bar{\alpha}_T>=0$) $<\bar{\alpha}_e>=0{,}11$, для устойчивой стратификации ($<\bar{\alpha}_T><0$) значения $<\bar{\alpha}_e>$ изменяются в диапазоне [0—0,11]. Отрицательных значений величины $<\bar{\alpha}_e>$ принимать не могут, так как это означает переход к принципиально иному физическому процессу, а именно, преобладанию конденсации над испарением, что, вообще говоря, не может иметь места при рассматриваемых в формуле (11) пространственно-временных интервалах осреднения.

Таблица 1

Сезонные изменения осредненных за многолетний (1951—1970 гг.) период и для девяти судов погоды величин перепада влажности $<\bar{\alpha}_e>$, перепада температуры $<\bar{\alpha}_T>$ и коэффициента связи $<\bar{k}>$ (черта сверху означает осреднения во времени, а скобки — осреднение по пространству)

Параметры	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
$<\bar{\alpha}_e>$	0,31	0,31	0,28	0,24	0,19	0,15	0,13	0,17	0,21	0,25	0,28	0,30
$<\alpha_T>\times 10^2$	0,85	0,81	0,66	0,42	0,23	0,12	0,067	0,16	0,31	0,46	0,64	0,78
$<\bar{k}>$	13,93	12,80	14,51	15,70	16,98	19,20	22,43	34,23	21,46	18,86	14,39	13,93

Безразмерные перепады влажности и температуры для конкретного географического района и коротких (месячных) перио-

дов времени можно теперь представить в виде суммы их трендовых составляющих и отклонений от них, т. е.

$$\frac{\Delta e}{e_0} = \langle \bar{\alpha}_e \rangle + \alpha_e, \quad \frac{\Delta T}{T_0} = \langle \bar{\alpha}_T \rangle + \alpha_T.$$

Исходя из анализа экспериментальных данных, было установлено, что отклонения перепада влажности и перепада температуры от их трендовой составляющей пропорциональны друг другу, т. е.

$$\alpha_e = \langle \bar{k} \rangle \cdot \alpha_T, \tag{12}$$

где $\langle \bar{k} \rangle$ — коэффициент пропорциональности, имеющий годовой ход, обусловленный различиями в амплитуде годовых колебаний перепадов температуры и влажности. Значения коэффициента $\langle \bar{k} \rangle$, вычисленного для девяти судов погоды за 20-летний период, также представлены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, максимальные величины $\langle \bar{k} \rangle$ отмечаются летом, а минимальные — зимой. Отчетливо выраженный сезонный ход $\langle \bar{\alpha}_T \rangle$ и $\langle \bar{k} \rangle$ позволяет сравнительно просто представить их в виде гармонической функции от месяца года τ, имеющей следующий вид:

$$f(\tau) = A_0 + A_1 \cos(\omega \tau + \varphi), \tag{13}$$

где A_0 — математическое ожидание функции; ω — круговая частота $\left(\omega = \frac{2\pi}{T},\ T = 12 \text{ месяцев}\right)$; φ — начальная фаза.

В результате аппроксимации табличных величин $\langle \bar{\alpha}_T \rangle$ и $\langle \bar{k} \rangle$ были получены следующие значения параметров выражения (13):

$$(A_0)_{\alpha_T} = 0{,}0046,\ (A_1)_{\alpha_T} = 0{,}0038,\ (\varphi)_{\alpha_T} = -0{,}48,$$

$$(A_0)_k = 17{,}44,\ (A_1)_k = -3{,}94,\ (\varphi)_k = -0{,}935.$$

При этом стандартная погрешность составила для величин $\langle \bar{\alpha}_T \rangle$ и $\langle \bar{k} \rangle$ соответственно 0,0002 и 1,25, что не превышает нескольких процентов от их среднего значения.

Используя полученные зависимости (11), (12) и (13) и выполнив ряд несложных преобразований, формулу (10) можно представить следующим образом:

$$\frac{\Delta e}{e_0} = \langle \bar{k} \rangle (\tau) \cdot \frac{\Delta T}{T_0} + c(\tau), \tag{14}$$

где $c(\tau)$ — гармоническая функция времени, аналогичная (13) с коэффициентами $A_0 = 0{,}16$, $A_1 = 0{,}0335$ и $\varphi = -0{,}72$, описывающая влияние неравномерности годового хода температуры поверхности океана и температуры воздуха на формирование перепада влажности в приводном слое атмосферы.

Таким образом, формула (14) позволяет по внешним параметрам (T_0 и T_z) предвычислить влажность воздуха e_z и перепад влажности Δe. Если учесть, что полученные результаты представляют интерес не только для вычисления влагосодержания атмосферы, но и с точки зрения определения испарения с поверхности океана, то, очевидно, следует более подробно рассмотреть оценку погрешностей, возникающих при использовании формулы (14).

По данным пяти судов погоды за 1953—1972 гг. [9] были рассчитаны средние месячные значения e_z и Δe, их статистические характеристики и погрешности. В табл. 2 приводятся среднеквадратические расхождения (δ) между вычисленными и фактическими полями, абсолютные (ε) и относительные (ε') погрешности, а также стандартные отклонения (σ) вычисленных и фактических полей при длине выборки для каждого месяца $N=100$. Одновременно аналогичные оценки приводятся для судна M, характеризующего Норвежскую энергоактивную зону, при длине выборки $N=20$.

Из анализа табл. 2 следует:

1) расхождения между вычисленными и фактическими полями во всех случаях находятся в пределах случайных ошибок, идентифицируемых обычно по величинам σ;

2) систематическая погрешность вычисленных полей составляет несколько процентов, т. е. является пренебрежимо малой;

3) дисперсии вычисленных и фактических полей (особенно влажности воздуха e_z) очень близки друг к другу.

Последнее обстоятельство представляется весьма важным, поскольку современные расчетные методы, как правило, занижают дисперсию вычисленного поля и тем самым искажают его статистическую структуру.

В работе [2] выполнена проверка точности расчета влажности воздуха рядом эмпирических формул, основанная на тех же самых исходных данных. В частности, расхождения между среднемноголетними месячными фактическими и вычисленными значениями e_z по пяти судам погоды для различных эмпирических формул изменяются в пределах 0,3—0,9 гПа (по данным табл. 2 $\delta_e=0{,}20$ гПа), а расхождения между месячными фактическими и вычисленными величинами e_z, для корабля M составляют 0,4—0,8 гПа (по данным табл. 2 $\delta_e=0{,}3$ гПа).

Косвенным методом оценки точности расчета влажности воздуха может служить сопоставление вычисленных и фактических значений отношения Боуэна. Запишем:

$$\mathrm{Bo}=\frac{H}{LE}=0{,}65\,\frac{\Delta T}{\Delta e}=0{,}65\,\frac{\Delta T}{e_0\left(\langle k\rangle\frac{\Delta T}{T_0}+c\right)},\qquad(15)$$

где H/LE — отношение турбулентного потока тепла к затратам тепла на испарение.

Таблица 2

Статистические характеристики и погрешности вычисления влажности воздуха (e_z) и перепада влажности (Δe) в приводном слое океана

Район	Месяц	δ_e мм	ε_e мм	ε''_e %	$\delta_{\Delta e}$ мм	$\varepsilon_{\Delta e}$ мм	$\varepsilon'_{\Delta e}$ %	(σ_e) фак.	(σ_e) рас.	$(\sigma_{\Delta e})$ фак.	$(\sigma_{\Delta e})$ рас.
Пять судов	II	0,5	0,2	3	0,6	0	0	1,7	1,6	1,6	1,5
погоды	V	0,5	0,2	2	0,4	0	0	2,0	2,0	1,0	0,8
	VIII	0,6	0,2	1	0,6	0,1	4	3,9	2,9	1,3	1,1
	XI	0,5	0,1	1	0,5	0,1	3	2,4	2,5	1,6	1,4
	I—XII	0,2	0,1	1	0,2	0,1	1	0,2	0,2	0,2	0,2
Судно	II	0,5	0,1	2	0,5	0	0	0,8	0,6	0,7	0,5
M	V	0,4	0,1	1	0,4	0,1	3	0,8	0,6	0,7	0,5
	VIII	0,5	0,1	1	0,5	0,1	4	0,9	0,7	0,7	0,5
	XI	0,3	0	0	0,4	0,1	3	0,8	0,7	0,7	0,6
	I—XII	0,3	0,1	1	0,3	0,1	3	1,9	1,8	0,8	0,6

График связи фактических значений отношения Боуэна ($Во_{фак}$), определенных по средним многолетним месячным величинам H и LE [9], и рассчитанных значений отношения Боуэна $Во_{рас}$ по формуле (15) представлен на рис. 3. Нетрудно видеть, что расхождения между вычисленными и фактическими значениями отношения Боуэна незначительны ($\delta=0{,}02$).

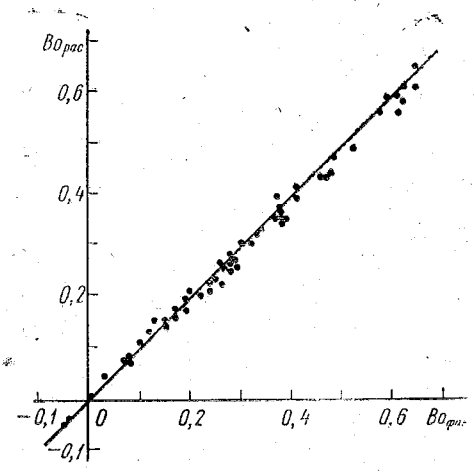


Рис. 3. Сравнение фактических и рассчитанных значений отношения Боуэна

Заметим, что погрешности расчета величин e_z и Δe по независимым данным (прежде всего по данным судна M) оказались практически идентичны рассмотренным выше результатам. Таким образом, можно полагать, что формула (14) позволяет получить с достаточной для практических целей точностью оценки влажности воздуха в приводном слое океана.

Рассмотрим теперь второй член левой части уравнения ВБА (1), описывающий горизонтальный приток (отток) водяного пара в атмосфере.

Интегральный горизонтальный поток влаги может быть представлен в виде:

$$\vec{F}=\frac{1}{g}\int\limits_{p_k}^{p_z} q\vec{V}\,dp, \qquad (16)$$

где $\vec{V}$ — горизонтальный вектор скорости ветра.

Поскольку распределение скорости ветра с высотой в тропосфере представляет собой непрерывную функцию, можно к интегралу (16) применить теорему о среднем и записать:

$$\vec{F}=\vec{U}_{эф}\cdot\frac{1}{g}\int\limits_{p_k}^{p_z} q\,dp=\vec{U}_{эф}\cdot W, \qquad (17)$$

где $\vec{U}_{эф}$ — горизонтальный вектор некоторой эффективной скорости переноса водяного пара.

Если ввести в рассмотрение вектор средней по вертикали скорости ветра, определяемый соотношением

$$\vec{\bar{U}}=\frac{1}{p_z-p_k}\int\limits_{p_k}^{p_z}\vec{V}\,dp, \qquad (18)$$

то естественно предположить наличие функциональной зависимости

$$\vec{U}_{эф}=f(\vec{\bar{U}}).$$

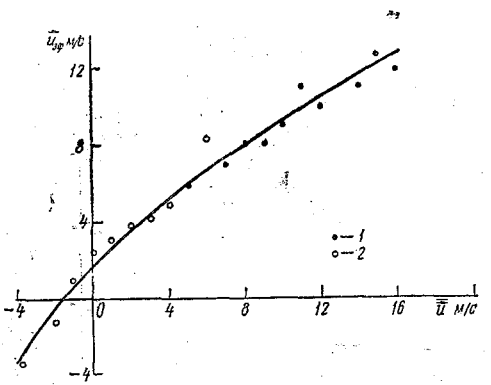


Рис. 4. Экспериментальная зависимость $\vec{U}_{эф}$ от $\vec{\bar{U}}$:
1—$U_{x\,эф}$ и $\bar{U}_x$; 2—$U_{y\,эф}$ и $\bar{U}_y$

По данным [6] для судов погоды в Северной Атлантике были рассчитаны величины $\vec{U}_{эф}$ (обратным методом по известным значениям F_x, F_y и W) и $\vec{\bar{U}}$. На рис. 4 представлена зависимость $\vec{U}_{эф}$ от $\vec{\bar{U}}$. Полученная экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется следующей функциональной зависимостью:

$$\vec{U}_{эф}=(24{,}16\,\vec{\bar{U}}+145{,}06)^{0{,}5}-10{,}37, \qquad (19)$$

стандартная погрешность которой составляет 1,6 м/с.

При анализе полученной зависимости обращает на себя внимание тот факт, что при $\vec{\bar{U}}=0$, $\vec{U}_{эф}\neq 0$, т. е. имеет место горизонтальный перенос влаги.

Это объясняется тем, что хотя интеграл $\vec{\bar{U}}$ и обращается в нуль за счет изменения знака скорости ветра с высотой, но поскольку основное количество водяного пара сосредоточено в нижней части тропосферы в основном до уровня 700 гПа, то величины $\vec{V}_i q_i$ в нижней части тропосферы существенно больше аналогичных величин в ее верхней части, и следовательно, суммарный перенос влаги отличен от нуля.

Определение $\vec{\bar{U}}$ требует знания вертикального распределения скорости ветра, однако вряд ли можно рассчитывать, что в обозримом будущем подобная информация над акваторией океана станет доступной. В связи с этим была найдена экспериментальная зависимость $\vec{\bar{U}}$ от $\vec{U}_{500}$ — горизонтального вектора скорости ветра на изобарической поверхности 500 гПа, представленная на рис. 5. Полученная зависимость имеет простой вид:

$$\vec{\bar{U}}=0{,}85\,\vec{U}_{500}. \qquad (20)$$

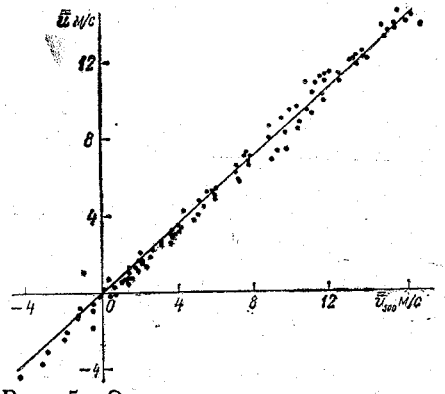


Рис. 5. Экспериментальная зависимость $\vec{\bar{U}}$ от $\vec{U}_{500}$

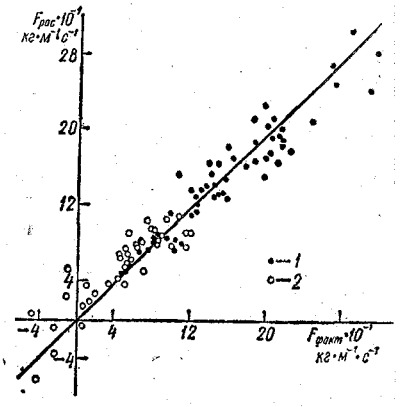


Рис. 6. Сравнение фактических и ра считанных величин интегрального г ризонтального потока влаги: 1—$F_{x\ набл}$ и $F_{x\ рас}$; 2—$F_{y\ набл}$ и $F_{y\ рас}$

Для изобарической поверхности 500 гПа хорошо выполняется геострофическое соотношение:

$$\vec{U}_{500}=\frac{g}{2\omega_z}\,\frac{\partial H_{500}}{\partial \vec{n}}, \qquad (21)$$

де H_{500} — абсолютная геопотенциальная высота изобарической поверхности 500 гПа; ω_z — угловая скорость вращения Земли; $\vec{i}$ — нормаль к границе рассматриваемого контура.

Таким образом, подстановка формул (20) и (21) в (19) дает возможность определить величину эффективной скорости переноса водяного пара как функцию H_{500}. Величина H_{500}, в свою очередь, достаточно точно определяется в ходе осуществления спутникового мониторинга.

На рис. 6 представлены результаты сравнения вычисленных и фактических значений величины $\vec{F}$. Стандартная погрешность расчета равна 24,4 кг/(м·с), что при характерных средних значениях потоков влаги над акваторией Северной Атлантики, равных 240—280 кг/(м·с), не превышает 20%.

Таким образом, с учетом полученных выше результатов уравнение (1) может быть записано в виде:

$$\frac{\partial \Phi_1(T_0, T_z)}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{\Phi}_2(H_{500}, T_0, T_z) = E - P.$$

Левая часть уравнения ВБА может быть предвычислена по данным всего лишь трех параметров: геопотенциала H_{500}, температуры воды и температуры воздуха в приводном слое. Следовательно, левая часть уравнения ВБА, описывающая эффективное испарение, т. е. превышение испарения над осадками, и, вообще говоря, не поддающаяся в настоящее время точному количественному учету, может быть непосредственно определена из уравнения (1). Если испарение рассчитывается одним из стандартных методов, то по замыканию уравнения ВБА может быть вычислено поле осадков над акваторией океана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев В. Ф., Малинин В. Н., Смирнов Н. П. Дивергенция горизонтальных потоков тепла и водяного пара.— В кн.: ПОЛЭКС — Север-76, вып. 1. Л., Гидрометеоиздат, 1979, с. 30—36.

2. Гирдюк Г. В., Егоров Б. Н., Яковлев Л. Ф. О расчете влажности воздуха по температуре поверхности океана и приводного слоя атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1985, № 8, с. 54—59.

3. Евсеева Л. С., Самойленко В. С., Снопков В. Г. Турбулентный и адвективный перенос водяного пара в тропических широтах океана. — В кн.: Атмосферная циркуляция и ее взаимодействие с океаном в тропических и внетропических широтах Атлантики. М., Наука, 1981, 288 с.

4. Малинин В. Н. О взаимосвязи атмосферной и наземной ветвей гидрологического цикла. — Тр. ГГИ, 1985, вып. 296, с. 55—82.

5. Матвеев Л. Т. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат. — 640 с.

6. Материалы по климату и циркуляции свободной атмосферы над зарубежными странами северного полушария. Т. 1, вып. 1, 1973, 206 с.; вып. II, 1974, 176 с.; Т. 3, вып. 1, 1975, с. 215, вып. II.

7. Снопков В. Г. О корреляции между содержанием водяного пара в атмосфере и характеристиками влажности воздуха у поверхности Земли. — Метеорология и гидрология, 1977, № 12, с. 38—42.

8. Тимофеев Н. А. К определению запасов воды в атмосфере на свободной от льда поверхностью океанов. — Метеорология и гидрология. 196 № 4, с. 24—28.
9. Характеристики энергообмена океан — атмосфера. — Л.: Гидрометеоиздат, 1984. — 79 с.
10. Шатунов И. А. Вертикальный профиль влажности и общее влаг содержание атмосферы по разрезу от 60° с. ш. до 60° ю. ш. — В кн.: Проблем циркуляции в атмосфере и гидросфере Атлантического океана. Л., Гидрометеоиздат, 1970, с. 55—65.
11. Augstein E. et al. Mass and energy transports in an undisturbe Atlantic trade-wind flow. Man. Weath. Rev., 1973, vol. 101, p. 101—111.
12. Holland J. Z., Rasmusson E. M. Measurements of the atmospher mass, energy and momentum budgets over a 500-kilometer square of tropic ocean. Mon. Weath. Rev., 1973, vol. 101, p. 44—45.
13. Nitta T. Large-scale heat and moisture budgets during the air ma transformation experiment. Journ. Meteorol. Soc. Japan, 1976, vol. 54, p. 1—1
14. Rasmusson E. M. Hydrological application of atmospheric vapo flux analyses. WMO, N 476, Geneva, 1977, 50 p.

УДК 551.463

Ю. В. СУСТАВОВ, И. П. КАРПОВА (ЛГМИ
В. Т. ЖЕВНОВАТЫЙ (МФААНИИ

ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДОЛГОСРОЧНЫХ ПРОМЫСЛОВЫХ ПРОГНОЗОВ (НА ПРИМЕРЕ СЕВЕРО-ЕВРОПЕЙСКОГО БАССЕЙНА)

Как известно, основные постулаты методологии долгосрочны океанологических прогнозов базируются на некоторых фундамен тальных свойствах океанологических процессов и закономерностя их проявления в реальных географических условиях. К этим свойст вам в первую очередь необходимо отнести: полицикличность измене ния океанологических параметров среды; инерционность океанологи ческих процессов, связанную либо с запаздыванием реакции бассейн на внешние атмосферные воздействия, либо с отставанием от мо мента прохождения гребня вынужденной длинной волны сопут ствующих ей процессов, а также климатические тренды. На основ учета этих свойств решается задача экстраполяции развития про цессов во времени.

Сопряженность колебаний океанологических характеристик выражается в подобии развития процессов в соответствующи временных масштабах на больших акваториях. Понимание ха рактера сопряженности (фазы колебаний, количественные соотно шения, закономерности изменчивости и т. д.) позволяет экстра

олировать временной ход развития гидрологических процессов тех акваторий, где хорошо изучены параметры колебаний, на або изученные районы. В ряде случаев это единственный путь рогнозирования гидрологических условий для районов, не осве-енных наблюдениями.

При этом, задача разработки прогностических схем решается зумя принципиально различными путями. В одном случае, ме-одика строится через связь параметров среды с внешними фак-рами и на основе прогноза последних (с учетом инерционности заимодействия процессов) прогнозируются первые. В другом учае, развитие океанологических процессов экстраполируется а перспективу через учет закономерностей проявления цикличе-ких свойств прогнозируемого элемента и инерционности развития роцессов в циклах.

Оба названных подхода активно разрабатываются и имеют аждый, как преимущества, так и недостатки и по отношению руг к другу и к поставленной задаче в целом. Некоторые про-остические схемы строятся на комбинации обоих подходов [10].

Оставаясь в рамках обозначенных выше постулатов, рассмот-им, каковы перспективы, на наш взгляд, совершенствования ме-одов прогнозов океанологических процессов в Северо-Европей-ом бассейне.

В качестве базового параметра примем чаще всего исполь-емую в промысловых прогнозах температуру воды как осново-олагающего компонента изначального состояния среды, к кото-ому адаптирована фауна и флора любого водоема. Важным фак-ром, определяющим возможности проведения таких исследова-ий, является наличие для рассматриваемого региона исходных еменных рядов многолетних глубоководных наблюдений над еанологическими элементами в открытых районах моря: на ве-вых разрезах в Баренцевом море, на стандартных разрезах орвежского моря, станциях погоды *М* в Норвежском море, *С* Северной Атлантике, а также поквадратные массивы наблюде-й над температурой поверхности воды по всему региону. Ана-з этих данных и большого числа временных рядов прибрежных блюдений свидетельствует о том, что океанологические про-ссы в Северо-Европейском рыбопромысловом бассейне в пол-й мере обладают перечисленными выше свойствами, что дает альную основу для развития исследований по совершенствова-ю существующих и разработке новых методов долгосрочных и ерхдолгосрочных океанологических прогнозов по упомянутому гиону.

Полицикличность колебаний океанологических элементов яв-ется фундаментальным свойством, отражающим общеизвестные кономерности периодических изменений погодообразующих и иматообразующих факторов на нашей планете. О структуре и ичинах этих колебаний имеется обширная научная литература ,2, 4—7, 9], поэтому нет нужды еще раз детально обсуждать

данный вопрос. Здесь приведем лишь один спектр (рис. 1), пре ставляющий, по нашему мнению, интерес со многих точек зрени Спектр получен методом «склейки» результатов расчета по исхо ным данным с различной дискретностью и интервалом осреднени и в нем, как в зеркале, отражен ряд особенностей структуры динамики океанологических процессов исследуемого региона, п нимание которых имеет прямое прикладное значение для решен поставленной задачи.

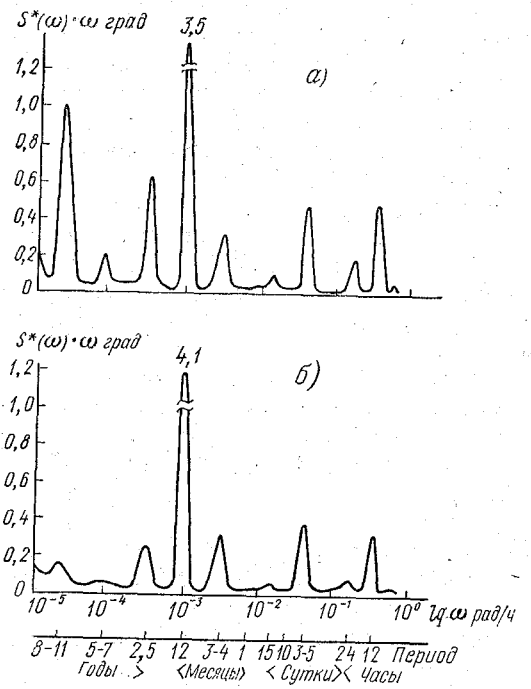


Рис. 1. Спектральная плотность колебаний температуры воды Баренцева моря в зоне теплого течения (*а*) и за его пределами (*б*) на Кольском меридиане слоя 0—200 м

Хорошо известно, что распространяющиеся на акваторию Б ренцева моря водные массы Атлантического океана (Норве ского моря) несут в себе элементы изменчивости температу воды, не свойственные этому морю и для него являющиеся «пр ходящими» [8]. По этой причине упомянутые спектры (рис. рассчитанные по наблюдениям в пунктах, расположенных в п посредственной близости друг от друга, но разделенных фро тальной зоной, принципиально различны и дают возможно исследовать структуру изменчивости, как непосредственно в Б

нцевом море (рис. 1, *б*), так и за его пределами (рис. 1, *а*), т. е. Норвежском море. Элементы ее начинают обозначаться более гко с приходом водных масс с больших глубин Норвежского ря на меньшие Баренцева моря, и это особенно заметно в долгериодных компонентах колебаний с цикличностями 11 лет и мес. Именно это обстоятельство позволило через экстраполяю процессов в данных циклах, по наблюдениям в зонах теплых гоков в Баренцевом море, прогнозировать тепловой фон в Норжском море на длительную (более года) перспективу, использ технологию экстраполяции температуры воды на разрезе: Нордкап — о. Медвежий, изложенную в [8]. Эти циклы, как едует из рис. 1, характерные для зоны простирания теплого гока, за его пределами выражены значительно слабее и по рим масштабам (амплитуде) адаптированы к линейным размем Баренцева моря.

Инерционность, связанная с процессами теплового взаимодейвия моря с атмосферой, обусловлена временем проникновения ла в глубинные слои. Ее интервал определяется принятой для енки теплового состояния толщиной слоя воды и условиями нвективного перемешивания в данном районе. Тепловое взаимойствие моря с атмосферой определяет толщину так называемого рмического деятельного слоя, т. е. слоя, в котором колебания мпературы носят выраженный сезонный характер. Для опреления толщины термического деятельного слоя Норвежского ря было проведено специальное исследование. По средним сячным значениям температуры воды для станции погоды *М* ли найдены глубины залегания изотерм и рассчитаны спектльные плотности их колебаний. Оказалось, что в слое 0—300 м лебания глубин залегания изотерм в цикле годового хода синзны, а спектры глубин залегания изотерм, расположенных ниже 0 м, принципиально отличаются от спектров верхних слоев и том числе отсутствием колебаний на частоте годового хода. о свидетельствует о различии процессов, формирующих верхй 300—400-метровый и нижележащий слои в районе с. п. *М*. ализ вертикального распределения амплитуд годовых колебай средних месячных температур воды, а также максимальных лщин квазиизотермического слоя в период наибольшего охлажния показал, что термический деятельный слой в этом районе еет толщину около 300 м [3]. Для Баренцева моря, средняя убина которого несколько превышает 200 м, методика прогноза мпературы воды разработана для слоя 0—200 м. Поскольку от слой отражает основные закономерности изменений темпетуры воды, происходящие в деятельном слое, для Норвежского ря анализировались закономерности изменения теплового соояния вод также в слое 0—200 м.

Теплообмен с атмосферой имеет четко выраженный годовой д. Оценка интервала запаздывания выполнена по максимуму

коэффициентов корреляции между средними месячными многолетними значениями температур воды слоя 0—200 м (T_w) и воздуха ($T_в$) при расчете с различным сдвигом $T_в$ относительно T (см. таблицу).

Коэффициенты корреляции (r) между температурой воздуха и воды при различных временных сдвигах и средние квадратические ошибки (σ)

Район, слой	III_{0-200}	VI_{0-200}	VIII_{0-200}	III_{0-50}	M_{0-200}	C_{0-20}
Синхронно, r/σ	0,49/0,59	0,37/0,66	0,47/0,71	0,73/0,82	0,86/0,34	0,82/0,
Сдвиг 1 мес., r/σ	0,85/0,34	0,78/0,44	0,85/0,42	0,93/0,42	0,99/0,14	0,98/0,
Сдвиг 2 мес., r/σ	0,99/0,13	0,99/0,18	0,99/0,22	0,90/0,59	0,84/0,38	0,89/0,
Сдвиг 3 мес., r/σ	0,85/0,38	0,92/0,32	0,85/0,48	—	—	—

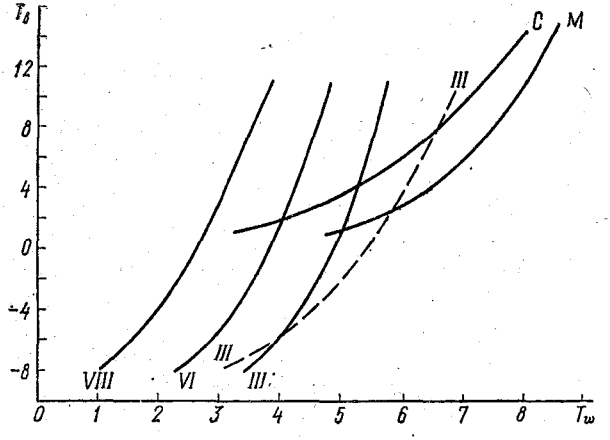


Рис. 2. Графики связи температуры воздуха ($T_в$) и температуры воды слоя 0—200 м (T_w):
III, VI, VIII — кривые связи $T_в$ в Вайда-губе и T_w на стандартных разрезах Баренцева моря; M, C — кривые связи $T_в$ и T_w для станций погоды M и C соответственно; — — — (III) — кривая связи $T_в$ и температуры воды слоя 0—50 м на III стандартном разрезе Баренцева моря

С учетом временного сдвига при наибольшем коэффициен корреляции были построены графики связи (рис. 2).

Достоверность связи позволяет на основе анализа кривы рис. 2 проследить ряд крайне важных закономерностей теплово

заимодействия в исследуемом регионе. Помимо отмеченной выше еоднородной по площади спектральной фазы, обращает на себя нимание различный наклон кривых, что свидетельствует также различной значимости процессов взаимодействия по региону. а станциях *М* и *С* изменение температуры воздуха на 2° приво- ит к изменению температуры воды на 0,5° в летний период и на в зимний период, в то время как в Баренцевом море — всего ишь на 0,3° летом и 1,3° зимой. Принципиальные различия кри- ых связи в северной и южной частях региона обусловлены двумя ричинами. Одной из них является появление на какой-то широте рицательных температур воздуха, создающих неравномерность словий перемешивания на протяжении года и различие наклона ривых выше и ниже линии нулевой температуры воздуха. Вто- ая — связана с неравномерностью вклада адвективной компо- енты, роль которой существенно возрастает по мере движения од на север и далее на восток в пределах Баренцева моря. Суще- венное значение имеет и толщина вводимого в рассмотрение лоя воды.

Инерционность, связанную с волновыми процессами, имеется зможность пока рассмотреть только на акватории Баренцева оря. Основные количественные параметры этой инерционности одробно рассмотрены в работе [8]. Эти характеристики можно ка рекомендовать и для других районов исследуемого региона. ля основных циклов колебаний тепловая инерция в волновых оцессах составляет: около 2—3 мес. в годовом цикле и 8— мес. в 30 месячном цикле.

Влияние тренда хорошо прослеживается на примере анализа еменного ряда аномалии температуры воды на разрезе: мыс. ордкап — о. Медвежий. Этот ряд также опубликован в работе]. На примере скользящего осреднения можно показать, что за следние 40 лет средняя температура воды слоя 0—200 м и по -летним периодам уменьшалась на 0,3°—0,4°, что в итоге при- ло к необходимости корректировки нормы в сторону уменьше- ія почти на 0,2°. Это, естественно, привело к необходимости рректировки аномалий температуры воды и пересмотра оценок плового состояния вод на регионе.

Обнаруженная общность процессов формирования теплового жима вод в Северо-Европейском бассейне в определенных мас- габах представляет возможность прогнозировать тепловой фон Норвежском море и Северной Атлантике по прогнозу темпера- ры воды в Баренцевом море. На рис. 3 представлен график язи температуры воды III разреза и с. п. *М* по наблюдениям за лет. На графике намечается лишь общая направленность язи, но «облако» точек настолько размытое, что получить ап- роксимационную кривую по нему не представляется возможным. обы выявить характер связи, исходные ряды были разделены стабильную и изменчивую части процессов по аналогии с по-

добными расчетами, выполненными для Баренцева моря [8]. Для этой цели был сформирован ряд: $\Delta T = T_{w,M} - T_{w,III}$. Средняя величина этой разности за 20 лет составила $\Delta \overline{T} = 1{,}96°$ С, она характеризует общее изменение температуры воды по пути от с. п. *М* до III разреза за счет теплообмена с атмосферой и турбулентного перемешивания.

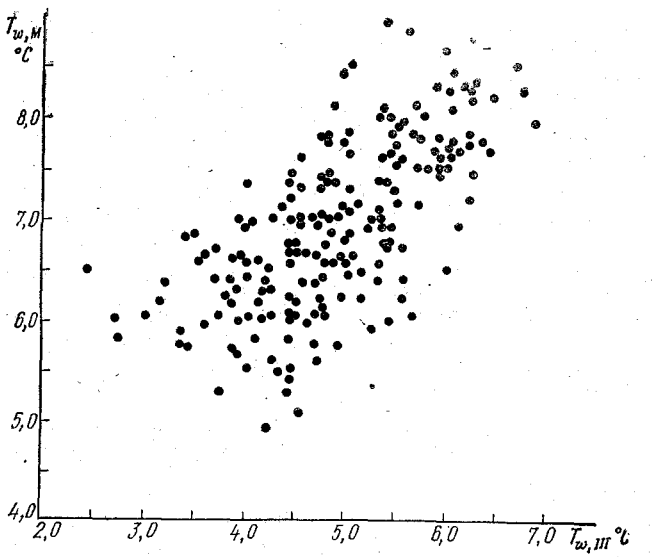


Рис. 3. Связь между температурой воды слоя 0—200 м на III разрезе и на станции погоды *М*

Рассчитана так называемая «центрированная» разность $\Delta T' = \Delta T - \Delta \overline{T}$, которая характеризует различия в аномалиях температур воды на III разрезе и с. п. *М*. Осредненная за каждый месяц величина $\Delta T'$ имеет четко выраженный годовой ход с максимумом в летний период.

Для каждого месяца получен ряд: $\Delta T'_{III} = T_{w,III} - \overline{T}_{w,III} + \Delta T'$ ($\overline{T}_{w,III}$ — средняя многолетняя температура за данный месяц). Связь между $\Delta T'_{III}$ и ΔT_M представлена на рис. 4. Тесная линейная связь характеризуется выражением вида: $\Delta T_M = \Delta T'_{III} - \Delta T'$. Рассчитанные для июня с помощью графика рис. значения аномалий $T_{w,M}$ показали, что погрешность расчет в 50% случаев не превышает 0,5° С. Аналогичным путем был построен график для с. п. *С* (рис. 5).

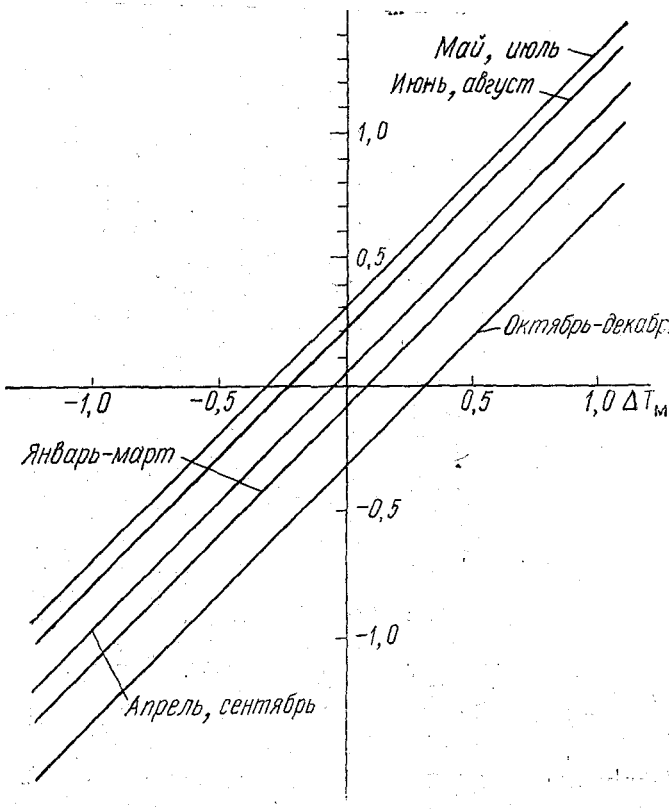


Рис. 4. Связь аномалий температуры воды слоя 0—200 м $\Delta T'_{III}$ и ΔT_M для каждого месяца

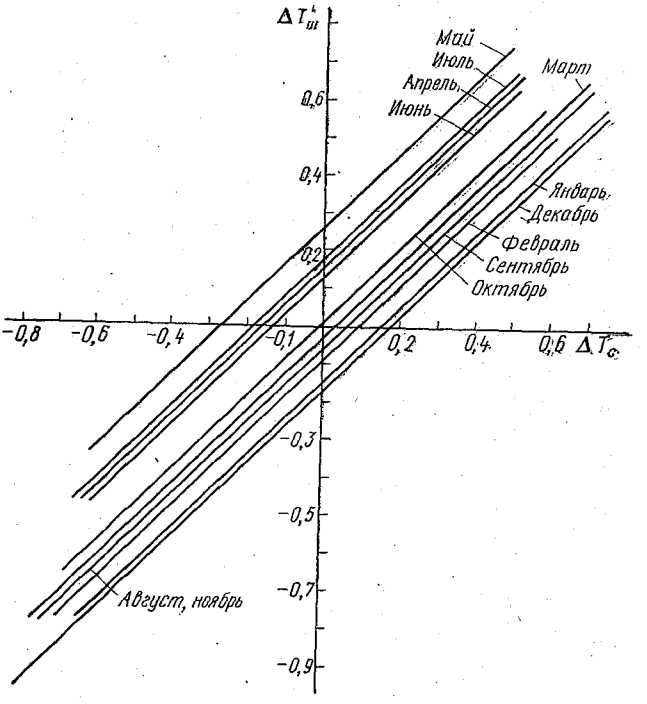


Рис. 5. Связь аномалий температуры воды слоя 0—200 м $\Delta T'_{III}$ и ΔT_C для каждого месяца

Зная годовой ход температуры воды на стандартных разрезах Норвежского моря можно вышеуказанными способами (через связь с $T_в$ или $T_{w,III}$) прогнозировать тепловой фон по акватории всего моря. Однако недостаточная гидрологическая освещенность наблюдениями стандартных разрезов Норвежского моря на протяжении года не позволяет получить надежные «нормы» прямым осреднением данных T_w. Для их восстановления в различных районах моря был использован некий искусственный прием, суть

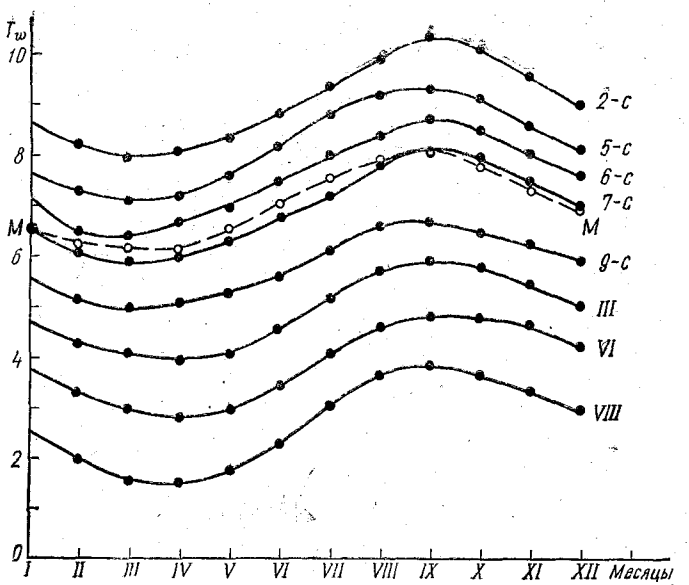


Рис. 6. Графики годового хода температуры воды слоя 0—200 м на стандартных разрезах Баренцева и Норвежского морей: III, VI, VIII — для Баренцева моря; 2-с, 5-с, 6-с, 7-с, *M*, 9-с — для Норвежского моря

которого состоит в следующем. Сопоставление годового хода средних многолетних значений T_w на стандартных разрезах Баренцева моря, с. п. *M* и с. п. *C* показало их почти полную идентичность. Некоторые расхождения в характере годового хода имеют выраженную закономерность, интерполяция которой на пространство между с. п. *C*, *M* и III разрезом позволила воспроизвести годовой ход по районам Норвежского моря, статистически не обеспеченным наблюдениями, опираясь прежде всего на наблюдения в июне, которые позволяют получить надежную среднемноголетнюю величину июньской температуры воды по основным разрезам Норвежского моря (рис. 6) и отмеченные выше основные закономерности ее годового хода.

Июньская же температура позволяет построить график изменений температуры воды вдоль основных теплых течений (рис. 7) и с помощью этого графика восстановить годовой ход на всем пространстве теплого Норвежского течения.

Подводя итог изложенному, можно наметить несколько путей прогнозирования теплового фона Норвежского моря и Северной Атлантики.

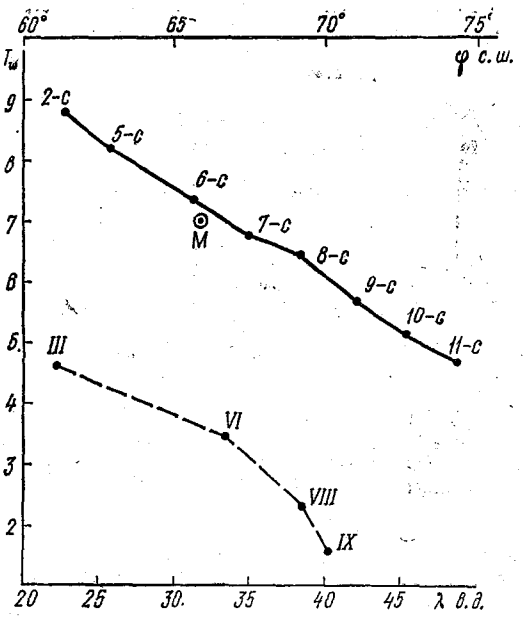


Рис. 7. Изменение температуры воды слоя 0—200 м Восточной ветви Норвежского течения (2-с — 11-с) и Нордкапского течения (III—IX) в июне (по средним многолетним данным)

Первый путь — прямой расчет температуры воды через температуру воздуха с учетом временного сдвига через графики связи рис. 2 и экстраполяцию этих данных на пространство между расчетными точками. При этом не учтенной оказывается изменчивость температуры воды, обусловленная изменениями адвекции тепла Северо-Атлантическим и Норвежским течениями, которая в данном случае имеет значительно меньшую роль, чем в Баренцевом море.

Второй путь — переход от аномалий температуры III разреза к аномалиям температуры на станциях погоды *M* и *C* с помощью графиков рис. 4, 5. При этом не будет учтена короткопериодная (до 3 мес.) изменчивость аномалий, которая внесет существенные

ошибки в оценки месячных температур, но окажет малое влияние на точность сверхдолгосрочных прогнозов тепловых условий (более года) как квазициклическая при использовании прогнозируемых температур III разреза по известной методике [8].

ЛИТЕРАТУРА

1. Бочков Ю. А., Саруханян Э. И., Смирнов Н. П. Основные закономерности многолетних колебаний температуры воды Баренцева моря и их связь с геофизическими процессами. — Тр. ПИНРО, 1968, вып. XXIII, с. 104—115.
2. Глаголева М. И., Скриптунова Л. И. Прогноз температуры воды в океане. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 168 с.
3. Дороиин Ю. П., Карпова И. П. Изменчивость нижней границы деятельного слоя океана. — Изв. Всес. географ. общ-ва, 1977, т. 109, № 1, с. 32—36.
4. Лыкова В. В., Лыков А. А. Климатические изменения уровня моря, температуры воды и ледовитости. — ВНИИГМИ-МЦД, обзор, серия океанология, ИЦ Обнинск, 1977. — 50 с.
5. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1974. — 262 с.
6. Серяков Е. И. Долгосрочные прогнозы тепловых процессов в Северной Атлантике. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 165 с.
7. Смирнов Н. П., Саруханян Э. И., Бочков Ю. А. Многолетние колебания гидрологического режима Баренцева и Норвежского морей и возможности их прогнозирования. Материалы сессии Ученого совета ПИНРО по результатам исследований в 1965 г. — Мурманск, 1967, вып. VIII, с. 111—121.
8. Суставов Ю. В. Физико-статистический метод прогноза температуры воды в Баренцевом море. — В сб.: Исследование взаимодействия океана и атмосферы в энергоактивных зонах. Л., изд. ЛПИ, 1985, вып. 91, с. 52—76. (ЛГМИ).
9. Угрюмов А. И. Тепловой режим океана и долгосрочные прогнозы погоды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 176 с.
10. Яковлев В. Н., Альтман Ю. С. Методические рекомендации по прогнозированию промыслово-океанологических характеристик некоторыми статистико-вероятностными методами. — Калининград: АтлантНИРО, 1985. — 94 с.

УДК 551.501+551.571

ЗАВЕРТЯЕВ С. Б. (ЛГМИ)

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА В ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ

В связи с тем, что акватория Мирового океана очень слабо освещена судовыми наблюдениями за влажностью воздуха, возникает необходимость ее расчета по другим характеристикам приводного слоя атмосферы. В последние годы предложено несколько

экспериментальных зависимостей для восстановления влажности воздуха над океаном [1, 3, 5, 6, 9, 11, 12]. В работе [4] приводится сравнительный анализ точности расчета парциального давления водяного пара по методикам [5, 6, 9, 12] для различных широтных зон и периодов осреднения исходной информации. Вместе с тем, первостепенную важность при разработке различных аспектов физики взаимодействия атмосферы и океана приобретают вопросы анализа данных наблюдений в рамках определенных теоретических схем [8]. В настоящей работе исследуется возможность параметризации влажности воздуха на основе положений теории подобия и размерности.

Предположим, что на некоторой высоте от поверхности воды упругость водяного пара (e_z) зависит от насыщающей упругости у поверхности (e_0), уровня (z) и факторов, определяющих турбулентный перенос в приводном слое атмосферы. Анализ системы уравнений для слоя трения показывает, что турбулентный режим зависит от следующих параметров [7]: u_* — динамической скорости; $\frac{g}{t}$ — параметра плавучести, $\frac{H}{\rho c_p}$ — потока тепла и высоты z. Итак, влажность воздуха определяется системой пяти параметров: e_0, z, $\frac{g}{t}$, $\frac{H}{\rho c_p}$, u_*, причем последние три характеризуют конвективный и динамический факторы продукции энергии турбулентности. Согласно π-теореме, с точностью до функции от безразмерного аргумента получим:

$$\frac{e_z}{e_0}=f\left(\frac{\frac{g}{t}\frac{H}{\rho c_p}z}{u_*^3}\right), \tag{1}$$

где g — ускорение свободного падения; t — средняя абсолютная температура приводного слоя; ρ — плотность воздуха; c_p — его удельная теплоемкость при постоянном давлении. Используя масштаб длины Монина — Обухова

$$L=-\frac{u_*^3}{\varkappa\frac{g}{t}\frac{H}{\rho c_p}}, \tag{2}$$

найдем выражение для упругости водяного пара:

$$\frac{e_z}{e_0}=f\left(-\frac{\varkappa z\frac{g}{t}\frac{H}{\rho c_p}}{u_*^3}\right)=f\left(\frac{z}{L}\right). \tag{3}$$

Отношение $\zeta=\frac{z}{L}$ является основным критерием гидростатической устойчивости. Постоянная Кармана $\varkappa$ традиционно

включается в выражение (2), причем его знак выбирается так чтобы $L>0$ при устойчивой стратификации. При выводе формулы сделано принципиальное допущение — водяной пар считается пассивной примесью. В качестве определяющего параметра выбран поток тепла $\frac{H}{\rho c_p}$, вместо потока влаги $\frac{E}{\rho}$, пропорционального неизвестному градиенту влажности. Таким образом, влажность воздуха на высоте z зависит от ее значения у поверхности раздела вода — воздух и устойчивости приводного слоя атмосферы. В целях приведения метеопараметров к стандартной высоте $z=10$ м, а также для вычисления турбулентных потоков будем использовать методические указания ГГО [10]. Если принять коэффициенты теплообмена (c_T) и сопротивления (c_D) постоянными, то, учитывая основные аэродинамические формулы обмена [10], получим:

$$\frac{e_z}{e_0}=f\left(-\frac{\varkappa c_T}{c_D^{3/2}}\cdot\frac{g\,\Delta t\,z}{t\,u_z^2}\right)=kf(\mathrm{Ri}), \tag{4}$$

где $\Delta t=t_0-t_z$ — разность температур вода — воздух; u_z — скорость ветра; $k=\frac{\varkappa c_T}{c_D^{3/2}}$ — безразмерная постоянная; Ri — аналог числа Ричардсона.

На рисунке показан вид функции $f(\zeta)$. Для построения зависимости использованы средние месячные данные по девяти атлантическим станциям погоды и материалы шестого рейса УЭС «Профессор Сергей Дорофеев» в Норвежском и Балтийском морях.

Рассмотрим четыре частных случая формулы (3).

1. В случае безразличной стратификации приводного слоя атмосферы функция $f(\zeta)$ принимает некоторое значение в точке $\zeta=0$, т. е.

$$\frac{e_z}{e_0}=f(0)=c_1, \tag{5}$$

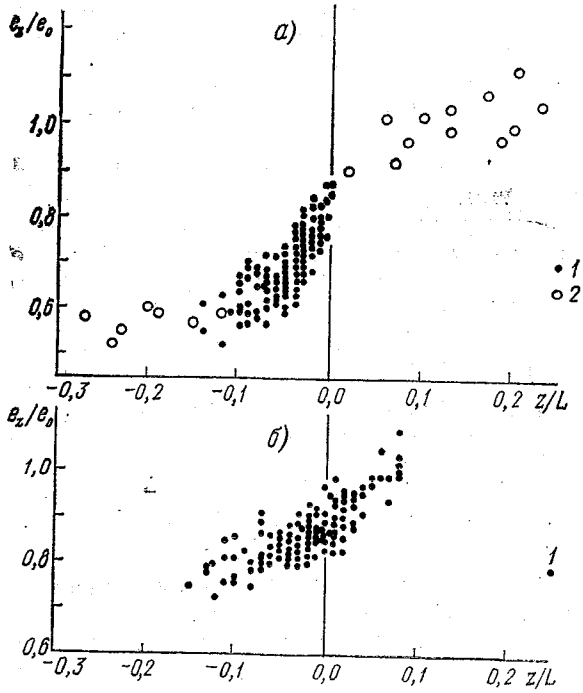
где безразмерная константа c_1 имеет величину несколько меньшую единицы. При равенстве температур воды и воздуха максимальная упругость водяного пара (e_0) всегда больше e_z. В частности это следует из выражения для логарифмического профиля влажности [7], который имеет место при нейтральной термической стратификации слоя трения. Поэтому c_1 является константой для фиксированного уровня, варьирующей в зависимости от его высоты.

Оценим численное значение c_1, принимая разность температур воды и воздуха в методиках [3, 11, 12] равной нулю. Согласно этим оценкам $c_1=0{,}82$ [3]; 0,79 и 0,90 [11]; 0,85 [12]. Полученные эмпирические оценки коэффициента c_1 достаточно близки.

Наши данные, в частности, представленные на рисунке, хорошо согласуются с вышеприведенными.

2. При близкой к безразличной стратификации приводного слоя отношение $\frac{z}{L}$ мало. Следовательно, функцию $f(\zeta)$ в формуле (3) можно разложить в ряд Маклорена в окрестности точки $\zeta=0$, ограничившись двумя первыми членами:

$$f(\zeta)=f(0)+f'(0)\zeta, \tag{6}$$



Зависимость безразмерного отношения $\frac{e_z}{e_0}$ от критерия гидростатической устойчивости $\frac{z}{L}$:

1 — по среднемесячным данным девяти станций погоды (*а* — январь, *б* — июль); *2* — по срочным данным шестого рейса УЭС «Профессор Сергей Дорофеев» в октябре — декабре 1985 г

где $f'(0)$ — производная $f(\zeta)$ в точке ноль. С учетом (5) и (6) формула (3) принимает вид

$$\frac{e_z}{e_0}=c_1(1+c_2\zeta), \tag{7}$$

где $c_2 = \frac{f'(0)}{c_1}$ — безразмерный коэффициент, зависящий от вы соты z. При $\zeta = 0$ выражение (7) переходит в (5). Из формулы (7 следует, что при неустойчивой стратификации $\frac{e_z}{e_0}$ меньше, че при устойчивой. Натурные данные (см. рисунок) подтверждаю прямолинейную зависимость (7) при условии слабой стратифи кации.

3. В случае свободной конвекции турбулентность возникае только за счет силы плавучести ($u_* \to 0$). Это обстоятельство у тено в формуле для расчета потока тепла при штиле и маловет рии [2]

$$H = c \rho c_p \Delta t \ (\Delta t_*)^{1/3}, \qquad (8$$

где c — размерная константа; $\Delta t_* = \Delta t + 0{,}108 (e_0 - e_z)$ — эффек тивный перепад температуры. Для нахождения e_z в (8) можно например, применять известные эмпирические зависимости, по тому что вклад перепада влажности в Δt_* на порядок ниже раз ности температур. Учитывая (8), выразим скорость ветра в виде

$$u_z = \frac{H}{\rho c_p c_T \Delta t} = \frac{c}{c_T} (\Delta t_*)^{1/3}. \qquad (9$$

Подстановка (8) и (9) в формулу (3) приводит к выражени для условий свободной конвекции

$$\frac{e_z}{e_0} = f\left(-\frac{g\varkappa}{c^2}\left(\frac{c_T}{\sqrt{c_D}}\right)^3 \frac{\Delta t z}{t (\Delta t_*)^{2/3}}\right). \qquad (10$$

4. Предельно устойчивая стратификация препятствует разви тию турбулентности. При глубокой инверсии турбулентность имее локальный характер и может существовать лишь в форме мелки вихрей [7]. Турбулентный обмен теплом и влагой ослаблен, при чем перенос явного и скрытого тепла осуществляется в направле нии границы раздела вода — воздух. В таком случае потоки H и E перестают влиять на содержание водяного пара в воздухе Выражение для влажности воздуха в этом случае не удается по лучить из соображений подобия и размерности. Можно предполо жить, что влажность воздуха будет зависеть от метеопараметро на конкретном уровне, среди которых наиболее важным следуе считать температуру воздуха.

Заметим, что использование осредненной информации приво дит к сужению диапазона безразмерных высот, причем уже пр среднемесячном осреднении наблюдаются, как правило, услови близкие к безразличной стратификации приводного слоя атмо сферы (случай 2). Этот факт иллюстрируют расчеты по океан ским станциям погоды (см. рисунок). Обработка по формуле (3

жегодных среднемесячных наблюдений за скоростью ветра, влажностью воздуха, температурой воды и воздуха по девяти станциям погоды в Атлантическом океане за 18 лет показала, что характерный интервал стратификаций приводного слоя составляет $-0{,}15<\zeta<0{,}1$ $(-0{,}02<\mathrm{Ri}<0{,}01)$. В этом диапазоне выявляется линейная связь $\frac{e_z}{e_0}$ с критериями устойчивости (см. рисунок). Поэтому определять влажность воздуха возможно по полученной теоретически линейной зависимости (7).

Значения безразмерных коэффициентов в этой формуле найдены методом наименьших квадратов по указанным выше данным наблюдений девяти станций погоды, с использованием аналога числа Ричардсона в качестве критерия устойчивости приводного слоя атмосферы. Скорость ветра считалась измеренной на высоте 25 м и приводилась к стандартному уровню 10 м [10]. В результате выражение (7) принимает следующий вид:

$$\frac{e_z}{e_0}=0{,}837-14{,}796\,\frac{g\,\Delta t\cdot z}{t\cdot u_z^2}. \qquad (11)$$

Для оценки погрешностей расчетов e_z по формуле (11) были вычислены средние квадратические отклонения между рассчитанными и измеренными значениями влажности воздуха. Оказалось, что погрешность расчета по формуле (11) составляет 1,1 гПа и близка к погрешностям эмпирических зависимостей [9, 11], но несколько превышает ошибки зависимостей [6, 12], составляющих по нашим данным 0,7 гПа. К сожалению, используемые материалы станций погоды не содержат точных сведений о высоте измерений метеоэлементов над уровнем моря. Следует ожидать уменьшения погрешности расчета влажности воздуха при использовании данных с известным уровнем наблюдений метеопараметров в приводном слое атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Безмельницын А. В., Малинин В. Н. Крупномасштабная модель формирования влагообмена в системе океан — атмосфера. В наст. сб.
2. Бортковский Р. С. Тепло- и влагообмен океана и атмосферы при штиле и маловетрии. — Тр. ГГО, 1981, вып. 454, с. 3—8.
3. Гирдюк Г. В. Расчет теплопотерь поверхностью Баренцева моря. — Проблемы Арктики и Антарктики, 1977, вып. 52, с. 22—26.
4. Гирдюк Г. В., Егоров Б. Н., Яковлев Л. Ф. О расчете влажности воздуха по температуре поверхности океана и приводного слоя атмосферы. — Метеорология и гидрология, 1985, № 8, с. 54—59.
5. Гирдюк Г. В., Малевский-Малевич С. П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана. — Тр. ГГО, 1973, вып. 297, с. 124—132.
6. Гирдюк Г. В., Шахметова Е. М. Трансформация теплового излучения поверхности моря в приводном слое атмосферы. — Тр. ГГО, 1977, вып. 382.
7. Динамическая метеорология. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. — 607 с.

8. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы океана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1970. — 284 с.
9. Масагутов Т. Ф. Расчет влажности воздуха над морем по темп ратуре воздуха и воды.— Метеорология и гидрология, 1981, № 5, с. 114—1
10. Методические указания. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги количества движения над морем. — Л.: ГГО, 1981. — 56 с.
11. Позднякова Т. Г. О возможности восстановления поля влажнос над океаном. — Тр. ВНИИГМИ-МЦД, 1983, вып. 99, с. 69—73.
12. Снопков В. Г. Расчет влажности воздуха над морем по разнос температуры вода — воздух. — Метеорология и гидрология, 1980, № с. 109—111.

УДК 551.463

В. М. БУЛАЕВА (ЛГМ

РАЙОНИРОВАНИЕ АКВАТОРИИ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИК ПО СИНХРОННОСТИ МЕЖГОДОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ

Принципиальная возможность и заблаговременность прогноз рования гидрометеорологических процессов в большой степе определяется их пространственными и временными масштабам Так, например, совершенно очевидно, что сравнительно кратк временные аномалии температуры воды малого пространстве ного масштаба, вызываемые динамической неустойчивостью теч ний во фронтальных зонах, не предсказуемы с большой забл говременностью. С этой точки зрения, долгосрочный прогноз те пературного поля океана целесообразно представлять не в ви набора значений температуры в отдельных точках, а в виде обо щенных характеристик теплового фона, преобладающего на о ширных участках акватории.

Правильное пространственное обобщение (осреднение) темп ратурных данных можно проводить в пределах районов, хара теризующихся синхронностью межгодовых колебаний температур воды, т. е. районов, которые, как правило, заняты однородны по знаку температурными аномалиями. Настоящая работа и п священа выделению таких стационарных районов с использов нием принципов объективной классификации.

Районирование — это территориальная классификация, отр жающая пространственное расположение объектов наблюдени В методах объективной автоматической классификации объект представлены точками в пространстве, измерениями которого я ляются признаки. Классификация сводится к выделению компак

ых областей сгущения точек в многомерном признаковом пространстве. Эта задача может быть решена с помощью методов кластерного анализа, которые позволяют сгруппировать множество объектов в однородные классы на основании предположения, что отдельным классам соответствуют группы «близко» расположенных точек. Разделение на классы в кластерном анализе основано на понятии попарной близости элементов, которая в процессе разделения на классы обобщается до меры групповой близости [6].

Обычный математический аппарат задач кластер-анализа страдает, с точки зрения районирования, некоторыми недостатками. Прежде всего, он не позволяет учесть один из важнейших принципов физико-географического районирования: принцип территориальной целостности (неразрывности). Объекты районирования существуют в реальном пространстве. Неучет их пространственных связей может привести к появлению кластеров, состоящих из отдельных, разрозненных в пространстве участков, как это получилось, например, в работе [8].

Другой недостаток большинства алгоритмов кластер-анализа заключается в том, что каждый классифицируемый объект может принадлежать только одному классу. Такое требование однозначной классификации является, по-видимому, некорректным для многих задач океанологического районирования. Жестких границ в горизонтальной плоскости океана не существует. Даже стационарные, резко выраженные фронтальные зоны испытывают значительные пространственные смещения. В подобных случаях, как называется в [3], алгоритмы классификации должны основываться на представлении о классе, как о размытом, нечетком множестве объектов, для которых переход от принадлежности к классу непринадлежности скорее постепенный, чем резкий.

Эта специфика задач районирования учитывалась нами при разработке методики объективного выделения квазиоднородных районов с синхронными межгодовыми колебаниями температуры воды (t_w) поверхностного слоя. Как указывается в [5], одно из основных требований, предъявляемых к любой классификации — объективность, т. е. выделяемые классы должны соответствовать реально существующим и не зависеть от точки зрения исследователя. В океане, имея ввиду устойчивость положения основных систем течений и главных фронтов, можно предполагать наличие стационарных областей преимущественного распространения аномалий температуры воды (Δt_w) большого пространственного масштаба.

В качестве объекта исследования выбрана часть акватории Северной Атлантики 40—60° с. ш., 15—40° з. д., где могут располагаться обширные районы синхронных межгодовых колебаний, так как области распространения центральной северо-атлантической водной массы в системе Северо-Атлантического течения свойственно преобладание крупномасштабной составляющей в изменчивости t_w [7].

Выбор алгоритма кластеризации и задание конкретного ви меры близости должны самым непосредственным образом вы кать из характера и специфики проводимого исследования, а та же из особенностей используемой информации. Задача выделен районов, однородных по фазе межгодовой изменчивости t_w, не я ляется, по существу, универсальной классификацией, а относит к разряду специальных, целенаправленных классификаций (н сит, в известном смысле, утилитарный характер). Цель данно исследования — получить стационарные районы, по котор можно проводить корректное осреднение аномалий t_w, что, к указывается в [7], не только спрессовывает информацию, но сглаживает случайные по отношению к основным колебания Временные ряды осредненных по отдельным районам Δt_w мог выступать в качестве предиктантов в схемах долгосрочного пр гноза температуры воды.

В настоящее время мы располагаем двумя видами материал по пространственному распределению t_w поверхностного сл в Северной Атлантике: 1) массивы среднемесячной t_w, осредне ной по 5°-ным квадратам (1957—1983 гг.); 2) среднемесячн карты распределения t_w, построенные в Гидрометцентре ССС на которых нанесена температура, интерполированная в уз. регулярной сетки (1973—1983 гг.).

Основным источником получения обоих видов информации я ляются данные попутных наблюдений с торговых и промыслов судов. Так как ряды данных по 5°-ным квадратам значитель длиннее, прогностические разработки можно проводить толь на их основе. Но необходимо иметь в виду, что не во всех ра нах океана осреднение наблюдений по 5°-ным квадратам мож приводить к получению репрезентативных средних характеристи Неизбежная неравномерность распределения единичных набл дений внутри квадрата способна вызвать существенные искажен средних величин, во-первых, в районах с большими горизонта ными градиентами t_w и, во-вторых, в случаях, когда велика в роятность совпадения в пределах одного квадрата противополо ных фаз межгодовых колебаний t_w. В [4] проведен анализ п грешностей осреднения t_w по 5°-ным квадратам на основе нес ционарной и неоднородной модели случайного поля гидромет элемента. Показано, что для районов с небольшими градиента t_w, которые типичны для значительной акватории Северной Атла тики, средняя квадратическая ошибка среднемесячного значен t_w за счет пространственной неравномерности наблюдений в п риод 1957—1971 гг. не превышала 0,1° С. В зонах же фронта ных разделов даже сравнительно небольшие отклонения осре ненных координат наблюдений от центра квадрата обуслов вают значительные ошибки, которые могут достигать 1° С.

Точность карт распределения температуры воды, полученн методом поквадратного осреднения, ниже точности интерполяц

в узлы регулярной сетки по данным наблюдений на неравно-рно расположенных станциях [1]. Кроме того, отрицательный фект нерегулярности наблюдений во времени (особенно ощу-мый в переходные сезоны), на среднемесячных картах Гидро-тцентра СССР сказывается слабее, в силу того, что эти карты лучаются путем осреднения предварительно построенных пяти-евных карт.

Исходя из этих соображений, для выделения квазиоднород-ıх районов были использованы массивы t_w температуры воды, ятой в узлах сетки (рис. 1) со среднемесячных карт Гидромет-нтра СССР за 1973—1983 гг. Эти данные, помимо большей чности, обеспечивают и более подробное пространственное раз-шение. Каждый 5°-ный квадрат в них представляется пятью чками: одной в центре и четырьмя в углах. Использование та-х данных позволяет оценить степень синхронности колебаний мпературы внутри отдельных квадратов.

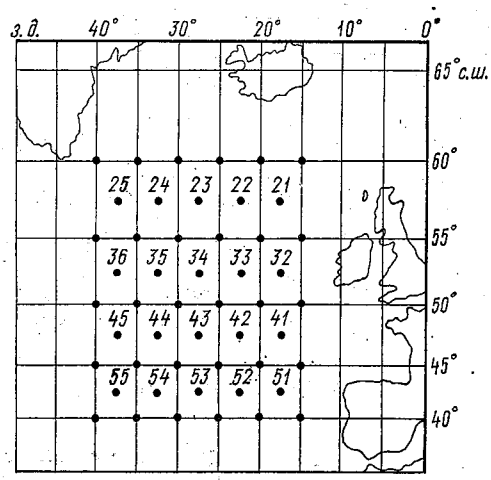


Рис. 1. Сетка узлов для выделения однородных районов и нумерация пятиградусных квадратов

При районировании по согласованности межгодовых колеба-й t_w объектами классификации являются отдельные точки злы), а признаками — аномалии t_w в них за различные месяцы. качестве меры близости между объектами в алгоритмах авто-тической классификации наиболее широко применяется эвкли-ва метрика:

$$D(X, Y) = \sqrt{\sum_{i=1}^{N} (x_i - y_i)^2},$$

е $D(X, Y)$ — расстояние между классифицируемыми объектами и Y; N — число признаков.

Многие методы районирования по синхронности многолетни колебаний гидрометеорологических характеристик основаны н анализе коэффициентов парной корреляции рядов наблюдени [2, 7], которые линейно связаны с эвклидовыми расстояниям между объектами в многомерном признаковом пространстве. Пр этом применяется следующий принцип выделения однородны районов: каждый ряд должен иметь более высокий средний коэф фициент корреляции с рядами своего района, чем с рядами лю бого другого.

В данной работе предлагается мера внутрирайонной близост которая, как нам кажется, более точно соответствует задаче вы деления районов, однородных по фазе межгодовой изменчи вости t_w.

Всю совокупность среднемесячных данных по t_w за имеющийс ряд лет в каждом из узлов сетки можно разбить на три класс соответственно величине аномалии температуры воды:

1) «ниже нормы» (НН) при $\Delta t_w < -0{,}5\,\sigma$;
2) «около нормы» (Н) при $|\Delta t_w| \leqslant 0{,}5\,\sigma$;
3) «выше нормы» (ВН) при $\Delta t_w > 0{,}5\,\sigma$.

Районами синхронных межгодовых колебаний t_w можно сч тать такие области, в пределах которых маловероятно совмес ное появление Δt_w, относящихся к противоположным классам Н и ВН, и, наоборот, велика вероятность однородных ситуаций, пр которых все узлы, входящие в район, заняты аномалиями одно или двух соседних классов — НН и Н или ВН и Н. Совершен естественно при этом в качестве меры внутрирайонной близос принять повторяемость однородных ситуаций (A) в районе

$$A = \frac{N_0}{N} \cdot 100\ \%,$$

где N_0 — число однородных ситуаций; N — общее число поле

Для выделения однородных районов на основе показателя разработан алгоритм, сходный по структуре с некоторыми посл довательными процедурами кластер-анализа. Он предусматр вает выполнение следующих операций.

1. Для каждого 5-градусного квадрата отдельно по имеі щейся совокупности значений Δt_w в узлах сетки рассчитывает показатель однородности A. В качестве начального «ядра» пе вого однородного района выбирается квадрат, характеризу щийся максимальным значением A.

2. К пяти узлам, составляющим начальное «ядро», послед вательно добавляется по одному узлу из соседних, окружающ выбранный квадрат, и при каждом добавлении рассчитывает показатель A для совокупности из шести узлов. В итоге перебо всех окружающих узлов в «ядро» района окончательно вкл чается тот узел, при котором достигается максимум A.

3. К совокупности, состоящей теперь уже из шести узлов, новь последовательно добавляются по одному все окружающие злы, рассчитываются новые значения A и к выделенному райну присоединяется наиболее «близкий» узел и т. д.

На каждом последующем этапе описанной процедуры число злов, входящих в выделяемый район, увеличивается на единицу. асширение района имеет смысл проводить до тех пор, пока A уменьшится до определенного критического уровня $A_{кр}$. Задая различные значения $A_{кр}$, можно устанавливать границы райна с разной степенью однородности. После того, как выделение ервого однородного района закончено, в качестве начального дра второго района выбирается пятиградусный квадрат с максимальным A из числа квадратов, не вошедших целиком в первый район. Затем вновь повторяется описанная выше процедура, ричем в последовательном расширении нового района участвуют все окружающие узлы, в том числе и вошедшие в уже выеленный ранее первый район. Естественно, что в качестве нальнóго ядра каждого нового района могут выступать лишь адраты, характеризующиеся достаточно высокой повторяеостью однородных ситуаций.

В результате расчетов по описанному алгоритму получаются есколько групп узлов, образующих частично совпадающие между обой районы, которые могут рассматриваться как однородные по азе межгодовых колебаний t_w с вероятностью, равной $A_{кр}$. Для кончательного варианта разбиения отбираются максимальные по лощади районы, причем допускается их частичное перекрытие.

Пространственные корреляционные связи в поле температуры оды в течение года могут несколько изменяться вследствие сеонных колебаний океанической и атмосферной циркуляции. Поому районирование следует проводить отдельно для различных езонов. Нами было выполнено районирование для месяцев зимего периода. В узлах расчетной сетки были рассчитаны аномаии t_w в январе, феврале и марте за 1973—1983 гг., как отклоения среднемесячных температур от норм за период 1957—982 гг. Эти нормы были получены путем интерполяции в узлы етки норм t_w, осредненной по пятиградусным квадратам. Полуенные массивы Δt_w за 1973—1983 гг. для всех трех месяцев бъединялись в общую выборку, длина которой составила 33 меяца. В каждом из узлов проведена нормировка аномалий на еличины среднеквадратических отклонений, полученных интероляцией по полю σ для пятиградусных квадратов.

В результате расчетов, проведенных на ЭВМ М-222 при задаии $A_{кр}=75\%$ на исследуемой акватории выделено 5 районов, арактеризующихся пространственной квазисинхронностью межодовых колебаний температуры воды в зимний период (рис. 2). Наиболее обширный район I соответствует северо-восточной пеиферии антициклонического круговорота вод Северной Атланики. По площади он равен 7 пятиградусным квадратам. Шесть

квадратов входят в него целиком — 41—43 и 52—54. Этот райо охватывает зону распространения восточной ветви Северо-Атлан тического течения, идущей после разветвления Гольфстрима н восток и переходящей впоследствие в Канарское течение, а такж лежащие к югу от нее центрально-атлантические водные массы

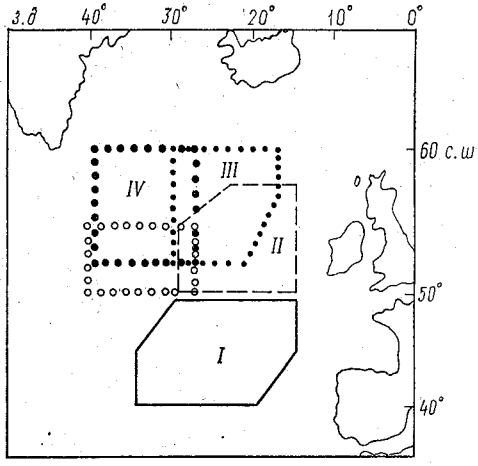


Рис. 2. Расположение однородных районов.
Римскими цифрами обозначены номера районов

Общая площадь района II равна примерно четырем квадра там. Целиком в него входят квадраты 32—34. Это район цент ральной струи Северо-Атлантического течения, идущей на северо восток и отделяющей от себя между 20—25° з. д. ветвь на север образующую течение Ирмингера. В северной части акватори выделено два района — III и IV — несколько меньшей площади Целиком в них входят по два пятиградусных квадрата — 22—2 и 24—25. Наименьший по площади однородный район V (квад раты 35—36) расположен в области распространения холодны субарктических вод, лежащей к северу от субполярного гидро логического фронта. В однородные районы не вошли крайни юго-западные части акватории (квадраты 45 и 55), для которы характерно преобладание колебаний t_w сравнительно малого про странственного масштаба, связанных со смещениями проходяще здесь зоны субполярного гидрологического фронта.

Однородные районы были выделены на основе массива темпе ратурных полей за очень ограниченный период (всего 11 лет). Ка уже указывалось, для прогностических разработок приемлем лишь более длительные ряды t_w, осредненной по пятиградусны квадратам. Формирование многолетнего каталога классов Δt

однородных районах следует проводить по данным о t_w тех вадратов, которые целиком расположены в выделенных районах. О каждому из них были рассчитаны аномалии t_w в январе, февале и марте за 1957—1983 гг. Аналогично тому, как это делаось ранее для узлов, вся совокупность Δt_w в каждом из этих есяцев разбивалась на три градации: НН, Н и ВН. Затем, в заисимости от соотношения между числом квадратов, занятых азличными градациями, устанавливался класс Δt_w для всего айона. В случае одновременного совпадения двух противоположых градаций — НН и ВН — в пределах одного района ситуаия считалась неоднородной, и класс Δt_w для данного месяца не станавливался.

Для всех выделенных районов однородность по фазе межгоовых колебаний t_w, выявленная по материалам последних 11 лет, олностью подтвердилась и на 27-летнем ряду. Повторяемость днородных ситуаций по каждому из районов составила не менее 0%. В заключение следует отметить, что предложенная методика принципе может использоваться при районировании территорий о синхронности межгодовых колебаний любой гидрометеорологиеской характеристики (с некоторыми модификациями в зависиости от вида исходной информации).

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдеев В. А. Построение карт температуры воды и воздуха в Северой Атлантике. — Труды Гидрометцентра СССР, 1970, вып. 127, с. 115—122.

2. Евстигнеев В. М., Ретеюм К. Ф., Чуткина Л. П. Опыт гидрологического районирования методом автоматической классификации. — Вестн. Моск. ун-та, сер. 5, 1980, № 6, с. 68—73.

3. Елисеева И. И., Рукавишников В. О. Группировка, корреляция, распознавание образов. — М.: Статистика, 1977. — 144 с.

4. Ларин Д. А. К вопросу о точности оценок средних месячных значений метеорологических элементов по данным попутных судовых измерений. — Метеорология и гидрология, 1982, № 8, с. 109—115.

5. Смирнов Н. П., Скляренко В. Л. Классификация в гидрологии, как задача теории распознавания. — Труды ИБВВ АН СССР, 1974, вып. 26(29), с. 166—180.

6. Статистическая классификация, основанная на выборочных распределениях. — Л.: изд-во Ленингр. ун-та, 1978. — 104 с.

7. Угрюмов А. И. Тепловой режим океана и долгосрочные прогнозы погоды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 176 с.

8. Яковлев В. Н., Альтман Ю. С. Применение кластер-анализа для классификации океанологических процессов. — В кн.: Вопросы использования оперативной спутниковой информации в рыбохозяйственных исследованиях. — Калининград: изд. АтлантНИРО, 1980, с. 11—18.

УДК 551.509.22

А. В. КОНДРАТЬЕВ (ЛГМИ)

ДИНАМИКО-СТОХАСТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ПРОГНОЗ АНОМАЛИЙ СРЕДНЕМЕСЯЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДЫ НА ПРИМЕРЕ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ

Современное определение климата и климатической системы [4] предполагает, что адекватным описанием климата, с точки зрения его моделирования, является его описание в терминах пространства состояний. Такой подход открывает возможности усовершенствования распространенных в гидрометеорологии методов динамико-статистического моделирования временных рядов гидрометеорологических величин. Как известно, при построении динамико-статистических моделей возникает ряд проблем, затрудняющих их практическое использование и интерпретацию результатов моделирования [4]. В частности, даже в условиях стационарности рассматриваемого процесса, оценки параметров моделей с постоянными коэффициентами при недостатке априорной информации оказываются, например, из-за ограниченности обучающей выборки, существенно отличными от их истинных значений. В связи с этим, применение динамико-статистических (ДС) моделей, параметры которых были оценены по ограниченной выборке, за пределами этой выборки во многих случаях не дает желаемых результатов. Вместе с тем, подход к идентификации ДС моделей, основанный на представлении модели исследуемого процесса в терминах пространства состояний, позволяет строить ДС модели, лишенные выше указанного недостатка.

Рассмотрим данный подход на примере построения ДС моделей рядов аномалий среднемесячных значений температуры поверхности океана (ТПО).

Известно, что ряды аномалий среднемесячных значений ТПО в однородных с точки зрения гидрологического режима районах океана хорошо описываются моделями авторегрессии первого порядка [6]:

$$x(k+1)=a_0x(k)+W(k), \qquad (1)$$

где $x(k)$ — значение аномалий ТПО в момент времени k; $W(k)$ — составляющая процесса, имеющего вид гауссового белого шума с нулевым средним и дисперсией $\rho\neq\infty$, a_0 — коэффициент авторегрессии при единичном сдвиге.

В условиях ковариационной стационарности исследуемого процесса, при оценивании величины a_0 по конкретным реализациям ограниченной длины, последовательность ее оценок

$$\{a(k)\},\ k=1, 2, \ldots, N,$$

представляет собой последовательность случайных величин, сходящуюся при $N \to \infty$ к истинному значению a_0 с вероятностью единица.

Для коротких рядов отклонения выборочных оценок $a(k)$ от истинного значения a_0, как указывалось выше, могут быть существенными. В этом случае модели вида (1) с постоянными коэффициентами, оцениваемыми по коротким выборкам, оказываются, как правило неудовлетворительными. Чтобы избежать этого перейдем от представления модели в виде (1) к ее представлению в терминах пространства состояний и запишем уравнения состояния [5]:

$$x(k+1)=a(k)x(k)+W(k); \tag{2}$$

$$y(k)=x(k)+\xi(k). \tag{3}$$

Здесь $x(k)$ — состояние процесса, оцениваемого моделью (1) в k-й момент времени; $y(k)$ — наблюдаемое значение аномалии ТПО в k-й момент времени: $\xi(k)$ — белый шум, характеризующий ошибки наблюдения и осреднения.

Нетрудно видеть, что состояние $x(k)$ представляет собой в данном случае значение аномалий ТПО, не искаженное ошибками наблюдения и осреднения.

Если значения $a(k)$ заданы и определены к k-му моменту времени с минимальной ошибкой по отношению к a_0, то задача предсказания может быть реализована на основе линейного фильтра Калмана [1].

В нашем случае величины $a(k)$ по предположению заранее не могут быть определены с необходимой точностью и более того, могут быть вообще неизвестны к моменту времени k. В этой ситуации возникает задача совместного оценивания параметров и состояния. Она может быть решена на основе расширения в общем случае вектора состояния путем присоединения к нему в виде дополнительных компонент значений параметров. Таким образом, вместо (2)—(3) получим:

$$\mathbf{x}(k+1)=\mathbf{A}\mathbf{x}(k)+\mathbf{W}(k); \tag{4}$$

$$\mathbf{y}(k)=\mathbf{x}(k)+\mathbf{V}(k). \tag{5}$$

Здесь

$$\mathbf{x}(k)=\begin{bmatrix} x(k) \\ a(k) \end{bmatrix};\ \mathbf{W}(k)\ \begin{bmatrix} w(k) \\ 0 \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{y}(k)=\begin{bmatrix} y(k) \\ r_1(k) \end{bmatrix};\ \mathbf{V}(k)=\begin{bmatrix} \xi(k) \\ V(k) \end{bmatrix};$$

$\mathbf{A}$ — квадратная матрица,

где $r_1(k)$ — наблюдаемая оценка параметра $a(k)$; $V(k)$ — белый шум, характеризующий ошибки наблюдения оценок параметра $a(k)$; остальные обозначения те же, что и в уравнениях (2)—(3).

В нашем случае $r_1(k)$ — представляет собой рассчитанное значение коэффициента автокорреляции при единичном сдвиге.

Задача (4)—(5) является нелинейной и требует применения нелинейного оптимального оценивания. Однако, как показано в работе [7], для стационарного линейного процесса, уравнения которого имеют тот же вид, что и уравнения (4)—(5), может быть найдена состоятельная оценка $\hat{\mathbf{A}}_n$ матрицы $\mathbf{A}$, такая, что линейный оптимальный фильтр, построенный на основе этих $\hat{\mathbf{A}}_n$, дает оценку состояния, по вероятности сходящуюся к оценке, даваемой истинным фильтром. Такая же оценка будет состоятельной и в нелинейной задаче (4)—(5) и линейный фильтр, построенный на этих оценках будет правильно оценивать параметры и состояние. В рассматриваемом нами случае оценка матрицы $\mathbf{A}$ имеет вид:

$$\hat{\mathbf{A}}_{n_k}=\begin{pmatrix} \frac{r_2(k)}{r_1(k)} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{6}$$

где $r_1(k)$ и $r_2(k)$ — коэффициенты корреляции исходного ряда для сдвигов равных единице и двум соответственно. Индекс n_k указывает на то, что оценка рассчитывается на k-м шаге по n предыдущим наблюдениям.

Не умаляя общности излагаемой методики, для простоты будем считать, что ошибками наблюдения и осреднения можно пренебречь. В этом случае дискретный алгоритм одношагового предсказания аномалий значений среднемесячных ТПО, реализуемый на освове оптимального фильтра [1] для системы (4)—(5), имеет вид:

$$\hat{\mathbf{x}}(k+1|k)=\hat{\mathbf{A}}_{n_k}\,\hat{\mathbf{x}}(k|k-1)+\mathbf{K}(k+1|k)\times \times[\mathbf{y}(k)-\mathbf{x}(k|k-1)]; \tag{7}$$

$$\mathbf{K}(k+1|k)=\hat{\mathbf{A}}_{n_k}\,\mathbf{P}(k|k-1)[\mathbf{P}(k|k-1)+V(k)]; \tag{8}$$

$$\mathbf{P}(k+1|k)=\hat{\mathbf{A}}_{n_k}\,\mathbf{P}(k|k-1)\hat{\mathbf{A}}^T_{n_k}+\mathbf{Q}(k)-\hat{\mathbf{A}}_{n_k}\,\mathbf{P}(k|k-1)\times \times[\mathbf{P}(k|k-1)+\mathbf{R}(k)]^{-1}\,\mathbf{P}(k|k-1)\hat{\mathbf{A}}^T_{n_k}. \tag{9}$$

Здесь $\mathbf{x}^T(k)=(\mathbf{x}(k),\ a(k))$; $\mathbf{P}(k+1|k)$ — ковариационная матрица ошибок предсказания;

$$\mathbf{Q}(k)=\mathrm{cov}[\mathbf{W}(k)];\quad \mathbf{R}(k)=\mathrm{cov}[\mathbf{V}(k)].$$

Алгоритм (7)—(9) реализуется при начальных условиях:

$$\hat{\mathbf{x}}(1|0)=\hat{\mathbf{A}}_{n_0}\,\bar{\mathbf{x}}(0); \tag{10}$$

$$\mathbf{P}(1|0)=\hat{\mathbf{A}}_{n_0}\,\mathbf{P}^*(0|0)\hat{\mathbf{A}}^T_{n_0}+\mathbf{Q}(0), \tag{11}$$

где $\bar{\mathbf{x}}(0)$ и $\mathbf{P}^*(0|0)$ — некоторые априорные оценки среднего значения вектора параметров и состояния и его ковариационной матрицы. Если всякая априорная информация отсутствует, то можно положить $\bar{\mathbf{x}}(0)$ равным нулевому вектору, а $\mathbf{P}^*(0|0)$ принять равной $b\mathbf{I}$, где b положительное целое число.

Ковариационные матрицы $\mathbf{Q}(k)$ и $\mathbf{R}(k)$, так же как и начальные условия, могут быть заданы априори или, при отсутствии априорной информации о шумах, могут оцениваться в процессе выполнения рекуррентных вычислений по формулам (7)—(9). Например, величину $V(k)$ входящую в уравнение (5) и определяющую значения $\mathbf{R}(k)$, можно рассчитывать на каждом k-м шаге как среднюю квадратическую ошибку оценивания $r_1(k)$ по k членам исходного ряда.

Возможности изложенной выше методики построения ДС моделей гидрометеорологических процессов продемонстрируем путем сравнения результатов одношаговых прогнозов аномалий среднемесячных значений ТПО, полученных на основе адаптивной ДС модели, использующей алгоритм (7)—(9), и модели с постоянными коэффициентами вида (1).

Исходным материалом послужили ряды среднемесячных аномалий ТПО по данным судна погоды *М*, расположенного в Норвежском море.

Для идентификации параметров модели вида (1) был выбран пятилетний ряд аномалий ТПО с 1953 г. по 1957 г. Таким образом, обучающая выборка для этой модели ряда насчитывала 60 членов. Модель вида (1) и ДС модель были использованы для одношагового прогноза в течение десятилетнего периода с 1953 по 1962 гг. Заметим, что обучающая выборка требуется лишь для модели с постоянными коэффициентами. Что же касается адаптивной ДС модели, то она работает в реальном масштабе времени и все ее прогнозы, начиная с момента установления стационарного состояния оптимального фильтра, можно рассматривать как независимые.

Рассчитанное по пятилетнему ряду значение $r_1(k)$ равно 0,50. Эта величина была взята в качестве оценки a_0 в модели (1).

Начальные значения для адаптивной модели прогноза выбирались в достаточной степени произвольно. При этом рассматривались следующие варианты задания начальных условий:

1) $\hat{\mathbf{x}}(1|0)=0,\ \mathbf{P}(1|0)=\mathbf{I}$;

2) $\hat{\mathbf{x}}(1|0)=\begin{pmatrix}0\\0{,}5\end{pmatrix},\quad \mathbf{P}(1|0)=3{,}0\,\mathbf{I}$.

Проверка адекватности рассматриваемых моделей и оценка их прогностических возможностей проводилась соответственно по методу анализа остатков [3] и по величине дисперсии ошибки одношагового предсказания.

Для модели с постоянными коэффициентами и адаптивной модели дисперсии ошибок одношагового предсказания оказались приблизительно равными (с точностью до третьего знака после запятой) и составили величину 0,16 град^2. Однако проверка адекватности по методу остатков показала, что модель с постоянными коэффициентами является неадекватной по критерию равенства нулю среднего значения ряда остатков. Величина критерия $\eta = \sqrt{N\rho} \Big/ \sqrt{\hat{\hat{w}}(t)}$ для модели вида (1) оказалась равной 1,821 при пороговом значении, соответствующем 10%-ному уровню значимости $\eta_0 = 1{,}658$.

Следовательно, с точки зрения одношагового прогноза модель вида (1), идентифицированная по пятилетнему ряду, по своим прогностическим возможностям сравнима с адаптивной моделью, но с точки зрения синтезирования данных, ее следует признать неадекватной. При этом следует учесть, что при оценке качества предсказания (прогноза) не учитывался процесс выхода оптимального фильтра на стационарный режим. Промежуток времени от начала рекуррентных вычислений до выхода фильтра на стационарный режим составил 1 год. В течение этого времени шла адаптация модели и ошибки прогноза были заведомо велики. Поэтому строго говоря, этот период должен быть исключен из рассмотрения при сравнении с моделью с постоянными коэффициентами. Если это сделать и сравнить дисперсию предсказания (прогноза) двух видов моделей, то у адаптивной модели эта величина оказывается меньше. Более того, в условиях стационарности исследуемого процесса оценка r_1 параметра $a(k)$ по двадцатилетнему ряду (за период с 1953 по 1972 гг.) дает величину $r_1 = 0{,}67$, откуда следует, что ошибка оценивания a_0 по пятилетнему ряду достаточно велика. Если принять значение $r_1 = 0{,}67$ за точную оценку a_0, то абсолютная ошибка оценивания по пятилетнему ряду составит величину — 0,17. Адаптивная модель дает оценку $a(k) = 0{,}70$ уже на двенадцатом шаге по времени. В этом случае абсолютная ошибка оценивания параметра a_0 равна 0,03, т. е. она в 6 раз меньше.

Приведенный пример наглядно иллюстрирует преимущества изложенной выше методики построения ДС моделей, в условиях ограниченной или вообще отсутствующей априорной информации об исследуемом процессе.

В заключение еще раз подчеркнем, что задача совместного оценивания параметров и состояния (4)—(5) существенно нелинейна и ее нельзя решать последовательно сначала определяя неизвестные параметры, а затем оценивая состояние, как это

делано в работе [2]. Автор этой работы сначала предлагает помощью процедуры оптимальной линейной фильтрации определять параметры уравнения состояния, пользуясь данными наблюдений, а затем подставив найденные значения параметров уравнение состояния, оценивать состояние. Учитывая нелинейность задачи совместного оценивания параметров и состояния, такой подход принципиально неверен.

Отметим, что изложенная в работе методика не только позволяет строить эффективные прогностические ДС модели в условиях отсутствующей или ограниченной априорной информации, но и может быть использована в задачах климатологической обработки, например для заполнения пропусков в климатических рядах. В этом случае процедуры оптимальной экстраполяции или фильтрации должны быть заменены процедурой оптимальной интерполяции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аоки М. Оптимизация стохастических систем. — М.: Наука, 1971. — 424 с.
2. Белоцерковский А. В. Прогноз метеорологической ситуации на короткие временные интервалы с использованием адаптивных стохастических моделей.— Межвузовский сборник, изд. ЛПИ, 1983, вып. 81, с. 145—153. (ЛГМИ).
3. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Прогноз и управление. — М.: Мир, 1974, вып. 1. — 406 с.
4. Груза Г. В., Рейтенбах Р. Г. Статистика и анализ гидрометеорологических данных. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 216 с.
5. Заде Л., Дезоер Ч. Теория линейных систем. — М.: Наука, 1970. — 703 с.
6. Кондратьев К. Я. Температура поверхности океана как климатообразующий фактор. Обзорная информация. — Обнинск: 1981, вып. 1. — 42 с.
7. Anderson W. N. et al. Consistent Estimates of the Parametrs of a Linear System, Ann. Math., Statistic., 1969, vol. 40, p. 2064—2075.

УДК 551.551

А. С. ГАВРИЛОВ, Ю. С. ПЕТРОВ (ЛГМИ)

ОСОБЕННОСТИ КЛИМАТИЧЕСКОГО РЕЖИМА ПАРАМЕТРА УСТОЙЧИВОСТИ ПРИВОДНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

В последние годы заметно повысился интерес к теоретическому и экспериментальному исследованию атмосферного пограничного слоя (АПС) над океаном. Это связано как с возрастанием роли океана в хозяйственной деятельности, так и с необходимостью

разработки схем параметризации АПС в моделях общей цирку ляции атмосферы и среднесрочного численного прогноза погоды в которых, в силу их глобального характера, точность воспроизведения атмосферы над океаном во многом влияет на успешность прогноза [6]. Для решения последней задачи важно располагать климатическими оценками основных параметров АПС. Наиболее важным из таких параметров, определяющих в значительной степени тот или иной тип строения пограничного слоя, является так называемый линейный масштаб в теории подобия Монина — Обухова для приводного слоя:

$$L = -u_*^3 / (\varkappa \beta H_v), \qquad (1)$$

где u_* — динамическая скорость; $\beta = g/T$ — параметр плавучести

$H_v = H_0 \cdot (1 + 0{,}07/\mathrm{Bo})$ — турбулентный поток виртуальной температуры; $H_0 = \overline{w'\theta'}$ — аналогичный поток потенциальной температуры;

$\mathrm{Bo} = P_0/LE_0$ — число Боуэна: отношение турбулентных потоков явного ($P_0 = \rho c_p H_0$) и скрытого (LE_0) тепла.

$E_0 = \rho \overline{w'q'}$ — поток водяного пара, а L' — удельная теплота парообразования.

С помощью масштаба L может быть рассчитан параметр устойчивости приводного слоя на некоторой высоте z_a: $\zeta_a = z_a/L$, а также один из обычно используемых параметров устойчивости пограничного слоя $\mu = L_1/L$, где $L_1 = u_*/\varkappa\lambda$ — масштаб высоты экмановского пограничного слоя (λ — параметр Кориолиса), или $D = H/L$, где H — фактическая высота АПС.

Для изучения климатического режима параметров устойчивости приводного и пограничного слоев в Северной Атлантике могут быть использованы архивы судовой гидрометеорологической информации и данные аэрологического зондирования в этом регионе. При этом по данным измерений скорости ветра U_a, температуры θ_a, влажности q_a воздуха в приводном слое и температуры верхнего слоя океана T_w с помощью той или иной теоретической модели приводного слоя рассчитываются масштабы L_1 и L, а по данным аэрологического зондирования — высота пограничного слоя H, определяемая, например, как уровень максимальных по абсолютной величине значений градиентов температуры или влажности. При таком анализе первостепенное значение имеет правильная оценка характера устойчивости в приводном слое (знака H_v и L), поскольку, как известно, на значительной части акватории Мирового океана и, в частности, в Северной Атлантике, величины H_v достаточно малы, а стратификация в приводном слое является, как правило, близкой к нейтральной. Таким образом, здесь необходимо использование достаточно точной модели приводного слоя, в которой, помимо всего прочего, учитывается и такой тонкий эффект, как наличие скачка температуры в поверхностной пленке воды.

В основу используемой далее модели приводного слоя заложены теоретические значения универсальных функций теории подобия Монина — Обухова, полученные с помощью модели приземного слоя атмосферы [1]. Для расчета уровня шероховатости водной поверхности используется выражение

$$z_u = m\,\frac{u_*^2}{g} + m_G\,\frac{\nu}{u_*}, \qquad (2)$$

достаточно хорошо аппроксимирующее значения этой величины как в случае гладко-вязкого обтекания ($u_* \to 0$), так и интенсивного волнения. Уровни шероховатости для температуры z_T и влажности z_q вычисляются с помощью соотношений

$$z_T = z_u f_T(\mathrm{Rr}), \quad z_q = z_u f_q(\mathrm{Rr}), \qquad (3)$$

где $\mathrm{Rr} = u_* z_u/\nu$ — число Рейнольдса шероховатости, а f_T, f_q — универсальные функции этого параметра, определяемые с помощью лабораторных экспериментов, в качестве аппроксимаций для которых использовались формулы из работ [2] (для f_T) и [7] (для f_q).

Для расчета поверхностного скачка температуры $\delta T = T_w - T_s$ используется уравнение теплового баланса подстилающей поверхности

$$B_s = P_0 + L' E_0 + F, \qquad (4)$$

где F — эффективное излучение водной поверхности, вычисляемое с помощью известной формулы Ангстрема [7], а

$$B_s = -c_w \chi_w \rho_w \left.\frac{\partial T}{\partial z}\right|_{z=0}$$

— молекулярный поток тепла в воду (c_w — теплоемкость воды, χ_w — температуропроводность, ρ_w — плотность воды). Следуя [7], представим зависимость средней температуры воды от глубины (z) следующим образом:

$$T = T_s + (T_w - T_s)\left(1 - e^{-\frac{z}{\delta_w}}\right), \qquad (5)$$

где $\delta_w = \gamma \cdot \nu_w/u_{*w}$ — характерное значение глубины, на которой начинает действовать турбулентный механизм переноса тепла; ν_w — кинематическая вязкость воды, а u_{*w} — динамическая скорость в воде — определяется из условия склейки турбулентных напряжений по обе стороны от поверхности раздела: $u_{*w} = (\rho_a/\rho_w)^{1/2}\, u_*$. Константа γ вычислялась нами с помощью данных одновременных измерений δ_w и u_*, приведенных в [3], и оказалась равной приблизительно 3,8 с относительной погрешностью

около 20%. Таким образом, используя соотношения (3)—(
можно в итоге записать:

$$T_s = T_w - \gamma \, \mathrm{Pw} \, (P_0 + L' E_0 + F) \, / (c_w \sqrt{\rho_w \rho_a} \, u_*) \, ,$$

где $\mathrm{Pw} = \nu_w / \chi_w$ — число Прандтля для воды.

Выражения (2), (3) и (6) дополняют приведенную в [4] стему уравнений для восстановления структуры приводного сл по данным стандартных судовых гидрометеорологических изм рений, которая и используется в дальнейшем для расчета u_*, $L' E_0$ и L. При этом влажность на уровне z предполагается р ной насыщающей при температуре T_s с учетом солености вод

Экспериментальная проверка данной модели производила путем сравнения рассчитанных и измеренных значений динами ской скорости u_*, турбулентного потока тепла P_0 и затрат теп на испарение $L' E_0$. Для этой цели привлекались данные структ ных измерений, полученные в известных экспериментальных пр граммах последних лет [5, 8—10]. Анализ результатов сравнен включающий 103 серии измерений u_*, показал отсутствие сис матической погрешности и среднеквадратическую ошибку ок 0,07 м/с, т. е. приблизительно 15%. Выборка измеренных зна ний P_0 насчитывала 77 серий измерений. Здесь также сравнен показало отсутствие систематической погрешности при сред квадратическом отклонении порядка 20 Вт/м^2 (около 20%). А логичные результаты дает сравнение рассчитанных и измерен значений $L' E_0$, выполненное по выборке в 20 серий измерений данным эксперимента БОМЭКС [10].

Достаточно хорошее согласие с экспериментом основных па метров приводного слоя u_*, P_0 и $L' E_0$, формирующих масш длины L в теории подобия Монина — Обухова (1), позволяет деяться, что расчет этой величины по данным стандартных су вых гидрометеорологических измерений окажется также впол точным.

Для получения климатических оценок параметра устойчиво приводного слоя ζ_a использовался архив данных стандартных довых гидрометеоизмерений, насчитывающий в общей сложно около 3,5 млн. измерений на кораблях погоды в Северной Атл тике, а также на научно-исследовательских и коммерческих дах, за период с 1949 г. по 1980 г. Проверка комплектности эт данных по наличию полного набора измеряемых параметров п водного слоя: температуры и влажности воздуха, скорости ве и температуры верхнего слоя воды, показала, что измерения вла ности воздуха присутствуют в данных кораблей погоды приб зительно в 31% случаев (всего около 187 тысяч измерени а для научно-исследовательских и коммерческих судов — ли в 4% (всего около 110 тысяч). Таким образом, в расчетах испо зовалось в общей сложности около 300 тысяч стандартных су вых измерений, на основе которых был создан специальный ба

ных основных параметров приводного слоя, включающий зна-
ия u_*, P_0, $L'E_0$, L, а также исходные данные и некоторые дру-
параметры.

Параметр устойчивости рассчитывался и анализировался для
вня $z_a=10$ м, что нисколько не ограничивает общности иссле-
вания, поскольку для любой другой высоты он может быть по-
ен путем простого пересчета. Статистический анализ этой ве-
ины включал расчет среднемесячных значений, дисперсии,
мметрии и эксцесса, а также эмпирической плотности распре-
ения за каждый месяц и по сезонам. Как оказалось, плотность
пределения параметра устойчивости $P(\zeta_{10})$ во всех широтных
ах обладает одной особенностью, отличающей ее поведение от
логичных функций для других параметров приводного слоя:
нь большими положительными значениями эксцесса (от не-
льких единиц до нескольких десятков). Примеры таких рас-
еделений для судов погоды *A*, *C* и *E*, расположенных в цент-
льной части Северной Атлантики в области, примыкающей
еридиану 40° з. д. и в диапазоне широт 35—62°с с. ш., пред-
влены на рис. 1. Как следует из этих примеров, наиболее ве-
тные значения параметра устойчивости сосредоточены в до-
точно узком интервале — $0{,}2<\zeta_{10}<0{,}1$, причем мода распреде-
ий приходится на значения $\zeta_{10}\approx -0{,}05 \div -0{,}1$ и незначи-
но смещается вправо в летний период. Все кривые распре-
ения имеют выраженную левостороннюю (отрицательную)
мметрию, что является, по-видимому, следствием существова-
редких, но интенсивных вторжений холодных воздушных
с, сопровождающихся развитием мощной конвективной неустой-
остью в атмосферном пограничном слое.

Проведенный анализ позволил установить пространственное
пределение такого важного в практическом отношении пара-
ра, как вероятность формирования устойчивого АПС $P_{ST}=$
$P(\zeta_a>0)$. Климатические карты этого параметра для четырех
онов года приведены на рис. 2. Эти карты демонстрируют
етное повышение вероятности формирования устойчивого ат-
ферного пограничного слоя в весенне-летний период. При этом
бенно выделяется область с центром в районе судна погоды *C*
° с. ш., 35° з. д.), где значения P_{ST} от зимы к лету возрастают
30 до 55%. Причиной этого являются, вероятно, характерные
весенне-летнего периода вторжения на акваторию Северной
антики относительно более теплых воздушных масс с конти-
тов.

В заключение отметим, что установленные закономерности
енчивости параметра устойчивости приводного слоя в Север-
Атлантике могут оказаться полезными для оценки диапазо-
изменения таких важных характеристик атмосферного погра-
ного слоя, как коэффициенты сопротивления, тепло- и влаго-
ена атмосферы и океана, а также геострофического коэффи-

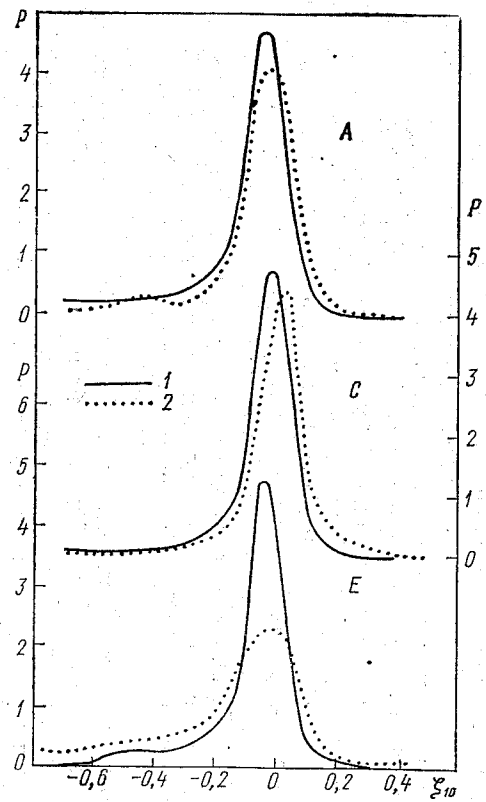


Рис. 1. Эмпирические плотности распределения параметра устойчивости приводного слоя $\zeta_{10}=z_{10}/L$ ($z_{10}=10$ м) по данным

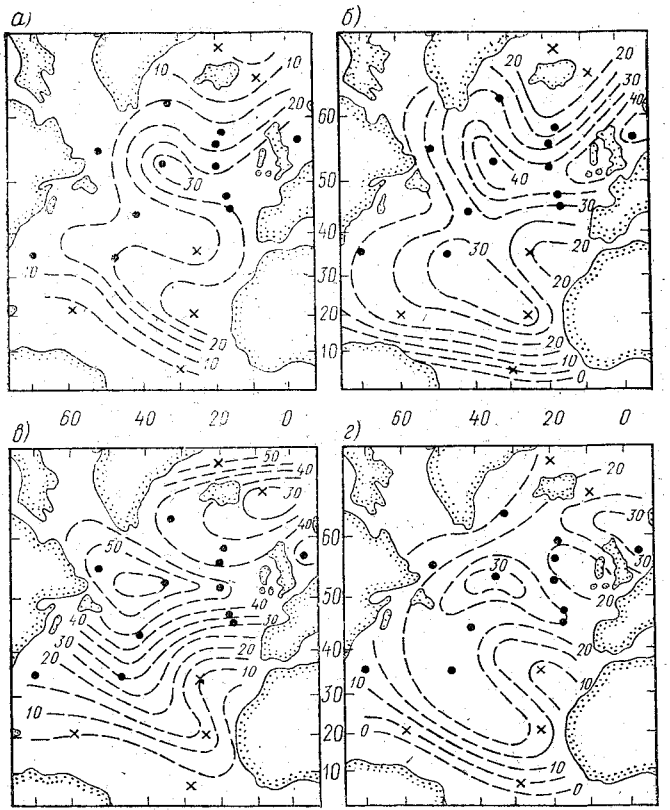


Рис. 2. Климатические карты вероятности существования устойчивого пограничного слоя атмосферы $P_{st}=$ $=P(c>0)$ (цифры у изолиний значения P_{st} в процен-

ітра трения, угла поворота ветра и целого ряда других важ- для практики параметров нижней части тропосферы над іном.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаврилов А. С. К вопросу о строении приземного слоя атмосферы. — зузовский сборник научн. тр. «Физика и исследование атмосферы». Л., вып. 62, с. 3—14.
2. Казаков А. Л. Об одном методе оценки некоторых характеристик іодействия атмосферы и океана по данным судовых наблюдений. — Труды ибНИИ Госкомгидромета, М., 1984, вып. 63, с. 28—42.
. Панин Г. Н. Тепло- и массообмен между водоемом и атмосферой ественных условиях. — М.: Наука, 1985. — 205 с.
4. Гаврилов А. С., Петров Ю. С. Оценка точности определения лентных потоков по стандартным гидрометеорологическим измерениям іорем. — Метеорология и гидрология, 1981, № 4, с. 52—59.
5. Экспериментальное исследование турбулентных характеристик приводслоя атмосферы / В. В. Галушко и др. — В кн.: Тропэкс-74. Л., Гидроиздат, 1976, т. 1, с. 363—382.
6. Report of the WMO/CAS expert meeting on atmospheric boundary layer ieterization over the oceans for long range forecasting and climate models ling, U. K., 5—9 December 1983), WCP-74, WMO, 1984, 80 p.
7. Timothy Liu W., Katsaros K. B., Buzinger J. A. Bulk parazation of the air-sea exchages of heat and water vapour including the mor constraints at the interface. J. Atm. Sci., 1979, N 9, p. 1722—1735.
3. Smith S. A., Banke E. G. Variation of sea surface drag coefficients wind speed. — Qurt. J. Roy. Meteor. Soc., 1975, vol. 101, N 429, p. 665—673.
). Wucknitz J. Determination of turbulent fluxes of momentum and le heat from fluctuation measurements and the structure of wind field waves above the tropical Atlantic Luring ATEX — «Meteor» Forshungsergeb- Reine B, 1976, N 11, r. 25—50.
). Measurements of the turbulent fluxes of momentum, moisture and senheat over the ocean. Pond S., at all. — J. Atm. Sci., 1971, vol. 28, N 6, —917.

551.465

Е. М. НОВИКОВА (ЛГМИ)

ЭЦЕНКА МЕРИДИОНАЛЬНОГО ПЕРЕНОСА ТЕПЛА И КРУПНОМАСШТАБНАЯ ГЕОСТРОФИЧЕСКАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

еридиональный перенос тепла в океане является основным ıизмом, перераспределяющим тепловую энергию в океане у районами с ее избытком, где она поглощается из атмо- ы, и районами с ее недостатком, где она отдается в атмо-

сферу. Межширотный обмен теплом определяется структур крупномасштабной циркуляции в океане. Из-за большой разно температур поверхностных и глубинных вод, влияние поверхно ных течений, несущих теплые воды на север, и глубинных те ний, несущих холодные воды на юг, оказывается важным д формирования термического режима океана. Величина мерид нального переноса тепла и интенсивность теплообмена меж океаном и атмосферой тесно связана с интенсивностью и стр турой крупномасштабной меридиональной циркуляции.

Крупномасштабная циркуляция достаточно хорошо опи вается геострофическим приближением. Для корректной оце роли крупномасштабной океанической циркуляции в перен тепла необходим расчет абсолютных скоростей геострофичес течений.

В последнее время был предложен ряд квазидинамичес методов расчета абсолютных скоростей геострофических течен использующих непосредственно данные гидрологических наб дений. К ним относится метод вета-спирали [7, 8]. В настоя работе было использовано уравнение сохранения потенциаль вихря на вета-спирали с учетом сжимаемости морской воды

$$u\left(h_{xz}+h_x PR\right)+v\left(h_{yz}-\frac{\beta}{f}\left(1+k\frac{\rho}{\rho_z}\right)+h_y PR\right)=0,$$

где $PR=k(\rho\rho_z-\rho_z^2)/(\rho_z^2+k\rho\rho_z)$; h — высота изопикнических верхностей, определяемая из наблюдений; c — скорость зв в морской воде; f — сила Кориолиса; β — изменение силы Ко лиса с широтой. В качестве консервативной характеристики пользовались плотность in situ. Составляющие абсолютных ростей геострофических течений представлены в виде: $u=u'$ $v=v'+v_0$, где u_0 и v_0 — абсолютные скорости на отсчетном уро которые определяются из (1); u', v' — геострофические скор относительно отсчетного уровня, определяемые по данным о п ности.

Если расписать (1) для n горизонтов через конечные разно то получим переопределенную систему n уравнений при двух известных u_0 и v_0:

$$Au_0+Bv_0=C,$$

где A, B, C — n-мерные вектора.

Расчеты абсолютных скоростей геострофических течений б выполнены для Северной Атлантики на сетке с координат кратными 5°. За отсчетную поверхность принимался гори 2000 м. В качестве исходных полей брались значения плотн in situ на сетке с координатами, кратным 2°,5. Так как в ных о плотности присутствуют шумы самого различного пр хождения: некорректность осреднения, ошибки наблюдений, ревой шум, то уравнения (2) не выполняются точно (систем совместна).

Для корректной оценки меридиональных переносов тепла необходимо иметь циркуляцию, которая давала бы сбалансированные расходы воды через широтные разрезы. Так как суммарный сход воды на северной границе Атлантики незначителен $1 \cdot 10^6$ м$^3 \cdot$ с$^{-1}$ [1] (лежит в пределах точности расчета), то, исходя из уравнения неразрывности, можно считать, что суммарный расход через широтные разрезы, ограниченные берегами, ремится к нулю. При решении (2) методом наименьших квадтов [3] не удалось получить удовлетворительных расходов на ıротных разрезах (табл. 1). Невязки очень велики. При изменении диапазона горизонтов, использованного в расчетах, невязки нялись по знаку и сравнимы с величинами расходов в потоках, правленных на север или на юг. Метод наименьших квадратов МНК) не дает возможность на коротких рядах получить корктных оценок.

По аналогии с процедурой фильтрации шумов в коротких дах [2] была построена модель фильтрации шумов в динамиской модели (1) для системы несовместных уравнений (2), кофициенты которой несут информацию о динамических свойвах системы. Число параметров модели известно (двухпараметческая: u_0, v_0).

Нормированная по правой части система уравнений (2) реалась МНК. Уравнения упорядочивались по величинам невяк. Из упорядоченной системы строилась корреляционная матца $R(p_1, 2p)$:

$$R \begin{vmatrix} u_0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ u_0 \\ v_0 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ v_0 \end{vmatrix} = CR, \qquad (3)$$

е $R = \begin{vmatrix} R_1 R_2 \\ R_3 R_4 \end{vmatrix}$; $p_1 = 2t_2 - n + 2$; $p = q - t_1 + 1$, q — начальный сдвиг $= \frac{n}{2}$), n — число уравнений в системе (2), t_1 — минимальный виг ($t_1 \geqslant$ числу параметров модели), t_2 — максимальный сдвиг $= n - t_3 - 1$, $t_3 \geqslant$ числу параметров модели). R_1, R_2 равны проведению матриц вида F_1, F_2; R_3, R_4 — матриц вида F_3, F_4. Мат-

Таблица 1

Величины суммарных расходов (10^{-6} м$^3 \cdot$с$^{-1}$) через широтные разрезы, полученные при решении системы (2) методом наименьших квадратов

Диапазон горизонтов	Потоки воды	Широта (°с. ш.)					
		30	35	40	45	50	55
300—2000	Φ_1	32,4	26,8	13,9	17,2	18,2	7,8
	Φ_2	—37,5	—47,1	—35,4	—37,2	—33,0	—33,4
	Φ_3	— 5,1	—20,3	—21,5	—20,0	—14,8	25,6
400—2000	Φ_1	29,1	20,1	23,4	33,3	19,2	13,4
	Φ_2	—37,5	—56,2	—19,1	—27,4	—28,6	—18,5
	Φ_3	— 8,4	—36,1	4,3	5,9	— 9,4	— 5,1
600—2000	Φ_1	24,2	20,6	23,9	29,5	21,4	18,4
	Φ_2	—38,3	—38,0	—20,1	—12,5	—15,7	— 8,2
	Φ_3	—14,1	—17,3	3,8	17,0	5,7	8,2

Примечание: Φ_1 — суммарный поток, направленный на север, Φ_2 — суммарный поток, направленный на юг, $\Phi_3 = \Phi_1$

ицы F_1, F_2, F_3, F_4, сконструированы из системы уравнений (2) ($p_2=t_2-q+1$, $p_3=2n-t_2-q$, $p_4=n-q+1$):

$$F_1=\begin{vmatrix} x_1 & \cdots & \cdots & \cdots & x_n \\ \cdot & & & & \cdot\ 0 \\ \cdot & & & \cdots & \cdot \\ \cdot & & \cdots & & \cdot \\ \cdot & & \cdots & & \cdot \\ x_{p_2} & \cdots & x_n\ 0 & \cdots & 0 \end{vmatrix}, \qquad (4, а)$$

$$F_2=\begin{vmatrix} 0 & \cdots & 0 \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & 0 \\ \cdot & & \cdot\ x_1 \\ \cdot & \cdots & \cdot \\ \cdot & \cdots & \cdot \\ \cdot & \cdots & \cdot \\ 0\ \cdot & & \cdot \\ x_1 & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ x_q & \cdots & x_{n-t_1} \end{vmatrix}, \qquad (4, б)$$

$$F_3=\begin{vmatrix} x_1 & \cdots & \cdots & \cdots & x_n \\ 0\ \cdot & & & & \cdot \\ \cdot & \cdots & & & \cdot \\ \cdot & & \cdots & & \cdot \\ \cdot & & & \cdots & \cdot \\ 0 & \cdots & 0\ x_1 & \cdots & x_{p_3} \end{vmatrix}, \qquad (4, в)$$

$$F_4=\begin{vmatrix} x_{p_4} & \cdots & x_{t_1+1} \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & & \cdot \\ x_n & & \cdot \\ 0\ \cdot & & \cdot \\ \cdot & \cdots & \cdot \\ 0 \cdot 0 & x_n \cdot & x_{n-t_1} \end{vmatrix}. \qquad (4, г)$$

Элементы R и CR нормированы по числу ненулевых слагаемых в элементах произведений F_1F_2 и F_3F_4.

Элементами матриц F_1, F_3 является значение левой части k-го уравнения упорядоченной системы (2) при расчете МНК. Матрицы F_2, F_4 составлены из коэффициентов a_k при расчете подматриц R_1, R_3 и b_k — при расчете подматриц R_2, R_4. Из правых (2) частей сформирован вектор-столбец $CR=\begin{vmatrix} CR_1 \\ CR_1 \end{vmatrix}$, где

$$CR_1=F_1F_2I,$$

а матрицы F_1 и F_2 сформированы из коэффициентов c_k системы (2) по типу (4, *а*, 4, *б*), I — единичный вектор. С помощью описанной процедуры удается получить расширенную корреляционную матрицу

$$\widetilde{R}=|R : CR|, \tag{5}$$

которую можно разложить по ее сингулярным значениям [5]:

$$\widetilde{R}=G\Sigma\widetilde{G}^T, \tag{6}$$

где Σ — матрица $(p_1, 2p+1)$ с элементами, за исключением главной диагонали, равными нулю. Неотрицательные диагональные элементы, называемые сингулярными значениями матрицы, могут быть упорядочены по убывающим значениям. $G(p_1, p_1)$ и $\widetilde{G}(2p+1, 2p+1)$ являются соответственно собственными векторами матриц RR^T и R^TR. Диагональные элементы матрицы Σ — положительные квадратные корни из собственных значений матриц $\widetilde{R}\widetilde{R}^T$ и $\widetilde{R}^T\widetilde{R}$.

Так как известно, что наша модель является двухпараметрической, то приравняем нулю сингулярные значения, кроме двух наибольших, и получим усеченную матрицу:

$$\widetilde{R}=G\Sigma_2\widetilde{G}^T. \tag{7}$$

Для расчета абсолютных скоростей течений использовался диапазон горизонтов 600—1750 м, где вихревой шум меньше, чем в вышележащих слоях, а точность расчета наклона изопикнических поверхностей выше, чем в нижележащих. Так как в относительных геострофических скоростях, рассчитанных по полю плотности, также присутствуют шумы, то была проведена дополнительная фильтрация. Запишем (1) в виде:

$$a_ku_k+b_kv_k=0, \tag{8}$$

где u_k, v_k — абсолютные геострофические скорости на k-ом горизонте.

Сконструируем корреляционную матрицу $\tilde{S}$ аналогично $\tilde{R}$:

$$S=\begin{vmatrix} S_1 & S_2 \\ S_3 & S_4 \\ & S_5 \end{vmatrix}, \tag{9}$$

где

$$SV=0,\ V=\begin{vmatrix} u_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ u_n \\ v_1 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ v_n \end{vmatrix}.$$

Из линейного уравнения сохранения вихря можно получить, что для геострофической циркуляции интегральный расход по вертикали через сторону расчетной сетки меньше 1 свердрупа, и его можно считать в пределах точности расчета равным нулю. Это дополнительное условие внесено в матрицу S как матрица-строка $S_5(1, 2p)$:

$$S_5=\left| 0 \ldots 0 \frac{\beta^2}{f} dz_1 \ldots \frac{\beta^2}{f} dz_n \right|. \tag{11}$$

Множитель $\frac{\beta^2}{f}$ введен для соблюдения размерности.

Вычитая из каждой строки матрицу S матрицу-строку S_5, получим матрицу $\tilde{S}$. Так как наша модель двухпараметрическая, для матрицы $\tilde{S}^T\tilde{S}$ находим два собственных вектора M_1, M_2, соответствующие двум наибольшим собственным числам, и проведем фильтрацию абсолютных геострофических скоростей на стандартных горизонтах [5]:

$$\tilde{V}=M_{1,2}\,M_{1,2}^T\,V. \tag{12}$$

Использование вышеописанной процедуры фильтрации позволило получить геострофическую циркуляцию, сбалансированную (в пределах точности) по расходам на широтных разрезах (табл. 2).

Таблица 2

Величины суммарных расходов (10^{-6} м$^3 \cdot$с$^{-1}$) через широтные разрезы, полученные при решении системы (2) с применением дополнительной фильтрации

Потоки воды	Широты (° с. ш.)					
	30	35	40	45	50	55
Φ_1	33,1	28,8	25,0	17,8	18,3	14,6
Φ_2	—30,8	—26,9	24,3	17,2	—18,8	—13,9
Φ_3	2,3	1,9	0,7	0,6	— 0,5	0,7

Примечание: см. табл. 1.

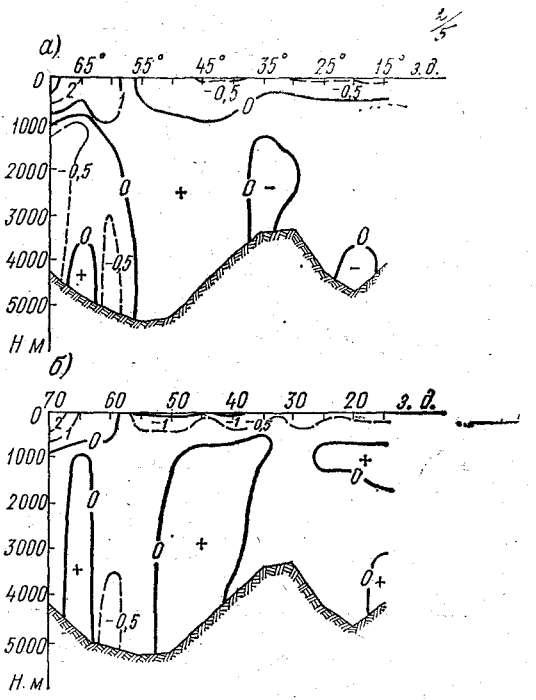


Рис. 1. Меридиональная составляющая абсолютной геострофической скорости (см $\cdot$ с$^{-1}$) геострофического течения на разрезе 35° с. ш.:

а — рассчитанная с применением дополнительной фильтрации; *б* — рассчитанная МНК

Ниже приводятся результаты расчетов меридиональной составляющей абсолютной геострофической скорости на широтном разрезе по 35° с. ш., полученные с помощью дополнительной фильтрации (рис. 1, *а*) и МНК (рис. 1, *б*). Как видно, произошла пере-

стройка структуры течений. Четко обрисовалась ячейка меридиональной циркуляции: в западной части разреза с меридиональной составляющей, направленной на север в верхних слоях и на юг — в нижних, в восточной и центральной частях — с меридиональной составляющей, направленной на юг в верхних слоях и на север — в нижних слоях. Локализовались три области с незначительными скоростями в нижних слоях.

Получение геострофической циркуляции со сбалансированными расходами на широтных разрезах позволило использовать рассчитанные абсолютные скорости геострофических течений для оценок меридионального потока тепла:

$$Q=\int_{L_1}^{L_2}\int_{z_1}^{z_2} c_v \rho\Theta\, v dz dx, \qquad (13)$$

где c_v — удельная теплоемкость морской воды; Θ — потенциальная температура морской воды; v — абсолютная меридиональная скорость геострофических течений; z_1, z_2 — пределы интегрирования по глубине, L_1, L_2 — пределы интегрирования по широте.

Была проведена оценка меридиональных потоков тепла, переносимых геострофическими течениями через широтные разрезы 30, 35, 40, 45, 50 и 55° с. ш. Северной Атлантики. На рис. 2 приводятся проинтегрированные по глубине и по широте потоки тепла. Суммарный поток ($Q_\Sigma = Q_+ + Q_-$) направлен на север с максимумом на широте 35° с. ш. ($\approx 90\cdot10^{13}$ Вт). К северу этот поток уменьшается и достигает на 55° с. ш. $30\cdot10^{13}$ Вт. Суммарный поток повторяет особенности положительного потока (Q_+), формируемого течениями, расположенными выше главного термоклина и направленными на север.

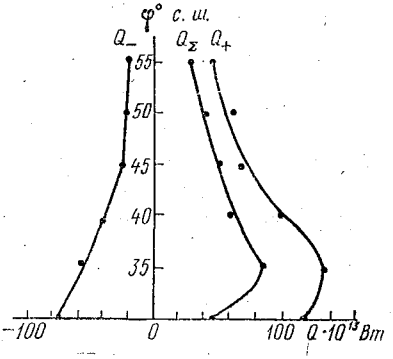


Рис. 2. Распределение суммированного по широтам меридионального потока тепла (Вт) в Северной Атлантике: Q_+ — поток тепла, направленный на север, Q_- — поток тепла, направленный на юг, $Q_\Sigma = Q_+ + Q_-$.

Сравнение с оценками меридионального потока, сделанными Ромичем [6] с использованием непосредственно данных гидрологических съемок, дает достаточное согласование (35° с. ш. — $89\cdot10^{13}$ Вт, 50° с. ш. — $40\cdot10^{13}$ Вт; Ромич: 30° с. ш. — $80\cdot10^{13}$ Вт, 48° с. ш. — $49\cdot10^{13}$ Вт).

В литературе имеются также оценки меридионального переноса тепла в Северной Атлантике океанической циркуляцией, основанные на расчетах теплового баланса поверхности океана

[4], где использовались данные по тепловому балансу: приведенные Альбрехтом, Будыко и Свердрупом. Максимум, по данным разных авторов, получился на широтах от 20° до 35° с. ш. и меняется в пределах от $120 \cdot 10^{13}$ до $95 \cdot 10^{13}$ Вт. Поток тепла уменьшается к северу и достигает на широте 55° с. ш. от $35 \cdot 10^{13}$ до $80 \cdot 10^{13}$ Вт, т. е. по данным разных авторов в оценке меридионального переноса наблюдается значительный разброс. Наиболее близкие к нашим расчетам результаты при расчетах по Альбрехту. Кроме того, меридиональные потоки тепла, рассчитанные по данным о тепловом балансе, включают перенос тепла и дрейфовыми течениями и поэтому должны быть выше, чем потоки, рассчитанные только по геострофическому переносу.

Положительный поток тепла (Q_+) достигает максимума $141 \cdot 10^{13}$ Вт также на 35° с. ш. и понижается на севере до $50 \cdot 10^{13}$ Вт. Отрицательный поток, т. е. поток связанный с течениями, направленными на юг, постепенно уменьшается по абсолютной величине от $73 \cdot 10^{13}$ Вт на широте 30° до $20 \cdot 10^{13}$ Вт на 45° с. ш., остается севернее почти постоянным. Он составляет 30—60% от положительного потока.

На рис. 3 представлены потоки тепла на широтах в узлах расчетной сетки, суммированные по всей толщине и по слоям 0—200 м 0—1000 м и 1000 м — дно. (Потоки проинтегрированы по пятиградусной стороне расчетной сетки). В суммированном потоке и в потоках по слоям четко прослеживаются максимумы в меридиональных переносах тепла. На южных разрезах они находятся в западной части океана и перемещаются на восток при продвижении на север, уменьшаясь по амплитуде (в суммированном по глубине потоке с $50 \cdot 10^{13}$ Вт на 35° с. ш. до $9 \cdot 10^{13}$ Вт — на 55° с. ш.), на широтах 35—50° с. ш. видны два максимума. В областях, связанных с максимумами, переносится 70—95% общего потока тепла. Отрицательные потоки тепла в центральных и восточных районах океана мало меняются по долготе и незначительны $\approx 2—3 \cdot 10^{13}$ Вт (в каждой точке расчетной сетки). Но поскольку они занимают значительную площадь, то вклад их в тепловой межширотный обмен существенен.

Перенос тепла в слое 0—200 м в зонах максимального переноса составляет 30—60% от суммированного по глубине потока и, следовательно, не является определяющим.

В слое 0—1000 м в зонах максимального переноса поток тепла превышает суммированный по глубине поток тепла на 30—40%. Этот избыток компенсируется противоположно направленным потоком в слое 1000 м — дно (см. рис. 3,*б*). В восточных районах на широтах 30—45° в слое 0—1000 м незначительные по величине потоки в основном направлены на юг, под ними в слое 1000 м — дно компенсирующие, несколько меньшие, потоки направлены на север.

Из рассмотренной выше схемы меридионального переноса тепла на широтных разрезах можно сделать вывод, что основным

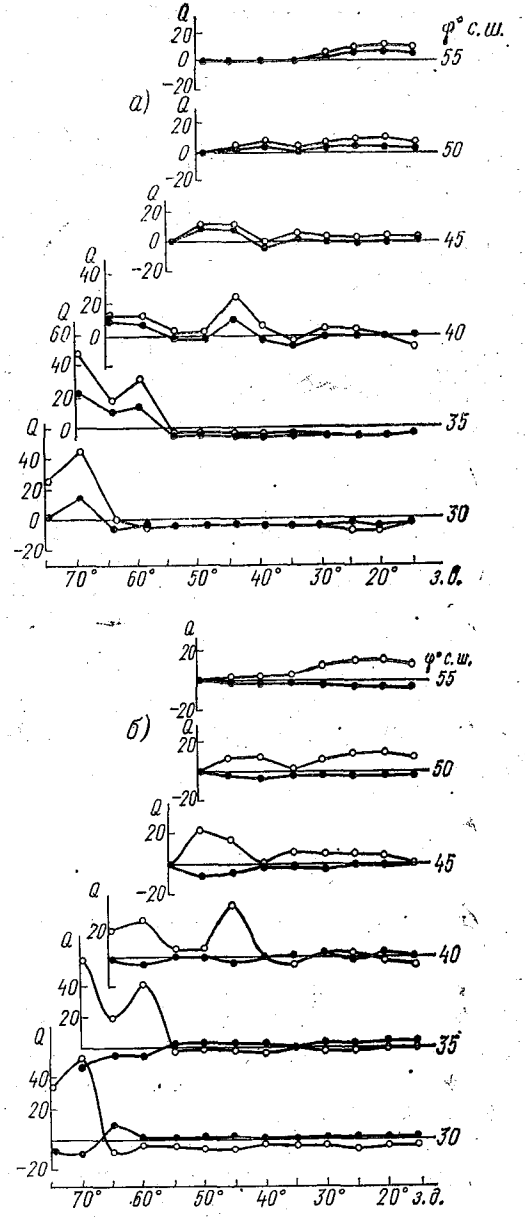


Рис. 3. Меридиональный поток тепла (10^{13} Вт) в узлах расчетной сетки (поток проинтегрированного по пятиградусной стороне расчетной сетки):

а —○— суммированный по глубине, —●— по слою 0—200 м; *б* —○— по слою 0—1000 м, —●— по слою 1000 м — дно

фактором, определяющим меридиональный поток тепла, являютс интенсивность и структура океанической циркуляции выше и ниж главного термоклина (≈1000 м). Схематически Северную Атла тику можно разделить на западную, северо-западную, северну область (I) и на южную, юго-восточную (II). В области I выш главного термоклина происходит основной перенос тепла к се веру, связанный с интенсивной меридиональной циркуляцие В слое 1000 м — дно, ниже термоклина, расположен компенс ционный поток, противоположно направленный и составляющи 20—30% от верхнего потока.

В области II в слое 0—1000 м потоки тепла направлены н юг и незначительны. Но так как они занимают значительну площадь, то их влиянием на формирование теплового режим океана нельзя пренебрегать. В слое 1000 м — дно перенос тепл направлен на север и величины незначительны, а в центрально части пренебрежимо малы.

Дополнительная фильтрация шумов позволила рассчитат абсолютную геострофическую циркуляцию, сбалансированную п расходам на широтных разрезах. На основе сбалансированно крупномасштабной циркуляции была сделана оценка климати ческих меридиональных потоков тепла. Оценка интегрированны по широте и глубине потоков тепла близка с оценками, сделан ными для некоторых широт в [6]. Интенсивность и структур меридионального климатического переноса тепла тесно связан с интенсивностью и структурой крупномасштабной циркуляци выше и ниже термоклина.

ЛИТЕРАТУРА

1. Корт В. Г. Водообмен между океанами. — Океанология, 1962, 4 с. 593—598.

2. Кэдзоу Д. Спектральное оценивание: метод переопределенной системы уравнений рациональной модели. — ТИИЭР, 1982, 9, с. 256—293.

3. Худсон Д. Статистика для физиков. — М.: Мир, 1970. — 296 с.

4. Bryan K. Meosarment of meridional heat transport of ocean current J. Geoph. Res., 1962, 9, p. 3403—3414.

5. Noble B. Applied linear algebra, N. Y., 1969, 523 p.

6. Roemmich D. Estimation of meridional heat flux on the North Atlantic by inverse methods. J. Phys. Ocean., 1980, 10, p. 1972—1983.

7. Schott F. and Stommel H. Betaspirals and absolute velocities in different oceans. Deep-sea. Res., 1978, 11, p. 961—1010.

8. Schott F. and Zantoff R. Calculation of absolute velocities from different panemeters in the western North Atlantic. J. Geoph. Res., 1979, C 11 p. 6990—6994.

ДК 551.465.41

В. Н. ВОРОБЬЕВ, Ю. Э. ТИТОВ (ЛГМИ)

СЕЗОННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ЭНТАЛЬПИИ ВОД И АДВЕКЦИИ ТЕПЛА В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ АТЛАНТИЧЕСКОГО ОКЕАНА

Исследованию роли океана в короткопериодных изменениях лимата, от сезона до года, в настоящее время уделяется особое нимание [3]. В соответствии с научной концепцией Программы Разрезы», основными целями данных исследований являются зучение временной изменчивости основных характеристик океана атмосферы, а также изучение связи между термическими и диамическими аномалиями в энергоактивных зонах океана.

В этой связи важно выяснить, каким образом изменения энальпии и адвекции тепла в океане влияют на теплообмен с атмоферой. Установлено, что на атмосферные процессы синоптичекого масштаба определяющее влияние оказывает тепловая неднородность подстилающей поверхности. Как известно, в низих широтах океан аккумулирует огромное количество тепла, корое затем переносится течениями в высокие широты. Адвекция епла течениями является одним из главных факторов, опредеяющих тепловое состояние вод в северных широтах. Она вноит значительный вклад в изменчивость энтальпии и во многих айонах равносильна роли тепловых изменений на поверхности ли даже более существенна.

В настоящей работе расчеты изменения энтальпии и адвекии тепла были выполнены более широко, чем в предыдущих исследованиях [2, 4]. В качестве исходных данных использовались начения температуры и солености в центрах одноградусных вадратов от экватора до 60° с. ш. в северной части Атлантичекого океана. Расчеты энтальпии вод и ее изменчивости провоились по известным формулам

$$Q=\rho c_p \int_0^z T\,dz,\ \Delta Q=(Q_{n+1}-Q_n)/N,$$

де ρ и c_p — плотность и удельная теплоемкость морской воды; — температура, °С; z — глубина; Q_n, Q_{n+1} — значения энтальии в рассматриваемый и следующий за ним сезоны; N — число екунд в сезоне.

Толщины слоев воды для анализа пространственно-временной зменчивости энтальпии вод выбирались из следующих соображений: слой 0—50 м как наиболее активно взаимодействующий

с атмосферой и слой 0—200 м — деятельный слой океана, опре
деляющий долгопериодную составляющую энергообмена во взаи
модействии океана с атмосферой.

Расчет адвекции тепла течениями проводился по соотноше
нию, предложенному в [5]:

$$Q_a = U \frac{\partial Q}{\partial x} + V \frac{\partial Q}{\partial y},$$

где U, V — составляющие скорости течений на параллель и ме
ридиан. Для оценки тепла дрейфовыми течениями в слое 0—50 м
составляющие скорости были взяты из работы [6] и проинтер
полированы в центры пятиградусных квадратов. Для оценки ад
векции тепла геострофическими течениями в деятельном слое оке
ана составляющие скорости вычислялись динамическим методом
относительно «нулевой» поверхности Дефанта в центрах десяти
градусных квадратов. Заметим, что исследования циркуляции
в океанах, приведенные в последние годы, говорят о том, что ка
чественные и количественные результаты динамического метода
неплохо согласуются с инструментальными наблюдениями [5, 6].

Общая картина распределения энтальпии вод от сезона к се
зону в слое 0—200 м существенно не меняется по сравнению с
слоем 0—50 м. На общем фоне теплоотдачи океана в атмосферу
характерной для холодной половины года, пространственное по
ложение очагов потери и притока тепла, вероятно, определяется
адвекцией тепла, течениями, о чем свидетельствует качественное
совпадение зон положительных и отрицательных значений измен
чивости энтальпии от зимы к весне и адвекции тепла зимой.

Максимальные значения изменчивости энтальпии вод слоя
0—200 м в этот период отмечаются в тропической, ньюфаундленд
ской и энергоактивной зоне Гольфстрима, соответственно
достигая значений 5,30÷150 Вт·м$^{-2}$; —240÷—60 Вт·м$^{-2}$, 570÷
÷190 Вт·м$^{-2}$.

В этих же районах наблюдается максимальный адвективный
перенос тепла геострофическими течениями, который соизмерим
с величинами изменения энтальпии вод в деятельном слое и со
ставляет в тропической зоне 410÷40 Вт·м$^{-2}$, ньюфаундлендской —
—400÷—190 Вт·м$^{-2}$ и в зоне Гольфстрима 450÷120 Вт·м$^{-2}$.
В среднем по всей акватории Северной Атлантики изменчивость
энтальпии вод и адвекция тепла составляют 100÷30 Вт·м$^{-2}$, часто
не совпадающие по знаку. Особенно это относится к восточной
части Северной Атлантики, где Канарское течение в этот период
развито слабо и несколько усиливается только в зоне слияния
с Северным Пассатным течением. Средние скорости течений зи-
мой здесь не превышают 5 см·с$^{-1}$. Поэтому ведущую роль в фор-
мировании температурных аномалий в этом районе вероятно, сле-
дует отвести атмосферным процессам.

Усиленный радиационный прогрев поверхностного слоя происходит от весны к лету. В связи с этим почти на всей акватории Северной Атлантики энтальпия вод слоя 0—50 м повышается. Ее изменчивость в среднем составляет 20÷80 Вт·м$^{-2}$. Теплонакопление идет на большей части Северной Атлантики и слое 0—00 м. Максимальные значения изменчивости теплового режима о-прежнему отмечаются в энергоактивных зонах. Так, в тропической энергоактивной зоне энтальпия вод понижается на 30÷250 Вт·м$^{-2}$; в ньюфаундлендской повышается на 250÷-910 Вт·м$^{-2}$ (экстремальные значения изменчивости энтальпии од, очевидно, связаны с меандрированием фронтальной зоны, азделяющие теплые воды Северо-Атлантического течения и хоодные воды Лабрадорского течения), в энергоактивной зоне ольфстрима понижается на 130÷180 Вт·м$^{-2}$. Сложная пространтвенная структура изменчивости энтальпии вод хорошо согласуется с рассчитанной циркуляцией вод в Северной Атлантике есной, которая существенно отличается от зимней: зона конверенции между Лабрадорским и Северо-Атлантическим течениями местилась к северу и стала менее выраженной, изменилась наравленность течений на северное в Датском проливе и к востоку т него, к югу от 25° с. ш. в зоне от 50° до 20° з. д. геострофический перенос имеет преимущественно южное направление, усилось Флоридское течение и Гольфстрим, к северу от Антильских стровов сформировалась система антициклонической циркуляции, з двух циклонических систем в тропической зоне Северной Атантики сохранилась только восточная, а ее центр заметно сметился к югу в район экватора. Вместе с тем, необходимо отмеить, что абсолютные величины адвекции тепла течениями уменьшились по сравнению с зимними величинами в энергоактивных онах в среднем в три-четыре раза. Это объясняется уменьшеием пространственных градиентов энтальпии вод и скоростей ечений весной в Северной Атлантике.

От лета к осени уменьшается радиационный прогрев и одноременно активизируется циклоническая деятельность в атмосферых процессах, что должно способствовать понижению энтальпии од. Однако на большей части Северной Атлантики продолжается еплонакопление, которое обусловлено адвекцией тепла как дрейовыми, так и геострофическими течениями (рис. 1, 2). Как покаывают расчеты адвекция тепла дрейфовыми течениями в средем составляют 20—30% от адвекции тепла геострофическими ечениями при данном пространственном и временном масштабах среднения. Общей особенностью циркуляции вод в летний пеиод, как и в зимний, является более высокая интенсивность по равнению с циркуляцией в весенний период. Возросли скорости ереноса вод как дрейфовыми, так и геострофическими течениями зоне Гольфстрима соответственно 30—40 см·с$^{-1}$ и 18—23 см·с$^{-1}$. ось Гольфстрима сместилась к востоку и вместе с Северо-Атланическим течением образовалась как бы единая система пере-

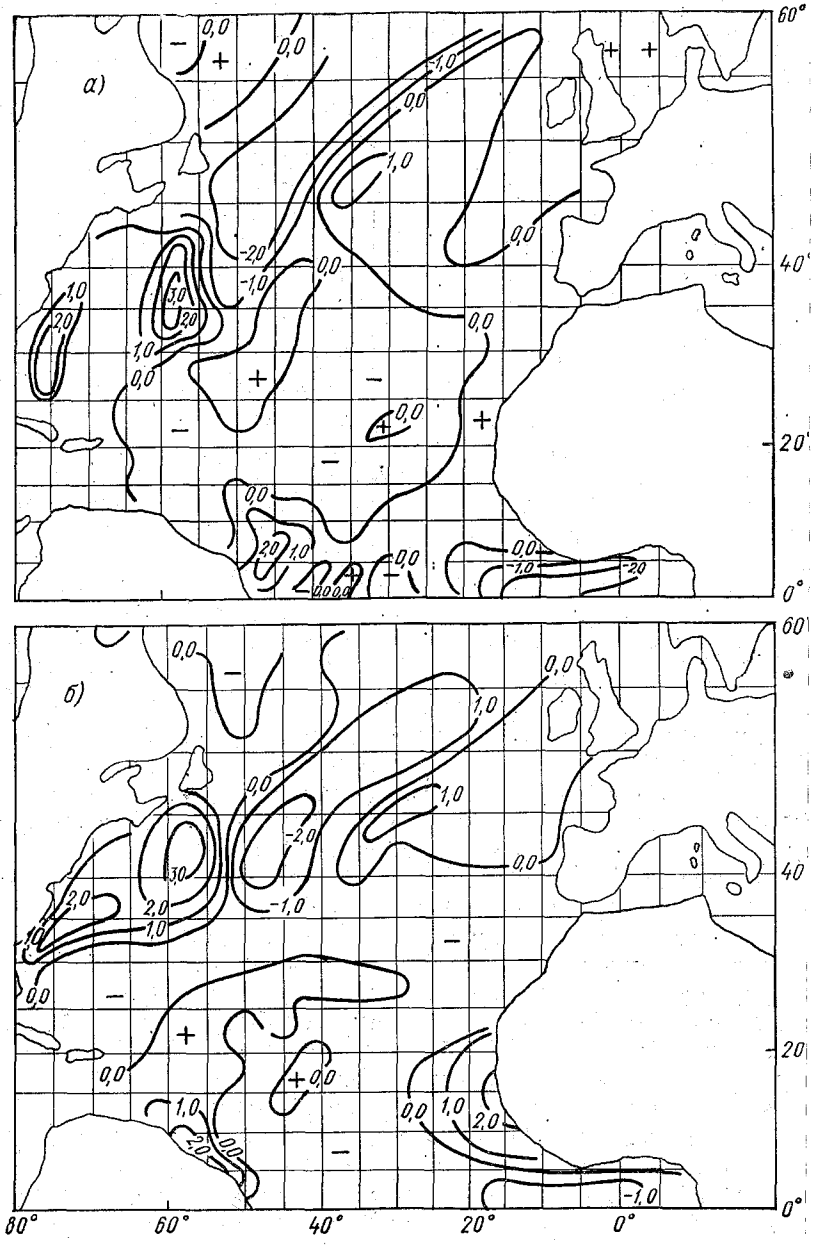
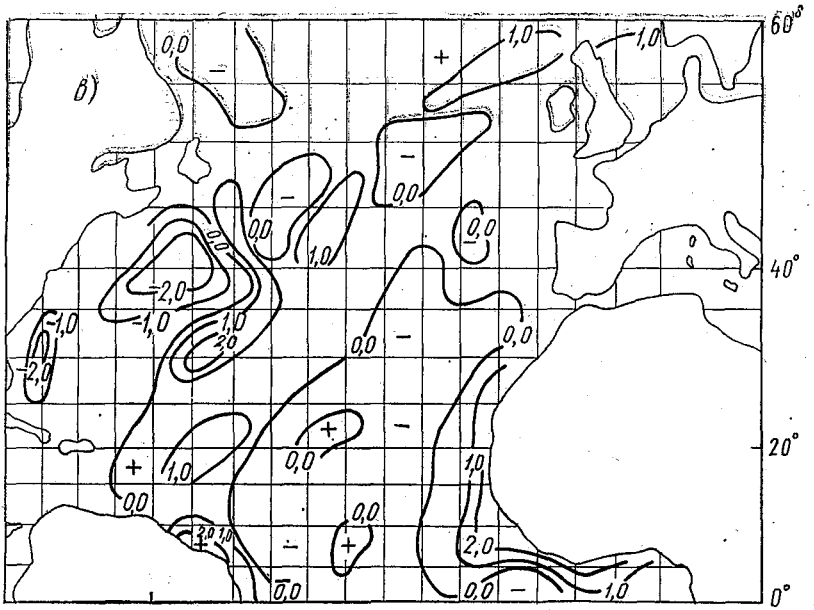
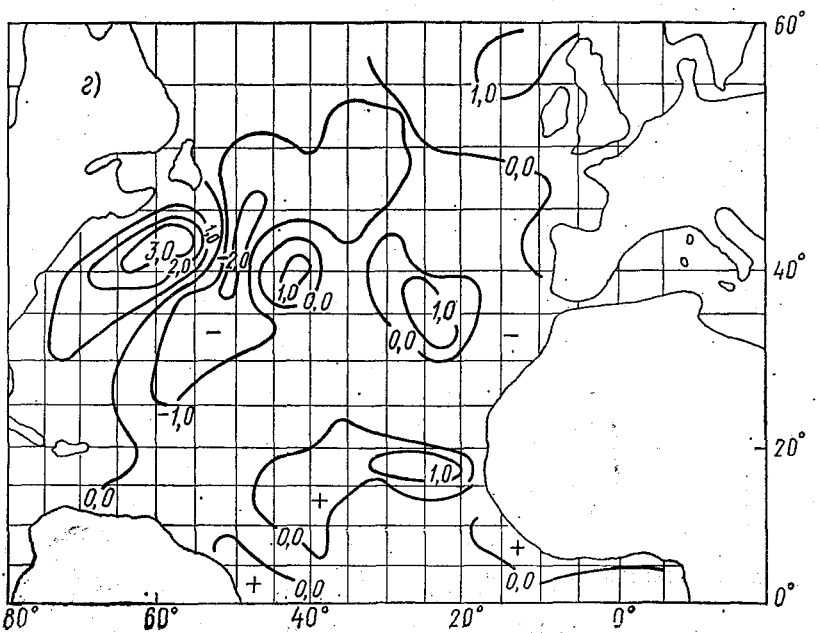


Рис. 1. Адвективный перенос тепла дрейфовыми течениями в слое 0—50 м ($Вт \cdot м^{-2}$):

а — зима; *б* — весна; *в* — лето; *г* — осень


в)
60°
40°
20°
0°


г)
60°
40°
20°
0°
80°
60°
40°
20°
0°

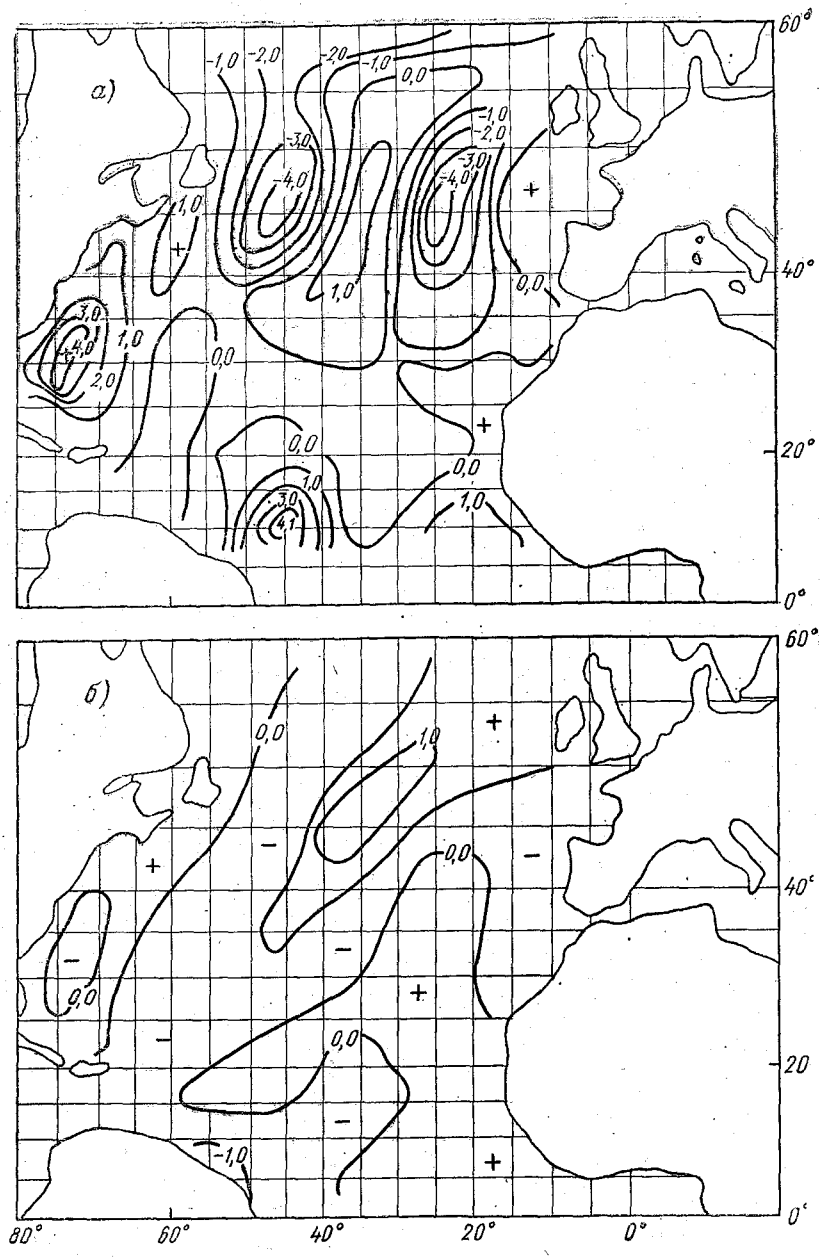
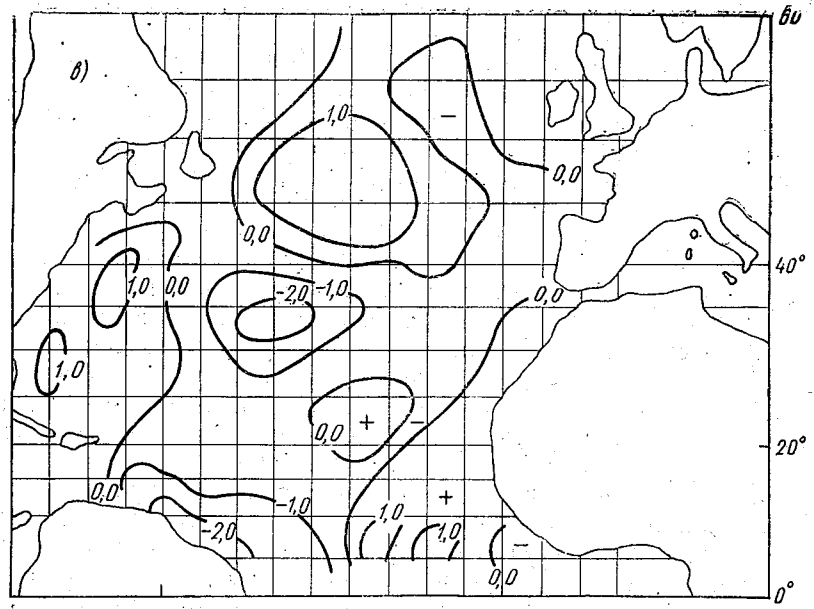
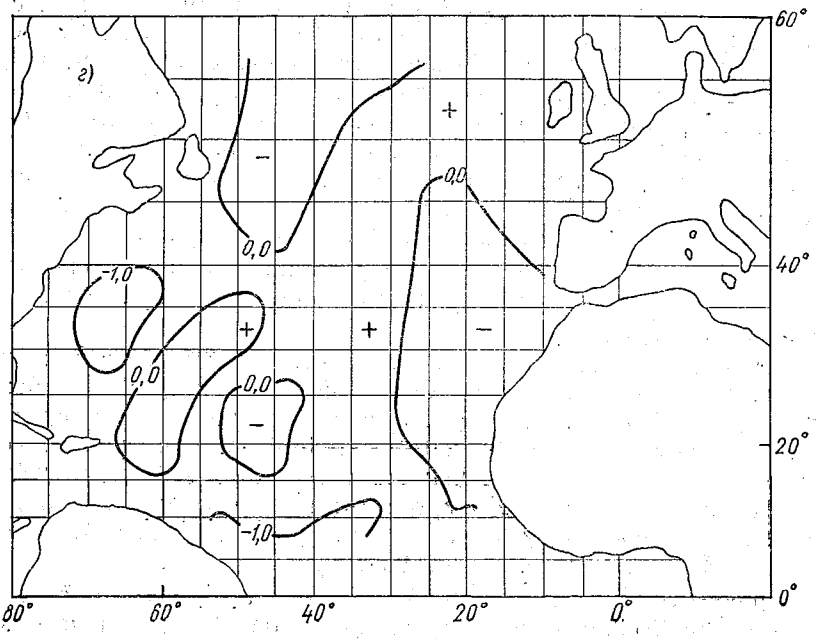


Рис. 2. Адвективный перенос тепла геострофическими течениями в слое 0—200 м (Вт·м$^{-2}$):

а — зима; *б* — весна; *в* — лето; *г* — осень


в)
1,0
0,0
0,0
1,0
0,0
-2,0
-1,0
0,0
1,0
0,0
+
-
0,0
-1,0
-2,0
1,0
+
1,0
-
0,0
60°
40°
20°
0°


г)
+
-
0,0
0,0
-1,0
+
+
-
0,0
0,0
-
-1,0
60°
40°
20°
0°
80°
60°
40°
20°
0°

носа вод в северо-восточном направлении. Зона конвергенци поднялась еще выше к северу и формируется в районе взаимо действия Северо-Атлантического и Восточно-Гренландского тече ний. Возросла интенсивность Северного Пассатного течения, одн из ветвей которого дает начало мощного переноса вод на юго восток вдоль южно-американского побережья. Скорость этог переноса дрейфовыми течениями достигает 40 см·с$^{-1}$, геострофи ческими — 25 см·с$^{-1}$. Вследствие этого энтальпия вод 200-метро вого слоя в ньюфаундлендской энергоактивной зоне повысилас на 240÷400 Вт·м$^{-2}$, в зоне Гольфстрима на 360÷560 Вт·м$^{-2}$ в зоне Гольфстрима на 360÷560 Вт·м$^{-2}$, в тропической на 80÷ ÷170 Вт·м$^{-2}$.

От осени к зиме энтальпия вод понижается по всей аквато рии Северной Атлантики. Как и весной интенсивность течени осенью вновь ослабевает. Основной особенностью циркуляци в этом сезоне следует, по-видимому, считать образование дву центров в системе антициклонической циркуляции. Один из ни сохранил свое положение в районе к северу от Антильских ос ровов, а второй сформировался на восточной периферии антици лонического круговорота в точке с примерными координатам 30° с. ш., 35° з. д. Горизонтальные масштабы восточного центр существенно меньше, в то время как средние скорости заметн выше. Можно полагать, что он является началом образовани антициклонической системы, характерной для зимнего сезон

По-прежнему высокие скорости до 10—12 см·с$^{-1}$ сохраняют во Флоридском течении и Гольфстриме. В районе 50° с. ш. сфо мировалась зона конвергенции, как результат взаимодействи Лабрадорского и Северо-Атлантического течений. Отметим, чт в средних широтах Северо-Атлантическое течение характеризует значительной зональной составляющей, хотя и с невысокими ск ростями. На востоке оно разделяется на две ветви: одна дв жется в северо-восточном направлении, усиливаясь в районе Фа рерских островов до 10—12 см·с$^{-1}$, а другая поворачивает к юг включаясь в систему антициклонической циркуляции.

На юге Северной Атлантики сохраняет свою интенсивнос Северное Пассатное течение и предполагается образование ци лонической системы к востоку от 40° з. д.

По-прежнему значительны величины изменчивости энтальп вод в энергоактивных зонах Северной Атлантики. Так, в ньюф ундлендской зоне изменчивость энтальпии вод деятельного сл в этот период составила — 110÷ — 690 Вт·м$^{-2}$, в тропической 50÷ — 80 Вт·м$^{-2}$, в зоне Гольфстрима — 450÷ — 940 Вт·м$^{-2}$. Д слоя 0—50 м в этих же энергоактивных зонах изменчивость э тальпии вод составила соответственно — 60÷ — 230 Вт·м$^{-2}$, 0 ÷ — 20 Вт·м$^{-2}$, — 180÷ — 300 Вт·м$^{-2}$.

Практический интерес представляет сравнительный анал вклада адвективного переноса тепла и бюджета тепла на повер

ости океана в изменчивость энтальпии деятельного слоя в энергоактивных зонах Атлантического океана (см. таблицу).

Средние сезонные значения составляющих бюджета тепла (Вт · м$^{-2}$) деятельного слоя в энергоактивных зонах Северной Атлантики

Энергоактивная зона	Составляющие бюджета тепла	Сезоны			
		зима	весна	лето	осень
ьюфаундлендская	$Q_т$	—150	106	135	—67
	$Q_а$	—250	—30	170	—110
	Q_{0-200}	—240	110	350	—160
ропическая	$Q_т$	—20	30	60	10
	$Q_а$	410	—120	160	—110
	Q_{0-200}	430	—130	170	—80
ольфстрим	$Q_т$	—160	10	54	—170
	$Q_а$	450	—80	180	—160
	Q_{0-200}	310	—100	280	—400

Таким образом, результаты анализа сезонной изменчивости энтальпии вод 0—50 м и 0—200 м в связи с адвекцией тепла дрейфовыми и геострофическими течениями обнаруживают ряд характерных черт, присущих только одному или двум рассмотренным сезонам. Из анализа результатов таблицы можно сделать вывод о ведущей роли адвекции тепла в изменчивости энтальпии деятельного слоя в зимний и летний сезоны в энергоактивных зонах Северной Атлантики.

Выводы

1. Пространственное положение зон максимальной изменчивости энтальпии вод в слоях 0—50 м и 0—200 м в целом хорошо согласуются с пространственным положением зон, определенными в [3] как энергоактивные зоны океана или зоны активного взаимодействия с атмосферой [1].

2. Значения изменчивости энтальпии вод от сезона к сезону в слое 0—200 м в 2—5 раз выше, чем в слое 0—50 м.

3. Адвекция тепла течениями в зимний и летний сезоны играет ведущую роль в изменчивости энтальпии вод деятельного слоя в энергоактивных зонах Северной Атлантики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бирман Б. А., Позднякова Т. Г. Климатические характеристик теплообмена в зонах активного взаимодействия океана и атмосферы. — М 1985. — 82 с.
2. Гезенцвей А. Н. Дивергенция дрейфовых потоков и перенос тепл течениями в северной части Тихого океана и Северной Атлантике. — Труд ИОАН СССР, 1954, т. 9, с. 54—119.
3. Итоги науки и техники. Серия: Атмосфера, океан, космос. — Программ «Разрезы», том 1. М., 1983. 58 с.
4. Смирнова А. И. Атлас изменений состояния системы океан — атмо сфера в Северной Атлантике. Сезонные и межгодовые изменения теплосодер жания и адвекции в деятельном слое Северной Атлантики. — Л.: Гидрометео издат, вып. 4—9. 1969. — 55 с.
5. Bathen K. Heat storage and advection in the North Pacific Ocean Hawaii Inst. of Geophys, Univ. of Hawaii, 1970, HIG-706, p. 122.
6. Meehl G. A. Characteristics of Surface Current Flow Inferred fron a Global Ocean Current Data Set. — J. Phys. Oceanogr., 1982, vol. 12, N 6.
7. Levitus S. Climatological atlas of the World Ocean. — NOAA Prof. Pap. 1982, N 13.

УДК (551.465.52+551.465.53) (261.5)

Н. П. СМИРНОВ (ЛГМИ), Е. Л. АМОНСКИЙ (ААНИИ)

ПОВЕРХНОСТНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ АТЛАНТИЧЕСКОГО СЕКТОРА ЮЖНОГО ОКЕАНА

Описания поверхностной циркуляции Южного океана, сделанные на основе расчетов динамическим методом и по диагностическим моделям, имеют тот существенный недостаток, что они выполнены по среднемноголетним полям плотности, которые получены в основном по данным для летнего сезона. Отсюда понятно, насколько важными и уникальными являются данные о поверхностных течениях, полученные в результате осуществления первой программы по размещению дрейфующих буев в Южном полушарии в период первого глобального эксперимента ПИГАП (ПГЭП) в 1979 г.

Каждый дрейфующий буй был снабжен анемометром, термистером для определения температуры воды и плавучим якорем, подвешенным к телу буя на глубинах от 15 до 25 м. Более 300 дрейфующих буев было размещено в Южном полушарии в зоне 20—70° ю. ш. Передача данных, включая данные местоположения буев, осуществлялась с помощью специальной системы телеметрического слежения «Service Argos», использующей искусственные спутники Земли. При этом более 70% буев находились друг от друга на расстоянии, не превышающем 500 км.

В результате возникла реальная возможность изучения горизонтальных масштабов поверхностной циркуляции, поскольку ги в силу своей конструкции перемещались по течению и не ыли подвержены влиянию ветра.

Первая попытка анализа данных о дрейфе буев ПГЭП для арактеристики циркуляции поверхностных вод Южного океана ыла предпринята В. Г. Кортом [2]. Им была составлена сводая карта траекторий дрейфующих буев за период с января по юль 1979 г. для зоны Антарктического циркумполярного течеия (АЦТ). Выполнив статистическую обработку параметров раектории дрейфа буев, В. Г. Корт получил среднюю скорость ЦТ равную 25—30 см·с$^{-1}$. Им отмечены также волновые колеания траекторий с периодом 5—20 суток и длиной волны 200—00 км, которые в атлантическом секторе Южного океана наибоее часто наблюдаются в районе моря Скоша.

Дл. Мейнке [4] выполнил анализ дрейфа буев за период конца ноября 1978 г. по июнь 1979 г. Составленную им карту н сопоставил с картой поверхностных течений, полученной по анным сноса судов и расчетам геострофических течений [5], и олучил неплохое соответствие.

Позднее в работе авторов совместно с Э. И. Саруханяном [1] ыл выполнен анализ циркуляции поверхностных вод Южного кеана на основе среднемесячных величин скорости и направлеия дрейфа буев за период с января по ноябрь 1979 г. Были поучены сезонные карты течений, на которых представлены среднемесячные векторы течений для отдельных сезонов. Область АЦТ на этих картах характеризовалась повышенными значениями скоростей течений (30—50 см·с$^{-1}$). Особенностью их являлось также наличие выраженных субтропических антициклонических круговоротов со скоростями течений существенно меньшими, чем в АЦТ и не превышающими 30 см·с$^{-1}$ и к югу от АЦТ — циклонических круговоротов Уэдделла и Росса со скоростями течений порядка 10—20 см·с$^{-1}$.

В настоящей работе использованы данные дрейфующих буев только для атлантического сектора южного полушария, причем в отличие от предыдущей работы были рассчитаны среднемесячные и сезонные поля скоростей течений в узлах пятиградусной регулярной сетки. При расчете скоростей течений использовалась интерполяция полей, основанная на применении метода конечных элементов [3].

Метод конечных элементов представляет собой эффективный метод полиномиальной интерполяции, применяемый при решении различных физических задач.

Основная идея метода конечных элементов состоит в том, что любую непрерывную величину, такую как температура, давление, и скорость, можно аппроксимировать дискретной моделью, которая строится на множестве кусочно-непрерывных функций, опре-

деленных на конечном числе подобластей, называемых элемен тами. Кусочно-непрерывные функции определяются с помощью значений непрерывной величины в конечном числе точек рассмат риваемой области. Эти точки называются узловыми или прост узлами. Подобласти (элементы) имеют общие узлы и в совокуп ности аппроксимируют форму области. В качестве функции эле мента чаще всего применяется полином, порядок которого зави сит от числа данных о непрерывной функции, используемы в каждом узле элемента.

Таким образом, сущность метода конечных элементов состои в разбиении области задания функции на простые элементы (тре угольники, четырехугольники) с вершинами в пунктах наблюде ния и полиномиальной интерполяции функции на каждой подоб ласти. Так для элемента с тремя вершинами, в которых задань значения поля T_i, T_j и T_k, применяется следующая интерполяцион ная формула:

$$T = N_i T_i + N_j T_j + N_k T_k,$$

где

$$N_i = \frac{1}{2A}\left[(X_j Y_k - X_k Y_j) + (Y_j - Y_k) X + (X_k - X_j) Y\right],$$

$$N_j = \frac{1}{2A}\left[(X_k Y_i - Y_k X_i) + (Y_k - Y_i) X + (X_i - X_k) Y\right],$$

$$N_k = \frac{1}{2A}\left[(X_i Y_j - X_j Y_i) + (Y_i - Y_j) X + (X_j - X_i) Y\right].$$

Здесь X и Y — координаты узла; A — площадь треугольного симплекс-элемента с координатами вершин $X_i Y_i$, $X_j Y_j$, $X_k Y_k$.

Векторная величина, например скорость, имеет как величину, так и направление, поэтому в каждом узле необходимо определять более одной неизвестной. Обычно в этом случае векторная величина представляется ее компонентами, которые рассматриваются как неизвестные скалярные величины.

Величина шага расчетной сетки выбрана из следующих соображений. С одной стороны, необходимо достаточно подробно характеризовать процессы синоптического масштаба, и поэтому плотность информации, используемой в качестве исходной, должна быть достаточной для рассмотрения исследуемых масштабов, а искажения при интерполяции пространственных изменений параметров с этими масштабами должны быть минимизированы.

С другой стороны, выбор пятиградусных трапеций для интерполяции в их вершины (узлы) диктуется прежде всего скудостью информации, так как расстояния между буями, т. е. географическими точками, в которых известны значения скоростей, были порядка 500 км, что в среднем соответствует стороне пятиградусной трапеции.

В то же время, в работе [6] использовалось как пятиградусное для всего Мирового океана, так и одноградусное, для отдельных районов его, осреднение при построении карт распределения плотности кинетической энергии синоптических течений, по данным дрейфа и сноса судов. Во всех главных чертах эти карты сходны, что является обнадеживающим свидетельством достаточной информативности карт, основанных на пятиградусном осреднении. Исходными данными для интерполяции полей послужили среднесуточные значения составляющих скоростей на меридиан и параллель, рассчитанные в работе [1]. Затем в каждом узле сетки вычислялись среднемесячные и осредненные по сезонам составляющие и строились векторы скоростей течений. В качестве меры устойчивости течений по направлению использовалось отношение модуля средней скорости к среднеарифметической величине суточных скоростей за период осреднения

$$|v|/v_a \cdot 100\%.$$

Известно, что средние крупномасштабные течения служат только фоном, на котором развиваются движения синоптических масштабов. Достаточно обобщенной, не зависящей от случайных конкретных черт, характеристикой синоптических течений может служить осредненная по времени кинетическая энергия вихревого поля [6].

Для каждого узла расчетной сетки определялись средние арифметические значения составляющих скорости среднего течения $\bar{u}$ и $\bar{v}$, затем подсчитывались отклонения от этих значений среднесуточных составляющих в каждом узле сетки $u'=u-\bar{u}$, $v'=v-\bar{v}$ и величины $\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{v'v'}$. Можно рассматривать эти величины как оценки горизонтальных компонентов тензора напряжения Рейнольдса крупномасштабной океанической турбулентности с временными масштабами больше, чем одни сутки и пространственными масштабами порядка 500 км. Таким образом, кинетическая энергия отклонений скорости, трактуемых как скорости синоптических возмущений крупномасштабных течений, представляет собой величину

$$E_l = \frac{1}{2}\overline{(u'^2+v'^2)},$$

кинетическая энергия среднего поля скорости — величину

$$E_m = \frac{1}{2}(\bar{u}^2+\bar{v}^2).$$

На рис. 1 приведены карты средних векторов течений за отдельные сезоны года, на рис. 2 устойчивость средних векторов течений по направлению, а на рис. 3 и 4 кинетическая энергия среднего потока E_m и вихревая кинетическая энергия E_l, соответственно.

Анализ результатов, приведенных на рис. 1 и 2, показывает что основные крупномасштабные черты поверхностной циркуляции Южной Атлантики и атлантического сектора Южного океана обладают устойчивостью во все сезоны. На всех картах отчетливо выделяется область АЦТ, характеризующаяся повышенными значениями скоростей течений (20—30 см·с$^{-1}$) и устойчивостью направления (70—90%). Наибольшие скорости и устойчивость п

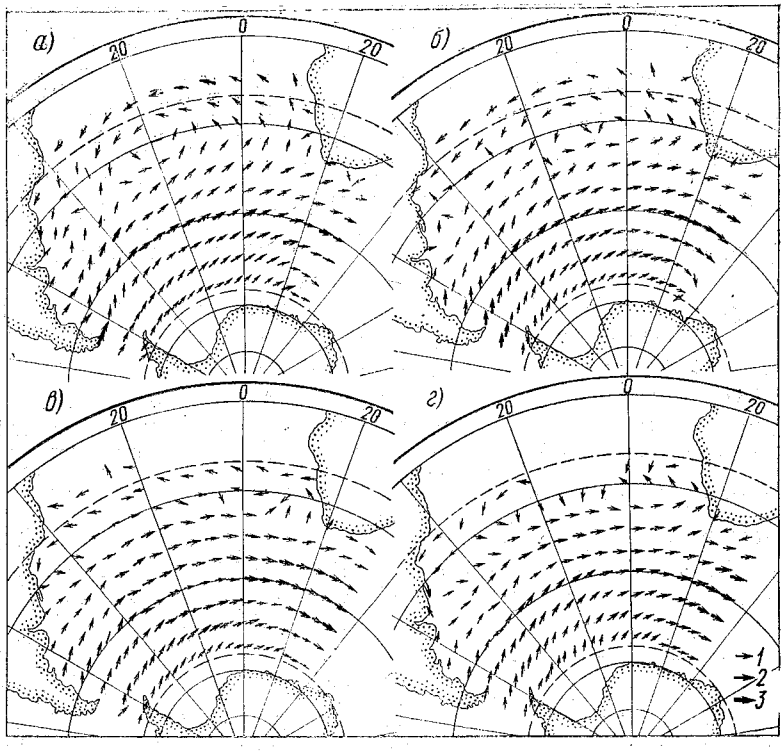


Рис. 1. Средние векторы течений на поверхности за январь — февраль (*а*), март — май (*б*), июнь — август (*в*), сентябрь — ноябрь (*г*) 1979 г.:

1 — 0—10 см·с$^{-1}$; *2* — 10—20 см·с$^{-1}$; *3* — 20—30 см·с$^{-1}$

направлению АЦТ имеет в восточной части рассматриваемог района, между Африкой и Антарктидой. Только в летний и осен ний периоды здесь наблюдается некоторое уменьшение скоросте течений. Наоборот, в западной и центральной части района мак симальные скорости течений в АЦТ наблюдаются в летне-осенни период и уменьшаются зимой и, особенно, в весенний перио Южного полушария. В западной части района в зимний и весен

й периоды снижается и устойчивость основного потока АЦТ по правлению до 60%.

Сезонные карты распределения кинетической энергии среднего тока E_m (рис. 3) и вихревой кинетической энергии E_l (рис. 4) дтверждают относительно слабую изменчивость АЦТ от сезона сезону. Тем не менее, ранее высказанные закономерности очень рошо выявляются и на картах распределения кинетической ергии среднего потока. Во все сезоны в АЦТ отношение E_l/E_m иблизительно равно 2, а устойчивость выше 60—70%, в то время к к югу от 60° ю. ш. и к северу от 40° ю. ш. величина отноше-я E_l/E_m растёт, а устойчивость течений падает.

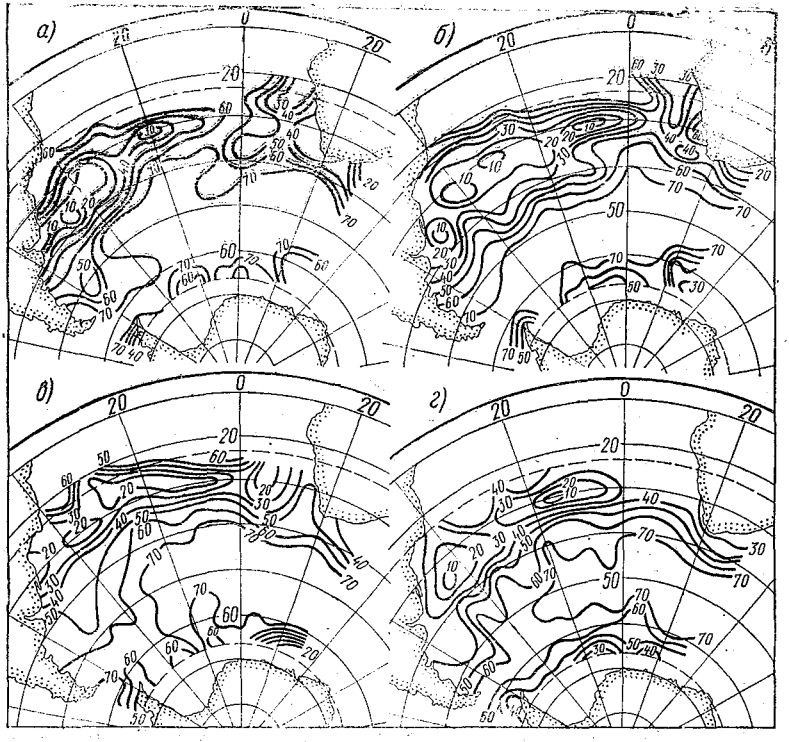


Рис. 2. Устойчивость средних векторов течений по направлению за январь — февраль (*а*), март — май (*б*), июнь — август (*в*), сентябрь — ноябрь (*г*) 1979 г

На всех представленных картах (рис. 1) севернее 40° ю. ш. спределение векторов очерчивает субтропический антициклонический круговорот, внешние контуры которого образованы Браильским течением на западе, Бенгуэльским на востоке, а также жно-Атлантическим течением и южной периферией Южного ссатного течения. Внутри круговорота, судя по распределению

векторов и картам устойчивости течений, в зависимости от вр мени года, существует две или несколько локальных замкнут циркуляций. Оценки скоростей в субтропическом круговороте с щественно меньше, чем в АЦТ и составляют 10—15 см·с$^{-1}$. Кин тическая энергия среднего потока E_m имеет здесь минимальн величины, порядка 20 см^2·с$^{-2}$ и менее. Вихревая энергия в эт районе также относительно невелика, однако в 5—10 раз пре сходит энергию среднего потока.

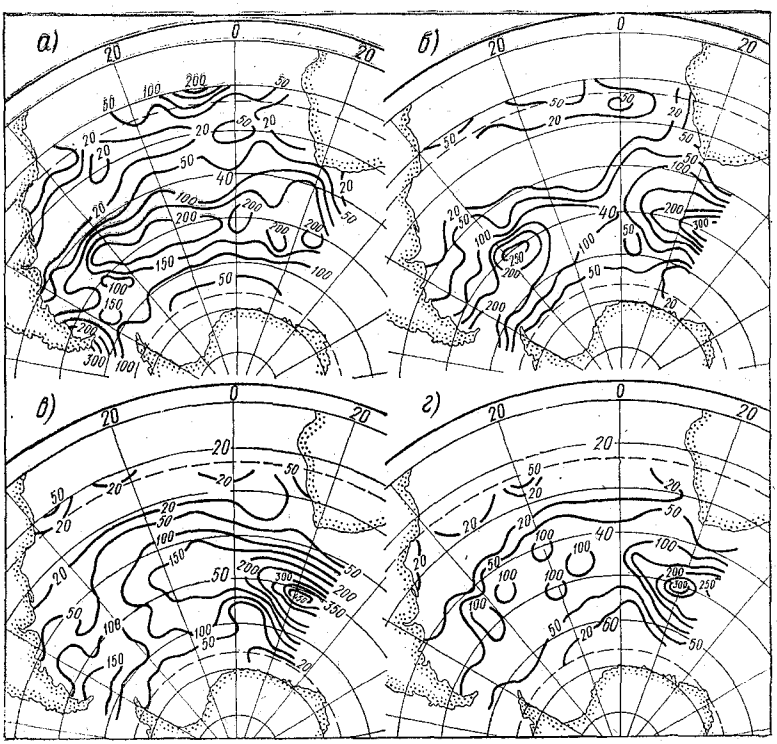


Рис. 3. Кинетическая энергия среднего поля скорости E_m (см^2·с$^{-2}$) за январь — февраль (*а*), март — май (*б*), июнь — август (*в*), сентябрь — ноябрь (*г*) 1979 г

Максимальных значений вихревая энергия достигает в севе западной части рассматриваемого района на широте 40° ю. ш., г она в летний и особенно осенний периоды достигает величин 500 700 см^2·с$^{-2}$. Зимой и весной ее значения уменьшаются в 2—3 ра Другой район повышенных значений вихревой энергии набл дается к югу от Африки, и максимальные значения энергии зде наблюдаются весной и осенью (400 см^2·с$^{-1}$ и более).

К югу от АЦТ намечается северная ветвь круговорота Уэдэлла. Наиболее устойчивы течения в этой области в летний ериод и наименее устойчивы весной. Весной наблюдаются и миимальные скорости течений в круговороте (8—10 см·с$^{-1}$) и наиеньшие значения кинетической энергии среднего потока 20 см^2·с$^{-2}$ и не менее). Вихревая энергия во все сезоны близка величине 100—120 см^2·с$^{-2}$.

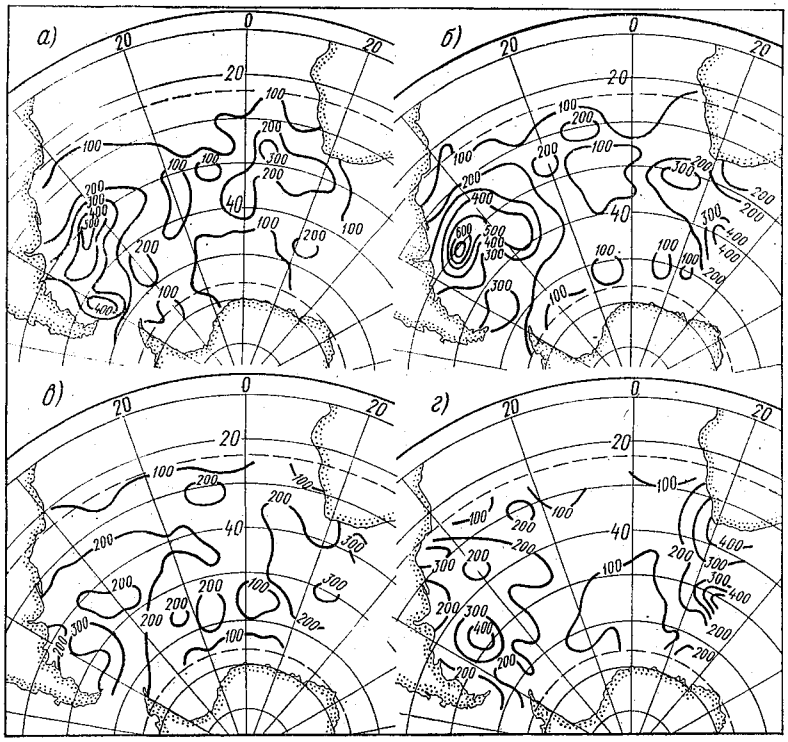


Рис. 4. Вихревая кинетическая энергия E_e (см^2 · с$^{-2}$) за январь — февраль (*а*), март — май (*б*), июнь — август (*в*), сентябрь — ноябрь (*г*) 1979 г

Представляет интерес проанализировать зонально осредненные ачения E_m и E_l для четырех сезонов (см. таблицу).

Прежде всего следует отметить, что максимально высокие ачения кинетической энергии среднего потока наблюдаются во се сезоны года в широтной зоне 45—55° ю. ш., а минимальные а 30° ю. ш. Второй важной особенностью является заметно меньие значения E_m в широтной зоне 45—60° ю. ш. в весенний пеиод. На 50° ю. ш., где значения E_m максимальны, весной E_m бо-

лее чем в 1,5 раза меньше, чем в другие сезоны. В широтн зоне 25—40° ю. ш. и к югу от 60° ю. ш. значения E_m во все сезо близки между собой.

Зонально-осредненные значения кинетической энергии среднего потока E и вихревой энергии E_l в различные сезоны

Энергия	Сезон	Южная широта (град.)								
		25	30	35	40	45	50	55	60	6
E_m см²·с⁻²	Лето	40	22	24	69	144	193	163	85	4
	Осень	26	10	16	50	110	177	139	99	3
	Зима	17	9	45	81	151	187	139	95	2
	Весна	26	10	30	62	106	110	89	42	2
E_l см²·с⁻²	Лето	91	141	217	178	235	231	189	152	11
	Осень	74	108	152	225	200	184	179	112	9
	Зима	106	158	209	208	221	218	207	173	11
	Весна	112	171	223	216	214	210	150	126	13

Вихревая энергия достигает максимальных значений в широ ной зоне 35—50° ю. ш. Можно отметить более низкие значен вихревой энергии в осенний период для широтной зоны 25 35° ю. ш. и 60—65° ю. ш. по сравнению с другими сезонами и бол высокие значения летом для широтной зоны 40—50° ю. ш.

Таким образом, основные крупномасштабные черты поверхн стной циркуляции Южной Атлантики, выявленные по результат обработки дрейфа буев ПГЭП за 1979 г., в целом согласуют с картами поверхностных течений, полученными ранее друг методами, что свидетельствует как об устойчивости простра ственных закономерностей циркуляции этого района, так и о р презентативности данных, полученных с применением дрейфу щих буев ПГЭП.

Наряду с этим, построенные нами карты течений облада большей детализацией, что отражает высокую информативнос данных, полученных по дрейфу буев ПГЭП. Приведенные сре ние оценки скоростей течений и их устойчивости по направлени также являются достаточно надежными характеристиками, крайней мере, для конкретных периодов осреднения. Средн скорость АЦТ во все сезоны составляет 20—30 см·с⁻¹. В локал ных ядрах циркуляции антициклонического субтропического кр говорота и на периферии Южного пассатного течения средн

ценки скоростей не превышают 10—15 см·с$^{-1}$. Прослеживается верная граница круговорота Уэдделла, где интенсивность течений возрастает в осенний период.

Карты распределения кинетической энергии средних течений вихревого движения обнаруживают большое сходство с опубликованными в [6]. Почти всюду в атлантическом секторе Южного океана вихревая кинетическая энергия больше, чем кинетическая энергия среднего потока примерно в 1,5—2 раза. Максимальные значения этих величин приурочены к областям интенсивных течений и убывают по мере приближения к стационарным антициклоническому и циклоническому круговоротам. В циркуляционных ядрах вихревая энергия превосходит энергию среднего потока более, чем в 100 раз.

Можно также предполагать, что энергия среднего потока и вихревая энергия в Южном океане достигают наибольших величин летом и зимой. Минимальные же значения энергии среднего потока наблюдаются осенью и особенно весной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амонский Е. Л., Саруханян Э. И., Смирнов Н. П. Циркуляция поверхностных вод Южного океана по данным дрейфующих буев ПГЭП. — Доклады АН СССР, 1983, т. 271, № 2, с. 447—451.
2. Корт В. Г. Мезомасштабная изменчивость течений и температуры в Южном океане по данным дрейфующих буев. — Океанология, 1981, т. 21, вып. 3, с. 405—415.
3. Сегерлинд Л. Применение метода конечных элементов. — М.: Мир, 1979. — 392 с.
4. Meincke J. Note on trajectories of Satellite tracked buoys in the Southern Ocean. — Meereforschung, 1980, v. 28, 2—3, p. 85—89.
5. Tchernia P. Descriptive Rejionol Oceanography, Pergamon Marine Series. — Paris, 1980, v. 3.
6. Wyrtki K., Magaard L., Hager J. Eddy energy in the oceans. — Journal of Geophys. Res., 1976, v. 81, 5, p. 2641—2646.

УДК 551.557

В. Н. МАЛИНИН (ЛГМИ)

ВОДНЫЙ БАЛАНС АТМОСФЕРЫ В НОРВЕЖСКОЙ ЭНЕРГОАКТИВНОЙ ЗОНЕ

Хотя Норвежская энергоактивная зона по своей интенсивности уступает другим энергоактивным зонам океана, однако ее географическое положение, связанное с непосредственной близостью

к Европейскому континенту, позволяет считать ее как одну наиболее важных с точки зрения воздействия на погодные п цессы и формирование увлажнения по крайней мере северо-зап ной части Европейской территории СССР и атлантического с тора Арктики.

Изучению теплового состояния Норвежской энергоактив зоны, под которой мы будем понимать акваторию Норвежск моря, и ее крупномасштабному взаимодействию с атмосферой священо довольно много работ [1, 3, 5, 16, 20, 23], в том чи выполненных на основе данных натурных эксперимен «ПОЛЭКС — Север» [11, 12, 19].

Однако из внимания исследователей практически выпал та важный вопрос, как водный баланс системы океан — атмосфе Действительно, фазовые преобразования влаги являются важн источником энергии, поддерживающим циркуляционные процес в том числе и горизонтальный перенос водяного пара, соединя щий в единый гидрологический цикл водные бюджеты океа атмосферы и поверхности суши. Кроме того, в холодный пери горизонтальный перенос влаги с акватории Северной Атланти по существу является единственным источником выпадения ос ков над большей частью территории СССР и Арктического б сейна.

Для некоторого произвольного объема атмосферы, котор ограничен снизу поверхностью раздела вода — воздух, а свер такой высотой, на которой влажность воздуха очень мала, осре ненное во времени уравнение водного баланса атмосферы (ВБ может быть записано в следующем виде:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\limits_A W dA + \frac{\partial}{\partial t}\int\limits_A W_W\, dA = -\oint_l \vec{F}\cdot\vec{n}\, dl - \oint_l \vec{F}_W\cdot\vec{n}\, dl + \int\limits_A (E-P)\, dA,$$

где W и W_W — соответственно интегральное влаго- и водосод жание атмосферы; $\vec{F}$ и $\vec{F}_W$ — интегрированные по вертикали по ные горизонтальные потоки водяного пара и воды; $\vec{n}$ — единичн вектор, положительно направленный из контура l, стягивающе площадь A; E — испарение; P — осадки.

Таким образом, изменения влаги в атмосфере в парообразн и жидкой (в облаках) фазах происходят за счет горизонтальнс оттока (притока) пара и воды через боковые грани контура, исп рения с поверхности океана и выпадения осадков. Наиболее тру ноопределяемыми членами в уравнении (1) являются содержан и перенос воды в облаках. Из оценок водозапаса облаков, опр деленных на основе спутниковых измерений [4], следует, что

л по сравнению с влагосодержанием атмосферы и составляет нее 1% от последнего.

Непосредственные оценки потока воды в облаках, к сожалено, до сих пор отсутствуют. Однако учитывая, что водозапас мосферы незначителен, маловероятно, чтобы перенос воды совлял существенную долю от переноса водяного пара. Модельe расчеты [14] свидетельствуют, что при осреднении за достаiно длительный интервал времени разность между притоком и оком жидкой влаги даже над не очень крупными территоями становится малой, т. е.

$$F_{W1}=F_{W2}=\oint_l \vec{F}_W\cdot\vec{n}dl=0, \qquad (2)$$

: F_{W1} и F_{W2} — приток и отток воды в облаках через боковые ани контура l.

Однако в районах с резко выраженным влиянием орографии ультирующим притоком влаги в жидкой фазе пренебрегать е нельзя. Норвежское море как раз относится к таким районам, поскольку вдоль его восточного побережья тянутся Скандивские горы, в результате чего над восточной частью моря поянно происходит подъем воздушных масс, образование облачсти и осадков. При этом вынос облачности за пределы Норжского моря должен превышать ее внос и, следовательно, раенство (2) не выполняется. Данное обстоятельство мы будем итывать при составлении водного баланса атмосферы.

Без учета членов, характеризующих содержание и перенос аги в жидкой фазе, и используя формулу Остроградского — усса, перепишем уравнение (1) в следующем виде:

$$\frac{\partial\langle W\rangle}{\partial t}+\langle\operatorname{div}\vec{F}\rangle=\langle E-P\rangle, \qquad (3)$$

е $\langle(\quad)\rangle=A^{-1}\int\limits_A(\quad)dA$ — оператор осреднения по плоади. В уравнении (3) влагосодержание атмосферы обычно опреляется по данным о массовой доли водяного пара q на изобаческих поверхностях, т. е.

$$W=\frac{1}{g}\int\limits_{p_k}^{p_0} q\,dp, \qquad (4)$$

е g — ускорение свободного падения; p_0 и p_k — давление на порхности моря и на изобарической поверхности, где влажностью жно пренебречь.

Используя постулаты осреднения Рейнольдса, запишем

$$\operatorname{div}\vec{F}=\operatorname{div}\bar{\vec{F}}+\operatorname{div}\vec{F}', \qquad (5)$$

где первый член справа характеризует горизонтальный отток (пр ток) водяного пара за счет средней во времени циркуляци а второй член — за счет флуктуаций скорости во времени. В вы ражении (5) полный, средний и вихревой результирующие и тегральные потоки водяного пара определяются по следующи формулам:

$$\vec{F}=\frac{1}{g}\int_{p_k}^{p_0}\overline{q\vec{V}}dp,\quad \bar{\vec{F}}=\frac{1}{g}\int_{p_k}^{p_0}\bar{q}\bar{\vec{V}}dp,\quad \vec{F}'=\frac{1}{g}\int_{p_k}^{p_0}\overline{q'\vec{V}'}\,dp, \qquad (6$$

где $\vec{V}$ — горизонтальный вектор ветра. Результирующий пото представляет векторную сумму зональной и меридиональной со ставляющих потока влаги, т. е.

$$\vec{F}=F_x\vec{i}+F_y\vec{j},\quad \bar{\vec{F}}=\bar{F}_x\vec{i}+\bar{F}_y\vec{j},\quad \vec{F}'=F'_x\vec{i}+F'_y\vec{j}.$$

При описании процессов с большими периодами осреднени (например, месяц) основной вклад в вихревое движение дак циклоны и антициклоны, время существования которых соста ляет от половины до нескольких суток. Поэтому для оценки ви ревого потока влаги $\vec{F}'$ необходимы, как минимум, двухсрочны аэрологические наблюдения в сутки, в то время как средний (а вективный) поток влаги $\bar{\vec{F}}$ может быть определен по средним м сячным аэрологическим данным.

Исходной информацией для оценки левых членов уравнени (3) послужили среднемесячные величины удельной влажности и потоков влаги $(\overline{q\vec{V}}, \bar{q}\bar{\vec{V}}, \overline{q'\vec{V}'})$ на стандартных изобарических по верхностях, вычисленные для ряда зарубежных аэрологически станций по срочным данным за 1957—1965 гг. [18]. Методик обработки исходных данных подробно обсуждается в работе [13

Схема расположения аэрологических станций приводится н рис. 1. Нетрудно видеть, что по контуру Норвежского мор имеется лишь шесть станций, причем только на южном участк контура плотность сети можно считать удовлетворительной. По этому для получения надежных оценок $\operatorname{div}\vec{F}$ необходимо предв рительно произвести интерполяцию потоков влаги в наиболее и формативные точки контура. Под информативными точками м понимаем такие точки контура, введение каждой из которых ск зывается на точности расчета $\operatorname{div}\vec{F}$, т. е.

$$\left|\frac{(\operatorname{div}\vec{F})_{k+1}-(\operatorname{div}\vec{F})_k}{(\operatorname{div}\vec{F})_k}\right|\geqslant Cr \qquad (7$$

где k — число станций, составляющих контур; Cr — критерий то ности.

Для крупных континентальных районов ($A > 10^6$ км^2) при достаточно плотной сети аэрологических станций относительная погрешность расчета $\operatorname{div}\vec{F}$ за многолетний период времени составляет несколько процентов [14]. Поэтому, например, можно принять $Cr = 0{,}05$.

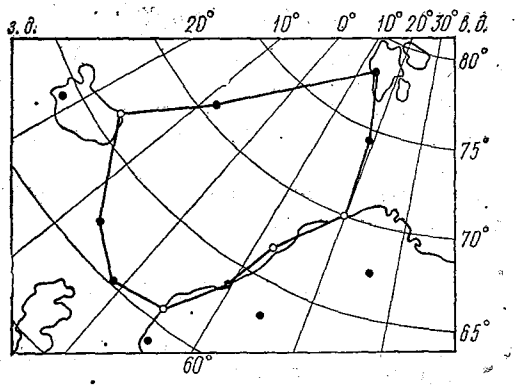


Рис. 1. Аппроксимация Норвежского моря контуром из аэрологических станций:
● — действующие аэрологические станции; ○ — информативные точки контура

Естественно, задача определения информативных точек контура непосредственным образом связана с задачей интерполяции потоков влаги. Поскольку характер используемых данных не позволил применить для интерполяции хорошо известные методы объективного анализа (например, оптимальную и полиномиальную интерполяции), то мы для этой цели решили воспользоваться тренд-анализом.

Тренд-анализ является одним из методов многомерной статистики, получившим довольно широкое распространение прежде всего в геологии [9]. В основе метода лежит представление тренда как некоторой функции пространственных координат, построенной по эмпирическим данным таким образом, чтобы сумма квадратов отклонений их от поверхности тренда была минимальна.

Основная формула двухмерного тренд-анализа может быть записана следующим образом:

$$G(X, Y) = \sum_{i=0}^{m} \sum_{j=0}^{m-i} a_{ij} X^i Y^j, \qquad (8)$$

где X, Y — географические координаты; m — показатель степени. Очевидно, с увеличением m точность аппроксимации пространственного поля $G(X, Y)$ возрастает. Однако при $m > 4$ возникают

трудности вычислительного характера, связанные с процессом обращения матриц высокого порядка.

Для многих климатологических полей даже при малых значениях m могут быть получены результаты с достаточной для практических целей точностью. Если, например, задать $m=3$, то уравнение (8) приобретает следующий вид:

$$G(X, Y)=a_0+a_1X+a_2Y+a_3X^2+a_4Y^2+ \\ +a_5XY+a_6X^3+a_7Y^3+a_8X^2Y+a_9XY. \quad (9)$$

В выражении (9) первые три слагаемых дают линейное уравнение тренда, а первые шесть слагаемых — уравнение поверхности тренда второго порядка.

Для оценки точности интерполяции необходимо рассчитать дисперсию фактических значений поля

$$D_T=\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(G_{Ti}-\bar{G})^2,$$

где n — число интерполируемых станций, и дисперсию вычисленных по уравнению (8) значений G_R

$$D_R=\frac{1}{n-1}\sum_{i=1}^{n}(G_{Ri}-\bar{G})^2.$$

Тогда отношение D_R/D_T дает качество приближения вычисленных значений интерполируемого поля к его фактическим значениям. Данное отношение, как известно, функционально связано с коэффициентом множественной корреляции

$$R=\sqrt{\frac{D_R}{D_T}}.$$

Таким образом, по величине коэффициента R можно объективно судить о точности интерполяции.

Разумеется, рассмотренная выше процедура интерполяции не является свободной от недостатков. В частности, она зависит от числа интерполируемых станций и от степени их информативности, причем информативность в зависимости от поставленной задачи может пониматься различным образом.

Кроме того, определенное влияние на качество интерполяции может оказывать и нерепрезентативность данных об интегральных потоках водяного пара. Разделим наблюденный интегральный перенос влаги на перенос, вызванный общей циркуляцией атмосферы ($\vec{F}_{tot}$), и перенос, обусловленный локальными (местными) особенностями циркуляции ($\vec{F}_{loc}$), т. е.

$$\vec{F}=\vec{F}_{tot}+\vec{F}_{loc}.$$

Местная циркуляция вносит мелкомасштабные флюктуации поле крупномасштабных изменений потока влаги, а так как сштаб ее обычно меньше расстояний между аэрологическими анциями, то это может приводить при расчете $\operatorname{div}\vec{F}$, особенно нижних слоях атмосферы, к возникновению систематических грешностей. К местной циркуляции относятся такие явления, к бриз, горно-долинная циркуляция, катабатические ветры и др., торые прежде всего обусловлены термическим контрастом жду морем и сушей и орографическими эффектами. Количественной мерой местной циркуляции, а следовательно, и степенью репрезентативности данных в переносе влаги может служить ношение $K_{\text{н}}=\vec{F}_{loc}/\vec{F}_{tot}$, изменяющееся в пределах от 0 до 1.

Естественно, что в рассматриваемом нами районе Норвежого моря на островных и береговых станциях наблюдается местя циркуляция, поэтому ее эффект должен быть исключен из иных о переносе атмосферной влаги.

Можно полагать, что над открытым океаном, удаленным от атериков и крупных островов, влияние локальной циркуляции интегральный перенос водяного пара незначительно. В соответвии с этим примем для судов погоды (C, D, E, I и K) $K_{\text{н}}\to 0$. ак было установлено, интегральный поток в районе судов поды очень тесно связан с потоком влаги на изобарической порхности 850 пГа (коэффициент корреляции $r=0{,}90$), причем язь для зональной и меридиональной составляющих потока аги практически одинакова. Это позволяет записать:

$$F_x=d\,\overline{(a\vec{V}_x)}_{850},\qquad F_y=d\,\overline{(a\vec{V}_y)}_{850},\tag{10}$$

е $\overline{aV_x}$ и $\overline{aV_y}$ — зональная и меридиональная составляющие поока влаги в г/(м^2·с); d — коэффициент пропорциональности сленное значение которого определено методом наименьших задратов ($d=4{,}4$).

Расчет интегральных потоков влаги по (10) и последующее авнение с наблюденными данными показало, что, действительно, многих станциях между ними существуют расхождения, прешающие уровень случайной погрешности. Поэтому задав кририй погрешности

$$\left|\frac{F_x^{\text{р}}-F_x^{\text{н}}}{F_x^{\text{н}}}\right|>0{,}1;\quad \left|\frac{F_y^{\text{р}}-F_y^{\text{н}}}{F_y^{\text{н}}}\right|>0{,}1;$$

е $F_x^{\text{р}}$ и $F_y^{\text{р}}$ — рассчитанные по формуле (10) значения зональой и меридиональной компонент интегрального потока влаги, етрудно произвести корректировку наблюденных величин поока влаги ($F_x^{\text{н}}$ и $F_y^{\text{н}}$).

Откорректированные таким образом значения потоков водя ного пара использовались в рассмотренной выше процедуре ин терполяции. Для каждого пространственного поля ($n=10$) F_x F_y подбиралась своя поверхность тренда. В большинстве случае достаточную точность давал тренд третьего порядка, причем, ка и следовало ожидать, точность описания поля F_x оказывалас несколько выше точности описания поля F_y. При этом коэффи циент множественной корреляции R изменялся в пределах 0,90–0,97, что соответствует 81—94% точности описания исходны полей.

В предположении о линейном изменении потока влаги межд станциями величина $\operatorname{div}\vec{F}$ может быть предвычислена как

$$\operatorname{div}\vec{F}=\frac{1}{2A}\sum_{j=1}^{k}L_j[F_j\sin(\alpha_j-\beta_j)+F_{j+1}\sin(\alpha_{j+1}-\beta_{j+1})],\quad (1$$

где k — число аэрологических станций по периметру контура L_j — расстояние между двумя соседними (j и $j+1$) станциями α_j — направление потока влаги; β_j — угол между меридианом L_j; F_j — модуль потока водяного пара на j-ой станции. Первона чально было задано $k=6$. Затем производился отбор информа тивных точек на контуре в соответствии с критерием (7). В ре зультате окончательные оценки $\operatorname{div}\vec{F}$ были получены при $k=1($

Таблица

Составляющие водного баланса атмосферы над Норвежским морем ($A=1{,}4\cdot10^6$ км^2) в мм/мес.

Месяц	E	P	$\operatorname{div}\vec{F}$	$\partial W/\partial t$	η
Январь	105	90	6	0	— 9
Февраль	100	85	29	0	14
Март	95	70	11	0	—14
Апрель	60	75	— 25	1	— 9
Май	40	55	— 16	2	1
Июнь	35	60	— 23	2	4
Июль	30	65	— 40	1	— 4
Август	40	75	— 20	0	15
Сентябрь	60	85	— 31	—2	— 8
Октябрь	75	90	— 28	—2	—15
Ноябрь	90	95	4	—1	8
Декабрь	105	95	— 3	—1	—14
Год	835	940	—136		—31

Влагосодержание атмосферы над Норвежским морем (табл. 1 имеет отчетливо выраженный сезонный ход с максимумом в ав

'сте и минимумом в январе. Изменения влагосодержания атмо-
феры, рассчитанные с помощью центральных разностей, весьма
алы. С февраля по июль наблюдаются их положительные вели-
ины, а в остальные месяцы года — отрицательные значения.

Что касается дивергенции потока влаги, то в холодный период
ода преобладают отрицательные значения $\operatorname{div}\vec{F}$, что соответствует
ревышению испарения над осадками. В теплый период наблю-
дается конвергенция потока водяного пара, в результате осадки
ревышают испарение. В среднем за год дивергенция потока
лаги составила — 136 мм.

Внос влаги практически в течение всего года на акваторию
Норвежского моря осуществляется в большей мере через южную
в меньшей мере через западную границы контура, а выносится
лага главным образом через Скандинавский полуостров и ча-
тично в Баренцево море.

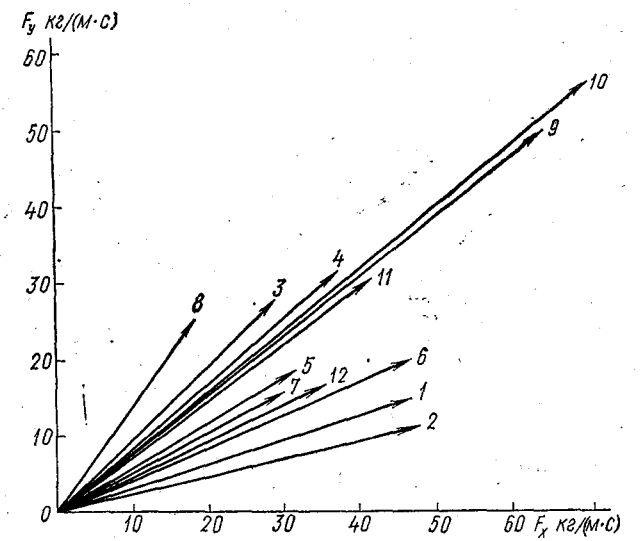


Рис. 2. Годограф осредненного для Норвежской энерго-
активной зоны переноса влаги в атмосфере в кг/(м · с).
Цифры *1—12* — месяцы

Наглядной характеристикой сезонных изменений в переносе влаги может служить годограф осредненного для всей акватории моря интегрального потока водяного пара (рис. 2). Нетрудно видеть, что юго-западное направление переноса влаги является преобладающим в течение всего года. Зато существенные сезонные изменения проявляются в интенсивности переноса влаги.

Максимум его наблюдается в октябре и более чем в 2 раза превышает минимальные значения (июль, август) потока водяного пара.

Несмотря на длительные экспедиционные исследования Норвежского моря (например, в рамках программы «ПОЛЭКС — Север») надежных средних многолетних месячных значений испарения до настоящего времени не получено. Исключение составляют лишь оценки испарения в районе судна погоды *М*, рассчитанные за 20-летний период наблюдений [21].

В связи с этим воспользуемся экспериментально обнаруженной связью испарения в районе судна *М* (E_M) с испарением с акватории всего моря (E_H), которая была получена на основе данных экспериментов «ПОЛЭКС — Север», выполненных в различные сезоны года (например [2]). Уже при осреднении, превышающем несколько суток, корреляция между E_H и E_M достигает 0,75—0,85. При этом значения E_H составляют 0,7—0,8 от E_M.

На основе корреляционных связей между E_H и E_M были получены средние многолетние месячные значения E_H (табл. 1). Как и следовало ожидать, испарение имеет хорошо выраженный ход с максимумом в декабре — январе и минимумом в июле. Годовое количество испарения составило 835 мм, что хорошо согласуется с результатами работ [24, 26], но несколько превышает оценку испарения (705 мм), полученную в работе [22].

Осадки над океаном, как известно, относятся к числу наиболее трудноопределяемых характеристик водного баланса. На основе месячных карт осадков [7, 25] были получены их оценки для Норвежского моря (табл. 1). Максимум осадков отмечается в ноябре — декабре, минимум — в мае. В среднем за год над Норвежским морем выпадает 940 мм осадков. Это близко соответствует годовой оценке (965 мм) осадков для Норвежского моря в работе [6].

Поскольку компоненты уравнения ВБА определяются с некоторыми ошибками измерений и расчетов, то алгебраическая сумма всех компонент баланса обычно не равна нулю, т. е.

$$\sum_{i=1}^{N} X_i = \eta,$$

X_i — i-ая составляющая уравнения баланса; N — число членов уравнения баланса; η — суммарная погрешность определения всех составляющих (невязка) баланса.

Величина η в самом общем виде может быть записана следующим образом:

$$\eta = \sum_{i=1}^{N} \lambda_i + \sum_{i=1}^{N} \delta_i + \sum_{k=1}^{M} \mu_k,$$

где λ_i и δ_i — систематическая и случайная погрешности i-ой компоненты уравнения баланса; μ_k — величина неучитываемой в урав-

нении баланса k-ой компоненты; M — число членов, неучитываемых в уравнении баланса. Как указывалось выше, в уравнении ЗБА не учитываются изменения водосодержания атмосферы и дивергенция потока облачной массы.

Независимое определение всех членов уравнения баланса дает возможность объективно оценить суммарную погрешность его составляющих. В качестве простейшего критерия оценки надежности составленных балансов можно использовать соотношение

$$\frac{|\eta|}{N^{-1}\sum^{N}|X_i|}=\Delta, \qquad (12)$$

где знаменатель представляет среднее арифметическое из взятых по абсолютной величине всех членов уравнения баланса, а Δ — критерий надежности, величина которого зависит от цели исследования, периода осреднения уравнения баланса и некоторых других факторов. Можно, например, принять

$$\Delta=\begin{cases}\Delta_{\text{доп.}}, & \text{если } \Delta_{\text{доп.}}=0{,}10,\\ \Delta_{\text{пр.}}, & \text{если } \Delta_{\text{пр.}}=0{,}25,\end{cases}$$

где $\Delta_{\text{доп.}}$ — допустимая погрешность, $\Delta_{\text{пр.}}$ — предельная погрешность. При $\Delta<0{,}10$ составленные балансы можно считать надежными. При $\Delta>0{,}25$, наоборот, составленные балансы являются ненадежными (малодостоверными). В промежутке $0{,}10<\Delta<0{,}25$ балансы можно считать относительно надежными. Если использовать данный весьма жесткий критерий Δ, то окажется, что только для мая ВБА над Норвежским морем является надежным. Для величин $|\eta|>10$ мм все балансы малодостоверны. Отчасти, такой результат обусловлен не только низкой точностью определения отдельных компонент баланса, но и очень малыми значениями изменений влагосодержания атмосферы. Поэтому в том случае, если в уравнении баланса есть члены, отличающиеся друг от друга на порядок, то целесообразно вместо (12) использовать следующее соотношение:

$$\frac{|\eta|}{\left(N^{-1}\sum\limits_{i=1}^{N}X_i^2\right)^{0,5}}=\Delta, \qquad (13)$$

где знаменатель представляет среднее квадратическое всех членов уравнения баланса. При использовании (13) только для августа ВБА является малодостоверным, а для мая, июня, июля его можно считать надежным.

В среднем за год величина невязки невелика, поскольку происходит частичная компенсация ее среднемесячных значений. Если предположить, что систематические погрешности отдельных компонент водного баланса не имеют годового хода, т. е. их внут-

ригодовые изменения носят преимущественно случайный хара тер, то, очевидно, сумма систематических и случайных погреш ностей в среднем за год должна стремиться к нулю. Тогда год вая невязка будет практически характеризовать сумму неучит ваемых компонент баланса. В нашем случае

$$\tilde{\eta} = \operatorname{div} \tilde{\vec{F}}_W ,$$

где волнистая черта сверху означает суммирование за годово интервал времени.

Таким образом, вынос влаги в жидкой фазе за пределы Нор вежского моря превышает ее внос на 31 мм/год. Естественно, чт оценить точность этой величины в настоящее время не предста ляется возможным. Однако достаточно обоснованно можно сч тать, что вклад дивергенции потока жидкой влаги в формиров ние водного баланса атмосферы не является очень малым (отн шение $\operatorname{div} \tilde{\vec{F}}_W / \operatorname{div} \tilde{\vec{F}} = 0{,}23$).

Если рассматривать перенос влаги за счет отдельных видо движения (адвективного и вихревого), то в среднем за год дивер генция адвективного потока водяного пара составляет — 76 мм а дивергенция вихревого потока влаги — 56 мм/год. В резуль тате вклад вихревого движения в баланс влаги весьма значи телен ($\operatorname{div} \tilde{\vec{F}}' / \operatorname{div} \tilde{\vec{F}} = 0{,}42$).

Внутригодовые изменения $\operatorname{div} \vec{F}$ в общем идентичны внутри годовым изменениям $\operatorname{div} \vec{F}$ с той лишь разницей, что максиму $\operatorname{div} \vec{F}$ наблюдается в сентябре. Что касается сезонного хода $\operatorname{div} \vec{F}'$ то хотя он выражен менее отчетливо, все-таки можно отметит высокие отрицательные значения $\operatorname{div} \vec{F}'$ летом, в то время ка в другие сезоны года вклад вихревого притока влаги в форми рование водного баланса атмосферы резко уменьшается.

В заключение рассмотрим вопрос о влиянии Норвежской энер гоактивной зоны на формирование увлажнения ЕТС. При этом в данной работе ограничимся холодным полугодием (октябрь — март), в течение которого формирование осеннего увлажнения $(P - E)$ и запаса влаги в снежном покрове $(P - E)$ осуще ствляется исключительно из атлантических воздушных масс [10]

Поэтому естественно ожидать, что межгодовые колебания испарения в холодный период в Северной Атлантике должны обязательно сказаться на межгодовых колебаниях осенне-зимних запасов влаги в почве и снежном покрове.

Как было показано в работах [15, 17], накопление влаги в крупных бассейнах к моменту половодья практически опреде-

яет речной сток в последующие месяцы до начала нового полоодья, т. е.

$$Q=f\left(\sum_{i=1}^{k} P_i - E_i\right), \qquad (14)$$

де Q — речной сток; k — число месяцев, предшествующих началу оловодья.

Выражение (14) является прогностическим, причем, учитывая, то $P \gg E$, достаточно ограничиться учетом лишь осадков. В связи этим можно предположить, что колебания испарения в Северой Атлантике будут коррелировать с годовым стоком в крупых бассейнах.

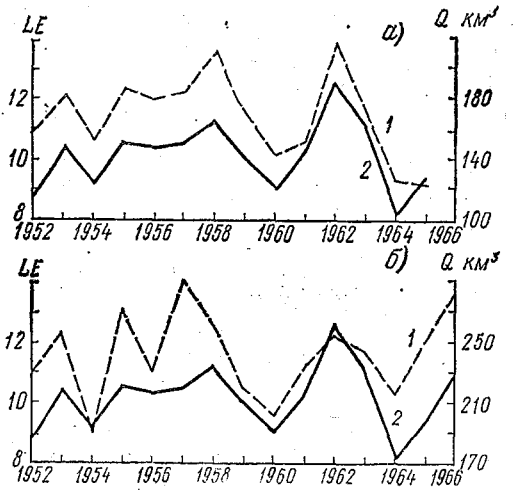


Рис. 3. Сопоставление средних за холодный (октябрь — март) период затрат тепла на испарение в районе судна M с годовым стоком крупных рек ЕТС:

а — суммарный годовой приток советских рек в Балтийское море ($A=6{,}61 \cdot 10^5$ км²); *б* — годовой сток р. Волги — пос. Поляна им. Фрунзе ($A=1{,}22 \cdot 10^6$ км²); *1* — Q; *2* — LE

На рис. 3 представлен межгодовой ход средних за холодный (октябрь — март) период затрат тепла на испарение LE в районе судна погоды M с суммарным притоком речных вод в Балтийское море ($A=6{,}6 \cdot 10^5$ км²) [8] и годовым стоком Волги — пос. Поляна им. Фрунзе ($A=12{,}2 \cdot 10^5$ км²). Значения LE и притока речных вод в Балтийском море имеют практически синхронный ход с полным соответствием экстремумов друг другу. В связи

с большей удаленностью от Норвежского моря соответствие
и стока Волги несколько хуже, однако и в этом случае меж
указанными характеристиками отмечается высокая положител
ная корреляция. Синхронные колебания испарения в Норве
ском море и годового стока на ЕТС обусловлены идентичны
изменениями зональной циркуляции атмосферы: ее усиление
ответствует увеличению суммарной теплоотдачи, а следователь
увеличению испарения в Норвежской энергоактивной зоне [1

Таким образом, совершенно очевидно, что данные по испар
нию с акватории Северной Атлантики могут служить важны
предиктором в схеме долгосрочного прогноза годового стока
ЕТС.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев Г. В., Николаев Ю. В., Романцов В. А. Норве ская энергоактивная зона. — В кн.: Итоги науки и техники ВИНИТИ. Атмос океан, космос — прогр. Разрезы, 1985, 5, с. 45—62.

2. Арискина Н. В., Малинин В. Н. Теплообмен океана с атмосф рой в весенне-летний период. — В кн.: ПОЛЭКС-Север-76, ч. 1. Л., Гидромете издат, 1979, с. 37—44.

3. Арискина Н. В., Васильев В. Ф., Лагун В. Е., Ром нов В. Ф. Исследование взаимодействия океана и атмосферы в энергоактивн зонах. Л., изд. ЛПИ, 1985, вып. 91, с. 93—101.

4. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. Радиоизлу ние Земли как планеты. — М.: Наука, 1974.

5. Бирман Б. А., Ларин Д. А., Позднякова С. Г. Некотор вопросы климатологии теплообмена в энергоактивных зонах Атлантическо океана. — Метеорология и гидрология, 1983, № 5, с. 79—91.

6. Брязгин Н. Н. Среднегодовое количество осадков в Арктике с уч том погрешностей осадкомеров. — Тр. ААНИИ, 1976, т. 323, с. 40—74.

7. Брязгин Н. Н. Количество и повторяемость атмосферных осадк в Северном Ледовитом океане. — Тр. ААНИИ, 1983, т. 381, с. 77—87.

8. Воскресенский К. П. Многолетняя изменчивость суммарно годового стока рек Советского Союза и его отдельных районов. — Тр. ГГ 1972, вып. 200, с. 88—102.

9. Девис Д. Статистика и анализ геологических данных. — М.: Ми 1977. — 572 с.

10. Жаков С. И. Общие закономерности режима тепла и увлажнен на территории СССР. — Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 230 с

11. Исследования по программе ПОЛЭКС. — Тр. ААНИИ, 1974, т. 312. - 232 с.

12. Крупномасштабные изменения состояния океана. Научные результат экспедиции ПОЛЭКС — Север-77—79. — Тр. ААНИИ, 1983, т. 382. — 150 с.

13. Малинин В. Н. Водный баланс атмосферы северного полушар для средних годовых условий. — Водные ресурсы, 1978, № 4, с. 5—20.

14. Малинин В. Н. О взаимосвязи атмосферной и наземной ветвей ги рологического цикла. — Тр. ГГИ, 1985, вып. 296, с. 55—82.

15. Малинин В. Н. Предвычисление притока вод к крупным водоема по внешним параметрам. — В кн.: Круговорот вещества и энергии в водо мах. Иркутск, 1985, вып. 6, с. 15—17.

16. Малинин В. Н., Смирнов Н. П. К исследованию очагов тепл отдачи в Северной Атлантике. — Тр. ААНИИ, 1977, т. 362, с. 58—70.

17. Малинин В. Н., Смирнов Н. П. К построению прогностическо схемы стока крупных рек на основе аэрологической информации. — В кн.: Ги рометеорологическое обеспечение народного хозяйства, изд. ЛПИ, 1982, вып. 7 с. 67—78.

18. Материалы по климату и циркуляции свободной атмосферы над заружными странами северного полушария. — М.: Гидрометеоиздат, 1973. — п. 1, т. 3. — 233 с.
19. ПОЛЭКС — Север-76, ч. 1. — Л.: Гидрометеоиздат, 1979. — 251 с.
20. Угрюмов А. И. Тепловой режим океана и долгосрочные прогнозы годы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981. — 176 с.
21. Характеристики энергообмена океан — атмосфера. — Л.: Гидрометеоиз-т, 1984. — 79 с.
22. Хрол В. П. Испарение с поверхности Северного Ледовитого океана. — . ААНИИ, 1976, т. 323, с. 148—155.
23. Шулейкин В. В. Связь между климатом Европы и переносом тепла Атлантике. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, 4, № 3, 243—261.
24. Bunker A. F. Computations of surface energy flux and annual air-sea eraction cycles of the North Atlantic ocean. Mon. Weath. Rev., 1976, N 104, 1122—1140.
25. Jaeger L. Monatskarten des Niederschlags für die ganze Erde. Ber. . Wetterd., 1976, v. 18, N 139, 38 pp.
26. Lamb P. J., Bunker A. F. An annual march of the heat budget of e north and tropical Atlantic oceans. J. Phys. Oceanogr., 1982, v. 12, N 12, 1388—1410.

ДК 551.465.1

П. А. ВАЙНОВСКИЙ, Ю. Э. ТИТОВ (ЛГМИ)

О СТРУКТУРЕ ТЕРМОХАЛИННЫХ ПОЛЕЙ ДЕЯТЕЛЬНОГО СЛОЯ НОРВЕЖСКОЙ ЭНЕРГОАКТИВНОЙ ЗОНЫ

Норвежское море как энергоактивный район характеризуется ысокой интенсивностью процессов массо-энергообмена, которые своем большинстве сосредоточены в деятельном слое моря [2].

В данной работе осуществлена попытка анализа набора основ-ых термодинамических параметров деятельного слоя Норвеж-ого моря как целостной многофакторной системы и выявления типичных пространственно-временных структур гидрологических олей в целях изучения возможностей параметризации главен-вующих термодинамических процессов для решения задач диаг-оза и прогноза.

Исходя из понимания климата как статистического ансамбля остояний [1], предполагалось, что осредненные за длительный ериод времени гидрологические поля представляют собой одно наиболее вероятных состояний деятельного слоя. При этом ская стабильность подобного состояния деятельного слоя как елостной системы обеспечивается существенной устойчивостью

набора взаимосвязей различных параметров, что проявляет в общей балансировке системы и выполнении конкретных зак нов сохранения. Таким образом, состояние системы определяет взаимосвязанными значениями комплекса разнообразных пар метров, отражающих влияние ведущих внешних и внутренн факторов, при котором достигается общий баланс системы.

В качестве исходных термодинамических параметров состо ния использованы климатические среднесезонные поля темпер туры (T), солености (S), плотности (ρ), концентрации кислоро (O_2), представленные в одноградусном пространственном осре нении [6]. В набор исходных признаков включены также по модулей горизонтальных градиентов исходных переменных — Г Γ_S, Γ_ρ, Γ_O, как косвенные характеристики интенсивности эне гомассообмена в деятельном слое. Основная задача работы с стояла в отыскании крупномасштабных пространственных стру турных единиц деятельного слоя Норвежского моря, их статист ческой параметризации в рамках описанного подхода с исполь ванием аппарата многомерного статистического анализа.

Общая процедура решения поставленной задачи разделяла на два основных этапа:

а) количественное описание взаимосвязей внутри системы пр знаков;

б) возможно более объективное выделение устойчивых пр странственно-временных структур по принципу однородности вза мосвязей параметров внутри структурной единицы.

Применение на первом этапе модели факторного анализа [3, позволило преобразовать 8-мерное пространство исходных пр знаков к 2—4-мерному пространству статистически независимы безразмерных общих факторов, практически не исказив взаим связи между параметрами. Каждый из общих факторов опис вает группу высококоррелированных исходных параметров. Коэ фициенты корреляции общих факторов и исходных параметр приведены в табл. 1.

Факторная структура имеет отчетливо выраженный сезонн ход. Зимой взаимосвязи параметров существенно упрощены, пр чем поля начальных термодинамических характеристик (T, ρ, O_2) оказываются высокосвязанными между собой и опис ваются первым общим фактором; одновременно все градиентн поля сосредоточены во втором общем факторе. Таким образом, воздействие внешних и внутренних факторов деятельный сл в зимний период реагирует как единое целое, при этом набл дается высокая согласованность исходных полей. Очевидно, п добным процессом, охватывающим всю толщу деятельного сл на акватории Норвежского моря, может быть прежде всего ко вективное перемешивание.

В летний сезон факторная структура существенно усложнена взаимосвязи полей описываются уже 3—4 общими факторам

ричем влияние термической и соленостной компонент разнесено по акторам, что является результатом значительной рассогласованости пространственной изменчивости полей температуры, солености, лотности, кислорода, наиболее резко проявляющейся в поверхностном слое. Сосредоточение подобных аномалий непосредственно приповерхностном слое 0—30 м косвенно указывает на причину — интенсификацию взаимодействия океана и атмосферы, которое усиливает действие различных физических механизмов, пределяющих разнонаправленную изменчивость термохалинных олей (пространственные неоднородности поля ветра, осадков, спарения и т. д.).

Таблица 1

Корреляция исходных переменных и общих факторов

Переменные	Зима				Лето				
	горизонт 0 м		горизонт 200 м		горизонт 0 м			горизонт 200 м	
	факторы		факторы		факторы			факторы	
	I	II	I	II	I	II	III	I	II
T	0,9	0,1	0,9	—0,1	—0,1	—0,3	0,8	0,9	0,0
S	0,0	—0,9	0,7	—0,1	0,9	0,0	0,1	0,8	—0,1
ρ	0,5	—0,3	—0,9	0,1	0,7	0,2	—0,5	—0,9	0,0
O_2	0,9	0,0	—1,0	0,0	0,1	0,2	—0,9	—1,0	0,0
Γ_T	0,9	—0,1	—0,5	0,9	0,1	0,9	—0,2	—0,2	0,9
Γ_S	—0,1	0,9	0,3	0,5	0,9	—0,1	0,1	0,2	0,5
Γ_ρ	—0,1	0,9	—0,1	0,9	—0,9	0,0	0,3	0,1	0,9
Γ_{O_2}	0,9	0,2	—0,6	0,8	0,0	0,9	0,3	—0,3	0,9
тносительные клады акторов (%)	43	42	49	32	37	22	27	42	38

Подобная особенность формирования набора общих факторов охраняется и для осеннего сезона (в целом сходного по факторой структуре с летним сезоном) и отчетливо прослеживается о глубины 125 м, что, видимо, вполне закономерно, если принять о внимание значительную интенсификацию штормовой деятельости в данный сезон.

В весенний сезон распределение термической и соленостной омпоненты по отдельным факторам отмечается лишь в слое —30 м. В нижней части деятельного слоя факторная структура охраняется практически неизменной, следовательно, взаимосвязи сходных параметров тоже постоянны в течение года.

Пространственная типизация термодинамических струк Норвежского моря проводилась с помощью автоматической кл сификации по общим факторам, полученным по факторной моде для каждого сезона. Использована процедура иерархической аг мерации с оценкой меры сходства на основе евклидовой метри [3]. Изменчивость факторной структуры от сезона к сезону и глубине нашло свое отражение и подтверждение в результат районирования деятельного слоя (рис. 1).

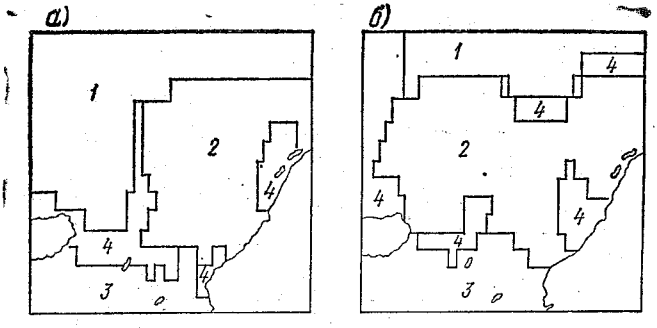


Рис. 1. Районирование Норвежского моря:
а — зима; *б* — лето; *1—4* — однородные районы

Пространственное положение крупных районов 1—3, их ст тистические характеристики (табл. 2) позволяют идентифицир вать данные районы как зоны расположения основных водн масс Норвежского моря. Их положение качественно удовлетв рительно согласуется с известными результатами районирован моря.

Таблица

Статистические характеристики отдельных классов

Класс	Зима				Лето			
	T °C	σ_T	S ‰	σ_S	T °C	σ_T	S ‰	σ_S
1	0,1	0,3	34,93	0,20	0,9	0,5	34,95	0,31
2	3,3	0,5	35,01	0,19	5,3	0,8	35,03	0,18
3	7,8	0,7	35,13	0,63	8,9	0,4	35,17	0,44
4	4,6	2,6	35,09	0,86	6,2	3,9	34,98	1,20

Важной особенностью полученных результатов автоматиче ской классификации являются выделенные в отдельный клас

ɔеходные зоны интенсивной трансформации вод, что позволяет ɜдположить наличие своеобразной, отличной от окружающих ɨонов, взаимосвязи термодинамических параметров внутри онтальных зон.

Построенные локальные факторные модели для отдельных ɜссов подтверждают это предположение: в зоне фронта, в отɜие от водных масс, преобладающий вес имеют градиентные ɔаметры, что является следствием перестройки полей во фронɜьной зоне, сопровождающейся интенсивными взаимоперехоɜми различных видов энергии.

Изменчивость пространственного положения однородных райɔв от сезона к сезону наиболее отчетливо прослеживается на ɜерхностных горизонтах, а с глубиной амплитуда пространɜенных колебаний уменьшается. Стабильное положение клигических фронтальных зон в нижней части деятельного слоя ɨрвежского моря определяется видимо не атмосферными приɜами, имеющими как правило отчетливо выраженный сезонɜй ход. Принимая во внимание совпадение факторных структур отдельных горизонтах в слое 150—1000 м, а также — высокую ɔреляционную связь положения фронтальных зон с рельефом а (R=0,42—0,70), видимо, следует считать, что положение онтов в деятельном слое обусловлено общей направленностью ɔмодинамических процессов в глубинном слое вод. Тогда как ɜосительно короткопериодная изменчивость атмосферных проɜсов вызывает пространственную изменчивость положения фронɜьных зон в течение года в слое 0—50 м.

Связанное с влиянием атмосферы усиление пресного стока маɔиковых вод приводит, в конечном итоге, к образованию на льфе Скандинавии характерного фронтального пятна, прослеɜваемого в слое 0—150 м. Факторная модель для данного реɔна выявляет подавляющее влияние солености на формирование ɜимосвязей между параметрами, которые замыкаются в единую ɜстему через посредство солености.

Процессы, подобные рассмотренному, определяют усложнение кторной структуры в поверхностном слое, однако индивидуаль-ɜ влияние изменчивости солености носит локальный характер. целом же для деятельного слоя основной вклад в формироваɜ взаимосвязей термохалинных полей вносит изменчивость темɔатуры воды. А температура поверхности моря, как показал ɜтистический анализ, наиболее четко среди других параметров ɔажает состояние деятельного слоя.

К аналогичному результату приводит анализ пространственноɜменной изменчивости энтальпии деятельного слоя Норвежского ря.

Известно, что на энтальпию 200-метрового слоя Норвежского ря значительное влияние оказывает как тепловое взаимодейɜие с атмосферой, так и внутриводный адвективно-турбулентный ɜлообмен. Выполненные к настоящему времени исследования

энтальпии вод Норвежского моря касаются, главным образом средних многолетних или сезонных характеристик для весны лета, при этом анализ сезонной изменчивости энтальпии проведе при недостаточном количестве данных и не по всей акватори В других работах рассматривается энтальпия в локальных райс нах и для определенных лет [5].

В данной работе исследуется сезонная изменчивость энтальпи вод с использованием значительно большего количества исходны данных и мелкой сетки пространственного осреднения. Расчет эн тальпии в узлах регулярной сетки с пространственным шаго в 1° проводится по соотношению

$$Q=\rho\cdot c_p\int_0^z Tdz,$$

где ρ — плотность; c_p — удельная теплоемкость морской воды T — температура; z — глубина.

Выполненные расчеты показывают значительную изменчивост энтальпии вод от сезона к сезону (рис. 2). Во все сезоны облас высоких значений расположена в южной и юго-восточной, а ни ких — в северной и северо-западных частях Норвежского мор

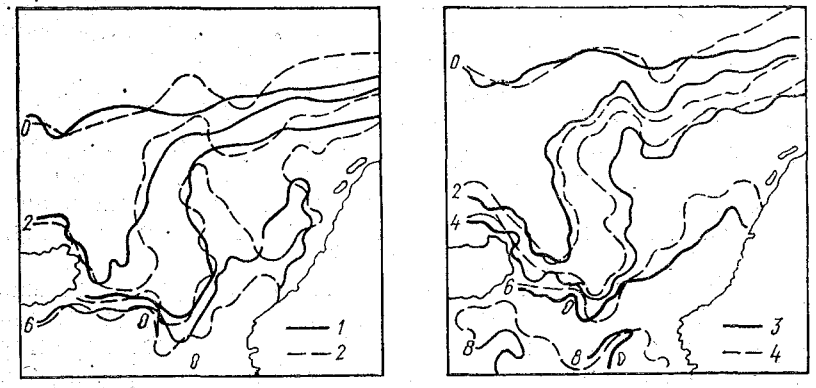


Рис. 2. Среднесезонные значения энтальпии вод слоя 0—200 м (10^9 Дж/м^2):
1 — зима; *2* — лето; *3* — весна; *4* — осень

Важной особенностью пространственной структуры энтальпи вод, проявляющейся во все сезоны, является наличие высоких градиентов в Фареро-Исландском проливе и к северо-востоку Фарерских островов. Максимальные значения энтальпии вод с мечаются весной от $4{,}2\cdot10^9$ до $5{,}6\cdot10^9$ Дж/м^2 на 1° меридиан в остальные сезоны в среднем они составляют от $1{,}6\cdot10^9$

$2 \cdot 10^9$ Дж/м^2 на 1° меридиана. К северу от параллели 70° с. ш., нулевого меридиана до 10° в. д., отчетливо проявляется область ниженных значений энтальпии вод, очерченная с запада на сток высокими градиентами, максимальные значения которых блюдаются осенью $2{,}5 \cdot 10^9 - 4{,}3 \cdot 10^9$ Дж/м^2 на 1° параллели. імой эта область не выражена. Такое расположение указанных ластей определяется широтным ходом притока солнечной радиа-ии, а также адвекцией теплых Атлантических вод Северо-Атлан-ческим течением, выносом холодных вод Восточно-Гренланд-им течением, наличием крупного антициклонического круговo-ота в северо-восточной части Норвежского моря. От зимы к весне тальпия вод повышается как в районе Фареро-Исландского олива, так и в северной части Норвежского моря от $0{,}2 \cdot 10^9$ до $4 \cdot 10^9$ Вт/м^2. Однако на большей части исследуемой акватории мечается уменьшение энтальпии вод, ее изменчивость в сред-ем составляет $0{,}3 \cdot 10^2 - 0{,}6 \cdot 10^2$ Вт/м^2, причем наибольшие зна-ения наблюдаются к востоку от нулевого меридиана и севернее ° с. ш. и составляют $2{,}0 \cdot 10^2 - 2{,}8 \cdot 10^2$ Вт/м^2. Такое соседство іагов теплонакопления и теплоотдачи говорит о сложных про-ессах в тепловом режиме в зимне-весенний период.

Усиленный радиационный прогрев поверхностного слоя про-ходит от весны к лету. Почти на всей акватории Норвежского оря энтальпия вод повышается на $0{,}2 \cdot 10^2 - 0{,}7 \cdot 10^2$ Вт/м^2. По-ышенные значения энтальпии вод отмечаются в восточной части орвежского моря и вдоль северного побережья Исландии. олько в центральной части акватории и во фронтальной зоне ареро-Исландского пролива наблюдаются сравнительно неболь-ие области пониженной энтальпии вод. От лета к осени умень-ается радиационный прогрев и одновременно активизируется иклоническая деятельность, что должно способствовать понижe-ию энтальпии вод. Однако в центральной, восточной и юго-за-адной частях Норвежского моря продолжается теплонакопле-ие, достигающее $0{,}8 \cdot 10^2 - 2{,}2 \cdot 10^2$ Вт/м^2 и связанное, по-види-ому, с поступлением теплых вод Северо-Атлантического течения.

Интенсивное выхолаживание верхнего 200-метрового слоя ройсходит от осени к зиме, когда приток солнечной радиации инимален. Как видно из рис. 2, в этот период наибольшая пло-ідь Норвежского моря занята отрицательными значениями эн-альпии вод. Области теплонакопления сохранились севернее и осточнее о. Исландия, а также к востоку от нулевого меридиана. Іа общем фоне теплоотдачи океана в атмосферу, характерной ля холодной половины года, пространственное положение оча-ов притока тепла, вероятно, определяется адвективно-турбулент-ым обменом, а также максимально развитой циклонической еятельностью, препятствующей интенсивному выхолаживанию еятельного слоя.

Для количественной оценки адвективно-турбулентного обмена, ак фактора, обуславливающего изменчивость энтальпии вод

в очагах потери и притока тепла, были проведены расчеты по со отношению $Q_{ат} = \Delta Q - Q_w$, где Q_w — тепловой баланс поверх ности океана.

Расчеты адвективно-турбулентного обмена, представленны в табл. 3, показывают, что высокие значения его наблюдаютс в зоне субполярного фронта — в районах Фареро-Исландског пролива и вдоль нулевого меридиана к северу от 70° с. ш. во вс сезоны.

Таблица

Оценки средних сезонных значений $Q_{ат}$ (10^2 Вт/м^2) в Норвежском море

Район	Сезон	$Q_{ат}$
Фареро-Исландский пролив	зима	—1,0
	весна	0,7
	лето	1,4
	осень	—0,8
Антициклонический круговорот φ=71° с. ш., λ=5 — 7° в. д.	зима	—0,4
	весна	0,5
	лето	0,6
	осень	—0,4
Области повышенных градиентов φ=68—73° с. ш., λ=0°, φ=68—73° с. ш., λ=8° в. д.	зима	—1,6
	весна	0,9
	лето	1,9
	осень	—0,3

Выполненные расчеты указывают на преобладающую роли адвективно турбулентного обмена в изменчивости энтальпии во в 200-метровом слое в районах субполярного фронта и зонах по вышенных градиентов энтальпии вод. Это указывает на то, что в других районах с меньшей изменчивостью энтальпии вод (севе ро-западная часть Норвежского моря) существенное влияние на изменчивость оказывает тепловой баланс поверхности. Это в свою очередь создает трудности для анализа и прогнозов изменчивости энтальпии вод в этих районах по изменчивости поверхностной температуры.

Таким образом, в результате проведенного статистического анализа деятельного слоя Норвежского моря как многофакторной системы выявлены особенности структуры термохалинных полей

›казана своеобразность взаимосвязей полей внутри конкретного ıемента структуры.

Статистическая параметризация взаимосвязей основных полей ı основе модели факторного анализа позволила количественно ıисать взаимосвязи исходных параметров через общие факторы ı далее, районировать акваторию на однородные по общим фак›рам районы.

Впервые, на основе статистического анализа фронтальные ›ны объективно выделены в отдельный структурный элемент ›ятельного слоя и показано присущее им своеобразие связей па›аметров. Результатами статистического анализа подтверждается ›т факт, что температура воды и, в частности, температура по›рхности Норвежского моря, являются информативными пара›етрами для описания структуры деятельного слоя.

Представляется целесообразным использовать полученные ре›ультаты при решении задач диагноза и прогноза элементов струк›уры деятельного слоя данного региона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики. — М.: Наука, 1969. — 84 с.
2. Океанология. Физика океана. Т. 1. Гидрофизика океана. — М.: Наука, 978. — 454 с.
3. Александров В. В., Горский Н. Д. Алгоритмы и программы ›руктурного метода обработки данных. — Л.: Наука, 1983. — 208 с.
4. Никифоров Е. Г., Шпайхер А. О. Закономерности формирования ›рупномасштабных колебаний гидрологического режима Северного Ледовитого ›кеана. — Л.: Гидрометеоиздат, 1980. — 267 с.
5. Романцов В. А., Смирнов Н. П. О тепловом состоянии вод Нор›ежского моря. — Тр. ААНИИ, т. 382, 1983, с. 84—100.
6. Levitus S. Climatological Atlas of the World ocean. — NOAA Prof. ›apers. 1982, N 13, 172 p.

ДК 551.465.41

А. С. АВЕРКИЕВ, Н. Л. ПЛИНК (ЛГМИ)

ЭНЕРГЕТИКА ФРОНТАЛЬНОГО ВИХРЯ В ЮЖНОЙ ЧАСТИ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ

Экспериментальному исследованию вихрей в океане в настоящее время уделяется большое внимание. Однако в основном эти ıсследования проводятся в субтропических и средних широтах [2, 4]. Между тем вихри высоких широт, хотя и отличаются

меньшей интенсивностью и размерами, в существенной степен определяют синоптическую изменчивость основных гидрофизиче ских полей в зоне крупномасштабных океанических фронтов, ис следование которой имеет важное практическое значение в связ с задачей промысловых прогнозов. В 6-ом Атлантическом рейс УЭС ЛГМИ «Профессор Сергей Дорофеев» проводились натур ные исследования структурных особенностей полярной фронталь ной зоны. С этой целью была выполнена двухкратная (12—16.10 20—22.10. 1985 г.) съемка полигона в южной части Норвежского моря. Полигон располагался к северо-востоку от Фарерских ост ровов между 62—64° с. ш. и 4—7° з. д. Расстояния между гидро логическими станциями составили 20 миль по меридиану и 25—28 миль по параллели. Между гидрологическими станциями вы полнялись измерения температуры поверхностного слоя с по мощью буксируемого датчика температуры и радиометрически измерения температуры поверхности воды. Время выполнени каждой съемки составило в среднем около 3 суток. Интерва между первой и второй съемками составил 8 суток.

Как показали результаты предыдущих экспедиционных иссле дований во 2 и 4-ом рейсах УЭС «Профессор Сергей Дорофеев» размеры вихревых образований в зоне полярного фронта колеб лются в довольно широком диапазоне, от 10 до 40—50 миль. Опи сываемый эксперимент, очевидно, дает возможность выявить сред ние и крупные вихри из указанного диапазона.

Для более подробного анализа рассмотрим поверхности 50 и 300 м. Первая характеризует верхний 100-метровый слой, вто рая — более глубокий слой, примерно от 100 до 500 м. Распре деление температуры и солености на горизонте 50 м во время первой (*а, б*) и второй (*в, г*) съемок представлено на рис. 1 В северо-западной части полигона в поверхностных слоях распо ложены более холодные (5,5—6,5°) и менее соленые (34,9‰) воды восточно-гренландского происхождения, а в южной и юго-восточ ной — более теплые (8—9°) и более соленые (S=35‰) воды Северо-Атлантического течения. Между ними расположена фрон тальная зона, которая в целом по Норвежскому морю проходит с юго-запада на северо-восток, испытывая севернее Ферерских островов «прогиб» под влиянием вод Восточно-Исландского течения [1].

Динамическая неустойчивость фронтальной зоны в момент выполнения первой съемки характеризуется наличием меандрирования основного потока, проявляющегося в полях температуры и солености взаимным проникновением различных водных масс в виде «языков» холодной (распресненной) и более теплой (соленой) воды (рис. 1, *а, б*). Распределение гидрологических характеристик при повторной съемке (рис. 1, *в, г*) показывает, что дальнейшее развитие неустойчивости приводит к усилению флюктуаций среднего потока и отрыву холодного (распресненного) вих-

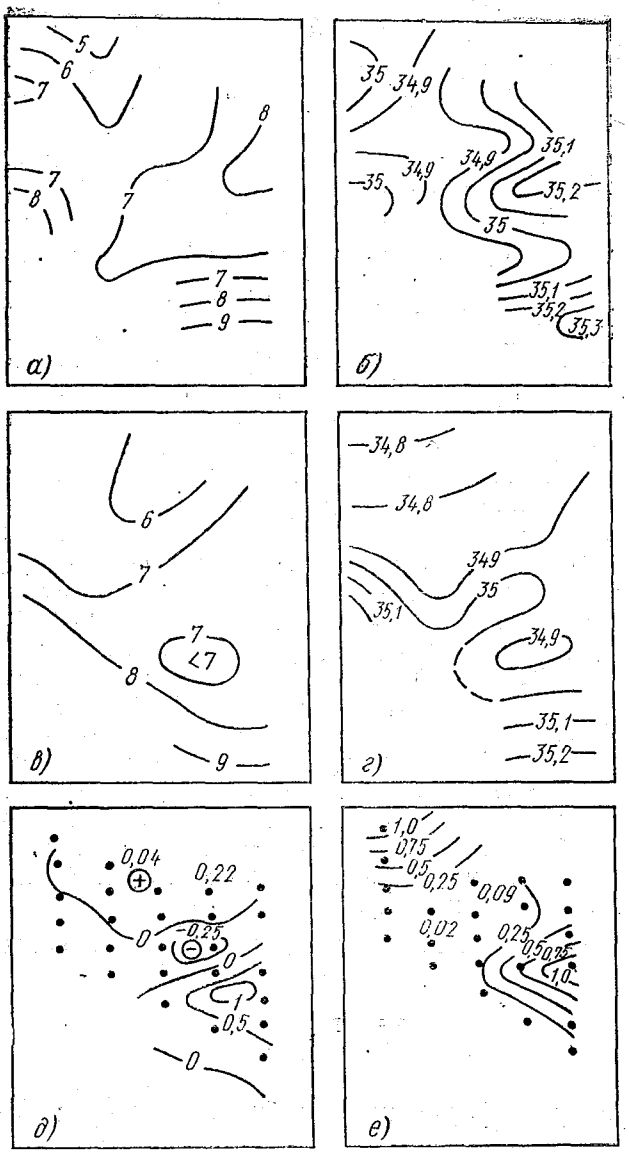


Рис. 1. Распределение температуры и солености на полигоне во время первой (*а*, *б*) и второй (*в*, *г*) съемок. Бароклинный вклад в поток энергии неустойчивости (нормированный на плотность, $J_2 \times 10^7$ м²/с³) (*д*). Полная энергия (нормированная на плотность), полученная вихревым полем от среднего потока ($J_3 \times 10^2$ м²/с²) (*е*). Горизонт 50 м

рёвого образования. Образование и локализация холодного вихря в южной части полигона подтверждается появлением в полях температуры и солености замкнутых изолиний (изотермы 7° и изогалины 34,90‰). Анализ вертикальной структуры термохалинных полей показывает, что выделенный вихрь прослеживается до глубины более 500 м.

С целью более детального исследования динамической структуры фронтальной зоны, по материалам обеих съемок выполнены расчеты динамической топографии и скоростей течений динамическим методом (рис. 2, 3). Расчет проводился относительно поверхности 500 дб. Результаты расчетов показывают, что во время первой съемки поток, направленный в среднем на восток, юго-восток, испытывает в центральной части полигона отклонения от генерального направления, образуя меандры, достаточно четко прослеживающиеся в поле скорости, относящемуся к горизонту 50 м (рис. 2, *б*). На горизонте 300 м на южной границе полигона направление потока совпадает с подповерхностным, а в северо-восточной части отмечается наличие слабой антициклонической циркуляции. Сопоставление результатов с данными повторных наблюдений показывает, что за промежуток времени между съемками произошла существенная перестройка поля скорости, охватившая весь 500-метровый слой. В подповерхностном слое ($z=50$ м) (рис. 2, *в*, *г*) поток имеет явно выраженную неоднородную структуру, характеризующуюся появлением системы трех вихревых образований: антициклонического в северо-восточной части полигона (при съемке зафиксирована только его часть) и двух циклонических. В зонах этих образований по сравнению с моментом первой съемки абсолютные значения скоростей возросли на 30—50%, а их направление в ряде точек изменилось на противоположное. В глубинном слое ($z=300$ м) также наблюдается рост абсолютных значений скоростей, причем более существенный, чем в подповерхностном слое (масштаб скоростей на рис. 3, *б* отличается в 2 раза).

Критерием неустойчивости среднего потока является [2, 3, 5]

$$s=(L_R/L)\leqslant 0, \qquad (1)$$

где L_R — радиус деформации Россби; $L_R=\frac{N\cdot H}{f}$; N — частота Брента — Вяйсяля; f — параметр Кориолиса; H, L — характерные вертикальный и горизонтальный масштабы. Для наших конкретных условий: $N=0{,}5\cdot 10^{-2}\,\text{с}^{-1}$, $f=10^{-4}\,\text{с}^{-1}$, $H=10^3$ м, $L=10^5$ м, критерий s составляет величину порядка 0,3. Попытаемся оценить энергетику циклонического вихря, сформировавшегося в юго-восточной части полигона.

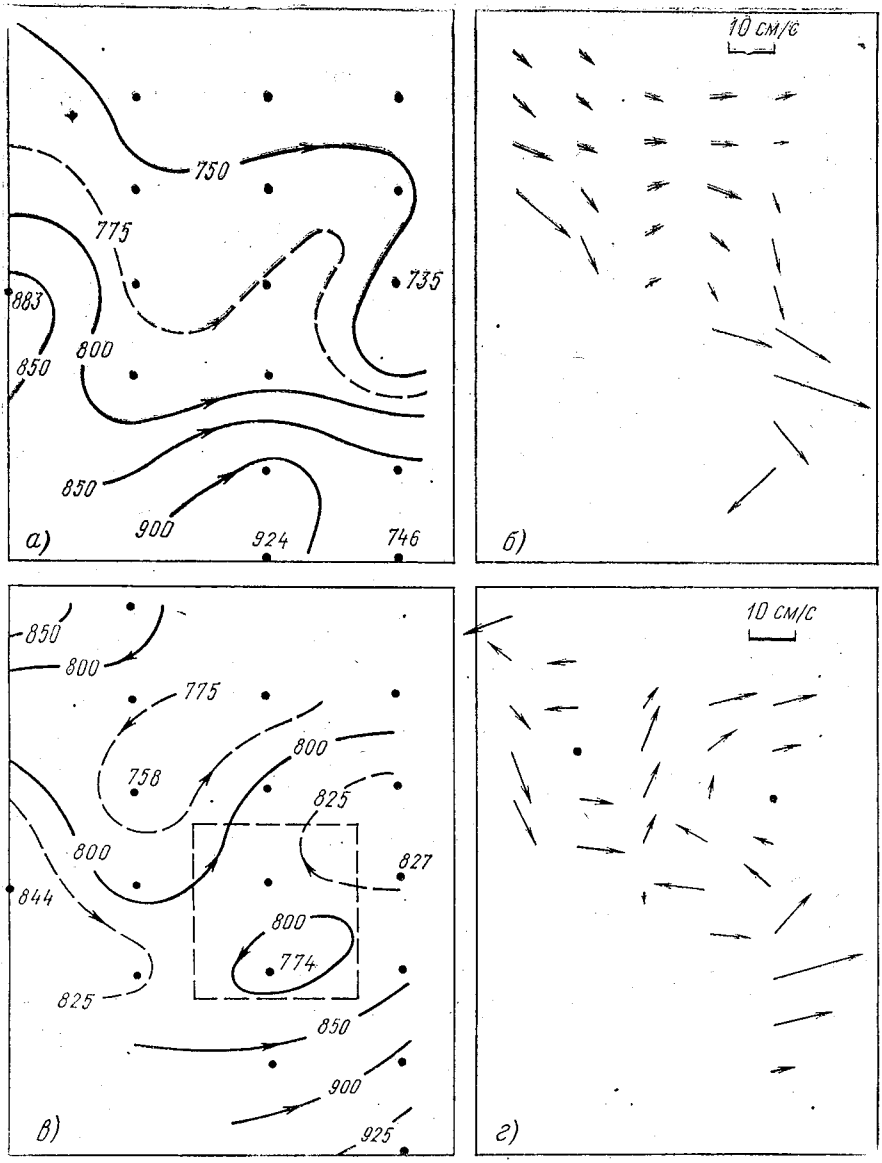


Рис. 2. Аномалия динамической высоты (дин. мм) и скорость течения (см/с) на горизонте 50 м во время первой (*а, б*) и второй (*в, г*) съемок. (Пунктиром выделен район, для которого вычислялись интегральные энергетические характеристики вихря)

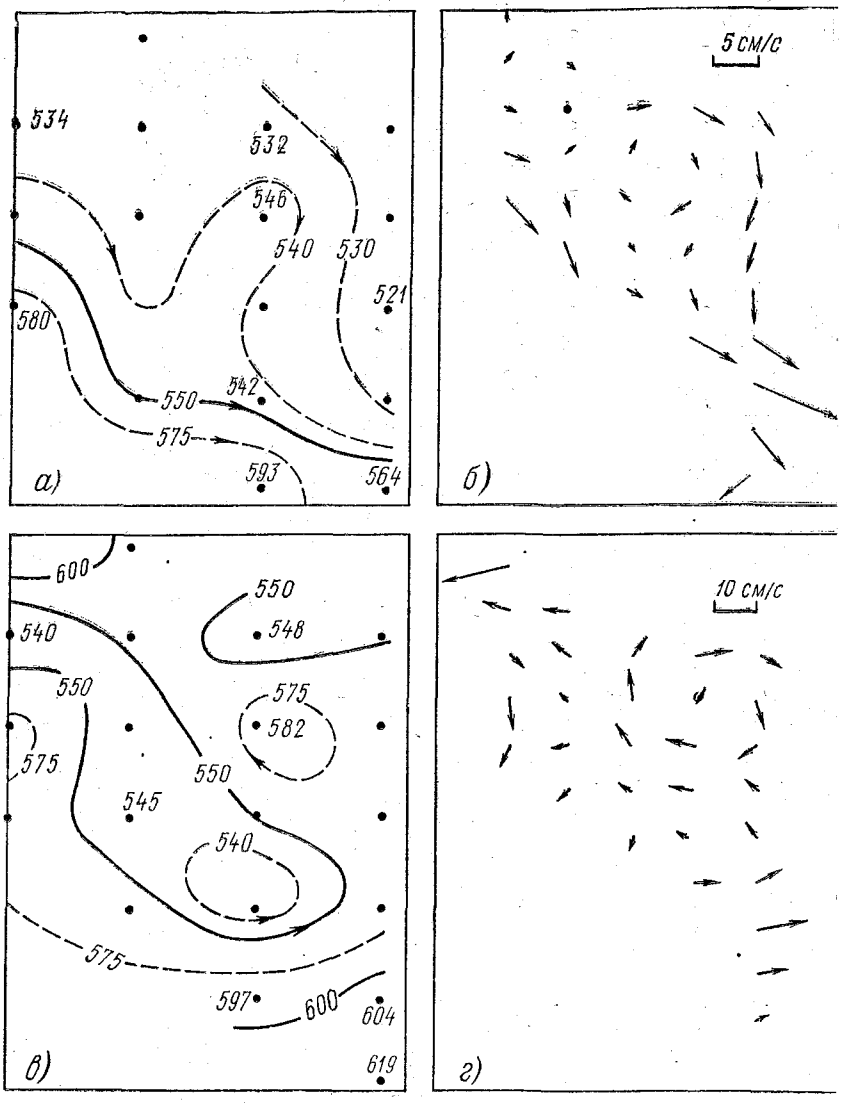


Рис. 3. Аномалия динамической высоты (дин. мм) и скорость течения (см/с) на горизонте 300 м во время первой (*а*, *б*) и второй (*в*, *г*) съемок

Уравнение для полной энергии вихревого поля получается осле интегрирования по объему линеаризированного квазигеогрофического уравнения потенциальной завихренности [3]. После яда преобразований оно имеет вид [5]

$$\frac{\partial E}{\partial t}=\rho_0 \iiint\limits_v \Big[\underbrace{\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\bar{U}}{\partial y}}_{J_1}+\underbrace{\frac{1}{S^*}\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\psi}{\partial z}\cdot\frac{\partial\bar{U}}{\partial z}}_{J_2}\Big]\,dxdydz. \qquad (2)$$

Іри этом полная энергия возмущения определяется как

$$E=\frac{1}{2}\rho_0 \iiint\limits_v \overbrace{\Big[\Big(\frac{\partial\psi}{\partial x}\Big)^2+\Big(\frac{\partial\psi}{\partial y}\Big)^2+\frac{1}{S^*}\Big(\frac{\partial\psi}{\partial z}\Big)^2\Big]}^{J_3}\,dxdydz, \qquad (3)$$

де ρ_0 — среднее значение плотности ($1{,}025\cdot10^3$ кг/м^3); ψ — аномаия функции тока (отклонение от невозмущенного состояния); $S^*=N^2/f^2$ — безразмерный параметр; x, y, z — оси декартовых оординат, направленные на восток, север и вертикально вверх оответственно; $\bar{U}$ — средняя скорость невозмущенного потока.

Будем считать, что невозмущенный поток характеризуется еезультатами первой съемки, отличающейся, как было отмечено ыше, отсутствием четко выраженной вихревой структуры. Тогда номалии компонентов скорости и плотности будут представлять обой разность между компонентами скорости и значениями плотости, полученными во время второй и первой съемок:

$$U=U_2-U_1;\ V=V_2-V_1;\ \rho=\rho_2-\rho_1;\quad \bar{U}=U_1;\ \bar{\rho}=\rho_1. \qquad (4)$$

Іак указано в [2, 3, 5], подинтегральное выражение в уравнении 2) представляет собой сумму источников энергии возмущения а счет баротропной (J_1) и бароклинной (J_2) неустойчивости средего потока. Используя определение функции тока, уравнение идростатики и соотношение термического ветра (геострофичекое приближение) и следуя [3, 5], получаем для подинтегральых выражений в уравнениях (2) и (3) следующие соотношения:

$$J_3=(V_2-V_1)^2+(U_2-U_1)^2+\frac{g^2}{\rho_0^2 N^2}(\rho_2-\rho_1)^2, \qquad (5)$$

$$J_1=-(V_2-V_1)(U_2-U_1)\frac{\partial U_1}{\partial y}, \qquad (6)$$

$$J_2=-\frac{g^2}{\rho_0^2 N^2}(V_2-V_1)(\rho_2-\rho_1)\frac{\partial\rho_1}{\partial y}. \qquad (7)$$

Среднее значение частоты Брента — Вяйсяля по данным обеих ъемок оказалось равным $0{,}46\cdot10^{-4}$ с$^{-1}$. Сопоставление рассчитанных величин J_1 и J_2 показало, что бароклинный вклад в энергию

неустойчивости превышает баротропный практически на п рядок. Распределения величин J_2 и J_3 (нормированных на пло ность) на горизонте 50 м показаны для примера на рис. 1, *д*, Максимальные значения J_2 и J_3, как видно из рисунка, совпада с областью сформировавшегося циклонического вихря в юго-в сточной части полигона. Область максимальных значений J_2 н горизонте 300 м смещена относительно центра вихря на $z=50$ к юго-востоку, что свидетельствует о наклоне оси в сторону е смещения по потоку. Для района, охватывающего выделенны циклонический вихрь, по формулам (2) и (3) были вычислен интегральные характеристики. Так как расчеты поля скорост проводились только для двух горизонтов, вертикальные профил J_1, J_2, J_3 представлялись ступенчатыми функциями глубины. Ра считанные значения интегральных энергетических оценок пре ставлены в таблице. Интегральная полная энергия, поступивша от среднего движения к вихрю, по порядку величины совпал с оценками, полученными в [4], но оказалось несколько меньше чем в [5]. Рассмотренный вихрь по классификации, предложе ной в [4], относится к пограничным вихрям струйных течени и фронтов. Его диаметр составляет около 50 км, перепад темпе ратуры от центра к периферии — около 2°, направление смещения — вдоль фронта на восток, юго-восток. Отрицательные значения ба ротропного вклада в поток энергии неустойчивости в принци должны означать, что произошло усиление среднего потока, од нако, учитывая оценочный характер выполненных расчетов и ма лые значения самого баротропного вклада, этот вывод нельз считать достаточно достоверным.

Интегральные значения полной энергии, полученной вихрем от среднего поток (Дж×10¹²), и потоков энергии за счет баротропной (*BT*) и бароклинной (*BC* неустойчивости (Дж/с×10⁶)

Слой, м	ΔE	$\frac{\partial E_{BT}}{\partial t}$	$\frac{\partial E_{BC}}{\partial t}$	$\frac{\partial E}{\partial t}$	Δt, сут.
0—100	9,2	—2,6	12,3	9,7	10,9
100—500	27,7	—0,8	32,3	31,5	10,2
0—500	36,9	—3,4	44,6	41,2	10,4

В заключение оценим характерный масштаб времени Δt, не обходимого для образования вихря. Считая, что во время перво съемки поток был невозмущенный, следуя [5], можно записать

$$\Delta t = \frac{\Delta E}{\partial E/\partial t}. \qquad (8)$$

олученная оценка Δt, равная 10—11 суткам, согласуется с оценами, приведенными для вихрей указанного типа в [4], а также ременем между выполненными съемками.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас условий промысла сельди в Норвежском и Гренландском морях. — алининград, 1962, с. 52—69.
2. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптиеские вихри в океане.— Л.: Гидрометеоиздат, 1982. — 264 с.
3. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. Т. 2. — М.: Мир, 984. — 416 с.
4. Федоров К. Н. Об эволюции вихрей в океане. — В сб.: Вопросы инамики океана. Л., Гидрометеоиздат, 1984, с. 128—142.
5. Thomson R. E. A Cyclonic Eddy over the Continental Margin of Vanouver Island: Evidence for Baroclinic Instability. Journ. Phys. Ocean., 1984. ol. 14, pp. 1326—1348.

/ДК 551.465

В. П. КОРОВИН, А. И. УГРЮМОВ (ЛГМИ)

О РОЛИ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ И ДРЕЙФОВЫХ ТЕЧЕНИЙ В ФОРМИРОВАНИИ ВОДООБМЕНА В ДАТСКИХ ПРОЛИВАХ

Одним из важнейших факторов, формирующих гидродинамический, гидрологический и гидрохимический режим Балтийского моря, является водообмен через Датские проливы. Водообмен составляет более 60% объема вод в водном балансе Балтики и существенно изменяется как в течение года, так и от года к году.

Целью настоящей работы и является исследование роли гидрометеорологических факторов, определяющих водообмен между Северным и Балтийским морями, анализ влияния локальных ветров на формирование дрейфовых течений, а также выявление роли дрейфовых течений в суммарном водообмене. В работе рассмотрены системы течений, определяющих гидрологический режим в проливах; исследовано влияние синоптических условий на изменение горизонтальных составляющих скоростей течений на поверхности; дан количественный анализ дрейфовых течений и выявлена целесообразность их расчета при изучении динамики вод в Датских проливах.

Водообмен Балтийского моря с Северным осуществляется в результате взаимодействия водных масс этих морей с атмо-

сферными процессами. При этом выделяются два пространстве ных масштаба воздействия атмосферы на процессы водообмен локальное взаимодействие ветровых потоков с водной повер ностью непосредственно над зоной проливов и крупномасшта ные изменения атмосферных процессов, развивающихся, с одн стороны, над обширной материковой областью Европейского ко тинента, включая внутриматериковое Балтийское море, и, с др гой стороны, над прилегающей частью Атлантического океан включающей окраинное Северное море.

Взаимодействие первого масштаба способствует развити в зоне приливов дрейфовых течений и свойственных этим теч ниям уклонов свободной водной поверхности, которые при опр деленной ориентации ветрового поля приводят к развитию вхо ных или выходных потоков. Наличие того или иного направлени течений в конкретном случае зависит, в первую очередь, от обще направления ветра над переходной зоной. При достаточной си ветра западных румбов (начиная примерно с трех баллов с н правлениями от ЮЮЗ до ССЗ) возникает входной поток, напра ленный в Балтийское море, для которого характерно наличие ци лонов на северо-востоке и антициклона на юго-западе Европ При остальных направлениях ветра (от ССЗ до ЮЮЗ через во сточное), напротив, возникает выходной поток. Главную рол в создании благоприятных условий для выноса вод Балтики и рает антициклон, расположенный на северо-востоке Европы. Пр штиле или очень малых скоростях ветра в общем господствуе выходной поток со скоростями до 80 см/с, а в узкостях до 150–200 см/с, в зависимости от уклонов уровня в проливе Каттега Этот выходной поток обусловлен постоянным (хотя и небольшим превышением уровня Балтийского моря над уровнем океана з счет материкового стока, и поэтому такого рода водообмен в при ливах можно считать нормальным.

Крупномасштабное взаимодействие, возникающее вследстви пространственной неоднородности барического поля над океаном (Северное море) и над материком (Балтийское море и приле гающие районы) приводит к развитию флуктуаций в колебатель ной системе Балтийское — Северное моря. В результате этого со здаются перекосы уровенной поверхности, благодаря которым осуществляется перелив вод в сторону Балтийского моря и об ратно по принципу сообщающихся сосудов. Движением може захватываться вся толща вод. Эти течения в той или иной степени постепенно присутствуют в проливах и предпроливной зоне. Степень взаимосвязи интенсивности водообмена через датские проливы с повторяемостью атмосферных макропроцессов оценивается коэффициентом корреляции от 0,5 до 0,7 [3].

Ветровые (дрейфовые) течения в Балтийском море возникают под непосредственным влекущим воздействием ветра. Эти течения развиваются в верхнем (экмановском) слое моря в основном

зоны термоклина в теплый период и до зоны пикноклина в хо-дный период года. Вследствие неравномерности поля ветра и регулярности его воздействия на морскую поверхность ветро-ые течения имеют сложную пространственную структуру и боль-ую временную изменчивость. Эта изменчивость обусловлена кже и запаздывающей реакцией водной поверхности на атмо-ерные воздействия.

При восточной форме циркуляции по типизации Г. Я. Вангенйма нормальный водообмен в проливах усиливается, т. е. увеичивается вынос вод из Балтийского моря. Этот тип погоды танавливается при антициклонической деятельности над северой и восточной Европой. Преобладающими для него являются тры восточных румбов, что приводит к подъему уровня на юго-паде Балтики и понижению его в проливе Каттегат. Поэтому клон уровня между указанными районами становится больше рмального и в проливах, помимо постоянных течений, возни-ают еще выходные стоковые течения со скоростью в зависимости т. района 75—180 см/с. При продолжительных и сильных восточ-ых ветрах может создаться положение, когда выходное течение проливах займет весь слой от поверхности до дна.

Нормальная схема циркуляции в проливах особенно сильно арушается при западной форме циркуляции атмосферы, харак-еризующейся ветрами западных румбов над Балтийским морем. ни обычно возникают при движении циклонов с Северной Атлан-ики на восток и северо-восток. При сильных ветрах происходит гон воды из юго-западной части Балтийского моря и нагон в юж-ый Каттегат, то есть создается уклон уровня, обратный нормаль-ому. Это приводит к возникновению входных стоковых течений, аправленных в Балтику, скорость которых как показывают на-людения может достигать 180—260 см/с. Эти стоковые течения ще более усиливаются одновременно возникающими чисто дрей-овыми течениями. С возникновением входных течений более со-еные воды из Каттегата перемещаются до порогов Дрогден и Дарсер. Затем эти воды, как более соленые и, следовательно, олее тяжелые, спускаются в нижние слои и медленно перено-ятся на север Балтики.

Южные составляющие ветровых переносов создают быстрый одъем воды в проливах, что в сочетании с подпором, возникаю-щим в проливе Каттегат за счет притока вод из пролива Скагер-ак, создает значительный перепад уровня в проливах. Этот ук-он усиливает входные потоки. Увеличению притока вод способ-твует также отток воды из южной части Балтики при южных етрах. Северные ветровые переносы создают обратный перепад ровней в датских проливах, способствуют сгону воды в проливе Скагеррак и увеличивают стоковую составляющую водообмена, то в целом ослабляет приток воды в Балтийское море [1].

Таким образом, водообмен через Датские проливы осуще-твляется путем стоковых (градиентных) и дрейфовых (ветро-

вых) течений. Ведущая роль стоковых течений при значительн сгонно-нагонных колебаниях уровня в проливах очевидна. Р смотрим процесс воздействия ветра на течения.

Ветер оказывает сложное воздействие на водную поверхнос Поскольку взволнованная поверхность «шероховата» возника трение между воздухом и водой — касательное напряжение вет которое своим влекущим действием создает дрейфовое течен Неравномерность поля ветра и эффект сгона и нагона у берег создают наклоны поверхности, следствием которых являют градиентные течения, получающие энергию также от ветра и п этому, по-существу, также являющиеся ветровыми. Отсюда, ве ровое течение можно назвать дрейфово-градиентным, где обе с ставляющие органически связаны. Абсолютная величина (V дрейфового течения зависит от напряжения трения ветра и ш роты [2].

$$V_0 = \frac{\tau}{\sqrt{2\mu\omega\rho\sin\varphi}},$$

где μ — коэффициент турбулентной вязкости; ω — угловая ск рость вращения Земли; ρ — плотность воды; φ — широта; τ — к сательное напряжение ветра.

Причем

$$\tau = C_d \rho_a V^2,$$

где C_d — коэффициент трения; ρ_a — плотность воздуха; V — ск рость ветра.

Для упрощения вычисления дрейфа вводится понятие «ветр вой коэффициент», характеризующий отношение поверхностно дрейфового течения к силе ветра. Экман, приняв коэффицие вязкости постоянным, получил для ветрового коэффициента вы ражения

$$\frac{V_0}{V} = \frac{0{,}0127}{\sqrt{\sin\varphi}},$$

что для 55° с. ш. (район датских проливов) составляет 0,014 ил 1,4%. Институтом Морских исследований АН ГДР в 1976 и 1977 г были проведены эксперименты с дрейфовыми карточками в рай оне западнее острова Борнхольм. По результатам этих экспери ментов был уточнен ветровой коэффициент, оказавшийся равны 3,3% (0,033).

Одной из задач данной работы являлось изучение и количе ственный анализ дрейфовых течений. Для расчетов из английского метеорологического ежегодника были взяты данные о направле нии и скорости ветра за 1976 г. на плавмаяках Drogden (проли Зунд) и Kadetrenden (пролив Фемарн Бельт). Из немецкого еже годника за сроки 01, 07, 13 и 19 часов взяты данные о наблюден ных характеристиках течений на этих маяках. Данные о ветр взяты за сроки 00, 06 и 18 часов.

Анализ характеристик ветра показал, что наиболее активным ›иодом является осень — зима. Ветер в течение года очень изчив, но в основном преобладают восточные и западные наавления. Сама система ветров над проливами способствует форрованию входных и выходных течений. Часто повторяются ›епады устойчивых ветров, близких как по направлению, так и скорости. Эти периоды колеблются от 3 до 7 суток, но могут ›ой достигать 10—14 суток. Этого времени достаточно для разгия установившегося ветрового течения.

Анализируя фактические данные о течениях, можно отметить, ›, как и ветер, они изменчивы. На всех плавмаяках в основном блюдаются течения двух направлений, соответствующих входм и выходным потокам. Так, на плавмаяке Drogden в основном еобладают выходные течения, их повторяемость в два раза льше, чем входных. Та же самая картина наблюдается и на яке Kadetrenden. Это объясняется, вероятно, наличием постоянго стокового течения из Балтийского моря. Рассчитанные в раге скорости течений по уравнению (1) для плавмаяков позволи определить коэффициенты корреляции между рассчитанми и наблюденными скоростями течений. Коэффициент корреции для выходных потоков оказался равным 0,68, а для входх потоков — 0,74. Таким образом, расчет дрейфовых течений зволяет дать, по крайней мере, правильную качественную карну течений в проливах.

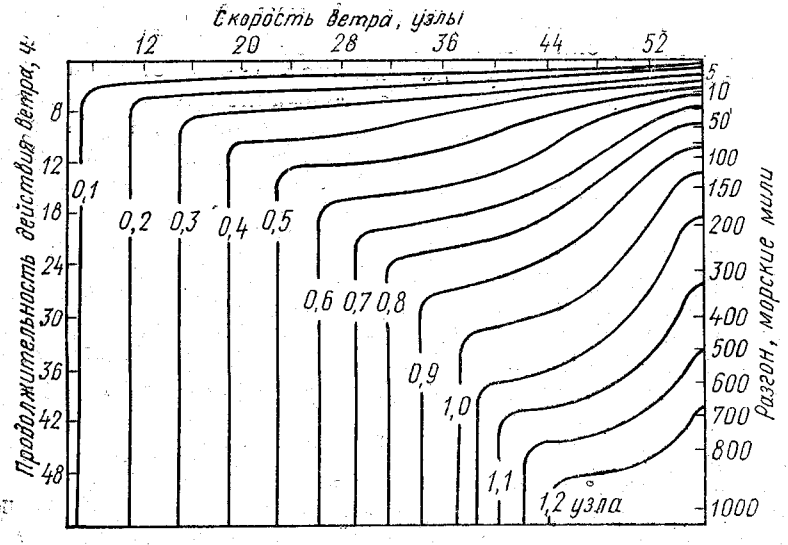
Для расчета дрейфовых течений с целью сравнения их с реальми была использована номограмма, предложенная Джеймсом работе [2] (см. рисунок). В левой части номограммы помеена шкала продолжительности действия ветра: вверху — шкала орости ветра. Величина разгона ветра, также влияющая на тение при расчетах, не учитывалась, так как размеры датских оливов не велики. Течения могут быть ограничены продолжильностью действия ветра, или могут быть полностью развитыми, о подчеркнуто существованием области номограммы, где крие переходят в прямые линии.

Для входа в номограмму необходимо использовать эффективе время, которое является суммой действительного времени продолжительность действия ветра между сроками наблюдений) эквивалентного (время, за которое последующий ветер смог бы ізвить течение, равное предыдущему). Недостатком данного ıособа является невозможность получения точной оценки затуıния течения.

Наиболее простым способом определения скорости дрейфоого течения является использование ветрового коэффициента K, арактеризующего отношение поверхностного дрейфового течения силе ветра, его вызывающего. По данным немецких ученых, продивших эксперимент в 1976—1977 г. в зоне датских проливов получивших значение ветрового коэффициента для данного

района моря, равное 3,3%, была построена функция для опред ления скорости ветрового дрейфа $V_0=0{,}033\ V$.

Таким образом, мы имеем два способа определения дрейфов течений. Первым способом (номограмма) мы пользовались п наличии устойчивого ветра, а при ослаблении ветра и при е большой изменчивости использовалась функция.



Номограмма для вычисления ветровых дрейфовых течений

Сравнение фактических и расчетных скоростей показало, ч ветровые течения играют немаловажную роль в водообмене межд Северным и Балтийским морями, учет дрейфовых составляющ при расчете скоростей течений в датских проливах просто нео ходим. Рассчитанные значения скорости дрейфовых течений близ к наблюденным, за исключением случаев с максимальными ск ростями течений. Объясняется это, прежде всего, тем, что н дрейфовую составляющую накладывается градиентная (сгонн нагонные течения), вызванная наклоном уровня в северной и юж ной частях датских проливов.

Рассмотрим для примера данные наблюденных и рассчитанн скоростей течений за март 1976 г. на плавмаяках Drogden и K detrenden. На маяке Drogden скорость течения в среднем соста ляла 15—25 см/с. Преобладал вынос из Балтики, но в начале в конце месяца наблюдались и входные течения с большими ск ростями, достигающими 75—100 см/с. Это полностью согласует

изменениями направления ветра. В марте, в основном, преобладали умеренные ветры восточных румбов, а с 1 по 3 марта и 27 по 31 марта наблюдались сильные ветры западных направлений, достигавшие 13—17 м/с.

Месячный ход скорости течения на маяке Kadetrenden заметно отличается от предыдущей картины, что вызвано прежде всего изменчивостью направлений и скоростей ветра в этом районе, следовательно, и изменчивости скорости дрейфового течения. Но даже и здесь рассчитанные скорости близки к наблюденным, правда имеют несколько большую погрешность. В этом районе в силу морфологических особенностей течение меняется по направлению от 0° до 360°, а на маяке Drogden — только в двух направлениях 230° и 50°. Это обстоятельство безусловно влияет на точность расчетов.

Рассмотрим ход скоростей в ноябре 1976 г. Этот месяц характерен для зимнего сезона, когда приток ветровой энергии весьма значителен. Течения в этот период были очень изменчивы. Наблюдалось еще два периода с ветрами устойчивой силы и направления: с 13 по 15 — ветры восточных румбов и с 22 по 31 — западных. На графиках скорости данные периоды соответствуют устойчивым выходным и входным потокам. Рассчитанные значения скоростей в общем повторяют ход наблюденной скорости течения, но и здесь существенные поправки вносит градиентная составляющая течения. Так, например, 24—25 должны были преобладать входные потоки под влиянием западных ветров, но на самом деле наблюдаются выходные потоки и даже с большими скоростями. Это объясняется тем, что под влиянием продолжительных западных ветров в датских проливах создается наклон уровня и стоит ветру, поддерживающему его, несколько ослабнуть, как течение меняет свое направление. Кроме того, следует подчеркнуть, что при данной силе ветра течение становится установившимся не сразу, а спустя определенный промежуток времени. С ослаблением же или прекращением ветра, течение по инерции имеет еще прежнюю скорость и лишь затем начинает понемногу затухать.

Погрешности расчетов при малых скоростях течений (5—25 см/с) составляют 15%, а при больших скоростях — до 40%, т. е. можно сказать, что использованные методы дают удовлетворительные результаты при малых скоростях течений, когда течение почти чисто дрейфовое, при сильных течениях, когда велика роль градиентного компонента, применение этих методов нецелесообразно.

Сформулируем теперь основные выводы. В работе дан качественный анализ дрейфовых течений с целью выявления их роли в водообмене между Северным и Балтийским морями. Ветер оказывает сложное воздействие на водную поверхность. Его касательное напряжение своим влекущим действием создает дрейфо-

вое течение. Сгонно-нагонные эффекты ветра обусловливают на клоны поверхности, следствием которых являются градиентны течения. Наложение двух разновидностей течений создает наблю даемое дрейфово-градиентное течение.

Для оценки роли чисто дрейфовых течений в работе примене традиционный для Балтики метод расчета ветровых течени с использованием простейших эмпирических зависимостей, связы вающих скорость течения со скоростью ветра через ветровой ко эффициент. Использовалась также эмпирическая номограмма где скорость ветрового течения является уже функцией двух па раметров: скорости ветра и продолжительности его действия Опыт применения данных методик показал, что их можно исполь зовать для расчета небольших или средних скоростей течени в проливах, при больших же скоростях этот метод не пригоден

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер В. М., Смирнова А. И. Проблема расчета и прогноз водообмена через Датские проливы. — Тр. XII Конференции балтийских океа нографов. Л., Гидрометеоиздат, 1982.

2. Джеймс Р. Прогноз термической структуры океана. Л., Гидрометео издат, 1971.

3. Суставов Ю. В. К методике изучения водообмена между Балтийски и Северным морями. — Тр. ГОИН, вып. 169, Л., Гидрометеоиздат, 198 с. 71—81.

УДК 551.456

А. И. УГРЮМОВ (ЛГМИ), НГУЕН ЗОАН ТОАН (СРВ

О НЕКОТОРЫХ КЛИМАТИЧЕСКИХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭНЕРГОАКТИВНОЙ ЗОНЫ КУРОСИО

Исследование энергоактивных зон Мирового океана вноси большой вклад в проблему создания теории климата и разра ботки методов долгосрочных прогнозов погоды.

Показано [10], что за год в атмосферу поступает от подсти лающей поверхности земного шара $156{,}6 \cdot 10^{22}$ Дж, при этом по верхность суши отдает $30{,}6 \cdot 10^{22}$ Дж, что составляет всего 19,9% от суммарного потока тепла, а остальная часть ($124{,}0 \cdot 10^{22}$ Дж приходится на долю Мирового океана. Совершенно очевидно, что океан является главным источником тепловых ресурсов атмо сферы и возникающие в системе океан — атмосфера отклонени теплообмена от средней многолетней нормы должны влиять н

ормирование крупных аномалий атмосферной циркуляции и по-
оды, особенно длительных, в силу большой тепловой инерции
кеана.

Теплообмен в системе океан — атмосфера весьма неодноро-
ен по пространству. Значительную часть тепла атмосфера полу-
ает из океана в сравнительно ограниченных районах — очагах
заимодействия океана и атмосферы или энергоактивных зонах.
первые определение очагов взаимодействия океана и атмосферы
энергоактивных зон океана) было дано В. В. Тимоновым, кото-
ый выделил эти очаги на основании анализа карт теплообмена
ежду океаном и атмосферой [10]. К энергоактивным зонам во
нетропических широтах относятся зоны повышенного внешнего
еплового баланса океана, площадь которых составляет около
/4 площади океана в этих широтах, а теплоотдача — около по-
овины общей теплоотдачи океана. Энергоактивными районами
вляются также зоны неустойчивой стратификации у кромки пла-
учих льдов, области экваториального апвеллинга, районы мус-
онных течений и др. [6].

Исследования последних лет по проблемам долгосрочных про-
нозов теплового состояния океана и аномалий погоды показали,
то эти задачи являются взаимосвязанными и должны решаться
вместе, поскольку формирование климатического режима и дли-
тельных отклонений от него как в океане, так и в атмосфере, оп-
ределяется прежде всего, процессами взаимодействия обеих
сред [6].

В настоящее время ведутся работы по программе исследова-
ния взаимодействия атмосферы и океана «Разрезы», предусмат-
ривающей регулярные наблюдения в энергоактивных зонах оке-
ана. Цели ее — разработка теории климата и методов долгосроч-
ного прогноза погоды. Эта программа, в основе которой лежат
теоретические разработки академика Г. И. Марчука, станет со-
ставной частью Всемирной климатической программы.

Для западной части Тихого океана большое значение может
иметь взаимосвязь между энергоактивной зоной Куросио и харак-
теристиками возникающих здесь тропических циклонов (тайфу-
нов). Тропические циклоны получают большую часть своей энер-
гии за счет выделения скрытой теплоты при конденсации испа-
рившейся с поверхности океана влаги, и, в свою очередь, видо-
изменяют температурное поле верхнего слоя океана, создавая от-
рицательные аномалии его температуры: вблизи центра циклона
касательное напряжение ветра вызывает дивергенцию поверхност-
ных течений и, следовательно, значительный апвеллинг. В резуль-
тате вдоль траектории урагана отмечается полоса аномально хо-
лодной водой [5].

В последние годы большое внимание уделяется роли обмена
явным и скрытым теплом между океанами и атмосферой в раз-
витии и сохранении тропических и внетропических циклонов. На

первых шагах исследования природы тропических циклонов возникла мысль, которая в целом подтверждается, что это явление порождается резким нарушением устойчивости атмосферы и что колоссальная мощность тропических циклонов обусловлена влажной неустойчивостью [12]. Несомненно, что неустойчивость атмосферы должна быть тесно связана с повышенной температурой океана. Испарение с поверхности океана резко увеличивается с ростом температуры воды, поэтому чем она выше, тем быстрее развивается тропический циклон и тем большей интенсивности он может достигнуть.

Тепловое состояние океана оказывает влияние и на траектории тропических циклонов. В ряде работ показано, что тропические циклоны имеют тенденцию следовать над областями с повышенной температурой поверхности океана. На всех картах явно прослеживается увеличение плотности распределения траекторий, по мере продвижения циклонов с востока на запад, над теплыми океанскими течениями. По результатам статистического анализа [9], большинство тайфунов в западном районе северной части Тихого океана развиваются в энергоактивной зоне Куросио, где господствует теплое течение и испарение с поверхности океана максимально. Пути перемещения тайфунов этого района сложны, но можно разделить их на пять основных типов (рис. 1). Видно,

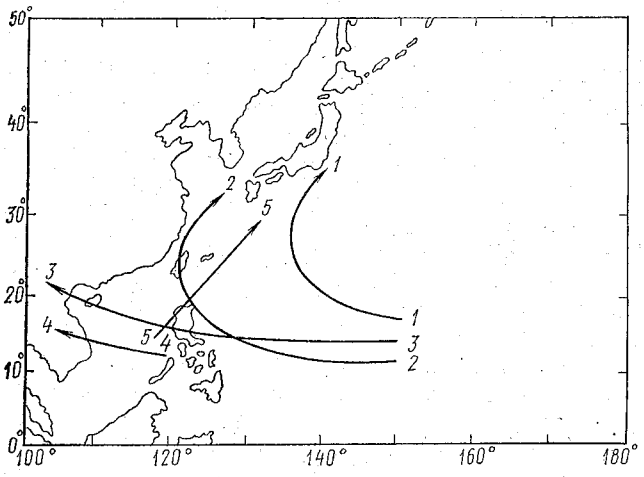


Рис. 1. Основные пути перемещения тайфунов в Тихом океане (по [9]).
1—5 — типы траекторий

что в типах *1*, *2* и *5* тропические циклоны имеют тенденцию следовать над областью теплого течения Куросио. Таким образом, развитие и траектории движения внетропических и тропических циклонов во многом зависят от теплового состояния океана и осо-

енностей его энергетического взаимодействия с атмосферой. Для территории Вьетнама особенно важно проанализировать влияние взаимодействия океана и атмосферы на характеристики тропических циклонов запада Тихого океана (тайфунов). Можно высказать предположение, что процессы циклогенеза здесь и, особенно, движения (траектории) тропических циклонов во многом определяются положением и интенсивностью энергоактивной зоны Куросио, где температура поверхности океана и поток влаги в атмосферу относительно высоки. Однако, прежде чем пытаться установить прогностические связи, необходимо проанализировать многолетние и сезонные энергоактивные зоны Куросио, чему и посвящена данная работа. Материалом для нее послужили климатические средние месячные данные о распределении на акватории Мирового океана величин внешнего баланса B, радиационного баланса R_n и турбулентного потока тепла P [2]. На основании этих данных нами построены также средние месячные карты затрат тепла на испарение LE и суммарного теплообмена между океаном и атмосферой $(P+LE)$ в узлах пятиградусной сети в зоне Куросио (20—50° с. ш., 120—180° в. д.).

На рис. 2 показаны графики максимальных значений P, LE и $(P+LE)$ в районе энергоактивной зоны Куросио, а на рис. 3 показано положение очагов LE, $P+LE$ для каждого месяца года.

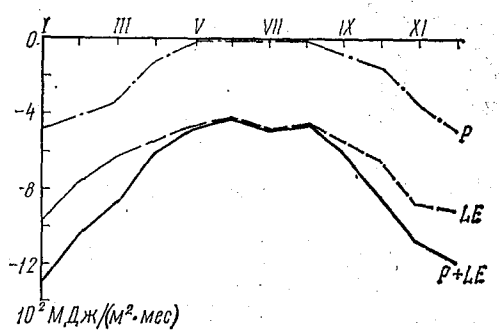


Рис. 2. Годовой ход интенсивности составляющих теплового баланса поверхности океана в энергоактивной зоне Куросио

В таблице дана максимальная интенсивность потоков тепла P, LE и $P+LE$ в энергоактивной зоне Куросио и отношение $LE/(P+LE)$, показывающее вклад скрытого тепла в суммарный поток.

Из таблицы хорошо видно, что энергоактивная зона Куросио — один из центров значительной теплоотдачи океана в атмосферу.

Зимой в этом районе суммарный поток тепла из океана в атмосферу достигает 1300 МДж/(м²·месяц) по абсолютной величине, поток тепла за счет испарения — 950 МДж/(м²·месяц). Эти цифры показывают, что LE играет главную роль в сумме $P+LE$, тогда как вклад турбулентного теплообмена почти в 3 раза меньше. Для сравнения укажем, что зимний максимум теплоотдачи в бермудской и ньюфаундлендской зонах Атлантического океана (аналоги зоны Куросио) равен 1400 и 1080 МДж/(м²·месяц) соответственно. Летом в рассматриваемом районе атмосфера получает небольшое количество тепла от океана, это количество примерно равно 400 МДж/(м²·месяц) (июнь), причем вклад турбулентного теплообмена P в сумму $(P+LE)$ с мая по август равен 10—20 МДж/(м²·месяц) (отношение $LE/(P+LE)\approx 1$). В других месяцах года, отношение $LE/(P+LE)$ колеблется от 0,70 до 0,90.

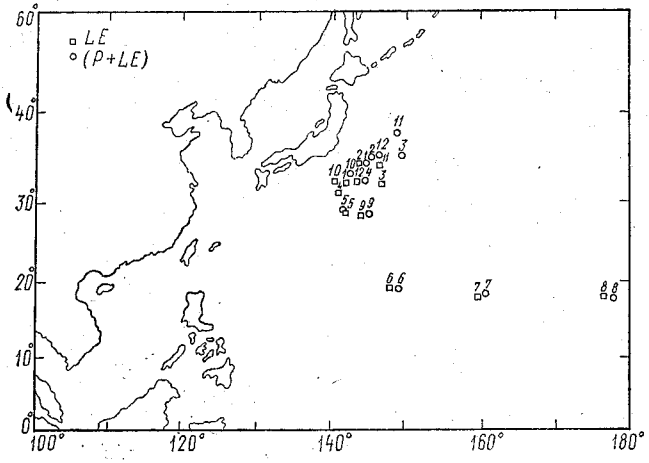


Рис. 3. Распределение очагов LE и $P+LE$ в энергоактивной зоне Куросио.
Цифры над кружками и квадратами — месяцы года

Это значит, что вклад скрытого потока тепла (затрат тепла на испарение) играет главную роль по сравнению с турбулентным потоком тепла в формировании суммарного $P+LE$ теплообмена между океаном и атмосферой в течение всего года. Поэтому на карте распределения очагов LE и $P+LE$ (см. рис. 3) видно, что эти очаги находятся недалеко друг от друга. Кроме того, на той же карте заметна межсезонная изменчивость положения очагов. В зимних месяцах очаги LE и $P+LE$ хорошо выражены и расположены в более северных широтах зоны Куросио, от 30° с. ш. до 40° с. ш., а летом эти очаги в указанных широтах не обнаруживаются, но одновременно появляются слабые приэкваториальные

Максимальные значения P, LE, $P+LE$ в МДж/(м^2 · месяц) и отношение $LE/(P+LE)$ в энергоактивной зоне Куросио *

Потоки тепла	Месяцы											
	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
P	470	410	350	100	20	10	20	10	90	130	320	455
LE	950	770	620	530	490	400	470	560	510	720	850	890
$P+LE$	1300	1060	870	620	490	410	490	570	580	820	1050	1150
$LE/(P+LE)$	0,73	0,73	0,71	0,85	1,00	1,00	1,00	1,00	0,86	0,87	0,81	0,77

* В таблице показаны значения P, LE и $P+LE$ в очагах, несовпадающих по местоположению, поэтому значения в строке $(P+LE)$ не равны значениям, полученным из сложения строк P и LE. Все величины P, LE, $(P+LE)$ отрицательны.

очаги (июнь — август). В переходных месяцах (май и сентябрь) очаги LE и $P+LE$ расположены в среднем между зимними и летними очагами.

Сезонную миграцию энергоактивной зоны Куросио по широте можно объяснить, исходя из особенностей процессов в океане и атмосфере пространственного распределения гидрометеорологических элементов. Для расчета P и LE в работе [2], откуда брались ежемесячные климатические данные по потокам тепла, применялись следующие формулы:

$$\overline{P} = -0{,}212\, N\,\overline{(t_0 - t)}\,\overline{u} \text{ МДж/(м}^2\cdot\text{месяц)}, \quad (1)$$

$$\overline{LE} = -0{,}326\, N\,\overline{(e_0 - e)}\,\overline{u} \text{ МДж/(м}^2\text{/месяц)}, \quad (2)$$

где N — число дней в месяце; $(t_0 - t)$ — разность температуры вода — воздух; $(e_0 - e)$ — разность в гПа между влажностью воздуха, насыщенного водяным паром при температуре поверхности воды, и фактической влажностью воздуха; u — скорость ветра в м/с. Проанализируем эти формулы вместе с данными о распределении t_0, t и u.

Зимой в энергоактивной зоне Куросио горизонтальный градиент температуры воды между северной и южной частями (между 40° с. ш. и 20° с. ш.) в целом невелик, поскольку термический режим зоны и на юге, и на севере определяется теплым течением. Однако температура воздуха значительно увеличивается с севера на юг, а скорость ветра, наоборот, уменьшается к югу. Так, через северную часть зоны проходят изотермы температуры воздуха 0—10° С, а через южную часть — 22° С — 26° С. В северной части рассматриваемого района скорость ветра $\geqslant 16$ м/с имеет повторяемость 20—25%, а в южной части $<5\%$ [1]. Это объясняется тем, что зимой северная часть зоны Куросио находится под непосредственным влиянием зимнего муссона, который способствует проникновению холодного и сухого континентального воздуха на акваторию океана. Именно поэтому зимой в северной части энергоактивной зоны Куросио параметры $(t_0 - t)$, $(e_0 - e)$ и u, определяющие скорость испарения и теплообмена, больше чем в южной зоне этого района, и энергоактивная зона Куросио (очаг максимальной теплоотдачи океана) лежит на севере указанной акватории.

Летом существует другая картина пространственного распределения теплообмена между океаном и атмосферой. Вследствие муссонной перестройки циркуляции, приток континентального воздуха прекращается, и в этот район с юга распространяются теплые и влажные тропические воздушные массы. В этот сезон южная часть зоны Куросио находится в зоне максимального нагревания: температура воды достигает здесь 28° С (июнь). Северная часть в большей мере, чем зимой находится под влиянием

олодных течений, температура воды колеблется в интервале 0° С — 20° С (июнь). Разность $t_0 - t$ в южной части района — коло нуля и выше, в северной части — около нуля и ниже. Скость ветра уменьшается с юга на север, а относительная влажость увеличивается в этом же направлении (на юге — 80%, на евере — (85%). Из формул (1) и (2) следует, что при таких услоиях максимальный теплообмен должен отменяться на юге, вблизи кватора. Действительно, летом наблюдаются приэкваториальные чаги максимума теплообмена между океаном и атмосферой.

В переходные сезоны (май, сентябрь), вследствие ослабления етров, интенсивность потоков P и LE несколько уменьшается сравнении с зимой, но так как в этом районе в переходные сеоны господствует приток холодных воздушных масс с контиента, интенсивность теплообмена все-таки остается довольно начительной. Очаги теплообмена в переходные сезоны располааются между северной и южной частями зоны Куросио, т. е. районе от 25° с. ш. до 30° с. ш. (рис. 3).

Таким образом, отмеченные выше особенности сезонного расределения гидрометеорологических элементов и связанная с ними иротная миграция энергоактивной зоны Куросио определяются, режде всего, процессами циркуляции в океане и атмосфере.

Сравним теперь климатический годовой ход солнечной радиаии и потоков тепла в зоне Куросио. Из рис. 2 следует, что испаение в океане почти не регулируется притоком солнечного тепла в своих сезонных и пространственных изменениях не следует а инсоляцией, а имеет противоположный ход. Действительно, ля энергоактивной зоны Куросио фазы максимума и минимума спарения и теплообмена вообще противоположны фазам годоого хода притока солнечного тепла. В месте с установленными ыше закономерностями это означает, что главной причиной коебания испарения с поверхности океана служит не инсоляция, теплосодержание океанских вод и муссонная циркуляция атмоферы. Поэтому в сезонных изменениях затрат тепла на испареие в зоне Куросио мы видим закономерности, противоположные ем, которые наблюдаются на суше, где испарение регулируется очти целиком инсоляцией.

Выполненный анализ позволяет предположить, что между оложением и интенсивностью энергоактивной зоны Куросио, одной стороны, и развитием тропических циклонов (их возникновением и траекториями), с другой стороны, должна существоать тесная связь, поскольку интенсивность этих географических бъектов определяется потоком скрытого тепла с поверхности кеана. Изучение межгодовых изменений энергоактивной зоны уросио по ежегодным материалам позволит выявить указанную язь, которая может быть одной из основ долгосрочного прогноза арактеристик тропических циклонов в районах, близких Вьетнаму.

ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас океанов. Тихий океан. — Военно-Морской Флот СССР, 1974.
2. Атлас теплового баланса океанов. — Севастополь: МГИ АН СССР, 197
3. Клепиков В. В., Фукс В. Р. Межсуточная изменчивость тепл вого баланса поверхности океана на станции погоды «Танго». — Извест ТИНРО, 1973, т. 89, с. 123—127.
4. Марчук Г. И., Кондратьев К. Я., Дымников В. П. Нек торые проблемы теории климата.— Итоги науки и техники, серия «Метеорол гия и гидрология», 1981, т. 7, 103 с.
5. Перри А. Х., Уокер Дж. М. Система океан — атмосфера. Перев с англ. Л., Гидрометеоиздат, 1979.
6. Смириов Н. П., Угрюмов А. И. Исследование крупномасшта ного взаимодействия океана и атмосферы в целях долгосрочных прогнозов. В сборник научных трудов ЛГМИ, 1982, вып. 78, с. 10—22.
7. Соркина А. И., Власова М. Г. Межгодовые изменения режи атмосферной циркуляции и связанных с ними температурных и ледовых усл вий в северных частях Тихого и Атлантического океанов.— Тр. ГОИН, вып. 9 М., Гидрометеоиздат, 1967, с. 136—145.
8. Строкина Л. А. Тепловой баланс Северной Атлантики по сравн нию с тепловыми балансами других районов Мирового океана. — Материа второй конференции по проблеме взаимодействия атмосферы и гидросфе в Северной части Атлантического океана. Изд. ЛГУ, 1964, с. 189—199.
9. Тихий океан. Книга 1. Метеорологические условия над Тихим океаном. АН СССР, ин-т океанологии, М.: Наука, 1966.
10. Угрюмов А. И. Тепловой режим океана и долгосрочные прогно погоды. — Л.: Гидрометеоиздат, 1981.
11. Хаин А. П., Сутырин Г. Г. Тропические циклоны и их взаим действие с океаном. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 271 с.
12. Шулейкин В. В. Расчет развития, движения и затухания тропич ских ураганов и главных волн, создаваемых ураганами. — Л.: Гидрометеоизда 1978.

УДК 551.463.64

А. Г. МУЗЫЧЕНКО (ГОИ

МЕЖГОДОВАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ТИХОГО ОКЕАНА

Для разработки схем сверхдолгосрочных прогнозов погоды н территории Советского Дальнего Востока и Сибири, составлен долговременных морских прогнозов и лучшего понимания ро океанов в воздействии на климат атмосферы необходимы дост верные количественные характеристики крупномасштабной и менчивости температуры поверхностного слоя океана (ТПО

К настоящему времени получены, главным образом, качественные данные об изменчивости ТПО по акватории северной части Тихого океана, проанализирован разными авторами спектральный состав долгопериодных колебаний лишь для районов, где имеются продолжительные ряды наблюдений [1, 2, 3, 9, 10]. Достаточно подробно изучен спектральный состав долгопериодных термических волн в системе Куросио [3, 9]. Большинство периодов, выделенных разными авторами, группируются около значений года, 5—6 лет и 9—11 лет. Использование отличных друг от друга методов спектрального анализа, периодограмманализа, фильтрации для рядов различной дискретности приводит к разбросу получаемых результатов. С другой стороны, стохастичность межгодовых изменений ТПО [6] может вызвать «плавание» периода объективно существующих квазициклических колебаний около статистического среднего.

В настоящей работе оценивается вклад междугодичных изменений в общую дисперсию временных рядов ТПО для характерных районов и энергоактивных зон (ЭАЗО) в северной части Тихого океана, исследуется гармонический состав и рассчитываются количественные характеристики амплитуды и фазы межгодовых колебаний.

В качестве исходного материала использовался известный архив Д. Немайеса среднемесячных значений ТПО за 1947—1948 гг., осредненных по 5-градусным трапециям в северной части Тихого океана (20—60° с. ш., 130° в. д. — 110° з. д.) [8].

В таблице приведены вклады дисперсий сезонного хода, внутри- и межгодовых составляющих в дисперсию исходных рядов ТПО. Процедура выделения межгодовой изменчивости заключалась в следующем. Из исходных рядов предварительно вычитался среднемесячный многолетний сезонный ход. Затем для выделения из полученных аномалий $X(t)$ долгопериодных колебаний $x(t)$ использовался низкочастотный фильтр Тьюки [4], который обеспечивает надежное подавление высокочастотных составляющих. Боковые лепестки его частотной характеристики весьма малы (максимум первого бокового лепестка равен примерно 0,03). Фильтр настраивался на частоту, соответствующую годовому периоду. Сравнительно медленное затухание частотной характеристики фильтра Тьюки приводит к усечению межгодовых флуктуаций с периодами близкими к годовому. Однако в настоящей работе внимание сосредоточено на исследовании квазигармонических колебаний с периодами более трех лет, а в этом диапазоне эффект усечения фильтрацией межгодовых колебаний пренебрежимо мал.

Согласно таблице, среднеквадратические разбросы, обусловленные межгодовой изменчивостью, в среднем для исследуемого региона (20—55° с. ш.) составляет примерно $\sqrt{3{,}5/91}$, т. е. около 1/5 сезонного хода.

Распределение энергии разномасштабных составляющих температуры воды на поверхности для различных районов северной части Тихого океана

Район	$D_{исх}$	$D_{сез}$	$D_{вн.\ год}$	$D_{меж.\ год}$
1	7,35	6,70(91%)	0,40(5,5%)	0,26(3,5%)
2	25,10	22,59(90,0%)	1,63(6,5%)	0,88(3,5%)
3	11,57	11,03(95,3%)	0,38(3,3%)	0,16(1,4%)
4	8,69	7,65(88,0%)	0,61(7,0%)	0,43(5,0%)
5	5,81	4,68(80,6%)	0,63(10,8%)	0,50(9,0%)
6	1,98	1,68(84,9%)	0,21(10,6%)	0,09(4,5%)
7	12,00	11,29(94,1%)	0,40(3,3%)	0,31(2,6%)
8	3,50	3,08(88,0%)	0,32(9,1%)	0,10(2,9%)

Примечание. В таблице указаны величины дисперсий (в °C²). В ско ках — проценты от дисперсии исходных рядов. Номера районов: 1 — вся акв тория (20—55° с. ш.); 2 — субполярный гидрологический фронт; 3 — ЭАЗО К росио; 4 — Аляскинская ЭАЗО; 5 — Калифорнийская ЭАЗО; 6 — Гавайск ЭАЗО; 7 — центральный район океана (40° с. ш., 165° з. д.); 8 — юго-западн часть акватории (20—25° с. ш., 130—140° в. д.).

Максимальные значения дисперсии величин $X_l(t)$ (рис. 1 имеются в районе субарктического гидрологического фронт (ЭАЗО Куросио), в юго-восточной части (Калифорнийская ЭАЗО в центральной области с ядром на 40—45° с. ш., 180—150° з. Отношение дисперсии $X_l(t)$ к дисперсии исходных рядов позволяе судить о роли междугодичной изменчивости в различных районах исследуемой акватории. Максимальные значения 15—20% отм чаются в юго-восточной части (рис. 1, *б*) и связаны, по-видимом с межгодовой изменчивостью положения и интенсивности Кал форнийского течения [2]; минимальные значения (<1%) пол чены в западной части региона (140—170° в. д., 30° с. ш.), г вклад сезонного хода составляет 97—98% дисперсии.

Представим $X_l(t)$ в следующем виде:

$$X_l(t) = \sum_{i=1}^{n} A_i \sin(\omega_i t + \varphi_i) + \varepsilon(t), \qquad (1$$

где первый член правой части — набор из n межгодовых гарм ник с частотами ω_i, амплитудами и фазами A_i, φ_i ($i=1, \ldots n$ $\varepsilon(t)$ — остаточная часть, которая может рассматриваться как н регулярная, с нулевым математическим ожиданием и известн корреляционной функцией.

Полагаем, что гармоники в (1) линейно независимы, а $\varepsilon($ имеет нормальное распределение. Первое предположение практ чески означает что ω_i должны быть достаточно разнесены по о

ıстот. Второе предположение важно для построения доверитель-ых границ оценок амплитуд A_i и фаз φ_i. Процедура оценивания ıплитуд и фаз заданного набора гармоник и построения довери-ıльных характеристик этих оценок подробно изложена в [7].

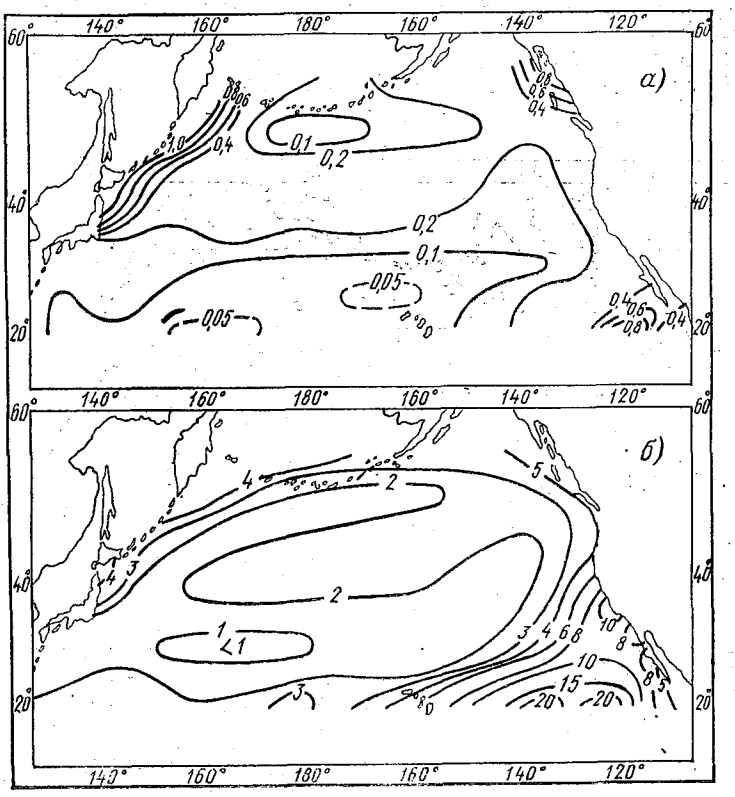


Рис. 1. Дисперсия межгодовой изменчивости ТПО в °С²(*а*) и отношение дисперсии межгодовой изменчивости к дисперсии исходных рядов в % (*б*)

Для отыскания скрытых межгодовых периодичностей строись периодограммы методом сканирования по пробному диапану периодов от 2-х до 12-ти лет с шагом сканирования 6 мецев. Метод сканирования по частотам и построения периодоамм описан в [5]. Суть его заключается в том, что в пробном апазоне периодов с помощью, например, метода максималь-го правдоподобия последовательно производится оценивание плитуд гармоник и строится график (периодограмма) этих оцек, как функции от пробного периода. Статистически достовер-ıми считаются те гармоники, амплитуды колебаний которых

существенно превышают эмпирические среднеквадратические с клонения этих амплитуд.

Анализ периодограмм (рис. 2) позволил выделить для разли ных районов и энергоактивных областей северной части Тихо океана набор статистически достоверных (с 95%-ной вероя ностью) межгодовых колебаний с периодами в 5—6, 8—9, 10 11 лет. Максимальными по амплитуде и, соответственно, по вн симому ими вкладу оказались наиболее долговременные колеб ния. В среднем по акватории вклад 10, 8 и 6-летних гармон

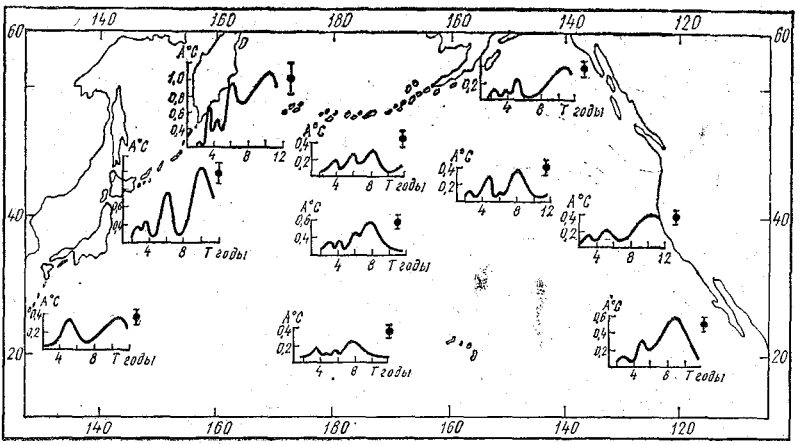


Рис. 2. Периодограммы колебаний поверхностной температуры воды в северной части Тихого океана. Вертикальным отрезком показан 95%-ный доверительный интервал

в дисперсию исходных рядов ТПО составил соответственно 0,8 0,56 и 0,34%. На рис. 3 представлены карты амплитуд и фаз 8- и 10-летних гармоник, рассчитанных по методике [7]. Прим чательно, что имеется пространственное совпадение облас максимальных амплитуд 6 и 10-летних колебаний. Наибольш амплитуды указанных гармоник получены в северо-западной ч сти, прилегающей к Курило-Камчатской гряде и о. Хоккайд По-видимому, эти цикличности и обусловливают абсолютный ма симум дисперсии межгодовой изменчивости в этом районе (с рис. 1, *а*).

Полученное пространственное распределение значений межг довых гармоник в целом не противоречит результатам, получе ным ранее другими авторами. Кортом [1] были обнаружены 5- 7-летние периоды колебания теплозапаса бороклинного сл океана в районе Куросио. Физическую природу такого период Корт связывал со средней скоростью обращения водных ма

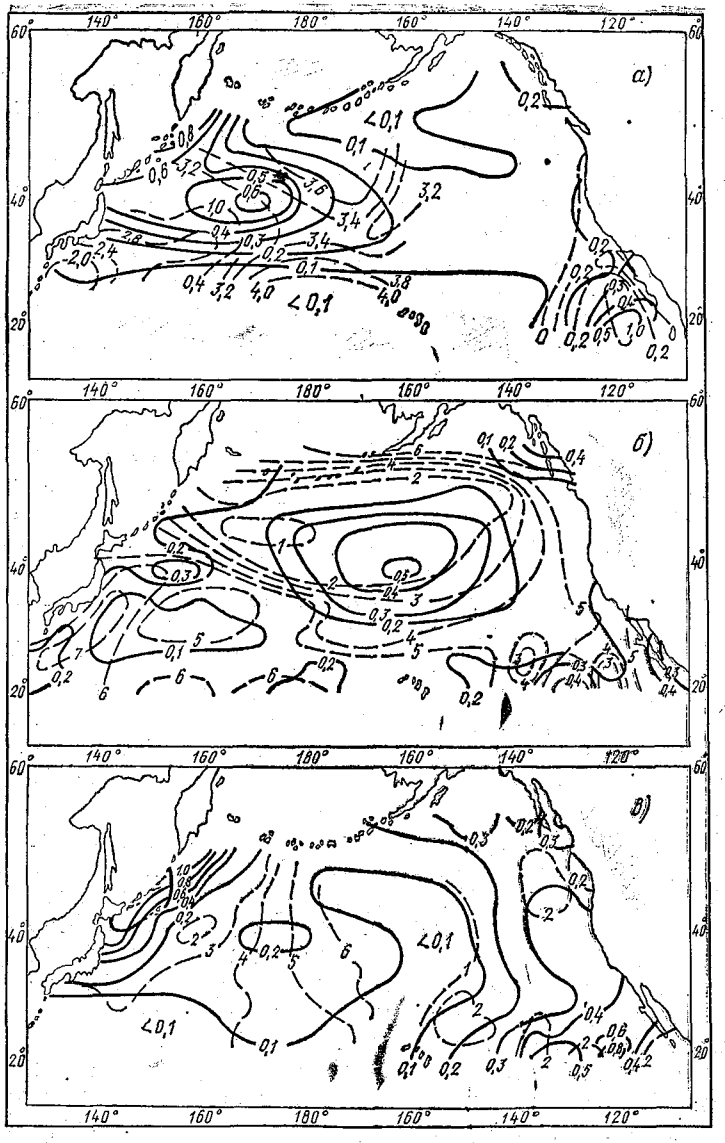


Рис. 3. Амплитуды (——) и фазы (— — —) гармоник ТПО с периодами: *а* — 6 лет; *б* — 8 лет; *в* — 10 лет. Амплитуды даны в °С, фазы — в годах

в системе северо-тихоокеанской антициклональной циркуляци Фукуока [9, 10] методом периодограмманализа среднемесячны температур в деятельном слое океана в системе Куросио и Оясі выявил периоды 2—3, 5—6 и 10—11 лет. Аналогичный набор п риодичностей получен нами по рядам ТПО в районе Куроси полярного гидрологического фронта и Оясио (рис. 2). Кроме зн чительных пиков периодограммы на периодах 6 и 10 лет, имеет также незначительный пик в диапазоне 2—3 года.

В юго-восточной части исследуемой акватории отмечается вт рая область повышенных амплитуд колебаний с периодами 5— и 10—11 лет.

Если в районе ЭАЗО Куросио и субарктического фронта чет выражены 6- и 10-летние периоды, то в восточной части акватори в прибрежной зоне Канады и США доминируют колебания с п риодами 5 и 11 лет, а в районе Калифорнийского течения 5 9 лет.

Абсолютный максимум межгодовых колебаний в центральн части исследуемого региона приходится на 8-летний пери (рис. 2, 3, *б*) и приурочен к срединной части Северо-Тихоокеа ского течения, где максимальная амплитуда составляет 0,5°

Примечательно, что в центральной области северной час Тихого океана доминирует 8-летнее колебание ТПО, а по «краям в восточной и западной частях, как правило, преобладает комб нация из более сильного по амплитуде 10—11-летнего и мен сильного 5—6-летнего колебания.

Распределение фаз 6-, 8- и 10-летних гармоник по акватор позволяет сделать выводы о временной динамике этих колебан и их взаимной структуре. Изолинии фаз, показанные на рис. пунктиром, имеют разрывы на границах тех областей, где амп туда соответствующей гармоники становится незначимой, а фаза неопределенной.

Из рис. 3, *а* видно, что 6-летние колебания в западной и ю восточной областях близки к противофазе, причем 6-летняя вол ТПО на западе опережает на 2—3 года колебания с этим пер дом на юго-востоке. Изменение во времени фазы 6-летней г моники в западной части акватории имеет пространственную гласованность с господствующей там системой течений. Ран наступление фазы происходит в начальной части Куро ($\varphi \sim 2$ лет), затем в течение года гребень 6-летнего колебан распространяясь на северо-восток, а затем на восток вдоль веро-Тихоокеанского течения, достигает области локального м симума амплитуд 6-летней гармоники на 40° с. ш., 170° в (рис. 3, *а*). Затем он перемещается на северо- и юго-восток областей, где 6-летнее колебание ТПО практически отсутств (незначимые амплитуды), а фаза становится неопределенной.

В отличие от 6-летнего, 10-летнее колебание ТПО имеет бл кие значения фазы в северо-восточной части, причем ф

10-летнего цикла в восточной части региона от залива Аляска до тропиков мало меняется ($\varphi \sim 1{,}5$—2 года) и примерно на несколько месяцев опережает начальную фазу 10-летнего колебания в западной части региона. Гребень 10-летней волны первоначально появляется в зоне, протянувшейся от Японии на северо-восток параллельно Курило-Камчатской гряде, причем начальное значение фазы отмечено в районе полярного фронта на 160° в. д. ($\varphi \sim 2$ лет). Отсюда 10-летние колебания распространяются на запад, достигая через год побережья о. Хоккайдо и Курилл, и на восток, проходя вдоль Северо-Тихоокеанского течения до 170° з. д. примерно за 4 года. Средняя скорость распространения гребня 10-летнего колебания на этом участке составляет ≈ 560 км/год. Скорость эта увеличивается в низких широтах и уменьшается в высоких, а расположение изофаз (рис. 3, *в*) говорит о круговом обходе 10-летними колебаниями условной амфидромии, расположенной в северных широтах.

Фаза 8-летнего колебания увеличивается в радиальном направлении из центральной части океана к его окраинам (рис. 3, *б*). Изолиния фазы, соответствующая 5 годам, очерчивает линию противофазного состояния 8-летней гармоники по отношению к району начальной фазы, расположенному на 45° с. ш., 165—180° в. д. По своей структуре 8-летнее колебание напоминает стоячую волну, локализованную в центральной области северной части Тихого океана. Возможно, что эта цикличность связана с колебаниями основных центров действия атмосферы (Гавайского максимума и Алеутского минимума), которые расположены по обе стороны от зоны максимальных амплитуд 8-летней гармоники ТПО. Исследование природы этого колебания ТПО и механизмов, приводящих к его возникновению, является делом будущего.

Периоды в 9—11 лет авторы [1, 9] связывают с приливообразующими силами Луны и изменчивости солнечной активности, а меньшие периоды с многолетними изменениями атмосферной циркуляции.

В заключение сформулируем основные результаты. Оценены дисперсии межгодовой изменчивости ТПО и их вклад в общую дисперсию исходных рядов для отдельных районов и энергоактивных областей, а также средние по всей исследуемой акватории. Максимальные вклады приурочены к району Калифорнийской ЭАЗО и субарктического полярного фронта, что свидетельствует о важной роли адвекции тепла основными течениями в формировании межгодовых флуктуаций ТПО в северной части Тихого океана. На квазициклические составляющие приходится $\approx 50\%$ дисперсии межгодовой изменчивости, причем максимальный энергетический вклад приходится на 10—11-летние цикличности. В центральной части исследуемого региона доминирует 8-летнее колебание, где его вклад в энергетику межгодовой изменчивости составляет $\approx 30\%$.

Фазовый анализ преобладающих колебаний свидетельствует о существовании механизма, обусловливающего связанность межгодовых колебаний в различных районах северной части Тихого океана. Например, в северо-западной и юго-восточной частях региона 6-летние гармоники близки к противофазе (сдвиг $\sim\pi$ радиан), а 10-летние циклы сфазированы.

Для адекватного физического обоснования полученных на эмпирическом материале результатов необходима их проверка на независимых данных о температуре и других гидрометеорологических характеристиках; необходимо также исследование межгодовой изменчивости с использованием результатов математического моделирования крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Корт В. Г. О крупномасштабном взаимодействии океана и атмосферы (на примере северной части Тихого океана). — Океанология, 1970, т. 10, вып. 2 с. 222—238.

2. Киньдюшев В. И. Многолетняя изменчивость океанографических условий и состояние промысловой продуктивности в районе Калифорнийского течения. — Тр. ВНИРО, 1976, т. 112, с. 30—36.

3. Климов С. М. Спектральный состав долгопериодных термических волн в системе Куросио. — В кн.: Нестационарные длинноволновые процессы на шельфе Курильских островов. Владивосток, ДВНЦ АН СССР, 1984 с. 128—132.

4. Матушевский Г. В., Привальский В. Е. Фильтрация временных рядов в гидрометеорологии. — Океанология, 1968, т. 8, вып. 3 с. 502—513.

5. Музыченко А. Г., Розенфельд С. Х. Анализ регулярных составляющих температуры поверхности воды в северной части Тихого океана. Метод и некоторые результаты. — Сб.: Гидрометеорологические закономерности формирования среднеширотных энергоактивных зон мирового океана. М., Гидрометеоиздат, 1986.

6. Привальский В. Е. Климатическая изменчивость (стохастические модели, предсказуемость, спектры). — М.: Наука, 1985. — 184 с.

7. Розенфельд С. Х. Анализ регулярных составляющих рядов наблюдений, заданных на неравномерной последовательности точек.— Метеорология и гидрология, 1986, № 3, с. 5—14.

8. Davis R. E. Predictability of sea surface temperature and sea level pressure anomalies over the North Pacific Ocean. — J. Phys. Oceanogr., 1976 vol. 6, N 3.

9. Fucuoka I. The variation of the polar front in the sea adjacent to Japan. — Oceanogr. Mag., 1955, vol. 6, N 4a, p. 78—86.

10. Fucuoka I. On the periodicity of variations of the oceanic conditions. — J. Mar. Met. Soc., 1959, vol. 35, N 1, p. 8—17.

УДК 551.46.09

Р. ЛЕВАНДОВИЧ (ЛГМИ)

ОПТИМИЗАЦИЯ МЕСТА СБРОСА НЕКОНСЕРВАТИВНОЙ ПРИМЕСИ В ПУЦКОМ ЗАЛИВЕ: ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

В течение последних лет значительным антропогенным изменениям был подвергнут биоценоз экосистемы мелководной части Пуцкого залива. Поэтому строительство в этом районе любого ного правдоподобия последовательно производится оценивание минимальность воздействия на экосистему исследуемого бассейна.

Для оптимизации места сброса загрязненных вод используется численное решение сопряженного уравнения турбулентной диффузии неконсервативной примеси. Стационарные усредненные по вертикали скорости течения в водоеме определяются с помощью численного решения уравнений теории мелкой воды. Предполагается, что циркуляция возбуждается постоянными западными ветрами. На границах водоема задаются расходы рек и обмен с прилегающей акваторией глубоководной части Пуцкого залива.

Процесс распространения неконсервативной примеси воспроизводится с применением стационарного двумерного уравнения турбулентной диффузии с постоянными коэффициентами горизонтальной диффузии. Источник примеси аппроксимируется дельта-функцией.

Численные эксперименты выполнены для трех различных видов примеси, отличающихся между собой значениями коэффициента неконсервативности. Предполагается, что в двух частях залива, вблизи которых расположены туристические базы, уровень загрязнения должен оставаться в пределах допустимых значений. В результате расчета выявлены оптимальные зоны сброса сточных вод для всех видов примеси.

УДК 551.46.08

А. С. ПУШЕВ (ЛГМИ)

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА ТВЕРДОГО ТЕЛА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ С ВОДНЫМ ПОТОКОМ

Объединение датчиков температуры и электропроводности в единой конструкции позволяет наиболее точно воспроизвести вертикальные профили температуры и солености морской воды. Переход от измеренных к истинным значениям возможен при использовании соответствующей передаточной функции датчика, которая, в частности, может быть определена моделированием процесса теплообмена конструкции с неизотермическим водным потоком [1]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\vec{U}\cdot\nabla T + \nabla\cdot a\nabla T.$$

Здесь $\vec{U}=\vec{U}(\vec{R})$ — вектор скорости; $a=a(\vec{R})$ — коэффициент температуропроводности; $\vec{R}$ — радиус-вектор точки в системе координат, связанной с датчиком. Коэффициенты $a(\vec{R})$ определены применяемыми конструкционными материалами, определение скорости $\vec{U}(\vec{R})$ вблизи датчика является самостоятельной задачей. В качестве нулевого приближения полагалось, что движение жидкости вблизи тела потенциально, что позволило свести задачу нахождения $\vec{U}$ к решению уравнения Лапласа.

Численное решение соответствующей системы уравнений на ЭВМ позволило различить два режима приспособления температуры датчиков к меняющейся скачком температуре воды. В первые моменты времени основной вклад в инерционность вносит подтормаживание жидкости у стенок датчиков [2], в последующие моменты — собственно тепловая инерция датчиков. «Постоянные времени» различны у различных датчиков и меняются от 0,2 до 1 с, что приводит к большим ошибкам восстановления профилей солености по данным измерений.

Расчеты показали, что погрешность в определении солености при скачке температуры 0,5° С может достигать 0,2‰ в сорокасантиметровом слое; отличие измеренной от истинной солености медленно ослабевает и составляет в среднем 0,04‰ в слое 2,5 м.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. — М.: Наука, 1978.
2. Gregg M. C., Shedwin J. C., Hess W. C., Meagner T. B. Dynamic Response Calibration of the Neil Brown Conductivity Cell.— J. Phys. Oceanogr., 1982, v. 12, 720—742.

УДК 551.465

В. В. ИВАНОВ (ЛГМИ)

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫДЕЛЕНИЯ ОКЕАНИЧЕСКИХ ФРОНТОВ ПО РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СКОРОСТИ

В работе исследовалась взаимосвязь между пространственным положением фронтального раздела и полем вертикальной скорости. (Под фронтальным разделом понималась наклонная поверхность с максимальными горизонтальными градиентами гидрологических характеристик [3]).

Для получения в явном виде указанной зависимости решалось уравнение диффузии консервативной примеси в упрощенном случае баланса между вертикальной турбулентной диффузией и адвекцией. Подобное упрощение представляется достаточно оправданным в связи со значительной величиной вертикальной скорости в районах фронтальных зон [1, 3].

Анализ предложенной модели позволил сделать следующие выводы:

— области максимума вертикальной скорости находятся на периферии фронтальной зоны;

— фронтальный раздел совпадает с поверхностью максимального горизонтального градиента вертикальной скорости.

Для проверки этих утверждений были проведены численные эксперименты по определению величин вертикальной скорости в районе, непосредственно прилегающем к Антарктической Полярной фронтальной зоне. Вертикальная циркуляция вычислялась с использованием диагностической модели [2]. В качестве исходных данных были взяты среднемноголетние поля температуры и солености, осредненные по одноградусным квадратам.

Сопоставление полученных результатов с теоретическими выводами показало совпадение предвычисленного положения фронтального раздела со среднемноголетним расположением Антарк-

тического фронта с точностью до шага сетки [1]. Поля вертикальной скорости, полученные в районе, непосредственно прилегающем к фронту, характеризовались существенной хаотичностью в расположении очагов подъема и опускания вод с общей тенденцией преобладания подъема к югу от фронта и опускания к северу.

Таким образом, можно заключить, что полученные результаты не противоречат реальным условиям в районе Антарктического фронта, и предложенный критерий может быть использован для выделения фронтальных зон в районах океана, где принятые в модели допущения оправданы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иванов Ю. А., Нейман В. Г. Фронтальные зоны Южного океана. — В сб.: Антарктика. — М.: Наука, 1964, с. 98—109.

2. Саркисян А. С. Численный анализ и прогноз морских течений. — Л.: Гидрометеоиздат, 1977. — 182 с.

3. Федоров К. Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. — Л.: Гидрометеоиздат, 1983. — 296 с.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

А. В. Морачевский. Исследование теплового крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы 3

А. С. Карташов. Исследование охлаждения свободной поверхности океана при мелкомасштабном взаимодействии океана и атмосферы . . 10

А. В. Безмельницын, В. Н. Малинин. Крупномасштабная модель формирования влагообмена в системе океан — атмосфера 20

Ю. В. Суставов, И. П. Карпова, В. Т. Жевноватый. Океанологические основы долгосрочных промысловых прогнозов (на примере Северо-Европейского бассейна) 34

С. Б. Завертяев. Параметризация влажности воздуха в приводном слое атмосферы 44

В. М. Булаева. Районирование акватории Северной Атлантики по синхронности межгодовых колебаний температуры воды 50

А. В. Кондратьев. Динамико-стохастическое моделирование и прогноз аномалий среднемесячных значений температуры воды на примере Северной Атлантики 58

А. С. Гаврилов, Ю. С. Петров. Особенности климатического режима параметра устойчивости приводного слоя в Северной Атлантике . . . 63

Е. М. Новикова. Оценка меридионального переноса тепла и крупномасштабная геострофическая циркуляция в Северной Атлантике . . . 69

В. Н. Воробьев, Ю. Э. Титов. Сезонная изменчивость энтальпии вод и адвекции тепла в северной части Атлантического океана 81

Н. П. Смирнов, Е. А. Амонский. Поверхностная циркуляция атлантического сектора Южного океана 90

В. Н. Малинин. Водный баланс атмосферы в Норвежской энергоактивной зоне 99

П. А. Вайновский, Ю. Э. Титов. О структуре термохалинных полей деятельного слоя Норвежской энергоактивной зоны 113

А. С. Аверкиев, Н. Л. Плинк. Энергетика фронтального вихря в южной части Норвежского моря 121

В. П. Коровин, А. И. Угрюмов. О роли атмосферной циркуляции и дрейфовых течений в формировании водообмена в Датских проливах 129

А. И. Угрюмов, Нгуен Зоан Тоан. О некоторых климатических особенностях энергоактивной зоны Куросио 136

А. Г. Музыченко. Межгодовая изменчивость температуры поверхности воды в северной части Тихого океана 144

Сообщения молодых ученых ЛГМИ.

Р. Левандович. Оптимизация места сброса неконсервированной примеси в Пуцком заливе: численная модель 153

А. С. Пушев. Моделирование нестационарного теплообмена твердого тела сложной формы с водным потоком 154

В. В. Иванов. О возможности выделения океанических фронтов по распределению вертикальной скорости 155

Сборник научных трудов (междуведомственный), вып. 93.

ИССЛЕДОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Редактор *И. Г. Максимова*

Корректор *Л. В. Ломакина*

Сдано в набор 08.07.86. Подписано в печать 31.12.86. М-15358.
Формат бумаги 90×60¹/₁₆. Бум. тип. № 2. Лит. гарн. Печать высокая.
Печ. л. 10,0. Уч.-изд. л. 10,0. Темплан 1986 г., поз. 279. Зак. 367. Тираж 300 экз.
Цена 1 р. 50 к.
ЛПИ имени М. И. Калинина. 195251, Ленинград, Политехническая ул., 29.

Типография ВСОК ВМФ.

УДК 551.456

Исследование теплового крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы. Морачевский А. В. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 3—10. (ЛГМИ).

Разработана энергобалансовая модель формирования термических полей в атмосфере и океане, учитывающая основные особенности крупномасштабного взаимодействия атмосферы и океана. Приведены результаты расчета изменения температур воздуха на уровне 400 гПа и у подстилающей поверхности при изменении значений ряда метеорологических параметров. Проведены эксперименты по оценке чувствительности модели к систематическим ошибкам в исходных данных.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 15.

УДК 551.465.41

Исследование охлаждения свободной поверхности океана при мелкомасштабном взаимодействии океана и атмосферы. Карташов А. С. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 10—20. (ЛГМИ).

Рассматривается вопрос о параметризации перепада температуры в тепловом пограничном микрослое океана в различных гидрометеорологических условиях. Получена зависимость перепада температуры от полного потока тепла отдаваемого свободной поверхностью океана, и потока импульса. При отсутствии ветра зависимость асимтотически переходит в известное соотношение для режима свободной конвекции, а при больших скоростях ветра — в формулу Саундноса. Анализ натурных данных по измерению перепада температуры в тепловом пограничном микрослое океана показал хорошее соответствие теории и эксперимента.

Илл. 1. Библ. 13.

ЦК 551.571.

Крупномасштабная модель формирования влагообмена системы океан — мосфера. Безмельницын А. В., Малинин В. Н. Сборник научных удов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодей-зия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, 20—34. (ЛГМИ).

Рассматривается возможность моделирования крупномасштабного влаго-мена системы океан — атмосфера на основе использования интегрального авнения водного баланса атмосферы (ВБА). С учетом следующих предпо-жений:

1) экспоненциальный закон распределения влажности с высотой;

2) функциональная зависимость вертикального профиля влажности в при-дном слое от вертикального профиля температуры;

3) геострофичность ветра на изобарической поверхности 500 гПа;

4) пропорциональность среднего по вертикали ветра скорости ветра на обарической поверхности 500 гПа,

уравнение ВБА приводится к виду, позволяющему определить эффективное парение, т. е. превышение испарения над осадками как функцию только ех параметров: геопотенциала H_{500}, температуры воды и температуры воздуха приводном слое. Показано, что суммарная погрешность расчета эффектив-го испарения находится в пределах 20%.

Табл. 2. Илл. 6. Библ. 14.

ДК 551.463

Океанологические основы долгосрочных промысловых прогнозов (на при-ре Северо-Европейского бассейна). Суставов Ю. В., Карпова И. П., евноватый В. Т. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Ис-едование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Север-й Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 34—44. (ЛГМИ).

На основе физико-статистического анализа длительных временных рядов блюдений над температурой воды в слое 0—200 м на разрезах в Баренце-м море, станции погоды *М* в Норвежском море и станции погоды *С* в Север-й Атлантике установлена и изучена общность закономерностей развития гид-логических процессов в Северо-Европейском рыбопромысловом бассейне в рам-х внутригодовой и межгодовой изменчивости. Показана роль теплового взаи-действия и его неоднородности по пространству, изучен и восстановлен сред-й многолетний годовой ход температуры воды слоя 0—200 м для отдельных андартных разрезов Норвежского моря. Намечены пути разработки методов лгосрочных прогнозов теплового фона.

Табл. 1. Илл. 7. Библ. 10.

К 551.501+551.571

Параметризация влажности воздуха в приводном слое атмосферы. З а в е р - е в С. Б. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование пномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлан- е», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 44—50 (ЛГМИ).

Предложен метод расчета влажности воздуха в приводном слое атмосферы основе теории подобия и анализа размерности, который позволяет опреде- ь парциальное давление водяного пара в зависимости от типа стратифика- атмосферы по данным о скорости ветра, температуре воды и воздуха. Пока- о, что при использовании среднемесячных данных наблюдений зависимость жности воздуха от состояния устойчивости приводного слоя имеет линей- і характер.

Илл. 1. Библ. 12.

К 551.463

Районирование акватории Северной Атлантики по синхронности межгодо- колебаний температуры воды. Б у л а е в а В. М. Сборник научных трудов ждуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия ıна и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93,)—57. (ЛГМИ).

Предложена методика выделения районов, квазиоднородных по фазе меж- ›вой изменчивости температуры воды, использующая принципы объектив- классификации. Разработанный алгоритм, сходный по структуре с некото- и процедурами кластер-анализа, учитывает специфику задач районирования, ıкже особенности имеющейся информации о пространственном распределении ıературы поверхностного слоя океана. Выполнено районирование аквато- Северо-Восточной Атлантики для зимнего сезона.

Илл. 2. Библ. 8.

К 551.509.22

Динамико-стохастическое моделирование и прогноз аномалий среднемесяч- значений температуры воды на примере Северной Атлантики. К о н д - ь е в А. В. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование ıномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 58—63. (ЛГМИ).

Излагается методика построения и одношагового прогноза аномалий сред- ·сячной температуры поверхности океана в Северной Атлантике на основе ıтивных стохастических моделей с использованием процедур оптимальной ıановской фильтрации для одновременной оценки параметров и состояния.

Библ. 7.

К 551.551

Особенности климатического режима параметра устойчивости приводного ı в Северной Атлантике. Гаврилов А. С., Петров Ю. С. Сборник ıных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного ımодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, . 93, с. 63—69. (ЛГМИ).

Разработанная авторами теоретическая модель приводного слоя атмосферы ɔльзуется для расчета параметра устойчивости для этой области по данным ıдартных судовых гидрометеорологических измерений в Северной Атлантике. дан специальный банк данных основных параметров приводного слоя для о региона, насчитывающий около 300 тысяч комплектных измерений и рас- ʻанных значений параметров. Анализируются эмпирические плотности рас- ɔеления параметра устойчивости и построены климатические карты вероят- ʻи формирования в Северной Атлантике устойчивого пограничного слоя ɔсферы. Полученные климатические оценки могут быть использованы для ɔектного решения задачи параметризации атмосферного пограничного слоя океаном в моделях общей циркуляции атмосферы.

Илл. 9. Библ. 10.

К 551.465

Оценка меридионального переноса тепла и крупномасштабная геострофи- ая циркуляция в Северной Атлантике. Новикова Е. М. Сборник науч- трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимо- ɔтвия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93,)—80. (ЛГМИ).

Меридиональный перенос тепла тесно связан с интенсивностью и структурой ıномасштабной циркуляции в океане. Для расчета абсолютных геострофи- их течений был использован квазидинамический метод вета-спирали. Из-за ов, присутствующих в исходных данных (плотность in situ), решение мето- наименьших квадратов не позволяет получить циркуляцию, сбалансирован- по расходам. Для фильтрации шумов в модели была построена расширен- корреляционная матрица, которая затем усекалась по двум наибольшим улярным значениям (так как модель двухпараметрическая).

Для Северной Атлантики в узлах расчетной пятиградусной сетки (от 30 55° с. ш.) были оценены меридиональные потоки тепла, проинтегрирован- по всей глубине и по слоям 0—1000 м и 1000 м — дно. Схематически на- лись две меридиональные ячейки переноса тепла. В зонах интенсивных ний переносится от 70—95% от суммарного по широте потока тепла. уммированном по широте потоке получится максимум на 35° с. ш. до 10^{13} Вт.

Табл. 2. Илл. 3. Библ. 8.

УДК 551.465.41

Сезонная изменчивость энтальпии вод и адвекции тепла в северной части Атлантического океана. Воробьев В. Н., Титов Ю. Э. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 81—90. (ЛГМИ).

По материалам климатического океанографического архива, созданном в Лаборатории геофизической гидродинамики (США), рассчитана сезонная изменчивость энтальпии вод в слое 0—50 м и 0—200 м в центрах 1°×1° квадратов северной части Атлантического океана. Показано, что изменчивость энтальпии вод тесно связана с адвекцией тепла течениями в энергоактивных зонах океана в зимний и летний сезоны. Результаты предназначены для использования в климатических моделях системы океан — атмосфера.

Табл. 1. Илл. 2. Библ. 7.

УДК (551.465.52+551.465.53) (261.5)

Поверхностная циркуляция атлантического сектора Южного океана. Смирнов Н. П., Амонский Е. Л. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 90—99. (ЛГМИ).

Рассматривается поверхностная циркуляция Южной Атлантики по данным дрейфующих буев ПГЭП. Поля течений рассчитаны в узлах пятиградусной регулярной сетки методом конечных элементов. Приводятся сезонные карты течений и плотности кинетической энергии среднего потока и вихревой кинетической энергии. Вихревая кинетическая энергия в АЦТ превышает среднюю кинетическую энергию в 1,5—2 раза, а в циркуляционных ядрах субтропического круговорота более, чем в 100 раз. Выполнены оценки зонально осредненных величин кинетической энергии среднего и вихревого полей течений в различные сезоны южного полушария.

Табл. 1. Илл. 4. Библ. 6.

УДК 551.557

Водный баланс атмосферы Норвежской энергоактивной зоны. Малинин В. Н. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 99—113. (ЛГМИ).

Рассматриваются особенности формирования водного баланса атмосферы над Норвежским морем, в частности, влагосодержания атмосферы, дивергенции интегрированного по вертикали потока водяного пара, испарения, осадков. Большое внимание уделяется методам оценки точности расчета отдельных составляющих баланса. Предлагается комплексная схема оценки погрешностей, а также метод пространственной интерполяции исходных полей, основанный на двухмерном тренд-анализе.

Показано, что испарение в холодный период в Норвежской энергоактивной зоне является важным предиктором для прогноза годового стока крупных рек Европейской территории СССР.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 26.

УДК 551.465.4

О структуре термохалинных полей деятельного слоя Норвежской энергоактивной зоны. Вайновский П. А., Титов Ю. Э. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 113—121. (ЛГМИ).

Обсуждается пространственно-временная структура термохалинных полей Норвежской энергоактивной зоны по результатам статистического анализа климатических среднесезонных данных. Проводится районирование акватории по принципу однородности структуры термохалинных полей. Анализируется сезонная изменчивость энтальпии верхнего двухсотметрового слоя океана.

Табл. 3. Илл. 2. Библ. 6.

УДК 551.465.41

Энергетика фронтального вихря в южной части Норвежского моря. Аверкиев А. С., Плинк Н. Л. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, 1986, вып. 93, с. 121—129. (ЛГМИ).

По данным двух океанографических съемок, выполненных в 6-ом рейсе УЭС ЛГМИ «Профессор Сергей Дорофеев», исследуется процесс образования циклонического фронтального вихря. Диаметр вихря равен 50 км. Перепад температуры от центра к периферии в верхнем 100-метровом слое составил порядка 2°. Качественная картина генерации вихря обсуждается на основе анализа полей температуры и солености, карт динамической топографии и течений, рассчитанных динамическим методом. Выполненная оценка потоков энергии от среднего движения к вихрю показала, что вклад бароклинной неустойчивости на порядок превышает баротропный. Максимум энергии неустойчивости совпадает с положением вихря. Вихрь имеет наклон оси на юго-восток, в направлении среднего смещения. Выполненная на основе полученных энергетических характеристик оценка времени образования вихря, равная 10—11 суткам, согласуется с данными, имеющимися в литературе, а также промежутком времени между двумя съемками, зафиксировавшими начальную стадию образования вихря и его окончательное формирование.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 5.

УДК 551.456.

О роли атмосферной циркуляции и дрейфовых течений в формировании водообмена в датских проливах. Коровин В. П., Угрюмов А. И. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, вып. 93, с. 129—136. (ЛГМИ).

Рассмотрены вопросы формирования дрейфовых течений в датских проливах в зависимости от атмосферной циркуляции и их роль в процессе водообмена между Балтийским и Северным морями.

Илл. 1. Библ. 3.

УДК 551.456.

О некоторых климатических особенностях энергоактивной зоны Куросио. Угрюмов А. И., Нгуен Зоан Тоан. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, вып. 93, с. 136—144. (ЛГМИ).

Рассмотрены климатические особенности теплообмена между океаном и атмосферой в энергоактивной зоне Куросио, установлена ее сезонная миграция.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 12.

УДК 551.463.64

Межгодовая изменчивость температуры поверхности воды в северной части Тихого океана. Музыченко А. Г. Сборник научных трудов (междуведомственный) «Исследование крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы в Северной Атлантике», изд. ЛПИ, вып. 93, с. 144—152. (ЛГМИ).

По среднемесячным данным о температуре воды в северной части Тихого океана за 1947—1978 гг. оценен вклад междугодичной регулярной и нерегулярной изменчивости в общую дисперсию исходных рядов для отдельных энергоактивных областей и всей исследуемой акватории. Выделены статистически значимые колебания с периодами 5—6, 8 и 10—11 лет. Приведены карты и анализ распределения амплитуд и фаз доминирующих гармоник по региону.

Табл. 1. Илл. 3. Библ. 10.