

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

Transactions

Труды
вып. 32

vol. 32

06
778

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРОБЛЕМЕ ОКЕАН—АТМОСФЕРА

INVESTIGATIONS
ON THE OCEAN — ATMOSPHERE PROBLEM

Сборник 2

работ научно-исследовательского института взаимодействия океана
и атмосферы

issue 2

of the papers of the air sea interaction institute

24443

БИБЛИОТЕКА
Ленинградского
Гидрометеорологического
Института

ЛЕНИНГРАД
1970

Сборник содержит результаты исследований взаимодействия океана и атмосферы, выполняемых в Ленинградском гидрометеорологическом институте. Статьи посвящены формированию процессов в реальных океанах и морях, изменению метеорологических и гидрологических условий и их прогнозу. Некоторые статьи имеют теоретическое и методическое содержание.

Сборник рассчитан на широкий круг океанологов, метеорологов и геофизиков, а также на преподавателей, аспирантов и студентов.

Научный редактор **В. В. Тимонов**

Ответственный редактор *О. А. Алекин*

2—9—6

Труды Ленинградского Гидрометеорологического института
Исследования по проблеме океан — атмосфера

СБОРНИК 2

Работ научно-исследовательского института взаимодействия океана и атмосферы

Редактор *Б. И. Леонова*

М-13 525. Сдано в набор 21/V-1968 г. Подписано к печати 2/VII-1970 г. Формат бум. 70 × 108¹/₁₆.
Бумага тип. № 3. Печ. л. 16. Уч.-изд. л. 19. Тираж 500. Заказ 2329. Цена 1 р. 84 к. Тем. план 1968 г.

Типография профессионально-технического училища № 4. Ленинград, 12-я Красноармейская ул., 27.

Часть первая
ФИЗИКА ОКЕАНА И АТМОСФЕРЫ

ТЕОРИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТЫ, МЕТОДЫ РАСЧЕТА

**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОГРАНИЧНЫХ СЛОЕВ
АТМОСФЕРЫ И МОРЯ
НА ОСНОВЕ НОВОЙ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ**

В. М. Радикевиц

Совместное решение полных систем уравнений гидротермодинамики для пограничного слоя атмосферы и моря [1—3] открывает возможности для анализа процессов взаимодействия океана и атмосферы и позволяет описать вертикальное распределение скоростей течения в море, скоростей ветра в пограничном слое атмосферы, а также рассчитать турбулентные потоки тепла и влаги на границе раздела океан-атмосфера. Однако использование для замыкания систем уравнений энергии турбулентности в интегральной форме, предложенной в работе [4], требует задания определенного закона изменения коэффициентов турбулентности в море с глубиной и в атмосфере с высотой. Имеющиеся в настоящее время материалы наблюдений не позволяют с уверенностью принять тот или иной закон изменения коэффициента турбулентности, так как в пограничном слое атмосферы характер вертикального изменения коэффициента турбулентности различен в разных физико-географических районах, а для моря нет единого мнения о стабилизирующем влиянии поверхности моря. В работе [5] было показано, что наилучшее согласование результатов расчета характеристик пограничных слоев океана и атмосферы с наблюдениями получается при аппроксимации вертикального распределения коэффициента турбулентности в пограничном слое атмосферы законом «с изломом», а в слое трения моря — линейным уменьшением с глубиной. Однако произвольное задание закона изменения коэффициента турбулентности нарушает физическую взаимосвязанность, которая существует между вертикальным распределением турбулентности и скорости ветра в атмосфере и турбулентностью и скоростью течений в море, а также не учитывает взаимосвязь турбулентности и стратификации обеих сред.

Качественно новым шагом в развитии теории взаимодействия океана и атмосферы явилось использование для замыкания системы уравнения энергии турбулентности в дифференциальной форме в работе [6]*, которая посвящена исследованию процессов только в пограничном слое атмосферы. Д. Л. Лайхтману [8] удалось решить двухслойную задачу для пограничного слоя атмосферы и слоя трения моря. В работе автора [9] была рассмотрена возможность применения этой новой модели для расчета дрейфовых течений в слое трения моря, однако модель позволяет оценить и исследовать большой комплекс и других характеристик пограничных слоев атмосферы и океана: распределение скорости ветра,

* Впервые такое замыкание было использовано А. С. Мониним [7].

коэффициент трения, динамическую скорость, тангенциальное напряжение, коэффициенты турбулентности, угол поворота ветра в пределах пограничного слоя атмосферы и некоторые другие. Именно исследование этих характеристик на основе новой модели для средней многолетней зимы в Северной Атлантике и представляет задачу данной работы, которая является логическим продолжением [9].

Напомним некоторые основные положения работы [8]. Рассматриваются стационарные однородные по горизонтали пограничный слой атмосферы и слой трения моря. Система уравнений гидродинамики для этих слоев решается при следующих граничных условиях. На верхней границе пограничного слоя атмосферы скорость ветра равна геострофической, на нижней границе слоя трения в море скорости течений равны нулю, т. е. отсутствует геострофическое течение. На поверхности раздела вода — воздух предполагается, что:

а) поверхность раздела для потоков в воде и воздухе играет роль шероховатой поверхности и параметр шероховатости можно определить как

$$z_0 = \frac{m \cdot v_{*1}^2}{g} \quad (1)$$

(здесь и в дальнейшем индекс 1 будет относиться к атмосфере, а индекс 2 — к морю);

б) через поверхность раздела нет диффузии энергии турбулентности;

в) поток количества движения и скорость не претерпевают разрыва при переходе через поверхность раздела.

Для учета влияния стратификации в пограничном слое атмосферы вводится параметр:

$$\mu = -x^2 \frac{g}{T} \cdot \frac{\bar{P} / \bar{\rho}_1 c_p}{\lambda \cdot v_{*1}^2}, \quad (2)$$

а в слое трения моря — параметр:

$$\tilde{\mu} = x^2 \cdot \frac{g}{\rho_2} \cdot \frac{\bar{K}_2 \cdot \frac{d\rho_2}{dz_2}}{\lambda \cdot v_{*2}^2}, \quad (3)$$

который при выборе $v_{*2} = \sqrt{\rho_1 / \rho_2} \cdot v_{*1}$ приводится к виду:

$$\tilde{\mu} = x^2 \cdot \frac{g}{\rho_2} \cdot \frac{\bar{K}_1 \cdot \frac{d\rho_2}{dz_2}}{\lambda \cdot v_{*1}^2}, \quad (4)$$

где \bar{P} — средний для пограничного слоя турбулентный поток тепла;

\bar{T} — средняя абсолютная температура пограничного слоя атмосферы;

ρ_i — плотность;

x — постоянная Кармана ($x = 0,40$);

c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении;

\bar{K} — средний коэффициент турбулентности;

v_{*i} — динамическая скорость.

Введем обозначение $\frac{Gm\lambda}{g} = a'$, тогда кроме формул, приведенных в [9], можно получить:

а) для вертикального распределения скорости ветра в пограничном слое атмосферы

$$\frac{u(z_1)}{G} = \chi [\sigma'_n(z_{n1}) - \sigma'_n(\xi_1) - \frac{1}{28} \sigma'_n(\xi_2)] \quad (5)$$

$$\frac{v(z_1)}{G} = \chi [-\eta'_n(z_{n1}) + \eta'_n(\xi_1) + \frac{1}{28} \eta'_n(\xi_2)]; \quad (6)$$

б) для угла отклонения геострофического ветра от тангенциального напряжения ветра:

$$\operatorname{tg} \alpha = - \frac{\eta'_n(\xi_1) + \frac{1}{28} \eta'_n(\xi_2)}{\sigma'_n(\xi_1) + \frac{1}{28} \sigma'_n(\xi_2)}; \quad (7)$$

в) для коэффициента трения

$$c_D = \left(\frac{x\chi \cdot G}{c_{10}} \right)^2; \quad (8)$$

г) для коэффициента турбулентности в атмосфере

$$K_1 = \frac{3,18}{\sin^3 \varphi} \cdot 10^{14} \cdot (a\chi)^2 \cdot K_n(z_{n1}); \quad (9)$$

д) для коэффициента турбулентности в море

$$K_2 = \frac{3,18}{\sin^3 \varphi} \cdot 10^{11} \cdot (a\chi)^2 \cdot K_n(z_{n2}). \quad (10)$$

В формулах (5) — (10) принято следующее обозначение:

$$\chi = \frac{v_{*1}}{xG}, \quad (11)$$

G — геострофический ветер, причем x находится из решения трансцендентного уравнения [8]

$$\xi_1 = \frac{z_0}{L_1}; \quad \xi_2 = \frac{z_0}{L_2},$$

$$z_{n1} = \frac{z_1}{L_1}; \quad z_{n2} = \frac{z_2}{L_2},$$

$$L_1 = 1,48 \cdot 10^9 \cdot \frac{a\chi}{\sin^2 \varphi}; \quad L_2 = \frac{L_1}{28},$$

η_n и σ_n — функции, графические зависимости которых от $\log \cdot z_{ni}$, μ и $\tilde{\mu}$ приводятся в [6].

Помимо формул (5) — (10) можно еще получить формулы для расчета:

а) параметра шероховатости

$$z_0 = L_1 \cdot a\chi, \quad (12)$$

б) динамической скорости

$$v_{*1} = \chi \cdot G \cdot x, \quad (13)$$

в) тангенциального напряжения ветра

$$\tau = \rho \cdot c_D \cdot c_{10}^2 = \rho x^2 \cdot \chi^2 \cdot G^2, \quad (14)$$

где c_{10} — скорость ветра на высоте 10 м.

Схема расчета сохраняется та же, что и в [9].

Для облегчения расчета были построены номограммы, которые позволяют по величинам a , μ и $\tilde{\mu}$ находить интересующие нас характеристики (номограммы построены для $\tilde{\mu} = 0$ и $\mu = 0$, $\mu = -10$, $\mu = -100$). Все числовые множители в формулах (5) — (10) получены при

$$x = 0,40, \quad g = 9,8 \text{ м/сек}^2, \quad m = 0,05,$$

$$\bar{\rho}_1 = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3, \quad \bar{\rho}_2 = 1,0 \text{ г/см}^3.$$

На рис. 1 показана зависимость угла отклонения геострофического ветра от тангенциального напряжения ветра от a , μ и $\tilde{\mu}$. Наблюдается слабое увеличение угла с ростом a (т. е. с ростом геострофического ветра или широты) и заметное уменьшение угла с увеличением неустойчивости (за счет увеличения обмена количеством движения между верхними и нижними частями пограничного слоя). Существенное изменение угла α происходит только при изменении μ от 0 до -10 , при дальнейшем увеличении неустойчивости в атмосфере изменение становится слабым. Аналогичная номограмма для v_{*1}/G показывает, что величина этого отношения заметно увеличивается с ростом a и с ростом неустойчивости атмосферы.

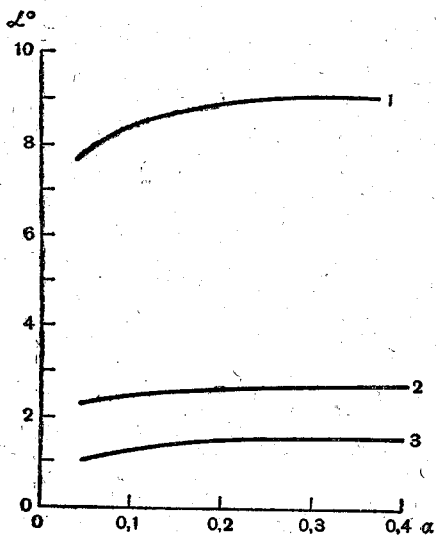


Рис. 1. Зависимость угла отклонения направления геострофического ветра от направления тангенциального напряжения от a , μ , $\tilde{\mu}$

1 — $\mu = \tilde{\mu} = 0$; 2 — $\mu = -10$, $\tilde{\mu} = 0$; 3 — $\mu = -100$, $\tilde{\mu} = 0$.

к увеличению K_{10} на 20%, а при увеличении μ от -10 до -100 — на 100%.

Стратификация в пограничном слое атмосферы может оказывать вполне заметное влияние на коэффициент турбулентности в море на глубине 5 м, который наряду с увеличением при увеличении геострофического ветра растет с ростом неустойчивости атмосферы (рис. 4). Для $G = 8-9$ м/сек этот рост достигает 25% при увеличении μ от 0 до -10 и объясняется улучшением обмена количеством движения через поверхность раздела при неустойчивой стратификации в атмосфере.

Рассмотрим теперь некоторые результаты конкретного расчета для многолетней зимы в северной части Атлантического океана. Расчет выполнен для $5 \times 5^\circ$ квадратов, сетка которых охватывает район от 20° с. ш. до $62,5^\circ$ с. ш. Для оценки μ и $\tilde{\mu}$ использовались карты, приведенные в [10], за геострофический принимается ветер, определенный на уровне 850 мб [10]. Расчет выполнен только для квадратов, где $\tilde{\mu} \leq 0,3$, т. е. для районов с однородным по вертикали слоем трения.

Распределение угла отклонения геострофического ветра от тангенциального напряжения ветра приведено на рис. 5. Для большей части

коэффициент трения почти линейно растет с ростом a (быстрее в низких широтах, чем в высоких), но очень слабо зависит от стратификации — при $a = 0,05$ за счет увеличения неустойчивости от $\mu = 0$ до $\mu = -10$ увеличение C_D составляет всего 10%, а при увеличении μ от 0 до -100 — только 20%. Отношение скорости ветра на 10 м к скорости геострофического ветра убывает с ростом a (в среднем от 0,95 до 0,50), но возрастает с увеличением неустойчивости (рис. 2). При одинаковых величинах a ($\varphi = 52,5^\circ$ с. ш.), величина C_{10}/G в низких широтах меньше чем в высоких.

Зависимость коэффициента турбулентности на высоте 10 м от a , μ и $\tilde{\mu}$ приведена на рис. 3. Наблюдается закономерный рост K_{10} с увеличением геострофического ветра, неустойчивости и уменьшением широты. При $G = 8-9$ м/сек увеличение μ от 0 до -10 приводит

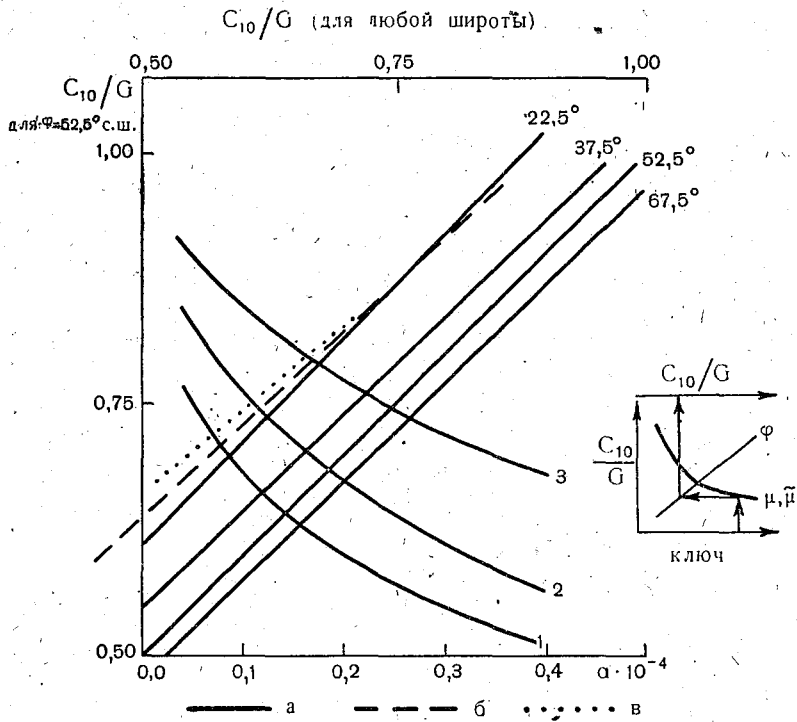


Рис. 2. Зависимость отношения скорости ветра на высоте 10 м к скорости геострофического ветра от α , μ , $\tilde{\mu}$

1 - $\mu = \tilde{\mu} = 0$; 2 - $\mu = -10$, $\tilde{\mu} = 0$; 3 - $\mu = -100$, $\tilde{\mu} = 0$;
 а - $\mu = \tilde{\mu} = 0$; б - $\mu = -10$, $\tilde{\mu} = 0$; в - $\mu = -100$, $\tilde{\mu} = 0$

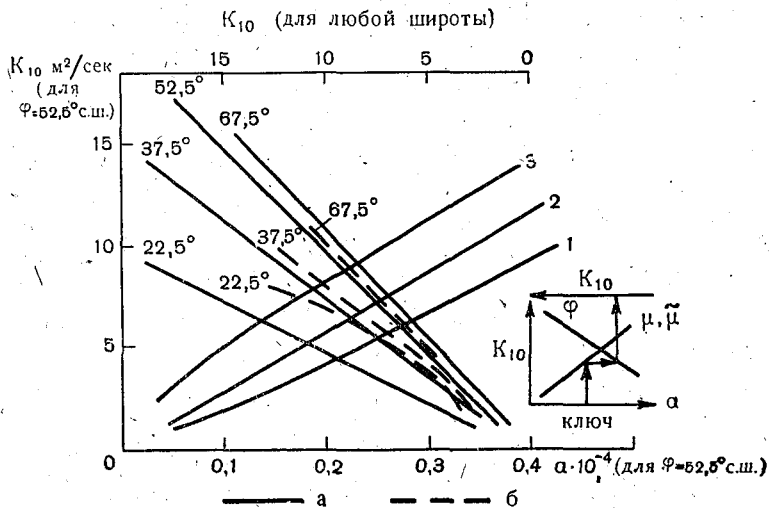


Рис. 3. Зависимость коэффициента турбулентности на высоте 10 м. K_{10} от α , μ , $\tilde{\mu}$.

1 - $\mu = \tilde{\mu} = 0$; 2 - $\mu = -10$, $\tilde{\mu} = 0$; 3 - $\mu = -100$, $\tilde{\mu} = 0$;
 а - $\mu = \tilde{\mu} = 0$; б - $\mu = -100$; $\tilde{\mu} = 0$

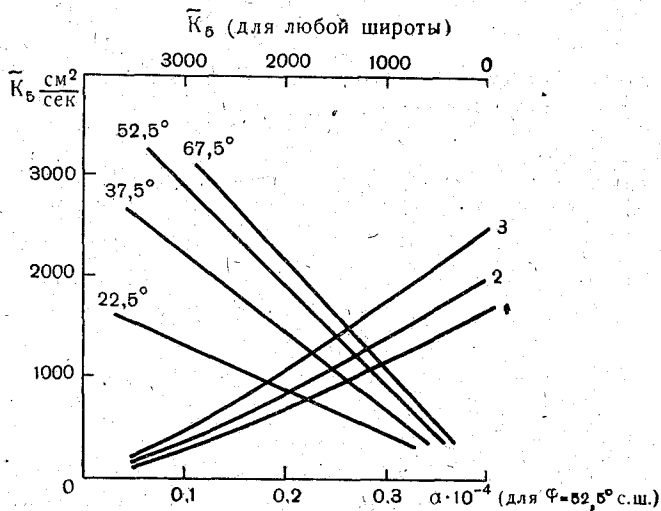


Рис. 4. Зависимость коэффициента турбулентности на глубине 5 м. K_5 от a , μ , $\tilde{\mu}$.
 1 — $\mu = \tilde{\mu} = 0$; 2 — $\mu = -10$, $\tilde{\mu} = 0$; 3 — $\mu = -100$, $\tilde{\mu} = 0$

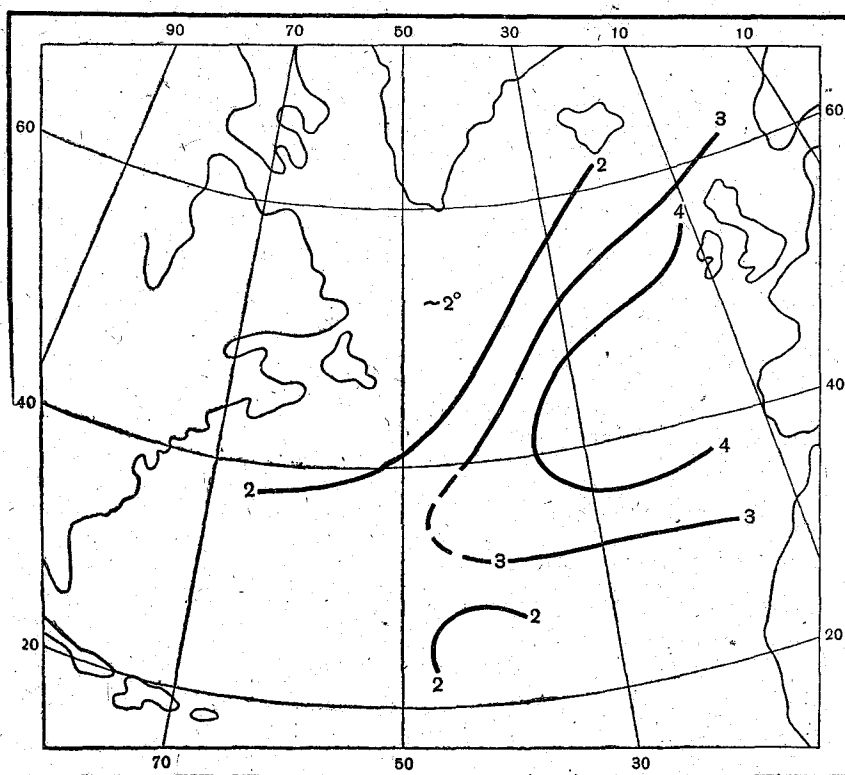


Рис. 5. Угол отклонения геострофического ветра от тангенциального напряжения.
 Зима (многолетняя).

рассматриваемого района угол составляет около 2° и только на востоке он достигает 4° .

На рис. 6 показано распределение коэффициента трения, который увеличивается от $1,8 \cdot 10^{-3}$ на северо-востоке до $2,3 \cdot 10^{-3}$ на юго-западе района.

Вектор тангенциального напряжения (рис. 7) обычно направлен с юго-запада на северо-восток и по модулю меняется от $0,2-0,3 \text{ дин/см}^2$ на 30° с. ш. до $1,5-1,6$ на 50° с. ш., севернее этой широты модуль τ

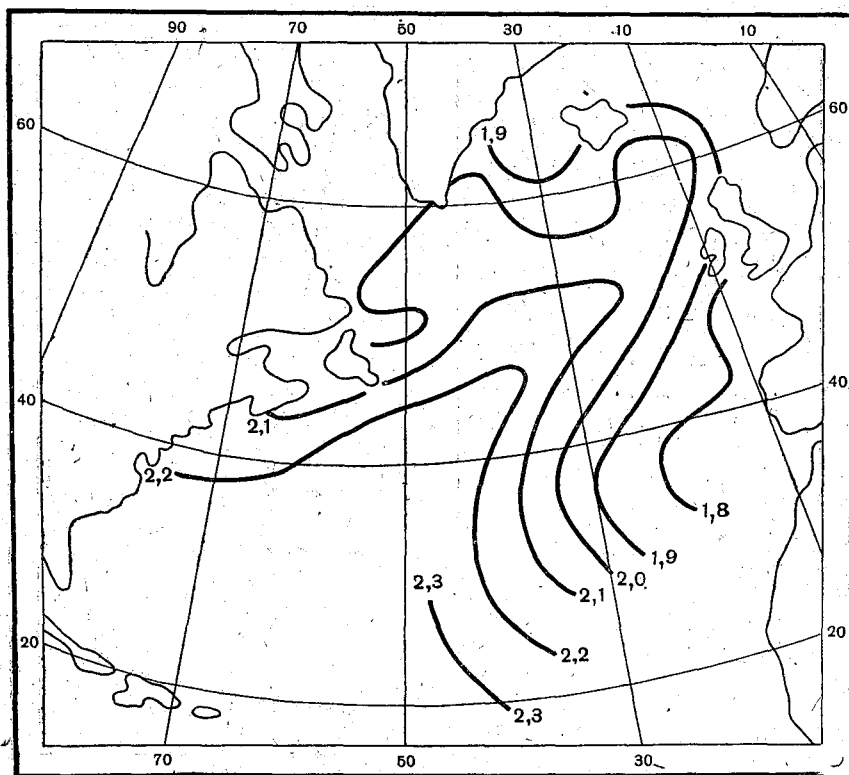


Рис. 6. Коэффициент трения $c_D \cdot 10^{-3}$
Зима (многолетняя).

вновь уменьшается до $0,7-1,0 \text{ дин/см}^2$. Полученное распределение τ качественно согласуется с распределением, приводимым для среднего многолетнего января в работе [11], однако для ряда районов, как это видно из табл. 1, наблюдается различие в величинах.

Таблица 1

Сравнение векторов тангенциального напряжения по модели взаимодействия и по эмпирической формуле

Район		Модель		Эмпирическая формула	
широта	долгота	величина	направление	величина	направление
37,5° с. ш.	70° з. д.	0,96	78	1,50	120
42,5	40	1,02	56	2,00	90
42,5	10	0,38	81	0,40	95
47,5	30	1,21	60	1,60	60
47,5	45	1,03	64	2,70	90
52,5	45	1,07	63	3,00	70
52,5	20	1,59	63	1,70	60
57,5	30	0,79	51	2,30	68

Примечание: τ в дин/см^2 , направление в градусах.

Из табл. 1 видно, что по модели взаимодействия получаются величины иногда в два раза меньше, чем по эмпирической формуле, подобное различие отчасти объясняется разным периодом осреднения вектора ветра (при осреднении за сезон результирующий ветер меньше, чем при осреднении только за один месяц сезона).

Распределение коэффициента турбулентности на глубине 5 м приведено на рис. 8. Наблюдается закономерное уменьшение интенсивности турбулентного обмена с юго-запада района к северо-востоку вдоль

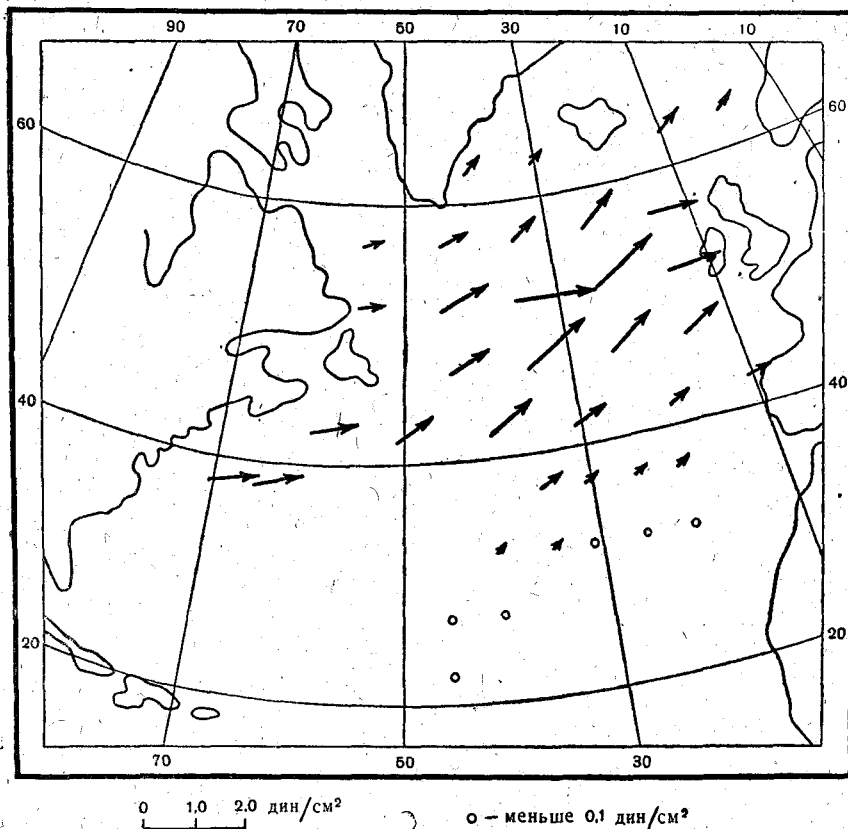


Рис. 7. Тангенциальное напряжение ветра на поверхности океана τ .
Зима (многолетняя).

Гольфстрима и Северо-Атлантического течения, связанное с уменьшением неустойчивости пограничного слоя атмосферы. Влияние этого фактора еще в большей мере сказывается на распределении коэффициента турбулентности на высоте 10 м (рис. 9), минимальные значения которого приурочены к областям холодных течений, а максимальная величина (около $3 \text{ м}^2/\text{сек}$) приходится на район перехода Гольфстрима в Северо-Атлантическое течение.

При выполнении рассмотренных выше расчетов предполагалось, что скорость поверхностного течения, угол его отклонения от геострофического ветра, динамическую скорость, тангенциальное напряжение ветра, угол отклонения геострофического ветра от тангенциального напряжения и вектор скорости ветра на любом уровне нужно рассчитывать по среднему векторному ветру, а коэффициент турбулентности в атмосфере и море — по среднему скалярному геострофи-

ческому ветру. Рассмотрение номограммы для расчета модулей, вектора ветра и вектора дрейфового течения (за исключением поверхности моря) показало, что скорости течения, рассчитанные по результирующему ветру, меньше, чем величины, полученные при расчете для отдельных направлений геострофического ветра и последующем геометрическом их сложении, а скорости ветра, наоборот, больше. В табл. 2 представ-

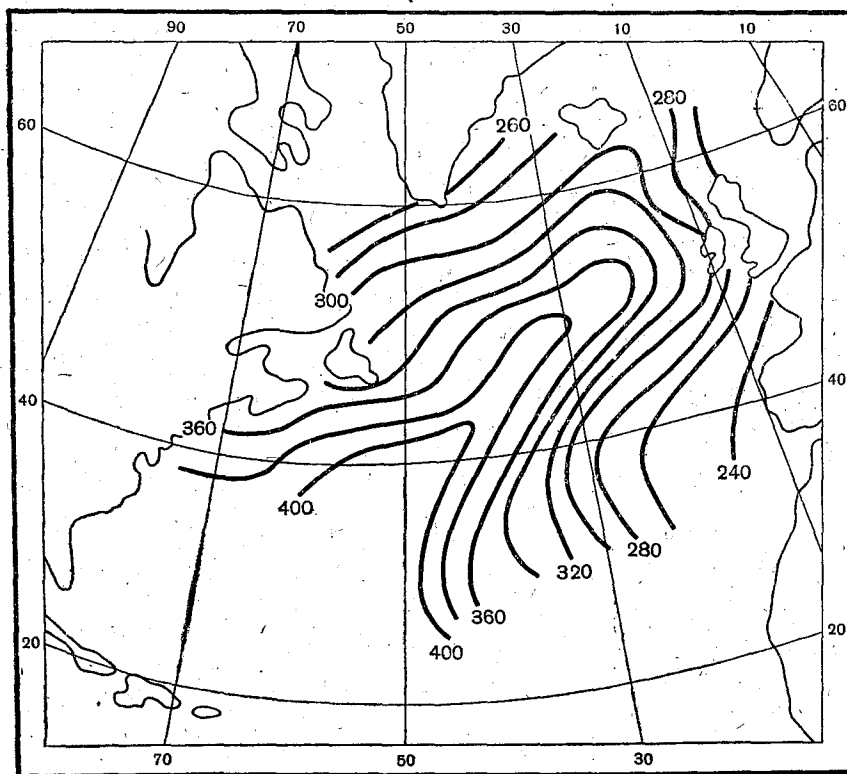


Рис. 8. Коэффициент турбулентности на глубине 5 м. K_5 cm^2/sec
Зима (многолетняя).

лен сравнительный расчет скорости ветра на высоте 10 м (C_{10}) и скорости течения на глубине 5 м (\bar{C}_5), для $\mu = \mu = 0$ (расчет выполнен для корабля погоды I).

Таблица 2

Сравнение расчета C_{10} и \bar{C}_5 по результирующему геострофическому ветру и по восьми румбам и последующем геометрическом сложении

Метод	C_{10}		\bar{C}_5	
	скорость, м/сек	направление, град	скорость, м/сек	направление град
По результирующему ветру	6,1	50	3,0	111
По восьми румбам	5,5	50	4,7	92

Таким образом, для более точного расчета средних векторов течений и ветра нужно рассчитывать их величины сперва для отдельных румбов, а потом получать среднюю путем геометрического сложения. Строго

говоря, при расчете необходимо учитывать кривые распределения повторяемости всех внешних факторов.

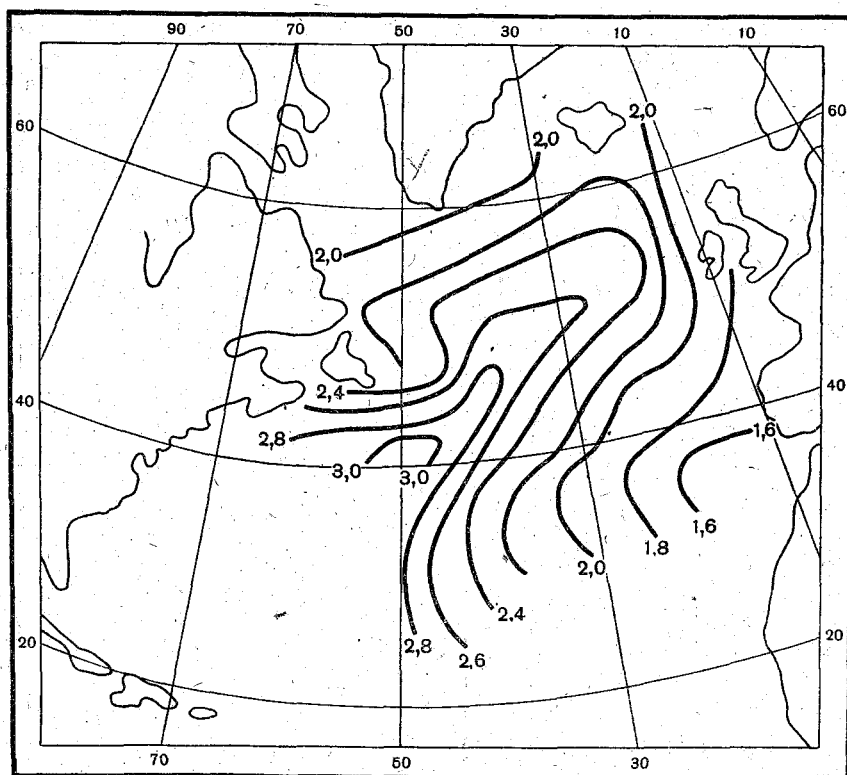


Рис. 9. Коэффициент турбулентности на высоте 10 м, K_{10} м²/сек
Зима (многолетняя).

В табл. 3 сделано сравнение рассчитанного среднего скалярного ветра на высоте 10 м и наблюдаемого, взятого из [12]. При расчете использовались величины μ и ρ , полученные в [9].

Таблица 3

Сравнение рассчитанного и наблюдаемого среднего скалярного ветра (м/сек)
на высоте 10 м

Корабли погоды	Расчет	Наблюдения	Использованный в расчете геострофический ветер
A	11,0	12,2	13,7
B	11,3	12,4	14,2
C	12,4	12,0	16,1
D	12,2	12,4	16,1
E	9,2	10,1	12,0
I	12,4	12,7	16,0
J	12,5	12,4	16,7
K	9,1	10,9	11,9
M	10,8	11,1	13,4

Из табл. 3 видно, что для пяти кораблей погоды, расположенных в северо-восточной части рассматриваемого района, расхождение расчета и наблюдения не превышают 0,3—0,4 м/сек, т. е. 3—4% от абсолютной величины скорости. Для остальных кораблей погоды это различие достигает 1,5 м/сек и может объясниться как ошибками в расчете геост-

рофического ветра, так и ошибками в расчете μ для которого, как указывалось в [9], взято только первое приближение.

Наконец, укажем на табл. 4, где сделано сравнение расчета (для $\varphi = 52,5^\circ$ с. ш. и $G = 10$ м/сек) всех рассмотренных ранее величин при разной стратификации атмосферы — $\mu = 0$, $\mu = -10$ и $\mu = -100$ и при выборе разных значений эмпирического параметра в формуле (1). Величина $m = 0,03$ выбрана в соответствии с результатами работы [13].

Таблица 4

m	Рассматриваемая характеристика	Параметры стратификации		
		$\mu = \tilde{\mu} = 0$	$\mu = -10, \tilde{\mu} = 0$	$\mu = -100, \tilde{\mu} = 0$
$\frac{0,05}{0,03}$	$\tilde{K}_5, \text{см}^2/\text{сек}$	$\frac{160}{100}$	$\frac{200}{120}$	$\frac{250}{140}$
$\frac{0,05}{0,03}$	$\alpha, \text{град}$	$\frac{8}{8}$	$\frac{2}{2}$	$\frac{1}{1}$
$\frac{0,05}{0,03}$	$v_{*1}, \text{см}/\text{сек}$	$\frac{29,5}{28,0}$	$\frac{33,0}{31,2}$	$\frac{38,5}{36,4}$
$\frac{0,05}{0,03}$	$c_D \cdot 10^{-3}$	$\frac{1,55}{1,37}$	$\frac{1,70}{1,44}$	$\frac{1,90}{1,65}$
$\frac{0,05}{0,03}$	$K_{10}, \text{м}^2/\text{сек}$	$\frac{1,20}{0,65}$	$\frac{1,50}{0,88}$	$\frac{3,40}{2,25}$
$\frac{0,05}{0,03}$	$C_{10}, \text{м}/\text{сек}$	$\frac{7,4}{7,6}$	$\frac{8,2}{8,2}$	$\frac{8,9}{9,0}$

Примечание. K — коэффициент турбулентности на глубине 5 м; α — угол отклонения географического ветра от тангенциального напряжения; V_{*1} — динамическая скорость; c_D — коэффициент трения; K_{10} коэффициент турбулентности на высоте 10 м; C_{10} — скорость ветра на высоте 10 м.

Табл. 4 показывает, что выбор той или иной величины m может оказывать большое влияние на результаты расчета K_1 и K_2 . При уменьшении m от 0,05 до 0,03 коэффициент турбулентности в море и атмосфере уменьшается в среднем на 40%. Уменьшение c_D по той же причине составляет всего 13%, а динамическая скорость уменьшается на 6%. Указанное уменьшение рассмотренных характеристик, так же как и незначительное увеличение приводного ветра, при переходе от $m = 0,05$ к $m = 0,03$ связано с уменьшением влияния шероховатости подстилающей поверхности. Таким образом, вопрос о выборе величины m нуждается в дальнейшей серьезной разработке.

Если, согласно карте для μ , приведенной в [9], принять, что характерной величиной параметра стратификации атмосферы для зимы является -10 , то (см. табл. 4) видна степень влияния стратификации атмосферы на характеристики взаимодействия океан — атмосфера. С увеличением неустойчивости атмосферы от $\mu = 0$ до $\mu = -10$ коэффициенты турбулентности в атмосфере на высоте 10 м и в море на глубине 5 м увеличиваются на 23%, скорость ветра на 10 м, динамическая скорость и коэффициент трения возрастают при этом на 10%. Указанные величины влияния стратификации в целом согласуются с выводами, полученными по эмпирическим данным. Полученный в табл. 4 вывод о слабом влиянии выбора величины m на скорость ветра на высоте 10 м и динамическую скорость может частично объяснить большой разброс точек на графике связи z_0 и v_{*1} в [13] и

предполагает, что точное значение m трудно получить на основании градиентных наблюдений ветра.

Рассматриваемая теоретическая модель позволяет рассчитывать также турбулентный теплообмен между океаном и атмосферой и турбулентный перенос влаги. Если представить турбулентный поток тепла в виде:

$$P = -\rho c_p K_1 \frac{d\theta}{dz} \quad (15)$$

и проинтегрировать (15) от z_0 до z , то получим, предполагая, что для малых высот $K_1 = \kappa \cdot v_{*1} z$:

$$P = -\frac{\rho c_p \kappa v_{*1} (\theta - \theta_0)}{\ln z/z_0}$$

или

$$P = -\frac{\rho c_p \kappa v_{*1} (t_a - t_w)}{\ln z/z_0} \quad (16)$$

при $\rho_1 = 1,3 \cdot 10^{-3}$, $C_p = 0,24$ кал/г · град, $\kappa = 0,40$; и, используя выражение $z_0 = 0,05 \frac{v_{*1}^2}{g}$, формула (16) примет вид:

$$P = \frac{0,125 \cdot 10^{-3} v_{*1} (t_w - t_a)}{\ln z \cdot g / 0,05 v_{*1}^2} \text{ [кал/см}^2 \cdot \text{сек]}. \quad (17)$$

Расчет турбулентного потока тепла следует производить методом последовательных приближений:

а) задаются произвольные, но близкие к действительным величины \bar{P} , v_{*1} и \bar{K}_1 и по ним определяется μ и $\tilde{\mu}$;

б) по μ , $\tilde{\mu}$ и геострофическому ветру находим v_{*1} , K_1 — первое приближение;

в) по v_{*1} , K_1 и $(t_w - t_a)$ находим P^* ;

г) затем приближения повторяются до достижения необходимой сходимости последовательных величин v_{*1} и P .

Последнее приближение v_{*1} можно использовать для расчета затрат тепла на испарение по формуле (18), которая получается аналогично формуле (17):

$$LE = \frac{0,312 v_{*1} (q_0 - q)}{\ln z \cdot g / 0,05 v_{*1}^2} \quad (18)$$

при $L = 600$ кал/г; q — удельная влажность.

Расчет турбулентного потока тепла и затрат тепла на испарение представляют самостоятельный интерес и в дальнейшем будут рассмотрены более подробно.

Таким образом, рассмотренная теоретическая модель открывает большие возможности для расчета характеристик взаимодействия между океаном и атмосферой. Величины этих характеристик, рассчитанные по теории, в целом согласуются с величинами, полученными из наблюдений и полуэмпирических расчетов. Дальнейшее развитие теории (учет вертикального изменения μ и $\tilde{\mu}$) и уточнение эмпирического параметра m будет способствовать увеличению достоверности рассчитанных характеристик взаимодействия между океаном и атмосферой.

Автор благодарен Д. Л. Лайхтману за советы и помощь, оказанную при выполнении данной работы.

* Для перехода от P к \bar{P} необходимо задать модель изменения P турбулентного потока тепла с высотой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Каган, З. М. Утина. К теории термодинамического взаимодействия моря и атмосферы. «Океанология» т. III, вып. 2, 1963.
2. Б. А. Каган. Теория и расчет термодинамического взаимодействия моря, льда и атмосферы. Тр. ЛГМИ, вып. 20, 1965.
3. Б. А. Каган. Использование квазистационарной модели взаимодействия пограничных слоев атмосферы и океана для расчета температуры воды и течений в Северной Атлантике. Физика атмосферы и океана, т. I, № 8, 1965.
4. Д. Л. Лайхтман, Ю. П. Доронин. Коэффициент турбулентного обмена в море и поток тепла из океанических вод. Тр. ААНИИ, т. 226, 1959.
5. Б. А. Каган. О влиянии характера распределения коэффициентов турбулентности в море и атмосфере на профили скоростей дрейфовых течений и ветра над морем. Тр. ЛГМИ, вып. 17, 1964.
6. И. М. Бобылева, С. С. Зилитинкевич, Д. Л. Лайхтман. Турбулентный режим в термически-стратифицированном планетарном слое атмосферы. Доклад на международном коллоквиуме по микроструктуре атмосферы и влиянию турбулентности на распространение радиоволн. М., Изд. АН СССР, 1965.
7. А. С. Монин. Динамическая турбулентность в атмосфере. Изв. АН СССР, сер. географ., геофиз., 14, № 3, 1950.
8. Д. Л. Лайхтман. Динамика пограничных слоев атмосферы и моря с учетом взаимодействия и нелинейных эффектов. Физика атмосферы и океана, т. II, № 10, 1966.
9. В. М. Радикевич. Опыт применения новой модели взаимодействия океана и атмосферы к расчету дрейфовых течений. Материалы 3-й конференции по проблеме «Взаимодействие атмосферы и гидросферы в северной части Атлантического океана». Л., Гидрометеиздат, 1967.
10. Атлас климатических данных северной части Атлантического океана. Изд. УНГС ВМФ, 1959.
11. Ж. Малкус. Крупномасштабное взаимодействие. В книге «Море». Л., Гидрометеиздат, 1965.
12. C. Pflugbeil. Zur Klimatologie des Nordatlantischen Ozeans (1951—1960), Teil 2, Hamburg, 1963.
13. С. А. Китайгородский, Ю. А. Волков. О параметре шероховатости морской поверхности и расчете турбулентных потоков количества движения в приводном слое атмосферы. Физика атмосферы и океана, т. 1, № 9, 1965.