

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР  
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ  
ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

ТРУДЫ  
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ  
ИМ. А. И. ВОЕЙКОВА

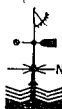
*Выпуск*

423

ФИЗИКА  
ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Под редакцией  
канд. геогр. наук Р. С. БОРТКОВСКОГО

Ленинградский  
Гидрометеорологический ин-т  
**БИБЛИОТЕКА**  
190190, Малоохтенский пр., 98



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1979

304968

Рассматриваются вопросы взаимодействия океана и атмосферы, в частности,— влияние загрязнения поверхности воды на газо-, массо-, энергообмен с атмосферой. Приводятся результаты экспедиционных исследований в прибрежных районах и в открытом океане. Содержатся статьи, посвященные методам расчета радиационных и турбулентных потоков на озерах, особенностям турбулентного обмена в слое растительности и переносу влаги в пограничном слое атмосферы, методам расчета турбулентных потоков в приземном слое воздуха над сушей и потоков тепла в почву. Приводятся данные измерений. Исследуются особенности режима пограничного слоя атмосферы над городом.

Сборник представляет интерес для метеорологов, океанологов, специалистов по охране и контролю окружающей среды, строителей.

The problems of ocean—atmosphere interaction are considered, in particular the effect of water surface pollution on gas, mass, energy exchange with the atmosphere, the estimates of global oxygen transfer are presented. The results are given of expedition studies in coastal regions and open ocean. The publication contains papers dealing with the procedures for calculating radiation and turbulent fluxes on lakes, the distinctive features of turbulent exchange in vegetation and moisture transfer in the atmospheric boundary layer, techniques for calculating turbulent fluxes in the surface air layer over land and heat fluxes to soil. Measurement results are given. The distinguishing features of the atmospheric boundary layer regime over a city are studied.

The publication is of interest to meteorologists, oceanologists, specialists in environment protection and control, builders.

Э. К. Бютнер, О. К. Захарова

## ВЛИЯНИЕ НЕФТЯНОЙ ПЛЕНКИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ УМЕРЕННОМ ВЕТРЕ

Из целого ряда наблюдений за разливом нефтяных пятен на поверхности воды известно, что наличие пленки на поверхности приводит к гашению капиллярно-гравитационной ряби, существующей на склонах основных волн. Из проведенных в прибрежной зоне наблюдений [1] следует, что разлив солярового масла приводил к полному исчезновению ряби при всех скоростях ветра вплоть до 14,5 м/с на высоте  $z = 10$  м. При высокой скорости  $u > 10$  м/с пятно разрывалось на отдельные полосы, но внутри полос рябь была погашена.

Гашение ряби должно приводить к уменьшению сопротивления водной поверхности и параметра шероховатости. Целью настоящей работы является проведение количественной оценки этого эффекта для условий открытого океана.

Для этого был проведен ряд численных экспериментов на ЭЦВМ М-222 на основе упрощенной модели строения приводного слоя воздуха, описанной в [2, 3]. Чтобы выявить влияние ряби, была выбрана простейшая модель поверхностных волн, в которой аэродинамический коэффициент сопротивления основных волн  $\gamma$  и их крутизна  $h/\lambda$  ( $h$  — высота,  $\lambda$  — среднее расстояние между гребнями) считаются постоянными, не зависящими от скорости ветра. При этом, как показано в [3], наилучшее согласование с экспериментальными данными по зависимости коэффициента сопротивления от скорости ветра в условиях открытого океана получается при выборе эффективной скорости движения основных волн  $\tilde{c} = \frac{c}{v_*} = 10$ .

Для такой модели был произведен расчет коэффициента сопротивления при условии гладкости обтекаемой поверхности и при наличии на ней ряби с определенным соотношением высоты ряби  $h_p$  к высоте основных волн  $h$ . Отношение  $h_p/h$  при расчете варьировалось от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$ .

Основными уравнениями модели были уравнения движения и уравнение баланса турбулентной энергии:

$$\frac{d\tau}{dz} = \frac{\gamma_1}{\lambda} (u - c) |u - c|, \quad (1)$$

$$K \left( \frac{du}{dz} \right)^2 + \alpha_b \frac{d}{dz} K \frac{db}{dz} + \frac{\gamma_1}{\lambda} |u - c|^3 - c_1 \frac{b^3}{K} = 0, \quad (2)$$

где  $c_1 = 0,046$ ,  $\alpha_b = 0,73$ , коэффициент турбулентного обмена  $K = c_1^{1/4} l \sqrt{b}$ , а характерный масштаб турбулентности  $l$  был выбран в виде  $\kappa z$ . В этих уравнениях  $\tau$  есть полное напряжение Рейнольдса  $\rho v_*^2$ ,  $b(z)$  — средняя энергия турбулентности,  $u(z)$  — средняя скорость воздушного потока.

При отсутствии ряби на поверхности основных движущихся со скоростью  $c$  волн нижними граничными условиями в системе уравнений (1) и (2) служили условия гладкого обтекания

$$u|_{z=z_s} = 13,5v_*^s; \quad b|_{z=z_s} = c_1^{-1/2} (v_*^s)^2; \quad z_s = \frac{30\nu}{v_*^s}, \quad (3)$$

в которых динамическая скорость касательного трения  $v_*^s$  связана с сопротивлением основных волн высотой  $h$  следующим соотношением:

$$\rho v_*^2 = \frac{\gamma_1}{\lambda} \int_{z_s}^h (u - c) |u - c| dz + \rho (v_*^s)^2. \quad (4)$$

При наличии ряби граничные условия (3) заменялись на следующие:

$$u|_{h=h_p} = B_1 v_*^s; \quad b|_{z=h_p} = c_1^{-1/2} (v_*^s)^2. \quad (5)$$

Верхние граничные условия и при наличии, и при отсутствии ряби оставались неизменными и имели следующий вид:

$$K \frac{du}{dz} \Big|_{z=z_1} = v_*^2; \quad \frac{db}{dz} \Big|_{z=z_1} = 0. \quad (6)$$

Условие (5) означает, что уравнения (1) и (2) выполняются в области от вертушек волн ряби  $h_p$  до гребней основных волн  $h$ . Поскольку уравнения содержат дополнительные члены — сопротивление формы движущихся волн и дополнительную генерацию турбулентной энергии, возникающую при их обтекании, то течение в области  $[h_p, h]$  считается плоскопараллельным [2]. Влияние ряби на течение отражено граничными условиями (5). Входящая в них в качестве характерного масштаба величина  $v_*^s$  связана с полной динамической скоростью  $v_*$  законом сохранения импульса (4).

Величина  $\rho(v_*^s)^2$  представляет собою напряжение Рейнольдса у верхушек ряби, тогда как при выполнении граничных условий (3) она равна молекулярному касательному трению о физическую поверхность. Константа  $B_1$  в условии для скорости при  $z = h_p$  выбрана равной 8,5 на основании лабораторных исследований свойств поверхности, покрытой капиллярной рябью. Однако поскольку аэродинамические характеристики естественной ряби могут отличаться от полученных в условиях аэродинамического канала, то при расчете константа  $B_1$  варьировалась от 8,5 до 14.

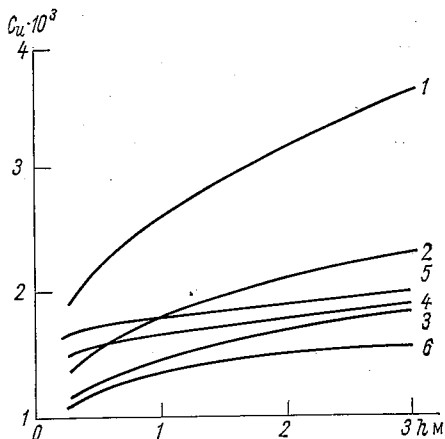


Рис. 1. Коэффициент сопротивления водной поверхности в зависимости от высоты основных волн при разных характеристиках мелкой ряби, покрывающей основные волны.

1 —  $h_p/h = 10^{-1}$ ; 2 —  $h_p/h = 10^{-2}$ ; 3 —  $h_p/h = 10^{-3}$ ; 4 —  $h_p = 0,5$  см; 5 —  $h_p = 1$  см; 6 — рябь отсутствует.

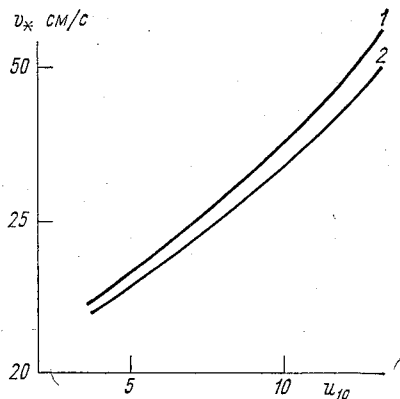


Рис. 2. Зависимость динамической скорости  $v_*$  от скорости ветра, измеренной на высоте  $z = 10$  м.

1 — над чистой водой, 2 — над нефтяным пятном.

Результат расчета коэффициента сопротивления в зависимости от высоты основных волн  $h$  приведен на рис. 1 для разных значений  $h_p/h$  и при отсутствии ряби, т. е. при граничном условии (3). Кроме того, на этом же рисунке проведены значения  $C_u$  для двух фиксированных значений высоты ряби  $h_p = 0,5$  см и  $h_p = 1$  см.

Из проведенных расчетов следует, что одно только гашение ряби нефтяным пятном приводит к уменьшению коэффициента сопротивления поверхности на 25—33% при умеренных скоростях ветра и на 20% при больших. Зависимость динамической скорости от скорости ветра в условиях открытого океана и установившегося волнения, т. е. при наличии связи высоты волн и скорости ветра в виде  $h = 0,17u^2/g$  приведена на рис. 2. Оказывается, что гашение ряби приводит к уменьшению динамической скорости, но не вдвое, как иногда полагают, а примерно на 10%.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Результаты наблюдений в приводном слое воздуха при наличии загрязненной водной поверхности/Н. З. Ариэль, Э. К. Бютнер, Р. С. Бортковский (см. наст. сборник).
2. Бютнер Э. К. Динамика приповерхностного слоя воздуха.—Л.: Гидрометеоиздат, 1978.—157 с.
3. Захарова О. К. Теплообмен и сопротивление поверхности океана на разных стадиях развития волнения: Автореф. дисс. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук.—Л.,1976.—14 с.

О. К. Захарова

## ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА СОПРОТИВЛЕНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ОТ СКОРОСТИ ВЕТРА

Коэффициент сопротивления морской поверхности  $C_u$  в интервале умеренных скоростей ветра неоднократно измерялся в различных условиях как градиентным, так и прямыми методами. Однако в настоящее время в литературе нет единого мнения относительно того, как ведет себя этот коэффициент в зависимости от скорости ветра  $u_{10}$ . Представление о том, что  $C_u = \text{const}(u_{10})$ , вытекает из анализа экспериментальных данных без учета разнообразия условий стратификации во время измерений [6]. Если же собрать точки, относящиеся лишь к условиям стратификации близким к нейтральным, то оказывается, что при усилении ветра коэффициент сопротивления морской поверхности возрастает. Этот факт проиллюстрирован в настоящей работе, где собраны данные прямых измерений  $C_u$ , опубликованные за последние 10 лет [7]—[15]. Они относятся к исследованиям в открытом море или на больших озерах вдали от берега.

Для того чтобы получить зависимость  $C_u(u_{10})$  по этим результатам, интервал умеренных скоростей ветра разбивался на отрезки ( $\Delta u_{10} = 1$  м/с), в каждом из которых рассчитывалось среднеарифметическое значение всех точек, попадающих в этот интервал.

Расчет производился как для всех измерений без учета условий стратификации, так и для измерений (рис. 1), полученных в условиях, близких к нейтральным.

Среднеарифметические значения, а также кривые, проведенные по ним, изображены на рис. 2.

Действительно, без учета условий стратификации  $C_u$  не зависит от скорости ветра вплоть до  $u_{10} = 12$  м/с и его значение согласуется со значением, полученным в [3] также на основании анализа экспериментальных данных:

$$C_u = (1,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}. \quad (1)$$

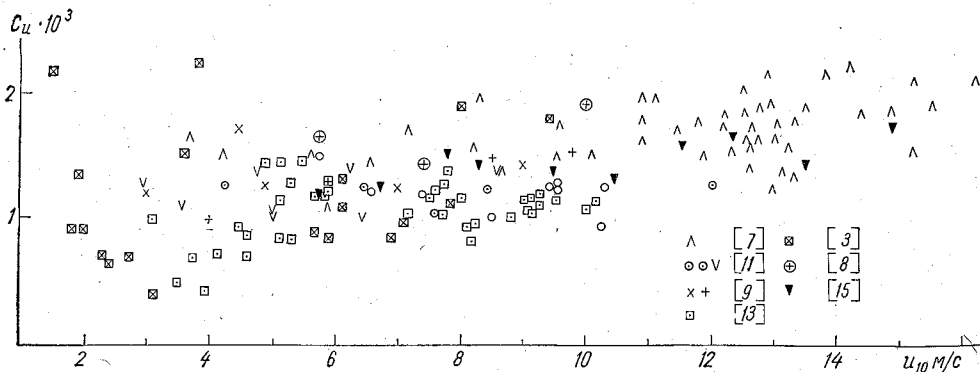


Рис. 1. Данные прямых измерений коэффициента сопротивления морской поверхности в открытом море при нейтральных и близких к нейтральным условиям стратификации из работ: [3], [7], [8], [9], [11], [13], [15].

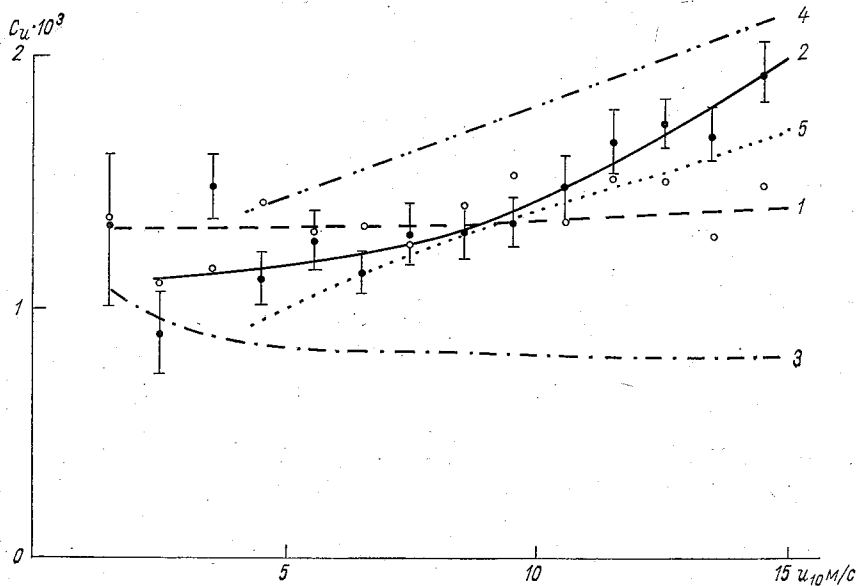


Рис. 2. Зависимость коэффициента сопротивления от скорости ветра.

1 — средние арифметические значения и кривая, полученные по данным [6—15] для различных условий стратификации; 2 — средние арифметические значения и кривая, полученные из рис. 1; 3 — зависимость для гладкой поверхности; 4 — зависимость Дикона и Уэбба [2]; 5 — зависимость Чарнока,  $\alpha = 7,8 \cdot 10^{-3}$ , [5]. Показаны средние квадратические отклонения.



При условиях стратификации, близких к нейтральным, коэффициент сопротивления морской поверхности в интервале умеренных скоростей ветра возрастает от  $1,1 \cdot 10^{-3}$  до  $1,8 \cdot 10^{-3}$ .

Соответствующие значения турбулентного потока импульса равны

$$\tau = 0,4 \text{ дн/см}^2 \text{ при } u_0 = 4 \text{ м/с}$$

$$\tau = 4,6 \text{ дн/см}^2 \text{ при } u_0 = 14 \text{ м/с.}$$

На рис. 2 указаны также среднеквадратичные отклонения.

Различие между сплошной и штриховой кривыми на рис. 2 объясняется тем, что при малых скоростях ветра над морем преобладают условия неустойчивой стратификации (с ростом неустойчивости коэффициент сопротивления возрастает).

Сравнение зависимости  $C_u(u_{10})$ , предложенной Диконом и Уэббом для нейтральной стратификации [2]

$$C_u = (1,00 + 0,07u_{10}) \cdot 10^{-3}, \quad (2)$$

со сплошной кривой на рис. 2 иллюстрирует тот факт, что функция (2) оказывается примерно на 30% выше, чем зависимость, полученная в настоящей работе.

Для описания зависимости параметра шероховатости морской поверхности от скорости ветра существует известная формула Чарнока

$$z_0 = \alpha \frac{v^2}{g}. \quad (3)$$

Сплошная кривая на рис. 2 неплохо согласуется с формулой Чарнока, если  $\alpha = 7,8 \cdot 10^{-3}$  [5].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дикон И. Л., Уэбб И. К. Микромасштабное взаимодействие. Море.— Л.: Гидрометеониздат, 1965.— 464 с.
2. Краус Е. Б. Взаимодействие атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеониздат, 1976.— 310 с.
3. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/ Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер, С. П. Малевский-Малевич, Преображенский Л. Ю.— Л.: Гидрометеониздат, 1974.— 240 с.
4. Преображенский Л. Ю. Оценки компонент баланса энергии турбулентности в приводном слое атмосферы по экспериментальным данным.— Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 41—50.
5. Филипс О. Динамика верхнего слоя океана.— М.: Мир, 1969.— 268 с.
6. Businger J., Seguin W. Transport across the air-sea interface. Report of the U. S. Gate cent. program workshop. Boulder, Colorado, 1977, p. 441—446.
7. Denman K. L., Miyake M. Behavior of the mean wind, the drag coefficient, and the wave field in the open ocean.— J. Geoph. Res., 1973, v. 78, N 12, 1917—1932.
8. Dunkel M., Hasse L., Krügermeyer L., Schriever G., Wicknitz J. Turbulent fluxes of momentum, heat and water vapor in the atmospheric surface layer at sea during ATEX.— Boundary-Layer Meteorol., 1974, v. 6, N 1/2, 81—90.

9. Hicks B. B., Drinkrow R. Z., Grouze G., Drag and bulk transfer coefficient associated with a shallow water surface.—Boundary-Layer Meteorol., 1974, v. 6, N 1/2, 278—295.
10. De Leonibus P. S. Momentum flux and wave spectra observation from an ocean tower.—J. Geoph. Res., 1971, v. 76, 6506—6527.
11. Mitsufa J., Fugitani T. Direct measurement of turbulent fluxes on a cruising ship.—Boundary-Layer Meteorol., 1974, v. 6, N 1/2, 203—217.
12. Pond S., Phelps G. T., Paguin J. E., McBean G., Stewart R. W. Measurement of the turbulent fluxes of momentum, moisture and sensible heat over the ocean.—J. Atmosph. Sci., 1974, v. 28, N 6, 901—917.
13. Smith S. D. Eddy measurements over lake Ontario.—Boundary-Layer Meteorol., 1974, v. 6, N 1/2, 235—250.
14. Stewart R. W. The air-sea momentum exchange.—Boundary-Layer Meteorol., 1974, v. 6, N 1/2, 151—160.
15. Wieringa J. Comparison strong wind stress over lake Flewo.—Boundary-Layer Meteorol., 1974, v. 7, N 1, 151—161.

Ф. Н. Шехтер, М. А. Кропоткин, Т. Ю. Шевелева

## ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛЕНОК ЗАГРЯЗНЯЮЩИХ ВЕЩЕСТВ НА СВЕТОВОЙ И ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ВОДЫ

В настоящее время в океаны и моря попадает большое количество различных загрязняющих веществ (нефть, детергенты и др.), которые влияют на ее световой и тепловой режим двояким образом.

Во-первых, разливаясь по поверхности, загрязняющие вещества (ЗВ) образуют пленки, влияющие на количество и спектральный состав проникающей в воду солнечной радиации. Во-вторых, смешиваясь с водой, ЗВ изменяют ее радиационные свойства. Первый тип влияния превалирует при штиле и малых скоростях ветра, второй — при скоростях, превышающих 6—8 м/с, когда пленка разрушается и ЗВ перемешиваются с водой.

Рассмотрим светотепловой режим воды, обусловленный поступающей в нее солнечной радиацией. В случае чистой воды имеем двухслойную систему (воздух—вода). При наличии на водной поверхности пленки загрязняющего вещества (ПЗВ) — трехслойную (воздух—пленка—вода). Будем помечать параметры, относящиеся к воздуху индексом 1, к ПЗВ — 2, к воде — 3.

Солнечный луч, проходя через атмосферу, частично поглощается и рассеивается ею. В результате на подстилающую поверхность поступает направленная (прямая) и рассеянная (диффузная) радиация. Как водная поверхность, так и ПЗВ отражают и преломляют падающую на нее радиацию. Согласно закону Снелиуса, в случае гладкой поверхности прямая солнечная радиация с длиной волны  $\lambda$  входит в воду под углом  $\varphi_0$ , связанным с зенитным расстоянием Солнца  $\vartheta_0$  соотношением  $n_{1,\lambda} \sin \vartheta_0 = n_{3,\lambda} \times \sin \varphi_{0,\lambda}$ , где  $n_{\lambda}$  — спектральный коэффициент преломления. Диффузная радиация, приходящая на поверхность из полусферы, распространяется в воде внутри конуса, раствор которого определяется коэффициентом преломления.

При наличии на водной поверхности ПЗВ солнечная радиация, претерпевая еще одно отражение и преломление на границе

пленка—вода, входит в воду под тем же углом, что в случае чистой поверхности.

Внутри водной толщи радиация поглощается и рассеивается по всем направлениям любым элементарным объемом воды.

Решение полных уравнений, описывающих упомянутые процессы, весьма сложно и громоздко. Поэтому большое распространение получила так называемая двухпоточковая теория в ее простейшем двухпараметрическом варианте [6].

Применение этой теории к водной среде подробно изложено в работах [7, 9], поэтому отметим лишь основные допущения: 1) потоки рассеянной радиации рассматриваются как направленная радиация, распространяющаяся под некоторым углом  $\arccos \eta$  к нормали; 2) рассеяние происходит вдоль луча; вводится параметр  $f$  — доля радиации, рассеянной элементарным объемом назад, т. е. в направлении, противоположном распространению луча; 3) параметры  $\eta$  и  $f$  одинаковы для радиации, распространяющейся внутри среды вниз и вверх.

Если водную толщу рассматривать как однородную, полубесконечную среду, нижняя граница которой не отражает, то получим следующие выражения для вычисления монохроматической радиации, приходящей в единицу времени на единичную горизонтальную площадку, расположенную на глубине  $z$ , сверху ( $\downarrow$ ) и снизу ( $\uparrow$ ):

от проникающей под поверхность направленной радиации

$$I_{\lambda}^{\downarrow}(z) = \left[ a_{\lambda} e^{-c_{\lambda} z} + (1 - a_{\lambda}) e^{-\varepsilon_{\lambda} z / \eta_0, \lambda} \right] \eta_0, \lambda S_{\Pi, \lambda}, \quad (1)$$

$$I_{\lambda}^{\uparrow}(z) = \left[ (R_{3, \lambda}^{\Pi} - b_{\lambda}) e^{-c_{\lambda} z} + b_{\lambda} e^{-\varepsilon_{\lambda} z / \eta_0, \lambda} \right] \eta_0, \lambda S_{\Pi, \lambda}, \quad (2)$$

от диффузной

$$E_{\lambda}^{\downarrow}(z) = e^{-c_{\lambda} z} D_{\Pi, \lambda}, \quad (3)$$

$$E_{\lambda}^{\uparrow}(z) = R_{3, \lambda}^{\Pi} e^{-c_{\lambda} z} D_{\Pi, \lambda}. \quad (4)$$

Полная освещенность на любом уровне  $Q_{\lambda}^*(z) = I_{\lambda}^{\downarrow} + E_{\lambda}^{\downarrow} + I_{\lambda}^{\uparrow} + E_{\lambda}^{\uparrow}$ , а результирующий поток  $Q_{\lambda}(z) = (I_{\lambda}^{\downarrow} + E_{\lambda}^{\downarrow}) - (I_{\lambda}^{\uparrow} + E_{\lambda}^{\uparrow})$ . В дальнейшем, чтобы не загромождать формулы, значок  $\lambda$  будет опущен. Входящие в формулы (1)–(4) величины  $\eta_0 S_{\Pi}$  и  $D_{\Pi}$  означают подповерхностные направленную и диффузную радиации;  $R_3^{\Pi}$  и  $R_3^{\Pi}$  — соответствующие коэффициенты отражения всей толщей воды (при  $z = 0$ ), они связаны между собой соотношением  $R_3^{\Pi} = aR_3^{\Pi} + b$ ;  $\sigma$ ,  $\kappa$ ,  $\varepsilon$ ,  $c$  — коэффициенты объемного рассеяния, поглощения, ослабления и вертикального ослабления соответственно, причем  $\varepsilon = \sigma + \kappa$ ,  $c = \frac{\kappa}{\eta} \sqrt{1 + 2 \frac{f\sigma}{\kappa}}$ ; параметры  $a$  и  $b$  имеют весьма громоздкую структуру. При условии  $\frac{f\sigma}{\kappa} \ll 1$ , что имеет

место для чистой морской воды,  $c \approx \frac{\alpha}{\eta}$ ,  $a \approx (1 - f_0) \frac{\lambda}{1 - (1 - \lambda) \frac{\eta_0}{\eta}}$ ;

$b \approx \frac{f_0 \lambda}{1 + (1 - \lambda) \frac{\eta_0}{\eta}}$ ;  $\lambda = \frac{\sigma}{\varepsilon}$ ,  $f_0$  — доля света, рассеянного назад

элементарным объемом при его направленном освещении под углом  $\varphi_0$ ;  $\eta_0 = \cos \varphi_0$ .

Рассмотрим чему будет равна подповерхностная радиация при отсутствии и наличии ПЗВ на поверхности воды. Если радиация практически не поглощается поверхностью, а лишь отражается ею, то

$$\eta_0 S_n = (1 - R_{13}^A) \mu_0 S_0, \quad D_n = (1 - R_{13}^A) D_0. \quad (5)$$

Здесь  $\mu_0 S_0$  и  $D_0$  — прямая и рассеянная радиации, приходящие из атмосферы на водную поверхность;  $R_{13}$  — коэффициент отражения на границе воздух—вода;  $\mu_0 = \cos \vartheta_0$ . Суммарная подповерхностная радиация

$$Q_n = (1 - R_{13}) Q_0, \quad (6)$$

причем

$$R_{13} = R_{13}^A \delta_\lambda + R_{13}^H (1 - \delta_\lambda),$$

где  $\delta_\lambda$  — доля рассеянной радиации.

Формулы (5) и (6) имеют место для  $\lambda < 2,7$  мкм в условиях незагрязненной естественной водной поверхности. Лучи с большей длиной волны практически поглощаются слоем воды, толщиной в несколько десятков мкм [10]. Если на водной поверхности находятся ПЗВ, заметно поглощающие радиацию, то в этом случае подповерхностная радиация будет равна:

$$\begin{aligned} \eta_0 S_n &= (1 - R_{12}^H) (1 - R_{23}^H) (1 - A_2^H(h)) \mu_0 S_0 = T_2^H(h) \mu_0 S_0, \\ D_n &= (1 - R_{12}^H) (1 - R_{23}^H) (1 - A_2^H(h)) D_0 = T_2^H(h) D_0, \\ Q_n &= T_2(h) Q_0. \end{aligned} \quad (7)$$

В (7)  $R_{12}$  и  $R_{23}$  — коэффициенты отражения границ раздела воздух—пленка и пленка—вода;  $A_2(h)$  — функция поглощения ПЗВ, зависящая от ее толщины  $h$ . Выражения  $T_2^H(h)$ ,  $T_2^A(h)$  и

$$\begin{aligned} T_2(h) &= (1 - R_{12}^H) (1 - R_{23}^H) (1 - A_2^H) \delta_\lambda + \\ &+ (1 - R_{12}^H) (1 - R_{23}^H) (1 - A_2^A) (1 - \delta_\lambda) \end{aligned} \quad (8)$$

можно назвать эффективными функциями пропускания пленки.

Как уже упоминалось выше, добавка ЗВ к воде изменит коэффициенты поглощения и рассеяния, вид индикатриссы рассеяния, и, следовательно, все параметры, входящие в формулы (1) — (4), а возможно, и порядок соотношения  $f\sigma/\lambda$ . Экспериментальных данных для получения необходимых оценок в настоящее время недостаточно.

При наличии пленки на поверхности можно в первом приближении ограничиться учетом только ее влияния на радиацию, проникающую в воду, а радиационные свойства самой воды оставить такими же, как были до разлива ЗВ. В этом случае, на основании формул (1)—(7), получим следующие выражения, отображающие влияние ПЗВ на освещенность, поток радиации и радиационное изменение температуры:

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{I}_\lambda^*(z)}{I_\lambda^*(z)} &= \frac{\tilde{I}_\lambda}{I_\lambda} = \frac{\partial \tilde{T}^H / \partial t}{\partial T^H / \partial t} = \frac{T_2^H(h)}{1 - R_{13}^H}, \\ \frac{\tilde{E}_\lambda^*(z)}{E_\lambda^*(z)} &= \frac{\tilde{E}_\lambda}{E_\lambda} = \frac{\partial \tilde{T}^A / \partial t}{\partial T^A / \partial t} = \frac{T_2^A(h)}{1 - R_{13}^A}, \\ \frac{\tilde{Q}_\lambda^*(z)}{Q_\lambda^*(z)} &= \frac{\tilde{Q}_\lambda}{Q_\lambda} = \frac{\partial \tilde{T} / \partial t}{\partial T / \partial t} = \frac{T_2(h)}{1 - R_{13}}. \end{aligned} \quad (9)$$

В формулах (9) величины с волнистой чертой относятся к воде под ПЗВ.

К сожалению, экспериментальных и теоретических литературных данных не хватает для достаточно полных расчетов даже по формулам (9). Имеются лишь измерения спектрального пропускания излучения, падающего по нормали к поверхности пленки. В проведенных ниже расчетах использованы полученные экспериментально данные о спектральном пропускании пленок темного мазута (плотность 0,95 г/см<sup>3</sup> при 22°C, вязкость 0,3 см<sup>2</sup> при 100°C) различной толщины в диапазоне длин волн 0,38—15 мкм. Исследования проведены по стандартной методике с помощью аппаратуры, созданной на основе спектрофотометра СФ-26 и инфракрасного спектрометра ИСК-12 [3].

Пленки мазута определенной толщины получались либо с использованием стандартных кювет, применяемых для исследования прозрачных и полупрозрачных жидких объектов, либо путем нанесения пленки на поверхность воды, налитой в спектральный сосуд с плоским дном. Второй способ использовался при работе в видимой области спектра, где вода обладает малым поглощением; заданная толщина пленки получалась путем разлива дозированного количества мазута. При обработке результатов эксперимента вводились поправки, учитывающие отражение на границах воздух—мазут, мазут—вода, мазут—материал окна кюветы. При этом значения показателей преломления мазута определялись с помощью рефрактометра ИРФ-23.

На рис. 1 представлены кривые пропускания пленок мазута, находящихся на поверхности воды, в диапазоне длин волн 0,38—1 мкм (а) и 1—4 мкм (б). Проведенные исследования показали, что в видимой и ближней ИК областях поглощение мазута характеризуется одной широкой полосой, обусловленной наложением электронных спектров различных молекул, содержащихся в нем. Сильные полосы поглощения имеют место в ИК области спектра

( $\lambda > 3$  мкм) и обусловлены колебательными движениями и деформационными колебаниями различных углеводородных групп.

Зависимость коэффициента отражения от угла падения изучена в ограниченном диапазоне углов, не достаточном для вычисления полусферического отражения [2, 3]. По этим данным направленные коэффициенты отражения от пленок мазута и некоторых других ЗВ не зависят от угла падения луча в пределах от 0 до  $40^\circ$ . Следовательно, в пределах этих углов можно считать, что эффективная функция пропускания изменится только из-за

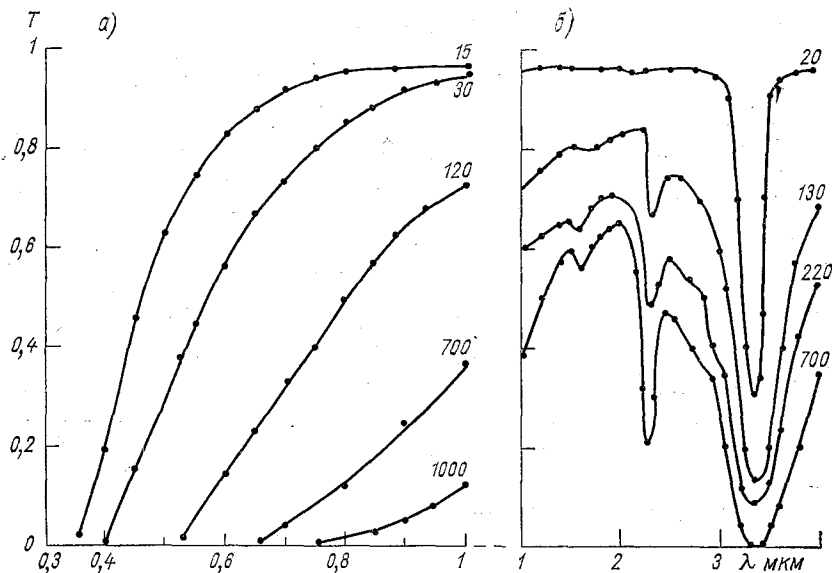


Рис. 1. Зависимость пропускания пленок мазута различной толщины от длины волны.

Цифры около кривых — толщина пленки в мкм.

увеличения пути луча. Например, при зенитном расстоянии Солнца, равном  $40^\circ$ , пленка толщиной в 15 мкм будет ослаблять прямую радиацию примерно так же, как пленка в 17 мкм при Солнце в зените.

Таким образом, экспериментальные данные по ПЗВ позволяют рассчитать их влияние только на направленную радиацию, падающую на поверхность под углом не более  $40^\circ$ . Наблюдения за распространением радиации в воде проводятся над суммарной радиацией, поэтому совместное использование этих данных даже при положении Солнца вблизи зенита позволяет получить лишь приближенные оценки изменения светового и теплового режима внутри водной толщи.

Оценим, прежде всего, влияние ПЗВ на спектральное распределение подповерхностной радиации. На рис. 2 приведена величина  $T_2^H(h)/(1 - R_{13}^H)$  для луча, падающего по нормали к поверхности,

полученная на основании рис. 1 и данных работы [1] при  $R_{13}^n = 2\%$ . Из этого рисунка ясно видно, что пленки мазута обладают хорошо выраженной избирательной способностью, наиболее сильно ослабляя видимую область спектра. Например, для пленок, толщиной 15—30 мкм, пропускание возрастает примерно от 10% в голубой области и до 90% в красной. Таким образом, наличие ПЗВ на поверхности воды в первую очередь сказывается на резком уменьшении фотосинтетически активной радиации (ФАР), проникающей в воду, особенно ее коротковолновой части. Инфракрасная радиация (ИКР), которая, в основном, поглощается поверхностными слоями воды, уменьшается заметно лишь пленками, тол-

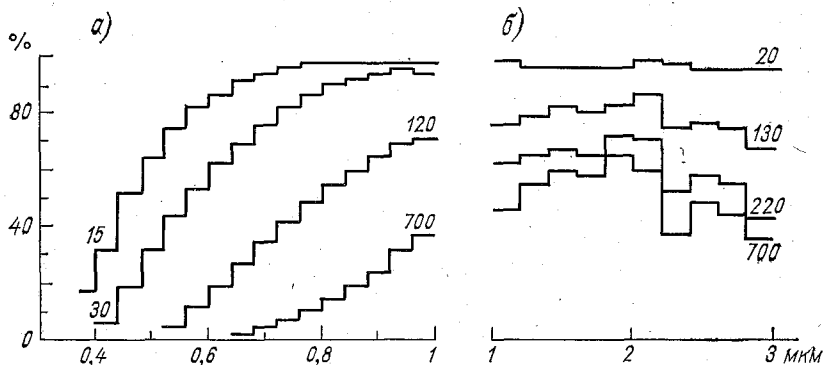


Рис. 2. Спектральный состав подповерхностной радиации при наличии на поверхности пленки мазута по отношению к чистой поверхности.

Цифры около кривых — толщина пленки в мкм. а —  $\lambda \leq 1$  мкм, б —  $\lambda > 1$  мкм.

щина которых порядка 100 мкм и более. Наличие пленок, толщиной в несколько десятков микрометров, кроме общего уменьшения количества подповерхностной радиации сдвинет относительный максимум в ИК область.

Используя данные о спектральном распределении прямой солнечной радиации, приходящей на уровень моря, при стандартной радиационной модели атмосферы [1], можно сосчитать зависимость эффективной функции пропускания  $T_{2, \Delta\lambda}^n$  от толщины пленки в различных интервалах длин волн. Эти интервалы выбирались таким образом, чтобы они соответствовали границам фильтров, используемых при измерениях подводной облученности, области ФАР, ИКР и интегральной. Расчет проводился по формуле

$$T_{2, \Delta\lambda}^n = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{I_{0, \lambda}}{I_{0, \Delta\lambda}} T_{2, \lambda}^n d\lambda.$$

Из анализа рис. 3 следует, что пленка мазута, толщиной 15 мкм ослабляет наиболее биологически активную часть прямой солнечной радиации при Солнце в зените на 30%, а толщиной 30 мкм уже на 60% по сравнению с радиацией, проникающей в чи-



стую воду. Ослабление ИКР сравнительно мало и возрастает линейно с увеличением толщины пленки. Даже при пленке в 100 мкм количество ИКР уменьшается всего на 30%. Ослабление интегральной радиации составляет 20 и 30% при толщинах пленки 15 и 30 мкм соответственно. На столько же уменьшится и прогревание воды за счет солнечной радиации. При высоте Солнца равной 30° приведенные цифры заметно увеличатся: ФАР ослабитя примерно на 45 и 75%, интегральная радиация и прогрев воды — на 25 и 40%, для пленок толщиной 15 и 30 мкм соответственно.

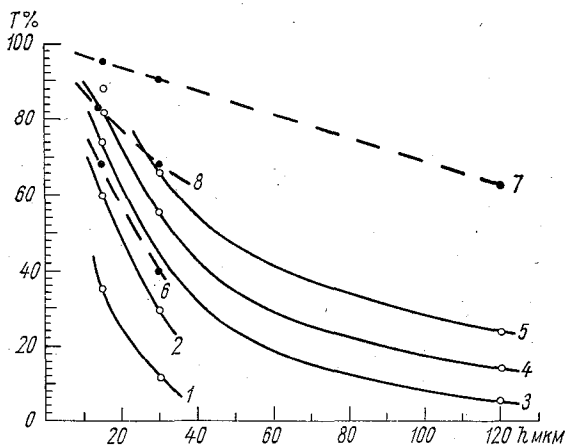


Рис. 3. Зависимость эффективной функции пропускания от толщины пленки в различных интервалах длин волн.

1 — 0,39—0,46 мкм; 2 — 0,46—0,52; 3 — 0,520—0,575; 4 — 0,575—0,610; 5 — 0,61—0,68; 6 — 0,39—0,68; 7 — 0,68—3,00; 8 — 0,38—3,00 мкм.

Поскольку как ПЗВ, так и сама вода ослабляют радиацию селективно, то можно ожидать изменения относительного спектрального состава радиации на глубинах при появлении пленки на водной поверхности. В качестве примера в табл. 1 приведен процентный состав радиации на двух глубинах в Индийском океане (экватор, ст. 771). Распределение радиации при чистой водной поверхности заимствовано из [5], а возможное под ПЗВ — сочтано по формулам (9) с помощью рис. 3.

Здесь и далее все расчеты проведены в предположении, что солнечный свет состоит только из прямой радиации и падает на поверхность Индийского океана по нормали к поверхности, а на Черное море — под углом 40°.

Анализ табл. 1 подтверждает сделанный выше вывод от том, что пленки мазута толщиной 15—30 мкм примерно вдвое уменьшают общее количество ФАР, главным образом за счет коротких длин волн. Если при чистой поверхности воды на глубинах 5—25 м на фиолетовую и синю-зеленую области видимого спектра

896408

Таблица 1

## Относительный спектральный состав солнечного света, %

Толщина пленки, мкм	Глубина, м	Спектральный диапазон, мкм					Облученность, Вт/м <sup>2</sup>
		0,39—0,46	0,46—0,52	0,52—0,575	0,575—0,61	0,61—0,68	
0	5	31,0	35,0	20,0	9,0	5,0	214,4
15		18,6	36,0	25,4	12,5	7,5	148,8
30		11,5	32,6	28,8	16,3	10,8	86,6
0	25	36,0	34,0	14,0	8,0	7,0	127,5
15		22,3	36,5	18,5	11,7	11,0	88,5
30		14,1	33,7	21,2	15,2	15,8	51,5

приходится примерно по 30% от общей ФАР, то под пленкой относительное содержание в фиолетовой области уменьшается в 1,5—3 раза, оставаясь в сине-зеленой почти без изменения. Одновременно возрастает относительное количество радиации с длинами волн больше 0,52 мкм, особенно в желто-оранжевой и красной областях. Чем толще пленка, тем ярче выражено перераспределение относительного состава радиации внутри области ФАР.

В работах [8, 11] приведены соотношения между ФАР и интегральной радиацией на разных глубинах в Индийском океане и Черном море для чистой поверхности воды. С помощью рис. 3 можно получить аналогичные соотношения под пленкой мазута. Результаты помещены в табл. 2, из которой видно, что доля ФАР в суммарной радиации может уменьшиться на 25%.

Таблица 2

Величины  $Q_{\text{ФАР}}/Q$  для чистой водной поверхности и под пленкой мазута толщиной 15 мкм, %

Район	Глубина, м	Чистая поверхность	Под пленкой
Индийский океан, ст. 771 Черное море	0,1	29	21
	0,5	86	64
	1,0	90	66
	3,0	99	73

Интересно также оценить как повлияет ПЗВ на нагрев воды. Из формул (9) и рис. 3 следует, что если пленка мазута, толщиной 15—20 мкм, уменьшит скорость нагрева воды за счет фиолетового участка спектра (0,34—0,46 мкм) примерно на 70%, то за счет ИКР— всего на 5% по сравнению с чистой поверхностью. В табл. 3 и 4 приведены значения скорости радиационного нагрева, сосчитанные по данным работ [4, 5].

Таблица 3

Скорости радиационного нагрева воды для чистой поверхности (верхняя строка) и покрытой пленкой мазута в 15 мкм (нижняя строка), °С. Индийский океан

Район	Глубина, м	Спектральный диапазон, мкм					
		0,33—0,46	0,46—0,52	0,52—0,575	0,575—0,61	0,61—0,68	0,68—0,8
Экватор, ст. 771	5—25	0,9	1,4	1,1	0,4	0,1	3,8
		0,3	0,8	0,8	0,3	0,1	2,6
	25—50	1,3	1,1	0,5	0,4	0,3	3,7
		0,5	0,7	0,4	0,3	0,2	2,6
Бенгальский залив, ст. 779	2—20	2,3	4,3	1,8	2,7	3,1	14,2
		0,9	2,6	1,4	2,3	2,8	9,8
	20—40	0,8	3,3	0,4	2,2	1,0	7,7
		0,3	2,0	0,3	1,9	0,9	5,4

Таблица 4

Скорость радиационного нагрева воды в Черном море, °С. 30/VIII, 10 ч 20 мин

	Глубина, м								
	0,2—0,5	0,5—1,0	1—2	2—3	3—5	5—8	8—10	10—15	15—18
Чистая поверхность	160	94	43	22	20	10	12	6	3
Под пленкой	123	72	33	17	15	8	9	5	2

Цифры в табл. 4 характеризуют нагрев воды и его возможное изменение за счет интегральной солнечной радиации. Анализ этой таблицы показывает, что наличие ПЗВ сильнее всего скажется на нагреве самых верхних слоев воды, где этот нагрев велик. С глубиной влияние ПЗВ на нагрев воды будет уменьшаться (в абсолютных единицах).

Из табл. 3 и 4 следует, что ПЗВ на поверхности воды должны уменьшить и глубину прогрева водной толщи.

Применив отношения  $Q_{\text{ФАР}}/Q$ , приведенные в [11], к данным по интегральной радиации, проникающей в воды Черного моря [4], можно сосчитать соотношение между радиационным нагревом, обусловленным ИКР и ФАР. Из табл. 5 следует, что на глубинах 0,5—3 м нагрев за счет ФАР при чистой поверхности примерно в 2 раза, а под пленкой в 1,5 раза больше, чем за счет ИКР.

Проведенные расчеты показывают, что наличие на поверхности воды ПЗВ сказывается на ее световом режиме больше, чем на тепловом (обусловленном только солнечной радиацией).

Скорость радиационного нагрева воды в Черном море, °С/ч

Глубина, м	Спектральный диапазон			
	ФАР		ИКР	
	Чистая поверхность	Под пленкой	Чистая поверхность	Под пленкой
0,5—1,0	62	43	31	30
1,0—3,0	22	16	10	9

Возникает вопрос о возможности использования эффективных функций пропускания, полученных в лабораторных условиях для гладких пленок, в реальных условиях. Поскольку волнение заметно изменяет характер отражения лишь при высотах Солнца меньших  $30^\circ$ , то эти функции вполне можно применять для оценки влияния ПЗВ при малых скоростях ветра. При меньших высотах Солнца необходимо ввести соответствующие поправки.

Как видно из рис. 3, пропускательная способность ПЗВ сильно зависит от ее толщины. Пленки же неоднородны по толщине даже при штиле, утончаясь от центра к краям, а при наличии волнения ЗВ скапливается во впадинах между гребнями волн, создавая еще большую неоднородность. Следовательно, для оценки влияния ПЗВ в реальных условиях, особенно при наличии волнения, надо знать для нее функцию распределения толщин.

Отметим еще одно обстоятельство. ПЗВ гасят рябь, что приводит к иной функции распределения микроплощадок на поверхности. Это, в свою очередь, может изменить как угол вхождения солнечного луча в воду, так и средний косинус ( $\eta$ ) тела яркости в воде.

Выяснение упомянутых вопросов требует специальных теоретических и экспериментальных разработок.

Полученные в настоящей работе оценки являются предварительными. Они будут уточняться и обобщаться по мере накопления данных о радиационных свойствах различных ПЗВ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Авасте О. А. и др. Спектральное распределение прямой и рассеянной радиации/Авасте О. А., Шифрин К. С., Молдау Х.— В кн.: Исследования по физике атмосферы. Тарту, 1962, вып. 3, с. 23—70.
2. Богородский В. В., Кропоткин М. А. Дистанционное обнаружение нефтяных загрязнений вод ИК лазером.— Л.: Гидрометеоздат, 1975.— 40 с.
3. Богородский В. В. и др. Оптические характеристики вод в ИК области спектра/Богородский В. В., Кропоткин М. А., Шевелева Т. Ю.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 32 с.
4. Богуславский С. Г. Поглощение солнечной радиации в море и его непосредственное влияние на изменения температуры моря.— Труды Морского гидрофизического института, 1956, т. VIII, с. 80—97.

5. Зеге Э. П. О двухпотоковом приближении в теории переноса излучения.— Минск, 1971.— 60 с.

6. Иванов А. П. Физические основы гидрооптики.— Минск, 1975.— 504 с.

7. Карабышева Э. И. и др. Некоторые результаты сопоставления различных методов измерения и расчетов лучистой энергии в море/Карабышева Э. И., Очаковский Ю. Е., Рутковская В. А.— Океанология, 1968, т. VIII, вып. 2, с. 317—326.

8. Козлянинов М. В. Основные зависимости между гидрооптическими характеристиками.— В кн.: Оптика океана и атмосферы. Л.: Наука, 1972, с. 5—10.

9. Кондратьев К. Я. Лучистая энергия Солнца.— Л.: Гидрометеиздат, 1954.— 600 с.

10. Рутковская В. А., Пелевин В. Н. Суммарная и фотосинтетически активная радиация над океаном.— В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М., 1975, с. 188—199.

11. Облученность естественным светом в водах Индийского океана/И. Д. Ефименко, В. Н. Пелевин, А. А. Светлых, Э. Н. Халемский.— В кн.: Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М.: Наука, 1975, с. 104—108.

## О ВЛИЯНИИ ЗАГРЯЗНЕНИЯ ВОДЫ НА ТЕПЛООТДАЧУ И ИСПАРЕНИЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ШТОРМЕ

Известно, что загрязнение поверхности моря нефтепродуктами и нерастворимыми поверхностно-активными веществами (ПАВ) при слабом и умеренном ветре приводит к образованию пленок; толщина этих пленок меняется от долей миллиметра (в свежих разливах нефтепродуктов) до толщины мономолекулярного слоя [6, 15]. При скорости ветра до 6—8 м/с пленки уменьшают испарение примерно на 60%, действуя, в основном, как барьер для молекул воды, а также уменьшая аэродинамическую шероховатость поверхности вследствие подавления высокочастотного участка спектра волнения [9, 19]. При большей скорости ветра сплошная пленка разрывается на полосы и пятна, которые при дальнейшем усилении ветра исчезают [20, 23]; по-видимому, влияние загрязнения как энергетического барьера при этом прекращается, а подавление волнения становится практически незаметным (хотя последнее должно иметь место вследствие увеличения вязкости поверхностного слоя воды, содержащего взвешенные частицы нефтепродуктов или нерастворимых ПАВ). Таким образом, при шторме и свежем ветре, несмотря на присутствие в воде ПАВ и нефтепродуктов, происходит интенсивное обрушение гребней волн (за исключением случаев очень сильного загрязнения). Брызги, образующиеся при обрушении гребней, играют существенную роль в переносе тепла, влаги и импульса через поверхность раздела при шторме [2, 7]. Основной механизм генерации брызг — схлопывание на поверхности пузырьков воздуха, захваченного при обрушении. Загрязняющие вещества влияют как на процесс схлопывания, так и на тепло- и массообмен капель с воздухом.

На поверхности чистой воды время жизни пузырька равно нулю, он схлопывается в момент всплытия. Размер возникающей при этом капли примерно пропорционален размеру пузырька [22]; изучена также высота подъема таких капель в спокойном воздухе [22], а следовательно, зависимость начальной вертикальной ком-

поненты скорости капле от размера капле [7]. Кинетическая энергия взлетающей капли определяется поверхностной энергией всплывшего пузыря [11]; это выражается соотношением:

$$4\pi\gamma R^2 = km W_0^2, \quad (1)$$

где  $\gamma$  — поверхностное натяжение,  $R$  — радиус пузырька,  $m = \frac{4}{3} \rho_w \pi r^3$  — масса капли радиусом  $r$ ,  $W_0$  — вертикальная скорость капли в момент отрыва от поверхности,  $k$  — коэффициент пропорциональности.

Так как [22]  $R \approx 10r$ , то из (1) следует:

$$W_0 = \sqrt{\frac{3 \cdot 10^3 \gamma}{k \rho_w r}}. \quad (2)$$

Выражение (2), очевидно, можно записать в виде:

$$W_0(r, \gamma) = W_0(r, \gamma_0) \sqrt{\frac{\gamma}{\gamma_0}}, \quad (3)$$

где  $\gamma_0$  — поверхностное натяжение чистой воды. Экспериментальная зависимость  $W_{00}(r) = W_0(r, \gamma_0)$ , полученная по данным [22] (табл. 1), приводит к среднему значению  $\sqrt{k} = 4,5$  в (2).

Таблица 1

Скорость выброса капле разных размеров, образующихся при схлопывании пузырьков на поверхности чистой воды (по [22])

$r$ , см	$5 \cdot 10^{-3}$	$10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
$W_{00}$ , см/с	450	300	250	200	150

Измерения поверхностного натяжения в натуральных условиях [3, 8, 16, 18] показали, что характерные значения  $\gamma$  в море колеблются от  $\gamma_0 \approx 75$  до  $40-30$  дн/см; это соответствует уменьшению отношения  $\frac{W_0(r, \gamma)}{W_{00}(r)}$  до  $0,73-0,63$ .

Расчеты тепло- и массообмена капле в приводном слое воздуха, выполненные на ЭВМ в рамках уточненной модели [1] для характерных условий стратификации, выявили сильную зависимость результатов от принятого значения  $W_0$  (табл. 2). Следовательно, если бы влияние загрязнения воды ограничивалось только уменьшением  $W_0$ , то уменьшение испарения и теплоотдачи с брызг составило бы  $25-30\%$  (при шторме перенос тепла и влаги брызгами составляет значительную долю полных вертикальных потоков [2, 7]).

Теплоотдача  $\Delta H$  и массоотдача  $\Delta M$  капле за время полета в зависимости от скорости выброса  $W_0$ 

$r_0$ , см	$5 \cdot 10^{-3}$	$10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
— $\Delta H \cdot 10^6$ кал					
$W_0 = W_{00}$	0,7	7	33	70	159
$W_0 = W_{00}/2$	0,5	5	22	41	76
$W_0 = 2W_{00}$	1,0	9	46	105	269
— $\Delta M \cdot 10^3$ г.					
$W_0 = W_{00}$	0,8	3,4	14,4	29,8	66,5
$W_0 = W_{00}/2$	0,7	2,4	9,3	17,5	31,4
$W_0 = 2W_{00}$	1,4	4,6	20,5	45,4	113,5

Однако влияние ПАВ не ограничивается уменьшением  $W_0$ . В лабораторном эксперименте [13] обнаружено увеличение концентрации частиц соли над пробой морской воды, через которую пропускается воздух, если поверхность покрыта пленкой ПАВ. Это увеличение составляло от 33 до 60% для однокомпонентных ПАВ и до 233% — для смесей. Эффект объясняется тем, что жесткие нерастворимые ПАВ уменьшают время жизни пузырька на поверхности и препятствуют образованию пены даже в присутствии пенообразующих растворимых ПАВ. Последние (естественного происхождения) всегда присутствуют на поверхности и по мере барботаж с нее удаляются; поэтому, даже без добавки искусственных нерастворимых ПАВ постепенно увеличивается число капелек и уменьшается количество пены; такой же процесс должен происходить и при шторме. Однако рост числа частиц при экспериментах с незагрязненной морской водой был небольшим.

Существенное увеличение числа капелек при добавке нерастворимых ПАВ и, особенно их смесей, можно объяснить воздействием на механизм схлопывания пузырьков. Установлено, что при загрязнении оболочки пузырька она разрывается не в одной верхней точке, а сразу во многих местах, образуя множество мелких, летящих в разных направлениях, капелек [22]. Если предположить, что суммарная масса равна массе одной крупной капли, образующейся при схлопывании незагрязненного пузырька, то средняя начальная скорость мелких капель будет равна скорости крупной капли, определяемой формулой (2). Следовательно, скорость мелких капелек, образовавшихся из крупного пузырька с загрязненной поверхностью будет меньше скорости капель такого же размера, образовавшихся каждая из «своего» пузырька, определяемой табл. 1. Например, пусть пузырек  $R = 2$  мм проходит через поверхность, покрытую пленкой ПАВ; поверхностное натяжение оболочки пузырька уменьшается с 73 до 55 дн/см, а вместо одной капли  $r = 0,2$  мм образуется десять капелек радиусом  $r_2 =$



$= \sqrt[3]{10r_1} \approx 0,09$  мм. Капельки такого размера, образовавшиеся из пузырьков  $R = 0,9$  мм имели бы начальную скорость  $W_0 \approx 300$  см/с; в данном же случае капельки получают в среднем скорость капли радиусом 0,2 мм (табл. 1) при уменьшенном  $\gamma$ :

$$W_0 \approx 250 \sqrt{\frac{55}{73}} \approx 220 \text{ см/с.}$$

Таким образом, время полета капелек, их тепло- и массоотдача заметно уменьшатся.

Надо заметить, что под действием естественных растворимых пенообразующих ПАВ, содержащихся в незагрязненной морской воде, происходит обратный процесс — мелкие пузырьки сливаются в более крупные; при схлопывании последних образуются крупные капли.

Загрязнение воды влияет и на процесс теплообмена и испарения уже образовавшейся, летящей в воздухе капли. Испарение с капель, загрязненных ПАВ, исследовалось в лабораторных экспериментах [4, 5, 10, 17]. Оказалось, что испарение очень маленьких капель ( $r$  от 3 до 9 мкм) может и усиливаться, и ослабляться пленкой в зависимости от количества ПАВ [5, 17]. Однако такие капли не играют существенной роли во взаимодействии океана и атмосферы — основной вклад вносят капли с размерами  $5 \cdot 10^{-3} \leq r \leq 5 \cdot 10^{-2}$  см (от 50 до 500 мкм) [2, 7]. В эксперименте [14] найдено, что испарение капель с размерами  $25 \leq r \leq 250$  мкм, покрытых мономолекулярными слоями жирных спиртов и эфира, замедляется в 17 раз. Воздействие загрязнения зависит от вида вещества и его распределения по поверхности капли [10]; в эксперименте [10], определялась массоотдача капель метил-карбита, покрытых ПАВ и падавших в воде; капли фотографировались в последовательные моменты времени и по фотографиям определяли изменения радиуса капли. Коэффициент массообмена,  $D_M$ , связывает скорость изменения массы капли  $m$ , отнесенную к ее поверхности, с перепадом плотности  $\Delta\rho$  вещества капли на поверхности и в пространстве:

$$\frac{1}{4\pi r^2} \frac{dm}{dt} = \rho_k \frac{dr}{dt} = D_M \Delta\rho. \quad (4)$$

Зависимость коэффициента  $D_M$  (имеющего размерность скорости) от начальной концентрации ПАВ, полученная в [10], приведена на рис. 1. По порядку величин наибольший эффект согласуется с оценкой [14], приведенной выше; сильная зависимость  $D_M$  от концентрации ПАВ при малой концентрации, ослабевающая при росте концентрации, согласуется с результатами, полученными в [4]. Отношения коэффициента массообмена для капель водных растворов различных ПАВ (концентрация 0,5—0,01%) к коэффициенту массопереноса капель чистой воды,  $0,2 \leq r \leq 0,3$  мм, рассчитанные по данным [4], меняются от 0,1 до 0,6. Таким образом,

очевидна сильная зависимость скорости испарения капле от вида загрязняющего вещества, концентрации и распределения по поверхности капле.

Представляется полезным получение оценок воздействия загрязнения воды на испарение и связанный с ним теплообмен брызг при полете в приводном слое воздуха.

Хотя существуют несколько возможных механизмов замедления массоотдачи загрязненной капли в воздухе, в частности,— понижение насыщающей упругости пара над ее поверхностью [4], для получения разумных оценок можно свести различные эффекты только к изменению коэффициента диффузии водяного пара в воз-

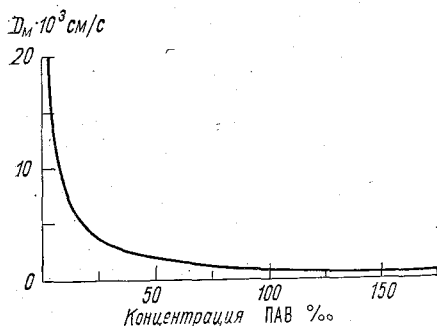


Рис. 1. Зависимость коэффициента массообмена капле от концентрации ПАВ (по [10]).

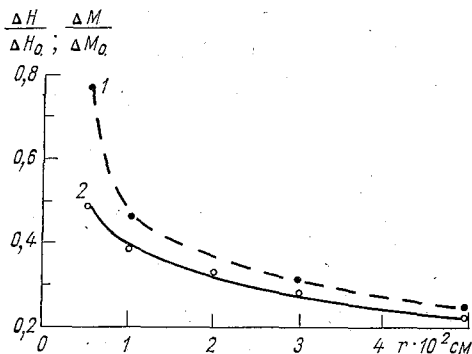


Рис. 2. Отношение теплоотдачи (1) и массоотдачи (2) капле при уменьшении вдвое коэффициента диффузии  $D$  и начальной скорости  $w_0$  к соответствующим величинам при исходных значениях  $D$  и  $w_0$ .

дух с поверхности капли. Коэффициент массообмена связан с коэффициентом диффузии  $D$  соотношением  $D_M = D/r$ . Расчеты массо- и теплообмена капли чистой воды выполнялись при молекулярном значении  $D = 0,25 \text{ см}^2/\text{с}$  [1]; с целью имитировать присутствие загрязнений, расчеты с использованием уточненной модели тепло- массообмена и динамики капель в приводном слое [1] были проведены при произвольно выбранных значениях  $D$ : 0,12 и 0,06  $\text{см}^2/\text{с}$ . Так как тепло- и массообмен капле с воздухом — единый процесс, изменение значения  $D$  сказывается и на теплообмене (табл. 3). Во всем диапазоне рассмотренных размеров капле и значений  $D$  теплоотдача  $\Delta H$  и испарение капле  $\Delta M$  примерно пропорциональны коэффициенту  $D$ . Относительные изменения теплоотдачи  $\Delta H$  и испарения  $\Delta M$  при одновременном уменьшении вдвое коэффициента диффузии  $D$  и начальной скорости  $w_0$  приведены на рис. 2,— видно, что суммарный эффект загрязнения воды весьма заметен. Существенно, что этот эффект проявляется при шторме, когда перенос тепла и влаги брызгами становится

Таблица 3

Теплоотдача  $\Delta H$  и массоотдача  $\Delta M$  капль за время полета при различных значениях коэффициента диффузии  $D$

$D$ см <sup>2</sup> /с	$r$ см				
	$5 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-2}$	$5 \cdot 10^{-2}$
$-\Delta H \cdot 10^6$ кал					
0,25	1,0	7	33	70	159
0,12	0,6	3	15	32	71
0,06	0,4	2	9	19	42
$-\Delta M \cdot 10^8$ г					
0,25	0,8	3,4	14,4	29,8	66,5
0,12	0,3	0,8	5,9	12,2	27,1
0,06	0,2	0,6	3,1	6,3	13,7

определяющим, а действие поверхностной пленки давно прекратилось.

Таким образом, загрязнение воды нефтепродуктами и синтетическими ПАВ по-разному влияет на тепло- и влагообмен моря и атмосферы при разных скоростях ветра. При слабом ветре сплошная пленка, покрывающая поверхность, создает энергетический барьер, подавляет короткопериодные волны и изменяет оптические и аэродинамические свойства поверхности. При усилении ветра до 6—8 м/с пленка разрывается и воздействие загрязнения на термодинамическое взаимодействие моря и атмосферы, видимо, ослабевает. При дальнейшем усилении ветра, — от 15—17 м/с и выше, — начинает действовать механизм массо- и энергопереноса брызгами и загрязнение (уже не поверхности, а верхнего слоя воды) проявляется вновь. Известно, что пузырьки, проходя сквозь слой воды, адсорбируют содержащиеся в ней ПАВ и нефтепродукты, — чем больший путь проходит пузырек, тем больше загрязняется его оболочка и тем сильнее описанные выше эффекты. Это хорошо иллюстрируют данные экспериментов [12], согласно которым высота взлета капли, образующейся при схлопывании пузырька, резко убывает, — с 11,5 до 6 см, — при увеличении времени подъема пузырька в воде с 3 до 18 с. Время подъема пузырьков однозначно связано с толщиной слоя, а высота взлета капли — с начальной скоростью  $W_0$ , роль которой рассмотрена выше. При шторме глубина проникновения пузырьков в толщу воды достигает нескольких метров. Следовательно, несмотря на увеличение толщины слоя, охваченного волновым перемешиванием и соответствующее уменьшение концентрации загрязняющих веществ в тонком приповерхностном слое, влияние этих веществ на взаимодействие океана и атмосферы будет заметным и при шторме.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н. З., Бортковский Р. С. Уточненная модель энерго- и массообмена брызг над поверхностью океана при шторме. — В кн.: Тайфун-75. Л., 1978, т. 2, с. 101—115.

2. Борисенков Е. П., Кузнецов М. А. К теории тепло- и влагообмена атмосферы и океана при штормовых условиях погоды.—Метеорология и гидрология, 1976, № 5, с. 18—26.
3. Бортковский Р. С., Кузнецов М. А. Некоторые результаты исследования состояния морской поверхности.—В кн.: Тайфун-75. Л., 1977, т. 1, с. 90—105.
4. Кирюхин Б. В. и др. Исследование скоростей испарения капель водных растворов поверхностно активных веществ/Кирюхин Б. В., Морачевский В. Г., Орлова М. Н.—В кн.: Проблемы физики атмосферы. Л., 1963, сб. 2, с. 142—150.
5. Леонов Л. Ф., Прохоров П. С. Влияние поверхностно активных веществ на испарение мелких водяных капель.—Изв. АН СССР. Сер. хим., 1967, т. 4, с. 735—739.
6. Методические указания. Авиационные наблюдения и контроль над загрязненностью вод суши и морей.—Л.: Гидрометеоздат, 1975.—192 с.
7. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера. Под ред. А. С. Дубова.—Л.: Гидрометеоздат, 1974.—239 с.
8. Шулейкин В. В. Физика моря.—М.: изд-во АН СССР, 1953.—989 с.
9. Barger W. R., Garrett W. D., Mollo-Christensen E. L., Ruggles K. W. Effects of an artificial sea slick upon the atmosphere and the ocean.—J. Appl. Meteor., 1970, v. 9, N 3, 396—400.
10. Beitel A., Heideger W. J. Surfactant effects on mass transfer from drops subject to interfacial instability.—Chem. Engin. Sci., 1971, v. 26, 711—717.
11. Blanchard D. C. The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea.—In: Progress in Oceanogr., 1963, v. 1, 73—202.
12. Blanchard R. C., Syzdek Z. D. Importance of bubble scavenging and the water-to-air transfer of organic material and bacteria.—J. Rech. Atmosph., 1974, v. VIII, N 3—4, 529—540.
13. Garrett W. D. The influence of monomolecular surface films on the production of condensation nuclei from bubbled sea water.—J. Geophys. Res., 1968, v. 73, N 16, 5145—5150.
14. Garrett W. D. Retardation of water drop evaporation with monomolecular films.—J. Atmosph. Sci., 1971, v. 28, N 5, 816—819.
15. Garrett W. D. The surface activity of petroleum and its influence on the spreading and weathering of oil films at sea.—J. de Rech. Atmosph., 1974, VIII, N 3—4, 555—559.
16. Hardy C. D., Baylor E. R. Surface tension reductions and urban wastes on the New York Bight.—J. Geophys. Res., 1975, v. 80, N 18, 2696—2698.
17. Hughes R. B., Stampfer J. F. Enhanced evaporation of small, freely falling water drops due to surface contamination.—J. Atmosph. Sci., 1971, v. 28, N 7, 1244—1251.
18. Hühnerfuss H., Walter W., Kruspe I. On the variability of surface tension with mean wind speed.—J. Phys. Oceanogr., 1977, v. 7, N 4.
19. Mallinger W. D., Mickelson T. P. Experiments with monomolecular films on the surface of the open sea.—J. Phys. Oceanogr., 1973, v. 3, N 3, 328—336.
20. McLeish W. On the mechanism of wind—slick generation. Deep-Sea Res., 1968, v. 15, N 4, 461—469.
21. Toba Y. Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface. III Study by use of a wind flume.—J. Met. Soc. Jap., 1961, v. 40, N 1, 13—17.
22. Toba Y. Sea—salt particles: a factor in the air-sea interaction.—Umi to Sora, 1966, v. 41, N 3—4.
23. Wu F. Evaporation retardation by monolayers: another mechanism.—Science, 1971, v. 174, N 4006, 283—285.

Н. З. Ариель, Р. С. Бортковский,  
Э. К. Бютнер, И. И. Иванова

### РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ В ПРИВОДНОМ СЛОЕ ВОЗДУХА ПРИ НАЛИЧИИ ЗАГРЯЗНЕНИЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В сентябре—октябре 1977 г. был выполнен небольшой комплекс экспедиционных исследований, целью которых являлась отработка методических приемов определения количественных характеристик состояния поверхности моря и степени загрязнения поверхностного микрослоя воды, а также оценка влияния нефтяных пятен на энерго- и газообмен между воздухом и водой в натуральных условиях. Работа проводилась в прибрежной зоне и в открытой части морского залива.

Целью работ в прибрежной зоне было выяснение влияния пятна минерального масла на испарение с поверхности, на скорость ветра вблизи поверхности и на состояние поверхности воды.

У плоского низкого берега производились разливы масла при ветрах с моря или вдоль берега так, чтобы пятно удерживалось: а) под анемометром, укрепленным по возможности более низко над поверхностью воды (контрольный анемометр, установленный на том же уровне и на расстоянии 15 м от основного, находился всегда над чистой водой); б) под психрометром Ассмана, укрепленным на высоте 25 см над средним уровнем воды.

В большей части случаев масло растекалось по воде непрерывным пятном, иногда пятна были с разрывами. Линзы (объемы масла в толще воды) наблюдались, главным образом, вблизи точки разлива. Пятно растекалось по ветру. При источнике загрязнения, находившемся в 10—15 м с наветренной стороны от прибора или от наблюдателя, ширина пятна составляла около 8—10 м. Длина его была около 20 м при умеренных скоростях ветра и при интенсивности разлива 1,5 л за 10 мин. Средняя толщина пятна составляла при этих условиях около  $2,5 \cdot 10^{-4}$  см. Пятно медленно дрейфовало по ветру. При расходе 1,5 л масла оно держалось у прибора 10 мин при умеренных скоростях ветра

(до 8 м/с). При больших скоростях (11—13 м/с) на высоте 2 м расход составлял 4,5 л на один эксперимент, пятно очень быстро растекалось в длинные, вытянутые по ветру полосы. Ветер обеспечивал мелкое разбрызгивание масла у самого источника, при этом линзы, вызванные неравномерностью истечения, вблизи точки разлива не наблюдались, но пятно держалось около 3 мин, что связано с резко увеличившейся скоростью ветрового дрейфа. При таком малом интервале осреднения измерения метеорологических параметров связаны с большими погрешностями, поэтому при больших скоростях ветра производились наблюдения только за состоянием поверхности при наличии пятна и без него. В результате оказалось, что:

1. При всех скоростях ветра капиллярная рябь на поверхности гравитационных волн гасится полностью.

2. Наличие масла не сказывается на забурунивании около лежащих на дне камней, а на обрушениях бегущих волн сказывается сильно.

3. Состояние поверхности на мелководье таково, что обрушения на чистой воде начинаются при скорости ветра 4—5 м/с, а при 6 м/с они уже ярко выражены. Масляное пятно при таких скоростях гасит обрушения полностью.

4. При скорости ветра 11—13 м/с, когда невозможно было удержать пятно под анемометром в течение достаточного времени, были произведены визуальные наблюдения, в которых подсчитывалось полное число гребней, прошедших через определенную линию (между двумя камнями) перпендикулярную направлению ветра, и число обрушений в течение трехминутного интервала наблюдений — сначала на чистой воде, а затем — после разлива масла. Число обрушений на этой же линии при наличии пятна считалось в течение всего времени его прохождения (также около трех минут). Полученное относительное число обрушений на чистой воде и при наличии пятна в зависимости от скорости ветра приведено на рис. 1. График ясно указывает на сильное влияние, которое должно оказывать поверхностное пятно на строение приповерхностного слоя воды, в частности, на диффузионные характеристики этого слоя.

Проведенные наблюдения за высотой гравитационных волн в пятне и на чистой воде были слишком грубы (волномерная вежа) и пока не позволили сделать определенный вывод об уменьшении высоты волн в пятне. Значения периода волнения при скорости 5—6 м/с оказались равными около 1 с, что соответствует длине волны 2 м, так как фазовая скорость распространения волн  $c = \sqrt{gH}$  оценивалась в 200 см/с при средней глубине  $H = 40$  см.

Результаты обработки средних десятиминутных значений скорости ветра, полученных по данным двух анемометров, укрепленных на высоте 35—40 см над средним уровнем воды, приведены на рис. 2. На рис. 2 а сопоставлены значения скорости, измеренной

с помощью этих анемометров, когда оба они работали над чистой водой. При этом систематического отклонения не наблюдается. На рис. 2 б приведены результаты измерений, когда под одним из анемометров находилось пятно масла, которое непрерывно поддерживалось в течение 10 мин. Число измерений — всего девять — явно недостаточно для получения статистически достоверных выводов, хотя наблюдаемый эффект и по знаку, и по величине согласуется с ожидавшимся.

Ожидаемый эффект увеличения скорости при измерении над пятном можно грубо оценить следующим образом: при расстоянии от наветренного края пятна 9—10 м, высота измерений 40 см находится в пределах толщины  $\delta$  нового пограничного слоя, образованного над пятном, т. е. над поверхностью с уменьшенной шероховатостью ( $\delta = 0,1x$ ). Это означает,

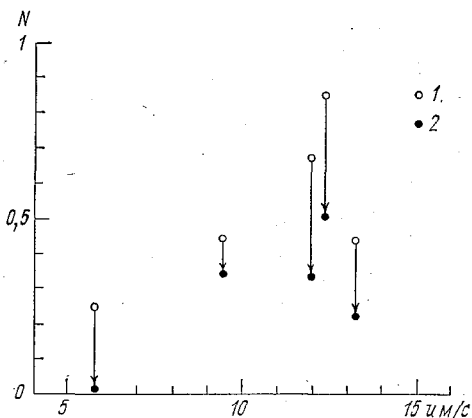


Рис. 1. Доля  $N$  обрушивающихся гребней от полного числа гребней, прошедших через линию, перпендикулярную направлению ветра.

1 — над чистой водой, 2 — в пятне минерального масла.

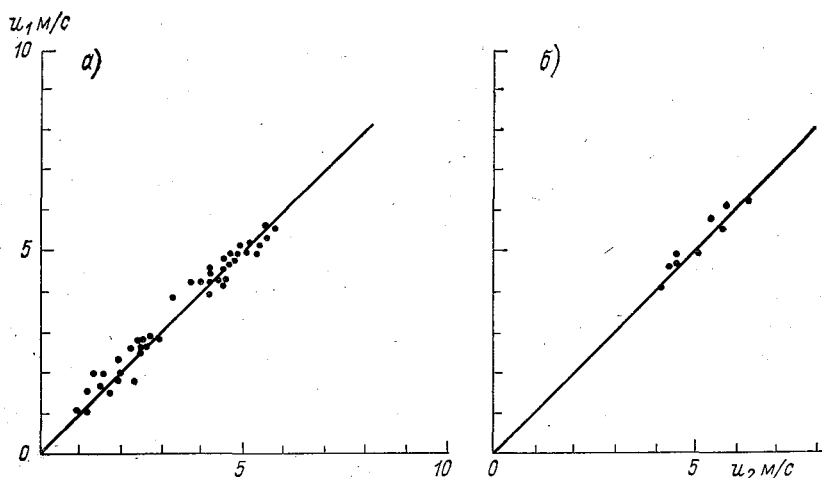


Рис. 2. Значения скорости ветра на высоте  $z=40$  см над поверхностью чистой воды (а) и при наличии пятна (б) под анемометром № 1.

что приближенно можно считать профиль скорости  $u(z)$  над пятном удовлетворяющим логарифмическому закону со значением

параметра шероховатости  $z_{0_2}$  и динамической скорости  $v_{*2}$ , характерными для покрытой маслом воды. Тогда

$$\frac{u_2}{u_1} = \frac{v_{*2}}{v_{*1}} \frac{\ln z/z_{0_2}}{\ln z/z_{0_1}}, \quad (1)$$

где  $v_{*}$  и  $z_0$  значения, характерные для чистой воды.

Если  $v_{*1}$  уменьшено по сравнению с  $v_{*1}$  на 10%; а параметр  $z_{0_2}$  соответственно в три раза меньше, чем  $z_{0_1}$ , [3], то отношение  $u_2/u_1$  на высоте 40 см равно 1,17. С учетом диффузионных эффектов, вызванных конечной шириной пятна, ожидаемое отношение должно быть еще несколько меньше (ширина пятна при измерениях обычно составляла 6—8 м). Следовательно, ожидаемый эффект находится почти на пределе погрешностей десяти-

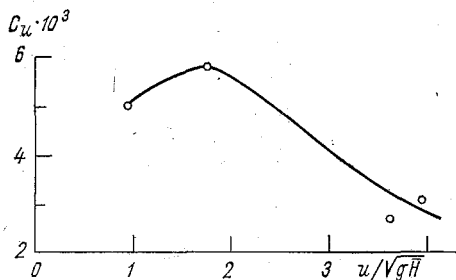


Рис. 3. Зависимость коэффициента сопротивления  $C_u$  в прибрежной зоне от безразмерного параметра  $u/\sqrt{gH}$ .

поверхности в прибрежной зоне,  $C_u$ . Он приведен на рис. 3 в зависимости от безразмерного параметра  $u/\sqrt{gH}$ , где  $H$  — средняя глубина воды. Наличие максимума при  $u/\sqrt{gH} \approx 1-2$  и общий ход кривой  $C_u$  согласуется с результатами оценок [13], проводившихся для условий мелководья.

Проведенные с помощью индукционных анемометров записи мгновенных значений скорости ветра дали возможность провести оценку дисперсии флуктуаций модуля скорости над чистой водой и над пятном минерального масла. Среднее значение безразмерной дисперсии по четырем десятиминутным записям над чистой водой оказалось равным 2,3, а при наличии пятна 2,0. Первое значение хорошо согласуется с данными, полученными другими авторами [1]. Об уменьшении интенсивности турбулентных пульсаций над нефтяным пятном свидетельствуют также работы [5, 14].

Для прибрежной зоны характерны большие флуктуации турбулентных потоков тепла и водяного пара. Вероятно, это связано с изменчивостью направления ветра и изрезанностью береговой зоны. Поэтому обнаружить изменения потоков под влиянием

факт находится почти на пределе погрешностей десятиминутных средних, получаемых по контактными анемометрами, и для того, чтобы обнаружить его с достаточной достоверностью, нужно гораздо большее число измерений, чем нам удалось провести.

По среднечасовым значениям скорости ветра, измеренной на четырех уровнях — 36, 102, 166 и 234 см над поверхностью, был определен коэффициент сопротивления водной



пятна при помощи наблюдений по психрометру Ассмана не удалось. Средние характерные значения потоков, полученные при десятиминутном осреднении, приведены в табл. 1 (обозначения в ней и далее — общепринятые).

Таблица 1

Расчет потоков в прибрежной зоне. Сентябрь 1977 г.

Число	Срок, ч	$u_{10}$ м/с	$v_*$ м/с	$\Delta t$ °C	$\Delta e$ мбар	$B_0$	$H$ ккал/мин·см <sup>2</sup>	$LE$ ккал/мин·см <sup>2</sup>
27	15—16	2,8	0,11	0,5	4,4	0,07	0,0	0,05
27	17—18	3,2	0,32	0,0	3,7	0,0	0,0	0,12
28	9—10	5,0	0,37	-1,8	1,6	-0,69	-0,04	0,06
28	11—12	5,2	0,36	-0,2	3,9	-0,03	0,0	0,14
28	13—14	5,5	0,50	1,2	4,8	0,16	0,04	0,23
28	15—16	6,2	0,53	1,5	5,3	0,18	0,05	0,27
28	17—18	5,7	0,36	1,5	4,7	0,21	0,04	0,17

В открытой части морского залива проводились следующие виды наблюдений: измерения скорости ветра, температуры и влажности воздуха, температуры поверхности воды; фотографирование водной поверхности с целью определения площади, занятой барашками и пеной; взятие проб воды из поверхностного микрослоя и верхнего слоя воды; определение характеристик дрейфа и растекания пятен масла и их влияния на состояние поверхности. Всего было проведено 7 выходов в море, во время которых отснято 20 фотопленок морской поверхности с целью определения ее состояния, взято 11 проб воды из микрослоя и из верхнего слоя моря, выполнено три наблюдения за пятнами масла.

Скорость ветра измерялась контактным анемометром, изготовленным Д. Ф. Тимановским на базе ручного анемометра МС-13. Анемометр устанавливался на носовом выстреле, удаленном от форштевня катера на 3 м; высота прибора над ватерлинией 3 м; время осреднения 600 с. Измерения скорости ветра проводились непрерывно одно за другим в течение всего времени дрейфа катера и выполнения специальных наблюдений. В измеренную скорость ветра вводилась поправка на дрейф катера. Скорость дрейфа вычислялась по результатам систематических обсерваций береговых знаков. Температура и влажность воздуха измерялись психрометром Ассмана, вынесенным с носовой части катера на крошечной высоте; высота измерений 3,2 м. Температура воды измерялась ртутным термометром. Данные об условиях измерений и значения турбулентных потоков в приводном слое приведены в табл. 2. Фотографирование поверхности производилось с верхнего мостика, высота фотоаппарата над ватерлинией 5 м. Эта относительно малая высота, обусловленная малыми размерами

судна, вызывала определенные трудности в обработке результатов — интервал между линиями дистанции на палетке, построенной для высоты 5 м [2], очень быстро убывает с увеличением расстояния. Поэтому обрабатывать можно было лишь небольшую часть кадра, до расстояния 40—50 м (при высоте съемки 12—15 м это расстояние достигает 120—150 м). Обработка фотоснимков показала, что площадь, занятая барашками, несколько меньше, а занятая пеной — несколько больше, чем в океане при одинаковой скорости ветра  $u_{10}$ . Эти различия заметнее при  $u_{10} \approx 5$  м/с, чем при  $u_{10} \approx 10$  м/с. По-видимому, поверхность акватории была загрязнена растворимыми пеностабилизирующими поверхностно-активными веществами (ПАВ), в отдельных случаях, особенно при слабом ветре, значительная ее часть была покрыта плотной пеной, образующей вытянутые по ветру устойчивые полосы. Длина полос составляла несколько сотен метров, ширина 5—6 м, расстояние между полосами 10—15 м. Такое распределение ПАВ согласуется с данными работы [19]. При усилении ветра количество пены на поверхности уменьшалось. Так, при  $u_{10} = 6,0$  м/с, площадь, занятая пеной, достигала 10% (а по отдельным кадрам — 15%), а при  $u_{10} = 9,2$  м/с — лишь около 5%. Это можно объяснить барботирующим действием пузырьков, образующихся при обрушении волн и выносящих на поверхность жесткие ПАВ, уменьшающие устойчивость пены [17].

Наблюдавшееся количество пены должно существенно повлиять на радиационный баланс поверхности. Если альbedo пены составляет около 0,7 [9], а альbedo воды — около 0,1 [8], то среднее альbedo поверхности при отмеченном наибольшем покрытии пеной увеличится почти в два раза.

Пробы из верхнего микрослоя брались сеткой из капроновых нитей (диаметр 0,5 мм), натянутых на квадратную раму из виниловых стержней, сторона квадрата 55 см. После каждого опускания сетки вода с нитями сливалась в кювету, пока общее количество воды (после 30—40 опусканий) не достигало, примерно, 1 л. По оценке, приведенной в [1], при такой методике сбора пробы характеризуют состояние слоя толщиной около 0,2 мм; очевидно, название «микрослой» употребляется условно. Одновременно с взятием проб сеткой брались пробы из верхнего слоя воды ведром. Поверхностное натяжение воды в пробах определялось по высоте капиллярного поднятия [11].

Колебания поверхностного натяжения оказались очень небольшими — от 70 до 74 дн/см; при этом в пробах, взятых из микрослоя сеткой, поверхностное натяжение ниже, чем в пробах, взятых ведром, в среднем на 1,5—2 дн/см. Анализ проб на концентрацию нефтепродуктов показал, что загрязненность нефтью была небольшой. По данным [10], загрязненность нефтью верхнего слоя Атлантического океана обычно превышает 10 ПДК (предельно допустимая концентрация), где ПДК = 0,05 мг/л. Концентрация

Таблица 2

Характеристики приводного слоя и турбулентные потоки в открытой части залива. Октябрь 1977 г.

Число	Срок, ч мин	$u_{10}$ м/с	$\Delta t$ °С	$\Delta e$ мбар	$H$ кал/мин·см <sup>2</sup>	$LE$ кал/мин·см <sup>2</sup>	$v_*$ м/с
3	14 50—15 30	8,2	2,8	6,1	0,06	0,19	0,33
5	11 45—13 00	9,1	2,7	4,4	0,06	0,16	0,38
7	11 00—11 10	5,5	2,5	3,4	0,04	0,07	0,21
7	11 25—12 30	5,9	2,4	3,3	0,04	0,08	0,23
7	12 55—13 55	5,1	2,3	3,5	0,03	0,07	0,20
8	12 50—13 30	4,7	3,5	4,7	0,05	0,09	0,18
9	10 20—11 00	9,2	5,8	5,4	0,14	0,20	0,38
9	11 00—11 50	8,6	4,8	5,6	0,11	0,19	0,36
9	13 05—13 55	7,5	2,2	5,6	0,04	0,17	0,30
9	14 45—15 15	7,8	0,2	5,9	0,00	0,17	0,31
12	10 02—11 02	9,2	0,2	2,1	0,00	0,01	0,38
12	11 02—12 02	9,8	0,4	2,2	0,01	0,02	0,40
12	12 02—12 52	9,2	0,0	2,4	0,00	0,01	0,38

нефтепродуктов в микрослое (пробы взяты сеткой) в среднем почти в шесть раз выше, чем в более толстом верхнем слое воды.

Полученные данные показывают, что небольшие концентрации растворимых пеностабилизирующих ПАВ, незначительно понижая поверхностное натяжение и оказывая слабое гасящее действие на ветровое волнение, могут существенно влиять на оптические свойства водной поверхности и ее

радиационный и тепловой баланс. Наблюдавшееся устойчивое образование пены при незначительном понижении поверхностного натяжения согласуется с данными лабораторных экспериментов [16].

В каждом из трех выполненных экспериментов по изучению влияния загрязнения воды на состояние поверхности, достаточно большое пятно создавалось при выливании около 15 л масла. Скорость дрейфа, толщину пленки, быстроту ее растекания и эффективность воздействия на обрушение волн определяли по фотографиям морской поверхности с использованием палетки, применявшейся и при нахождении площади, занятой барашками и пеной. Фотографирование пятна проводилось в последовательные, фиксированные моменты времени; определение положения ближней и дальней границ пятна показали, что скорость движения дальней границы, т. е. подветренной периферии пятна, больше, чем ближней. Абсолютные скорости являются суммой относительных скоростей пятна и скорости дрейфа катера. Полученные скорости дрейфа масляного пятна оказались неожиданно большими (табл. 3) — они примерно в 3—4 раза превышают скорость поверхностного дрейфового течения воды. Хотя качественно это превышение совпадает с выводами теории [12] и лабораторного эксперимента, [15], количественно оно много больше ожидаемого; эти оценки требуют проверки и анализа. Скорость дрейфа небольших пятен представляет интерес не только для оценок времени очищения акватории от загрязнения, но и для определения касательного напряжения на поверхности пятен. Приведенные в табл. 3 толщины пленки вычислены по площади, занимаемой пятном. Площадь, вычисленная по фотографиям, оказалась примерно вдвое меньше, чем площадь, найденная по визуальной оценке. Последняя заключалась в определении размеров пятна по времени прохож-

Таблица 3

Скорость дрейфа и толщина пятен масла

№ серии	Скорость пятна $U_D$ , м/с			Скорость ветра $U_3$ , м/с	$\frac{U_D}{U_3}$	Толщина, см
	Ближняя граница	Дальняя граница	Среднее			
14	0,7	0,9	0,8	7,2	0,11	$9 \cdot 10^{-4}$
16	0,5	0,9	0,7	5,5	0,12	$7 \cdot 10^{-4}$
20	1,0	1,4	1,2	8,7	0,14	$5 \cdot 10^{-4}$

дения катера вдоль него при известной скорости хода. Визуальная оценка дала толщину пятна  $2,5 \cdot 10^{-4}$  см, т. е. точно совпала с оценкой толщины малых пятен в прибрежной зоне.

Расхождение между оценкой размеров пятна по фотографиям и визуальной, вероятно, объясняется недостаточной чувствительностью объектива и малой контрастностью фотоматериалов. Согласно [7, 18], пятно нефтепродуктов на воде состоит из сравни-

тельно толстой центральной части и тонкой периферийной,— возможно, периферийная часть на фотографии не обнаруживается. Растекание нефтепродукта, по данным фотографирования, происходит в течение первых 2—3 мин; в дальнейшем размеры пятна меняются мало. Для оценки влияния масла на гашение волн определялось количество барашков (на единицу площади в единицу времени) внутри пятна и на чистой поверхности. Оказалось, что внутри пятна обрушения волн происходят втрое реже, чем на чистой водной поверхности. Если допустить, что размер образующихся внутри пятна барашков такой же, как и вне пятна (анализ фотоснимков подтверждает это предположение), то, очевидно, в воду, покрытую пленкой нефтепродукта, попадает втрое меньше пузырьков воздуха, так как обрушение волн является основным механизмом аэрации морских вод. Следовательно, длительное загрязнение акватории пленкой нефтепродуктов может существенно изменить ее кислородный режим. Известно, что нефтепродукты менее эффективно гасят высокочастотные волны на воде, чем ПАВ [6, 12]. Поэтому представляются сомнительными утверждения, содержащиеся в некоторых работах (например, в [4]), что биологически безвредные ПАВ могут применяться для уменьшения испарения, не оказывая влияния на газообмен водоема с атмосферой. Не препятствуя диффузии молекул газа через поверхность, такие пленки будут ухудшать газообмен, подавляя волнение.

В заключение авторы приносят благодарность участнику экспериментальных работ А. А. Мурашовой и А. Л. Соболеву, а также сотруднику АН ЭССР Я. Локку, без постоянной помощи которого было бы невозможно организовать натурные эксперименты.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н. З., Надежина Е. Д. Безразмерные характеристики турбулентности при разных условиях стратификации.— Изв. АН СССР. Сер. физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 8, с. 802—809.
2. Бортковский Р. С., Кузнецов М. А. Некоторые результаты исследования состояния морской поверхности.— В кн.: Тайфун-75. Л., 1977, т. 1, с. 90—105.
3. Бютнер Э. К., Захарова О. К. Влияние нефтяной пленки на сопротивление поверхности при умеренном ветре. См. наст. сб.
4. Егiazаров И. В. Возможность значительной экономии водных ресурсов для народного хозяйства и одномолекулярная пленка для борьбы с испарением с поверхности водоемов, озер и водохранилищ.— Изв. АН Арм.ССР. Сер. тех. н., 1961, № 2, с. 3—10.
5. Кузнецов О. А., Панин Г. Н. О влиянии нефтяной пленки на поверхности моря на турбулентность в придном слое атмосферы.— Метеорология и гидрология, 1974, № 5, с. 97—98.
6. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика.— М.: Физматгиз, 1962.— 699 с.
7. Методические указания. Авиационные наблюдения и контроль за загрязненностью вод суши и морей.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.— 192 с.
8. Океанографические таблицы.— Л.: Гидрометеоиздат, 1975.— 477 с.
9. Самойленко В. С. и др. Материалы к количественной оценке покрытия поверхности океана пеной/Самойленко В. С., Матвеев Д. Т., Семенченко Б. А.— В кн.: ТРОПЭКС-72. Л., 1974, с. 548—559.

10. Симонов А. И. и др. Современное состояние химического загрязнения вод Северной Атлантики/Симонов А. И., Орадовский С. Г., Юшак А. А.— Метеорология и гидрология, 1974, № 3, с. 61—69.

11. Усов В. Г. К вопросу об изучении микроструктуры поверхностного слоя океана.— В кн.: Тайфун-75. Л., 1977, т. 1, с. 123—130.

12. Шулейкин В. В. Физика моря.— М.: изд. АН СССР, 1953.— 989 с.

13. Baines P. G. On the drag coefficient over shallow water.— Bound. Lay. Meteorol. 1974, v. 6, N 1—2, 299—303.

14. Barger W. R., Garrett W. D., Mollo-Christensen E. L., Ruggles K. W. Effects of an artificial sea slick upon the atmosphere and the ocean.— J. Appl. Meteorol., 1970, v. 9, N 3, 396—400.

15. Fitzgerald L. M. The effect of wave-damping on the surface velocity of water in a wind tunnel.— Austral. J. Phys., 1964, v. 7, N 1.

16. Garrett W. D. Stabilization of air bubbles at the air—sea surface by surface—active material.— Deep-Sea Res., 1967, v. 14, 221—227.

17. Garrett W. D. The influence of monomolecular surface films on the production of condensation nuclei from bubbled sea water.— J. Geophys. Res., 1968, v. 73, N 16, 5145—5150.

18. Garrett W. D. The surface activity of petroleum and its influence on the spreading and weathering of oil films at sea.— J. Rech. Atmosph., 1974, v. VIII, N 3—4, 555—559.

19. McLeish W. On the mechanism of wind slick generation.— Deep-Sea Res., 1968, v. 15, N 4, 461—469.

## ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОТОК НАД ВОЛНИСТОЙ ГРАНИЦЕЙ

Целью работы является расчет строения приповерхностного слоя воздуха над волнистой границей. Постановка задачи и ее актуальность, результаты аналитических и численных решений, лабораторных и натурных экспериментов, общее состояние проблемы и трудности, связанные с ее решением, рассматриваются во многих работах. Основное содержание этих работ, а также соответствующие ссылки, можно найти в обзорах и монографиях [6, 7, 11, 15, 16, 17].

В общем случае рельеф водной поверхности носит такой же случайный характер, как и любая другая переменная в слоях воздуха и воды, примыкающих к их границе раздела. Однако для простоты будем рассматривать монохроматическое волновое поле, получить которое можно, например, путем  $y$ -осреднения [15] в системе координат, движущейся со скоростью  $c_{\text{ф}}$ , равной фазовой скорости выбранной волновой компоненты. Волнение считается установившимся и горизонтально однородным для масштабов времени и длины, значительно превышающих соответствующие масштабы волн. Чтобы не загромождать выкладки, примем также, что гребни волн расположены перпендикулярно к направлению среднего ветра.

Если через  $h$  и  $L$  обозначить толщину волнового подслоя и длину волны соответственно, то в дальнейшем будем ориентироваться на такой рельеф нижней границы этого подслоя  $\zeta(x, t)$ , при котором независимо от численного значения параметра  $D = \frac{h}{L}$  величина  $h$  не превышает толщину приводного слоя атмосферы, так что в первом приближении силой Кориолиса можно пренебречь.

Таким образом, аналогично, например, работам [15, 19, 23, 26], рассматривается двумерный, полностью развитый, нейтрально стратифицированный турбулентный поток над закрепленной в движущейся системе координат волной с амплитудой  $a$ , длиной  $L$ ,

скоростью  $c_{\Phi}$  и рельефом  $\zeta(x)$ . После того, как положение нижней границы зафиксировано, дальнейшее решение задачи осуществляется обычными методами расчета строения турбулентного потока жидкости. Первым этапом является переход от уравнений Навье—Стокса к уравнениям Рейнольдса. Следуя вышеперечисленным работам, представим мгновенные значения всех характеристик в виде суммы  $\varphi(x, z) + \varphi'(x, y, z, t)$ , где  $\varphi(x, z)$  — обычная средняя величина, полученная, например, осреднением по соответствующему интервалу времени, а  $\varphi'(x, y, z, t)$  — случайная, чисто турбулентная составляющая. После решения задачи интегрирования по длине волны определяются полностью осредненные величины  $\langle \varphi \rangle(z)$ , а затем и индуцированные волновые возмущения  $\varphi_1(x, z) = \varphi(x, z) - \langle \varphi \rangle(z)$ .

В целом ряде работ [11, 24, 25] данная задача решается в неподвижной системе координат и используется другой метод осреднения, в результате чего волновые колебания рассматриваются как часть пульсационной составляющей. При этом возникает вопрос о взаимодействии чисто турбулентных и индуцированных или «псевдотурбулентных» флуктуаций. Как правило, приходится принимать гипотезу о слабом их взаимодействии и, кроме того, чтобы замкнуть систему, искать пути для определения волновых напряжений.

Обозначим через  $u$ ,  $w$  — горизонтальную и вертикальную составляющие средней скорости ветра в движущейся системе координат, а под  $b$  будем понимать среднее значение турбулентной энергии. Пренебрегая молекулярными эффектами, уравнения Рейнольдса запишем в виде:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'^2} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{u'w'}; \quad (1)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g - \frac{\partial}{\partial x} \overline{u'w'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'^2}; \quad (2)$$

$$\left( u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial x} \overline{u'b'} - \frac{\partial}{\partial z} \overline{w'b'} + s_b; \quad (3) \right.$$

$$s_b = Tr - \varepsilon - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial}{\partial x} \overline{p'u'} + \frac{\partial}{\partial z} \overline{p'w'} \right);$$

$$\left( Tr = -\overline{u'w'} \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - (\overline{u'^2} - \overline{w'^2}) \frac{\partial u}{\partial x}; \right. \\ \left. \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4) \right.$$

Здесь  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность воздуха;  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\varepsilon$  — диссипация.

Для замыкания системы (1) — (4) используются различные способы. Один из них состоит в привлечении соответствующих урав-



нений для вторых моментов. Такой подход особенно активно развивается в исследованиях по строению пограничного слоя над твердой плоской поверхностью [8, 9]. Имеются работы, в которых получены уравнения не только для турбулентных, но и для волновых напряжений [24, 25]. Однако построить замкнутую систему без каких-либо дополнительных гипотез все равно не удастся. И в настоящее время в большинстве случаев, особенно над поверхностью со сложным рельефом, различные полуэмпирические теории привлекаются уже применительно к уравнениям (1) — (3). В частности, для турбулентных напряжений Рейнольдса широко используется с некоторыми вариациями соотношение вида

$$\overline{u_i u_j} = \frac{2}{3} b \delta_{ij} - k \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (5)$$

где  $k$  — коэффициент турбулентности;  $\delta_{ij}$  — единичный тензор [8, 19, 23, 25].

Менее распространенными являются разновидности подхода, при котором напряжения Рейнольдса рассматриваются как некоторые фиксированные части турбулентной энергии [18, 26]. Интересно отметить, что степень влияния модели турбулентности на конечные результаты у различных авторов получается существенно различной [19].

Над плоской стенкой или при обтекании пологих препятствий вряд ли нормальные напряжения играют заметную роль в формировании структуры потока. Однако при наличии отрыва пограничного слоя они могут иметь определенное значение [11]. Согласно [20] над волнистым водным рельефом разделение потока может появиться только в случае заметного разрушения волн. Продувка неподвижного синусоидального профиля показала, что уже при крутизне волны  $\delta \sim 0,06$  появляется разделение потока [21]. Если же иметь в виду задачу обтекания таких препятствий как песчаные барханы, то дисперсии скорости следует, видимо, учитывать.

Пульсационные измерения свидетельствуют, что в среднем над морем, также как и над сушей,  $\overline{u'^2} > \overline{w'^2}$  [5, 10]. Можно думать, что и над любой фазовой точкой волны это условие выполняется. Не противоречит экспериментальным данным утверждение, что над волнистым рельефом  $\partial u / \partial x$  — величина знакопеременная [10, 21, 22]. В то же время из (5) следует  $\overline{(u'^2 - w'^2)} = -4k \partial u / \partial x$ . Поэтому не всегда целесообразно сохранять в исходной системе уравнений нормальные напряжения при одновременном использовании равенства (5).

В наиболее общей форме зависимость между напряжениями Рейнольдса и градиентами средней скорости выражается через коэффициент турбулентности, представляющий собой некоторый тензор 4-го ранга и обеспечивающий при  $i = j$  обращение в нуль последнего члена в (5) [8]. Но введение такого коэффициента

турбулентности существенно осложняет задачу о строении приповерхностного слоя воздуха в связи с необходимостью определения этого тензора. Чтобы добиться обращения в нуль при  $i = j$  последнего слагаемого в (5), заменим тензор  $k_{ij\alpha\beta}$  на произведение  $kA_{ij\alpha\beta}$ , где  $k$  — коэффициент турбулентности, определяемый в дальнейшем по формуле  $k = c_g^{1/2} l \sqrt{b}$ , т. е. в конечном счете с помощью уравнения баланса турбулентной энергии, а  $A_{ij\alpha\beta}$  — симметричный по  $i, j$  и  $\alpha, \beta$  тензор, основным свойством которого является выполнение условия  $A_{iia\beta} = 0$ . Чтобы за счет уравнения неразрывности существенно уменьшить количество слагаемых в выражениях для  $\overline{u'_i u'_j}$ , примем, что при  $\alpha = \beta$  тензор  $A_{ij\alpha\alpha}$  имеет любые, но равные между собой, компоненты. Чтобы учесть анизотропность дисперсий пульсаций скорости, единичный тензор  $\delta_{ij}$  в уравнении (5) заменим на тензор  $\sigma_{ij}$ , отличающийся от единичного тем, что при  $i = j$  компоненты  $\sigma_{ij}$  могут иметь произвольные значения. При этом, конечно,  $\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz} = 3$ , а при изотропной турбулентности  $\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 1$ . Применительно к нашему случаю, т. е. при  $v = 0$  и  $\partial/\partial y = 0$ , с учетом вышесказанного, единственное отличное от нуля касательное напряжение  $-\overline{u'w'}$  запишется в виде:

$$-\overline{u'w'} = 2A_{1313}k \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right). \quad (6)$$

Для турбулентного потока примеси  $\varphi$  обычно привлекается соотношение, аналогичное (5):

$$\overline{u'_i \varphi'} = -\alpha_\varphi k_{ij} \frac{\partial \varphi}{\partial x_j}. \quad (7)$$

Если, например, под  $\overline{u' \Theta'}$  понимать турбулентный поток тепла вдоль оси  $x$ , то из (7) следует, что при анизотропной турбулентности этот поток может быть отличным от нуля и в случае совпадения направлений оси  $x$  и изотермической поверхности. Для решения задачи существенно более простой является связь потока и градиентов по формуле  $\overline{u'_i \varphi'} = -\alpha_\varphi k \partial \varphi / \partial x_i$ . Однако для учета анизотропности и большей гибкости расчетной схемы примем, что

$$\overline{u'_i \varphi'} = -\alpha_\varphi \beta_{ij} k \frac{\partial \varphi}{\partial x_j}, \quad (8)$$

где тензор  $\beta_{ij}$ , также как и тензор  $\sigma_{ij}$ , имеет отличные от нуля только диагональные члены. В дальнейшем для простоты составляющие тензоров  $\sigma_{ij}$  и  $\beta_{ij}$  будем обозначать лишь одним индексом, а величину  $2A_{1313}$  — через  $\alpha_{xz}$ .

Следуя изложенным в [4, 7, 8] соображениям о роли и пред-

ставлении членов, содержащих пульсации давления, уравнения (1)–(3) с учетом (6), (8) запишем в виде:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \alpha_{xz} \frac{\partial}{\partial z} k \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \sigma_x \frac{\partial b}{\partial x}; \quad (9)$$

$$u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g + \alpha_{xz} \frac{\partial}{\partial x} k \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \sigma_z \frac{\partial b}{\partial z}; \quad (10)$$

$$u \frac{\partial b}{\partial x} + w \frac{\partial b}{\partial z} = \alpha_b \beta_x \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial b}{\partial x} + \alpha_b \beta_z \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} + s_b; \quad (11)$$

$$s_b = k \left( \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \sigma b \frac{\partial u}{\partial x} - \varepsilon; \quad \sigma = \frac{2}{3} (\sigma_x - \sigma_z).$$

Если обозначить через  $l(x, z)$  масштаб турбулентности и привлечь соотношения приближенного подобия А. Н. Колмогорова

$$\varepsilon = c_\varepsilon \frac{b^3}{k}; \quad k = c_\varepsilon^{1/4} l \sqrt{b}, \quad (12)$$

то для замыкания системы требуется еще одно уравнение. Существуют различные подходы к решению этой проблемы. Мы остановимся на наиболее апробированном способе, на задании модели для масштаба турбулентности, где также имеется определенная свобода выбора [2, 4, 7, 8]. Учитывая, что толщина рассматриваемого слоя составляет не более нескольких десятков метров, воспользуемся соотношением:

$$l = b^{1/2} \left( l_n b_n^{-1/2} + x \int_{\zeta(x)}^z b^{-1/2} dz \right). \quad (13)$$

Индекс «п» указывает, что величина относится к уровню  $z = \zeta(x)$ .

Не совсем ясно, какое граничное условие является наиболее приемлемым для турбулентной энергии при  $z = \zeta(x)$ . Пусть нижняя граница представляет собой жесткую, шероховатую стенку. Можно допустить, что турбулентная энергия в слое шероховатости существует только за счет диффузии ее сверху, из области с градиентом средней скорости. Если принять, что масштаб турбулентности в слое шероховатости меняется как  $xz$  и пренебречь горизонтальной неоднородностью, то на верхней границе слоя шероховатости получим [3]:

$$\frac{db}{dz} = \frac{2\sqrt{c_\varepsilon}}{3\alpha_b\beta_z} \frac{b}{l}. \quad (14)$$

При наличии поверхностной скорости не существует области без среднего переноса. Кроме того, изменение  $l(x, z)$  может существенно отличаться от зависимости  $xz$ . Предположим, что и в этом случае при  $z = \zeta(x)$  для каждого из состояний водной поверхности имеется связь между турбулентной энергией, ее градиентом и масштабом турбулентности. Тогда самым простым является замена (14) на уравнение:

$$\frac{db}{dz} = \frac{\gamma b}{\sqrt{\beta_z}} \frac{b}{l}, \quad (15)$$

где  $\gamma_b$  является функцией состояния водной поверхности, например параметра  $c_\Phi/u_*$ . При  $\gamma_b = 0$  формула (15) переходит в широко используемое условие отсутствия потока турбулентной энергии. Однако, как отмечается в [6], не следует считать этот поток исчезающе малым при  $z = \zeta(x)$ , хотя роль его, видимо, незначительна. К сожалению, какая-либо определенная информация о величине  $\gamma_b$  отсутствует. И при численных экспериментах условие (15) используется со значением  $\gamma_b = 0,05$ .

Остальные граничные условия являются общепринятыми. На верхней границе волнового подслоя будем считать известными следующие величины:

$$u = G - c_\Phi; \quad w = 0; \quad b = b^0; \quad (16)$$

при  $z = \zeta(x)$ , кроме (15), имеем:

$$u = u_n - c_\Phi; \quad w = (u_n - c_\Phi) \frac{d\zeta}{dx}, \quad (17)$$

где  $G$  и  $u_n$  — скорости ветра и течения на соответствующих границах в неподвижной системе координат.

Распределение давления при  $z = \zeta(x)$  является одним из центральных мест в задаче о потоке жидкости над волнистым рельефом, особенно в проблеме генерации ветровых волн на воде. Эффект же этот достаточно тонкий. В литературе можно найти как рассчитанные теоретически, так и полученные экспериментально весьма различные значения амплитуды и фазы давления на волнистой стенке. В частности, в статье [21] упоминается работа, в которой лабораторные измерения дали симметричное по волне распределение давления. Поэтому перейдем от динамических переменных скорость — давление к функции тока.

Стандартной процедурой перекрестного дифференцирования исключим давление, введем функцию тока

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = u; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -w$$

и обозначения

$$\omega = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}; \quad \Omega = \alpha_{xz} \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right).$$

Граничное условие  $\partial \psi / \partial x$  при  $z = h$  из требований склейки с невозмущенным потоком переписется как  $\psi = \psi^0$ .

Перейдем к безразмерным переменным, выбрав в качестве масштабов, обозначаемых индексом  $m$ , следующие:

$$\begin{aligned} z_m = \zeta_m = a_m = h; \quad l_m = \lambda h; \quad x_m = L; \\ u_m = u_*^0; \quad w_m = Du_*^0; \quad b_m = c_z^{-1/2} (u_*^0)^2; \quad k_m = hu_*^0; \\ \psi_m = hu_*^0; \quad \omega_m = \Omega_m = u_*^0 h^{-1}; \quad p_m = \rho (u_*^0)^2. \end{aligned}$$

Здесь  $u_*^0$  — динамическая скорость при  $z = h$ .

Сохраним ради простоты старые обозначения для безразмерных величин. Тогда исходная система уравнений и граничных условий в безразмерном виде запишется следующим образом:

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = u; \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -w; \quad (18)$$

$$\omega = -D^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}; \quad \Omega = \alpha_{xz} \left( D^2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right); \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \omega \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \omega \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{1}{D} \frac{\partial^2}{\partial z^2} k \Omega - D \frac{\partial^2}{\partial x^2} k \Omega + \frac{\sigma}{\sqrt{c_\varepsilon}} \frac{\partial^2 b}{\partial x \partial z}; \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} b \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} b \frac{\partial \psi}{\partial x} = \frac{\alpha_b \beta_z}{D} \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} + \alpha_b \beta_x D \frac{\partial}{\partial x} k \frac{\partial b}{\partial x} + s_b; \quad (21)$$

$$s_b = Tr - \varepsilon = \left( \frac{\sqrt{c_\varepsilon}}{D} k \Omega^2 - \sigma b \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} \right) - \frac{\sqrt{c_\varepsilon}}{D} \frac{b^2}{k};$$

при  $z = \zeta(x)$ :

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = (u_n - c_\Phi); \quad \frac{\partial \psi}{\partial x} = -(u_n - c_\Phi) \frac{d\zeta}{dx}; \quad \frac{\partial b}{\partial z} = \frac{\gamma_b}{\alpha \sqrt{\beta_z}} \frac{b}{l}; \quad (22)$$

$$\text{при } z=1: \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = G - c_\Phi; \quad \psi = \psi^0; \quad b=1. \quad (23)$$

Для безразмерного коэффициента турбулентности после подстановки (13) в (12) получаем:

$$k = \alpha b \left( l_n b_n^{-1/2} + \int_{\zeta(x)}^z b^{-1/2} dz \right). \quad (24)$$

Введем связанную с рельефом криволинейную неортогональную систему координат:

$$\xi = x; \quad \eta = \frac{z - \zeta(x)}{1 - \zeta(x)}. \quad (25)$$

В этих переменных безразмерные исходные уравнения запишутся в виде:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = u; \quad \frac{\partial \psi}{\partial \xi} - \frac{(1-\eta)}{\gamma} \frac{d\zeta}{d\xi} \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = -w;$$

$$\omega = -D^2 \left( A + a_1 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \right); \quad \Omega = \alpha_{xz} D^2 \left( A - a_2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \right);$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \xi} \omega \frac{\partial \psi}{\partial \eta} - \frac{\partial}{\partial \eta} \omega \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = & \gamma D \left[ a_2 \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} k \Omega - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} k \Omega + 2n_0 \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} k \Omega + \right. \\ & \left. + N_0 \frac{\partial}{\partial \eta} k \Omega \right] + \frac{\sigma}{\sqrt{c_\varepsilon}} \left[ \frac{\partial^2 b}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{1}{\gamma} \frac{d\zeta}{d\xi} \left( \frac{\partial b}{\partial \eta} - x_3 \frac{\partial^2 b}{\partial \eta^2} \right) \right]; \quad (26) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} b \frac{\partial \psi}{\partial \eta} - \frac{\partial}{\partial \eta} b \frac{\partial \psi}{\partial \xi} = \alpha_b \beta_x \gamma D \left[ a_3 \frac{\beta_z}{\beta_x} \frac{\partial}{\partial \eta} k \frac{\partial b}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \xi} k \frac{\partial b}{\partial \xi} - N_0 k \frac{\partial b}{\partial \eta} - n_0 \left( \frac{\partial}{\partial \xi} k \frac{\partial b}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \eta} k \frac{\partial b}{\partial \xi} \right) \right] + \gamma s_b; \quad (27)$$

$$s_b = \frac{\sqrt{c_\varepsilon}}{D} k \Omega^2 - \frac{\sigma}{\gamma} b \left[ \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{1}{l} \frac{d\zeta}{d\xi} \left( \frac{\partial \psi}{\partial \eta} - x_3 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \eta^2} \right) \right] - \frac{\sqrt{c_\varepsilon}}{D} \frac{b^2}{k};$$

$$k = x b \left( L_{\pi} b_{\pi}^{-1/2} + \gamma \int_0^{\eta} b^{-1/2} d\eta \right). \quad (28)$$

Здесь введены обозначения:

$$A = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi^2} - 2n_0 \frac{\partial^2 \psi}{\partial \xi \partial \eta} - N_0 \frac{\partial \psi}{\partial \eta}; \quad a_1 = \frac{1}{(\gamma D)^2} + n_0^2;$$

$$a_2 = \frac{1}{(\gamma D)^2} - n_0^2; \quad a_3 = \frac{1}{(\gamma D)^2} + \frac{\beta_x}{\beta_z} n_0^2;$$

$$n_0 = \frac{x_3}{\gamma} \frac{d\zeta}{d\xi}; \quad N_0 = \frac{x_3}{\gamma} \left[ \frac{d^2 \zeta}{d\xi^2} + \frac{2}{\gamma} \left( \frac{d\zeta}{d\xi} \right)^2 \right];$$

$$\gamma = 1 - \zeta; \quad x_3 = 1 - \eta.$$

Второе граничное условие (22) примет вид  $\partial \psi / \partial \xi = 0$ , откуда следует  $\psi = 0$ . Таким образом, в координатах  $\xi, \eta$  граничные условия запишутся:

$$\eta = 0: \quad \psi = 0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = \gamma (a_{\pi} - c_{\Phi}); \quad \frac{\partial b}{\partial \eta} = \frac{\gamma \gamma b}{x \sqrt{\beta_z}} \frac{b}{l}; \quad (29)$$

$$\eta = 1: \quad \psi = \psi^0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial \eta} = \gamma (G - c_{\Phi}); \quad b = 1. \quad (30)$$

Заменим область интегрирования прямоугольной сеткой, содержащей  $25 \times 41$  узлов. Сетка является равномерной в направлении  $\xi$  и меняющейся в логарифмическом масштабе по оси  $\eta$ . При такой разбивке вертикальной координаты первый безразмерный шаг по высоте равняется  $2,68 \cdot 10^{-4}$ , последний 0,15.

При переходе от дифференциальных к конечно-разностным уравнениям используется стандартная процедура разложения функций в ряд Тейлора. При аппроксимации производных 4-го порядка используется шаблон, содержащий 21 точку, в остальных случаях — девятиточечный. Разностная аппроксимация адвективных членов осуществляется с помощью несимметричной, первого порядка точности схемой, называемой авторами монографии [15] «ориентированной против потока». Аналогичный подход развивается в [12], который в последующих работах стал именоваться методом направленных разностей. Основной смысл данного метода состоит в том, что информация в ячейку поступает только от расположенных выше по потоку узлов сетки. Такая разностная схема по сравнению с симметричными обладает значительно большей устойчивостью, хотя и проигрывает в точности. Диффузионные

члены аппроксимируются центральными, а производные в граничных условиях — односторонними трехточечными разностями второго порядка точности. Полученная система нелинейных алгебраических уравнений решается методом последовательных смещений Гаусса—Зейделя [12, 15].

Единственным упрощением численной схемы является пренебрежение членом  $2n_0 \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} k\Omega$  в уравнении (26). Как нетрудно

убедиться, именно это слагаемое очень сильно загромождает алгоритм задачи и желание упростить его стало тем аргументом, который перевесил все остальные.

Хотя рассматривается бесконечная последовательность идентичных волн, решение ищется для одного контрольного объема, ограниченного уровнями  $\eta = 0$  и  $\eta = 1$  и вертикалями  $\xi = 0$  и  $\xi = 1$ . Однако область интегрирования расширена по горизонтали до значения  $\xi = 1,25$ . Граничные условия при  $\xi = 0$  и  $\xi = 1,25$  вытекают из требования периодичности всех характеристик потока. После каждого цикла итераций значения искоемых функций, полученные при  $\xi = 1$ , используются в качестве граничных условий при  $\xi = 0$ , а значения, полученные при  $\xi = 0,25$  — в качестве граничных условий при  $\xi = 1,25$ .

Продолжительность расчета одного варианта на ЭВМ БЭСМ-6 составляет около 1,5 часов. За это время производится 1400 итераций, изменение значений функции тока составляет порядка 0,2% за последние 100 итераций.

Чтобы по возможности свести постановку задачи к уже использовавшимся ранее было принято  $\alpha_{xz} = \sigma_x = \sigma_z = \beta_x = \beta_z = 1$ . Константа  $c_e$ , согласно [1], полагалась равной 0,03,  $\alpha_b = 3$ ,  $\kappa = 0,4$ . Толщина волнового подслоя полагалась равной длине волны, т. е.  $D = 1$ . Скорость течения при  $\eta = 0$  полагалась равной нулю, на верхней границе — 10 м/с. Безразмерный масштаб турбулентности на поверхности  $l_{\tau} = 10^{-4}$ .

При проведении экспериментальных работ над взволнованной водной поверхностью, особенно в лабораторных условиях, измерения дают значения исследуемых характеристик на уровнях, высота которых, как правило, отсчитывается от среднего уровня водной поверхности и превышает амплитуду максимальных волн. Поэтому некоторые результаты, полученные при решении задачи, пересчитаны с помощью квадратичной интерполяции из криволинейной в прямоугольную систему координат, в которой полное осреднение можно выполнить уже только на высотах, превышающих амплитуду волны. В данной работе за нижний уровень полного осреднения в декартовой системе координат была принята высота  $z = 0,11$ , что позволяет проводить расчеты до крутизны волны  $\delta = 0,2$ .

На рис. 1 для случая  $c_{\Phi} = 0$  в декартовой системе координат представлены вертикальные профили полностью осредненной горизонтальной составляющей скорости ветра при различных

значениях  $\delta$ . Как видно из графика, даже при нереально большой для морских волн крутизне 0,16, можно выделить слой достаточной протяженности, в котором наблюдается практически логарифмическое распределение  $\langle u \rangle$ . Если шероховатость и касательное напряжение  $\langle \tau_{\Pi} \rangle$  определять по этим участкам профилей  $\langle u \rangle$ , то обе эти величины окажутся растущими с увеличением крутизны волны. В частности, при  $\delta = 0,16$  касательное напряжение увеличивается примерно на 35% по сравнению с плоской поверхностью. Однако, если  $\langle \tau_{\Pi} \rangle$  рассчитывается по градиентам скорости при  $\eta = 0$ , ве-

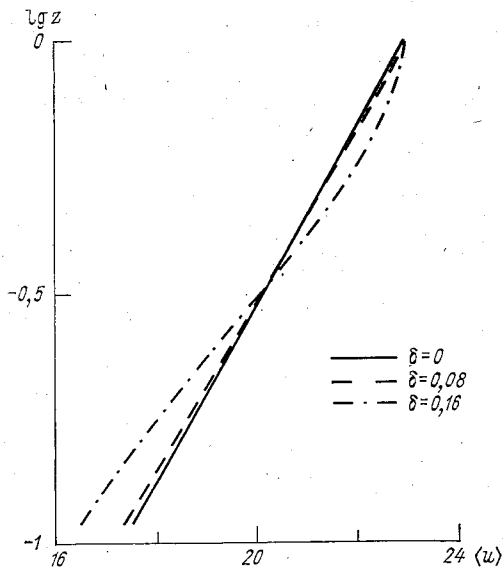


Рис. 1. Профили  $\langle u \rangle(z)$  для различных  $\delta$  при  $c_{\Phi} = 0$ .

личина его оказывается постоянной до  $\delta \approx 0,1$ , а при  $\delta = 0,16$  возрастает всего на 5% [13].

Большие участки с логарифмическим распределением получаются не только для полностью осредненной скорости ветра, но и в профилях над различными фазовыми точками волны. Это видно из рис. 2 а, который для большей наглядности построен при  $\delta = 0,16$ . При меньших  $\delta$  картина сохраняется качественно такая же, но различия в профилях уменьшаются. Особенно это относится к точкам  $\xi = 0,25$  и  $0,75$ , где при малых  $\delta$  профили средней скорости почти одинаковы. Подобный результат, т. е. практически одинаковое распределение скорости в сходственных точках сужающейся и расширяющейся частях аэродинамической трубы синусоидального профиля, получен по лабораторным экспериментам в [21].

Рисунок 2 б иллюстрирует влияние  $c_{\Phi}$  на профили скорости ветра. Опять можно сказать, что кроме профилей над гребнем и



подошвой при большой положительной фазовой скорости профили ветра имеют значительные области с логарифмическим распределением скорости по высоте.

Как уже отмечалось, в данной работе волновое возмущение  $\varphi_1$  определяется как разность между получаемой из решения задачи средней величиной  $\varphi$  и полностью осредненной величиной  $\langle \varphi \rangle$ , которая находится простым интегрированием  $\varphi$  по длине волны. В исследованиях по генерации волн большое значение придается волновым напряжениям и в первую очередь напряжению  $\tau_w = -\langle u_1 \omega_1 \rangle$ . На рис. 3 представлены изменения величины  $-u_1 \omega_1$

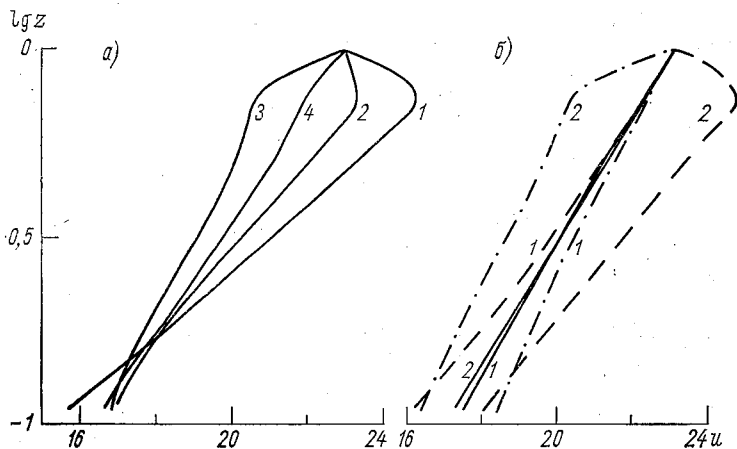


Рис. 2. Профили  $u(x, z)$  над различными фазовыми точками волны.

$a - \delta = 0,16, c_{\phi} = 0$ : 1 —  $x = 0$ , 2 —  $x = 0,2$ , 3 —  $x = 0,5$ , 4 —  $x = 0,7$ ;  $b - \delta = 0,08$ ,  
1 —  $c_{\phi}/G = 1$ , 2 —  $c_{\phi}/G = -1$ .

$\langle u \rangle$  — сплошная,  $x = 0$  — пунктирная,  $x = 0,5$  — штрих-пунктирная.

в декартовой системе координат при  $z = 0,11$  для различных значений  $c_{\phi}$ . Как видно из этого графика, представленная зависимость является достаточно сложной и существенно зависящей от фазовой скорости волны. Во всех случаях, как и следовало ожидать, форма изменения корреляции  $u_1 \omega_1$  имеет удвоенную частоту, но не является синусоидальной. Величина  $\tau_w$  для  $c_{\phi}/G = 1; 0$  и  $-1$  соответственно равна  $0,020; -0,013$  и  $-0,140$ .

На рис. 4 показаны вертикальные профили  $\tau_w$ . В данной работе  $u_{\text{п}} = 0$ , а отсюда и  $\tau_{w\text{п}} = 0$ . Вообще при решении однослойной задачи и задании постоянной по волне поверхностной скорости, величина  $\tau_{w\text{п}} = 0$ . Поэтому нижние точки профилей на рис. 4 относятся к уровню  $\eta = 10^{-3}$ . Заметим, что ожидаемые по модели Майлза—Филлипса для развивающегося волнения положительные значения  $\tau_w$  вблизи нижней границы не наблюдаются, так же как и на рис. 3. Наоборот, в условиях зыби ( $c_{\phi} \sim G$ ), когда следует ожидать передачу импульса и энергии от волн ветру, по всей

толще волнового подслоя  $\tau_w$  оказывается положительным. Именно эта особенность, полученная по измерениям в аэродинамической трубе над резиновой лентой, деформированной в виде 12 синусоидальных волн, отмечается в [22]. Подобный результат получен

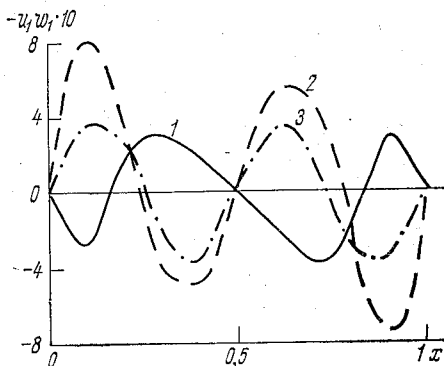


Рис. 3. Изменение величины  $-u_1 w_1 \times 10$  вдоль волны на высоте  $z=0,11$ ;  $\delta=0,08$ .

1 —  $c_{\Phi}/G=0$ ; 2 —  $c_{\Phi}/G=1$ ; 3 —  $c_{\Phi}/G=-1$ .  
Для  $c_{\Phi}/G=-1$  масштаб уменьшен в 10 раз.

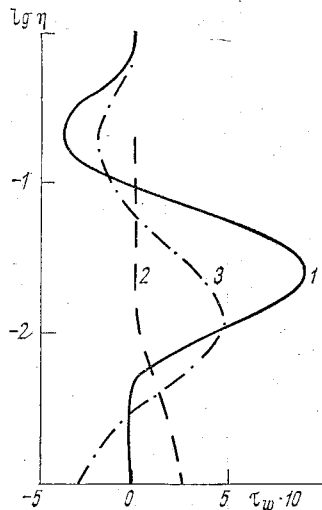


Рис. 4. Профили  $\tau_w \cdot 10$  при  $\delta=0,08$  и разных  $c_{\Phi}$ .

Усл. обозн. см. на рис. 3. Для случая  $c_{\Phi}/G=0$  масштаб увеличен в 10 раз.

в [26] при расчете структуры воздушного потока по линейной теории и с другой моделью турбулентности.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н. З., Надежина Е. Д. Безразмерные характеристики турбулентности при разных условиях стратификации.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т. 12, № 8, с. 802—809.
2. Вагер Б. Г., Надежина Е. Д. Модель масштаба турбулентности и расчет структуры пограничного слоя атмосферы.— Труды ГГО, 1975, вып. 326, с. 3—10.
3. Вагер Б. Г., Симонов В. В. К вопросу о расчете строения мелкого водоема. Труды ГГО, 1970, вып. 257, с. 12—25.
4. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1970.— 291 с.
5. Китайгородский С. А. Физика взаимодействия атмосферы и океана.— Л.: Гидрометеоздат, 1970.— 284 с.
6. Краус Е. Б. Взаимодействие атмосферы и океана: Пер. с англ.— Л.: Гидрометеоздат, 1976.— 295 с.
7. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеоздат, 1970.— 341 с.
8. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1.— М.: Наука, 1965.— 639 с.

9. Надежина Е. Д. Об использовании дифференциальных уравнений для вторых моментов в моделях пограничного слоя атмосферы.—Труды ГГО, 1975, вып. 362, с. 3—14.
10. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/ Под ред. А. С. Дубова.—Л.: Гидрометеиздат, 1974.—240 с.
11. Ротта И. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости: Пер. с англ.—Л.: Судостроение, 1967.—232 с.
12. Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений.—Л.: Гидрометеиздат, 1966.—123 с.
13. Симонов В. В. Некоторые результаты расчета структуры турбулентного потока над волнистой стенкой. См. наст. сб.
14. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана: Пер. с англ.—М.: Мир, 1969.—267 с.
15. Численные методы исследования течений вязкой жидкости/ А. Д. Госмен, В. М. Пан, А. К. Ранчел и др.—М.: Мир, 1972.—324 с.
16. Barnett T. P., Kenyon K. E. Recent advances in the study of wind waves.—Reports on Progress in Physics. 1975, v. 38, N 6, 667—729.
17. Benjamin T. B. Shearing flow over a wavy boundary.—J. Fluid Mech., 1959, v. 6, pt. 2, 161—205.
18. Bradshaw P., Ferris D. H., Atwell N. P. Calculation of boundary—layer development using the turbulent energy equation.—J. Fluid Mech., 1967, v. 28, pt. 3, 593—616.
19. Gent P. R., Taylor P. A. A numerical model of the air flow above water waves.—J. Fluid Mech., 1976, v. 77, pt. 1, 105—128.
20. Gent P. R., Taylor P. A. A note on “separation” over short wind waves.—Boundary-Layer Meteorol., 1977, v. 11, N 1, 65—87.
21. Hsu S.-T., Kennedy J. F. Turbulent flow in wavy pipes.—J. Fluid Mech., 1971, v. 47, pt. 3, 481—502.
22. Kendall J. M. The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves.—J. Fluid Mech., 1970, v. 41, pt. 2, 259—281.
23. Knight D. Turbulent flow over a wavy boundary.—Boundary-Layer Meteorol., 1977, v. 11, N 2, 205—222.
24. Manton M. J. On the generation of sea waves by a turbulent wind.—Boundary-Layer Meteorol., 1972, v. 2, N 3, 348—364.
25. Reynolds W. C., Hussain A. K. M. F. The mechanics of a organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical model and comparisons with experiments.—J. Fluid Mech., 1972, v. 54, pt. 2, 263—288.
26. Townsend A. A. Flow in a deep turbulent boundary layer over a surface distorted by water waves.—J. Fluid Mech., 1972, v. 55, pt. 4, 719—735.

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОГО ПОТОКА НАД ВОЛНИСТОЙ ГРАНИЦЕЙ

В работе [2] приводятся постановка задачи, метод численного решения и некоторые результаты расчета строения приповерхностного слоя над волнистой границей, толщина которого  $h$  не превышает высоту приземного слоя атмосферы. Рассматривается двумерный, полностью развитый, нейтрально стратифицированный турбулентный поток над фиксированной в движущейся системе координат бесконечной цепочкой монохроматических волн с амплитудой  $a$ , длиной  $L$ , скоростью  $c_\Phi$  и рельефом  $\zeta(x)$ . Принимается, что поверхность и воздушный поток в перпендикулярном среднему ветру направлении являются однородными.

В настоящей статье основное внимание уделяется определению индуцированного давления и связанных с ним характеристик.

Распределение давления будем находить из 3-го уравнения движения, которое в криволинейных координатах можно записать следующим образом:

$$D \left( \frac{\partial}{\partial \xi} \gamma Q + Q \frac{d\zeta}{d\xi} \right) - D \frac{d\zeta}{d\xi} (1 - \eta) \frac{\partial Q}{\partial \eta} + \frac{\partial}{\partial \eta} (p + D^2 \omega^2 + \sigma_3 b) = - \frac{\gamma}{Fr}. \quad (1)$$

В общем случае  $Q = k\Omega + Du\omega - v\omega$ , где  $v$  — нормированная на  $hu_*^0$  молекулярная вязкость воздуха. В данной постановке молекулярными эффектами пренебрегается.

Проинтегрируем (1) по всему волновому подслою с учетом граничных условий для вертикальной скорости:

$$D \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \gamma \int_0^1 Q d\eta \right) + D \frac{d\zeta}{d\xi} k\Omega \Big|_{\eta=0} + p(1) - p(\xi, 0) + \sigma_3 [b(1) - b(\xi, 0)] = - \frac{\gamma}{Fr}. \quad (2)$$

Поскольку основной интерес представляет индуцированное давле-

ние  $p_1(\xi, 0) = p(\xi, 0) - \langle p(\xi, 0) \rangle$ , осредним (2) по длине волны, обозначив

$$r_1(\xi, 0) = \left. \frac{d\zeta}{d\xi} k\Omega \right|_{\eta=0} - \left\langle \left. \frac{d\zeta}{d\xi} k\Omega \right|_{\eta=0} \right\rangle; \quad b_1(\xi, 0) = b(\xi, 0) - \langle b(\xi, 0) \rangle.$$

Вычитая полученное уравнение из (2), находим:

$$p_1(\xi, 0) \equiv p_{1п} = D \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \gamma \int_0^1 Q d\eta \right) + Dr_1(\xi, 0) - \sigma_3 b_1(\xi, 0) - \frac{\zeta}{Fr}. \quad (3)$$

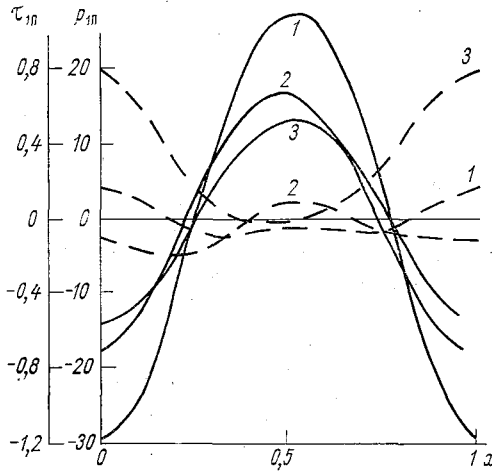


Рис. 1. Изменение вдоль волны  $p_{1п}$  (сплошная) и  $\tau_{1п}$  (пунктирная);  $\delta=0,08$ .

1 —  $\tilde{c}_\phi=0$ ; 2 —  $\tilde{c}_\phi=1$ ; 3 —  $\tilde{c}_\phi=-1$ . Для случаев  $\tilde{c}_\phi=0$  и  $\tilde{c}_\phi=-1$  масштаб  $p_{1п}$  уменьшен в 10 и 100 раз соответственно.

Рис. 1 иллюстрирует изменения вдоль волны величин  $p_{1п}$  и  $\tau_{1п}$ , представляющих собой нормированные на  $\rho(\mu_*^0)^2$  периодические составляющие давления и касательного напряжения при  $\eta=0$ . При  $c_\phi=0$  распределение  $p_{1п}$  достаточно хорошо соответствует результатам, полученным как в лабораторных экспериментах [6, 7], так и при решении модельных задач [5]. Амплитуда изменения давления  $\Delta p$  с учетом различий в большинстве входных параметров неплохо согласуется с данными [6]. Фазовый сдвиг индуцированного давления  $\theta_p^0$  (в градусах) при  $\eta=0$ , под положительным значением которого понимается смещение максимума давления вниз по потоку относительно подошвы волны, получается тоже в пределах разброса данных по отдельным работам.

С увеличением фазовой скорости  $\Delta p$ , как и следует из экспериментов, начинает уменьшаться, а с ростом отрицательных

значений  $c_\Phi$  амплитуда колебаний давления растет. Качественно правильно получается и изменение фазового сдвига  $\theta_p^0$ , показан-

ного сплошной кривой на рис. 4. При  $\tilde{c}_\Phi < 0,2$  (здесь  $\tilde{c}_\Phi$  — фазовая скорость волны, нормированная на скорость ветра при  $\eta = 1$ ) получается количественное совпадение, например, с расчетами работы [8].

С ростом крутизны волны  $\Delta p$  быстро увеличивается, тогда как  $\theta_p^0$  растет очень медленно и при  $\delta = 0,16$  достигает лишь порядка  $10^\circ$ .

Характер изменения  $\tau_{1п}$  на рис. 1 является далеко не синусоидальным и, кроме того, хорошо заметен небольшой вторичный максимум у подошвы волны. Приведенные в [6] для случая  $c_\Phi = 0$  результаты измерений касательного напряжения на стенке показывают значительно более регулярное изменение его вдоль волны. Различие в амплитуде колебаний получается в разумных пределах. Сдвиг основного максимума  $\tau_{1п}$  относительно гребня у нас практически не наблюдается, тогда как в [6] он заметен. Если иметь в виду основной минимум, то его месторасположение примерно совпадает с полученным в [6]. Аналогичный характер распределения касательного напряжения имеет место и при других  $\eta$ . Интересно отметить, что с увеличением крутизны волны усиливается максимум над подошвой и углубляется минимум в районе  $\xi = 0,3$ . Если рассмотреть распределение  $\tau(x, z)$  в декартовой системе координат на высоте  $z = 0,11$ , то получим плавное его изменение с одним максимумом в районе подошвы и минимумом примерно над гребнем. Такой характер изменения  $\tau$  качественно соответствует результатам [7].

Одним из основных вопросов задачи является расчет обусловленных индуцированным давлением  $p_{1п}$  потоков импульса  $F_p$  и энергии  $E_p$  между ветром и волнами. Используя для этих потоков в качестве характерных масштабов величины  $\rho(u_*^0)^2$  и  $\rho(u_*^0)^3$ , соответственно, в безразмерном виде имеем:

$$F_p = D \left\langle p_{1п} \frac{d\xi}{dx} \right\rangle = D \left\langle p_{1п} \frac{d\xi}{d\xi} \right\rangle; \quad E_p = F_p c_\Phi. \quad (4)$$

Подставляя сюда (3), находим:

$$F_p = D^2 \left\langle \frac{d\xi}{d\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \gamma \int_0^1 Q d\eta \right) \right\rangle + D^2 \left\langle r_1 \frac{d\xi}{d\xi} \right\rangle - D \sigma_3 \left\langle b_1 \frac{d\xi}{d\xi} \right\rangle. \quad (5)$$

Последнее слагаемое в (3), содержащее число Фруда, практически не влияет на смещение фазы давления. Абсолютная величина этого слагаемого, влияющая на амплитуду  $\Delta p$ , растет с увеличением крутизны волны. Но при этом растет и интегральный член в (3). Поэтому относительное влияние слагаемого  $\zeta/Fr$  мало. По сравнению с первым членом также малы в (3) и (5) слагаемые, содержащие возмущение касательного напряжения и турбу-

лентной энергии при  $\eta = 0$ . Таким образом, в том диапазоне внешних условий и значений констант, для которого были проведены расчеты, с вполне достаточной точностью можно принять:

$$F_p \simeq D^2 \left\langle \frac{d\xi}{d\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \gamma \int_0^1 Q d\eta \right) \right\rangle. \quad (6)$$

На рис. 2 приводятся результаты расчета величины  $\sqrt{F_p}$  по формуле (5) в зависимости от крутизны волны  $\delta$  для двух значений фазовой скорости. Как видно из графика, эти зависимости близки к квадратичным, причем с ростом  $\delta$  увеличивается и скорость возрастания сопротивления формы, если под последней понимать  $F_p$ . На этом же рисунке приведены изменения осредненного по волне касательного напряжения при  $\eta = 0$ , которые в отличие от  $F_p$  носят различный характер.

Для неподвижной волны ( $\tau_n$ ) остается неизменной вплоть до  $\delta = 0,1$ . Дальнейшее увеличение крутизны приводит к росту касательного напряжения, хотя относительные его изменения и невелики. При  $\delta = 0,16$  величина  $\langle \tau_n \rangle$  превышает свое значение при  $\delta = 0$  всего лишь на 5%. Таким образом, можно сказать, что по данной модели при  $c_\Phi = 0$  зависимость  $\langle \tau_n \rangle$  от крутизны волны является во всяком случае неубывающей функцией, несмотря на резкое увеличение сопротивления формы. Отметим, что рост касательного напряжения при увеличении  $\delta$  от 0,022 до 0,044 показывают и лабораторные эксперименты [6].

Этот результат не соответствует выводу, который следует из первого уравнения Рейнольдса. Проинтегрируем его по  $z$  от  $\xi(x)$  до 1, перейдем к криволинейным координатам и осредним по длине волны. Обозначая через  $\partial p_\infty / \partial x$  внешний градиент давления, имеем:

$$F_p = \langle k\Omega(0) \rangle - \langle k\Omega(1) \rangle - D\sigma_1 \left( b_1 \frac{d\xi}{d\xi} \right) - \frac{\partial p_\infty}{\partial x}. \quad (7)$$

По смыслу формулы (5) и (7) являются эквивалентными. Пренебрегая двумя последними членами в (7), получаем аналогично, например, работам [1, 3], что разность касательных напряжений на границах волнового подслоя равна сопротивлению формы волновой поверхности или волновому напряжению при  $\eta = 0$ .

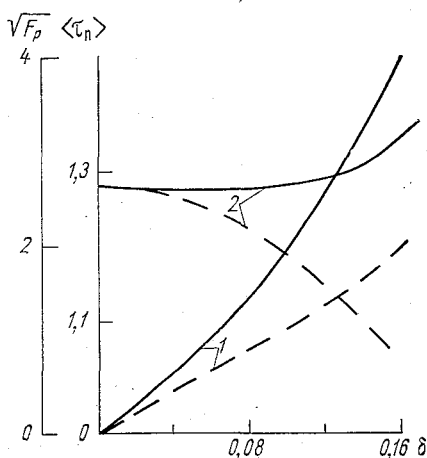


Рис. 2. Зависимость  $\sqrt{F_p}$  (1) и  $\langle \tau_n \rangle$  (2) от крутизны волны  $\delta$ .

$\tilde{c}_\Phi = 0$  — сплошные;  $\tilde{c}_\Phi = 0,5$  — штриховые линии.

Из (5) и (7) видно, что на численные значения  $F_p$  влияет распределение касательного напряжения, а в (5) — и составляющих скорости ветра, в верхней части волнового подслоя, где большие значения имеют граничные условия при  $z = 1$ .

Пусть, как в данной задаче, при  $z = 1$  задается скорость ветра, т. е. на обеих границах рассматриваемого слоя значения скорости закреплены. Из условия постоянства расхода на некоторой высоте над гребнем появляется область со скоростями, превышающими ее значение при  $z = 1$ . Для расчета касательного напряжения  $\tau$  используется обычная градиентная модель, так что в области падения скорости с высотой получают отрицательные его значения. Кроме того, и в других районах при  $z = 1$  величины  $\tau$  отличаются от значений, которые можно было бы ожидать из соображений склейки с невозмущенным потоком. Иная картина получается в работе [5], где в качестве граничного условия при  $z = 1$  задается динамическая скорость. Но при этом скорость ветра не выходит на невозмущенное значение при  $z = 1$ . В то же время вблизи нижней границы рассчитанное в данной задаче поле  $\tau$  имеет много общего с результатами работы [5].

В отличие от (7), касательное напряжение на верхней границе и вблизи нее входит в (5) под знаком интеграла, так что ошибки расчета  $k\Omega$  (1) будут меньше сказываться на величине  $F_p$ . Также под знак интеграла входит и произведение  $uw$ , расчет которого в верхней части волнового подслоя будет не точным, если граничным условием при  $z = 1$  является касательное напряжение. Однако при любом из граничных условий одно из слагаемых величины  $Q = k\Omega + Duw$  будет определяться достаточно надежно, уменьшая в какой-то степени относительный вес погрешностей определения второго слагаемого.

Противоположные изменения  $F_p$  и  $\langle \tau_{\Pi} \rangle$  с увеличением крутизны волны получаются при  $\tilde{c}_{\Phi} = 0,5$ . Уменьшение  $\langle \tau_{\Pi} \rangle$  более заметное, чем рост его при  $c_{\Phi} = 0$ , и достигает 18% при увеличении  $\delta$  от нуля до 0,16.

Как видно из графика 3, не наблюдается уменьшение  $\langle \tau_{\Pi} \rangle$  и при возрастании фазовой скорости в сторону отрицательных значений, что можно было бы ожидать из (7).

К сожалению, более или менее полных данных и подтверждающих друг друга экспериментов о взаимодействии фазовой скорости и крутизны шероховатых волн не существует. Есть тонкие и аккуратно выполненные отдельные измерения, объем которых, однако, не позволяет сделать какие-либо окончательные выводы. Например, в опытах Кендалла [7], фазовая скорость волн, созданных с помощью деформированной резиновой ленты, менялась в широких пределах, но крутизна их была одной и той же. Наоборот, в экспериментах [6] с аэродинамической трубой синусоидального профиля исследовались две крутизны волны, но только при  $c_{\Phi} = 0$ .

В качестве показателя энергетического взаимодействия волно-



вого поля и воздушного потока над ним часто используется величина  $\zeta_w$ , представляющая собой изменение энергии волны  $E_w$  при перемещении ее на один радиан.

$$\zeta_w = \frac{dE_w/dt}{\omega_1 E_w} = \frac{2\rho (u_*^0)^3}{\rho_w \omega_1 a^2 g} c_\phi F_p,$$

где  $c_\phi$  и  $F_p$  — безразмерные величины;  $a$  и  $\omega_1$  — размерные амплитуда и частота волны. Используя формально дисперсионное со-

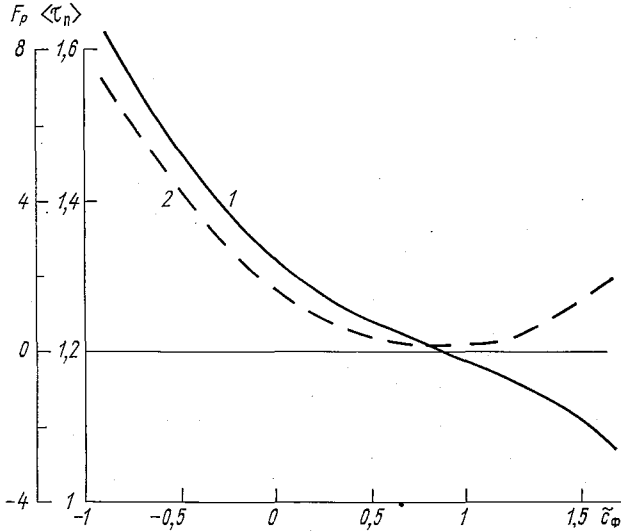


Рис. 3. Зависимость  $F_p$  (1) и  $\langle \tau_n \rangle$  (2) от фазовой скорости при  $\delta = 0,08$ .

отношение  $g = \omega_1 u_*^0 |c_\phi|$ , получаем следующую расчетную формулу:

$$\frac{\rho_w}{\rho} \zeta_w = 8 \left( \frac{D Fr}{\delta} \right)^2 c_\phi |c_\phi| F_p. \quad (8)$$

Как видно из (8), величина  $\zeta_w$  обращается в нуль при  $c_\phi = 0$  и  $F_p = 0$ . Согласно рис. 3, последнее условие при  $\delta = 0,08$  и выбранных нами внешних параметрах выполняется при  $\tilde{c}_\phi = \frac{u_*^0}{G} c_\phi = 0,87$ . При  $\tilde{c}_\phi > 0,87$  волны начинают терять свою энергию за счет передачи импульса воздушному потоку,  $F_p$  меняет знак и  $\zeta_w$  становится отрицательной. При  $c_\phi < 0$ , как следует из рис. 3, резко увеличивается поток импульса от ветра к волнам. Но идет он не на поддержание и развитие волнения, а на торможение и гашение волн, энергия которых начинает уменьшаться и  $\zeta_w$  делается отрицательной за счет знака  $c_\phi$ . Описанное изменение

энергии волн  $\zeta_w$  в зависимости от фазовой скорости представлено пунктирной кривой на рис. 4. Обращает на себя внимание быстрый рост абсолютной величины  $\zeta_w$  при  $\tilde{c}_\Phi > 1$  и  $\tilde{c}_\Phi < -0,2$ . Масштаб для  $\zeta_w$  выбирался из тех соображений, чтобы можно было представить характер изменения  $\tilde{\zeta}_w$  в интервале  $\tilde{c}_\Phi$  от 0 до 1. Именно для этого интервала, как правило, приводятся результаты измерений и теоретических расчетов. Поэтому, не приводя от-

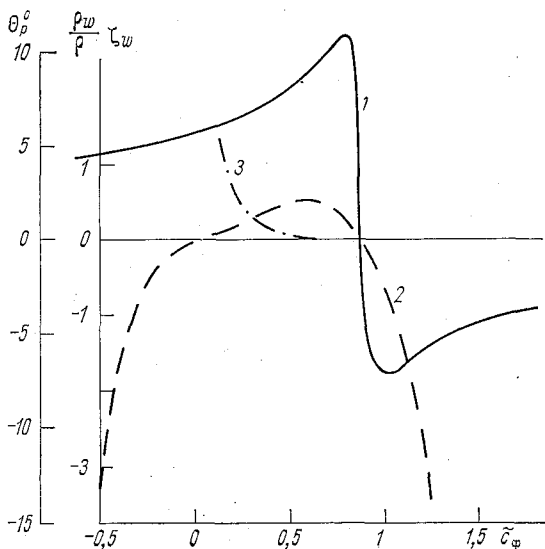


Рис. 4. Зависимость  $\theta_p^0$  (1) и  $\frac{\rho_w}{\rho} \zeta_w$  (2 — данная работа, 3 — по [5]) от фазовой скорости при  $\delta = 0,08$ .

дельной иллюстрации, отметим, что при  $\tilde{c}_\Phi = 2$  и  $\tilde{c}_\Phi = -1$  величина  $\frac{\rho_w}{\rho} \zeta_w$  получилась  $-34,6$  и  $-22,6$  соответственно. Если  $\zeta_w$  характеризует процесс генерации ветровых волн, то наиболее активно он идет при  $\tilde{c}_\Phi$  от 0,5 до 0,7. Это нечто среднее между выводами по результатам измерений Добсона и Эллиота [4].

Все расчеты в данной работе проведены при фиксированных значениях начального масштаба турбулентности  $l_n$ , скорости ветра на верхней границе волнового подслоя и параметра  $D$ . Поэтому полученные, во всяком случае для  $\zeta_w$ , результаты имеет смысл сопоставлять с экспериментами, подобными выполненным в [7], в которых длина и частота волны являются не связанными между собой величинами. Возможно поэтому получается несколько различная зависимость для  $\zeta_w$  у нас и в работе [5] (см. рис. 4), в которой

шероховатость, длина и фазовая скорость волны фиксировались, а менялись условия в невозмущенном потоке.

Приведенные здесь, а также в работе [2] результаты расчетов позволяют, как нам кажется, говорить о том, что рассмотренная модель разумно описывает особенности структуры воздушного потока над волнистой границей.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан—атмосфера/ Под ред. А. С. Дубова.— Л.: Гидрометеоздат, 1974.— 240 с.
2. Симонов В. В. Турбулентный поток над волнистой границей. См. наст. сборник.
3. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана: Пер. с англ.— М.: Мир, 1969.— 267 с.
4. Barnett T. P., Kenyon K. E. Recent advances in the study of wind waves.— Reports on Progress in Physics. 1975, v. 38, N 6, p. 667—729.
5. Gent P. R., Taylor P. A. A numerical model of the air flow above water waves.— J. Fluid Mech., 1976, v. 77, pt. 1, p. 105—128.
6. Hsu S.-T., Kennedy J. F. Turbulent flow in wavy pipes.— J. Fluid Mech., 1971, v. 47, pt. 3, p. 481—502.
7. Kendall J. M. The turbulent boundary layer over a wall with progressive surface waves.— J. Fluid Mech., 1970, v. 41, pt. 2, p. 259—281.
8. Knight D. Turbulent flow over a wavy boundary.— Boundary-Layer Meteorol., 1977, v. 11, N 2, p. 205—222.

А. И. Головин

## НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА В ПРИВОДНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ ИНДИЙСКОГО ОКЕАНА

Летом 1977 г. проводился советско-индийский эксперимент «Муссон-77». Одной из многочисленных задач этой экспедиции было изучение особенностей энергообмена океана и атмосферы во время муссонной циркуляции. Для получения количественных характеристик динамического и теплового взаимодействия океана и атмосферы рассчитывались турбулентные потоки тепла и влаги, динамическая скорость. Исходной информацией для расчета потоков, проводившегося по методике [5], служили данные стандартных гидрометеорологических измерений за основные сроки на НИСП «Прибой». Это позволило сравнить полученные результаты с результатами предыдущих экспедиций.

В настоящей статье использованы данные, полученные на стационарных полигонах, которые находились: полигон I (7—19 июня) и II (30 июня — 15 июля) — в центральной части Аравийского моря; полигон III (24—31 июля) — в экваториальной зоне южного полушария восточнее Мальдивских островов; полигон IV (11—18 августа) — в северной части Бенгальского залива. Следует сразу же заметить, что продолжительность работы на полигоне III была несколько увеличена за счет того, что 21, 22, 23 июля и 1 августа судно находилось недалеко от основной точки и однородность погодных условий позволила включить эти дни в обработку по полигону для увеличения временного ряда.

В течение всей экспедиции суммарный поток тепла через поверхность океана за счет турбулентного теплообмена и испарения ( $H + LE$ ) был направлен из океана в атмосферу. Полученный путем осреднения за каждый срок средний суточный ход составляющих теплового баланса (рис. 1 *а, б, в, г*) дает представление о том, что четких внутрисуточных изменений потока тепла нет. Как видно из табл. 1,  $H$  за 1977 г. значительно меньше, чем турбулентные потоки, полученные в других экспедициях. Исключе-

нием является полигон III, но поскольку он находится вблизи границы муссонной области, то данные, полученные на нем, не характеризуют турбулентный режим в муссоне достаточно достоверно.

Таблица 1

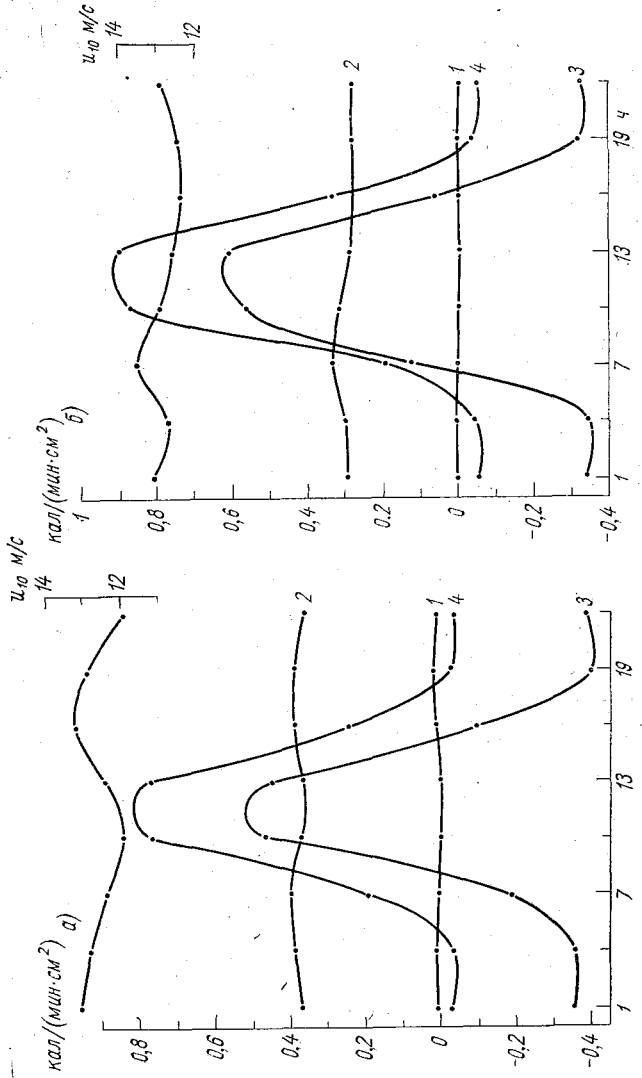
Турбулентные потоки

Год	$H$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$LE$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$v$ * м/с
1972 НИСП «Пассат»			
СП-1	0,0116	0,155	0,214
ММП	0,0229	0,129	0,191
НИСП «Муссон»			
СП-1	0,0175	0,230	0,270
ММП	0,0182	0,118	0,166
1974 АТЭП			
Фаза I	0,0222	0,148	0,199
Фаза II	0,0133	0,172	0,242
Фаза III	0,0194	0,184	0,248
1975 Тайфун-75	0,0281	0,276	0,323
1977 Муссон-77			
Полигон I	-0,0086	0,381	0,549
Полигон II	0,0024	0,296	0,557
Полигон III	0,0124	0,146	0,155
Полигон IV	0,0039	0,136	0,327

Столь малое значение потока тепла (табл. 1) обусловлено тем, что во время юго-западного муссона перепад температуры вода—воздух  $\Delta t$  уменьшается под воздействием сильных ветров и выпадения осадков. Как правило, поток  $H$  положителен, т. е. направлен из океана в атмосферу, но на полигоне II поток тепла был направлен в океан. Это можно объяснить тем, что из-за понижения температуры поверхностного слоя воды в результате активного влияния муссонной циркуляции на гидрологический режим океана, перепад температуры принял отрицательное значение.

Суточный ход затрат тепла на испарение (см. рис. 1) в основном определяется суточными изменениями скорости ветра. Внутрисуточные амплитуды  $LE$  по полигонам I, II, III, IV соответственно равняются 11%, 19%, 23%, 19% средних значений. Величина этого потока в целом совпадает с ранее полученными результатами для тропических широт. Наблюдается уменьшение  $LE$  чуть ли не в 3 раза от июня к августу. Причина этого явления, вероятно, в том, что из-за постепенного увлажнения воздуха уменьшается перепад влажности  $\Delta e$ , а также сказывается и некоторое уменьшение скорости ветра. Наиболее интенсивны затраты тепла на испарение на полигоне I; в отдельных случаях при сильном ветре  $LE$  достигает 0,602 кал/(мин·см<sup>2</sup>).

Полученные средние числа Боуэна 0,019, 0,007, 0,079, 0,023, отличающиеся от  $Bo$  в немуссонной зоне [2], свидетельствуют о том, что потери тепла океаном полностью определяются затратами тепла на испарение.



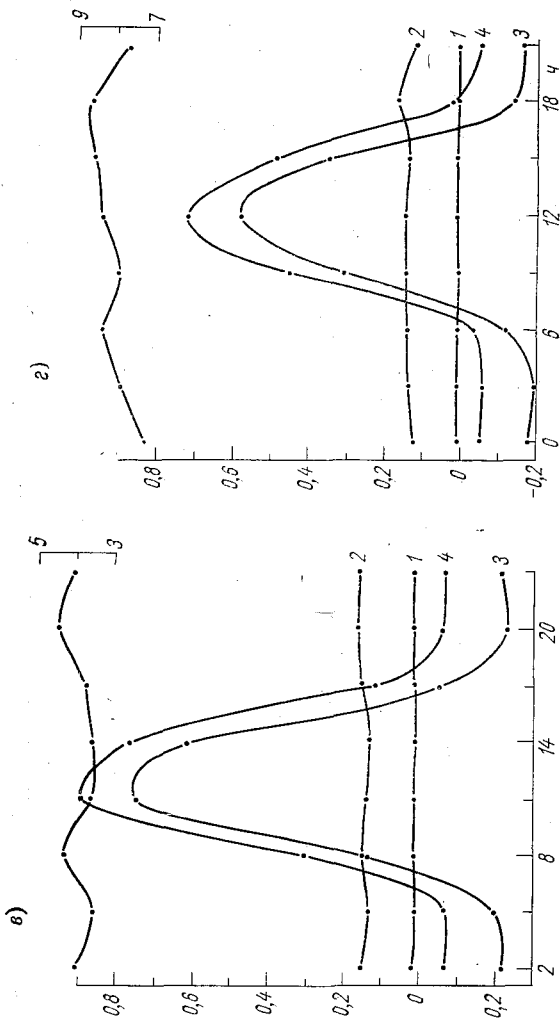


Рис. 1. Суточный ход компонент теплового баланса и скорости ветра в течение полигонов I (а), II (б), III (в), IV (г).

1 — турбулентный погон тепла, 2 — затраты тепла на испарение, 3 — погон тепла в глубину океана, 4 — радиационный баланс.

Динамическое взаимодействие океана и атмосферы, обусловленное постоянными сильными ветрами, было достаточно велико. Наиболее интенсивный турбулентный перенос количества движения в приводном слое наблюдался на полигонах I и II, затем следовало некоторое уменьшение. Амплитуды внутрисуточных изменений  $v_*$  составляют по полигонам 11%, 11%, 23%, 20% средней суточной величины.

Надо отметить несовпадение времени максимумов и минимумов на различных этапах; возможно, что этот сдвиг обусловлен изменениями синоптической обстановки.

Необходимость более полного представления об энергетическом взаимодействии океана—атмосферы потребовала, кроме турбулентных потоков, рассчитывать и остальные компоненты теплового баланса (радиационный баланс  $R$  и поток тепла в океане  $B_w$ ). В ночные сроки брались прямые данные судовых измерений  $R$ , в дневное время баланс рассчитывался по суммарной радиации  $Q$

$$R = Q(1 - A) - E_{эф}. \quad (1)$$

Альбедо ( $A$ ) частично бралось из актинометрических данных, а при отсутствии их, вместе с эффективным излучением ( $E_{эф}$ ) рассчитывались по «Океанографическим таблицам» [8]. К сожалению, из-за штормовой погоды на полигоне I прямых измерений  $R$  было недостаточно, поэтому осреднение для радиационного баланса и потока тепла в океан за ночные часы пришлось произвести лишь по части случаев, что несколько уменьшило надежность определения среднего.

Поток тепла в глубь океана  $B_w$  рассчитывался как остаточный член из уравнения теплового баланса

$$R = H + LE + B_w. \quad (2)$$

На полигонах I и II  $B_w$  имел отрицательный знак, т. е. был направлен из океана в атмосферу. Причиной такого аномального направления является наличие больших затрат тепла на испарение небольшого радиационного баланса. Следует отметить, что аналогичный результат для тропической зоны был получен и в экспедиции «Тайфун-75» [1]. В околополуденные часы поток тепла в океан составляет 52%, 68%, 84%, 80%, а затраты тепла на испарение 48%, 32%, 15%, 20% радиационного баланса соответственно на полигонах I, II, III, IV.

Для средних суточных величин эти соотношения существенно меняются, например, на полигоне IV  $B_w = 23%$ , а  $LE = 75%$   $R$ . Средние величины, приведенные в табл. 1, дают представление об изменчивости турбулентных потоков во время всего действия муссона. Для того чтобы судить о том, как меняются эти характеристики внутри полигонов (от суток к суткам), были вычислены относительные изменчивости, представляющие собой отношения среднеквадратических отклонений к средним величинам (табл. 2).



Относительная изменчивость турбулентных потоков и метеоэлементов

Год	$\sigma_{\Delta t}/\Delta \bar{t}$	$\sigma_{\Delta e}/\Delta \bar{e}$	$\sigma_H/\bar{H}$	$\sigma_{LE}/L\bar{E}$	$\sigma_{v_*}/\bar{v}_*$
1972 НИСП «Пассат»					
СП-1	0,45	0,12	0,59	0,29	0,45
ММП	0,57	—	0,84	0,44	0,41
НИСП «Муссон»					
СП-1	—	—	0,33	0,19	0,22
ММП	—	—	1,07	0,53	0,64
1974 АТЭП					
Фаза I	0,94	0,14	0,76	0,39	0,29
Фаза II	0,76	0,14	0,08	0,30	0,34
Фаза III	0,84	0,14	0,64	0,30	0,33
1975 Тайфун-75	—	—	1,02	0,37	—
1977 Муссон-77					
Полигон I	3,20	0,14	3,48	0,22	0,19
Полигон II	1,65	0,12	1,72	0,19	0,11
Полигон III	0,74	0,17	1,05	0,41	0,53
Полигон IV	1,50	0,23	1,54	0,30	0,24

Видно, что весьма большая изменчивость турбулентного потока тепла в основном определяется большой изменчивостью перепада температуры вода—воздух. Максимальное значение наблюдается на полигоне I, когда муссон еще относительно не установился и имеют место большие изменения  $\Delta t$ , обусловленные колебаниями температуры как водной поверхности, так и воздуха, связанные с прохождением тропического фронта, и циклонической деятельностью. По мере стабилизации муссонного потока относительные изменчивости перепада температур и потока тепла уменьшаются, оставаясь, тем не менее, более единицы.

Основное влияние на изменчивость затрат тепла на испарение оказывает изменчивость перепада влажности, но отчасти сказывается и влияние изменчивости скорости ветра. Наблюдается не-

которое увеличение  $\frac{\sigma_{\Delta e}}{\Delta \bar{e}}$ ;  $\frac{\sigma_{LE}}{L\bar{E}}$  на полигонах III и IV. Вероятно,

причиной этого является увеличение влажности воздуха и изменение синоптической обстановки. В целом же относительные изменчивости перепада влажности  $\Delta e$  и  $LE$  сравнимы с изменчивостью этих характеристик в других районах тропиков.

Поскольку муссон является весьма устойчивым воздушным потоком, то вполне понятна минимальная изменчивость динамической скорости. При расчетах были получены средние значения аналога числа Ричардсона  $Ri_B$  с использованием зависимости, приведенной в [3], были получены значения параметра стратификации с учетом стратификации влажности  $z/L_*$ , которые были равны  $-0,023$ ;  $-0,010$ ;  $-0,16$ ;  $-0,038$ .

На полигонах I, II, IV преобладала нейтральная стратификация, на III — сильно неустойчивая.

Представляло интерес получить данные, характеризующие неоднородность поля турбулентных потоков. Для этого по рядам наблюдений на полигонах были рассчитаны автокорреляционные функции  $R(\tau)$  турбулентных потоков. На их основе были получены временные масштабы корреляции

$$L_{\tau} = \int_0^T R(\tau) d\tau,$$

где  $T$  — аргумент корреляционной функции  $R(T) = 0,1$ . Для перехода к пространственным масштабам использовалась гипотеза замороженности турбулентности

$$L_x = L_{\tau} \bar{u}_{10}.$$

В табл. 3 приведены результаты этих вычислений. Полученные масштабы (за исключением полигона III) превосходят данные, приведенные в [1, 6], но вполне сравнимы с результатами, полученными в экспедиции «Муссон-73» [7]. Различие масштабов корреляции обусловлено как особенностями географического местоположения полигонов (различное расстояние от материка), так и влиянием различных синоптических процессов: перестройки барического поля под влиянием муссонной циркуляции, прохождением ВТЗК, особенностями циклонической деятельности.

Таблица 3

Пространственные масштабы корреляции турбулентных потоков на полигонах

Полигон	$L_x$ км		
	$U_*$	$H$	$LE$
I	430	540	200
II	700	190	690
III	80	60	50
IV	420	100	340

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н. З., Бортковский Р. С. Некоторые характеристики взаимодействия океана и атмосферы.— В кн.: Тайфун-75. Л., 1977, т. 1, с. 83—89.
2. Ариель Н. З. и др. Характеристики турбулентного обмена в приводном слое тропической зоны Атлантики/Ариель Н. З., Бортковский Р. С., Дубов А. С.— Труды ГГО, 1975, вып. 326, с. 51—57.
3. Ариель Н. З. Профили скорости ветра и температуры в стратифицированном приводном слое.— Труды ГГО, вып. 326, с. 79—85.
4. Ариель Н. З. и др. Некоторые данные о строении приводного слоя воздуха в тропической зоне Атлантического океана/Ариель Н. З., Бортковский Р. С., Тимановский Д. Ф.— В кн.: ТРОПЭКС-74, Л., 1976, т. 1, с. 431—436.
5. Бортковский Р. С. Расчет турбулентных потоков тепла, влаги и количества движения над морем по данным судовых измерений.— Метеорология и гидрология, 1971, № 3, с. 93—98.

6. Дубов А. С. и др. Об энергетическом балансе поверхности океана/Дубов А. С., Малевский-Малевич С. П., Карачев В. И.—Труды ДВНИГМИ, 1975, вып. 56, с. 167—177.

7. Корниенко В. И. Статистическая структура приводного слоя атмосферы над Аравийским морем в весенне-летний период.—Труды ДВНИГМИ, 1975, вып. 51, стр. 99—103.

8. Океанографические таблицы.—Л.: Гидрометеоздат, 1975, с. 312—314.

Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова

### О РАСЧЕТЕ СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ ПРИ БЕЗОБЛАЧНОМ НЕБЕ НАД АКВАТОРИЕЙ КРУПНЫХ ОЗЕР

Суммарная радиация при безоблачном небе, используемая для расчетов радиации, поступающей к земной поверхности при действительных условиях облачности, сравнительно мало меняется в пространстве, и для небольших водоемов размерами в сотни метров или несколько километров нет заметных различий в приходящей радиации над водоемом и вне его. Однако для водоемов в десятки и сотни километров эти различия могут быть существенными, что объясняется не только большей протяженностью по долготе, но и различиями в альбедо и, следовательно, иным вкладом многократного рассеяния в суммарную радиацию, а также иной прозрачностью атмосферы над водоемом, как вследствие меньшей запыленности, так и вследствие иной влажности. Как правило, суммарная радиация при безоблачном небе над водоемом на 2—5% больше, чем над сушей, что отмечено в работах [3, 4, 7] и др.

До настоящего времени для большинства озер при расчетах возможной радиации использовались данные береговых станций, скорректированные поправками различного рода. Однако методика, основанная на использовании данных опорных береговых станций, не может претендовать на универсальность хотя бы по той причине, что не на всех водохранилищах они имеются. Более перспективным для этой цели может явиться использование полуэмпирических методов, к которым относится, в частности, модель, предложенная канадскими учеными Дж. Дэвисом, В. Штецером и М. Нунцем [9], проверенная ими в условиях озера Онтарิโอ.

С другой стороны, по гидрометеорологическим характеристикам крупные озера могут быть сопоставлены с морями. Действительно, одинаковое воздействие водной поверхности на приводный слой, отсутствие существенных различий в значениях альбедо

моря и озер, небольшие суточные колебания температуры водной поверхности, дают основание использовать при расчетах суммарной радиации при безоблачном небе в условиях крупных озер и водохранилищ методику, разработанную для морей и океанов и, в частности, методику ГГО [5].

В данной статье проанализированы различные методы расчетов возможной радиации в условиях крупных озер и водохранилищ. В качестве объектов для проверки и сопоставления с данными наблюдений выбраны Ладожское и Онежское озера. Актинометрические наблюдения на Ладожском озере периодически проводились в летнее время с 1959 по 1962 гг. на о. Сухо, расположенном в 25 км от южного берега. Небольшие размеры острова и незначительное превышение его над водной поверхностью, а также достаточное удаление его от береговой линии, позволяют считать измеренные метеозлементы, характерными для приводного слоя. Наблюдения за суммарной радиацией на о. Сухо производились в основные актинометрические сроки, что явилось удобным для сопоставления их с аналогичными измерениями на ГМС Новая Ладога, расположенной на южном берегу озера. В открытой части Онежского озера на о. Василисин в 1965, 1967 гг. проводились наблюдения за суммарной радиацией комплексной экспедицией Лаборатории озераведения АН СССР, и материалы актинометрических наблюдений были любезно предоставлены нам для проработок. Эти наблюдения носили скорее эпизодический характер, не всегда совпадали со стандартными актинометрическими сроками, поэтому сопоставление их с данными какой-либо прибрежной ГМС затруднено. Перечисленные наблюдения положены в основу оценки возможности расчетов суммарной радиации при безоблачном небе по методике ГГО, модели Дэвиса и других и по наблюдениям на береговых станциях. Расчеты суммарной радиации при безоблачном небе по методике ГГО основаны на связи суммарной радиации с высотой Солнца и коэффициентом прозрачности атмосферы при массе атмосферы  $m = 2$  [2]. Суммарная радиация при безоблачном небе  $Q_0$  выражена формулой

$$Q_0 = C (\sin h_{\odot})^D, \quad (1)$$

где  $C$  и  $D$  — коэффициенты, зависящие от прозрачности атмосферы. Однако надежных данных о временном и пространственном распределении характеристик прозрачности над акваторией озер и водохранилищ в настоящее время не имеется. В связи с этим, как и на океанах, приходится использовать эмпирическую связь коэффициента прозрачности с упругостью водяного пара, распределение которого по акватории озер изучено более полно. Основанием для этого служит то, что поток солнечной радиации к земной поверхности в значительной мере ослабляется водяным паром, количество которого с достаточной точностью можно рассчитать по величине абсолютной влажности у земной поверхности. Для условий океана нами была получена зависимость

коэффициента прозрачности от упругости водяного пара [6] в виде:

$$P_2 = 0,828 - 0,0078e + 0,000115e^2, \quad (2)$$

где  $e$  — упругость водяного пара в мбар. С помощью формул (1) и (2) были проведены расчеты суммарной радиации и выполнено сопоставление с данными измерений. Результаты сопоставлений приведены в табл. 1. В таблице приняты следующие обозначения:

$\bar{Q}_0$  — средняя интенсивность радиации по измеренным данным,

$\bar{Q}_0(e)$  — рассчитанная по упругости водяного пара за те же сроки;

$\bar{Q}_0(e)/\bar{Q}_0$  — отношение средних;  $\sigma = \pm \sqrt{\frac{\sum [Q_{0i} - Q_{0(e)i}]^2}{n}}$  — среднее квадратическое отклонение рассчитанных величин от измеренных;  $\sigma(e)/Q_0$  — относительная ошибка;  $n$  — число случаев.

Данные табл. 1 свидетельствуют о высокой согласованности рассчитанной и измеренной суммарной радиации. Рассчитанная по формулам (1, 2) суммарная радиация в среднем оказалась на 2,1% выше фактической. Такое различие не превышает погрешности измерения суммарной радиации, оцениваемой обычно в 3—5%.



Таблица 1

Сопоставление суммарной радиации, измеренной при безоблачном небе и рассчитанной по формулам (1, 2), кал/мин · см<sup>2</sup>

Пункт	Год	$n$	$Q_0$	$Q_0(e)$	$Q_0(e)/Q_0$	$\sigma(e)$	$\sigma(e)/Q_0$
Сухо, о.	1959	51	0,755	0,762	1,009	0,034	0,045
	1960	53	0,669	0,690	1,031	0,035	0,053
	1961	65	0,641	0,654	1,020	0,036	0,056
	1962	20	0,542	0,558	1,028	0,024	0,044
	1965	10	0,600	0,620	1,033	0,038	0,063
Василисин, о. Весь ряд	1995	199	0,666	0,680	1,021	0,036	0,054

Это является основанием для рекомендации использования формул (1, 2) при расчетах возможной радиации в условиях крупных озер и водохранилищ. Полученный вывод подтверждается и незначительным среднеквадратичным отклонением рассчитанных значений радиации от фактических, составляющим для всего ряда наблюдений 5,4% среднего. Однако следует учесть, что использование формулы (2) может быть затруднено в связи с тем, что акватории озер, так же как океанов и морей, недостаточно надежно освещены данными по влажности. В таких случаях над океаном рекомендуется использовать связь коэффициента прозрачности с температурой воздуха. Основанием для этого служит высокая корреляция между температурой воздуха и упругостью водяного пара. Для океана Г. В. Гирдюком и С. П. Малевским-Малевичем [1] получена связь между этими метеоэлементами, которая выражается эмпирическим соотношением:

$$\sigma T_a^4 = 0,018e^{0,614} + 0,126e^{0,307} + 0,226, \quad (3)$$

где  $T_a$  — температура воздуха в приводном слое;  $e$  — абсолютная влажность в мм;  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана. Наличие тесной связи между температурой воздуха и влажностью характерно и для открытых частей крупных озер и водохранилищ; о чем свидетельствует рис. 1, построенный по данным экспедици-

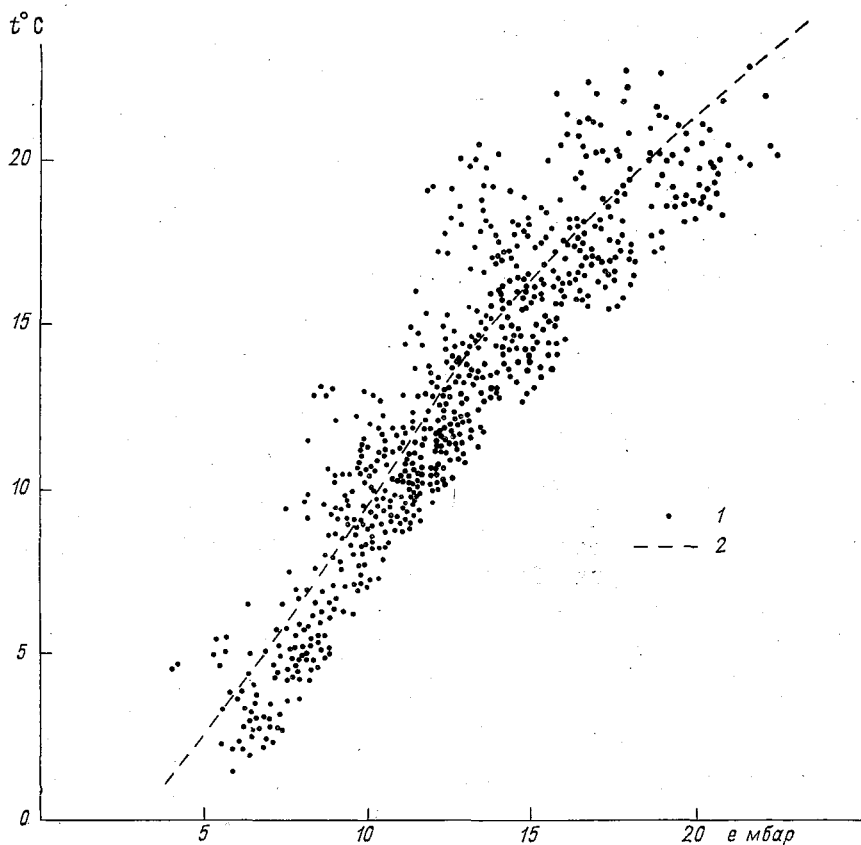


Рис. 1. Связь между температурой и влажностью воздуха.

1 — данные наблюдений; 2 — расчетная кривая по формуле (3).

онных наблюдений на Ладожском озере. В табл. 2 представлены результаты сопоставления влажности, рассчитанной по формуле (3) с данными наблюдений на островах Сухо, Василисин и экспедиционными измерениями на Ладожском озере. В таблице приведены отношения рассчитанных ( $\bar{e}_p$ ) средних к измеренным ( $\bar{e}_{из}$ ) и соответствующие относительные погрешности расчетов ( $\sigma/\bar{e}_{из}$ ). Данные таблицы подтверждают высокую согласованность рассчитанных по формуле (3) и измеренных значений влажности, причем погрешности расчета практически совпадают с аналогичными,

полученными для океана в работе [1]. Высокая корреляционная связь между влажностью и температурой воздуха, хорошая согласованность расчетов по формуле (3) с результатами измерений

Таблица 2

Сопоставление измеренной и рассчитанной влажности

Пункт	$\bar{e}_p/\bar{e}_{из}$	$\sigma_e/\bar{e}_{из}$
Сухо, о.	1,034	0,13
Василисин, о.	0,977	0,12
Ладожское оз.	0,968	0,10

предполагает возможность использовать связь между коэффициентом прозрачности атмосферы и температурой воздуха, полученную для океана в виде

$$P_2 = 0,79 - 0,003t, \quad (4)$$

и для акватории крупных озер и водохранилищ. Для 240 случаев безоблачного неба (сюда помимо материалов наблюдений, перечисленных в табл. 1, вошли данные по о. Василисин за 1967 г., где отсутствовали наблюдения за влажностью) рассчитанные по формулам (1,4) значения суммарной радиации на 1,9% превысили полученные из наблюдений, а среднеквадратичное отклонение для всего ряда составило 6,5% средней величины.

Для оценки погрешностей методики при расчете возможных дневных сумм радиации было отобрано 52 дня, когда облачность в течение дня не превышала 2 баллов. В табл. 3 приведены отношения средних дневных сумм, полученных по данным наблюдений  $Q_0$  и рассчитанных по температуре  $Q_0(t)$  и по влажности  $Q_0(e)$ , а также относительные ошибки  $\Delta e = \sigma_e/Q_0$  и  $\Delta t = \sigma_t/Q_0$ .

Таблица 3

Сопоставление измеренных и рассчитанных дневных сумм возможной радиации

$n$	$Q_0(e)/Q_0$	$Q_0(t)/Q_0$	$\Delta \bar{e}$	$\Delta \bar{t}$
52	1,018	1,012	0,037	0,036

Как следует из таблицы, различия в дневных суммах, рассчитанных двумя способами и измеренных, не превышают 2%, а среднее квадратическое отклонение менее 4% измеренной средней.

В упомянутой выше работе [9] предложена модель для расчета суммарной радиации за короткие периоды времени. Не останавливаясь на детальном изложении данной модели, рассмотрим два момента, затрудняющие ее использование для расчетов суммарной радиации безоблачного неба. Первый из них касается



данных о влагосодержании атмосферы, необходимых для оценки ослабления радиации водяным паром. Над экваторией озер такие данные полностью отсутствуют. В таких случаях авторы рекомендуют использовать различные эмпирические формулы связи между наземной влажностью и влагосодержанием атмосферы. На континентах такие связи носят обычно региональный характер, и поэтому в дальнейших расчетах нами использовалась зависимость, полученная Н. А. Тимофеевым [8] для океанов:

$$W = 1,55e^{1,075}, \quad (5)$$

где  $W$  — слой осажденной воды, мм,  $e$  — абсолютная влажность, мм. Другой сложностью данной модели является выбор коэффициента  $k$ , используемого при учете ослабления радиации аэрозолем, значения которого изменяются от 0,88 до 0,95. По данным авторов, такие изменения коэффициента  $k$  могут на 5—8% увеличить погрешность расчетов. Наибольшая точность расчетов достигалась при малых значениях  $k$ . Данная модель была проверена нами по наблюдениям на островах Сухо и Василисине. Результаты представлены в табл. 4, где  $Q_0$  — радиация, полученная по

Таблица 4

Сопоставление возможной радиации, рассчитанной по модели Дэвиса и других с данными наблюдений

Пункт	Год	$n$	$Q_0$	$Q'_0$	$Q'_0/Q_0$	$\sigma_{Q_0}$	$\sigma_{Q_0}/Q_0$	$k$
Сухо, о.	1959	51	0,755	0,745	0,987	0,039	0,052	0,89
	1960	53	0,669	0,668	0,996	0,034	0,051	0,89
	1961	65	0,641	0,635	0,991	0,034	0,053	0,90
	1962	20	0,542	0,539	0,994	0,021	0,039	0,91
Василисин, о.	1965	10	0,600	0,538	0,98	0,037	0,061	0,88
Весь ряд		198	0,666	0,660	0,99	0,034	0,051	0,89

данным наблюдений,  $Q'_0$  — рассчитанная по модели,  $\sigma_{Q_0} =$

$$= \pm \sqrt{\frac{\sum (Q_{0i} - Q'_{0i})^2}{n}} \text{ — среднее квадратическое отклонение.}$$

В последнем столбце таблицы приведен коэффициент  $k$ , при котором проводились расчеты. Выбор значений  $k$  определялся наилучшим согласованием рассчитанных значений с измеренными. Из табл. 4 следует, что различие в средних величинах по всему ряду не превышает 1%, а среднее квадратическое отклонение составляет 5,1% средней. Коэффициент  $k$  изменяется в пределах 0,88—0,91, т. е., как и по данным авторов модели, наибольшая точность имеет место при малых его значениях. Погрешности расчетов по данной модели получились несколько меньшими, чем по методике ГГО. Однако выбор оптимального значения коэффициента  $k$  без наличия данных наблюдений невозможен, а отклонение в его величине на 0,01 приводит, по нашим оценкам, к увеличению погрешности

на 1—1,5%. Несомненно, что коэффициент  $k$  будет меняться и в зависимости от принятой эмпирической формулы, связывающей наземную влажность с влагосодержанием атмосферы. Все это затрудняет использование данной модели для расчетов возможной радиации. Наличие параллельных наблюдений на ГМС Новая Ладога и о. Сухо позволяет провести такие сопоставления по Ладожскому озеру. Результаты сравнения представлены в табл. 5.

Таблица 5

Сопоставление суммарной радиации безоблачного неба по наблюдениям на ГМС Новая Ладога ( $Q_0$ ) и о. Сухо ( $Q_0'$ ), кал/(мин·см<sup>2</sup>)

Год	$Q_0$	$Q_0'$	$Q_0'/Q_0$	$\sigma_{Q_0}$	$\sigma_{Q_0'}$
1959	0,755	0,739	0,979	0,038	0,050
1960	0,669	0,648	0,969	0,086	0,128
1961	0,698	0,683	0,978	0,045	0,064
1962	0,542	0,541	0,998	0,063	0,116
Среднее	0,669	0,654	0,977	0,059	0,088

Результаты сопоставления по срочным данным показали, что возможная радиация над озером на 2,3% выше, чем над берегом, а среднее квадратическое отклонение равно 0,059 кал/(мин·см<sup>2</sup>), что составляет 8,8% средней. Различия в величинах  $Q_0$  и  $Q_0'$  соответствуют при постоянных высотах Солнца различиям в значениях коэффициента прозрачности в 0,020—0,015, что совпадает с данными Н. П. Смирновой [7]. Результаты, приведенные в таблице, не исключают возможность использования данных береговых станций при расчете сумм возможной радиации. Однако следует учесть, что не на всех водохранилищах они имеются и что удаленность станции от берега может значительно исказить результаты.

Таким образом, все рассмотренные методы расчета суммарной радиации при безоблачном небе дают удовлетворительное согласование с измерениями. Однако простота и достаточно высокая точность методики ГГО дает основание рекомендовать ее для расчетов сумм возможной радиации на озерах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гирдюк Г. В., Малевский-Малевич С. П. Методика расчета эффективного излучения поверхности океана.—Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 124—132.
2. Егоров Б. Н., Кириллова Т. В. Суммарная радиация над океаном в условиях безоблачного неба.—Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 87—98.
3. Кириллова Т. В. Радиационный режим озер и водохранилищ.—Л.: Гидрометеониздат, 1970.—253 с.
4. Мокиевский К. А. Радиационный баланс Онежского озера.—В кн.: Тепловой режим Онежского озера. Л., 1973, с. 52—134.

5. Океанографические таблицы.—Л.: Гидрометеиздат, 1975, с. 1—476.
6. Прозрачность атмосферы над океаном и суммы возможной радиации/Г. В. Гирдюк, Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова, Л. А. Строкина.—Труды ГГО, 1973, вып. 297, с. 99—108.
7. Смирнова Н. П. Радиационный баланс Ладожского озера.—В кн.: Тепловой режим Ладожского озера. Л., 1968, с. 5—72.
8. Тимофеев Н. А. К определению запасов воды в атмосфере над свободной ото льда поверхностью океанов.—Метеорология и гидрология, 1965, № 4, с. 17—19.
9. Davies J. A., Schertzer W., Nunez M. Estimating of global solar radiation.—Boundary-Layer Meteorol., 1975, v. 9, N 1, p. 77—86.

В. Н. Егоров, Т. В. Кириллова

## О СОПОСТАВЛЕНИИ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ РАСЧЕТА СУММАРНОЙ РАДИАЦИИ НАД АКВАТОРИЕЙ КРУПНЫХ ОЗЕР

Суммарная радиация, являющаяся основной составляющей радиационного баланса озер и водохранилищ в теплое полугодие, определяется, прежде всего, состоянием облачности. При этом, помимо количества облаков и распределения их по небесному своду, имеет значение степень закрытия солнца облаками, альbedo облаков, а также микрофизические свойства облачного покрова. Принятые в климатологии методы расчета [1] суммарной радиации предназначены для оценки средних характеристик и содержат эмпирические коэффициенты, которые определяются по длинному ряду наблюдений опорных станций. Для акваторий озер такой возможности нет. Поэтому расчетные формулы, справедливые для условий суши, могут быть использованы для оценки суммарной радиации водоемов лишь в первом приближении. Значения эмпирических коэффициентов, характерные для условий водных поверхностей, не могут быть определены из-за отсутствия систематических наблюдений. В то же время на озерах, как и на океанах, имеются данные экспедиционных, эпизодических наблюдений, которые позволяют обнаружить особенности прихода суммарной радиации к водной поверхности. Однако при этом расчетная методика, использующая для своего обоснования эпизодические наблюдения, должна быть справедливой для малых интервалов времени. Другим подходом к оценке суммарной радиации над озерами является использование наблюдений над суммарной радиацией на береговых станциях, что позволяет приблизительно судить о радиации за любой выбранный период времени. В данном случае точность оценок зависит от размера водоема и расположения прибрежной актинометрической станции относительно самого водоема. Опубликованных работ с анализом суммарной радиации на озерах немного. Однако в работах всех авторов, исследовавших суммарную радиацию в условиях облачного неба над озе-

рами, отмечается увеличение ее прихода над акваторией по сравнению с сушей. Так, например, по экспедиционным наблюдениям, проводившимся Институтом Озероведения АН СССР, выполнены приближенные оценки соотношений суммарной радиации на берегу и над центральными районами озер Ладожского и Онежского. По этим оценкам на Ладожском озере суммарная радиация в летнее время днем превышает суммарную радиацию на берегу на 10—12% [4]; для Онежского озера месячная суммарная радиация в центральной части озера превышает радиацию над берегом на 5% [2]. Обычно это связывается с уменьшением количества облаков над водоемами. Однако следует учесть, что на приход суммарной радиации в условиях крупных водоемов могут также влиять особенности строения облаков, как это имеет место над океанами, где облачность более прозрачна для суммарной радиации, чем над сушей. В данной работе рассматривается возможность расчетов суммарной радиации над акваторией крупных озер и водохранилищ по методике, разработанной для океана [3] и по модели Д. Девиса и др. [5], рекомендуемой для озер и проверенной по наблюдениям на оз. Онтарио. Оба указанных метода позволяют получить суммарную радиацию за любые интервалы времени. Для сопоставления результатов расчетов с наблюдениями были использованы актинометрические наблюдения, проводившиеся на Ладожском (островная ст. Сухо) и на Онежском озере (островная ст. Василисин). При расчетах по методике ГГО рассматривались два варианта расчета: первый — по общей облачности; второй — по облачности нижнего и верхнего + среднего ярусов. Общей расчетной формулой являлась формула (1)

$$Q = Q_0 f(N, n), \quad (1)$$

где  $N$  — балл общей облачности,  $n$  — балл нижней облачности,  $Q$  — суммарная радиация,  $Q_0$  — суммарная радиация безоблачного неба,  $f(N, n)$  — функция, учитывающая влияние облачности на суммарную радиацию; значения этой функции зависят от количества облаков и высоты солнца. Как в первом, так и во втором вариантах расчета использовались значения  $f(N, n)$ , полученные для условий океана [3].

Результаты сопоставления расчетов суммарной радиации с данными наблюдений приведены в табл. 1, где приняты следующие обозначения:

$Q$  — средние значения измеренной суммарной радиации,  $Q_1$ ,  $Q_2$  — средние значения, рассчитанные соответственно по первому и второму вариантам расчета,  $R_1$ ,  $R_2$  — коэффициенты корреляции между измеренными и рассчитанными величинами,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  — средние квадратические отклонения измеренных величин от рассчитанных:

$$\sigma_1 = \pm \sqrt{\frac{\sum (Q_i - Q_{1i})^2}{m}}; \quad \sigma_2 = \pm \sqrt{\frac{\sum (Q_i - Q_{2i})^2}{m}},$$

где  $m$  — число случаев.

Данные табл. 1 свидетельствуют о том, что рассчитанные по общей облачности средние значения суммарной радиации хорошо согласуются с наблюдениями. Различия между ними не имеют систематического характера и в большинстве случаев не превышают 4%. Для всего ряда рассчитанное среднее значение с точностью до 0,5% совпадает с измеренным. При раздельном учете облачности отмечается превышение рассчитанных величин над измеренными, достигающее в отдельные годы 7,3%. Для всего ряда это превышение составляет 3,2%. Что касается средних квадратических отклонений, то они составляют при расчетах по общей облачности 28—35%, при учете общей облачности и облаков нижнего яруса 25—30% от измеренных средних. Отметим, что погрешность данной методики при расчетах интенсивности суммарной радиации по общей облачности на океанах оценивалась в 30%, т. е. практически совпала с полученной для озер.

Таблица 1

Сопоставление суммарной радиации, рассчитанной по методике ГГО, с данными наблюдений, кал/(мин · см<sup>2</sup>)

Пункт	Год	$m$	$Q$	$Q_1$	$R_1$	$\sigma_1$	$Q_1/Q$
Сухо. о.	1959	530	0,492	0,486	0,917	0,142	0,988
	1960	528	0,447	0,447	0,892	0,150	1,000
	1961	1017	0,370	0,384	0,913	0,130	1,038
	1962	130	0,410	0,423	0,910	0,140	1,032
Василисин, о.	1965	350	0,433	0,433	0,927	0,119	1,000
	1967	622	0,486	0,459	0,893	0,150	0,944
Весь ряд		3777	0,430	0,432	0,908	0,139	1,005

Пункт	Год	$\sigma_1/Q$	$Q_2$	$R_2$	$\sigma_2$	$Q_2/Q$	$\sigma_2/Q$
Сухо. о.	1959	0,289	0,505	0,940	0,123	1,026	0,250
	1960	0,336	0,472	0,914	0,136	1,055	0,304
	1961	0,351	0,397	0,918	0,128	1,073	0,345
	1962	0,341	0,432	0,928	0,127	1,054	0,310
Василисин, о.	1965	0,275	0,441	0,938	0,110	1,018	0,254
	1967	0,309	0,478	0,919	0,128	0,984	0,263
Весь ряд		0,323	0,444	0,924	0,126	1,032	0,293

В полуэмпирической модели Д. Дэвиса и других [5] для расчетов суммарной радиации предлагается формула (в обозначениях авторов):

$$K = K_0 \prod_{i=1}^n \psi_{c_i} (1 + \alpha_{обл} c \alpha_3), \quad (2)$$

где  $K$  — суммарная радиация,  $K_0$  — суммарная радиация при безоблачном небе,  $\psi_{c_i}$  — функция ослабления радиации облаками,

$c$  — балл облаков,  $\alpha_{обл}$  и  $\alpha_3$  — альbedo облаков и земли соответственно, произведение  $\Pi$  выражает действие  $n$  слоев. Функция ослабления радиации облаками представлена в виде:

$$\psi_{c_i} = 1 - (1 - t_i) c_i, \quad (3)$$

где  $t_c$  — функция передачи для слоя  $i$  при количестве облаков  $c_i$ . Функция ослабления радиации облаками, как и соответствующие функции передачи  $t_i$  определена в работе [6] по Гаурвицу. Последним была составлена сводка ослабления суммарной радиации облаками различных видов и форм по данным наблюдений актинометрических станций суши. При этом функции  $t_i$  определялись при полном покрытии облаками, а использовались затем согласно формуле (3) и для оценки влияния облачности при любом значении балла  $c$ , предполагая суммирование по различным видам облаков и линейную зависимость  $\psi$  от  $c$ . Результаты сопоставления суммарной радиации, рассчитанной по методу Дэвиса с измеренными величинами, представлены в табл. 2. Обозначения величин, входящих в данную таблицу, аналогичны обозначениям табл. 1. Индекс 3 указывает, что соответствующие величины рассчитаны по методике Дэвиса.

Таблица 2

Сопоставление суммарной радиации, рассчитанной по модели Дэвиса и других, с измеренной, кал/(мин · см<sup>2</sup>)

Пункт	Год	$Q$	$Q_3$	$R_3$	$Q_3/Q$	$\sigma_3$	$\sigma_3/Q$
Сухо, о.	1959	0,492	0,449	0,939	0,913	0,130	0,264
	1960	0,447	0,416	0,932	0,931	0,125	0,280
	1961	0,370	0,359	0,918	0,970	0,126	0,340
	1962	0,410	0,388	0,925	0,946	0,130	0,317
Василисин, о.	1965	0,433	0,373	0,932	0,861	0,130	0,300
	1967	0,486	0,415	0,912	0,850	0,151	0,311
Весь ряд		0,430	0,396	0,924	0,921	0,132	0,307

Данные табл. 2 показывают, что рассчитанные значения суммарной радиации значительно меньше измеренных. Для о. Василисин разница между ними достигает 14—15%.

В то же время высокие значения коэффициентов корреляции между рассчитанными и измеренными величинами свидетельствуют о наличии систематической погрешности. На наш взгляд, причиной этого является использование линейной зависимости между функцией ослабления и баллом облачности, что приводит к заниженным результатам расчета в условиях умеренной облачности. Кроме того, возможно, что облачность над крупными водоемами более прозрачна для радиации, чем над сушей, как это имеет место на океанах, в связи с чем расчеты по эмпирическим формулам, полученным на континентах, в условиях крупных озер приводят к заниженным результатам.

В целом погрешность расчета по данной модели, несмотря на многообразии учитываемых факторов, превышает аналогичную при расчетах по методике ГГО с учетом раздельного влияния яркости облаков на суммарную радиацию.

В табл. 3 представлено сопоставление срочных значений суммарной радиации по наблюдениям на о. Сухо и ст. Новая Ладога, расположенной в 30 км от острова на южном берегу озера.

Таблица 3

Сопоставление суммарной радиации, измеренной на ГМС Сухо и Новая Ладога, кал/(мин · см<sup>2</sup>)

Год	$Q$	$Q_4$	$R_4$	$Q_4/Q$	$\sigma_4$	$\sigma_4/Q$	$m$
1959	0,492	0,461	0,819	0,937	0,213	0,433	530
1960	0,447	0,432	0,796	0,966	0,211	0,472	528
1961	0,370	0,346	0,892	0,935	0,187	0,505	1017
1962	0,410	0,385	0,798	0,939	0,217	0,529	730
Весь ряд	0,418	0,394	0,810	0,942	0,205	0,490	2805

Здесь  $Q$  и  $Q_4$  — средние из измеренных срочных наблюдений соответственно по о. Сухо и ст. Новая Ладога;  $R_4$  — коэффициенты корреляции измеренных величин;  $\sigma_4$  — средние квадратические отклонения между ними;  $Q_4/Q$  — отношение средних;  $\sigma_4/Q$  — относительные ошибки;  $m$  — число случаев.

Данные табл. 3 свидетельствуют о том, что измеренная над озером суммарная радиация на 3—6% выше измеренной над берегом. Это можно объяснить меньшим количеством облаков над озером, что, очевидно, связано с более устойчивой стратификацией атмосферы в условиях озера и наличием бризовой циркуляции, способствующей уменьшению количества облаков над поверхностью озера и увеличению его над берегом, в дневное время. Последним фактором можно объяснить низкие коэффициенты корреляции и большие, достигающие для всего ряда 49% среднего, средние квадратические отклонения. Это говорит о том, что использование данных береговых станций для расчетов суммарной радиации над крупными озерами в условиях облачного неба с помощью уравнений регрессии будет приводить к значительным погрешностям, которые, на примере Ладожского озера, в 1,5 раза превосходят погрешность расчетов по методике ГГО.

До сих пор мы приводили сопоставление методик по данным срочных актинометрических наблюдений. Оценим точность вышеприведенных методов при расчете дневных сумм. Результаты сопоставления дневных сумм, рассчитанных по методике ГГО и модели Дэвиса и измеренных на ст. Новая Ладога, с данными наблюдений на о. Сухо за 1960, 1961 гг. приведены в табл. 4.

Индексы 1, 2, 3, 4 относятся соответственно: к методике расчета ГГО по общей облачности (1) и с учетом общей облачности и



облаков нижнего яруса (2); к модели Дэвиса (3) и к результатам измерений на ст. Новая Ладога (4).  $Q_i/Q$  — отношение средних, полученных разными методами, к измеренным на о. Сухо;  $R_i$  — соответствующие коэффициенты корреляции рассчитанных дневных сумм с измеренными на о. Сухо;  $\sigma_i/Q$  — относительные ошибки.

Как следует из табл. 4, наилучшие результаты достигаются при расчетах дневных сумм по методике ГГО с отдельным учетом влияния общей облачности и облаков нижнего яруса на суммарную радиацию. По данным табл. 4 для этого случая рассчитанные суммы в среднем на 2% выше измеренных, а относительное отклонение между измеренными и рассчитанными дневными суммами составляет 17%.

Таблица 4

Сопоставление дневных сумм над озером с результатами расчетов и наблюдениями на берегу

$Q_1/Q$	$Q_2/Q$	$Q_3/Q$	$Q_4/Q$	$R_1$	$R_2$	$R_3$	$R_4$	$\sigma_1/Q$	$\sigma_2/Q$	$\sigma_3/Q$	$\sigma_4/Q$	$m$
0,99	1,02	0,92	0,95	0,94	0,96	0,96	0,90	0,20	0,17	0,19	0,26	315

Таким образом, выполненные сопоставления и анализ показывают преимущество методики ГГО, что дает основание рекомендовать ее для расчетов суммарной радиации над акваториями крупных озер и водохранилищ за любые интервалы времени.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Атлас теплового баланса земного шара/Под ред. М. И. Будыко.— М.: Гидрометеиздат, 1963, с. 1—5.
2. Мокиевский К. А. Радиационный баланс Онежского озера.— В кн.: Тепловой режим Онежского озера. Л., 1973, с. 52—135.
3. Океанографические таблицы.— Л.: Гидрометеиздат, 1975, с. 1—477.
4. Смирнова Н. П. Суммарная радиация на Ладожском озере.— В кн.: Элементы режима Ладожского озера. Л., 1964, с. 34—43.
5. Davies J. A., Schertzer W., Nunez M. Estimating of global solar radiation.— *Boundary-Layer Meteorol.*, v. 9, N 1, August 1975, p. 77—86.
6. Haurwitz B. Insolation in relation to cloud type.— *J. Meteorol.*, v. 5, N 3, 1948, p. 25—32.

Т. В. Кириллова, Л. В. Несина

## ОБ ОШИБКАХ РАСЧЕТА ПОТОКОВ ТЕПЛА И ВЛАГИ С ПОВЕРХНОСТИ ОЗЕР ПО ОСРЕДНЕННЫМ ИСХОДНЫМ ДАННЫМ

Как известно, эмпирические формулы для расчетов турбулентного потока тепла и испарения справедливы для длительных периодов осреднения. При расчетах по этим формулам используются исходные данные, осредненные за выбранный период. Значения эмпирических коэффициентов в расчетных формулах соответствуют также средним гидрометеорологическим условиям за период расчета. Естественно, что при таком подходе сильно сглаживается влияние экстремальных условий и затрудняется сопоставление результатов расчета по указанным формулам, как с измерениями в фиксированные моменты времени, так и с расчетами по теоретическим формулам. Возникает необходимость оценки возможных различий при расчетах потоков тепла и влаги по осредненным и по мгновенным данным. Эти различия зависят от размера флуктуаций и соответственно дисперсий исходных данных. В работе [2] выполнены оценки исследуемых различий применительно к условиям поверхности океана. Поскольку изменения в сезонном и годовом ходе метеорологических характеристик над озерами отличаются от подобных над океанами, нами была поставлена задача выполнить подобные оценки для условий приводного слоя озер и оценить погрешности расчета вследствие осреднения исходных данных. Среднемесячные потоки тепла и влаги с учетом внутримесячных флуктуаций скорости ветра, а также перепадов температуры и влажности воздуха, рассчитывались по формулам (1) и (2), приведенным в работе [2].

$$\overline{\frac{Q}{\rho}} = \bar{u} \Delta \bar{T} \left\{ c_{\theta}(\bar{u}, \Delta \bar{T}_{\text{эф}}) + \frac{\partial c_{\theta}}{\partial u} \frac{\sigma_u^2}{u} + \frac{\partial c_{\theta}}{\partial (\Delta T_{\text{эф}})} \left( 1 + \frac{0,07}{\text{Bo}} \right) \frac{\sigma_{\Delta T}^2}{\Delta \bar{T}} \right\}, \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \bar{E} = & \frac{0,622\rho}{P} \bar{u} \Delta \bar{e} \left\{ c_E(\bar{u}, \Delta \bar{T}_{\text{эф}}) + \frac{\partial c_E}{\partial u} \frac{\sigma_u^2}{u} + \right. \\ & \left. + \frac{\partial c_E}{\partial (\Delta T_{\text{эф}})} \left( 0,106 + \frac{\text{Bo}}{0,66} \right) \frac{\sigma_{\Delta e}^2}{\Delta \bar{e}} \right\}. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь  $\overline{\mathcal{P}}$  кал/(мин·см<sup>2</sup>) и  $\overline{E}$  г/(мин·см<sup>2</sup>) — потоки тепла и влаги;  $\overline{u}$ ,  $\overline{\Delta T}$  и  $\overline{\Delta e}$  — средненые за расчетный период скорости ветра и перепады температуры и влажности;  $c_\theta = c_E$  — коэффициенты тепло- и влагообмена;  $\frac{\sigma_u^2}{\overline{u}}$ ,  $\frac{\sigma_{\Delta T}^2}{\overline{\Delta T}}$ ,  $\frac{\sigma_{\Delta e}^2}{\overline{\Delta e}}$  — дисперсии скорости ветра

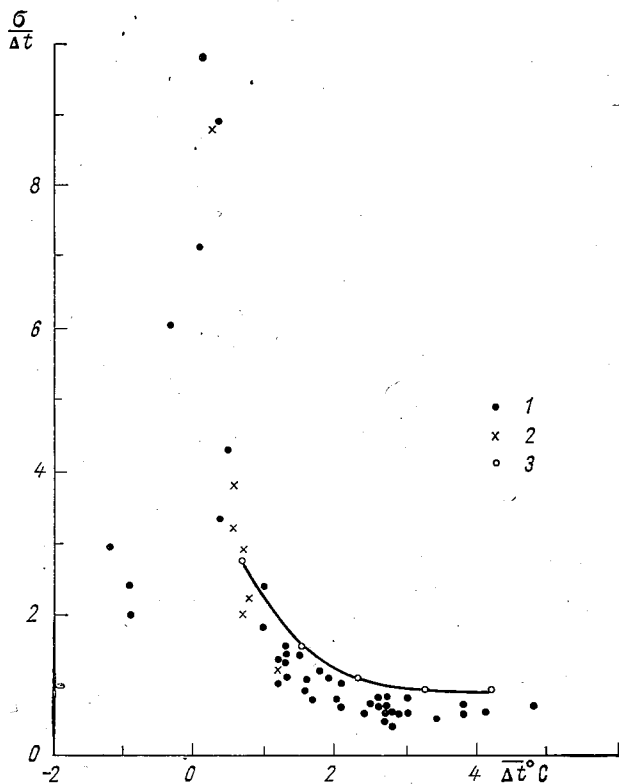


Рис. 1. Дисперсии перепада температуры в зависимости от значений среднего перепада температуры.  
1 — оз. Валдайское; 2 — оз. Балхаш; 3 — поверхность океана.

и перепадов температуры и влажности;  $P$  — атмосферное давление;  $Bo$  — соотношение Боуэна. Для определения дисперсий скорости ветра и дисперсий перепадов температуры и влажности, а также первых производных коэффициента  $c_\theta$ , необходимых при расчетах  $\overline{\mathcal{P}}$  и  $\overline{E}$  по формулам (1) и (2) были использованы данные наблюдений на плавучей испарительной установке Валдайской научно-исследовательской лаборатории за 17 лет наблюдений. Дополнительно к этим наблюдениям использовались данные наблюдений со свайной установки на оз. Балхаш за 4 года наблюдений. Была выполнена статистическая обработка рядов наблюдений над

скоростью ветра, а также перепадами температуры и влажности над поверхностью озера. При этом использовались среднесуточные значения метеорологических элементов за три месяца каждого года (июнь, июль, сентябрь) на оз. Валдайское и ночные наблюдения на оз. Балхаш в тот же период. На рис. 1 представлены безразмерные дисперсии перепада температур в зависимости от средних значений этих величин. Полученные результаты по среднесуточным значениям метеоэлементов на оз. Валдайском и только по одному сроку на оз. Балхаш показывают, что несмотря на неоднородность исходных данных, заметных количественных различий в безразмерных дисперсиях не наблюдается. Единственное, что следует отметить, что на оз. Валдайском значительно шире диапазоны изменения средних значений  $\Delta T$ . Сплошная линия на рисунке соответствует значениям безразмерных дисперсий, полученных в работе [2] для условий морей и океанов. Из рис. 1 следует, что значения дисперсий для озер получились меньшими, примерно на 25%. Аналогичные результаты получены и для безразмерных дисперсий скорости ветра и перепада влажности в зависимости от средних значений этих величин (табл. 1). Сопоставление с морскими условиями показывает примерно такое же уменьшение дисперсий скорости ветра и перепадов влажности над озерами. Для определения первой производной коэффициента теплообмена  $c_\theta$  по скорости ветра и перепаду эффективной температуры были вычислены еже-

Безразмерные дисперсии скорости ветра и перепада

Месяц	Величина	1952	1953	1954	1955	1956	1963	1965	1966	1967	1968
оз. Валдайское											
VI	$\bar{u}$	3,1	5,9	3,2	3,6	3,5	3,7	3,7	3,5	3,7	3,5
	$\sigma_u/\bar{u}$	0,4	0,5	0,4	0,4	0,4	0,3	0,4	0,4	0,3	0,2
VII	$\bar{u}$	3,7	3,8	3,2	3,6	3,5	3,4	3,6	3,0	2,9	4,2
	$\sigma_u/\bar{u}$	0,4	0,4	0,4	0,4	0,3	0,4	0,4	0,4	0,2	0,4
IX	$\bar{u}$	4,5	—	3,6	4,3	4,2	3,6	3,9	4,6	3,4	3,7
	$\sigma_u/\bar{u}$	0,3	—	0,3	0,3	0,4	0,4	0,4	0,3	0,4	0,4
VI	$\bar{e}$	4,1	5,9	5,6	3,6	6,8	5,2	4,7	8,0	5,8	7,7
	$\sigma_e/\bar{e}$	0,4	0,7	0,5	0,6	0,4	0,4	0,4	0,3	0,4	0,3
VII	$\bar{e}$	5,4	5,1	8,1	7,6	6,8	7,3	6,0	8,5	7,6	6,3
	$\sigma_e/\bar{e}$	0,4	0,3	0,2	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,2	0,3
IX	$\bar{e}$	3,6	—	4,5	5,1	4,8	5,4	4,0	4,3	5,7	8,2
	$\sigma_e/\bar{e}$	0,5	—	0,4	0,3	0,4	0,3	0,4	0,3	0,4	0,4

дневные значения его по указанным выше материалам наблюдений с помощью номограммы Бортковского [1]. Таким образом были получены данные о коэффициенте  $c_{\theta}$  при различных значениях скорости ветра и перепадов температуры и влажности в слое вода—воздух. На рис. 2 представлен график зависимости коэффициента  $c_{\theta}$  от скорости ветра для определенных градаций перепадов температуры. Аналогичный график был построен для определения зависимости коэффициента  $c_{\theta}$  от перепада эффективной температуры для различных градаций ветра. По графикам вычислены первые производные  $c_{\theta}$  по скорости ветра и по перепаду эффективной температуры. Полученные результаты приведены на рис. 3 а и б, где  $\frac{\partial c_{\theta}}{\partial u}$  представлены в зависимости от скорости ветра для разных значений перепадов температур (а), а  $\frac{\partial c_{\theta}}{\partial T_{\text{эф}}}$  в зависимости от перепадов эффективной температуры для различных градаций скорости ветра (б).

Для определения среднемесячных потоков тепла и влаги по формулам (1) и (2) использовались осредненные за месяц значения исходных данных. Сопоставление коэффициента  $c_{\theta}$ , определенного осреднением ежедневных данных с значениями, вычисленными по осредненным за месяц исходным данным не показало существенных различий.

Таблица 1

влажности и средние значения этих величин

1969	1970	1971	1972	1973	1975	1976	Месяц	1968	1975	1976	
										западная часть	восточная часть
оз. Балхаш											
3,0	3,3	3,5	2,7	—	—	3,8	VII	3,1	4,3	4,4	4,7
0,4	0,4	0,4	0,4	—	—	0,4	VII	0,7	0,8	0,4	0,6
3,5	4,4	3,9	3,0	3,6	3,1	2,7	VIII	4,7	4,1	4,1	4,7
0,4	0,4	0,4	0,3	0,4	0,4	0,5	VIII	0,4	0,8	0,6	0,6
4,3	3,6	3,9	3,6	—	4,0	3,9	IX	—	4,8	—	4,6
0,3	0,4	0,4	0,3	—	0,4	0,4	IX	—	0,4	—	0,6
6,0	7,6	6,2	7,5	—	—	2,6	VII	9,8	11,2	13,9	13,5
0,6	0,4	0,4	0,4	—	—	0,5	VII	0,3	0,4	0,2	0,2
6,3	7,2	6,7	10,5	10,6	9,4	6,6	VIII	9,7	10,4	10,6	11,8
0,4	0,3	0,2	0,3	0,3	0,2	0,4	VIII	0,2	0,3	0,2	0,2
5,4	5,3	4,7	6,2	—	4,7	5,2	IX	—	6,7	—	8,3
0,3	0,4	0,4	0,4	—	0,4	0,5	IX	—	0,3	—	0,3

Результаты расчета потоков тепла (влаги) с учетом внутримесячных флуктуаций метеоэлементов  $\mathcal{P}$  кал/(мин·см<sup>2</sup>) и без учета

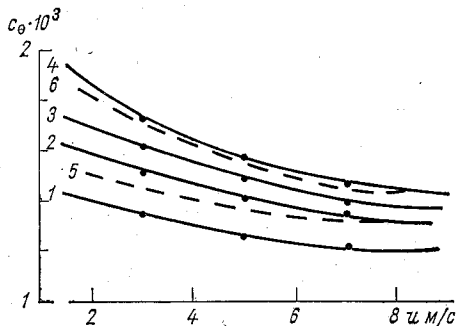


Рис. 2. Коэффициент теплообмена в зависимости от скорости ветра для разных значений перепада эффективной температуры.

1 —  $\Delta T_{эф}$  от  $-1$  до  $+1^\circ\text{C}$ ; 2 —  $\Delta T_{эф}$  от  $1,1$  до  $3,0^\circ\text{C}$ ; 3 —  $\Delta T_{эф}$  от  $3,1$  —  $5,0^\circ\text{C}$ ; 4 —  $\Delta T_{эф}$  от  $5,1$  до  $7,0^\circ\text{C}$ ; 5, 6 — для поверхности океана:  $\Delta T_{эф}$  от  $1,1$  до  $3,0^\circ$ ; от  $5,1$  до  $7,0^\circ$  соответственно.

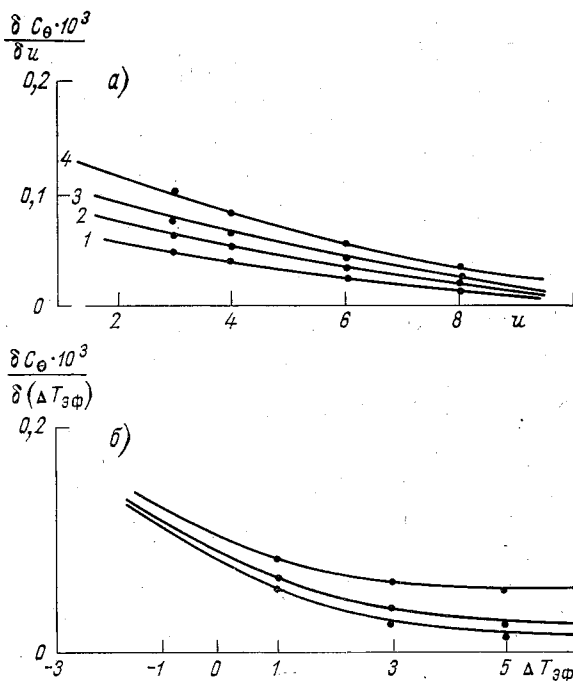


Рис. 3. Зависимость производной от коэффициента теплообмена по скорости ветра (а) и перепаду температур (б) для различных градаций  $u$  и  $\Delta T_{эф}$ :

а) 1 —  $\Delta T_{эф}$  от  $-1$  до  $+1^\circ\text{C}$ ; 2 —  $\Delta T_{эф}$  от  $1,1$  до  $3,0^\circ\text{C}$ ; 3 —  $\Delta T_{эф}$  от  $3,1$  до  $5,0^\circ\text{C}$ ; 4 —  $\Delta T_{эф}$  от  $5,1$  до  $7,0^\circ\text{C}$ ; б) 1 —  $u$  от  $2$  до  $4$  м/с; 2 —  $u$  от  $4$  до  $6$  м/с; 3 —  $u$  от  $6$  до  $8$  м/с.

внутримесячных флуктуаций  $\mathcal{P}'\%$  (соответственно  $\bar{E}$ ), т. е. рассчитанные по средним за месяц значениям исходных данных, представлены в табл. 2, 3. Здесь же приведены значения поправок за

Среднемесячные значения потоков тепла (кал/(мин·см<sup>2</sup>)) на поверхности Валдайского озера и поправки к ним, обусловленные внутримесячными флуктуациями исходных данных

Год	Июль					Июль					Сентябрь					
	$\bar{Q}$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$\bar{Q}'$ %	$\Delta\bar{Q}_{II}$ %	$\Delta\bar{Q}_f$ %	$\bar{Q}$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$\bar{Q}'$ %	$\Delta\bar{Q}_{II}$ %	$\Delta\bar{Q}_f$ %	$\bar{Q}$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$\bar{Q}'$ %	$\Delta\bar{Q}_{II}$ %	$\Delta\bar{Q}_f$ %	$\bar{Q}$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$\bar{Q}'$ %	$\Delta\bar{Q}_{II}$ %	$\Delta\bar{Q}_f$ %
1952	0,009	16,2	0,3	83,5	0,018	87,4	2,5	10,1	0,042	93,5	1,3	5,2	0,042	93,5	1,3	5,2
1953	0,029	13,2	0,4	86,4	0,015	90,9	2,0	7,1	—	—	—	—	—	—	—	—
1954	0,009	12,6	0,3	112,9	0,032	95,1	2,4	2,5	0,044	96,8	1,3	2,3	0,039	94,8	1,3	3,9
1955	—	—	—	—	0,028	91,4	2,5	6,2	0,044	94,8	2,6	2,6	0,044	94,8	2,6	2,6
1956	—	—	—	—	0,038	92,2	2,4	5,4	0,036	92,0	3,7	4,3	0,034	94,2	2,6	3,2
1963	0,017	86,4	1,2	12,3	0,013	86,6	1,8	11,5	0,049	96,7	1,3	2,0	0,044	94,6	1,8	3,6
1965	—0,007	67,1	1,0	31,9	0,027	94,8	1,3	3,8	0,034	94,2	2,6	3,2	0,034	94,2	2,6	3,2
1966	0,021	85,9	1,7	12,4	0,032	95,2	1,8	3,0	0,049	96,7	1,3	2,0	0,044	94,6	1,8	3,6
1967	0,020	92,8	1,3	5,9	0,029	95,8	0,6	3,6	0,044	94,6	1,8	3,6	0,044	94,6	1,8	3,6
1968	0,012	47,1	0,7	52,2	0,039	94,7	2,0	3,3	0,077	95,3	2,4	2,4	0,077	95,3	2,4	2,4
1969	0,019	81,0	1,6	17,4	0,026	86,5	1,8	11,8	0,064	96,3	1,8	1,9	0,064	96,3	1,8	1,9
1970	0,021	90,8	2,4	6,8	0,019	88,4	2,6	9,0	0,050	93,9	1,8	4,2	0,050	93,9	1,8	4,2
1971	0,018	81,3	2,2	16,5	0,027	92,9	2,6	4,5	0,047	94,9	3,2	1,9	0,047	94,9	3,2	1,9
1972	0,012	73,7	1,0	25,4	0,033	94,8	1,2	4,1	0,051	94,0	3,0	3,0	0,051	94,0	3,0	3,0
Среднее	0,015	62,3	1,2	38,6	0,027	91,9	2,0	6,1	0,048	94,8	2,4	2,9	0,048	94,8	2,4	2,9

Таблица 3  
Среднемесячные значения потоков влаги ( $\text{г}/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$ ) на поверхности Валдайского озера и поправки к ним, обусловленные внутримесячными флуктуациями исходных данных

Год	Июнь					Июль					Сентябрь					
	$E \text{ г}/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$	$E' \%$	$\delta E_{\text{ц}} \%$	$\delta E_{\text{е}} \%$	$E \text{ г}/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$	$E' \%$	$\delta E_{\text{ц}} \%$	$\delta E_{\text{е}} \%$	$E \text{ г}/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$	$E' \%$	$\delta E_{\text{ц}} \%$	$\delta E_{\text{е}} \%$	$E \text{ г}/(\text{мин} \cdot \text{см}^2)$	$E' \%$	$\delta E_{\text{ц}} \%$	$\delta E_{\text{е}} \%$
1952	0,102	97,9	1,5	0,6	0,166	96,4	2,8	0,8	0,134	97,1	1,3	1,6	0,134	97,1	1,3	1,6
1953	0,169	95,0	2,8	2,6	0,159	97,2	2,1	0,7	—	—	—	—	—	—	—	—
1954	0,117	96,4	2,3	1,3	0,238	97,1	2,5	0,4	0,146	97,7	1,3	1,0	0,146	97,7	1,3	1,0
1953	—	—	—	—	0,244	96,7	2,6	0,7	0,207	98,0	1,4	0,6	0,207	98,0	1,4	0,6
1956	—	—	—	—	0,217	96,4	2,5	1,0	0,173	96,3	2,6	1,0	0,173	96,3	2,6	1,0
1963	0,160	97,8	1,4	0,8	0,208	97,8	2,0	0,1	0,174	95,4	3,8	0,7	0,174	95,4	3,8	0,7
1965	0,165	98,2	1,6	0,2	0,185	98,2	1,3	0,5	0,135	96,3	2,6	1,1	0,135	96,3	2,6	1,1
1966	0,242	97,2	2,0	0,8	0,241	97,3	1,8	0,9	0,170	98,2	1,3	0,5	0,170	98,2	1,3	0,5
1967	0,183	97,2	1,4	1,4	0,207	98,7	0,6	0,7	0,178	96,2	1,8	1,9	0,178	96,2	1,8	1,9
1968	0,223	97,3	1,4	1,3	0,225	97,2	2,0	0,7	0,293	97,0	2,4	0,6	0,293	97,0	2,4	0,6
1969	0,157	97,8	2,0	0,2	0,195	96,3	2,0	1,8	0,207	97,7	1,9	0,4	0,207	97,7	1,9	0,4
1970	0,224	95,9	2,6	1,5	0,258	96,7	2,8	0,5	0,174	97,2	1,9	0,9	0,174	97,2	1,9	0,9
1971	0,184	96,0	2,7	1,3	0,224	96,8	2,7	0,5	0,164	95,9	3,2	0,9	0,164	95,9	3,2	0,9
1972	0,185	96,7	1,3	2,0	0,300	97,5	1,2	1,3	0,210	96,2	3,1	0,7	0,210	96,2	3,1	0,7
Среднее	0,176	97,0	1,9	1,2	0,219	97,2	2,1	0,9	0,182	96,9	2,2	0,9	0,182	96,9	2,2	0,9



счет флуктуаций скорости ветра  $\delta P_u$  % и за счет флуктуаций перепадов температуры  $\delta P_t$  % (соответственно влажности  $\delta E_e$  %). Расчеты выполнены по оз. Валдайскому для трех месяцев — июня, июля и сентября. По данным табл. 2 и 3 можно сделать вывод о том, что в целом поправка к средним месячным потокам тепла и влаги за счет внутримесячных флуктуаций метеоэлементов для озер, так же как и для поверхности океана, невелики. В июле и сентябре поправки к турбулентному потоку тепла за счет флуктуаций скорости ветра и перепада температуры в среднем за период в 13 и 14 лет составляют 2,0—2,4% и 2,9—6,1% соответственно. Исключение представляет июнь. Для этого месяца поправка к среднемесячному значению потока тепла из-за флуктуаций перепада температуры в среднем за тот же период составляет 38,6%. Такая большая поправка объясняется тем, что знак перепада температуры в течение месяца непостоянен. В этом случае поток тепла по осредненным за период исходным данным рассчитывается с наибольшей погрешностью. Однако в данном случае и поправка рассчитывается с большей погрешностью. При этом следует иметь в виду, что сами турбулентные потоки тепла при значениях  $\Delta T$ , близких к нулю, малы. Так, например, рассчитанный нами турбулентный поток тепла за июнь 1952 г. по осредненным исходным данным составляет 0,023 кал/(мин·см<sup>2</sup>), а осредненный по ежедневным значениям за тот же период равен 0,03 кал/(мин·см<sup>2</sup>). Осредненные за тот же период поправки к потоку влаги (табл. 3) за все три месяца не превышают 2% потока влаги, полученного с учетом влияния флуктуаций исходных данных.

Таким образом, в среднем за расчетный период ошибка расчета среднемесячных значений потоков тепла и влаги по осредненным за месяц значениям скорости ветра и перепада температуры без учета флуктуаций последних составляет соответственно 5—8% и 1—3% потоков, полученных с учетом флуктуаций исходных данных.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ариель Н. З. и др. Основные принципы построения таблиц для определения турбулентных потоков в нижнем слое воздуха над морем/Ариель Н. З., Бортковский Р. С., Бютнер Э. К.—Метеорология и гидрология, 1975, № 11, с. 55—65.

2. О расчете среднемесячных значений потоков тепла и влаги над океаном/Н. З. Ариель, Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер и др.—Метеорология и гидрология, 1973, № 5, с. 3—11.

## ОБ УРАВНЕНИИ БАЛАНСА КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В СЛОЕ РАСТИТЕЛЬНОСТИ

При численном моделировании процесса турбулентного обмена в слое растительности традиционные уравнения движения и баланса турбулентной энергии несколько модифицируются [1, 3]. Эта модификация сводится к появлению в уравнении движения члена, характеризующего сопротивление элементов растительности воздушному потоку, а в уравнении баланса турбулентной энергии — члена, описывающего генерацию этой энергии при взаимодействии набегающего потока с препятствиями. Для горизонтально однородных условий в нейтрально стратифицированной атмосфере и достаточно низкой растительности (поворотом вектора ветра при этом можно пренебречь) эти уравнения, образующие незамкнутую систему, записываются в виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - c_a s \bar{u}^2; \\ \frac{\partial b}{\partial t} &= k \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} - c \frac{b^2}{k} + c_a s \bar{u}^3. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $\bar{u}$  — продольная компонента скорости ветра,  $t$  — время,  $z$  — вертикальная координата,  $k$  — коэффициент турбулентного обмена,  $c_a$  — коэффициент аэродинамического сопротивления элементов растительности,  $s$  — удельная плотность листвы,  $b$  — кинетическая энергия пульсаций скорости,  $\alpha_b = \frac{k_b}{k} = 0,7$  — отношение коэффициентов турбулентного обмена для кинетической энергии и количества движения,  $c$  — универсальная постоянная, равная 0,046.

Обзор способов замыкания этой системы с использованием гипотез Колмогорова и задания в явной или неявной форме пути смешения дан в монографии [1].

Из структуры уравнений (1) следует, что наличие сил сопротивления приводит к ослаблению средней скорости потока со вре-

менем. Турбулентная же энергия за счет этого фактора продолжает все время расти с некоторым, правда, замедлением из-за уменьшения средней скорости воздушного потока. Если не рассматривать влияние первых трех членов в правой части второго уравнения в (1), то стационарный режим энергии турбулентности не существует. Рост этой энергии прекращается только при  $\bar{u} = 0$ . Это явилось следствием используемой гипотезы о том, что все потери кинетической энергии среднего движения переходят в прирост энергии турбулентности. О том, что это не совсем так, отмечалось в [1], где указывалось, что в реальных условиях часть энергии среднего движения может тратиться, например, на поддержание других деформаций элементов растительности.

В данной статье мы хотим обратить внимание на другой эффект. Под влиянием трения о препятствия должна убывать не только средняя скорость, но и пульсационная. Для описания этого процесса будем предполагать, что после гипотетической замены поверхностных сил объемными мы сможем записать уравнения типа Навье—Стокса, где в числе объемных сил содержится и вновь введенная сила сопротивления  $c_{ds}u^2$ , где  $u$  — актуальное значение скорости потока. Представляя  $u$  в виде суммы  $u = \bar{u} + u'$ , получим после выполнения обычной процедуры осреднения и введения напряжения турбулентного трения  $k \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$  уравнение Рейнольдса в виде:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - c_{ds}(\bar{u}^2 + \sigma_u^2), \quad (2)$$

где  $\sigma_u^2$  — дисперсия пульсаций продольной компоненты скорости воздушного потока.

Если в выражении (2) пренебречь членом  $\sigma_u^2$  по сравнению с  $\bar{u}^2$ , то мы придем к соотношению (1).

Не проводя громоздких выводов уравнения баланса турбулентной энергии, воспользуемся результатами Мони́на и Яглома [2], которые показали, что если в неосредненных уравнениях движения содержится член, описывающий влияние пульсирующей внешней силы  $X = \bar{X} + X'$ , то вклад пульсаций этой силы в уравнение баланса турбулентной энергии будет характеризоваться величиной  $-\overline{X'u'}$  (для двумерного движения это будет величина  $-(X'u' + Y'v')$ ). Представляя введенную силу сопротивления в виде

$$X = c_{ds}(\bar{u}^2 + 2\bar{u}u' + \sigma_u^2) \quad (3)$$

и считая, что нечетные моменты пульсаций равны нулю, получим следующее выражение для баланса турбулентной энергии.

$$\frac{\partial b}{\partial t} = k \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} - c \frac{b^2}{k} - 2c_{ds}\bar{u}\sigma_u^2. \quad (4)$$

Таким образом, наличие силы сопротивления приводит к затуханию как средней, так пульсационной скорости. Но кроме потерь за счет трения, существует более мощный механизм генерации турбулентной энергии в зонах срыва потока за препятствием. Этот механизм Менжулин [3] описал введением в уравнение баланса турбулентной энергии дополнительного члена, пропорционального кубу средней скорости. Его появление никак не следует из уравнений движения, которые не описывают наличия зон вихреобразования за препятствием. Как уже говорилось выше, это есть результат гипотезы о том, что все потери энергии среднего движения переходят в энергию пульсаций скорости. С учетом всего сказанного уравнение (4) перепишем в виде:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = k \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right)^2 + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} - c \frac{b}{k} + c_a s \bar{u}^3 \left( 1 - 2 \frac{\sigma_u^2}{\bar{u}^2} \right). \quad (5)$$

Из нового соотношения следует, что даже при отсутствии процессов, описываемых первыми тремя членами в правой части уравнения (5), будет существовать установившийся режим при выполнении равенства

$$2\sigma_u^2 = \bar{u}. \quad (6)$$

Таким образом, в предлагаемой модели процессы обмена энергией между осредненным и пульсационным движениями при взаимодействии с растительностью компенсируют в определенной степени друг друга. Начиная с некоторых значений дисперсий пульсаций продольной компоненты скорости ветра затухание кинетической энергии турбулентности полностью компенсирует генерацию этой энергии при таком взаимодействии.

Для строгого количественного анализа влияния затухания турбулентной энергии при взаимодействии воздушного потока с препятствиями, необходимо численно проинтегрировать нелинейную систему уравнений (2, 5) с использованием соответствующих гипотез, обеспечивающих ее замыкание. Для предварительных оценок мы сопоставим демпфирующие факторы: скорость диссипации в тепло  $\left( -c \frac{b^2}{k} \right)$  и потери за счет взаимодействия с препятствиями  $\left( -2c_a s \bar{u} \sigma_u^2 \right)$ . Для связи  $\sigma_u^2$  с  $b$  воспользуемся соотношением, учитывающим анизотропность пульсаций компонент скорости ветра при отсутствии препятствий [1]:

$$\frac{\sigma_u^2}{(2,3)^2} = \frac{\sigma_v^2}{(1,7)^2} = \frac{\sigma_w^2}{(1,2)^2} = u_*^2, \quad (7)$$

$u_*$  — динамическая скорость.

Тогда с использованием (7) получим

$$b = \frac{\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2}{2} = 0,9\sigma_u^2. \quad (8)$$

Для расчета отношения  $\frac{-b^2}{c} (2c_{as}\bar{u}\sigma_u^2)^{-1} = \frac{0,02}{c_{as}} \frac{b}{\bar{u}k}$  (с принима-

лось равным 0,046) следовало бы воспользоваться измеренными величинами. Коэффициент турбулентного обмена мог быть при этом выражен через кинетическую энергию турбулентности и скорость диссипации в тепло  $\epsilon$  по соотношению Колмогорова  $k = c \frac{b^2}{\epsilon}$ .

Требуемые величины  $\epsilon$  определяются по спектру продольных пульсаций скорости ветра [1].

Не располагая такого рода информацией, мы воспользуемся величинами  $b$ ,  $\bar{u}$  и  $k$ , рассчитанными по модели без учета диссипативного члена  $(-2c_{as}\bar{u}\sigma_u^2)$ . Это будут как бы оценки первого приближения, но они все же позволят судить о роли затухания турбулентной энергии за счет взаимодействия воздушного потока с растительностью. Результаты расчетов для скорости геострофического ветра 10 м/с приведены в табл. 1, где под  $h$  понимается средняя высота растительности.

Таблица 1

$h$ м	$c_{as}$ м <sup>-1</sup>	$z$ м	$\frac{0,02}{c_{as}} \frac{b}{\bar{u}k}$
1	0,5	1	0,55
		0,5	1,13
5	0,02	2,9	2,11
		1,0	4,02

Из этих выборочных данных следует, что по мере приближения к поверхности земли роль диссипации в тепло возрастает. Так, при малых значениях  $c_{as}$  (0,02 м<sup>-1</sup>) на высоте 0,5 м в растительности высотой 5 м вклад трения о препятствие в общее затухание энергии турбулентности оказывается меньше 20%, в то время как на высоте 3 м он составляет 50%.

В первую очередь, соотношение между рассматриваемыми диссипирующими факторами зависит от параметра  $c_{as}$ . На одной и той же высоте (1 м) при  $c_{as} = 0,5$  скорость диссипации в тепло примерно в два раза меньше потерь на трение о препятствия, а при  $c_{as} = 0,02$  в четыре раза больше.

Представляет интерес оценить насколько сказывается введение потерь турбулентной энергии за счет трения о препятствия на величину этой энергии в установившемся режиме. Для простоты ограничимся случаем, когда членами, описывающими генерацию турбулентной энергии за счет взаимодействия среднего потока с пульсациями и диффузный перенос, можно пренебречь. Такого рода упрощения невозможны в самой верхней части растительности,

где члены  $k \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2$  и  $\alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z}$  достаточно велики [1]. Таким образом, результаты выполняемых оценок могут быть отнесены к средней и нижней частям растительного покрова.

С учетом принятых упрощений значения турбулентной энергии в установившемся состоянии, согласно (5) и (8), определяется уравнением

$$-\frac{c}{k} b^2 + c_d s \bar{u}^3 \left(1 - 2,22 \frac{b}{u^2}\right) = 0.$$

Положительный корень этого квадратного уравнения относительно  $b$  равен

$$b = -\beta + \sqrt{\beta^2 \left(1 + \frac{u^2}{1,11\beta}\right)}, \quad (9)$$

где

$$\beta = 1,11 \frac{k}{c} c_d s \bar{u}.$$

Так как малой величиной является отношение  $\frac{\beta}{u^2}$ , равенство (9)

удобнее представить в виде:

$$b = -\beta + \bar{u} \sqrt{\frac{\beta}{1,11}} \sqrt{1 + 1,11 \frac{\beta}{u^2}} \approx \\ \approx b_0 \left(1 - 1,05 \frac{\sqrt{\beta}}{u} + 0,55 \frac{\beta}{u^2}\right),$$

где  $b_0 = \bar{u} \sqrt{\frac{\beta}{1,11}} = \sqrt{\frac{k c_d s \bar{u}^3}{c}}$  — турбулентная энергия установившегося движения без учета потерь за счет сопротивления препятствий. Если опять использовать из расчетов по модели данные о профилях  $b$ ,  $u$  и  $k$ , то получим оценки, приведенные в табл. 2.

Таблица 2

Отношение  $\frac{b}{b_0}$  для растительности высотой 5 м,  
 $c_d s = 0,02 \text{ м}^{-1}$ ,  $v_g = 10 \text{ м/с}$

$z \text{ м}$	5	2,9	1,0	0,52
$b/b_0$	0,78	0,78	0,85	0,88

Таким образом, потери турбулентной энергии за счет трения о препятствия уменьшают значения этой энергии в установившемся режиме на 10—20%. С уменьшением высоты роль этого фактора, естественно, уменьшается, все более существенным демпфирующим процессом становится диссипация в тепло.

И в заключение, некоторые фактические данные (табл. 3), свидетельствующие о том, что при вхождении воздушного потока в слой жесткой растительности дисперсия пульсаций скорости увеличивается. Это подтверждает, хотя бы качественно, разумность введения члена, описывающего генерацию турбулентной энергии при взаимодействии воздушного потока с препятствиями.

Таблица 3

Характеристика потока	Расстояние от опушки в глубь леса (в средних высотах деревьев)		
	0	1	7
$\bar{u}$ м/с	9	8,3	5,6
$\sigma_u$ м/с	—	1,3	1,8
$\omega$ Г	—	0,01	0,04

Данные табл. 3 взяты из работы [4]. Помимо характеристик ослабления средней скорости ветра и роста дисперсии продольных пульсаций по мере углубления в глубь леса эта таблица содержит данные о смещении расположения максимума в спектре порывов ветра ( $\omega$ ) в область более высоких частот. Это смещение свидетельствует о дроблении крупных вихрей на более мелкие при прохождении воздушного потока через древостой.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубов А. С. и др. Турбулентность в растительном покрове/Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунич С. В.—Л.: Гидрометеиздат, 1978.—182 с.
2. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1.—М.: Наука, 1965.—639 с.
3. Менжулин Г. В. К методике расчета метеорологического режима в растительном сообществе.—Метеорология и гидрология. 1970, № 2, с. 92—99.
4. Papesch A. T. G. A simplified theoretical analysis of the factors that influence windthrow of trees.—In: 5-th Australas Conf. Hydraul. and Fluid Mech. Christchurch, 1974, v. 1, p. 235—242.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ СУТОЧНЫХ ИЗМЕНЕНИЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО РЕЖИМА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ АТМОСФЕРЫ НАД РАСТИТЕЛЬНЫМ ПОКРОВОМ

Процессы динамического, теплового и водного обмена между растениями, почвой и воздухом тесно связаны с характером турбулентного течения как внутри растительности, так и во всем пограничном слое атмосферы. Механизм взаимодействия растительного покрова с окружающей средой очень сложен и создание строгой физико-математической модели такого взаимодействия представляет значительные трудности. В настоящее время такого рода модели могут быть реализованы лишь в довольно грубом приближении.

За последние 10—15 лет были сформулированы основные принципы взаимодействия растительности со средой и разработан ряд численных схем, описывающих влияние растительности на приземный поток воздуха [2, 4, 6, 10, 11]. В [3] изучается взаимодействие всего планетарного пограничного слоя атмосферы с растительным покровом. Настоящая статья посвящена дальнейшему развитию этой работы в направлении учета суточных колебаний метеоэлементов.

### 1. Исходные уравнения

Рассмотрим течение над горизонтально-однородной подстилающей поверхностью. Будем полагать достаточно малыми слагаемые, связанные с молекулярным обменом, лучистыми притоками тепла и фазовыми превращениями воды в воздухе. Система уравнений, описывающая динамический, тепловой и водный обмен в системе почва—растительный покров—пограничный слой атмосферы, имеет следующий вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + f v - \begin{cases} c_a s \sqrt{u^2 + v^2} \cdot u, & z \leq h, \\ 0, & z > h, \end{cases} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} - f (u - G) - \begin{cases} c_a s \sqrt{u^2 + v^2} \cdot v, & z \leq h, \\ 0, & z > h, \end{cases} \quad (2)$$



$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \alpha_T k \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_p \right) + \begin{cases} s D_T (T_w - T), & z \leq h, \\ 0, & z > h, \end{cases} \quad (3)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial q}{\partial z} + \begin{cases} s D_q (q_w - q), & z \leq h, \\ 0, & z > h, \end{cases} \quad (4)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = k \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \alpha_T \frac{g}{T} \left( \frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_p \right) - 0,61 g \frac{\partial q}{\partial z} \right] + \\ + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{c_0 b^2}{k} + \begin{cases} c_d s (V \overline{u^2 + v^2})^3, & z \leq h, \\ 0, & z > h, \end{cases} \quad (5)$$

$$k = c_0 l \sqrt{b}, \quad (6)$$

$$l = \frac{\alpha z}{1 + 2,5z \sqrt{\frac{c_d s}{h}}}, \quad z \leq h, \quad (7)$$

$$l = -\alpha \frac{b/k}{\frac{d}{dz} (b/k)} \cdot \frac{1}{1 + \alpha f z / 2,7 \cdot 10^{-4} G}, \quad z > h. \quad (8)$$

Здесь приняты следующие обозначения:  $u$ ,  $v$  — горизонтальные составляющие средней скорости ветра по осям  $x$  и  $y$  соответственно;  $G$  — скорость геострофического ветра;  $f$  — параметр Кориолиса;  $b$  — средняя энергия турбулентных пульсаций;  $k$  — коэффициент турбулентного обмена по вертикали;  $l$  — масштаб турбулентности;  $T$ ,  $q$  — температура и удельная влажность воздуха, соответственно;  $T_w$ ,  $q_w$  — то же для элементов растительности;  $h$  — высота растительного покрова;  $c_d$  — коэффициент аэродинамического сопротивления;  $s$  — удельная поверхность биомассы;  $D_T$ ,  $D_q$  — коэффициенты конвективной диффузии, характеризующие скорость тепло- и влагообмена между единицей поверхности листа и атмосферой;  $\rho$ ,  $c_p$  — плотность и удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении;  $c_0$ ,  $\alpha_b$ ,  $\alpha$  — постоянные.

Величина  $\gamma_p$  представляет собой равновесный градиент температуры ( $\gamma_p = 0,006^\circ\text{C}/\text{м}$ ). Это означает, что принятая постановка задачи предусматривает равновесную стратификацию на больших высотах.

В соответствии с выводами, сделанными в работе [5], в модели принято равенство коэффициентов турбулентного обмена для импульса и влаги. Эмпирическая связь коэффициента  $\alpha_T$  с числом  $Ri$ , полученная в [5], аппроксимирована приближенным соотношением

$$\alpha_T = \frac{1}{1 + \text{sign}(Ri) \sqrt{|Ri|}}.$$

Неизвестными параметрами модели являются коэффициенты диффузии  $D_T$  и  $D_q$ . В большинстве экспериментальных работ, посвященных определению этих параметров, отмечается, что конвективный поток водяного пара встречает такое же сопротивление, как и конвективный поток тепла, т. е. при практических расчетах можно принять  $D_T = D_q = D$ .

Согласно экспериментальным данным, численные значения коэффициента  $D$  для зеленых листьев колеблются от 0,5 до 5,0 см/с и зависят, в основном, от режима ветра и турбулентного обмена. В работе [6] зависимость коэффициента  $D_T$  от параметров, характеризующих условия обтекания, аппроксимирована формулой вида

$$D_T = \frac{\chi}{r_w} \{0,28 \text{Re}^{0,6} + 0,54 (\text{Gr Pr})^{0,25}\},$$

где  $\chi$  — коэффициент молекулярной диффузии;  $r_w$  — характерный размер листа;  $\text{Re}$ ,  $\text{Gr}$ ,  $\text{Pr}$  — числа Рейнольдса, Грасгофа и Прандтля соответственно.

Приближенная связь  $D$  с коэффициентом турбулентности была получена на основе обработки экспериментальных данных Учиджимы для зерновых посевов [9]

$$D \text{ м/с} \approx 0,015k \text{ м}^2/\text{с}.$$

Последняя зависимость использована нами в модели. Однако она дает слишком малые значения коэффициента конвективного обмена вблизи поверхности почвы. Чтобы устранить этот недостаток, мы представили величину  $D$  в виде суммы двух слагаемых

$$D \text{ м/с} = 0,001 + 0,015k \text{ м}^2/\text{с}.$$

В число искоемых неизвестных задачи входит температура элементов растений. Для ее определения к рассмотренным уравнениям присоединяется дифференциальное уравнение теплового баланса деятельного слоя растительности

$$\frac{dF_{\odot}}{dz} + \frac{dE^{\downarrow}}{dz} - \frac{dE^{\uparrow}}{dz} = c_p \rho_s D_T (T_w - T) + L \rho_s D_q (q_w - q). \quad (9)$$

Здесь  $F_{\odot}$  — поток суммарной солнечной радиации;  $E^{\downarrow}$ ,  $E^{\uparrow}$  — потоки инфракрасной радиации (ИКР);  $L = 597$  кал/г — скрытая теплота конденсации.

В последнем выражении не учитывается изменение теплосодержания слоя, а также тепло, поглощаемое или выделяемое в результате биологических процессов. По данным [15], вклад этих процессов редко достигает нескольких процентов от радиационного баланса и ими можно пренебречь.

При рассмотрении радиационного режима растительный покров моделируется в виде плоско-параллельного слоя мутной среды, в котором элементами мутности являются элементы растений [10]. Лист растения с достаточным хорошим приближением можно считать серым телом, а поглощение и излучение его изотропными. В таком случае уравнения переноса для потоков инфракрасной радиации в растительном покрове имеют вид:

$$\begin{aligned} \frac{dE^{\downarrow}}{dz} &= \beta \gamma_l s \Phi (E^{\downarrow} - E_L), \\ \frac{dE^{\uparrow}}{dz} &= \beta \gamma_l s \Phi (E_L - E^{\uparrow}), \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\beta = 1,66$  — коэффициент диффузности излучения;  $\gamma_l$  — коэффициент ослабления длинноволновой радиации в мутной среде;  $\Phi$  — функция ориентации листы (в предположении равномерной ориентации  $\Phi = 1/2$ );  $E_L$  — поток излучения абсолютно черного тела при температуре листа.

Поток суммарной солнечной радиации в растительном покрове в соответствии с экспериментальными данными [10] принимается убывающим по экспоненциальному закону

$$F_{\odot}(z) = (1 - A_p) F_{\odot}(h) \exp\left(-\gamma_s \int_z^h s dz'\right). \quad (11)$$

Здесь  $F_{\odot}(h)$  — поток солнечной радиации, поступающий на верхнюю границу растительного покрова;  $A_p$  — альbedo биомассы;  $\gamma_s$  — коэффициент ослабления растительным покровом коротковолновой радиации (по эмпирическим данным он колеблется от 0,3 до 1,5).

На границах растительного покрова потоки ИКР определяются по соотношениям:  $E^{\dagger}(0) = \delta \sigma T_0^4$  — собственное излучение земной поверхности;  $E^{\downarrow}(h) = \sigma T_v^4 (0,53 + 2,6 \sqrt{q_v})$  — противозлучение атмосферы (по Бренту). Здесь  $\sigma$  — постоянная Стефана—Больцмана;  $\delta$  — излучательная способность подстилающей поверхности;  $T_v$ ,  $q_v$  — температура и влажность воздуха на высоте около 2 м над растительным покровом соответственно.

Удельная влажность на поверхности листа полагается равной насыщающей и определяется по формуле Магнуса

$$q_w = 3,79 \cdot 10^{-3} \exp\left(\frac{17,6 t_w}{242 + t_w}\right), \quad (12)$$

где  $t_w$  — температура листа, °C.

Это предположение, очевидно, справедливо для растительности, достаточно хорошо обеспеченной почвенной влагой.

При описании процессов тепло- и влагообмена между воздухом и элементами растений, а также радиационных процессов в слое биомассы мы исходим из соотношений, полученных в [2, 6, 10, 11].

Температура земной поверхности определяется из уравнения теплового баланса на поверхности почвы

$$(1 - A_0) F_{\odot}(0) + E^{\downarrow}(0) - E^{\uparrow}(0) = P_0 + LE_0 + \Pi, \quad (13)$$

где  $A_0$  — альbedo подстилающей поверхности;  $P = -c_p \rho k \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \gamma_p\right)$ ,

$LE = -L \rho k \frac{\partial q}{\partial z}$  — вертикальные турбулентные потоки тепла

и влаги, соответственно;  $\Pi = -\lambda \frac{\partial T_s}{\partial \xi}$  — поток тепла в почву;  $\lambda$  —

коэффициент теплопроводности почвы. Нижний индекс  $s$  означает соответствующую характеристику почвы.

Для получения замкнутого решения привлекается уравнение теплопроводности почвы

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{\lambda}{c_s \rho_s} \frac{\partial T_s}{\partial \xi}. \quad (14)$$

В качестве нижнего граничного условия задается температура на глубине затухания суточной температурной волны  $\xi_1$

$$T_s(\xi_1) = \text{const.}$$

На подстилающей поверхности принимается условие равенства температуры воздуха и почвы

$$T(0) = T_s(0).$$

В непосредственной близости от подстилающей поверхности считается известной относительная влажность воздуха  $r_0$ , т. е.

$$q_0 = r_0 q_m(T_0).$$

Величина  $r_0$  была представлена либо периодической функцией времени [14] (для травы и оголенной почвы), либо постоянной величиной (для леса).

Причиной нестационарности метеорологического режима в системе почва—растительный покров—пограничный слой атмосферы являются периодические колебания потока коротковолновой солнечной радиации, поступающей на верхнюю границу растительного покрова. Эта величина рассчитывается [12] по соотношениям:

$$F_{\odot}(h) = \frac{S_0 \sin h_{\odot}}{1 + 0,09m}; \quad (15)$$

$$\sin h_{\odot} = \sin \varphi \sin \delta + \cos \varphi \cos \delta \cos \tau; \quad (16)$$

$$m = 796 (\sqrt{\sin^2 h_{\odot} + 0,002514} - \sin h_{\odot}). \quad (17)$$

Здесь  $S_0$  — солнечная постоянная, 1,8 кал/(мин·см<sup>2</sup>);  $m$  — оптическая масса атмосферы;  $\varphi$  — широта места;  $\delta$  — склонение Солнца;  $\tau$  — часовой угол, отсчитываемый от истинного полдня. При решении системы уравнений используются следующие граничные условия (в дополнение к уже рассмотренным): — на уровне  $H$ , близком к верхней границе пограничного слоя,  $u = G$ ,  $v = 0$ ,  $b = 0$ ,  $T = \text{const}$ ,  $q = \text{const}$ ;

— на подстилающей поверхности ( $z = 0$ )  $u = v = 0$ ,  $\alpha_b k \frac{\partial b}{\partial z} = 0$ ,  $k = k_0$ .

Система уравнений (1)—(17) с перечисленными граничными условиями решена численно. Решение считается достигнутым, когда суточные температурные возмущения на всех высотах становятся периодическими. Время выхода на периодический режим колеблется от 4 до 8 суток. Расчет одного примера занимает от 15 до 30 мин машинного времени на ЭВМ БЭСМ-6.

В отдельных случаях при инверсионной стратификации средняя энергия турбулентности, рассчитанная из уравнения (5), может

принимать отрицательные значения. В таких ситуациях высота пограничного слоя смещается на уровень, где  $b(z)$  переходит через нуль.

Для упрощения анализа результатов все расчеты производились при постоянном с высотой значении густоты листвы.

Расчеты были выполнены при следующих значениях внешних параметров и констант:  $f = 1,26 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ;  $c_0 = 0,06$ ;  $\alpha_b = 1$ ;  $\kappa = 0,4$ ;  $\gamma_i = 0,5$ ;  $\gamma_s = 0,3$ ;  $A_0 = 0,3$ ;  $A_p = 0,17$ ;  $\lambda = 0,38 \text{ кал}/(\text{м} \cdot \text{с} \cdot ^\circ\text{C})$ ;  $H = 2000 \text{ м}$ .

## 2. Анализ результатов расчета

С целью проверки построенной модели было проведено сравнение рассчитанных характеристик пограничного слоя с экспериментальными данными. Основным материалом при этом послужили данные многолетних наблюдений на станциях Воейково и Колтуши, обработанные Орленко и Шкляревич [8]. Ими получены осредненные профили метеоэлементов для 14 сроков в теплый период года. Отобранные случаи характеризовались незначительной облачностью, малой изменчивостью геострофического ветра во времени, отсутствием горизонтального температурного градиента. В соответствии с данными наблюдений были приняты следующие значения внешних параметров модели:  $G = 7,5 \text{ м/с}$ ;  $T_s(\xi_1) = 14^\circ,0$ ;  $\xi_1 = 40 \text{ см}$ ;  $r_0 = 50\%$ ;  $\varphi = 60^\circ$ ;  $\delta = 23^\circ$ . Подстилающая поверхность, характерная для этих станций в летний период, представляет собой густую траву высотой 15—25 см. В модели принято:  $h = 20 \text{ см}$ ;  $s = 4 \text{ м}^{-1}$ ;  $c_d = 0,5$ .

На рис. 1 *a* представлены расчетные и измеренные вертикальные профили температуры воздуха в 05 и 14 ч. Из этого рисунка видно, что наибольшие различия между расчетными и измеренными температурами наблюдаются ночью (до  $3,5^\circ\text{C}$ ), днем же значения температуры воздуха, полученные обоими методами, достаточно хорошо согласуются между собой. На рис. 2 показан суточный ход составляющих теплового баланса по данным наблюдений в сравнении с результатами расчетов. Оказалось, что принятая модель позволила довольно точно описать суточные изменения составляющих теплового баланса.

Кроме того, результаты сравнения некоторых характеристик пограничного слоя с расчетными данными за эти же сроки приводятся в табл. 1. Здесь  $k_1$  — коэффициент турбулентности на высоте 1 м;  $v_*$  — динамическая скорость;  $\mu_0$  — параметр стратификации, определяемый по соотношению

$$\mu_0 = -\kappa^2 \frac{g}{T} \frac{P_0/c_p \rho}{f v_*^2}.$$

Как видно из табл. 1, ночью наблюдаются существенные различия динамических характеристик приземного слоя ( $v_*$ ,  $k_1$ ,  $\alpha_0$ ), гораздо лучше согласуются теплобалансовые характеристики; в дневные часы соответствие основных параметров пограничного слоя вполне удовлетворительное.

В целом сравнение результатов расчета с данными наблюдений на станциях Воейково и Колтуши показало, что при безразличной

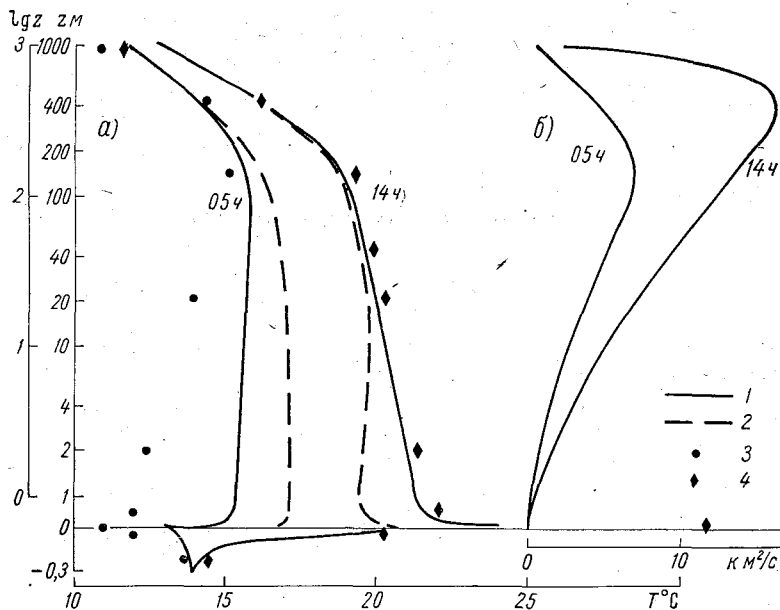


Рис. 1. Вертикальные профили температуры воздуха (а) и коэффициента турбулентного обмена (б) в 05 и 14 ч.

1 — над травой; 2 — над лесом; 3, 4 — данные наблюдений по [8] в 05 и 14 ч соответственно.

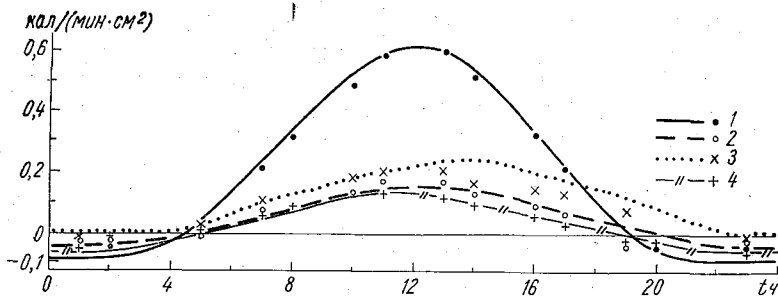


Рис. 2. Сравнение расчетных и измеренных [8] значений составляющих теплового баланса.

1 — радиационный баланс; 2 — турбулентный поток тепла; 3 — турбулентный поток влаги; 4 — поток тепла в почву. Символами обозначены результаты измерений.

и неустойчивой стратификации принятая модель обеспечивает достаточно высокую точность расчета.

Чтобы уяснить влияние характера поверхности на температуру воздуха, на рис. 1 а приведены профили температуры, рассчитан-

Таблица 1

Сравнение характеристик турбулентного режима, полученных по данным наблюдений, с расчетами по модели

	$\mu_0$	$v_*, \text{ м/с}$	$\alpha_0^0$	$k_1 \text{ м}^2/\text{с}$	$R$	$P_0$	$LE_0$	$\Pi$	$F_{\odot} (h)$
					кал/(мин · см <sup>2</sup> )				
День, 14 ч									
Наблюдение	—26	0,32	14	0,13	0,52	0,13	0,16	0,09	0,84
Расчет	—25	0,34	36	0,15	0,53	0,13	0,24	0,10	0,84
Ночь, 05 ч									
Наблюдение	59	0,08	34	0,02	—0,05	—0,02	—0,01	—0,01	0
Расчет	32	0,33	43	0,13	—0,05	—0,02	—0,01	—0,02	0

ные для леса при тех же внешних параметрах. Днем внутри леса температура более низкая, чем над травой, но эта разность уменьшается с высотой и на уровне верхней границы леса она незначительна. Ночью в лесу и над лесом преобладают более высокие температуры, что связано с уменьшением потерь тепла за счет излучения — лес является как бы аккумулятором тепла. Расчеты выявляют также значительную тепловую инерцию леса, которая выражается в запаздывании максимума температуры воздуха в лесу по сравнению с максимумом радиационного баланса на 3—4 ч. Эти особенности температурного режима леса подтверждаются экспериментальными данными [1, 9].

В данной задаче нестационарность ветра и турбулентного обмена полностью определяется температурным режимом. Пример изменения профиля коэффициента турбулентного обмена показан на рис. 1 б. Днем  $k_{\max}$  в 2,5 раза больше, чем ночью, при этом положение максимума смещается от дня к ночи с 400 м до 120 м. Суточный ход скорости ветра выражен очень незначительно.

Одной из важнейших задач сельскохозяйственной метеорологии является получение количественных данных о распределении составляющих теплового баланса растительного покрова.

Очевидно, что растительный покров полностью изменяет распределение тепла, поступающего к деятельной поверхности. Если в случае оголенной почвы весь теплообмен осуществляется на границе почва—воздух, то в растительности он охватывает слой значительной толщины.

Влияние растительного покрова на режим тепла и влаги во всем пограничном слое атмосферы можно выяснить с помощью анализа составляющих теплового баланса для растительного покрова в целом. Если проинтегрировать уравнение (9) в слое от поверхности почвы до верхней границы растительности и вычесть из полученного соотношения уравнение теплового баланса на почве (13), то

получим:

$$R_h = P_h + LE_h + \Pi + Q, \quad (18)$$

где  $Q$  — изменение теплосодержания слоя растительности, величина малая по сравнению с остальными членами. Последнее уравнение отражает характер распределения затрат радиационного тепла, поступающего к деятельной поверхности, на тепло- и влагообмен растительного полога с атмосферой и теплообмен с верхними слоями почвы.

Для анализа особенностей суточного хода составляющих теплового баланса над подстилающей поверхностью с различными характеристиками рассмотрим три примера, которые рассчитаны при одинаковых внешних параметрах на границах, но с различным характером деятельной поверхности. На рис. 3 сопоставляются отдельные составляющие теплового баланса.

Радиационный баланс растительного покрова представляет собой разность между потоками приходящей и уходящей радиации

$$R_h = (1 - A_p) [F_{\odot}(h) - F_{\odot}(0)] + (1 - A_0) F_{\odot}(0) + E^{\downarrow}(h) - E^{\uparrow}(h). \quad (19)$$

Как показали расчеты, днем радиационный баланс тем больше, чем больше высота и плотность растительного покрова (рис. 3 а). Увеличение плотности посадки сказывается на величине  $R_h$  за счет уменьшения суммарного альбедо поверхности. При расчетах альбедо растительного покрова и почвы приняты постоянными. Однако поскольку численные значения их различны, суммарное альбедо системы растительный покров—почва будет изменяться с изменением густоты покрова. Кроме того, увеличение радиационного баланса над растительностью связано с понижением температуры деятельного слоя и уменьшением потерь тепла за счет длинноволнового излучения. Увеличение  $R_h$  в растительном покрове отмечается и в полевых наблюдениях. Так, по данным Муминова [7], радиационный баланс искусственно орошаемого картофельного поля в 1,5 раза превышает  $R_h$  почвы, лишенной растительности.

По-разному происходит и переход  $R_h$  через нуль. При отсутствии растительности период с отрицательными значениями  $R_h$  больше, чем в условиях леса. Это еще раз подтверждает вывод о роли леса как аккумулятора тепла.

Поток тепла в почву (рис. 3 б) при отсутствии растительности в дневные часы достаточно велик — он сравним с турбулентным потоком тепла. Под травяным покровом доля  $\Pi$  уменьшается, а под пологом леса абсолютные значения  $\Pi$  очень малы (не превышают 10%  $R_h$ ). Как характерную особенность суточного хода потока тепла в почву можно отметить его асимметрию: в сумме  $\Pi$  за первую половину суток больше, чем за вторую. Максимум потока тепла в почву приходится на 10—12 час.

Относительная роль турбулентного потока тепла в тепловом балансе также уменьшается с увеличением биомассы: согласно расче-



там, абсолютные значения  $P$  максимальны над оголенной почвой и уменьшаются примерно в 2 раза над лесом (рис. 3 *в*).

Для турбулентного потока влаги характерна иная закономерность (рис. 3 *г*). Над оголенной поверхностью испарение невелико (около 25% радиационного баланса). Над растительным покровом  $LE_h$  увеличивается благодаря транспирации с поверхности зеленых листьев. В условиях леса роль турбулентного потока влаги

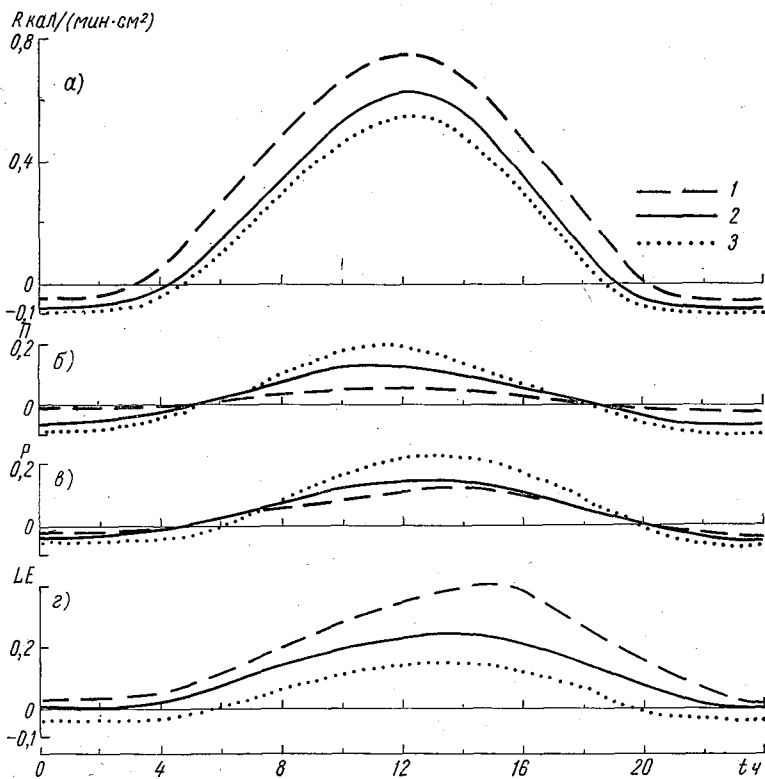


Рис. 3. Суточный ход отдельных составляющих теплового баланса над различной подстилающей поверхностью.

*а* — радиационный баланс, *б* — поток тепла в почву, *в* — турбулентный поток тепла, *г* — испарение; 1 — лес, 2 — трава, 3 — оголенная почва.

резко возрастает за счет увеличения общей поверхности биомассы и может достигать 80% радиационного баланса.

Для испарения также характерна асимметрия суточного хода: в сумме  $LE_h$  за вторую половину суток значительно больше, чем за первую. Причем, асимметрия усиливается с увеличением биомассы. Над лесом  $LE_h$  довольно велико в вечерние сроки и даже после захода Солнца.

Максимум  $P_h$  и  $LE_h$  сдвинут относительно максимума радиационного баланса на послеполуденные сроки: над оголенной почвой

на 1 ч, над травой около 2 ч, над лесом максимум  $P_h$  и  $LE_h$  смещен на 3—4 ч.

В дневные часы число Боуэна ( $Bo = \frac{P}{LE}$ ) над оголенной поверхностью больше 1,0, над травой составляет примерно 0,6, над лесом — 0,3. Такие числа  $Bo$  соответствуют экспериментальным данным Хикса с соавторами [15], Раунера [9], Баумгартнера [13].

Представляет интерес оценить относительную роль испарения с поверхности почвы и транспирации в растительном покрове. По мере увеличения зеленой массы насаждений увеличивается испарение путем транспирации, а испарение с поверхности почвы несколько убывает. Однако суммарное испарение при этом увеличивается. В целом в развитой растительности доля испарения с поверхности почвы в общих затратах тепла на испарение очень мала, что связано с уменьшением прогрева почвы и ослаблением турбулентного обмена в нижних слоях. В условиях леса поток влаги вблизи поверхности почвы может даже иметь отрицательный знак.

Судя по результатам, есть все основания надеяться, что предлагаемая схема может быть использована для конкретных расчетов характеристик метеорологического режима над растительным покровом различного типа. При использовании прогностических значений внешних параметров и полуэмпирических связей продуктивности сельскохозяйственных культур с составляющими теплового баланса с помощью данной модели можно подойти к прогнозированию урожайности сельскохозяйственных культур.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Батова В. М. Некоторые особенности температурного и ветрового режима зеленого острова.— В кн.: Сборник работ Северо-Кавказского УГМС. Л., 1975, вып. 14, с. 89—95.
2. Будыко М. И., Гандин Л. С. К теории теплового режима растительного покрова.— Труды ГГО, 1968, вып. 229, с. 3—24.
3. Быкова Л. П. Расчет характеристик тепло- и влагообмена в пограничном слое атмосферы над растительным покровом.— Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 29—39.
4. Дубов А. С. и др. Турбулентность в растительном покрове/Дубов А. С., Быкова Л. П., Марунин С. В.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.— 182 с.
5. Леготина С. И., Орленко Л. Р. О расчете турбулентных потоков тепла и влаги по данным градиентных измерений.— Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 91—98.
6. Менжулин Г. В. Моделирование метеорологического режима растительного покрова.— Труды ГГО, 1974, вып. 318, с. 5—34.
7. Муминов Ф. А. Тепловой баланс и метеорологический режим картофельного поля.— Л.: Гидрометеиздат, 1963.— 150 с.
8. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Особенности строения нестационарного горизонтально-однородного пограничного слоя атмосферы.— Труды ГГО, 1975, вып. 362, с. 96—106.
9. Раунер Ю. Л. Тепловой баланс растительного покрова.— Л.: Гидрометеиздат, 1972.— 210 с.
10. Росс Ю. К. Радиационный режим и архитектура растительного покрова.— Л.: Гидрометеиздат, 1975.— 342 с.

11. Росс Ю. К., Нильсен Т. А. Математическая модель радиационного режима растительного покрова.—В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Таллин: Валгус, 1968, с. 263—281.

12. Сивков С. И. Методы расчета характеристик солнечной радиации.—Л.: Гидрометеоздат, 1968.—232 с.

13. Baumgartner A. Water and energy balance of different vegetation covers. International Associate Reading Symposium, July 1970—World water balance, 1970, p. 57—65.

14. Estoque M. A. A numerical model of the atmospheric boundary layer.—J. Geophys. Res., 1963, v. 68, N 4, p. 1103—1113.

15. Hicks B. B., Hyson P., Moore G. J. A study of eddy fluxes over a forest.—J. Appl. Meteorol., 1975, v. 14, N 1, p. 58—66.

## ОБ ОЦЕНКЕ ВРЕМЕНИ ПРОХОЖДЕНИЯ ВЛАГОЙ ТОЛЩИ ПЛАНЕТАРНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НАД РАВНИНОЙ

Для исследования роли местного испарения в формировании осадков необходимо знать время прохождения водяного пара от поверхности земли до слоев атмосферы, где эти осадки генерируются. В настоящей работе будет проведена оценка характерного времени, по истечении которого частицы водяного пара пройдут толщину планетарного пограничного слоя.

Будем предполагать, что в условиях равнины вертикальная скорость переноса в нижнем слое тропосферы обусловлена двумя основными факторами — турбулентным обменом и упорядоченными вертикальными движениями за счет конвергенции или дивергенции воздушной массы в экмановском слое.

Скорость турбулентного переноса будем характеризовать эффективной скоростью

$$\omega_{\text{эф}} = \frac{\overline{q'w'}}{q}, \quad (1)$$

где  $\overline{q'w'}$  — турбулентный поток удельной влажности ( $q'$  и  $w'$  — пульсации удельной влажности и вертикальной скорости соответственно, черта вверху означает осреднение),  $q$  — среднее значение удельной влажности. В условиях интенсивного испарения — например, на орошаемых полях Средней Азии, числитель и знаменатель в равенстве (1) могут, согласно данным З. М. Утиной [5], достигнуть значений  $\overline{q'w'} = 10^{-2}$  см/с и  $q = 15,0$  г/кг соответственно. В этих условиях величина  $\omega_{\text{эф}}$  делается равной 0,7 см/с, т. е. того же порядка, что и упорядоченные вертикальные скорости на верхней границе пограничного слоя атмосферы. Эти упорядоченные скорости для стационарных условий и постоянства коэффициента турбулентного обмена по высоте могут быть оценены для нейтральных условий по известной формуле Экмана [1]

$$\omega_{\text{уп}} = \frac{\nabla^2 p}{\rho l 2a} [1 - e^{-az} (\sin az + \cos az)], \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность воздуха,  $\Delta^2 p$  — лапласиан наземного давления,

$a = \sqrt{\frac{l}{2k}}$ ;  $k$  — коэффициент турбулентного обмена,  $l$  — параметр Кориолиса.

Тогда время прохождения частиц водяного пара от подстилающей поверхности до верхней границы пограничного слоя определяется интегрированием соотношения

$$dt = \frac{dz}{\frac{q'w'}{q} + w_{уп}}, \quad (3)$$

для чего необходимо знать зависимость знаменателя в выражении (3) от высоты. Для упорядоченной скорости  $w_{уп}$  эта зависимость определена соотношением (2).

Турбулентные потоки тепла и влаги практически не меняются с высотой в приземном слое. Далее они убывают до нуля на верхней границе пограничного слоя. В качестве интерполяционной формулы, описывающей такое убывание турбулентного потока тепла, используется часто линейная [2] или экспоненциальная зависимость. Для наших оценок мы примем экспоненциальную зависимость для турбулентного потока влаги и не будем учитывать наличия слоя постоянных потоков

$$\frac{q'w'}{q} = \left( \frac{q'w'}{q} \right)_{z=0} e^{-\beta \frac{z}{H}}, \quad (4)$$

где  $\beta$  — некоторый постоянный коэффициент, характеризующий скорость убывания турбулентного потока влаги с ростом высоты.

Введение такой стилизации оправдывается, в частности, тем, что и второй член в знаменателе выражение (3) — упорядоченная вертикальная скорость — рассчитывается также при весьма приближенном представлении о постоянстве коэффициента турбулентного обмена по высоте. Следует, правда, отметить, что, как известно, использование гипотезы о неизменности коэффициента турбулентного обмена приводит к максимальным ошибкам в слоях, примыкающих к поверхности земли, где значения упорядоченных скоростей малы и главную роль играет скорость турбулентного переноса  $w_{эф}$ .

Если теперь принять за верхнюю границу пограничного слоя  $H$  уровень, где направление ветра в первый раз в экмановской спирали совпадает с направлением геострофического ветра, т. е. выполняется условие  $aH = \pi$ , то получим следующее выражение для искомого времени прохождения частицей толщи пограничного слоя

$$t = \int_0^H \frac{dz}{\left( \frac{q'w'}{q} \right)_{z=0} e^{-\beta \frac{z}{H}} + \frac{\nabla^2 p}{\rho l} \frac{H}{2\pi} \left[ 1 - e^{-\frac{\pi z}{H}} \left( \sin \frac{\pi z}{H} + \cos \frac{\pi z}{H} \right) \right]}. \quad (5)$$

Как видно из приведенного выше соотношения, искомое время зависит от трех параметров: интенсивности испарения  $\frac{q'w'}{q}$ ,

геострофического вихря скорости  $\frac{\nabla^2 p}{\rho l}$  и толщины пограничного слоя атмосферы  $H$ .

В случае размытого барического поля, когда лапласиан наземного давления близок к нулю, т. е.  $\frac{\nabla^2 p}{\rho l} \approx 0$ , из (5) следует, что

$$t = \left( \frac{q}{q' w'} \right)_{z=0} \frac{H}{\beta} (e^\beta - 1), \quad (6)$$

т. е. время прохождения частицей толщи пограничного слоя пропорционально толщине слоя и обратно пропорционально испарению. Кроме того, это время зависит еще от параметра  $\beta$  ( $\beta \simeq 4$ ), т. е. от скорости убывания турбулентного потока удельной влажности с высотой. Чем это убывание происходит быстрее, тем больше делается время  $t$ . Если турбулентный поток влаги остается неизменным по высоте ( $\beta \rightarrow 0$ ), то минимальное для рассматриваемых условий время будет равно

$$t_{\min} = \frac{q}{q' w'} H. \quad (7)$$

При отрицательных значениях лапласиана  $\nabla^2 p$ , т. е. при антициклональных условиях, подынтегральное выражение в (5) делается отрицательным и его использование делается бессмысленным, поскольку при упорядоченных вертикальных скоростях, направленных вниз, частица никогда не достигает верхней границы пограничного слоя.

Интеграл (5) расходится также при  $\left( \frac{q' w'}{q} \right)_{z=0} = 0$ . Это соответствует естественной ситуации: при отсутствии испарения, т. е. отрыва частиц водяного пара от земли, они никогда не достигнут границы со свободной атмосферой.

При значениях  $\left( \frac{q' w'}{q} \right)_{z=0}$  и  $\nabla^2 p$ , отличных от нуля, выражение (5) определялось численным интегрированием, результаты которого представлены в табл. 1. Значение параметра  $\beta$  принималось равным 4.

Данные табл. 1 подтверждаются оценками времени  $t$ , полученными О. А. Дроздовым и А. С. Григорьевой в результате обработки материалов наблюдений над трансформацией поля влажности в движущейся воздушной массе [3]. Полученные этими авторами величины времени оказались порядка 1—1,5 сут, что соответствует в табл. 1 условиям испарения умеренной интенсивности.

При интегрировании равенства (3) предполагалось, что знаменатель правой части не зависит от времени. Это означает, что полученные оценки относятся к установившимся процессам или, в случае наличия заметной изменчивости во времени, к осредненным условиям.

В связи с этим заметим, что на верхней границе пограничного слоя вертикальные скорости определяются уже не только силами

Таблица 1

Время прохождения частицей толщи пограничного слоя, сут

H, км	$\frac{\nabla^2 p}{\rho L} \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$	$\frac{q' \omega_T}{q} \text{ см/с}$					
		0,01	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5
0,8	20	3,4	0,85	0,67	0,58	0,53	0,49
	15	4,0	1,0	0,80	0,70	0,64	0,59
	10	5,0	1,3	1,0	0,92	0,83	0,77
	5	7,4	2,1	1,7	1,4	1,31	1,2
1	20	3,7	0,92	0,72	0,63	0,57	0,53
	15	4,4	1,1	0,87	0,76	0,69	0,64
	10	5,5	1,4	1,1	1,0	0,90	0,83
	5	8,1	2,3	1,8	1,6	1,4	1,3
1,5	20	4,4	1,1	0,83	0,72	0,65	0,60
	15	5,2	1,3	1,0	0,87	0,79	0,73
	10	6,5	1,7	1,3	1,1	1,0	0,95
	5	9,7	2,6	2,0	1,8	1,6	1,5
2	20	5,1	1,2	0,92	0,80	0,72	0,67
	15	5,9	1,4	1,1	0,96	0,87	0,80
	10	7,4	1,8	1,4	1,2	1,0	1,0
	5	10,9	2,9	2,3	2,0	1,8	1,7

вязкости. Так, по оценкам К. В. Пятыгиной и Э. А. Федоровой [4], влияние нестационарности увеличивает величину этих скоростей при значительном осреднении по времени примерно на 20%. Чтобы учесть этот эффект в выражении (2) для упорядоченных скоростей, вводился множитель (от 1 до  $0,2 \frac{z}{H}$ ), т. е. предполагалось, что влияние нестационарности линейно растет с высотой. Результаты расчетов, свидетельствующие о некотором уменьшении времени прохождения частицей толщи пограничного слоя, приведены в табл. 2. Из сравнения приведенных таблиц следует, что учет влияния нестационарности уменьшает время прохождения на 10%.

Все сказанное выше относится к условиям равнины. Влияние рельефа сказывается двояким образом на результатах расчета. С одной стороны, в областях набегания воздушного потока на горный рельеф будут возникать восходящие движения, что приведет к уменьшению времени прохождения влагой толщи пограничного слоя. Обычно принимается, что вертикальная скорость за счет обтекания рельефа  $\omega_T$  может быть рассчитана по соотношению

$$\omega_T = u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y}, \text{ где } h \text{ — высота горы, } u \text{ и } v \text{ — проекции скорости}$$

ветра на координатные оси  $x$  и  $y$ . По оценкам, проведенным в работе [4] для северо-западной части Европы, климатологические значения вертикальных скоростей, обусловленных наличием рельефа составляют 0,2—1,5 см/с. Их непосредственный учет приведет

Время прохождения частиц толщи пограничного слоя с приближенным учетом влияния нестационарности, сут

H км	$\frac{\nabla^2 p}{\rho l} 10^8 \text{ с}^{-1}$	$\frac{\overline{q'w'}}{q} \text{ см/с}$					
		0,01	0,3	0,6	0,9	1,2	1,5
0,8	20	3,3	0,76	0,59	0,51	0,45	0,42
	15	3,8	0,91	0,70	0,61	0,55	0,50
	10	4,7	1,2	0,91	0,79	0,71	0,65
	5	7,0	1,8	1,4	1,2	1,1	1,0
1	20	3,6	0,83	0,64	0,55	0,49	0,45
	15	4,2	1,0	0,76	0,66	0,59	0,55
	10	5,2	1,3	1,0	0,85	0,77	0,71
	5	7,7	2,0	1,5	1,3	1,2	1,1
1,5	20	4,3	1,0	0,75	0,64	0,57	0,53
	15	5,0	1,2	0,89	0,76	0,69	0,63
	10	6,3	1,5	1,2	1,0	0,89	0,82
	5	9,2	2,3	1,8	1,5	1,4	1,3
2	20	5,0	1,1	0,83	0,71	0,64	0,59
	15	5,8	1,3	1,0	0,85	0,78	0,70
	10	7,2	1,7	1,3	1,1	0,99	0,91
	5	1,5	2,6	2,0	1,7	1,5	1,4

к уменьшению времени достижения частиц верхней границы пограничного слоя в этих районах на 30—50%.

Другой эффект—увеличение высоты этой границы из-за влияния горного рельефа, будет, наоборот, увеличивать интересующее нас время. Можно полагать, что последний эффект будет влиять слабее.

Остается неоцененным еще один процесс, особенно существенный для условий южных районов страны—это перенос влаги конвективными мезомасштабными движениями. Этот вопрос требует дополнительных исследований.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гандин Л. С., Дубов А. С. Численные методы краткосрочного прогноза погоды.—Л.: Гидрометеоздат, 1968.—426 с.
2. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы.—Л.: Гидрометеоздат, 1970.—341 с.
3. Дроздов О. А., Григорьева А. С. Влияние изменения испарения с больших территорий на осадки данного района и соседних территорий.—Труды ГГО, 1966, вып. 198, с. 17—26.
4. Пятыйгина К. В., Федорова Э. А. Вычисление вертикальных скоростей, осредненных по времени.—Труды ГГО, 1968, вып. 197, с. 19—36.
5. Орловский Н. С., Утина З. М. Влияние орошения и обводнения на микроклимат пустынь.—Проблемы освоения пустынь. Ашхабад, 1977, № 5, с. 3—12.



## ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СУММ ТЕМПЕРАТУР ДЛЯ РАСЧЕТА ПОТОКОВ ТЕПЛА В ПОЧВУ

Известные расчетные методы определения потоков тепла в почву основаны обычно на использовании данных о температуре почвы в отдельные дискретные моменты наблюдения [1, 2, 3, 6]. Хотя эти температуры, как правило, сглаживаются и подвергаются предварительному критическому отбору [3] с целью исключения ошибочных наблюдений, изменение их во времени немонотонно, с наличием периодических максимумов и минимумов, а также непериодических колебаний (вследствие осадков, изменения облачности и т. п.). Это обстоятельство приводит к тому, что для обеспечения достаточно удовлетворительной точности расчетов потоков тепла в почву необходимы частые во времени наблюдения (не менее шести—восьми раз в течение суток [3]). В то же время суммы температур за определенные промежутки (пропорциональные средним температурам за эти отрезки времени) меняются более плавно и, как правило, монотонно. Это хорошо иллюстрируют приводимые ниже примеры расчета потоков тепла, из которых видно, что эти суммы меняются монотонно при немонотонности изменения соответствующих дискретных температур. Следовательно, использование для расчетов потоков тепла в почву сумм температур позволяет, как правило, уменьшить количество необходимых наблюдений, что весьма важно для практики. Кроме того, использование сумм может ослабить влияние случайных колебаний отдельных наблюдений, что особенно важно по отношению к температуре поверхности почвы, измеряемой с заметными погрешностями. Однако, насколько нам известно, суммы температур почти не применяются в расчетах потока тепла в почву, главным образом из-за значительной трудоемкости их получения (особенно для больших периодов времени).

В последнее время появилась принципиальная возможность автоматизировать этот процесс путем непрерывной регистрации и интегрирования сигналов о температуре на специальных приборах и снятия их показаний в любой интересующий момент времени [4].

Учитывая это и сказанное выше, становится актуальной разработка методов расчета потоков тепла в почву по суммам температур. Один из таких возможных методов (с использованием сумм температур на поверхности почвы) излагается ниже.

Исходим из уравнения теплопроводности для горизонтально-однородной почвы, когда температура ее меняется лишь по глубине и по времени [5]:

$$c_p \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2}, \quad (1)$$

где  $T(z, t)$  — температура почвы на глубине  $z$ , отсчитываемой от поверхности почвы ( $z=0$ ) в момент времени  $t$  ( $t=0$  — начальный момент). Теплофизические характеристики почвы — объемная теплоемкость  $c_p$  и коэффициент теплопроводности  $\lambda$  — предполагаются постоянными.

Сумма температур за отрезок времени от  $t=0$  до конечного момента  $t$  определяется функцией

$$S(z, t) = \int_0^t T(z, t) dt. \quad (2)$$

Исходя из (1), можно для этих сумм получить дифференциальное уравнение:

$$c_p \frac{\partial S(z, t)}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 S(z, t)}{\partial z^2} + c_p f(z), \quad (3)$$

где  $f(z)$  есть распределение температуры почвы по глубине в начальный момент, т. е.

$$f(z) = T(z, t)|_{t=0}. \quad (4)$$

Предполагаются известными суммы температур на поверхности почвы:

$$S_0(t) = S(z, t)|_{z=0}. \quad (5)$$

Из физических соображений предполагается ограниченность сумм на больших глубинах, т. е.

$$S(z, t) \neq \infty \quad \text{при } z \rightarrow \infty. \quad (6)$$

Решение уравнения (3) при граничных условиях (5) и (6) и начальном (4) может быть получено известными методами [5] и имеет вид:

$$\begin{aligned} S(z, t) = & \frac{z}{2a\sqrt{\pi}} \int_0^t S_0(\bar{t}) e^{-\frac{z^2}{4a^2(t-\bar{t})}} \frac{d\bar{t}}{(t-\bar{t})^{3/2}} + \\ & + \frac{1}{2a} \int_0^\infty f(\xi) \left\{ 2\sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{|\xi-z|^2}{4a^2t}} - \frac{|\xi-z|}{a} \left[ 1 - \Phi\left(\frac{|\xi-z|}{2a\sqrt{t}}\right) \right] \right\} d\xi - \\ & - \frac{1}{2a} \int_0^\infty f(\xi) \left\{ 2\sqrt{\frac{t}{\pi}} e^{-\frac{(\xi+z)^2}{4a^2t}} - \frac{(\xi+z)}{a} \left[ 1 - \Phi\left(\frac{\xi+z}{2a\sqrt{t}}\right) \right] \right\} d\xi, \quad (7) \end{aligned}$$

где  $a^2 = \frac{\lambda}{c\rho}$  — коэффициент температуропроводности почвы,  
а  $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-v^2} dv$  — интеграл вероятности.

Исходя из полученного решения (7), найдем формулу для суммарного потока тепла в почву через поверхность:

$$Q_0(t) = \int_0^t \left[ -\lambda \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right]_{z=0} dt, \quad (8)$$

или, согласно (2)

$$Q_0(t) = -\lambda \frac{\partial S(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (9)$$

Подставив в (9) решение (7) для сумм  $S(z, t)$ , найдем, после некоторых преобразований:

$$Q_0(t) = 2c\rho a \sqrt{\frac{t}{\pi}} [A(t) - B(t)], \quad (10)$$

где

$$A(t) = \frac{1}{2\sqrt{t}} \frac{d}{dt} \int_0^t S_0(\bar{t}) \frac{d\bar{t}}{\sqrt{t-\bar{t}}}; \quad (11)$$

$$B(t) = \int_0^\infty f(z) \frac{\partial}{\partial z} \left\{ 1 - e^{-\frac{z^2}{4a^2t}} + \frac{z}{2a\sqrt{t}} \sqrt{\pi} \left[ 1 - \Phi\left(\frac{z}{2a\sqrt{t}}\right) \right] \right\} dz. \quad (12)$$

Формула (10) представляет искомое решение для суммарного потока тепла  $Q_0(t)$  через поверхность почвы за промежуток времени  $t$ , отсчитываемого от момента  $t=0$ .

Как видно из (10), расчет потока тепла  $Q_0(t)$  практически сводится к вычислению величин  $A(t)$  и  $B(t)$  по формулам (11) и (12), причем величина  $A(t)$  обусловлена наличием источника тепла на поверхности почвы (сумм температур), а величина  $B(t)$  — влиянием неравномерного с глубиной начального распределения температуры почвы.

Для расчета  $A(t)$  по формуле (11) необходимо знать суммы в отдельные промежуточные сроки наблюдения (в пределах рассматриваемого интервала времени от  $t=0$  до  $t=t$ ). В [2] предложено несколько методов расчета интегралов типа (11) в предположении, что  $S_0(t)$  задана в равноотстоящие моменты времени  $t_0=0; t_1=\frac{t}{n}; t_2=\frac{2t}{n}, \dots, t_k=\frac{kt}{n}, \dots, t_{n-1}=\frac{(n-1)t}{n}$

и  $t_n=t$ , где  $n$  — число равных промежутков. Очевидно, когда имеются неравноотстоящие наблюдения, можно построить график  $S_0(t)$  и снять с него значения функции в интересующие равноотстоящие моменты времени.

Учитывая плавность изменения  $S_0(t)$  во времени (что отмечалось выше), можно ограничиться небольшим количеством промежутков (а, следовательно, и наблюдениями). Учитывая опыт расчетов, ограничимся четырьмя (кроме начального) отсчетами сумм температуры поверхности почвы  $S_0(t)$ , а именно:  $S_0\left(\frac{t}{4}\right)$ ,  $S_0\left(\frac{t}{2}\right)$ ,  $S_0\left(\frac{3}{4}t\right)$  и  $S_0(t)$ . Тогда, основываясь на формуле (15') из работы [2] и учитывая, что  $n=4$  и что, согласно (2),  $S_0(0) = 0$ , получим для вычисления  $A(t)$  формулу

$$A(t) = -\frac{5\sqrt{2}}{3t} \left[ S_0(t) - 0,800 S_0\left(\frac{3}{4}t\right) + 0,077 S_0\left(\frac{t}{2}\right) - 0,057 S_0\left(\frac{t}{4}\right) \right]. \quad (13)$$

Величину  $B(t)$ , согласно (12), можно представить в виде

$$B(t) = \int_{v(z)=0}^{v(z)=1} f(z) dv(z), \quad (14)$$

где

$$v(z) = 1 - e^{-\frac{z^2}{4a^2t}} + \frac{z}{2a\sqrt{t}} \sqrt{\pi} \left[ 1 - \Phi\left(\frac{z}{2a\sqrt{t}}\right) \right]. \quad (15)$$

Как видно из (15),  $v(z)$  есть функция одного безразмерного параметра  $\frac{z}{2a\sqrt{t}}$  и меняется монотонно от  $v=0$  до  $v=1$  при изменении глубины от  $z=0$  до  $z=\infty$ . Методы расчета интегралов типа (14) рассмотрены в [2]. Воспользовавшись ими и применяя к (14) формулу квадратур Чебышева для трех ординат, найдем:

$$B(t) = \frac{1}{3} [f(z_1) + f(z_2) + f(z_3)], \quad (16)$$

где

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= 0,17a\sqrt{t} \\ z_2 &= 0,70a\sqrt{t} \\ z_3 &= 1,68a\sqrt{t} \end{aligned} \right\}. \quad (17)$$

Таким образом,  $B(t)$  вычисляется как среднее арифметическое из трех значений начального распределения  $f(z)$  на глубинах  $z_1$ ,  $z_2$ ,  $z_3$ , определяемых по (17).

Приведем примеры расчета потоков тепла.

I. Первый пример преследует цель (кроме иллюстрации методики вычислений) показать преимущества расчета по суммам температур, по сравнению с аналогичными расчетами по дискретным температурам. Исходные данные взяты из [6], где на основе точного решения уравнения теплопроводности (1) (при заданном ходе температуры поверхности и заданном начальном распределении),

вычислены температурное поле в почве до глубины 20 см и подробный ход во времени (с интервалом в 1 ч) потоков тепла в почву. Температура поверхности почвы  $T_0(t)$  и начальное распределение  $f(z)$  в условных единицах (температура поверхности в 13 ч принята за единицу), представлены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Температура поверхности почвы  $T_0(t)$  и сумма температур  $S_0(t)$

Сроки, ч	01	02	03	04	05	06	07	08	09
$t$ ч	0	1	2	3	4	5	6	7	8
$T_0(t)$	0,400	0,325	0,272	0,250	0,273	0,340	0,444	0,572	0,707
$S_0(t)$	0	0,362	0,660	0,921	1,183	1,489	1,881	2,389	3,029

Таблица 2

Начальное распределение температуры по глубине в 01 ч ( $t=0$ )

$z$ см	0	1	2	5	7,5	10,0	12,5	15,0	17,5	20
$f(z)$	0,400	0,447	0,486	0,562	0,591	0,600	0,594	0,578	0,558	0,536

Коэффициент температуропроводности  $a^2 = 0,0036 \text{ см}^2/\text{с} = 12,96 \text{ см}^2/\text{ч}$ . По этим данным и приняв  $c_p = 0,50 \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot ^\circ\text{C})$ , а следовательно,  $\lambda = 6,48 \text{ кал}/(\text{см} \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{ч})$  (ибо в [6] эти теплофизические характеристики не заданы), вычислим суммарный поток  $Q_0(t)$  по формуле (10) за период от 01 ч ( $t=0$ ) до 09 ч ( $t=8$ ).

1. Поскольку данные о суммах  $S_0(t)$  отсутствуют, вычислим их по формуле (2) и по температуре  $T_0(t)$  (табл. 1). Это можно выполнить обычными способами (например, планиметром) или применить формулу трапеций. Например, сумма для  $t=1$  есть

$S_0(1) = S_0\left(\frac{t}{8}\right) = \frac{1}{2} \cdot 1(0,400 + 0,325) = 0,362^\circ\text{C} \cdot \text{ч}$ ; при вычислении суммы для  $t=2$  необходимо добавить сумму температур от  $t=1$  до  $t=2$ , т. е.  $\frac{1}{2} \cdot 1(0,325 + 0,272) = 0,298^\circ\text{C} \cdot \text{ч}$ . Следовательно,

$S_0(2) = S_0\left(\frac{t}{4}\right) = 0,362 + 0,298 = 0,660^\circ\text{C} \cdot \text{ч}$  и т. д. Вычисленные таким образом суммы представлены в табл. 1.

2. Вычисляем  $A(t)$  по формуле (13) и данным табл. 1, учитывая, что  $t=8$  ч.

$$\begin{aligned}
 A(t) &= \frac{5\sqrt{2}}{3 \cdot 8} [S_0(8) - 0,800S_0(6) + 0,077S_0(4) - 0,057S_0(2)] = \\
 &= 0,295 [3,029 - 0,800 \cdot 1,881 + 0,077 \cdot 1,183 - 0,057 \cdot 0,660] = \\
 &= 0,295 [3,029 - 1,505 + 0,091 - 0,038] = 0,295 \cdot 1,577,
 \end{aligned}$$

или

$$A(t) = 0,465^{\circ}\text{C}.$$

3. Учитывая, что здесь  $a = \sqrt{12,96} = 3,6 \text{ см}/\sqrt{\text{ч}}$  и  $t = 8 \text{ ч}$ , найдем по (17):  $z_1 = 1,7$ ,  $z_2 = 7,1$  и  $z_3 = 17,1 \text{ см}$ , а по табл. 2 найдем  $f(z_1) = 0,474$ ;  $f(z_2) = 0,586$ ;  $f(z_3) = 0,561$ .

Подставляя это в (16), найдем:

$$B(t) = \frac{1}{3} [0,474 + 0,586 + 0,561],$$

или

$$B(t) = 0,540^{\circ}\text{C}.$$

4. Поскольку  $c_p = 0,50 \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot ^{\circ}\text{C})$  и  $a = 3,6 \text{ см}/\sqrt{\text{ч}}$ ,  $t = 8 \text{ ч}$ , найдем по формуле (10) суммарный поток  $Q_0(t)$  за указанный период (8 ч):

$$Q_0(t) = \frac{2 \cdot 0,50 \cdot 3,60}{\sqrt{\pi}} \sqrt{8} (0,465 - 0,540) = -5,75 \cdot 0,075,$$

или

$$Q_0(t) = -0,43 \text{ кал}/\text{см}^2.$$

Учитывая, что точное значение  $Q_0(t)$  (при  $c_p = 0,50 \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot ^{\circ}\text{C})$ ) есть  $Q_0(t) = -0,44 \text{ кал}/\text{см}^2$  [6], следует считать сходимость удовлетворительной. Для сравнения отметим, что  $Q_0(t)$ , вычисленное по температурам  $T_0(t)$  (а не по суммам  $S_0(t)$ ) по формуле (14') работы [2], равно  $-0,48$  (при тех же четырех интервалах) и лишь при  $n = 8$  достигается примерно та же точность, что и при  $n = 4$  для сумм, т. е.  $Q_0(t) = -0,43 \text{ кал}/\text{см}^2$ .

II. Исходным материалом для этого примера служат реальные наблюдения, проведенные на ст. Арысь и помещенные в [1].

Температура поверхности почвы и начальное распределение температуры по глубине приведены в табл. 3 и 4.

Таблица 3

Температура поверхности почвы и сумма температур.  
Ст. Арысь, 30 августа 1945 г.

Сроки, ч	08	10	12	14	16
$t \text{ ч}$	0	2	4	6	8
$T_0(t)$	33,3	48,0	54,0	50,3	42,0
$S_0(t)$	0	81,3	183,3	287,6	380,0

Объемная теплоемкость почвы здесь  $c_p = 0,38 \text{ кал}/(\text{см}^3 \cdot ^{\circ}\text{C})$  и температуропроводность  $a^2 = 7,56 \text{ см}^2/\text{ч}$ . По этим данным вычислим суммарный поток  $Q_0(t)$  за период наблюдений с 8 до 14 ч

( $t = 8$  ч). Аналогично предыдущему примеру, найдем  $A(t) = 47,1^\circ\text{C}$ ,  $B(t) = 26,7^\circ\text{C}$  и  $Q_0(t) = 68,0$  кал/см<sup>2</sup>.

Таблица 4

Начальное распределение температуры по глубине.  
Ст. Арысь, 08 ч., 30 августа 1945 г.

$z$	0	5	10	15	20
$L(z)$	33,3	24,7	25,8	27,5	28,8

Эта же величина, вычисленная по температурному полю верхнего 20-сантиметрового слоя почвы по методике, изложенной в [1], равна 63,0 кал/см<sup>2</sup>, что близко к значению, полученному в настоящей работе.

Как видно из приведенных примеров, метод достаточно оперативен. Вычисления могут быть заметно ускорены при наличии готовых сумм температур поверхности почвы. Из примера также видно, что расчеты по суммам могут быть выполнены по меньшему числу наблюдений, нежели по дискретным значениям температуры. Однако эти сопоставления необходимо в дальнейшем провести на более обширном экспериментальном материале.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цейтин Г. Х. К вопросу об определении некоторых тепловых свойств почвы.— Труды ГГО, 1953, вып. 39(101), с. 201—214.
2. Цейтин Г. Х. Численные методы расчета теплоотдачи почвы.— Труды ГГО, 1951, вып. 27(89), с. 55—65.
3. Руководство по теплобалансовым наблюдениям.— Л.: Гидрометеиздат, 1977.— 230 с.
4. Гуртман С. Б., Стернзат С. М. Автоматические интеграторы на базе водородных электролитических элементов.— Труды ГГО, 1976, вып. 346, с. 88—96.
5. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Гостехиздат, 1952.— 452 с.
6. Леготина С. И., Цейтин Г. Х. Об определении мгновенных значений потока тепла в почву.— Труды ГГО, 1972, вып. 282, с. 92—105.

Н. В. Воронова

## О ТЕПЛОВИ И ДИНАМИЧЕСКОМ ВЛИЯНИИ ГОРОДА

В последнее время больше внимание уделяется изучению влияния города на тепловой и ветровой режим в нижней части пограничного слоя атмосферы.

При изучении метеорологического режима городов используются различного рода исходные данные, чаще всего сведения о распределении ветра и температуры, полученные на телевизионных башнях и высотных мачтах. Кроме того, к исследованиям привлекаются данные аэростатных наблюдений, а также материалы температурно-ветрового зондирования. Однако несмотря на значительное количество исследований, посвященных влиянию города на тепловой и динамический режим пограничного слоя атмосферы, все еще недостаточно данных о количественных характеристиках указанного влияния. Кроме того, результаты, полученные для одних городов, не всегда можно распространять на города с другим характером застройки, т. е. с другими значениями параметра шероховатости  $z_0$ .

В настоящей работе анализ влияния городской застройки на строение пограничного слоя осуществлялся с использованием наблюдений на телевизионной башне в г. Ленинграде ( $z_0 \sim 0,8$  м) и данных радиозондирования на ст. Воейково ( $z_0 \sim 0,02$  м). Предварительные результаты исследований по указанным материалам, иллюстрирующие хорошо известный факт уменьшения скорости ветра и повышения температуры в условиях города, были изложены в работах [3, 4, 6]. Методика обработки исходных данных подробно изложена в работе [4]. Отметим только, что группировка осуществлялась с учетом определяющих параметров — скорости геострофического ветра, температурной стратификации и характера адвекции.

В данной работе используются уточненные профили ветра и температуры с привлечением дополнительного материала наблюдений.

Представляет интерес прежде всего оценка высоты теплового влияния города, так как сведения о так называемом «острове



тепла» для разных типов городской застройки отличаются друг от друга. Высота и интенсивность «острова тепла» зависит не только от величины  $z_0$ , но и от метеорологических условий. Имеется ряд работ, в которых приводятся величины, характеризующие тепловое влияние города. Так, по данным аэростатных наблюдений Дакверса и Сандберга [2], влияние перегрева сказывается до высоты 70—100 м. Они же отмечают ту особенность, что в ряде случаев выше указанного уровня воздух над городом холоднее, чем в окрестностях. Эта особенность в распределении температуры над городом отмечается и в работе [5], в которой по данным наблюдений на телевизионной башне в Останкино, высотной метеомачты в г. Обнинске и данным радиозондирования на ст. Долгопрудное получено, что высота «тепловой шапки» над Москвой составляет 250—300 м, выше этого уровня наблюдается «очаг холода», однако при облачной погоде область холода отсутствует. Высота теплового влияния города Ленинграда, согласно [4], составляет в среднем 300 м. Уточненные профили температуры позволили более детально проанализировать как высоту теплового влияния города, так и интенсивность «острова тепла». В качестве иллюстрации в табл. 1 приведены разности температур  $\Delta T$  по данным наблюдений на телебашне в Ленинграде и данным температурно-ветрового зондирования на ст. Воейково для двух состояний термической устойчивости. Для характеристики устойчивости использовался параметр стратификации (1)

$$\mu_{2-H} = \frac{g}{\bar{T}} \frac{T_2 - T_H - \gamma_H H}{V_{g0} l}, \quad (1)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести,  $\bar{T}$ ,  $T_2$ ,  $T_H$  — средняя температура, температура на уровне  $z = 2$  м и на верхней границе пограничного слоя  $z = H$  соответственно,  $\gamma_H$  — градиент температуры в свободной атмосфере,  $l$  — параметр Кориолиса. ( $\mu_{2-H} > 0$  — при неустойчивой стратификации,  $\mu_{2-H} < 0$  — при устойчивой).

Таблица 1

Разности температур Ленинград—Воейково,  $V_{g0} \sim 7$  м/с

z м	$\Delta T^\circ\text{C}$		z м	$\Delta T^\circ\text{C}$	
	$\mu_{2-H} = 128$ n = 11	$\mu_{2-H} = -148$ n = 13 $h_H = 104$ м		$\mu_{2-H} = 128$ n = 11	$\mu_{2-H} = -148$ n = 13 $h_H = 104$ м
1	1,5	1,1	130	0,6	2,1
25	1,3	1,5	164	0,4	1,5
68	1,0	2,0	232	-0,2	-1,4
104	0,9	2,3	269	-1,9	-2,2

Примечание:  $V_{g0}$  — скорость наземного геострофического ветра,  $h_H$  — верхняя граница приземной инверсии,  $n$  — число случаев, используемых при осреднении.

Как видно из таблицы, при неустойчивом состоянии разность температур  $\Delta T$  уменьшается с высотой, при инверсионном же распределении температуры указанная разность увеличивается до высоты  $\sim 100$  м, затем уменьшается. Выше уровня  $z \sim 200$  м  $\Delta T$  принимает отрицательные значения при всех  $\mu_2 - H$ . Это подтверждает существование «области холода» над «островом тепла». Наличие области холода, полученное по нашим данным можно, по-видимому, объяснить причинами, изложенными в [5], т. е. образование области пониженной температуры над «островом тепла» связано

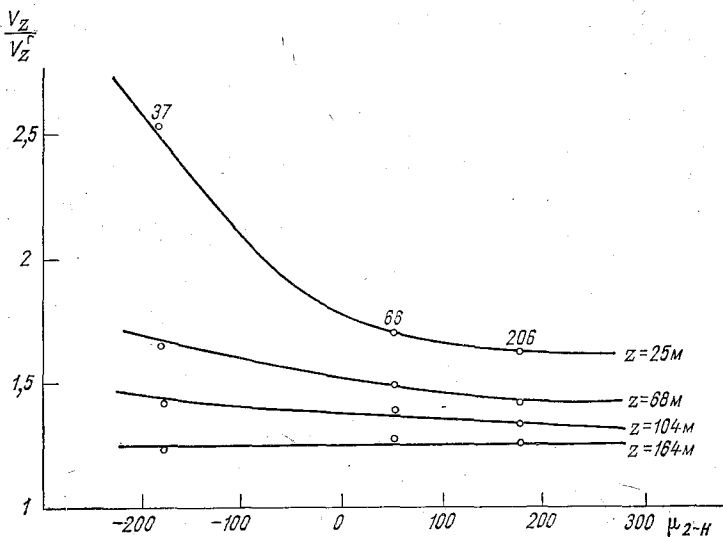


Рис. 1. Коэффициенты ослабления ветра в условиях Ленинграда при различной стратификации.

Цифры у точек означают число случаев, используемых при осреднении.

либо с вовлечением более холодного воздуха и его подъемом над городом, либо длинноволновым излучением с верхней границы слоя инверсии.

Динамическое влияние городской застройки проявляется в ослаблении скорости ветра в городе по сравнению с окрестностями. Анализ динамического влияния города осуществлялся по отношению скорости ветра на разных высотах  $V_z$  в открытой местности к скорости ветра в условиях города  $V_z^r$  при различных метеорологических условиях. Оценки ослабления ветра в г. Ленинграде, выполненные в работе [6], свидетельствуют о малом влиянии скорости геострофического ветра и о существенном влиянии стратификации на коэффициенты ослабления ветра. Результаты настоящей работы подтверждают малое влияние  $V_g$  на отношение  $V_z/V_z^r$ , характер же зависимости  $V_z/V_z^r$  от параметра стратификации  $\mu_2 - H$

при устойчивом (инверсионном) состоянии атмосферы получился несколько иным. Как отмечалось в работе [5], коэффициенты ослабления ветра в городе при инверсионном распределении температуры увеличивались от поверхности земли до некоторой высоты ( $\sim 50$  м). Выше значения  $V_z/V_z^r$  уменьшались. Иллюстрацией влияния стратификации на  $V_z/V_z^r$  может служить рис. 1, на котором представлена зависимость  $V_z/V_z^r$  от параметра  $\mu_2 - H$ . Как следует из приведенных данных, коэффициент ослабления ветра при всех состояниях устойчивости уменьшается с увеличением высоты, причем наибольшие изменения отмечаются в нижнем слое атмосферы ( $\sim 50$  м). При этом с ростом устойчивости  $V_z/V_z^r$  существенно возрастает. Выше  $z = 100$  м с изменением устойчивости коэффициенты ослабления изменяются мало и на высотах  $z \sim 150$  м влияние стратификации на  $V_z/V_z^r$  практически не сказывается.

Отличный характер изменения с высотой отношения  $V_z/V_z^r$  при устойчивой стратификации в нижнем 50-метровом слое, полученный в работе [5] и в настоящей работе, может быть обусловлен некоторыми погрешностями в определении  $V_{10}$  при использовании для экстраполяции ветра логарифмического закона. Вместе с тем полученные данные свидетельствуют о том, что при некоторых условиях влияние стратификации может быть сравнимым и даже определяющим по сравнению с влиянием шероховатости подстилающей поверхности.

Кратко остановимся на коэффициентах изменения скорости ветра с высотой, которые также могут служить характеристикой динамического влияния города на ветровой режим. Сведения о ветровых коэффициентах в условиях города приводятся в некоторых работах [1, 3, 4] и др.

Как известно, увеличение шероховатости при переходе воздушной массы с открытой местности на город приводит к увеличению ветровых коэффициентов ( $V_z/V_{10}$ ) в условиях городской застройки. Полученный в данной работе материал позволил оценить количественные различия в величинах  $V_z/V_{10}$  в городе и за городом при различных состояниях атмосферы. (Скорость ветра на высоте  $z = 10$  м была получена путем экстраполяции средних профилей ветра на уровень шероховатости ( $V = 0$ ,  $z_0 = 0,8$  м) с учетом кривизны профиля в нижнем слое измерений (25—68 м).

На рис. 2 приведены коэффициенты  $V_z/V_{10}$  в городе и в открытой местности. При неустойчивой стратификации различия в значениях  $V_z/V_{10}$  небольшие. С увеличением устойчивости эти различия существенно возрастают и на высоте  $\sim 150$  м  $V_z/V_{10}$  при сильной устойчивости в городе превышает значения  $V_z/V_{10}$  в пригороде в 3,5—4,0 раза.

Таким образом, полученные в работе данные позволили количественно оценить влияние городской застройки на тепловой и

ветровой режим в пограничном слое атмосферы. Из изложенного следует, что различия в распределении метеоэлементов с высотой в городе и в открытой местности обусловлены не только влиянием

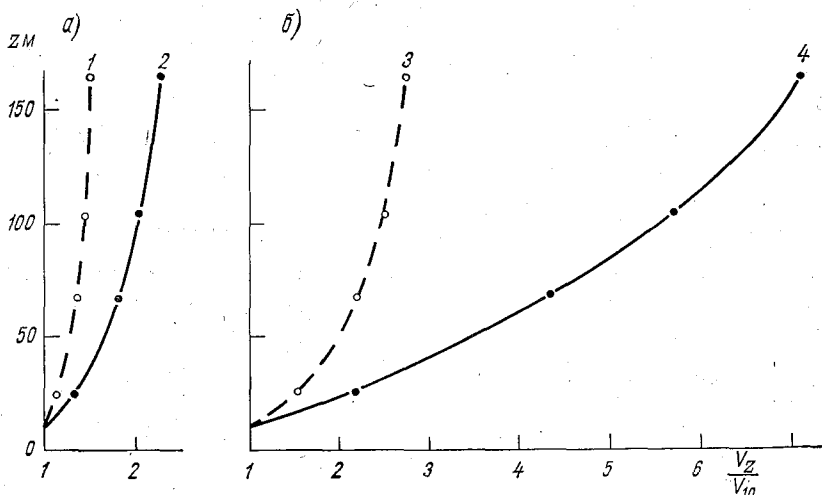


Рис. 2. Ветровые коэффициенты по одновременным наблюдениям в Ленинграде (2 —  $\mu_{2-H} = 128$ , 4 —  $\mu_{2-H} = -205$ ) и на ст. Воейково (1 —  $\mu_{2-H} = 68$ , 3 —  $\mu_{2-H} = -245$ ) при неустойчивой (а) и при устойчивой (б) стратификации.

шероховатости подстилающей поверхности, но и характером стратификации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Борисенко М. М. Зависимость вертикальных профилей скорости ветра от температурной стратификации.— Труды ГГО, 1967, вып. 210, с. 21—29.
2. Кратцер П. А. Климат города.— М.: Изд-во иностр. лит., 1958.— 239 с.
3. Орленко Л. Р., Шкляревич О. Б. Об использовании данных высотных метеокомплексов при физико-статистических исследованиях пограничного слоя атмосферы.— Труды ЦВ ГМО, 1975, вып. 5, с. 53—60.
4. Опыт обобщения данных наблюдений на телевизионной башне в г. Ленинграде. И. М. Белявская, Н. В. Воронова, Л. Р. Орленко, О. Б. Шкляревич.— Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 78—90.
5. Опыт использования метеорологических данных Останкинской башни в оперативной и исследовательской работе/А. Д. Чистяков, С. Ф. Чуприн, О. Н. Белинский и др.— Труды ЦВ ГМО, 1975, вып. 5, с. 30—36.
6. Шкляревич О. Б. Особенности вертикального распределения ветра и температуры в условиях города.— Метеорология и гидрология, 1974, № 7, с. 42—46.

О. Б. Шкляревич

## ПРОВЕРКА МЕТОДИКИ РАСЧЕТА СОСТАВЛЯЮЩИХ ТЕПЛОВОГО БАЛАНСА ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ ПО МАТЕРИАЛАМ ЦИМЛЯНСКОЙ ЭКСПЕДИЦИИ 1976 г.

При исследовании энергетики атмосферы необходимо иметь надежные данные, характеризующие баланс тепла на уровне подстилающей поверхности. Радиационный баланс и его составляющие обычно определяются по данным непосредственных наблюдений с помощью стандартной или специальной аппаратуры. Турбулентные потоки тепла и влаги, а также поток тепла в почву чаще всего получают расчетным путем. Надежность той или иной методики расчета потоков можно оценивать на основе замыкания баланса тепла на уровне подстилающей поверхности.

В настоящее время существует несколько методик расчета турбулентных потоков тепла  $P_0$  и влаги  $LE_0$  в приземном слое по материалам градиентных измерений [2, 4, 6, 8]. Сопоставление различных методов между собой, а также с методом теплового баланса, дается в работах [1, 3, 5].

В настоящей работе остановимся на проверке методики расчета турбулентных потоков тепла и влаги, изложенной в работе [7]. При разработке данной методики учитывалось различие коэффициентов турбулентности для тепла ( $k_T$ ) и импульса ( $k$ ) и существенная зависимость отношения коэффициентов для тепла и импульса ( $\alpha_T = k_T/k$ ) от стратификации.

В качестве исходного материала использовались данные градиентных измерений в Цимлянской экспедиции 1976 г. К анализу были привлечены средние часовые профили ветра, температуры и влажности в приземном слое атмосферы.

Измерение скорости ветра осуществлялось с помощью контактных анемометров. Для измерения температуры и влажности воздуха использовались аспирационные термометры сопротивления.

Потоки тепла и влаги рассчитывались [7] по формулам:

$$P_0 = -\kappa^2 \rho c_p \frac{\alpha_T}{\Phi_u^2} \frac{\Delta T \Delta u}{(\ln z_2/z_1)^2}, \quad (1)$$

$$LE_0 = L \rho k \frac{\Delta q}{\ln z_2/z_1}. \quad (2)$$

Здесь  $\kappa$  — постоянная Кармана,  $\rho$  — плотность воздуха,  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении,  $\Delta T = T_2 - T_1$ ,  $\Delta u = u_2 - u_1$ ,  $\Delta q = q_2 - q_1$  — разности температуры, скорости ветра и удельной влажности на уровнях измерения  $z = 2$  м и  $z = 0,5$  м,  $L$  — скрытая теплота конденсации.

В формуле (2) коэффициент турбулентности для влаги принимался равным коэффициенту турбулентности для импульса

$$k = \frac{\kappa^2 z \Delta u}{\ln z_2/z_1 \Phi_u^2}. \quad (3)$$

Отношение  $\frac{\alpha_T}{\Phi_u^2}$  является функцией стратификации. В работе [7] приведена зависимость  $\frac{\alpha_T}{\Phi_u^2}$  от градиентного числа Ричардсона, рассчитанного для высоты  $z = 1$  м.

$$Ri|_{z=1\text{м}} = \frac{g}{T} \ln z_2/z_1 \frac{\Delta T}{(\Delta u)^2}, \quad (4)$$

где  $g$  — ускорение силы тяжести,  $T$  — средняя абсолютная температура нижнего двухметрового слоя.

Функция  $\Phi_u$  определяется стратификацией воздуха в приземном слое. В настоящей работе для определения  $\Phi_u$  использовалась зависимость  $\Phi_u$  от  $Ri$ , предложенная Бушем [10],

$$\Phi_u = \begin{cases} (1 - 12 Ri)^{-1/4} & \text{при } Ri < -0,1 \\ (1 - 3 Ri)^{-1} & \text{при } -0,1 \leq Ri \leq 0,036 \\ 0,88 (1 - 6 Ri)^{-1} & \text{при } 0,036 \leq Ri \leq 0,1 \\ 1,75 (1 - 4 Ri)^{-1} & \text{при } Ri > 0,1 \end{cases} \quad (5)$$

Расчет потока тепла в почве ( $B$ ) основан на данных об изменении температуры почвы с глубиной и во времени при известных теплофизических характеристиках почвы. Температура почвы определялась с помощью термометров сопротивления, вмонтированных в специальную штангу. Наблюдения велись на глубинах 0, 5, 10, 15, 20, 30, 40, 50 и 60 см. Для измерения температуры поверхности почвы также были установлены два термопаука.

При определении теплофизических характеристик почвы — теплопроводности  $\lambda$ , объемной теплоемкости  $c_{pн}$  и температуропроводности  $k_{п}$ , использовались данные о влажности почвы. Влажность почвы определялась обычным весовым способом. Пробы на влажность почвы брались от самого верхнего слоя почвы до глубины 70 см с разных горизонтов: 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 см. Каких-либо существенных изменений во времени теплофизических характеристик за весь период экспедиционных работ не обнаружено. В связи с этим в расчетах использовались осредненные теплофизические характеристики (табл. 1).

Для более точного определения потока тепла в почву необходимо рассматривать весь слой, в котором за данный интервал вре-

мени отмечается изменение температуры. В работе [8] используется методика расчета потока тепла по температурному полю в верхнем 20-сантиметровом слое в предположении, что суточные колебания на глубине  $z = 20$  см незначительны. Однако, как правило, колебания температуры почвы на этой глубине не прекращаются. Для оценки погрешности в расчете потока тепла в почве за счет неучета температурных измерений на глубинах  $z > 20$  см в настоящей работе расчет потока  $B$  осуществлялся двумя способами: 1) по данным о температуре почвы в слое 0—20 см и о средних теплофизических характеристиках в этом слое [8] и 2) по данным о температуре почвы в слое 0—60 см и о переменных с глубиной теплофизических характеристиках [9].

Таблица 1

Теплофизические характеристики почвы

Глубина $z$ , см	$\lambda \cdot 10^8$ кал/(см·с·°С)	$k_n \cdot 10^8$ см <sup>2</sup> /с	$c_{pн}$ кал/(см <sup>3</sup> ·°С)
0	0,94	3,13	0,30
10	1,05	3,39	0,31
20	1,28	3,66	0,35
30	1,62	4,05	0,40
40	1,82	4,33	0,42
50	1,78	4,24	0,42
60	1,72	4,20	0,41
70	1,63	4,08	0,40

Расчеты  $B$  проводились по среднечасовым профилям температуры за интервал времени  $\Delta\tau = 1$  ч.

Поток тепла в почве по результатам измерений температуры и влажности почвы до глубины  $z = 20$  см осуществлялся по формуле [8]:

$$B = -\frac{c_{pн}}{\Delta\tau} \left( S_1 - \frac{k_n}{H_2 - H_1} S_2 \right). \quad (6)$$

Здесь  $S_1 = 20 (0,082 \Delta T_0 + 0,333 \Delta T_5 + 0,175 \Delta T_{10} + 0,156 \Delta T_{15} + 0,004 \Delta T_{20})$  — величина, характеризующая изменение температуры 20-сантиметрового слоя почвы за интервал  $\Delta\tau$ ;  $S_2 = \frac{\Delta\tau}{2} [\Delta T'_1 + \Delta T'_2]$  — величина, характеризующая изменение во времени разности температур на глубинах  $H_1 = 10$  см и  $H_2 = 20$  см;  $\Delta T_z$  — разность температур в конечный и начальный моменты времени на уровне  $z$  ( $z = 0, 5, 10, 15, 20$  см);  $\Delta T'_1$  и  $\Delta T'_2$  — разности температур на глубинах 20 и 10 см в начальный и конечный сроки наблюдений;  $c_{pн}$  и  $k_n$  — средняя объемная теплоемкость и теплопроводность 20-сантиметрового слоя.

Поток тепла  $B$  по результатам измерений температуры и влажности почвы до глубины 60 см рассчитывался по формуле [9]

$$B = hB^{(1)} + (H - h)B^{(2)} + N, \quad (7)$$

где  $H$  — нижняя граница слоя измерений,  $h$  — некоторая промежуточная глубина в слое  $0 - H$ , которая может быть выбрана произвольно.

В формуле (7) первые два члена правой части учитывают изменение за время  $\tau$  теплосодержания всего рассматриваемого слоя почвы ( $0, H$ ), третий член правой части учитывает поток тепла через нижнюю границу слоя ( $H$ ).

Если в качестве  $h$  принять высоту  $z = 20$  см (при наблюдениях на глубинах  $z = 0, 5, 10, 15, 20$  см), в качестве  $H$  принять  $z = 60$  см (при наблюдениях на глубинах  $z = 30, 40, 50, 60$  см), то члены формулы (7) для расчета потока тепла в почве принимают вид

$$B^{(1)} = 0,078 [F(0, \tau) + F(20, \tau)] + 0,356 [F(5, \tau) + F(15, \tau)] + 0,133F(10, \tau), \quad (8)$$

$$B^{(2)} = 0,078F(20, \tau) + 0,267F(30, \tau) + 0,067F(40, \tau) + 0,089F(50, \tau), \quad (9)$$

$$N = \frac{\lambda_{\text{ср}}}{2(H-h)} [\varepsilon(0) + \varepsilon(\tau)] \cdot \tau, \quad (10)$$

где  $F(z, \tau) = (c_p)(z) [T(z, \tau) - T(z, 0)]$ ,  $[T(z, \tau) - T(z, 0)]$  — разности температур в конечный и начальный момент времени на уровне  $z$ ,  $c_p(z)$  — объемная теплоемкость, меняющаяся с глубиной,  $\lambda_{\text{ср}}$  — средняя теплопроводность в слое ( $h - H$ ),  $\varepsilon(0)$  и  $\varepsilon(\tau)$  — разности температуры почвы на верхней и нижней границах слоя ( $h - H$ ) в начальный и конечный момент времени соответственно.

Проведенное сопоставление потоков тепла в почве, рассчитанных по формулам (6) и (7), показало систематическое занижение в дневные часы значений  $B$ , рассчитанных по изменению температуры почвы в слое  $0 - 20$  см. Расхождения между указанными величинами ( $\Delta B$ ) составляют  $0,01 - 0,03$  кал/(мин·см<sup>2</sup>). Такая абсолютная погрешность несущественна при больших значениях потоков тепла в почве ( $B > 0,1$  кал/(мин·см<sup>2</sup>)). В этом случае относительная

ошибка  $\frac{\Delta B}{B}$  составляет в среднем около 10%. При малых величинах  $B$  относительная ошибка при расчете потока тепла в почве существенно возрастает и при значениях  $B$ , сравнимых с расхождениями величин  $B$ , рассчитанных различными способами, относительная ошибка может достигать 100%. В утренние часы расхождения между рассчитанными потоками  $B$  близки к нулю.

Компоненты радиационного баланса  $R$  (суммарная и отраженная радиация) измерялись с помощью пиранометра М-80. Наблюдения за потоками длинноволновой радиации (восходящего и нисходящего излучения) велись по затененному радиационному термоэлементу Б. П. Козырева. Данные актинометрических наблюдений осреднялись по часовому интервалу.

Таким образом, по материалам экспедиционных наблюдений были получены все составляющие теплового баланса на уровне подстилающей поверхности.



Таблица 2

Составляющие теплового баланса подстилающей поверхности при различных условиях

Дата	Время, ч мин	Ri	R кал/(мин·см <sup>2</sup> )	B кал/(мин·см <sup>2</sup> )	P <sub>0</sub> кал/(мин·см <sup>2</sup> )	LE <sub>g</sub> кал/(мин·см <sup>2</sup> )	Δ кал/(мин·см <sup>2</sup> )
8/VII	10 30—11 30	-0,025	0,83	0,13	0,56	0,13	0,01
	11 30—12 30	-0,022	0,86	0,14	0,63	0,11	-0,02
	12 30—13 30	-0,023	0,82	0,08	0,6	0,12	0,02
	13 30—14 30	-0,011	0,39	-0,01	0,25	0,07	0,08
	14 30—15 30	-0,015	0,38	0,04	0,23	0,06	0,05
	15 30—16 30	-0,018	0,45	0,04	0,30	0,03	+0,08
	16 30—17 30	-0,020	0,3	-0,03	0,25	0,10	-0,02
9/VII	9 30—10 30	-0,116	0,69	0,12	0,45	0,10	0,02
	10 30—11 30	-0,069	0,41	0,01	0,22	0,06	0,12
	11 30—12 30	-0,054	0,26	0,02	0,12	0,03	0,09
	12 30—13 30	-0,030	0,38	0,10	0,16	0,06	0,06
	13 30—14 30	-0,040	0,40	0,0	0,26	0,05	0,09
14/VII	9 30—10 30	-0,008	0,66	0,11	0,28	0,16	0,11
	10 30—11 30	-0,011	0,81	0,12	0,38	0,17	0,14
	11 30—12 30	-0,012	0,86	0,10	0,46	0,17	0,12
	12 30—13 30	-0,013	0,87	0,08	0,44	0,21	0,14
	13 30—14 30	-0,011	0,73	0,05	0,40	0,15	0,13
	14 30—15 30	-0,010	0,58	0,05	0,34	0,15	0,04
	15 30—16 30	-0,010	0,37	-0,03	0,28	0,14	-0,02
15/VII	9 30—10 30	-0,011	0,53	0,07	0,26	0,19	0,01
	10 30—11 30	-0,008	0,60	0,07	0,30	0,17	0,06
	11 30—12 30	-0,009	0,53	0,06	0,26	0,16	0,05
	12 30—13 30	-0,011	0,73	0,08	0,43	0,26	-0,04
	13 30—14 30	-0,015	0,74	0,09	0,37	0,27	0,01
	14 30—15 30	-0,011	0,61	0,03	0,34	0,25	-0,01
	15 30—16 30	-0,009	0,46	0,01	0,28	0,13	0,04
18/VII	9 30—10 30	-0,026	0,65	0,09	0,38	0,11	0,07
	10 30—11 30	-0,033	0,64	0,14	0,40	0,06	0,04
	13 30—14 30	-0,055	0,82	0,11	0,60	0,06	0,05
	14 30—15 30	-0,058	0,64	0,05	0,48	0,04	0,07
	15 30—16 30	-0,048	0,54	0,02	0,40	0,05	0,07
19/VII	9 30—10 30	-0,064	0,37	0,04	0,21	0,06	0,06
	10 30—11 30	-0,045	0,24	0,07	0,12	0,06	-0,01
	11 30—12 30	-0,107	0,61	0,16	0,44	0,04	-0,03
	12 30—13 30	-0,077	0,43	0,05	0,31	0,09	0,0
	13 30—14 30	-0,070	0,45	0,07	0,31	0,05	0,02
	14 30—15 30	-0,076	0,45	0,03	0,25	0,05	0,12
	15 30—16 30	-0,075	0,40	0,01	0,27	0,06	0,06
20/VII	11 30—12 30	-0,064	0,76	0,06	0,51	0,08	0,11
	13 30—14 30	-0,025	0,23	0,02	0,22	0,05	-0,06
	14 30—15 30	-0,020	0,15	0,02	0,13	0,05	-0,05
	15 30—16 30	-0,014	0,10	-0,02	0,09	0,07	-0,04

Дата	Время, ч мин	Ri	R кал/(мин·см <sup>2</sup> )	B кал/(мин·см <sup>2</sup> )	P <sub>н</sub> кал/(мин·см <sup>2</sup> )	LE <sub>0</sub> кал/(мин·см <sup>2</sup> )	Δ кал/(мин·см <sup>2</sup> )
22/VII	9 30—10 30	-0,168	0,53	0,12	0,51	0,0	-0,10
	10 30—11 30	-0,081	0,58	0,10	0,40	0,09	-0,01
	11 30—12 30	-0,090	0,54	0,03	0,44	0,02	0,06
	13 30—14 30	-0,062	0,42	0,06	0,30	0,09	-0,03
	14 30—15 30	-0,047	0,28	0,03	0,27	0,09	-0,11
	15 30—16 30	-0,015	0,20	0,02	0,16	0,06	-0,04
26/VII	9 30—10 30	-0,029	0,57	0,12	0,34	0,11	0,0
	10 30—11 30	-0,032	0,73	0,16	0,43	0,18	-0,04
	11 30—12 30	-0,032	0,82	0,14	0,57	0,20	-0,09
	12 30—13 30	-0,030	0,82	0,10	0,49	0,19	0,04
	13 30—14 30	-0,025	0,56	0,04	0,45	0,12	-0,05
	14 30—15 30	-0,016	0,28	0,22	0,04	0,12	-0,10
	15 30—16 30	-0,028	0,39	0,05	0,35	0,08	-0,09
	16 30—17 30	-0,016	0,21	-0,01	0,20	0,12	-0,10
27/VII	9 30—10 30	-0,10	0,50	0,16	0,36	0,08	-0,10
	10 30—11 30	-0,095	0,59	0,18	0,40	0,07	-0,06
	11 30—12 30	-0,062	0,55	0,11	0,42	0,12	-0,10
	12 30—13 30	-0,067	0,55	0,15	0,40	0,09	-0,09
	13 30—14 30	-0,053	0,51	0,11	0,37	0,12	-0,10
	14 30—15 30	-0,031	0,33	-0,04	0,26	0,14	-0,11
	15 30—16 30	-0,031	0,21	0,04	0,18	0,10	-0,09
28/VII	9 30—10 30	-0,032	0,63	0,11	0,39	0,06	0,07
	10 30—11 30	-0,017	0,44	0,07	0,27	0,12	-0,02
	11 30—12 30	-0,025	0,55	0,11	0,46	0,06	-0,08
	12 30—13 30	-0,027	0,54	0,13	0,45	0,10	-0,14
	13 30—14 30	-0,032	0,50	0,07	0,46	0,13	-0,16
	14 30—15 30	-0,018	0,38	-0,02	0,34	0,10	-0,04
	15 30—16 30	-0,012	0,21	0,02	0,21	0,10	-0,12
	16 30—17 30	-0,012	0,21	0,02	0,21	0,10	-0,12
29/VII	9 30—10 30	-0,156	0,46	0,16	0,44	0,09	-0,23
	10 30—11 30	-0,130	0,63	0,13	0,43	0,10	-0,03
	11 30—12 30	-0,065	0,54	0,12	0,44	0,10	-0,03
	12 30—13 30	-0,048	0,50	0,10	0,42	0,16	-0,18
	13 30—14 30	-0,048	0,46	0,08	0,38	0,14	-0,14
	14 30—15 30	-0,061	0,42	0,06	0,34	0,14	-0,13
	15 30—16 30	-0,038	0,34	0,01	0,24	0,14	-0,05
	16 30—17 30	-0,033	0,20	-0,03	0,14	0,12	-0,03
30/VII	9 30—10 30	-0,096	0,46	0,17	0,40	0,08	-0,19
	10 30—11 30	-0,10	0,55	0,17	0,50	0,05	-0,17
	11 30—12 30	-0,092	0,56	0,12	0,51	0,09	-0,06
	12 30—13 30	-0,081	0,54	0,16	0,44	0,10	-0,16
	13 30—14 30	-0,128	0,44	0,06	0,37	0,05	-0,04
I/VIII	12 30—13 30	-0,058	0,72	0,09	0,42	0,11	0,10
	13 30—14 30	-0,028	0,35	0,00	0,31	0,08	-0,04
	14 30—15 30	-0,019	0,29	0,03	0,21	0,09	-0,04
	15 30—16 30	-0,021	0,35	0,06	0,26	0,06	-0,03
	16 30—17 30	-0,020	0,22	-0,04	0,20	0,08	-0,02

Дата	Время, ч мин	$R_1$	$R$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$B$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$P_0$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$LE_0$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )	$\Delta$ кал/(мин·см <sup>2</sup> )
2/VIII	12 30—13 30	-0,090	0,38	0,06	0,32	0,06	-0,06
	13 30—14 30	-0,091	0,28	0,02	0,28	0,04	-0,06
	14 30—15 30	-0,061	0,29	0,05	0,26	0,04	-0,06
	15 30—16 30	-0,066	0,16	-0,04	0,20	0,04	-0,04
	16 30—17 30	-0,039	0,06	-0,01	0,08	0,08	-0,07

Погодные условия во время проведения наблюдений были не совсем благоприятны, и большая часть наблюдений выполнена в условиях меняющейся облачности. Поэтому сопоставление величин  $R - B$  с величинами  $P_0 + LE_0$  было проведено по градациям облачности (0—3, 4—7 и 8—10 баллов) для разных сроков наблюдений. Расхождения между величинами  $P_0 + LB_0$  и  $R - B$  для всех рассматриваемых условий не носят систематического характера. На рис. 1 приведен обобщенный корреляционный график связи  $P_0 + LE_0$  с  $R - B$ , построенный по данным о составляющих теплового баланса для дневных условий (9—17 ч). Коэффициент корреляции указанных величин равен 0,78.

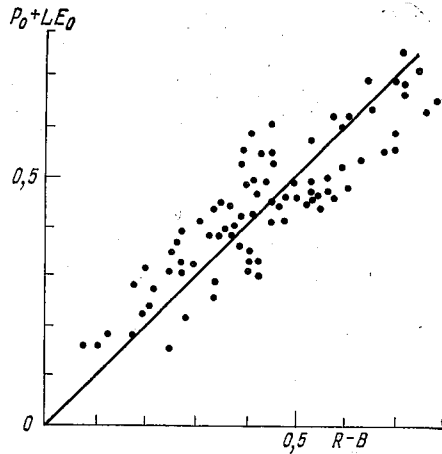


Рис. 1. Связь между величинами  $P_0 + LE_0$  и  $R - B$ .

В табл. 2 приведены составляющие теплового баланса, а также расхождения  $\Delta$  между измеренным радиационным балансом  $R$  и расходной частью теплового баланса  $P_0 + LE_0 + B$ . Как видно из таблицы, расхождения между  $R$  и  $P_0 + LE_0 + B$  в отдельные сроки наблюдений составляют 25—30%. Систематические же расхождения указанных величин отсутствуют. В среднем по каждому сроку за весь период наблюдений величина  $\Delta$  близка к нулю. Это свидетельствует о том, что незамыкание баланса тепла для отдельных сроков наблюдений обусловлено случайными ошибками в измеренных и рассчитанных величинах потоков.

На основании полученных данных можно сделать заключение, что рассмотренные выше методики расчета турбулентных потоков тепла, влаги и потока тепла в почве дают удовлетворительные результаты.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бройдо А. Г. Оценка некоторых методов определения элементов теплового баланса деятельного слоя.— Труды ГГО, 1974, вып. 340, с. 74—89.
2. Зилитинкевич С. С. Динамика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.— 292 с.
3. Зилитинкевич С. С., Чаликов Д. В. О расчете вертикальных турбулентных потоков в приземном слое атмосферы по данным градиентных наблюдений.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1968, т. 4, № 9, с. 915—929.
4. Казанский А. Б., Монин А. С. Определение турбулентных потоков количества движения, тепла и влаги по данным градиентных наблюдений.— Метеорология и гидрология, 1962, № 12, с. 3—8.
5. Курпакова Т. А. Расчет турбулентных потоков тепла и влаги в условиях Средней Азии.— Труды ГГО, 1975, вып. 362, с. 112—118.
6. Лайхтман Д. Л. Физика пограничного слоя атмосферы.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.— 340 с.
7. Леготина С. И., Орленко Л. Р. Тепловой баланс подстилающей поверхности в период экспедиции КЭНЭКС-71.— Труды ГГО, 1973, вып. 296, с. 46—56.
8. Руководство по теплобалансовым наблюдениям.— Л.: Гидрометеиздат, 1977.— 149 с.
9. Цейтин Г. Х. К расчету потока тепла в почву.— Труды ГГО, 1977, вып. 398, с. 69—77.
10. Busch N. E. The surface boundary layer Pt. 1.— Boundary-Layer Meteorol., 1973, v. 4, N 1, 2, 3, 4, p. 213—240.

С. М. Стернзат

## О ТОЧНОСТИ ГРАДИЕНТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ, НЕОБХОДИМОЙ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКОВ

В статье рассматриваются вопросы, посвященные оценкам требуемых точностей измерения (или определения расчетным способом) метеоэлементов, используемых при расчетах турбулентных потоков тепла  $P_0$ , водяного пара  $E_0$  (затрат тепла на испарение  $LE_0$ ) и количества движения  $\tau$ . Для расчетов турбулентных потоков использована методика, описанная в работах [1, 2]. Приведенные ниже оценки выполнены для случаев измерения метеоэлементов на высотах  $z_2 = 2,0$  м и  $z_1 = 0,5$  м. С учетом этого рассмотрим требуемые точности нахождения аргументов для вычисления потоков.

**Турбулентный поток тепла.** Выражение для расчета  $P_0$  может быть приведено к виду

$$P_0 = \varphi_1 \left( \frac{\Delta T}{T (\Delta u)^2} \right) \cdot \Delta u \Delta T. \quad (1)$$

Здесь  $\varphi_1 \left( \frac{\Delta T}{T (\Delta u)^2} \right)$  — функция, учитывающая зависимость коэффициента турбулентности для тепла  $K_T$  от стратификации;  $\Delta T = t_1 - t_2$  — разность температур между высотами  $z_1, z_2$  обычно выражается в градусах Цельсия, но следует учитывать, что  $\Delta T \text{ К} = \Delta t \text{ }^\circ\text{C}$ ;  $\Delta u = u_2 - u_1$  — разность скоростей ветра между высотами  $z_2, z_1$ ;  $T$  — температура воздуха, К.

Вид функции  $\varphi_1 \left( \frac{\Delta T}{T (\Delta u)^2} \right)$  приведен на рис. 1. Для нахождения  $P_0$  по результатам измерения  $\Delta T, \Delta u, T$  надо рассчитать величину

$$x = \frac{\Delta T}{T (\Delta u)^2} \cdot 10^4. \quad (2)$$

Далее, сняв с графика соответствующее значение  $\varphi_1$  и умножив его на  $\Delta u \Delta T$ , получим  $P_0$  в кал/(мин·см<sup>2</sup>). Приведенные на рис. 1 пределы изменения  $x$  соответствуют изменениям числа  $Ri$  от  $-1,2$

( $x = 840$ ) до 0,2 ( $x = -140$ ). Представив (1) с учетом (2) в виде

$$\ln P_0 = \ln \varphi_1(x) + \ln \Delta u + \ln \Delta T, \quad (3)$$

можно получить выражения для относительных погрешностей определения  $P_0$ :

$$\frac{\delta_1 P_0}{P_0} = \frac{1}{\varphi_1(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_1(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \delta \Delta T}{T (\Delta u)^2} + \frac{\delta \Delta T}{\Delta T}, \quad (4)$$

$$\frac{\delta_2 P_0}{P_0} = \frac{2}{\varphi_1(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_1(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T \delta \Delta u}{T (\Delta u)^3} + \frac{\delta \Delta u}{\Delta u}, \quad (5)$$

$$\frac{\delta_3 P_0}{P_0} = \frac{1}{\varphi_1(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_1(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T \delta T}{T^2 (\Delta u)^2}. \quad (6)$$

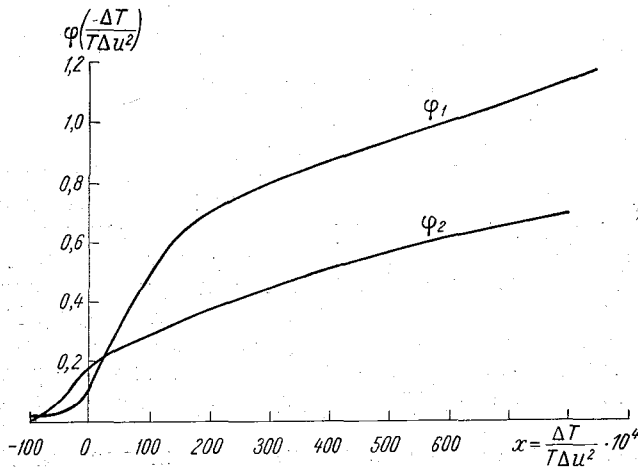


Рис. 1. Функции  $\varphi_{1,2}(x)$  для расчета  $P_0$  и  $LE_0$ .

Здесь  $\delta_1 P_0$ ,  $\delta_2 P_0$ ,  $\delta_3 P_0$  — погрешности определения  $P_0$ , обусловленные неточностью задания разности температур  $\delta \Delta T$ , разности скоростей ветра  $\delta \Delta u$  и температуры  $\delta T$ .

Задавая относительные погрешности нахождения  $P_0$  —  $\frac{\delta_i P_0}{P_0}$  и решая (4) — (6) относительно  $\delta \Delta T$ ,  $\delta \Delta u$  и  $\delta T$  соответственно, можно ответить на вопрос, с какой точностью должны измеряться (или определяться)  $\Delta T$ ;  $\Delta u$ ;  $T$ .

$$\delta \Delta T = \frac{\delta_1 P_0 / P_0}{\frac{1}{\varphi_1(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_1(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4}{T (\Delta u)^2} + \frac{1}{\Delta T}}, \quad (7)$$

$$\delta \Delta u = \frac{\delta_2 P_0 / P_0}{\frac{2}{\varphi_1(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_1(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T}{T (\Delta u)^3} + \frac{1}{\Delta u}}, \quad (8)$$

$$\delta T = \frac{\delta_3 P_0 / P_0}{\frac{1}{\varphi_1(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_1(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T}{T^2 (\Delta u)^2}}. \quad (9)$$

Результаты численных оценок (7), (8) представлены на рис. 2, 3. Рассмотрены случаи, когда  $\Delta u \leq 3$  м/с,  $|\Delta T| \leq 3^\circ$ , а турбулентный поток тепла изменяется от 0,02 до 0,7 кал/(мин·см<sup>2</sup>) при положительных  $P_0$  и от  $-0,02$  до  $-0,3$  кал/(мин·см<sup>2</sup>) при отрицательных  $P_0$ . На рис. 2 показаны изолинии  $\delta\Delta T$ , на рис. 3 — изолинии  $\delta\Delta u$ . Значения  $\delta\Delta T$  и  $\delta\Delta u$  рассчитаны исходя из условия  $\delta_1 P_0/P_0 = \delta_2 P_0/P_0 = 0,1$  (т. е. 10%-ная погрешность определения  $P_0$  из-за каждого фактора  $\delta\Delta T$  и  $\delta\Delta u$ ).

Требования к точности определения  $\Delta T$  достаточно высоки при положительных потоках в области  $\Delta T < 0,8^\circ\text{C}$  и при отрицательных потоках в областях  $\Delta u < 1,5$  м/с и  $\Delta T > -0,6^\circ\text{C}$ . При этом  $\delta\Delta T$  не должно превышать  $0,05^\circ\text{C}$ .

Разность скоростей ветра  $\Delta u$  в области положительных потоков должна задаваться с  $\delta\Delta u$ , не превышающей  $0,1-0,2$  м/с при  $0,3 \leq \Delta u \leq 0,5$  м/с. При  $\Delta T > 0,5^\circ\text{C}$  и  $\Delta u > 0,6$  м/с  $\delta\Delta u$  может быть увеличена до  $0,3-0,5$  м/с. При  $\Delta T < 0,5^\circ$ ,  $\Delta u > 0,6$  м/с требования к точности определения  $\Delta u$  возрастают ( $\delta\Delta u$  не должно превышать  $0,15-0,3$  м/с). Последнее относится к области достаточно малых потоков  $P_0 < 0,1$  кал/(мин·см<sup>2</sup>). В области отрицательных потоков величина  $\Delta u$  должна задаваться с  $\delta\Delta u$  не превышающей  $0,1$  м/с при  $0,8 \leq \Delta u \leq 1,2$  м/с;  $\delta\Delta u$  может быть увеличена до  $0,3-0,5$  м/с при  $\Delta u > 1,2$  м/с,  $\Delta T < -0,8^\circ\text{C}$ ; при  $\Delta u > 1,2$  м/с,  $\Delta T > -0,8^\circ\text{C}$  требования к точности определения  $\Delta u$  возрастают —  $\delta\Delta u$  не должно превышать  $0,15-0,25$  м/с.

Численная оценка (9) показывает, что требования к точности определения температуры  $T$  сравнительно невысоки. Так, для области положительных значений  $P_0$  температуру  $T$  можно определять с погрешностью  $\delta T = 4^\circ\text{C}$ , при отрицательных значениях —  $\delta T = 1^\circ$ . При этом обеспечивается  $\delta_3 P_0/P_0 \leq 0,01$  (погрешность определения  $P_0$  из-за  $\delta T$  составит 1%).

**Затраты тепла на испарение.** Выражение для расчета  $LE_0$  может быть приведено к виду

$$LE_0 = \varphi_2 \left( \frac{\Delta T}{T(\Delta u)^2} \right) \Delta u \Delta e. \quad (10)$$

Здесь  $\varphi_2 \left( \frac{\Delta T}{T(\Delta u)^2} \right)$  — функция, учитывающая равенство коэффициентов турбулентности для влаги  $k_q$  и для импульса  $k$  [2];  $\Delta e$  — разность упругостей водяного пара между высотами  $z_1, z_2$ ;  $\Delta e = e_1 - e_2$ .

Остальные обозначения совпадают с приведенными в (1).

Вид функции  $\varphi_2 \left( \frac{\Delta T}{T(\Delta u)^2} \right)$  показан на рис. 1. Для нахождения  $LE_0$  по результатам измерения  $\Delta T, \Delta u, T$  надо рассчитать  $x$  по формуле (2), найти соответствующее ему значение  $\varphi_2 \left( \frac{\Delta T}{T(\Delta u)^2} \right)$  и умножить последнее на  $\Delta u$  м/с и  $\Delta e$  мбар, результат получается в кал/(мин·см<sup>2</sup>).

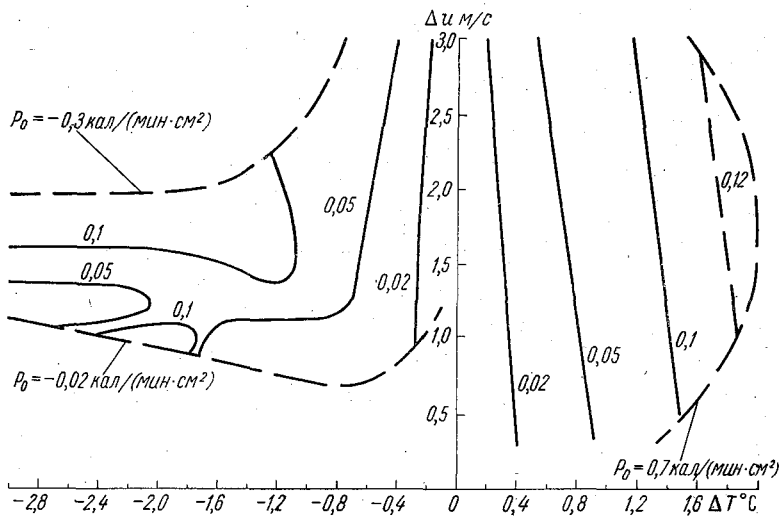


Рис. 2. Номограмма для нахождения допускаемой погрешности определения разности температур  $\delta \Delta T^{\circ}\text{C}$  при  $\frac{\delta_1 P_0}{P_0} = 0,1$ .

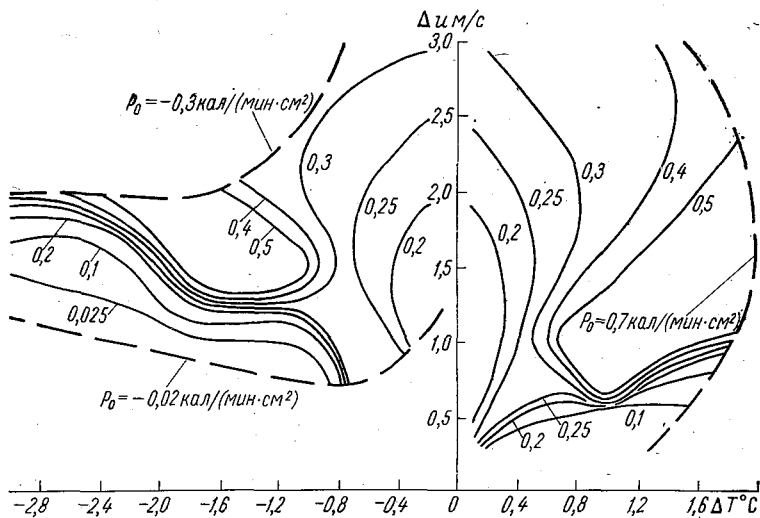


Рис. 3. Номограмма для нахождения допускаемой погрешности определения разности скоростей ветра  $\delta \Delta u$  м/с при  $\frac{\delta_2 P_0}{P_0} = 0,1$ .



Аналогично тому, как это было выполнено при оценках составляющих погрешности определения  $P_0$ , задавая  $\delta_i LE_0/LE_0$ , можно получить соответствующие им значения  $\delta\Delta T$ ,  $\delta\Delta u$ ,  $\delta T$ ,  $\delta\Delta e$ , при которых обеспечивается заданная точность определения  $LE_0$ .

$$\delta\Delta T = \frac{\delta_1 LE_0/LE_0}{\frac{1}{\varphi_2(x)} \cdot \frac{\partial\varphi_2(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4}{T(\Delta u)^2}}, \quad (11)$$

$$\delta\Delta u = \frac{\delta_2 LE_0/LE_0}{-\frac{2}{\varphi_2(x)} \cdot \frac{\partial\varphi_2(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T}{T(\Delta u)^3} + \frac{1}{\Delta u}}, \quad (12)$$

$$\delta T = \frac{\delta_3 LE_0/LE_0}{-\frac{1}{\varphi_2(x)} \cdot \frac{\partial\varphi_2(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T}{T^2(\Delta u)^2}}, \quad (13)$$

$$\delta\Delta e = \frac{\delta_4 LE_0}{LE_0} \Delta e. \quad (14)$$

Численная оценка (11) показывает, что требования к точности определения  $\Delta T$  сравнительно невысокие, так при  $\frac{\delta_1 LE_0}{LE_0} = 0,1$  значение

$\delta\Delta T$  в некоторых случаях достигает  $1^\circ\text{C}$ . Однако, как будет показано ниже, точность определения  $\Delta T$  существенным образом влияет на погрешность определения разностей упругости водяного пара  $\delta\Delta e$ . Результаты, полученные при анализе этой составляющей, и будут определять требования к точности определения  $\Delta T$ .

Рассмотрим требования к точности определения  $\Delta u$ , определяемые из (12). На рис. 4 приведены изолинии  $\delta\Delta u$  для  $\delta_2 LE_0/LE_0 = 0,1$  (т. е. для 10%-ной погрешности расчета  $LE_0$ , обусловленной  $\delta\Delta u$ ). В области положительных потоков величина  $\Delta u$  должна задаваться с погрешностью  $\delta\Delta u$ , не превышающей 0,15—0,3 м/с при  $\Delta u$  равном 0,3—0,5 м/с; при  $\Delta u > 0,6$  м/с,  $\Delta T > 0,5^\circ\text{C}$   $\delta\Delta u$  может быть увеличено до 0,3—0,5 м/с; при  $\Delta u > 0,6$  м/с,  $\Delta T < 0,5^\circ$  требования к точности определения  $\Delta u$  возрастают —  $\delta\Delta u$  не должно превышать 0,15—0,3 м/с. В области отрицательных потоков при  $0,8 \leq \Delta u \leq 1,2$  м/с  $\delta\Delta u$  не должно превышать 0,2 м/с; при  $\Delta u > 1,2$  м/с,  $\Delta T < -0,8^\circ$   $\delta\Delta u$  может быть увеличено до 0,25—0,3 м/с; при  $\Delta u > 1,2$  м/с,  $\Delta T > -0,8^\circ$  требования к точности определения  $\Delta u$  возрастают —  $\delta\Delta u$  не должно превышать 0,15—0,25 м/с.

Требования к точности определения температуры  $T$ , вытекающие из (13), практически совпадают с требованиями к определению этого элемента для расчета  $P_0$ .

Оценим величину  $\delta\Delta e$ . Как видно из (14), относительная погрешность расчета  $LE_0$ , обусловленная неточностью определения  $\Delta e$ , численно равна относительной погрешности определения  $\Delta e$  ( $\delta_4 LE_0/LE_0 = \delta\Delta e/\Delta e$ ).

Выражение для разностей упругостей водяного пара, определенных для высот  $z_2, z_1$ , имеет вид [3]

$$\Delta e = e_2 - e_1 = E(T_2') - Ap(t_2 - t_2')(1 + 0,00115t_2') - \\ - E(T_1') + Ap(t_1 - t_1')(1 + 0,00115t_1'). \quad (15)$$

Здесь  $E(T'_1)$ ,  $E(T'_2)$  — насыщающие упругости водяного пара над плоской поверхностью чистой воды при температуре смоченного термометра  $T'$  соответственно на высотах  $z_1$  и  $z_2$ ;  $A$  — психрометрический коэффициент,  $p$  — атмосферное давление.

При анализе составляющих погрешностей определения  $\Delta e$  так же, как и выше (при определении  $\delta_1 LE_0$ ), не будем учитывать зависимость скрытой теплоты парообразования от температуры, т. е.

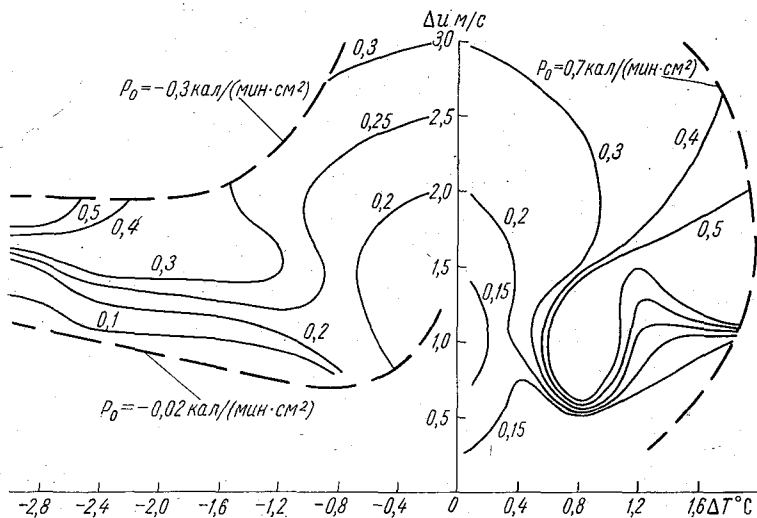


Рис. 4. Номограмма для нахождения допускаемой погрешности определения разности скоростей ветра  $\delta \Delta u$  м/с при  $\frac{\delta_2 LE_0}{LE_0} = 0,1$ .

члены, содержащие  $(1+0,00115t')$ . Кроме того, для определения  $E(T')$  воспользуемся формулой Магнуса. Тогда, обозначив

$$t_2 = t + \Delta t, \quad (16)$$

$$t'_2 = t' + \Delta t', \quad (17)$$

получим из (15)

$$\Delta e = 6,1 \left[ 10^{\frac{7,45(t' + \Delta t')}{235 + t' + \Delta t'}} - 10^{\frac{7,45t'}{235 + t'}} \right] - Ap(\Delta t - \Delta t'). \quad (18)$$

Для оценок отдельных составляющих погрешности определения  $\Delta e$  последнее выражение можно представить в виде

$$\Delta e = [M(t') + Ap] \cdot \Delta t' - Ap \Delta t. \quad (19)$$

Здесь

$$M(t') = 6,1 \cdot 10^{\frac{7,45t'}{235 + t'}} \cdot \frac{7,45 \ln 10}{235 + t'}. \quad (20)$$

В [4] показано, что основными составляющими погрешности определения  $\Delta e$  являются погрешности определения  $t'$ ,  $\Delta t$ ,  $\Delta t'$ . Погрешностями, обусловленными неточностью задания величины  $A$  и  $p$ , можно пренебречь. Приняв для оценок  $\delta \Delta t = \delta \Delta t'$  из (19) получим

$$\delta \Delta e = [M(t') + 2Ap] \cdot \delta \Delta t + \frac{\partial M(t')}{\partial t'} \cdot \Delta t' \delta t'. \quad (21)$$

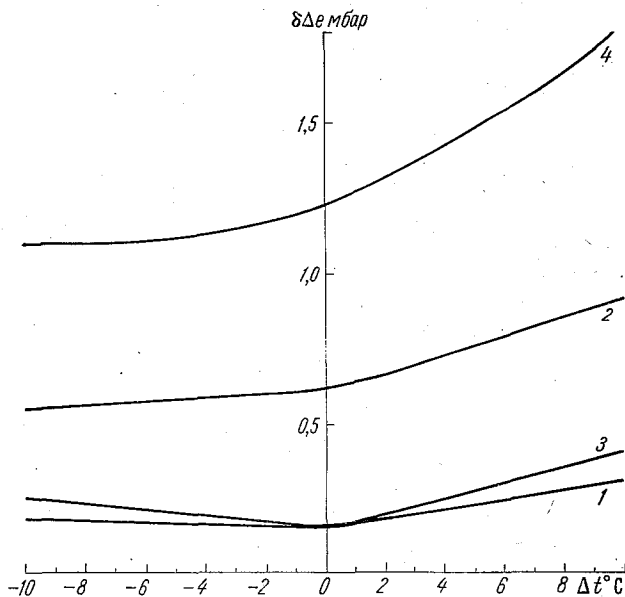


Рис. 5. Зависимость погрешности определения разности упрягостей водяного пара  $\delta \Delta e$  от погрешностей измерения температур  $\delta t'$  и разностей температур  $\delta \Delta t$ .

1 —  $\delta t' = 0,1^\circ\text{C}$ ,  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,05^\circ\text{C}$ ; 2 —  $\delta t' = 0,1^\circ\text{C}$ ,  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,2^\circ\text{C}$ ; 3 —  $\delta t' = \delta t = 0,2^\circ\text{C}$ ,  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,05^\circ\text{C}$ ; 4 —  $\delta t' = \delta t = 0,2^\circ\text{C}$ ,  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,4^\circ\text{C}$ .

При непосредственном измерении разностей температур  $\Delta t$ ,  $\Delta t'$  последние могут быть получены с погрешностью не более  $0,05^\circ\text{C}$  (при диапазоне  $\pm 5^\circ\text{C}$ ) [5]. При нахождении этих величин расчетным способом по (16), (17) погрешность их определения может быть принята равной  $2\delta t = 2\delta t'$ , при этом появляется необходимость измерения температур  $t$ ,  $t'$  на двух уровнях  $z_2$  и  $z_1$ . Таким образом величина  $\delta \Delta e$  существенным образом зависит от способа нахождения  $\Delta t$ ,  $\Delta t'$ .

На рис. 5 представлены результаты численных оценок (21) для четырех случаев

1.  $\delta t = \delta t' = 0,1^\circ\text{C}$ ;  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,05^\circ\text{C}$ ,
2.  $\delta t = \delta t' = 0,1^\circ\text{C}$ ;  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,2^\circ\text{C}$ ,
3.  $\delta t = \delta t' = 0,2^\circ\text{C}$ ;  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,05^\circ\text{C}$ ,
4.  $\delta t = \delta t' = 0,2^\circ\text{C}$ ;  $\delta \Delta t = \delta \Delta t' = 0,4^\circ\text{C}$ .

Из рис. 5 видно, что абсолютная погрешность  $\delta \Delta e$  сильно зависит от способа нахождения  $\Delta t$ ,  $\Delta t'$ . Относительная погрешность определения  $\Delta e$ , а, следовательно, и  $LE_0$  зависит также и от  $\Delta t'$ . Сравнение результатов вычисления  $\delta \Delta e / \Delta e$  для случаев 1, 2 показывает, что в случае 1 эта величина в среднем в 3 раза меньше, чем в случае 2; в случае 3 она меньше в среднем в 5 раз, чем в случае 4. Отметим, что случай 4 соответствует методу измерений, имеющему место на сети станций в настоящее время.

**Турбулентный поток количества движения.** Выражение для расчета  $\tau$  может быть приведено к виду

$$\tau = \varphi_3 \left( \frac{\Delta T}{T (\Delta u)^2} \right) \Delta u^2. \quad (22)$$

Здесь

$$\varphi_3 \left( \frac{\Delta T}{T (\Delta u)^2} \right) = \varphi_2 \left( \frac{\Delta T}{T (\Delta u)^2} \right) C. \quad (23)$$

Процесс расчета  $\tau$  аналогичен процессу, описанному для  $P_0$  и  $LE_0$ . Результат получается в  $[\text{г}/(\text{см} \cdot \text{мин}^2)]$ ;  $C = 3,09 \cdot 10^4$ . Задавая  $\frac{\delta_1 \tau}{\tau}$ , можно получить соответствующие значения  $\delta \Delta T$ ,  $\delta \Delta u$ ,  $\delta T$ :

$$\delta \Delta T = \frac{\delta_1 \tau / \tau}{\frac{1}{\varphi_3(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_3(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4}{T (\Delta u)^2}}; \quad (24)$$

$$\delta \Delta u = \frac{\delta_2 \tau / \tau}{-\frac{2}{\varphi_3(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_3(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T}{T (\Delta u)^3} + \frac{2}{\Delta u}}; \quad (25)$$

$$\delta T = \frac{\delta_3 \tau / \tau}{-\frac{1}{\varphi_3(x)} \cdot \frac{\partial \varphi_3(x)}{\partial x} \cdot \frac{10^4 \Delta T}{T^2 (\Delta u)^2}}. \quad (26)$$

Выражения (11), (24) для  $\delta \Delta T$  и (13), (26) для  $\delta T$  при  $\delta_1 LE_0 / LE_0 = \delta_1 \tau / \tau$ ;  $\delta_3 LE_0 / LE_0 = \frac{\delta_3 \tau}{\tau}$  с учетом (23) совпадают. Это объясняется тем, что авторы методики приняли отношение коэффициентов турбулентности для влаги и импульса равным единице.

Результаты численных оценок (24), (25) приведены на рис. 6, 7.

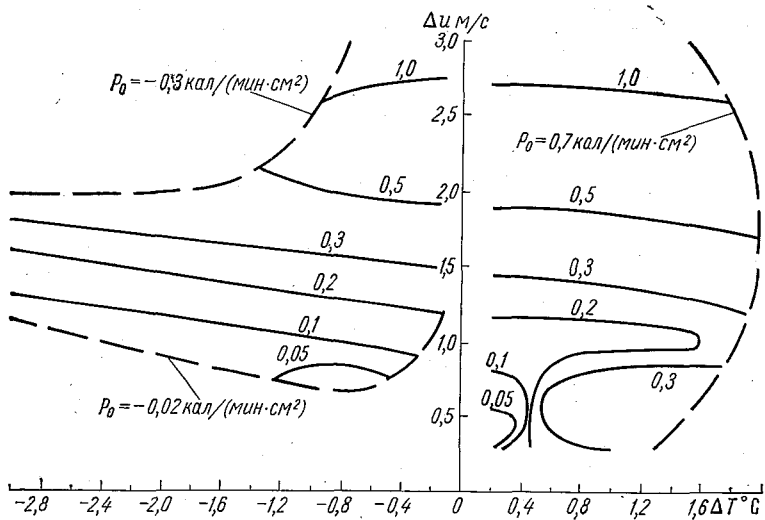


Рис. 6. Номограмма для нахождения допускаемой погрешности определения разности температур  $\delta \Delta T^\circ \text{C}$  при  $\frac{\delta_1 \tau}{\tau} = 0,1$ .

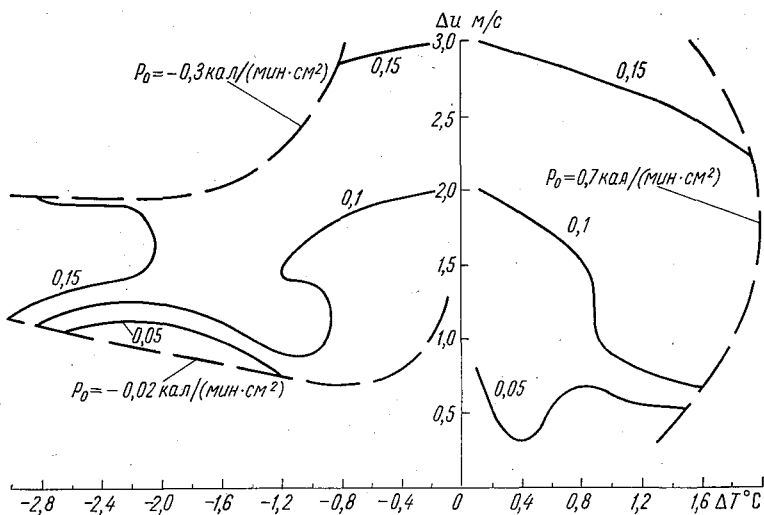


Рис. 7. Номограмма для нахождения допускаемой погрешности определения разности скоростей ветра  $\delta \Delta u \text{ м/с}$  при  $\frac{\delta_2 \tau}{\tau} = 0,1$ .

Требования к точности определения разностей температур  $\Delta T$  сравнительно невысокие. Так,  $\Delta T$  практически при всех условиях может быть определена с погрешностью  $\delta \Delta T \geq 0,1^\circ\text{C}$ .

Требования к точности определения  $\Delta u$  достаточно высокие во всех областях изменения потоков. При использовании существующей в настоящее время аппаратуры широкого применения для измерения скоростей ветра можно обеспечить нахождение  $\tau$  с относительной погрешностью  $\delta_2\tau/\tau$  не менее чем 20—30%.

Требования к точности определения температуры  $T$ , так же как при расчете  $LE_0$ , совпадают с требованиями к точности определения  $T$  при расчете  $P_0$ .

В заключение отметим, что приведенные номограммы для нахождения допускаемых погрешностей определения метеоэлементов по заданной точности расчета потоков могут быть использованы для решения обратной задачи — расчета погрешности найденного значения потока. Так, рассчитав поток и зная условия, при которых он получен, а также метрологические характеристики используемой аппаратуры, по приведенным на рис. 2—7 номограммам можно получить относительную погрешность соответствующего потока.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Леготина С. И., Орленко Л. Р. Тепловой баланс подстилающей поверхности в период экспедиции КЭНЭКС-71.— Труды ГГО, 1973, вып. 296, с. 46—56.
2. Леготина С. И., Орленко Л. Р. О расчете турбулентных потоков тепла и влаги по данным градиентных измерений.— Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 29—39.
3. Психрометрические таблицы.— Л.: Гидрометеиздат, 1972.— 235 с.
4. Стернзат С. М. О погрешностях измерения градиента упругости водяного пара при помощи термометров сопротивления.— Труды ГГО, 1974, вып. 340, с. 56—63.
5. Афиногенов Л. П., Стернзат С. М. Анализ погрешностей измерения градиентов температуры воздуха.— Труды ГГО, 1974, вып. 342, с. 23—30.

С. П. Малевский-Малевич, Н. В. Серова

## К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПОТОКОВ ТЕПЛА В ПРОТАИВАЮЩЕЙ ПОЧВЕ

При изучении формирования условий теплового баланса земной поверхности в задачах, связанных с сезонным протаиванием грунтов в районах вечной мерзлоты, особую важность приобретают особенности теплообмена в почве. Экспедиционные работы, выполняемые ГГО и ВСЕГИНГЕО в районах освоения газовых месторождений севера Западной Сибири уже в течение трех лет (1975—1977) позволили получить значительный по объему экспериментальный материал, позволяющий сделать некоторые выводы как методического, так и физического характера, касающиеся условий теплообмена в некоторых видах протаивающих грунтов. При этих исследованиях одним из основных вопросов является оценка изменений теплового баланса и условий сезонного протаивания при изменении свойств подстилающей поверхности за счет хозяйственного освоения территории, в первую очередь — при уничтожении растительного покрова. Поэтому все теплосбалансовые измерения выполнялись параллельно на двух площадках, одна из которых характеризуется естественным состоянием подстилающей поверхности («естественная» площадка), а с поверхности другой растительный покров был удален («нарушенная» площадка). Такие измерения на площадках участка Медвежье (водораздельный участок с суглинистыми почвами и кустарничково-лишайниковым растительным покровом, чередующимся с пятнами-медальонами), выполнялись в течение трех сезонов (удаление покрова проведено в июне 1975 г.). Аналогичные работы выполнялись в летние сезоны 1975 и 1976 гг. еще на двух участках. Ландшафтное описание участков приведено в [4]. Сведения об организации этих работ приведены в [3]. Методика и результаты расчетов потоков тепла в почву для естественных и нарушенных условий подстилающей поверхности для суглинков и торфяников по данным измерений 1975 г. приведены в [1, 6]. Здесь приводятся результаты дальнейших исследований.

В комплекс измерений, выполненных в сезонах 1976 и 1977 гг. были включены измерения потоков тепла в почву при помощи резиновых тепломеров Ленинградского Технологического института холодильной промышленности, установленных на естественных площадках — непосредственно под растительным покровом, а на нарушенных — под верхним 2-сантиметровым слоем почвы. При всей простоте этих измерений и большом выигрыше во времени по сравнению с расчетами по профильным измерениям температуры в почве, оказалось необходимым выполнить некоторые методические проработки для оценок и возможных погрешностей метода и выполнения необходимых коррекций измеренных величин. С этой точки зрения представилось целесообразным оценить следующие погрешности:

1. За счет неучета изменения теплосодержания верхнего слоя почвы — от уровня деятельной поверхности до уровня верхней поверхности тепломера.

2. За счет различий теплофизических характеристик исследуемой почвы и материала тепломера.

3. За счет особенностей суточного хода потока тепла в почву при определении суточных сумм потоков при использовании срочных измерений.

Была выполнена также оценка случайных погрешностей измерений по сравнению с расчетными методами.

Рассмотрение этих вопросов позволило прийти к следующим выводам.

Для оценки погрешностей за счет влияния изменения теплосодержания верхнего слоя почвы (слой растительного покрова для естественной площадки и верхний 2-сантиметровый слой суглинка для нарушенной площадки) были выполнены расчеты суточных сумм потоков по измеренным профилям температуры почвы по данным июля и сентября 1976 г. (Медвежье) по методике, изложенной в [6]. Эти расчеты показали, что для условий оголенной поверхности вклад изменения теплосодержания 2-сантиметрового слоя в общий поток тепла в почву  $B$  чрезвычайно мал (например, для июля он равен 0,3%). Это дает возможность не учитывать эту величину при определении  $B$ . Для условий поверхности с растительным покровом при осреднении всех данных этот эффект тоже достаточно мал. Так, для июля его суммарное значение за месяц составляет  $36 \text{ кал/см}^2$  при общем потоке  $838 \text{ кал/см}^2$ , для сентября — ( $-14 \text{ кал/см}^2$ ) при общем потоке  $263 \text{ кал/см}^2$ . При рассмотрении сумм потоков за сезон протаивания разные знаки этой величины в июле и сентябре приводят к тому, что итоговый вклад ее составляет 2% к общему потоку тепла. Однако для отдельных суток это слагаемое может достигать значений, сравнимых с  $B$ . Поэтому, при исследованиях процессов теплообмена в почве при наличии растительного покрова за малые интервалы времени неучет этой величины может существенно исказить результаты. Однако здесь коррекций измеренных значений  $B$  за счет этого эффекта не выполня-



лось, поскольку итоговый результат определения их за сезон при этом практически не меняется.

Причиной возникновения систематических ошибок в определении потока тепла в почву может явиться различие в теплофизических характеристиках материала тепломера и почвы. Анализ этих погрешностей, выполненный М. А. Кагановым и Ю. Л. Розенштоком, приведен в работе А. Ф. Чудновского [7]. Согласно этому анализу, погрешность в определении потока тепла в почву зависит от соотношения коэффициентов теплопроводности тепломера и почвы и геометрии прибора.

Приведенная в этой работе зависимость величины  $\frac{B_T}{B_0}$  ( $B_T$  — поток тепла в тепломере,  $B_0$  — в почве) от соответственного отношения коэффициентов теплопроводности  $\frac{\lambda_T}{\lambda_0}$  свидетельствует о том, что малые отношения  $\frac{\lambda_T}{\lambda_0}$  значительно менее выгодны, чем большие. Если иметь в виду условия измерений на площадках Медвежьего, то  $\lambda_0$  изменяется от 0,1 до 0,26 вт/(м·°С) для лишайника и от 1,7 до 2,0 вт/(м·°С) для суглинка. В то же время  $\lambda_T = 0,16$  вт/(м·°С). Если использовать график, приведенный в [7] для определения погрешностей в измерении потока тепла, то окажется, что для наших условий  $\frac{B_T}{B_0} = 1$  для лишайника и  $\frac{B_T}{B_0} = 0,75$  для суглинка. Из этого следует, что при измерениях потока тепла на естественной площадке коррекции результатов не требуется, а на нарушенной эта коррекция необходима. Иными словами, использование резинового тепломера чрезвычайно благоприятно для определения потока тепла при наличии лишайникового покрова, а для обнаженных суглинков желательнее использование тепломера, изготовленного из другого материала, например, из мрамора ( $\lambda = 1,31$  вт/(м·°С)).

Известно, что суточный ход потока тепла в почву имеет ту особенность, что обычно максимальные значения  $B$  не совпадают по времени с максимумом радиационного баланса, а сдвинуты на более раннее время (10—11 ч). В связи с этим при определении суточных сумм по 4-срочным измерениям может возникнуть систематическая погрешность (измерения проводятся в сроки 02, 08, 14 и 20 ч). Для оценки ошибки определения суточных сумм по 4-срочным измерениям были использованы данные измерений на нарушенной площадке УКПГ-11, где были установлены в одинаковых условиях 2 тепломера, показания одного из которых интегрировались за сутки, а второй был использован для срочных измерений. Сопоставление суточных сумм, определенных по интегратору и рассчитанных по 4-срочным измерениям, дает возможность определить искомую погрешность. На рис. 1 приведены результаты такого сопоставления за 2 месяца измерений. Видно, что определение сумм по срочным наблюдениям несколько занижает результаты.

Поправочный коэффициент, позволяющий устранить эту погрешность, оказался равен 1,12 и был использован для коррекции суточных сумм  $B$ , полученных по срочным измерениям тепломерами на всех площадках.

Непосредственные оценки случайных погрешностей определения  $B$  невозможны, поскольку отсутствует необходимый для этого эталон, поэтому воспользуемся косвенным методом, позволяющим сопоставить с этих позиций результаты измерений и расчетов потока тепла в почву. Имея в виду вполне определенную обусловленность величины  $B$  значениями приходящего к поверхности радиационного потока тепла, можно предположить, что с увеличением случайных погрешностей определения  $B$ , связность этой величины с радиационным балансом или суммарной радиацией будет уменьшаться. По-

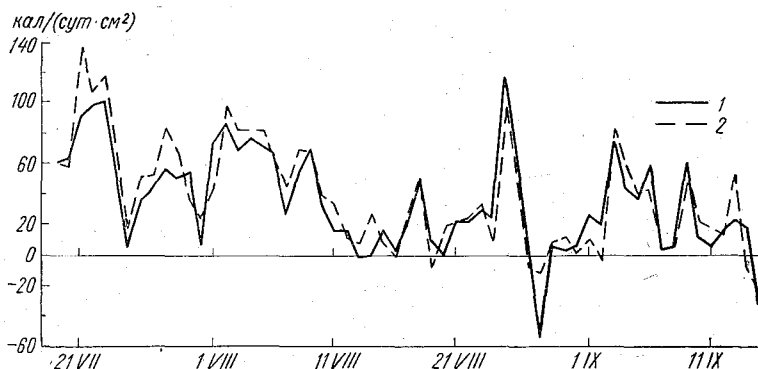


Рис. 1. Суточные суммы потоков тепла в почву по данным интегрирования (1) и по срочным измерениям (2).

этому сравнительное сопоставление коэффициентов корреляции между радиационными потоками и потоками тепла в почву, определенным по расчетам и измерениям, может явиться критерием предпочтительности при выборе способа определения величины  $B$  с точки зрения случайных погрешностей. Для этой цели были использованы значения суточных сумм  $B$  по измерениям и параллельным расчетам по нарушенной площадке за 2 месяца наблюдения 1976 г. Определялись коэффициенты корреляции между измеренными и рассчитанными значениями  $B$  и значениями суммарной радиации  $Q$ . В результате расчетов оказалось, что  $r_{Q, B_{\text{расч}}} = 0,39$ ;  $r_{Q, B_{\text{изм}}} = 0,67$  ( $r$  — коэффициент корреляции).

Сопоставление этих результатов показывает, что измеренные значения  $B$  содержат в себе меньше случайных погрешностей, чем рассчитанные. Это обстоятельство особенно важно при анализе данных о тепловом балансе за малые интервалы времени. Аналогичный вывод следует и из рассмотрения средних квадратических отклонений суточных сумм  $B$ . По данным обработки материалов 1975 г., где использовались рассчитанные значения  $B$ , величина  $\frac{\sigma_B}{B}$

составляет 1,64 для естественной и 1,47 для нарушенной площадок (Медвежье). По результатам 1977 г. использование измеренных значений  $B$  приводит к следующим значениям  $\frac{\sigma_B}{B}$ : для естественной 0,73 и для нарушенной площадок 0,87. При этом изменчивость радиационных потоков за два сравниваемых года была практически одинаковой: величина  $\frac{\sigma_R}{R}$  ( $R$  — радиационный баланс) по данным 1975 г. составляла 0,64 для естественной и 0,63 для нарушенной площадок, а по данным 1977 г. — 0,61 для естественной и 0,58 для нарушенной площадок.

Столь заметное уменьшение  $\frac{\sigma_B}{B}$  при практически совпадающих величинах  $\frac{\sigma_R}{R}$  свидетельствует об уменьшении случайных погрешностей определения  $B$  при переходе от расчетных к измеренным значениям этой величины.

Расчет коэффициентов корреляции между суточными суммами радиационного баланса и расходных компонент теплового баланса по данным площадок Медвежьего показывает, что корреляция потока тепла в почву с радиационным балансом оказывается не очень высокой — коэффициенты корреляции  $r$  для условий естественной площадки составляют 0,43 и 0,47 (1976 и 1977 гг.), а для нарушенной соответственно 0,66 и 0,56. Эти цифры создают впечатление недостаточной обоснованности параметризации потока тепла в почву через радиационный баланс. Однако сравнительно малые значения приведенных здесь величин  $r_{R, B}$  во многом обусловлены случайными погрешностями измерений этих величин и определения их суточных сумм по 4 срокам измерений. И действительно, использование средних за пятидневку значений  $R$  и  $B$  приводит к значениям  $r_{R, B}$ , равным 0,73 для естественной и 0,75 для нарушенной площадок (1977 г.). Здесь можно обратить внимание на выравнивание значений  $r_{R, B}$  для площадок с наличием растительного покрова и без него по сравнению с заметно различающимися величинами  $r_{R, B}$  для этих площадок при использовании суточных сумм. Очевидно, это объясняется указанной выше причиной влияния изменения теплосодержания слоя растительности на суточные суммы  $B$ , уменьшающегося при увеличении интервала осреднения.

Рассмотренные обстоятельства позволили ввести необходимые коррекции в определение суточных сумм  $B$  по всем площадкам.

Сопоставление результатов измеренных и рассчитанных величин не позволяет сделать безусловных выводов о предпочтительности использования одного из этих методов для определения средних значений потока тепла в почву. Так, по данным 1977 г. средне-суточные величины  $B$  по расчетам для естественной и нарушенной площадок составляют 31 и 30 кал/см<sup>2</sup>, по измеренным 24 и 50 кал/см<sup>2</sup>. Использование условия замыкания теплового баланса

в качестве критерия не позволяет отдать предпочтение какой-либо из этих пар цифр, т. к. замена результатов измерений  $B$  на рассчитанные значения уменьшает невязку для естественной площадки, но увеличивает ее для нарушенной. При этом различия в рассчитанных и измеренных значениях  $B$  не превышают 5—10% от радиационного баланса.

Все же результаты измерений  $B$  представляются более разумными, поскольку, как будет проиллюстрировано ниже, соотношения этих величин для двух площадок качественно соответствуют различиям в глубинах сезонного протаивания.

При рассмотрении компонент теплового баланса в естественных условиях пятнистой поверхности необходимо учесть различия в потоках тепла в почву в условиях наличия растительности и пятен оголенной почвы и осреднить их с учетом весов в соответствии с площадями, занимаемыми этими элементами поверхности (соответственно 0,8 и 0,2 [1]). Смысл этого осреднения состоит в том, что при определении других компонент теплового баланса эта пятнистость учитывается автоматически, так как вертикальные градиенты температуры и влажности воздуха, используемые в расчетах турбулентных потоков, формируются под влиянием свойств реальных (в данном случае «пестрой») подстилающей поверхности, а измеренные составляющие радиационного баланса также отражают условия реальной пестроты поверхности.

Результаты выполненных измерений показывают, что при осреднении за весь сезон наблюдений для условий естественной подстилающей поверхности поток тепла в почву составляет по отношению к радиационному балансу 16% по данным 1976 г. и 14% — 1977 г. Абсолютные значения средних суточных сумм потоков тепла в почву соответственно равны 29 и 24 кал/(см<sup>2</sup>·сут). Если же иметь в виду только условия лишайникового покрова (без учета пятен), то эти цифры соответственно составляют 20 и 18 кал/(см<sup>2</sup>·сут) (11% и 10% от радиационного баланса).

Нарушение состояния подстилающей поверхности (удаление растительного покрова) сильно изменяет величины теплообмена в почве. Так, по результатам измерений 1976 и 1977 гг. средние значения суточных сумм  $B$  соответственно составляют 63 и 50 кал/(см<sup>2</sup>·сут). Увеличение величины  $B$  по сравнению с естественными условиями происходит при этом в 2,1 и 2,2 раза. Однако совпадение этих цифр за рассматриваемые 2 года вряд ли дает основание полагать их постоянными вообще, так как оба эти сезона протаивания отличались малыми значениями осадков, и условия увлажнения почвы поэтому отличны от обычных для этого района. Так, за июль—август суммы осадков за эти годы составили примерно 40 и 70% средних для этого района величин, тогда как в 1975 г. они достигали за этот же период времени 160% и потоки тепла в почву для естественных и нарушенных условий подстилающей поверхности различались несущественно [2].

Сопоставление средних величин  $B$  за период с глубинами сезонного протаивания (Медвежье) приведено в табл. 1.

Отметим, что условия 1976—1977 гг. отличались заметно большим радиационным балансом по сравнению с 1975 г. (на 25—30% для сумм за период наблюдений) и, как уже было отмечено выше, меньшими суммами осадков.

Таблица 1

Потоки тепла в почву и глубины протаивания				
Год	Естественная площадка		Нарушенная площадка	
	$\bar{B}$ кал/(сут·см <sup>2</sup> )	$z$ см	$\bar{B}$ кал/(сут·см <sup>2</sup> )	$z$ см
1975	21	110	25	130
1976	20	130	63	155
1977	18	135	50	165

Результаты, приведенные в табл. 1, не показывают однозначного детального соответствия сравниваемых величин, хотя некоторые черты формирования условий протаивания достаточно выражены в потоках тепла (соотношение между условиями наличия покрова и его отсутствия, различия между сравниваемыми величинами для нарушенной площадки между данными за 1975 и 1976—1977 гг.). Среди причин, вызывающих расхождение результатов, можно отметить сложность трактовки «средних» величин  $B$  и  $z$  для рассматриваемых участков поверхности, поскольку измерения потока тепла, по сути дела, выполняются в фиксированной точке, а величина  $z$ , определяемая замерами щупом, характеризуется значительной пространственной изменчивостью даже в пределах рассматриваемых площадок наблюдений [7].

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лазарева Н. А. и др. Тепловой баланс некоторых видов поверхности районов освоения севера Западной Сибири в период сезонного протаивания грунтов/Лазарева Н. А., Малевский-Малевич С. П., Серова Н. В.—Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 75—85.
2. Лазарева Н. А. и др. Влияние удаления растительного покрова на изменение компонент теплового баланса/Лазарева Н. А., Малевский-Малевич С. П., Шур Ю. Л.—Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 86—93.
3. Методика полевых теплобалансовых исследований/И. И. Иванова, С. П. Малевский-Малевич, Н. В. Серова, В. Б. Славин-Боровский.—Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 4—15.
4. Москаленко Н. Г. Природные комплексы прибрежных морских равнин района газового месторождения «Медвежье».—Труды ГГО, вып. 402, 1978, с. 16—21.
5. Москаленко Н. Г. Опыт детального изучения природных комплексов севера Западной Сибири/Москаленко Н. Г., Славин-Боровский В. Б., Шур Ю. Л.—Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 94—105.
6. Серова Н. В., Цейтин Г. Х. О расчете потоков тепла в почву в условиях фазовых изменений.—Труды ГГО, 1978, вып. 402, с. 40—48.
7. Чудновский А. Ф. Теплофизика почв.—Л.: Наука, 1976.—430 с.

## СОДЕРЖАНИЕ

Э. К. Бютнер, О. К. Захарова. Влияние нефтяной пленки на сопротивление поверхности при умеренном ветре . . . . .	3
О. К. Захарова. Зависимость коэффициента сопротивления морской поверхности от скорости ветра . . . . .	7
Ф. Н. Шехтер, М. А. Кропоткин, Т. Ю. Шевелева. Влияние поверхностных пленок загрязняющих веществ на световой и тепловой режим воды . . . . .	11
Р. С. Бортковский. О влиянии загрязнения воды на теплоотдачу и испарение морской поверхности при шторме . . . . .	22
Н. З. Арнелъ, Р. С. Бортковский, Э. К. Бютнер, И. И. Иванова. Результаты наблюдений в придном слое воздуха при наличии загрязнений водной поверхности . . . . .	29
В. В. Симонов. Турбулентный поток над волнистой границей . . . . .	39
В. В. Симонов. Некоторые результаты расчета структуры турбулентного потока над волнистой границей . . . . .	52
А. И. Головин. Некоторые характеристики турбулентного обмена в придном слое атмосферы Индийского океана . . . . .	60
Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова. О расчете суммарной радиации при безоблачном небе над акваторией крупных озер . . . . .	68
Б. Н. Егоров, Т. В. Кириллова. О сопоставлении различных методов расчета суммарной радиации над акваторией крупных озер . . . . .	76
Т. В. Кириллова, Л. В. Несина. Об ошибках расчета потоков тепла и влаги с поверхности озер по осредненным исходным данным . . . . .	82
А. С. Дубов. Об уравнении баланса кинетической энергии в слое растительности . . . . .	90
Л. П. Быкова. Моделирование суточных изменений метеорологического режима в пограничном слое атмосферы над растительным покровом . . . . .	96
А. С. Дубов. Об оценке времени прохождения влагой толщи планетарного пограничного слоя над равниной . . . . .	108
Г. Х. Цейтин. Об использовании сумм температур для расчета потоков тепла в почву . . . . .	113
Н. В. Воронова. О тепловом и динамическом влиянии города . . . . .	120
О. Б. Шкляревич. Проверка методики расчета составляющих теплового баланса подстилающей поверхности по материалам Цимлянской экспедиции 1976 г. . . . .	125
С. М. Стернзат. О точности градиентных измерений, необходимой для расчетов турбулентных потоков . . . . .	133
С. П. Малевский-Малевич, Н. В. Серова. К определению потоков тепла в протаивающей почве . . . . .	143

Труды ГГО, вып. 423

### ФИЗИКА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Редактор Т. А. Иванова. Технический редактор Л. М. Шишкова. Корректор Г. С. Макарова

Сдано в набор 12.03.79. Подписано в печать 25.07.79. М-18331. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>, бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 10,0. Уч.-изд. л. 10,38.  
Тираж 750 экз. Индекс МЛ-109. Заказ № 142. Цена 70 коп. Заказное.  
Гидрометеиздат. 199053, Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Ленинградская типография № 8 ЛПО «Техническая книга» Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.  
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.