

УДК 811.23.251

С.В. Сеитова**ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ МОРЕМ И АТМОСФЕРОЙ**

В статье рассматривается задача обмена теплотой между поверхностью моря и атмосферой (внешний теплообмен). Приводится ряд математических формул позволяющих вычислить количества тепла затраченного морем на испарение воды.

Теплообмен в море; гидродинамические процессы.

S.V. Seitova**HEAT EXCHANGE BETWEEN SEA AND ATMOSPHERE**

In this paper we consider the problem of heat exchange between the sea and the atmosphere (external heat transfer). A number of mathematical formulas to calculate the heat input to the evaporation of sea water

Heat exchange at sea; the hydrodynamic processes.

Движение воздуха в атмосфере и воды в гидросфере в большинстве случаев имеет турбулентный характер. Турбулентность в атмосфере и гидросфере играет большую роль, так как именно благодаря турбулентности происходят обмен количеством движения и теплотой между атмосферой и океаном (включая, в частности, зарождение ветровых течений и волн в океане), испарение с поверхности океана и суши, вертикальный перенос тепла, влаги, солей, растворённых газов и различных загрязнений, диссипация кинетической энергии, рассеяние и флуктуации амплитуды и фазы звуковых, световых и радиоволн (включая мерцание звёзд, флуктуации радиосигналов космических аппаратов, сверхдальнее телевидение и т.п.).

Среди задач термогидродинамических выступили на первый план такие, которые сейчас особо нуждаются в совместной напряжённой работе физиков, математиков и геофизиков, т.к. эти разделы позволяют проводить прикладные исследования, связанные с прикладными задачами, такими как укрепление береговой линии, прогнозирование погодных явлений и т.д.

Важную роль в климате планеты играет процесс теплообмена между океаном (поверхностью его) и атмосферой. Процесс теплообмена играет важную роль не только в природе, но и в жизнедеятельности человека и является одной из основных задач при изучении роли океана как части климатической системы Земли. Изучению подлежат не только процессы проводного слоя, но и процессы, протекающие в его толщине и на границах различных сред.

Говоря о теплообмене, мы будем рассматривать теплообмен проводного слоя и процессы, протекающие в нем. Каждый грамм, испарившийся морской воды отнимает у моря количество тепла, равное скрытой теплоте λ_1 парообразования, т.е.

$\lambda_1 = 607 - 0,7\vartheta$ кал/г, где ϑ – температура воды в градусах Цельсия [1].

Это очень большое количество, а потому испарение должно являться важной составляющей среди всех потерь тепла с поверхности моря.

Изучением этого вопроса давно занимаются, производились различные измерения, исследовалось количественное определение зависимости между скоростью испарения воды и метеорологическими условиями.

Эти исследования производились метеорологами в сухопутных условиях. Впоследствии их стали проводить на борту корабля. Работа на борту корабля также сопряжена с техническими затруднениями, это связано с качкой и с выдуванием части воды из испарителя при сильном ветре. Учитывая это, получались большие недопустимые погрешности. Измерения скорости испарения на корабле стали производиться только после того, как были найдены невесовые способы определения количества испарившейся воды в приборах на палубе. Существует два способа измерения: первый, основан на измерениях солёности морской воды; второй, основан на измерении понижения температуры воды в испарителе за счёт потери тепла при испарении.

Исследовал испарения в самых разнообразных условиях, на самых различных широтах В.В. Шулейкин на борту парохода «Трансбалт», систематически измеряя во время его рейса из Чёрного моря во Владивосток через Средиземное и Красное моря, Индийский океан, Южно-Китайское, Восточно-Китайское и Японское моря [1].

Ясно, что понижение температуры воды зависит не только от испарения воды в сосуде, но и от теплообмена между водой и атмосферным воздухом.

Обычно температура поверхностной морской воды выше температуры воздуха. Поэтому последний, протекая над поверхностью, будет уносить с собой не только водяной пар, но и некоторое добавочное количество тепла, тем более, чем больше разность температур между водой и воздухом. Теплообмен прекратится, когда температура воды сравняется с температурой воздуха: охлаждение воды тогда будет происходить исключительно за счёт её испарения. При дальнейшем охлаждении воды, все изменится: более тёплый воздух будет отдавать воде обратно часть тепла, расходуемого на испарение.

Отсюда возникает задача – определить, сколько тепла теряется водой дополнительно, помимо скрытого тепла испарения, когда температура воды превышает температуру воздуха, и, наоборот, сколько тепла вода отнимает у воздуха, если последний оказывается теплее её.

Поэтому для решения этих задач необходимо строить кривые охлаждения воды. Причём, при построении такой кривой необходимо учитывать скорость ветра как постоянную величину. Выражается это функцией $\mathcal{Q} = \psi(t)$, где \mathcal{Q} – температура воды, t – время. Тогда количество тепла, которое теряет вода (на каждый квадратный сантиметр её поверхности) в единицу времени, будет равно:

$$\frac{dq}{dt} = c \frac{Q\delta}{F} \cdot \frac{dV}{dt},$$

где Q – объем воды в сосуде, F – величина её свободной поверхности, c – её удельная теплоёмкость, δ – плотность.

Говоря о теплообмене, на данном этапе можно заключить, что он зависит от температуры воды и воздуха, от скорости ветра над самой поверхностью моря (учитывая так же его направление), а также влажность воздуха.

Для исследования в области термике моря существенным является не само количество испаряющейся воды, а количество тепла, которое при этом отнимается с поверхности моря.

После первых измерений, проведённых В.В. Шулейкиным в 1928 году, измерения были проведены различными учёными в различных странах. В результате получены эмпирические формулы одинакового строения, позволяющие вычислять

количество тепла, затрачиваемого морем на испарение воды – по заданному влажному дефициту и заданной скорости ветра [1].

Итак, суточный расход тепла на испарение оказывается равным $Q_1 = N(e_0 - e_z)V_z$ кал/см сутки, где e_0 – упругость водяного пара, насыщающего воздух при температуре поверхностной воды; e_z – упругость пара, измеренная в воздухе на высоте z , над водой; V_z – скорость ветра на этой высоте.

К подобным выводам и формуле пришли К.Р. Олевинский, В.С. Самойленко, Г. Свердруп, М.И. Будыко и др.

Также не следует выпускать из вида, что понятие теплообмена между морем и атмосферой, т.е. конвекционные явления в атмосфере над морем играют большую роль в теплообмене, нежели явления радиационные.

Конвекционный теплообмен происходит либо в прямом направлении (более всего распространенном) – от моря в атмосферу, либо в обратном направлении – из атмосферы в море [5-7].

Но в теплообмене также необходимо учитывать турбулентный обмен внутри водных масс. На это тоже следует обращать внимание в данном вопросе. Занимаясь вопросом теплообмена, нужно учитывать тепловые явления в море, обратить внимание на турбулентные движения в водной среде, и исследовать передачу тепла за счет турбулентного обмена между массами, обладающими различными температурами.

Все движения, совершающиеся в море, характеризуются сверхкритическими значениями критерия Рейнольдса, т.е. они турбулентные, не являющиеся ламинарными потоками: т.к., даже при малых скоростях какого-либо течения, критерий Рейнольдса оказывается очень большим за счёт громадных масштабов явления [2,3].

Итак, полная система гидродинамических уравнений должна содержать пять уравнений. Там где в жидкости имеют место процессы теплопроводности и внутреннего трения, одним из уравнений является уравнение непрерывности, остальные – это уравнения Навье-Стокса, а пятое уравнение, для идеальной жидкости, уравнение энтропии (в вязкой жидкости это уравнение не имеет смысла). Если температура жидкости не постоянна вдоль её объёма, то перенос тепла происходит посредством теплопроводности. Под этим подразумевается непосредственный молекулярный перенос энергии из мест с более высокой в места с более низкой температурой. Он не связан с макроскопическим движением и происходит также и в неподвижной жидкости.

Рассмотрим процесс испарения и теплообмен водоема с атмосферой с учетом процесс в мелководной и прибрежной зонах. Здесь возникает две задачи, определение теплообмена и испарения в при слабых ветрах и штиле и вопросы, связанные с учетом типа (формы волны) в мелководных акваториях.

Определение теплообмена и испарения в естественных условиях при слабых ветрах и штиле представляет собой сложную задачу, по крайней мере, современные методы расчета (океанографические таблицы) позволяют рассчитывать значения испарения и теплообмена, начиная со скоростей ветра 3м/с и выше. Неопределенность расчета испарения и теплообмена при штилевых ветрах связаны с тем, что значения потоков малы и, следовательно, велики их относительные ошибки. В тоже время хорошо известно, что при свободной конвекции теплоперенос про-

порционален перепаду температуры в степени $\frac{4}{3}$ ($Q_T \approx \Delta T_{w_0z}^{\frac{4}{3}}$). Использование этой пропорции позволяет подойти к решению вопроса параметризации тепломассопереноса при штиле и слабых ветрах с другой позиции. Обратившись к работам Г.С. Голицына и А.А. Грачева, обобщивших пропорциональность $Q_T \approx \Delta T_{w_0z}^{\frac{4}{3}}$ для случая свободной конвекции в двухкомпонентной среде и получивших следующие формулы:

$$Q_T = A_T \rho c_p \Delta T_{w_0z}^{\frac{4}{3}} \left[\frac{\alpha \nu_T^2 g}{\nu} \left(1 + \frac{b}{B_o} \right) \right]^{\frac{1}{3}}, \quad (1)$$

$$E = A_e \Delta a_{w_0z}^{\frac{4}{3}} \left[\frac{\beta \nu_e^2 g}{\nu} \left(1 + \frac{B_o}{b} \right) \right]^{\frac{1}{3}},$$

где $\alpha = -(\partial \ln \rho / \partial T)_{p,q} = 1/T_a$ – коэффициент теплового расширения воздуха; $\beta = -(\partial \ln \rho / \partial q)_{p,T} \approx 0,61$; ν_T, ν_e – кинематические коэффициенты молекулярной диффузии тепла и водяного пара в воздухе; ν – кинематическая вязкость воздуха; $b = \beta c_p / \alpha l \approx 0,73$ (при $T_a = 293K$); g – ускорение свободного падения; ρ – плотность воздуха; c_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении; B_o – отношение Боуэна, $B_o = Q_T / lE$; l – удельная теплоемкость парообразования; ΔT_{w_0z} ; Δa_{w_0z} – перепады температуры и абсолютной влажности воздуха между водной поверхностью и высотой z ; A_T и A_e – численные множители $A_T \approx A_e$.

Основной проблемой в расчетах является то, что волны в мелководных акваториях более крутые, чем в открытых и глубоководных частях морях и раньше (при более низких скоростях ветра) обрушаются. Все это должно приводить к усилению шероховатости водной поверхности в аэродинамическом смысле и соответственно к более интенсивному турбулентному обмену импульсом, теплом и влагой. Проведен обзор, который показал, что на сегодняшний день вообще нет какого-либо надежного метода определения испарения и теплообмена мелководных озер и прибрежной зоны морей.

Заметим, что чувствительность испарения и теплообмена к глубине водоема были отмечены и ранее [1,3-9]. Интенсификация энерго-массообмена мелкого водоема с атмосферой вызвана как изменением теплового режима воды мелководья так и аэродинамической шероховатости его поверхности [10]. Так, если тепловые изменения при вычислениях учитываются при помощи использования фактических данных его поверхностной температуры, учет же изменений шероховатости обычно не делается.

Интенсивность испарения, теплообмена и энергообмена мелководий можно представить в виде:

$$\begin{aligned}
 U^{SW} &= U + U * k_U^{SW} * \frac{h}{H} \approx U(1 + 1.6 \frac{h}{H}); \\
 H_T^{SW} &= H_T + H_T * k_T^{SW} * \frac{h}{H} \approx H_T(1 + 2 \frac{h}{H}); \\
 E^{SW} &= E + E * k_E^{SW} * \frac{h}{H} \approx E(1 + 2 \frac{h}{H}),
 \end{aligned} \tag{2}$$

где $k_T^{SW} \approx k_E^{SW} \approx 2$, $k_U^{SW} \approx 1.6$ – эмпирические коэффициенты; h^{SW} – высота волны на мелководье, которую необходимо измерить. В связи с тем, что h^{SW} нам неизвестна, то можно воспользоваться эмпирическим соотношением:

$$h^{SW} \approx \frac{0.07 * U_z^2 (g \frac{H}{U_z^2})^{3/5}}{g}.$$

Следует иметь в виду, что в прибрежной зоне воздушный поток трансформирован [5,8], что приводит к дополнительным трудностям вычисления энерго-массообмена. Имеются многочисленные экспериментальные и теоретические исследования для этой зоны [11], включая полное изучение структуры внутреннего пограничного слоя (IBL). Однако, по-прежнему, количественные оценки величин турбулентных потоков в этой зоне сильно отличаются между различными авторами [10], достигая 100 %.

Базируясь на экспериментальных данных по влиянию глубины водоема на интенсивность взаимодействия, можно разработать модель энерго- и массообмена в прибрежной зоне.

Будем использовать понятие зоны прибоя $x \leq L^{(-)}$, где выполняются условия: $(h^{(-)}(x) = H^{(-)}(x)f(tg\alpha) \approx 0.5H^{(-)}(x))$.

На границе прибрежной зоны принято возможным использование дисперсионных соотношений, как для глубокого моря ($C_0 = \frac{g}{\omega}$), так и для мелкого моря ($C_0 = \sqrt{gH}$). С учетом этого на границе прибрежной зоны можно записывать:

$$\frac{\lambda^{(+)}}{H^{(+)}} = 2\pi \approx 6.28.$$

Запишем уравнение энергетического баланса в прибрежной зоне при $(\frac{\lambda^{(+)}}{H^{(+)}} = 2\pi \approx 6.28)$ в виде:

$$\frac{\partial h^2}{\partial x} = \frac{h^{(+2)}}{L^{(+)}} F(tg\alpha). \tag{3}$$

Приняв во внимание среднюю статистическую зависимость высоты волн от скорости ветра $h^{(+)} \approx 0.16 \frac{U_z^2}{g}$ и отношение $L^{(+)} = \frac{H^{(+)}}{tg\alpha} = \frac{g}{\omega^2 tg\alpha} = \frac{\lambda^{(+)}}{2\pi g \alpha} \approx 2 \frac{U_z^2}{gtg\alpha}$, получаем необходимое выражение для расчета высоты волн в прибрежной зоне в окончательном виде:

$$h(x) = 0.16 \frac{U_z^2}{g} \left[1 - c \left(1 - \frac{x}{2U_z^2} \operatorname{tg} \alpha \right) \right]. \quad (4)$$

Зависимость (4) в комбинации с эмпирической зависимостью (2) позволяет вычислять значения потоков тепла, влаги и количества движения на различных расстояниях от берега. Для этого достаточно определить значение $\operatorname{tg} \alpha = \frac{H(x)}{L(x)} \approx \frac{H^{(+)}}{L^{(+)}}$ и значение коэффициента c .

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Шулейкин В.В. Физика моря. – М.: Наука, 1968.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика том VI Гидродинамика. – М.: Физматлит, 2006.
3. Бетяев С.К. Записки гидродинамика. – М., 2008.
4. Белоцерковский С.М., Ништ М.И. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. – М.: Наука, 1978.
5. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа. – М.: Мир, 1986.
6. Захаров В.Д. Физика как философия природы. – М.: URSS, 2005.
7. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидродинамика. – М.: ГИТЛ, 1963. – Т. 1-2.
8. Лаврентьев М.А., Шабат Б.В. Проблемы гидродинамики и их математическое моделирование. – М.: Наука, 1973.
9. Панин Г.Н. Тепло-и массообмен между водоемом и атмосферой в естественных условиях. – М.: Наука, 1985. – 206 с.
10. Панин Г.Н. Испарение и теплообмен Каспийского моря. – М.: Наука, 1987. – 88 с.
11. Панин Г.Н., Кривицкий С.В. Аэродинамическая шероховатость поверхности водоема. – М.: Наука, 1992. – 135 с.
12. Китайгородский С.А., Кузнецов О.А., Панин Г.Н. О коэффициенте сопротивления, теплообмена и испарения и расчетах потоков импульса, тепла и влаги над морской поверхностью в атмосфере // Известия АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана. – 1973. – Т. 9, № 11. – С. 1135-1141.

Сентова Светлана Владимировна

Технологический институт федерального государственного образовательного учреждения высшего профессионального образования «Южный федеральный университет» в г. Таганроге.

E-mail: bits@mail.ru.

347928, г. Таганрог, пер. Некрасовский, 44.

Тел.: 88634371606.

Кафедра высшей математики; ассистент.

Seitova Svetlana Vladimirovna

Taganrog Institute of Technology – Federal State-Owned Educational Establishment of Higher Vocational Education “Southern Federal University”.

E-mail: bits@mail.ru.

44, Nekrasovskiy, Taganrog, 347928, Russia.

Phone: 88634371606.

Department of Higher Mathematics; assistant.