

Динамика тепло- и массопереноса через поверхность вода-воздух по измерениям
теплового радиоизлучения на частоте 60 ГГц

К. П. Гайкович, Р. В. Троицкий

Выполнены исследования динамики тепло- и массопереноса через границу раздела вода-воздух на основе лабораторных радиометрических измерений временной зависимости теплового радиоизлучения водной среды на частоте 60 ГГц, связанной с турбулизацией воздуха над ее поверхностью вентилятором. Восстановлена динамика температурного профиля в воде и в вязком подслое воздуха, а также потока тепла через границу раздела сред. Удалось определить составляющие потока, связанные с испарением и теплообменом, скорость испарения с единицы поверхности. Получено уравнение для определения толщины вязкого подслоя в воздухе по величине потока тепла; эта толщина в условиях эксперимента составила около 2 мм. Обнаружена зависимость процесса от наличия турбулентности в водной среде и предложены методы определения толщины термической пленки. При отсутствии турбулентности в неустойчиво стратифицированной водной среде наблюдалось развитие периодического конвективного процесса с момента достижения критического значения числа Релея. Исследована зависимость теплообмена от наличия на поверхности воды нефтяной пленки. Установлено, что при пленках миллиметрового масштаба теплообмен незаметен на временных интервалах порядка минут, тогда как при толщине 5 мкм его скорость уменьшается из-за наличия нефти примерно в 3 раза.

1. Введение.

В ряде работ [1-6] развита теория радиотеплового зондирования сред, основанная на совместном решении уравнений переноса теплового радиоизлучения и теплопроводности. Полученные соотношения позволяют по измерениям динамики яркостной температуры теплового радиоизлучения полупространства всего на одной длине волны и в фиксированном направлении определять эволюцию профиля температуры в среде и теплового потока через границу полупространства. Эти соотношения были успешно применены в исследованиях теплового режима грунта по излучению в сантиметровом диапазоне и пограничного слоя атмосферы - по измерениям динамики излучения в центре линии поглощения кислорода на 0,5 см [5-6]. Однако в указанных случаях при

интерпретации трудно разделить вклад в погрешность, связанный с неточным знанием параметров среды и их отклонениями от условий однородности и стационарности, при которых справедлива теория, от вклада, обусловленного ошибками измерений яркостных температур.

Для водной среды, параметры которой постоянны и известны с очень высокой точностью, результаты развитой теории можно применять вполне обоснованно. Актуальность исследований теплового режима в поверхностном слое воды и воздуха сантиметрового масштаба связана с тем обстоятельством, что температурные градиенты в этом слое и испарение с поверхности определяют теплообмен между океаном и атмосферой, а применение контактных методов, особенно для измерений динамики в быстропротекающих процессах, затруднено и связано с внесением возмущений в параметры измеряемой среды.

Ранее многоволновые радиометрические измерения теплового излучения водной среды уже успешно применялись для восстановления стационарного глубинного температурного профиля в лабораторных условиях [3,7] и его динамики при прохождении внутренних волн [8] на основе решения некорректного интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода для яркостной температуры методом А.Н.Тихонова. В принципе, аналогичный подход мог бы быть применен и для исследования динамики температурного режима, возникающей при нестационарных граничных условиях, однако упомянутый выше одноволновый метод с точки зрения решения задачи является корректным, а с точки зрения калибровки и компактности антенной и радиометрической системы не только кардинально более простым, но и имеет хорошие перспективы применения в натуральных условиях.

2. Постановка задачи

Измерения водной среды проводились на измерительной установке, которая включала кювету с водой с размерами 2x1,5x0,2 м, радиометрическую систему на частоте 60 ГГц (в центре полосы поглощения кислорода), два игольчатых контактных датчика температуры, которые могли быть установлены на заданной глубине в толще воды и вентилятор, закрепленный совместно с рупором антенны. Номинальная чувствительность радиометра

составляла 0,01 К при постоянной времени 1 с, но с учетом температурных флуктуаций фона ее реальное значение составляло около 0,03 К. Ширина диаграммы направленности рупоно-скалярной антенны, расположенной на высоте 1 м над поверхностью воды, составляла 5° , т.е. пятно диаграммы на водной поверхности имело диаметр около 10 см. Калибровка измерений яркостной температуры (T_j) проводилась по самой измеряемой водной среде при двух различающихся примерно на 5 К значениях температуры (однородное распределение температуры достигается перемешиванием). Постоянство и однородность фона, а также его близость к измеряемым значениям температур приводит к практически полной компенсации коэффициента отражения от водной поверхности, а способ калибровки, когда эталонная яркостная температура полагается равной температуре воды реализует условие $R = 0$. Это позволяло при измерениях достигнуть точности привязки T_j к показаниям термометра, сравнимой с флуктуационной чувствительностью радиометра.

Толщина скин-слоя формирования теплового радиоизлучения на 0,5 см составляет около 0,2 мм, и при резких градиентах температуры, наблюдающихся в термических пленках, отличие яркостной температуры от поверхностной доходит до 0,2 К, что является весьма большой величиной при реализованной точности измерений и не позволяет при интерпретации считать яркостную температуру равной поверхностной.

В исходном состоянии в воде путем перемешивания создавалось однородное распределение температуры, а теплообмен с воздухом в спокойном состоянии не приводил к заметным на масштабе нескольких минут изменениям.

Идея состояла в исследовании динамики теплового режима, которая возникает при скачкообразном изменении теплопроводности воздуха над поверхностью воды при его турбулизации с помощью вентилятора. При включении обдува резко уменьшается толщина вязкого подслоя над водной поверхностью, в котором существует ламинарный режим, а перенос тепла и водяного пара, являющегося малой примесью, осуществляется через механизм молекулярной диффузии. Этот перенос определяется градиентами соответственно температуры и концентрации водяного пара между уровнями водной поверхности и верхней границей вязкого подслоя. Выше этой границы существует режим,

определяемый уже турбулентной диффузией, коэффициент которой на несколько порядков больше, чем коэффициент диффузии в вязком подслое. Это позволяет считать, что весь перепад температуры и концентрации водяного пара между значениями этих величин у водной поверхности и комнатными значениями осуществляется именно в вязком подслое. Таким образом, модель для турбулизованной воздушной среды над поверхностью воды является двухслойной.

Резкое возрастание градиентов в этом слое при уменьшении его толщины из-за турбулизации воздуха приводит к возрастанию потока водяного пара (увеличению испарения) от практически нулевого исходного уровня, а следовательно к соответствующему возрастанию потока тепла, связанного с испарением, а также к изменению и второй компоненты потока тепла, связанной с теплообменом. Результатом является быстрое охлаждение поверхностного слоя водной среды, и соответствующая этому охлаждению динамика яркостной температуры теплового радиоизлучения регистрируется чувствительным радиометром. Последующий анализ позволяет восстановить все детали тепло- и массообмена в системе. Оценки показали, что влияние на теплообмен компоненты, связанной с ИК- излучением в лабораторных условиях пренебрежимо мало (в натуральных условиях это, вообще говоря, не так).

Основному анализу предшествовал пересчет зарегистрированной радиометром с постоянной времени $\tau = 1$ с динамики яркостной температуры $T_p(t)$ к истинной динамике $T_j(t)$, поскольку в начальной фазе процесса скорость изменения яркостной температуры не мала по сравнению с постоянной времени интегрирования τ . Соотношение между радиометрическим откликом $T_p(t)$ и истинной динамикой яркостной температуры имеет вид:

$$T_p(t) = \int_0^t T_j(\tau) e^{-\tau/\tau_0} d\tau. \quad (1)$$

Это уравнение путем дифференцирования по верхнему пределу легко обращается. Имеем:

$$T_{я}(t) = T_p(t) + \tau \frac{\partial T_p}{\partial t}(t) \quad (2)$$

Максимальное отклонение $T_{я}(t) - T_p(t) \sim 0,1$ К наблюдалось около $t = 10$ с.

Далее, полученная временная зависимость $T_{я}(t)$ использовалась для восстановления подповерхностного профиля температуры и $T(z, t)$ в однородном по температуропроводности a^2 и коэффициенту поглощения теплового излучения γ полупространстве $z \leq 0$ из соотношения, полученного путем совместного решения уравнений переноса излучения и теплопроводности [4-6]:

$$T(z, t) = \int_{-\infty}^t T_{я}(\tau) (-z) e^{-\frac{z^2}{4a^2(t-\tau)}} \frac{d\tau}{\sqrt{4\pi a^2(t-\tau)^3}} + \frac{1}{\gamma a} \int_{-\infty}^t T'_{я}(\tau) e^{-\frac{z^2}{4a^2(t-\tau)}} \frac{d\tau}{\sqrt{\pi(t-\tau)}}, \quad (3)$$

которое для $z < 0$ можно взять по частям

$$T(z, t) = \int_{-\infty}^t T_{я}(\tau) e^{-\frac{z^2}{4a^2(t-\tau)}} \left[\frac{1}{\gamma} \left(\frac{z^2}{2a^2(t-\tau)} - 1 \right) - z \right] \frac{d\tau}{\sqrt{4\pi a^2(t-\tau)^3}}, \quad (4)$$

а для поверхностной температуры, где (4) несправедливо, имеет место

$$\begin{aligned} T_0(t) &= T_{я}(t) + \frac{1}{\gamma a} \int_{-\infty}^t T'_{я}(\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} = \\ &= T_{я}(t) + \frac{1}{\gamma a} \int_{-\infty}^t (T_{я}(t) - T_{я}(\tau)) \frac{d\tau}{\sqrt{\pi(t-\tau)^3}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Тепловой поток через границу раздела сред определяется производной по времени от яркостной температуры [4-6]:

$$J(t) = -\frac{k}{a^2 \gamma} \left(T'_{я}(t) + \gamma a \int_{-\infty}^t T'_{я}(\tau) \frac{d\tau}{\sqrt{\pi(t-\tau)}} \right), \quad (6)$$

где k - коэффициент теплопроводности.

Для двухслойной по температуропроводности среды, такой как вязкий подслоя в воздухе или термическая пленка в водной среде, с учетом постоянства температуры на границе с турбулентной областью профиль температуры определяется динамикой температуры поверхности из:

$$T(z,t)-T(-l)=\frac{2}{l^2} \cdot \int_{-\infty}^t T_0(\tau) \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \pi n a^2 \sin\left(\frac{\pi n(z+l)}{l}\right) \exp\left[\left(\frac{\pi n a}{l}\right)^2 (t-\tau)\right] d\tau, \quad (7)$$

а из (7), как показано в [4,6], следует выражение для яркостной температуры:

$$T_{\text{я}}(t)-T(-l)=\int_{-\infty}^t T_0(\tau) \frac{2a^2\gamma}{l^3} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} (\pi n)^2 \frac{e^{-\gamma\tau} - (-1)^n}{\left(\frac{\pi n}{l}\right)^2 + \gamma^2} \exp\left[\left(\frac{\pi n a}{l}\right)^2 (t-\tau)\right] d\tau. \quad (8)$$

Это уравнение, в отличие от случая однородной среды, не удастся решить аналитически, но вполне возможно решать его численно как уравнение Вольтерра с переменным верхним пределом относительно $T_0(t)$ и, подставляя эту величину в (7), определить профиль температуры $T(z,t)$ и поток тепла $J(t) = -k \frac{\partial T}{\partial z}(0,t)$ по наблюдаемой динамике $T_{\text{я}}(t)$.

Поток тепла $J(t)$ в рамках рассматриваемой модели можно представить в виде суммы потока за счет испарения и потока, связанного с молекулярной температуропроводностью в вязком подслое:

$$J(t) = J_q(t) + J_T(t) = -r\rho D_q \frac{dq}{dz}(0) - k \frac{dT}{dz}(0) = -r\rho D_q \frac{q_a - q(0)}{d} - \rho c_p a^2 \frac{T_a - T(0)}{d}, \quad (9)$$

где q - концентрация (удельная влажность) водяного пара, который является в данном случае малой примесью, r - удельная теплота парообразования, ρ - плотность воздуха, D_q - коэффициент диффузии водяного пара, c_p - удельная теплоемкость воздуха при постоянном давлении, d - толщина вязкого подслоя, q_a , T_a - значения концентрации и температуры в турбулентном слое воздуха выше вязкого подслоя. Величины D_q и a^2 близки между собой

и составляют соответственно 0,19 см²/с и 0,2 см²/с. Плотность воздуха $\rho = \frac{1}{R_a} \frac{P}{T}$, где P - давление, R_a - газовая постоянная воздуха.

Оценки показывают, что установление линейных профилей температуры и концентрации водяного пара в вязком подслое происходит за время около 0,2 с, что позволяет считать градиенты температуры и концентрации в этом слое постоянными. Согласно теории испарения [9] концентрация водяного пара у поверхности воды $q(0)$ при наличии оттока отличается от насыщенной концентрации q_s , но может быть выражена через насыщенную концентрацию:

$$q(0) = q_s \left(1 - \frac{J_q}{J_0}\right), \quad (10)$$

где J_0 - максимальный при данной температуре поток тепла из-за испарения, который реализуется при испарении в вакуум:

$$J_0 = \frac{1}{\eta m} \sqrt{\frac{KT(0)}{2\pi m}} e^{-\frac{mr}{KT(0)}}, \quad (11)$$

где η - постоянная, близкая к единице, K - постоянная Больцмана, m - масса молекулы воды. Можно видеть, что все параметры в уравнении (9) зависят только от температуры поверхности воды, и, следовательно, по величине потока тепла J и температуре поверхности $T(0)$ (то есть по параметрам, определяемым из данных радиометрических измерений) можно в каждый момент времени определить толщину вязкого подслоя d . Это позволяет определить и компоненты потоков тепла за счет испарения и теплопередачи.

Подставляя (10) в (9), имеем

$$J = b_1 \frac{q_s - q_a}{d + \frac{b_1 q_s}{J_0}} - b_2 \frac{T_a - T(0)}{d}, \quad (12)$$

где $b_1 = rpD_q$, $b_2 = \rho c_p a^2$ зависят от $T(0)$.

Из (12) получаем квадратное уравнение относительно толщины вязкого подслоя:

$$d^2J + d\left[J \frac{b_1 q_s}{J_0} - b_1(q_s - q_a) + b_2(T_a - T(0))\right] + b_1 b_2 \frac{q_s}{J_0} (T_a - T(0)) = 0 \quad (13)$$

и, обозначая его коэффициенты при степенях неизвестной и свободный член как c_1 , c_2 и c_3 соответственно, получаем искомое решение:

$$d_{1,2} = -\frac{c_2}{2c_1} \pm \frac{1}{2c_1} \sqrt{c_2^2 - 4c_1 c_3} \quad (14)$$

3. Исследования нетурбулизованной водной среды.

На рис.1 представлен пример динамики яркой температуры и восстановленных параметров среды в рассматриваемом процессе. В момент $t=0$ включается вентилятор и начинается быстрое охлаждение поверхностного слоя воды. В рассматриваемом случае воздух был на 3 градуса теплее воды. Возникающие при этом потоки тепла за счет испарения и за счет теплопроводности имеют разные знаки, но влияние испарения существенно преобладает. До момента $t=100$ с динамика профиля температуры, восстановленного из (4) почти точно совпадает с результатами прямых измерений контактным датчиком, установленным на глубине 0,5 см. Далее контактный датчик отмечает развитие конвекции в неустойчиво стратифицированном поверхностном слое воды. Число Релея, определяющее условие начала развития конвекции, выражается через параметры среды [10]:

$$R = \frac{g\beta\Delta T\Delta z^3}{\nu a^2}, \quad (15)$$

где g - ускорение свободного падения, $\beta = \frac{1}{\rho_w} \frac{d\rho_w}{dT}$ (ρ_w - плотность воды), Δz - толщина слоя,

на котором имеется перепад температуры ΔT , ν - кинематическая вязкость.

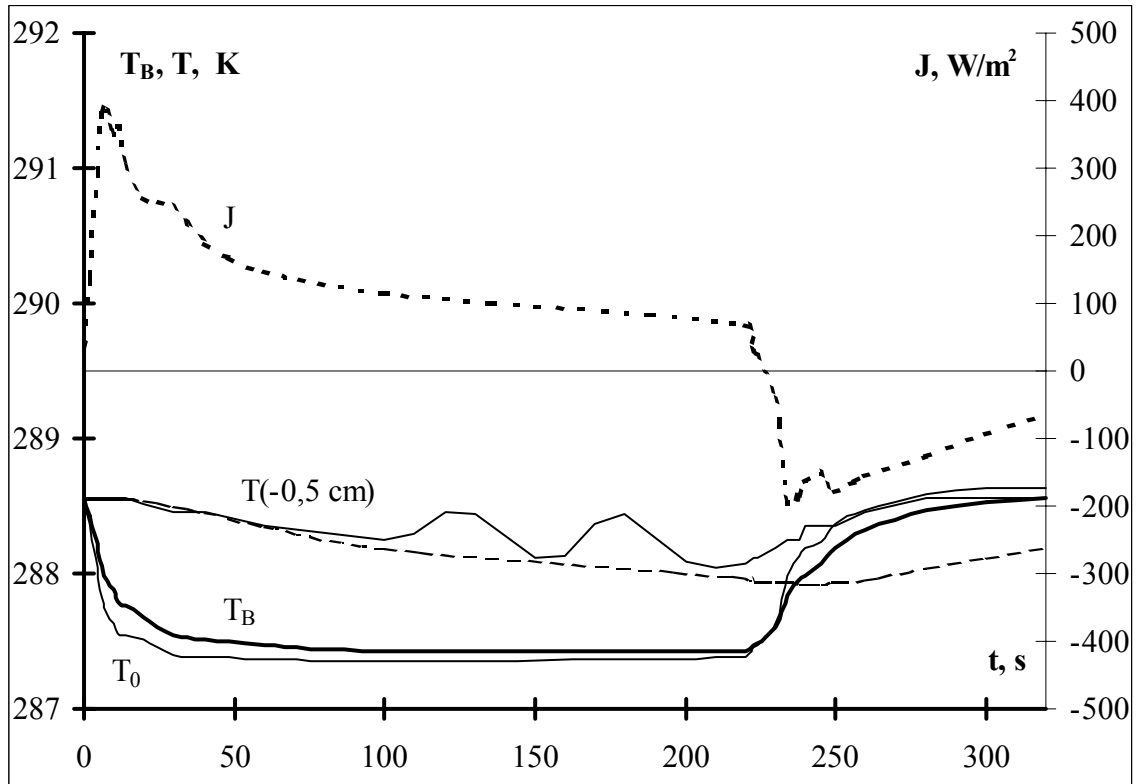


Рис.1. Динамика измеренной яркостной температуре водной среды при обдуве водной поверхности и восстановленная динамика температуры на поверхности и на глубине 0,5 см, а также восстановленная динамика теплового потока. Видно начало развития конвекции.

При использовании параметров восстановленного из (4) профиля температуры в момент начала развития конвекции число Релея достигает критического значения $R = 1708$ при наблюдаемом значении толщины слоя, в котором происходит перепад температуры $\Delta z = 0,6$ см, что и объясняет развитие конвективного процесса. Ясно, что результаты восстановления после начала развития конвекции не соответствуют реальности, поскольку конвективный механизм переноса тепла не учитывается в уравнении теплопроводности, на основе которого получены соотношения (3-8). В момент $t = 220$ с вентилятор был выключен и наблюдается процесс релаксации к исходному состоянию.

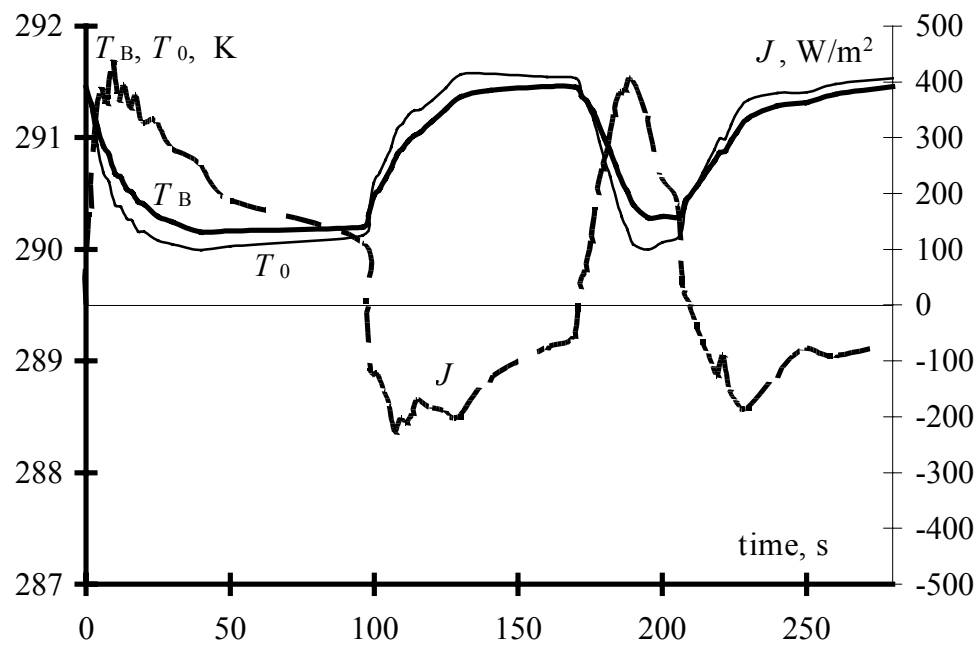


Рис.2. Динамика яркостной температуры и восстановленная динамика поверхностной температуры и теплового потока в двух циклах обдува водной поверхности.

На рис.2 представлен пример анализа двух последовательных циклов включения и выключения вентилятора. В первом цикле выключение производилось на 100-й секунде в самом начале развития конвекции, а во втором - на 60-й.

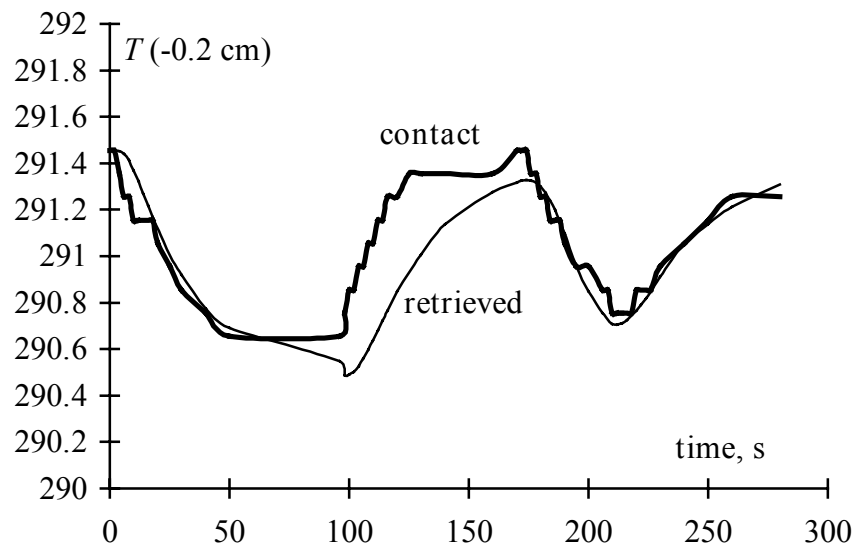


Рис.3. Восстановленная по данным рис.2 и определенная термометром температура водной поверхности.

На рис.3 можно видеть восстановленную и измеренную датчиком на глубине 0,2 см динамику температуры. Отклонение в восстановленном профиле в первом цикле заметно на стадии релаксации и связано с началом развития конвекции. Во втором цикле конвекция не успевает развиться и восстановление безупречно. Среднеквадратичное отклонение восстановленной температуры от измеренной контактным методом составляет 0,07 К, что даже лучше, чем точность контактного датчика (дискретность его отсчетов - 0,1 К). Ясно видно, как охлаждение поверхности распространяется на более глубокие слои с запаздыванием по времени так же, как и в процессе релаксации не сразу начинается их прогрев. Зная граничное условие по температуре, можно восстановить и динамику профиля температуры в воздухе, который представляет собой двухслойную по температуропроводности среду из (7) (с учетом изменения направления оси z в данном случае).

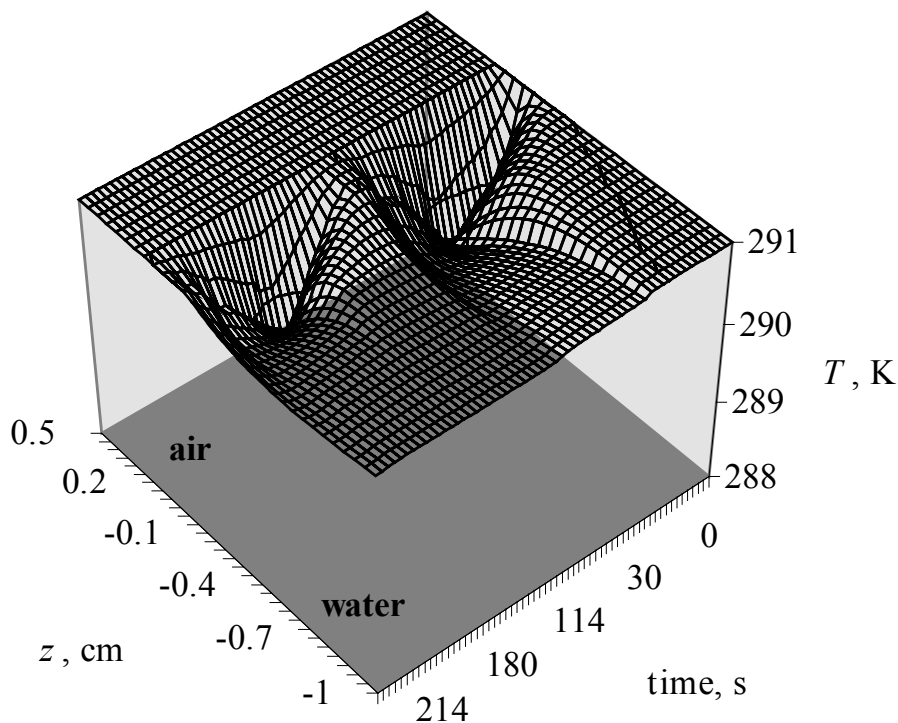


Рис.4. Профиль температуры, восстановленный по яркостной температуре на рис.2.

На рис.4 представлено восстановленное температурное возмущение в двух циклах обдува и по обе стороны от границы раздела. Видно, что действительно в воздухе профиль температуры все время близок к линейному. Это обстоятельство казалось бы позволяет ввести коэффициент теплообмена между водой и воздухом, который широко используется в прикладных задачах метеорологии и физики атмосферы, однако, это возможно только для фиксированной толщины вязкого подслоя. Толщина же этого слоя, как известно [9], обратно пропорциональна числу Рейнольдса и, следовательно, может существенно меняться в зависимости от уровня турбулентности.

Рассмотрим теперь более подробно составляющие потока тепла и параметры вязкого подслоя в рассматриваемом процессе. Был выполнен сравнительный анализ двух случаев. В случае 1 исходная температура воды и воздуха была одинакова, а в случае 2 воздух был примерно на 3 градуса теплее воды. На рис.5-6 можно видеть определенную из (14) толщину вязкого подслоя для каждого момента времени и динамику двух составляющих теплового потока. Несмотря на большое различие потоков толщина вязкого подслоя в двух случаях почти совпадает, что указывает на разумность используемой модели теплообмена. В (14) было выбрано решение со знаком плюс перед радикалом, поскольку второе решение дает значения толщины подслоя на несколько порядков меньшие по величине и на порядок различающиеся для двух рассматриваемых случаев.

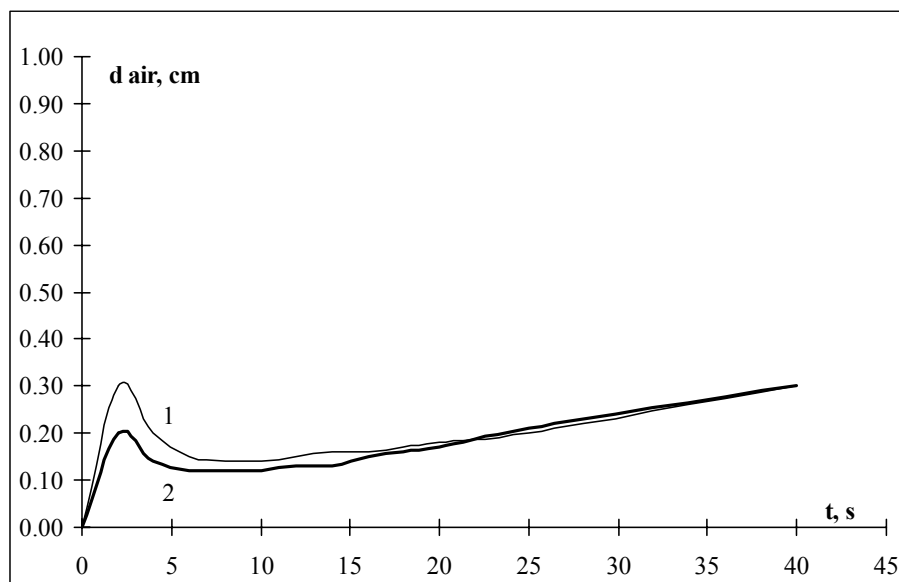


Рис.5. Динамика толщины вязкого подслоя воздуха двух случаях. 1- температура воды 23 С; 2 – 21С.

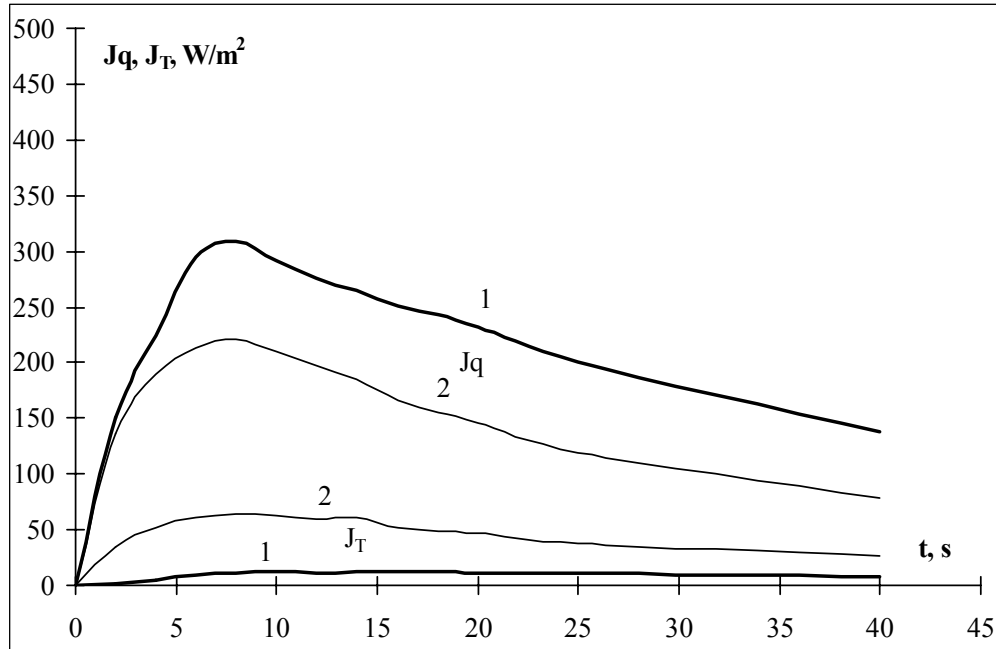


Рис.6. Динамика составляющих потока тепла для случаев, представленных на рис.5.

Вообще говоря, оба решения (14) имеют физический смысл. Понять этот смысл можно на основе исходного соотношения (12) для потока тепла, который представляет собой сумму потоков за счет испарения (первое слагаемое) и теплопроводности (второе слагаемое). Пусть наше первое решение (со знаком плюс) дает при подстановке наблюдаемое значение суммарного потока тепла. Как будет меняться поток при уменьшении величины d ? Можно видеть, что поток сначала будет увеличиваться, поскольку исходно первое слагаемое больше по абсолютной величине, чем второе, которое вычитается, а вторым слагаемым в знаменателе выражения для потока, связанного с испарением, еще можно пренебречь по сравнению с d . Однако при уменьшении величины d наступает момент, когда это второе слагаемое в знаменателе становится сравнимо и превышает величину d . Тогда поток тепла за счет испарения перестает расти (приближается к предельной величине испарения в вакуум), но направленный в противоположную сторону поток тепла, связанный с теплопроводностью, будет неизменно возрастать. Это приведет к тому, что суммарный поток, достигнув максимума, будет уменьшаться и снова при некотором (меньшем) значении d достигнет исходного уровня. Это значение d и является

вторым решением (14), которое, как ясно из изложенного, физически осуществимо при более высоком уровне турбулентности, но только в случае, когда воздух теплее воды и компоненты потока имеют разные знаки.

Наблюдаемая в эксперименте динамика потоков тепла допускает простую физическую интерпретацию. После достижения максимума испарение начинает уменьшаться из-за уменьшения значения насыщенной концентрации водяного пара у поверхности, связанное с уменьшением температуры поверхности. Однако пока еще неясно, как объяснить некоторый наблюдаемый рост восстановленной толщины вязкого подслоя со временем. Возможно этот эффект связан с наличием небольшой горизонтальной составляющей теплового потока в вязком подслое воздуха, что не учитывается при анализе.

Поток за счет теплопроводности в 1-м случае возрастает от нуля по мере охлаждения поверхности. Во 2-м случае этот поток составляет по абсолютной величине около четверти потока за счет испарения и замедляет охлаждение воды. Поток тепла за счет испарения легко пересчитать в скорость испарения с единицы поверхности

$$I_q(t) = \frac{1}{r} J_q(t) \quad , \quad (16)$$

а динамику испарения можно представить как интеграл от этой величины:

$$Q(t) = \int_{-\infty}^t I_q(t) dt \quad . \quad (17)$$

На рис.7 представлена динамика испарения $Q(t)$ для двух рассмотренных выше случаев. Можно видеть, что испарение возрастает с ростом температуры воды.

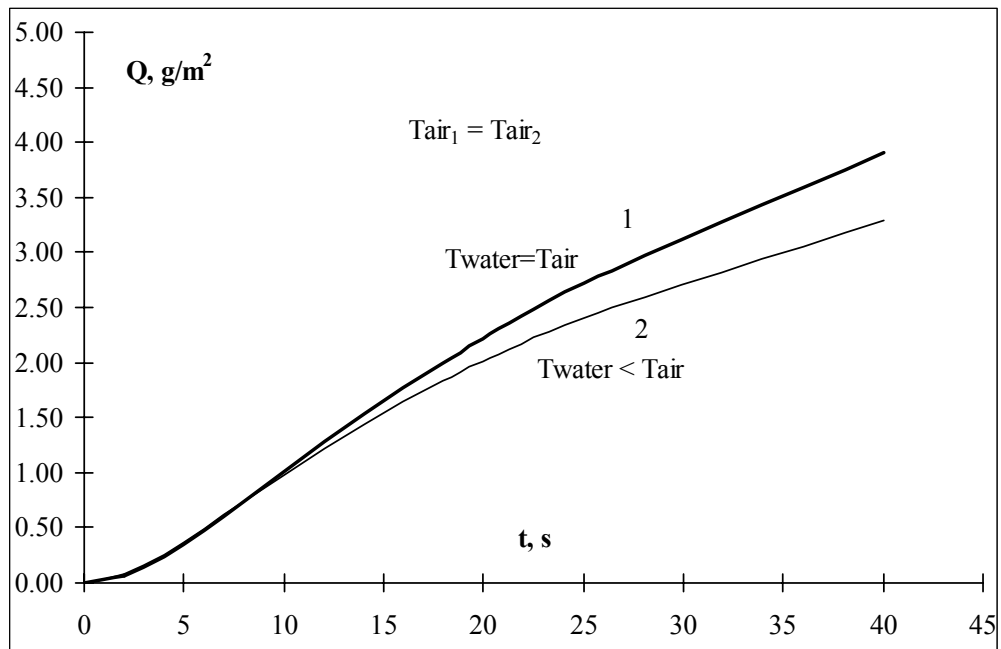


Рис.7. Динамика испарения с поверхности воды при двух различных значениях её температуры.

4. Случай турбулизованной водной среды.

Существенный практический интерес представляет случай, когда водная среда турбулизована, поскольку в океане такая ситуация имеет место практически всегда. Хорошо известно [11], что из-за влияния поверхностных сил в тонком поверхностном слое толщиной несколько миллиметров турбулентность отсутствует, и перенос тепла осуществляется через механизм молекулярной теплопроводности, коэффициент которой на несколько порядков меньше, чем в турбулентном механизме. Условие непрерывности для потока тепла приводит к пропорциональному росту градиента температуры в ламинарном слое и возникновению основного перепада температуры порядка градуса именно в этом слое, называемом термической пленкой. Ниже пленки температуру можно считать постоянной. Ясно, что возможность дистанционного измерения распределения температуры в термической пленке означает осуществимость исследования процесса теплообмена между океаном и атмосферой, что имеет первостепенное значения для многих приложений метеорологии и физики атмосферы и океана.

На рис.8 представлена динамика яркостных температур в цикле обдува для двух случаев: без турбулентности и при турбулизации водной среды путем быстрого

перемешивания воды около дна кюветы. В момент $t=0$ вентилятор включался, а в момент $t=80$ с - выключался. Можно видеть, что до момента $t=10$ с динамика яркостной температуры для этих двух случаев практически одинакова. Это легко объяснимо: пока процесс охлаждения не дошел до границы термической пленки температурное распределение эволюционирует практически одинаково. В последующие моменты времени охлаждение нетурбулизованной среды продолжается вглубь, а в турбулизованной температура на нижней границе термической пленки поддерживается постоянной быстрым турбулентным теплообменом с более глубокими слоями, что приводит к установлению режима с квазистационарным потоком тепла и профилем, близким к линейному. Анализ теплообмена нетурбулизованной водной среды, как и выше, проводился на основе соотношений (4-6), а турбулизованной - на основе выражений (7-8), где свободным параметром являлась толщина термической пленки d_T . В принципе, толщину пленки можно приблизительно оценить по времени начала расхождения в наблюдаемой динамике яркостных температур - температурное возмущение от поверхности до глубины z доходит за характерное время [5] $t^* = 3,5 z^2/a^2 = 10$ с . Отсюда имеем $z = d_T = 0,20$ см. Однако возможен и другой подход, основанный на том, что в обоих случаях толщина вязкого подслоя d в воздухе, которую можно определить на основе анализа потоков тепла, в должна быть одинакова. Наиболее близкое соответствие получается при значении $d_T = 0,18$ см, что согласуется с оценкой, полученной первым способом. Такой способ определения толщины термической пленки, основанный на сравнении с нетурбулизованной средой, оказывается очень чувствительным - его точность, как следует из численного анализа, составляет примерно 0,02 см.

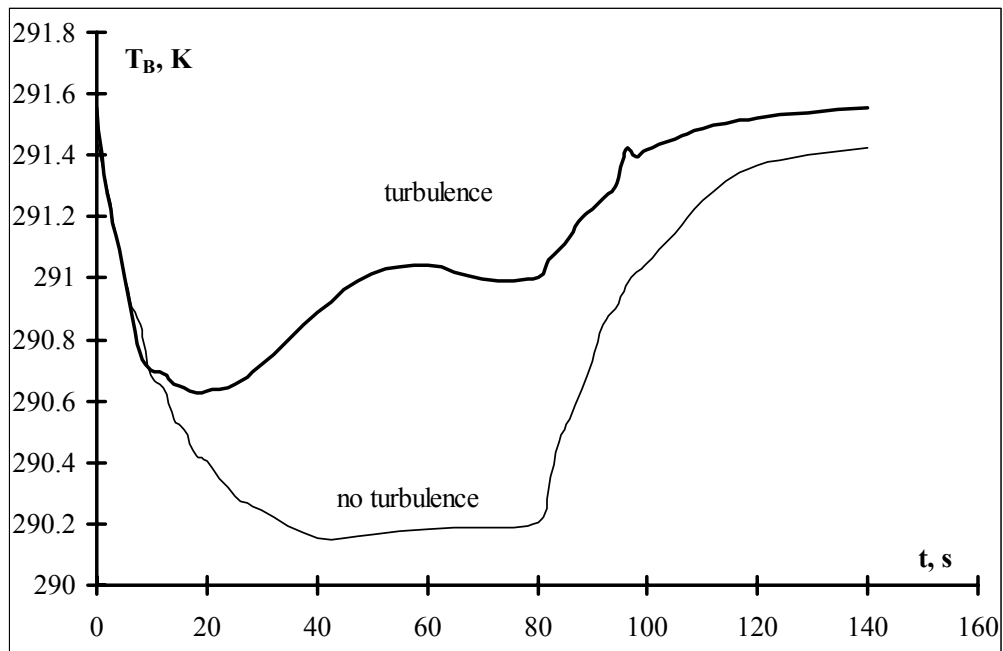


Рис.8. Динамика яркостной температуры, возникающая при обдуве поверхности турбулизованной и нетурбулизованной водной среды.

На рис.9 представлена динамика потока тепла рассчитанная для нетурбулентной среды и двумя способами для турбулентной: в предположении, что турбулентность отсутствует (по тем же формулам, что и в нетурбулентном случае) и по формулам для двухслойной по температуропроводности среды с определенным выше значением толщины термической пленки. Видно, что потоки тепла для турбулизованной и для нетурбулизованной сред близки до момента выключения вентилятора. Процесс релаксации для турбулизованной среды идет значительно быстрее, поскольку тонкий слой термической пленки прогревается очень быстро.

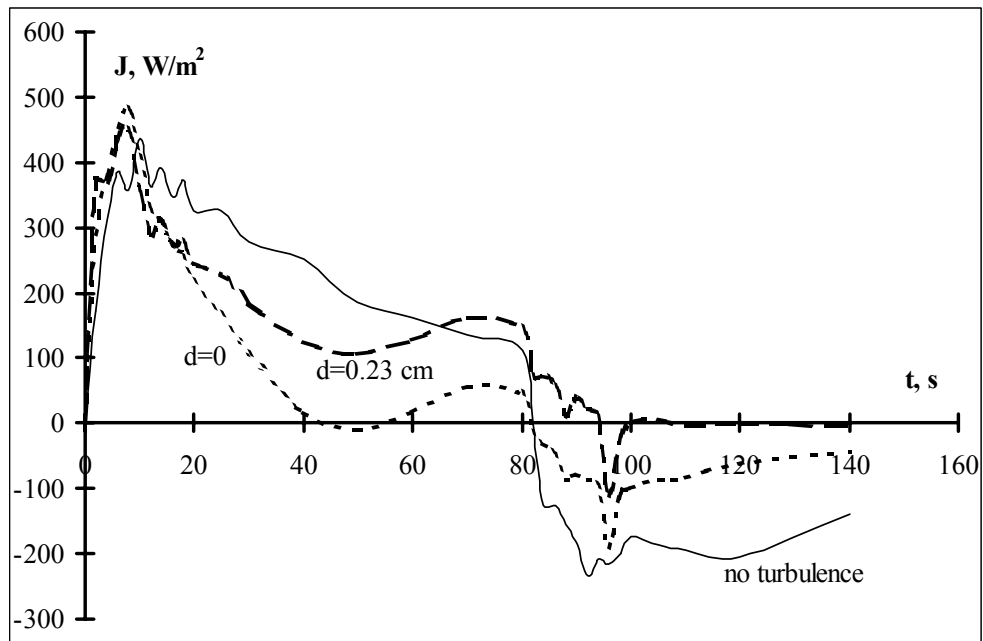


Рис.9. Восстановление теплового потока по данным рис.8.

На рис.10 представлена динамика восстановленного профиля температуры в термической пленке. Видно, что в этом тонком слое воды вариации температуры на поверхности быстро распространяются на всю толщу и почти всюду профиль температуры близок к линейному. На основе полученных результатов можно судить о характерных временах установления и релаксации термической пленки, которые, можно считать правильными и для реальных условий.

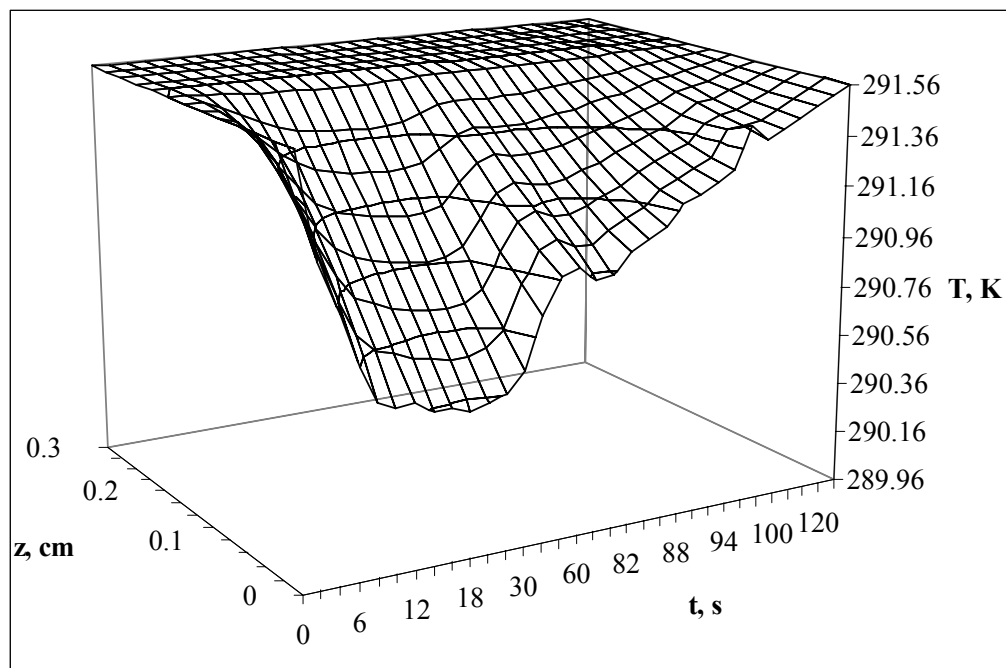


Рис.10. Восстановление температурного профиля в турбулизованной водной среде по данным рис.8.

В термической пленке, в отличие от нетурбулизованной среды, не развивается конвективная неустойчивость. Поскольку профиль температуры практически линейный, легко вычислить из (15) динамику числа Релея. Максимальное его значение составляет около 80 и очень далеко от критического значения.

5. Влияние на тепло- и массообмен нефтяной пленки на поверхности воды.

Были проведены исследования влияния пленки нефтепродуктов на поверхности воды на процесс теплообмена. Как и в описанных выше экспериментах, в момент $t=0$ включался вентилятор и регистрировалась динамика яркостной температуры (при этом турбулентность воздуха не приводила к движению пленки на поверхности). Пленка нефтепродуктов является совершенно прозрачной для радиоизлучения, поэтому описанные выше методы определения температуры в водной среде и потока тепла через поверхность могут применяться точно так же.

При толщине пленки несколько миллиметров обдув поверхности не изменял существенно температуру поверхности и не наблюдалось заметной динамики яркостной температуры на временных интервалах в несколько минут, что является следствием

отсутствия испарения и затруднения теплообмена. Однако при пленках толщиной несколько микрон испарение хотя и уменьшалось, но не прекращалось совсем, причем на глаз не было заметно разрывов в пленке. На рис.11а представлены результаты измерений динамики яркостных температур для чистой воды и при наличии пленки со средней толщиной 3 и 5 мкм, а на рис.11б – соответствующая динамика потока тепла, рассчитанная по этим данным. Можно видеть, что наличие пленки уменьшает скорость теплообмена соответственно в 2 и в 3 раза.

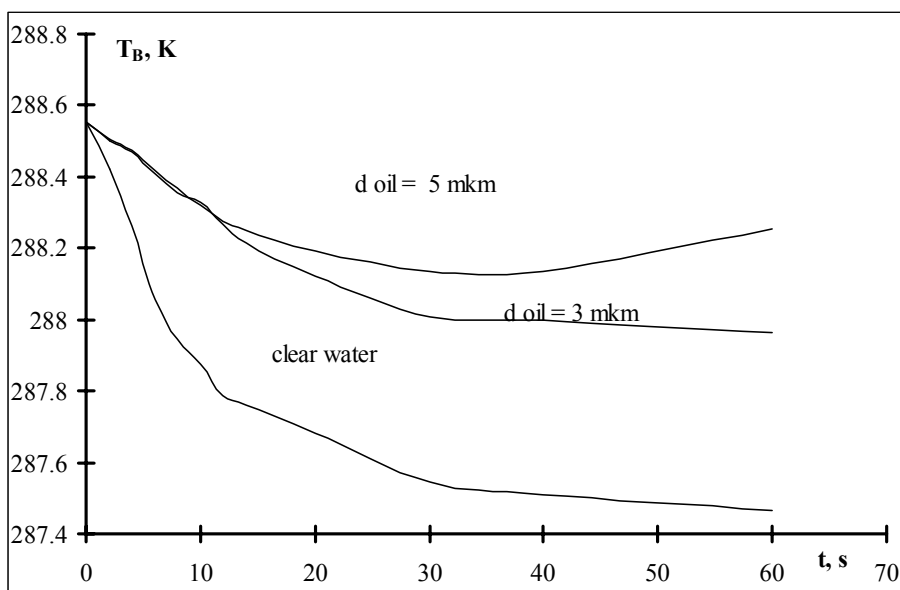


Рис.11а. Динамика яркостной температуры при обдуве чистой водной поверхности и водной поверхности с нефтяной плёнкой при двух значениях её средней толщины.

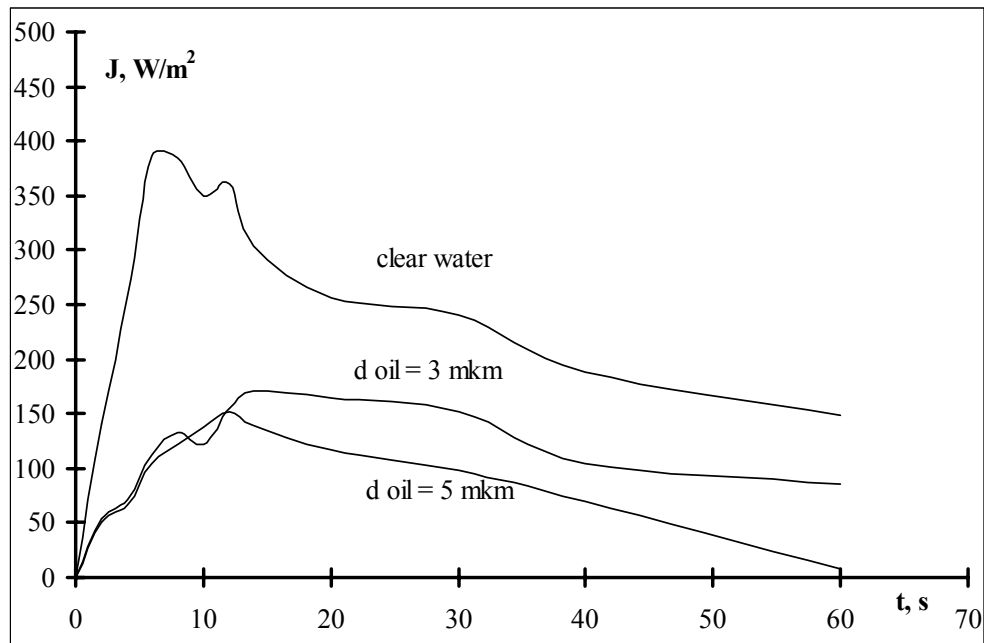


Рис.116. Динамика теплового потока при обдуве водной поверхности, восстановленная по данным рис.11а.

6. Заключение

Представленные результаты лабораторных исследований позволили разработать методы дистанционного контроля сред, основанные на результатах совместного решения уравнений переноса теплового излучения и теплопроводности, и получить интересные данные о динамике тепло- и массообмена в поверхностном слое воды и воздуха. Так, удалось разработать алгоритмы восстановления динамики профилей температуры в поверхностном слое воды, в том числе, в термической пленке турбулизованной водной среды, и вязком подслое воздуха. Также разработаны методы восстановления динамики компонент теплового потока через границу раздела, связанных с теплопроводностью и испарением, динамики испарения воды, исследовано влияние на эти процессы наличия пленки нефтепродуктов на поверхности. Предложены методы определения толщины вязкого подслоя в воздухе и термической пленки в воде. Получены оценки ряда параметров сред при динамике, связанной с установлением турбулентного режима в воздухе над поверхностью воды.

Разработанные методы могут быть использованы и для аналогичных измерений в природных условиях, поскольку в центре линии атмосферного кислорода на длине волны 0,5 см в атмосфере условия измерений близки к лабораторным (температура фона близка к измеряемой и почти изотропна). Создавая путем перемешивания воды в пятне диаграммы и его окрестности однородное распределение температуры можно проводить исследования в открытой воде, в первую очередь, быстрые вариации, связанные с вариациями скорости ветра. Однако интересны также измерения, связанные с динамикой солнечного освещения, влиянием выхолаживания за счет теплового ИК излучения, суточными вариациями температуры и т.д., причем не только в водной среде, но и в грунте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гайкович К.П., Резник А.Н. Восстановление тепловой истории поверхности среды по спектру ее теплового радиоизлучения// Изв. вузов.Радиофизика, 1989, т.33, N 11, с. 1343-1350.
2. Гайкович К.П. Радиометрическое определение динамики температуры, теплового потока и параметров земной поверхности на основе решения термоэволюционных уравнений// Исследование Земли из космоса, 1990, N 6, с. 71-78.
3. Gaikovich K.P.,Reznik A.N.,Troitskii R.V. Microwave subsurface profile thermometry. 11-th Annual Int. Symp.on Geosci. and Remote Sensing (IGARSS-91), Helsinki, University of Technologi, Espoo, Finland, 1991, v.3, p.1195-1198.
4. Гайкович К.П. Определение распределения температуры однородного полупространства по тепловому радиоизлучению на основе решения термоэволюционного уравнения// Изв.вузов. Радиофизика, 1993, т.36, N 1, с. 16-24.
5. Гайкович К.П. Совместное решение уравнений переноса излучения и теплопроводности в задачах радиотеплового зондирования атмосферы и подстилающей поверхности// Изв.вузов. Радиофизика, 1993,т.36, N 10, с. 912-920.

6. Gaikovich K.P. Simultaneous solution of emission transfer and thermal conductivity equations in the problems of atmosphere and subsurface radiothermometry // IEEE Trans.Geoski.Remote Sensing, 1994, v.32, No.4, p.885-889.
7. Гайкович К.П., Резник А.Н., Сумин М.И., Троицкий Р.В. Определение профиля температуры поверхностного слоя воды по его радиоизлучению в СВЧ диапазоне// Изв.АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1987, т.23, N 7, с. 761-768.
8. Гайкович К.П., Резник А.Н., Троицкий Р.В. Радиометрия динамики профиля температуры водной среды при прохождении внутренних волн// Изв.вузов.Радиофизика, 1993, т.36, N 3-4, с.216-222.
9. Хргиан А.Х. Физика атмосферы. М: ГИФМЛ, 1958, 476 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц В.М. Гидродинамика. М: Наука, 1988, 736с.
11. Федоров К.Н., Гинзбург А.И. Приповерхностный слой океана. Л: Гидрометеиздат, 1988, 304 с.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию