

УДК 551.466.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДЫ ПО ЕГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

ГАЙКОВИЧ К. П., РЕЗНИК А. Н., СУМИН М. И., ТРОИЦКИЙ Р. В.

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований радиометрического метода определения температурной стратификации поверхностного слоя воды. По дистанционным измерениям на длинах волн 0,8; 3; 9 и 13 см восстановлены профили температуры и сопоставлены с данными соответствующих контактных измерений.

Известно, что в поверхностном слое воды, как правило, возникает неоднородное распределение температуры (термическая пленка) [1—5]. Характерные толщины термических пленок составляют 0,1 — 1 см при перепаде температур до 1—2 К. Температурный профиль поверхностного слоя играет определяющую роль в процессе теплообмена океана и атмосферы, что обуславливает необходимость соответствующих измерений. Такие измерения необходимы также для исследований гидрофизических процессов, приводящих к изменениям температуры поверхностного слоя воды. Например, объектом исследований могут быть внутренние волны, конвекция, турбулентность.

Измерения температуры в термических пленках обычно ведутся контактными методами. Однако контактные методы не позволяют получать информацию оперативно и на больших территориях. Их применение затрудняется при наличии волнения. Кроме того, контактные датчики могут вносить изменения в условия протекания изучаемых гидрофизических явлений.

Отмеченные обстоятельства стимулируют интерес к разработке дистанционных, в частности радиометрических методов. Физической основой для разработки метода применительно к зондированию водной среды является тот факт, что тепловое излучение в СВЧ-диапазоне формируется в слое воды с толщиной, зависящей от длины волны. По мере увеличения длины волны толщина слоя, в котором формируется тепловое излучение, меняется от долей миллиметра до нескольких сантиметров (в соленой морской воде до 1 см), что позволяет по многочастотным измерениям получить информацию о температуре среды на различных глубинах.

Применение метода радиотеплового зондирования к водной среде потребовало исследования ряда специфических проблем, в частности решения задачи о тепловом излучении сильно поглощающей среды, развития методов решения обратной задачи восстановления температурного профиля, разработки методики и проведения соответствующих измерений.

Тепловое излучение сильно поглощающей среды. Тепловое излучение термически неоднородных сред обычно описывается при помощи уравнения переноса для лучевой интенсивности. В сильно поглощающих средах (в частности, в воде), когда для комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ имеет место $\epsilon'' \sim \epsilon'$, этот подход непри-

меним, поскольку понятие лучевой интенсивности в таких средах теряет смысл [6].

Исследуем радиоизлучение полупространства $z < 0$, заполненного неравномерно нагретой проводящей средой. При $z > 0$ полагаем $\varepsilon = 1$. Тепловое излучение полупространства генерируется флуктуационным током $\mathbf{j}^{\text{CT}}(\mathbf{r})$, причем $\langle \mathbf{j}^{\text{CT}}(\mathbf{r}) \rangle = 0$, а корреляционная функция k , /-компонент тока, согласно [7], равна

$$\langle j_k^{\text{CT}}(\mathbf{r}) j_l^{\text{CT}}(\mathbf{r}_1) \rangle \Big|_{z < 0} = \frac{\omega U[\omega, T(z)]}{4\pi^2} \varepsilon^n \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) \delta_{kl}. \quad (1)$$

Здесь $U[\omega, T(z)] = 1/2 \hbar \omega \text{cth}[\hbar \omega / 2kT(z)]$, где $T(z)$ — вертикальное распределение температуры при $\gamma < 0$. Интенсивность $I(\mathbf{n})$ излучения поглощающего полупространства в прозрачную среду в направлении единичного вектора \mathbf{n} выражается через функцию когерентности электрического поля на границе раздела

$$\Gamma(\mathbf{p}_\perp) = \sum_{i=1}^3 \langle E_i(\mathbf{r}'_\perp, z) E_i^*(\mathbf{r}''_\perp, z) \rangle \Big|_{z=0}, \quad (\mathbf{p}_\perp = \mathbf{r}'_\perp - \mathbf{r}''_\perp)$$

по формуле [6]

$$I(\mathbf{n}) = \frac{c}{8\pi} \frac{k_0^2}{(2\pi)^2} n_z \int \Gamma(\mathbf{p}_\perp) e^{-ik_0 \mathbf{n}_\perp \cdot \mathbf{p}_\perp} d^2 p_\perp, \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$. Электрическое поле флуктуационного тока, используя теорему взаимности, найдем как

$$E_i(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^3 \int_{-\infty}^{\infty} d^2 r'_\perp \int_{-\infty}^0 dz' E_{ik}^0(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp, z, z') j_k^{\text{CT}}(\mathbf{r}'_\perp, z'), \quad (3)$$

где E_{ik}^0 k -компонента поля в точке \mathbf{r}' , создаваемого точечным диполем, расположенным в точке z и ориентированным вдоль \mathbf{i} . Представим и E_{ik}^0 и j_k^{CT} в виде интегралов Фурье по поперечным координатам и, подставляя (3) в (2), придем к выражению для интенсивности теплового излучения

$$I_{E,H}(\theta_0) = (1 - |R_{E,H}(\theta_0)|^2) \gamma(\theta_0) \int_{-\infty}^0 J(z') e^{\gamma(\theta_0) z'} dz'. \quad (4)$$

Здесь $R_{E,H}(\theta_0)$ — френелевские коэффициенты отражения плоской волны на горизонтальной (E) и вертикальной (H) поляризациях, падающей из прозрачной среды под углом θ_0 от нормали к границе раздела; $\gamma(\theta_0) = 2k_0 \text{Im}(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0})$; $J(z) = k_0^2 U(z) / 4(2\pi)^3$. Заметим, что если производить спектральные разложения полей и источников только по положительным частотам ω , то $J_+(z) = 4J(z) = k_0^2 U(z) / (2\pi)^3$, что совпадает с хорошо известным выражением для интенсивности равновесного теплового излучения в вакууме [7].

Интенсивность (4) отличается от результата решения уравнения переноса только видом коэффициента поглощения $\gamma(\theta_0)$. При условии $\varepsilon' \ll \varepsilon' - \sin^2 \theta_0$, из закона Снелиуса имеем $\sin^2 \theta_0 \approx \varepsilon' \sin^2 \theta$, где θ — действительный угол преломления. В этом случае $\gamma = k_0 \varepsilon'' / (\sqrt{\varepsilon'} \cos \theta)$, в результате чего (4) совпадает с решением уравнения переноса.

В радиодиапазоне можно перейти от интенсивности излучения к яркостной температуре, произведя в (4) замены $I(\theta_0) \rightarrow T_\gamma(\theta_0)$, $J(z') \rightarrow T(z')$. Тогда связь профиля температуры с измеряемыми значениями яркостных температур выражается соотношением

$$T_\gamma(\theta_0) = (1 - |R_{E,H}(\theta_0)|^2) \int_{-\infty}^0 \gamma(\theta_0) T(z) \exp[\gamma(\theta_0) z] dz. \quad (5)$$

Отметим, что радиометрические измерения широко используются для определения температуры поверхности воды (см., например, [8, 9]). При этом, как правило, предполагается, что распределение температуры однородно и $T(z) = T(0) = T_{\text{пов}}$. Поверхностная температура определяется как

$$T_{\text{пов}} = T_{\text{я}} / (1 - |R|^2). \quad (6)$$

При наличии термической пленки значения $T_{\text{пов}}$, найденные по измерениям на различных длинах волн из (6), будут различаться между собой и отличаться от величины $T(0)$. На рис. 1 представлена зависимость $T_{\text{пов}}$ от длины волны λ , для модельного профиля температуры

$$T(z) = T_0 + \Delta T \exp(-z/\Delta z). \quad (7)$$

При вычислениях здесь и далее диэлектрическая проницаемость воды ϵ рассчитывалась согласно [10]. На рис. 1 видно, что погрешность определения $T_{\text{пов}}$ в сантиметровом диапазоне может быть сравнима с перепадом температур δT в термической пленке.

В развитой теории существенно предположение о диэлектрической однородности среды, т. е. $\epsilon(z) = \text{const}$ ($\gamma(\theta_0)$ в (5) не зависит от z). При неоднородном профиле температуры из-за некоторой зависимости $\epsilon(T)$ указанное предположение является приближенным, однако расчеты показали, что соответствующие вариации пренебрежимы как по сравнению с непосредственным влиянием температурного профиля на яркостную температуру, так и по сравнению с погрешностями измерений.

Методика измерений. Постановка и решение обратной задачи.

Непосредственное использование измерений $T_{\text{я}}$ для решения обратной задачи восстановления $T(z)$ осложняется нелинейностью уравнения (5) относительно температуры из-за некоторой температурной зависимости коэффициента отражения R . Известны трудности решения нелинейных интегральных уравнений [11, 12]. Кроме того, вариации R в естественных условиях могут быть связаны с наличием волнения, пены, загрязняющих пленок и т. п. Поэтому представляется целесообразным поиск

путей компенсации влияния коэффициента отражения. Известен метод, использующий компенсирующее подшумливание с эффективной температурой шумового сигнала, близкой к температуре исследуемой среды [13]. В данной работе использован другой метод, реализующий более высокую чувствительность яркостной температуры к изменениям температуры полной среды. В этом методе влияние R исключается путем расположения приемной антенны под металлическим экраном по направлению в надир (см. рис. 2). Такой прием может быть использован как при лабораторных измерениях, так и в натурных условиях при измерениях со сравнительно небольших высот, в частности с борта корабля или надводной платформы. В результате компенсации влияния R уравнение для яркостной температуры на длине волны λ приобретает вид

$$T_{\text{я}}(\lambda) = \int_{-\infty}^0 T(z) \gamma(\lambda) \exp[\gamma(\lambda)z] dz, \quad (8)$$

где для измерений в надир $\gamma = 2k_0 \text{Im}(\sqrt{\epsilon})$.

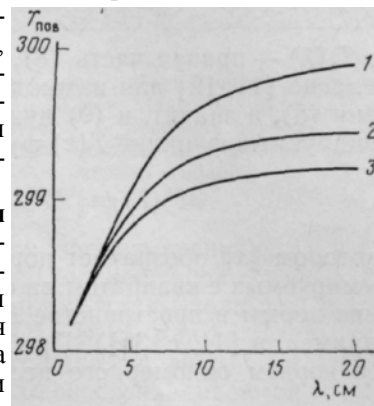


Рис. 1. Зависимость $T_{\text{пов}}$ от длины волны для профиля (7) при значениях $T_0 = 300$ К, $\Delta T = -2$ К, $\Delta z = 0,3$ см: / — соленость воды $s = 0\%$, 2 — $s = 15\%$, 3 — $s = 30\%$

Уравнение (8) представляет собой линейное интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода, которое, как известно, является классическим примером некорректно поставленной задачи [11]. Для его численного решения необходимо привлекать существенную априорную информацию об искомом точном решении. Эта информация в зависимости от конкретных физических условий может иметь различный характер. Для решения (8) нами использовался метод регуляризации А. Н. Тихонова [11, 12] в форме принципа обобщенной невязки, усваивающий весьма общую информацию о гладкости точного решения. Перепишем (8) для компактности в виде

$$AT = T_{\gamma}^{\delta}, \quad (9)$$

$$AT \equiv \int_{-a}^0 T(z) \gamma(\lambda) \exp[\gamma(\lambda)z] dz.$$

Здесь $a > 0$ — достаточно большое число, T_{γ}^{δ} — измеренная реализация правой части, а для ошибки измерений δ справедливо

$$\int_c^d [T_{\gamma}(\lambda) - T_{\gamma}^{\delta}(\lambda)]^2 d\lambda \leq \delta^2, \quad d > c > 0,$$

Где $T_{\gamma}(\lambda)$ — правая часть (8), соответствующая точному решению $T(z)$. Согласно [11, 12] для нахождения приближенного решения $T_{\gamma}^{\delta}(\lambda)$ уравнения (8), а значит, и (9) нужно минимизировать на множестве дифференцируемых функций $T(z)$ функционал

$$M^{\alpha}(T) \equiv \|AT - T_{\gamma}^{\delta}\|^2 + \alpha \left(\|T\|^2 + \left\| \frac{dT}{dz} \right\|^2 \right), \quad (10)$$

в котором $\|x\|$ обозначает норму функции x как элемента пространства суммируемых с квадратом на соответствующем отрезке функций (определение нормы в пространстве L_2 суммируемых с квадратом функций см., например, в [11, с. 35]). При этом параметр регуляризации $\alpha \geq 0$ является корнем одномерного нелинейного уравнения обобщенной невязки

$$\rho(\alpha) \equiv \|AT_{\alpha} - T_{\gamma}^{\delta}\|^2 - \delta^2 = 0, \quad (11)$$

где T_{α} — функция, минимизирующая функционал (10). Отметим, что в рамках метода регуляризации (10), (11) легко может быть учтена априорная информация о неотрицательности точного решения. Для этого надо проводить минимизацию функционала (10) на множестве неотрицательных дифференцируемых функций. Особо отметим, что к случаю решения на классе неотрицательных функций легко сводится случай, когда известна априорная информация о том, что точное решение заведомо больше (или меньше) при всех $z \in [-a, 0]$ некоторой априори заданной функции. Отмеченные особенности метода позволили учесть различные виды априорной информации о точном решении, исходя из специфики конкретной физической ситуации. Задачи минимизации функционала (10) сводятся после соответствующей дискретизации к их конечноразностным аналогам, которые представляют собой хорошо изученные с вычислительной точки зрения задачи квадратичного программирования [14].

В случае, когда о точном решении $T(z)$ известно, что оно принадлежит к компактному классу монотонных функций, для решения можно использовать соответствующий метод [12], основанный на минимизации невязки

$$\Phi(T) \equiv \|AT - T_{\gamma}^{\delta}\|^2 \quad (12)$$

на множестве монотонных функций до уровня ошибки измерений δ^2 (подробнее см. в [11, 12]).

Выполнены численные эксперименты, которые позволили установить информативный спектральный диапазон, а также сформулировать требования к уровню точности измерений и необходимому числу частотных каналов для различных распределений $T(z)$, отличающихся степенью сложности, характерной толщиной и величиной перепада температур. С другой стороны, исходя из минимальных требований к условиям измерений, легко реализуемых на практике, определены возможные типы профилей $T(z)$, восстанавливаемые с достаточной точностью разработанным методом.

Численные эксперименты выполнялись по следующей схеме. Для модельных профилей $T(z)$ вычислялись значения T_y на различных длинах волн. На значения T_y при помощи генератора случайных чисел набрасывалась нормально распределенная погрешность с нулевым средним и дисперсией $(\delta T_y)^2$.

Полученные таким образом «измерения» яркостных температур использовались далее для решения обратной задачи. Сравнивая восстановленный профиль температуры с исходным профилем $T(z)$, можно оценить точность решения обратной задачи для заданных условий измерений.

Результаты численного моделирования показали, что для простых монотонных профилей хорошее качество восстановления достигается при умеренных требованиях к точности измерения (0,1—0,2 К) и минимальном количестве длин волн — 3.

Для масштабов естественных пленок 0,1 — 1 см соответствующие оптимальные длины волн лежат в интервалах 0,5—3 см для λ_1 , 3—9 см для λ_2 , и 5—15 см для λ_3 . Длины волн измерений увеличиваются с увеличением толщины пленки. При погрешностях измерений 0,1 К монотонные профили восстанавливаются со средней точностью 0,2 К. Для соленой воды при длинах волн $\lambda > 15$ см толщина скин-слоя возрастает незначительно, что ограничивает глубину зондирования морской воды до 1—2 см. В пресной воде температура может восстанавливаться в слое толщиной ~10 см. Численный эксперимент показал также, что для качественного восстановления более сложных профилей температуры (например, с инверсией) требуются измерения с более высокой точностью на большем числе частот, чем для монотонных профилей.

Экспериментальные исследования температурной стратификации поверхностного слоя воды. Разработанный дистанционный метод определения профиля температуры реализован в условиях лабораторного эксперимента. Основная задача выполненных лабораторных исследований состояла в том, чтобы показать принципиальную осуществимость метода.

Измерения выполнены на радиометрической установке, схематически показанной на рис. 2. На первом этапе исследований в поверхностном слое воды искусственно создавалось неоднородное по глубине распределение температуры с характерной толщиной 1—2 см и перепадом температур в несколько градусов. Использовалась методика, позволяющая многократно воспроизводить заданное распределение. Профиль температуры восстанавливался из измерений на длинах волн $\lambda_1 = 3$ см, $\lambda_2 = 9$ см и $\lambda_3 = 13$ см. Процесс измерений включал:

а) калибровку по равномерно прогретой воде в кювете для двух значений температуры, различающихся на разность температур ΔT примерно равную разнице глубинной и поверхностной температур;



- б) создание термической пленки;
- в) радиометрические измерения термической пленки при интегрировании за время 1—3 мин;
- г) контактные измерения температурного профиля пленки с помощью термодатчика, сопряженного с микрометрическим винтом;
- д) повторную калибровку.

Преимуществами использованной методики являются постоянство фонового излучения при измерениях и калибровке и то обстоятельство, что в качестве калибровочного эталона используется сама исследуемая среда. Это позволяет практически устранить основные источники погрешностей, обычно сопутствующие абсолютным радиометрическим измерениям. В таких условиях погрешность измерений определяется флуктуационным порогом чувствительности аппаратуры с учетом времени интегрирования и возможной нестабильностью коэффициента усиления за время измерений. По данным калибровок с учетом чувствительности использованных радиометров погрешности измерений $\delta T_{\text{я}}$ оцениваются не хуже 0,1—0,2 К.

Хорошее совпадение восстановленных профилей с данными контактных измерений, полученное в экспериментах, подтвердило правильность развитых выше представлений о формировании теплового радиоизлучения, эффективность алгоритмов решения обратной задачи и позволило оценить погрешности восстановления, которые составили 10—20% от величины перепада температур в пленке.

Разработанный метод позволяет регистрировать изменения состояния поверхностной термической пленки в процессе ее трансформации с течением времени. На рис. 3, 4 представлены результаты радиометрических измерений и восстановления по этим данным динамики термической пленки от начального состояния, характеризуемого большим перепадом температур в тонком слое, к конечному состоянию с существенным остыванием пленки и диффузией в более глубокие слои. В данном эксперименте остывание пленки проходило в контакте с воздухом, температура которого совпадала с глубинным значением температуры воды.

Рис. 3 показывает, что на коротких длинах волн яркостные температуры более чувствительны к быстрым изменениям температуры в тонком поверхностном слое, тогда как на длинных волнах принимается излучение из более глубоких и термически стабильных слоев. Результаты восстановления, представленные на рис. 4, показывают, что радиометрический метод позволяет достаточно точно регистрировать как уменьшение поверхностной температуры пленки, так и ее диффузию в более глубокие слои. Применяемые алгоритмы позволяют при минимальном числе каналов восстанавливать основные особенности формы температурного профиля.

Результаты, полученные на первом этапе эксперимента с использованием искусственных термических пленок, позволили перейти к исследованию естественных пленок, возникающих на границе вода—воздух как результат процессов испарения и теплообмена. Контраст температур в естественных пленках составляет от долей градуса до 1—2 К при характерной толщине от десятых долей до нескольких миллиметров. Оптимальные частоты измерения таких тонких пленок смещаются в сторону более коротких длин волн, возрастают требования к точности измерений. В данной работе для измерений использовались каналы на $\lambda_1 = 0,8$ см, $\lambda_2 = 3$ см и $\lambda_3 = 9$ см. При калибровке для создания равномерно прогретого слоя вода в кювете перемешивалась. Кроме того, кювета покрывалась тонкой полиэтиленовой пленкой, прозрачной для радиоизлучения. Насыщение тонкого слоя воздуха под пленкой водяным паром предотвращало испарение и образование нежелательной при калибровке термической пленки.

Рис. 3. Наблюдение зависимости от времени яркостных температур термической плёнки в процессе ее охлаждения и диффузии в глубину. Кривые 1—3 соответствуют измерениям на $\lambda = 3; 9; 13$ см. Стрелками показаны моменты времени, для которых на рис. 4 приведены результаты восстановления текущего состояния термической пленки

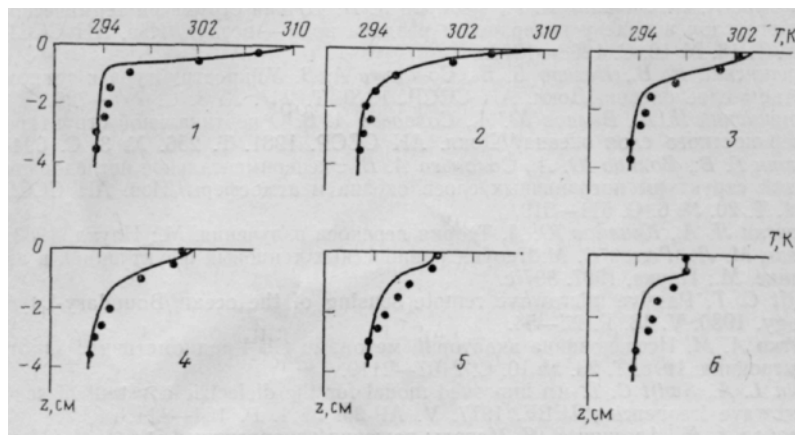
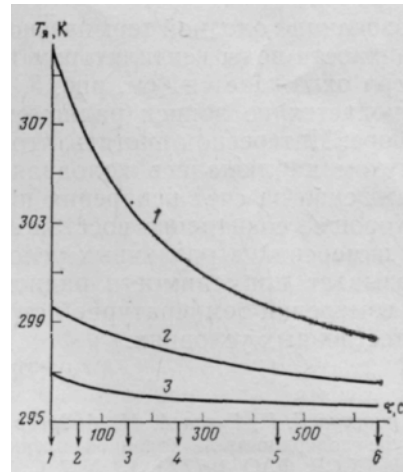


Рис. 4. Результаты восстановления термической пленки в дискретные моменты времени, показанные стрелками на рис. 3. Кружки — данные контактных измерений, сплошные кривые — восстановленные профили

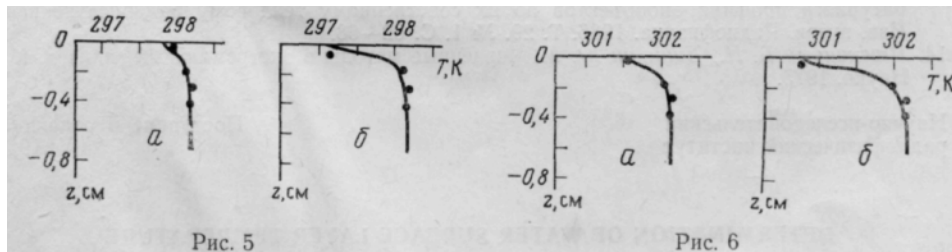


Рис. 5. Восстановление естественной термической пленки по радиометрическим измерениям на 0,8; 3 и 9 см. Температура воды $t_{\text{воды}} = 25^\circ \text{C}$, температура воздуха $t_{\text{возд}} = 22,3^\circ \text{C}$. Кружки—данные контактных измерений; сплошные кривые — результаты восстановления: *а* — термическая пленка без обдува поверхности, *б* — термическая пленка при обдуве поверхности воды вентилятором

Рис. 6. То же, что на рис. 5, при $t_{\text{воды}} = 29^\circ \text{C}$

Радиометрические измерения выполнялись для различных физических условий, определяющих образование термических пленок. Результаты восстановления профилей температуры вместе с данными контактных измерений представлены на рис. 5, 6. Из сравнения рис. 5, а и б, а видно, что с ростом контраста температур воды и воздуха увеличивается перепад температур в термической пленке. Однако более важную роль в

образовании холодной термической пленки играет испарение. При обдуве поверхности воды вентилятором испарение увеличивается и поверхность быстро охлаждается (см. рис. 5, б, 6, б). Этот процесс непосредственно наблюдается по записи радиометрических данных на регистрирующем приборе. Интересно отметить, что даже при обдуве поверхности горячим воздухом наблюдалась холодная термическая пленка, т. е. процесс охлаждения за счет испарения преобладал над процессом теплообмена. Хорошее совпадение восстановленных профилей с данными контактных измерений в различных условиях образования термических пленок показывает применимость радиометрического метода для дистанционных измерений температурной стратификации поверхностного слоя воды в естественных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хунджуа Г. Г., Гусев А. М., Андреев Е. Г., Гуров В. В., Скорохватов Н. А. О структуре поверхностной холодной пленки и о теплообмене океана с атмосферой//Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т. 13. № 7. С. 753—756.
2. Гинзбург А. П., Зацепин А. Г., Федоров К. Н. Тонкая структура термического пограничного слоя в воде у поверхности раздела вода — воздух//Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т. 13. № 12. С. 1268—1277.
3. Вертинский И. В., Нелепо Б. И., Соловьев А. В. Микроструктура в тонком поверхностном слое океана//Докл. АН СССР. 1979. Т. 247. № 3. С. 717—720.
4. Вертинский И. В., Волков Ю. А., Соловьев А. В. О вертикальной структуре тонкого поверхностного слоя океана//Докл. АН СССР. 1981. Т. 256. № 3. С. 694—698.
5. Азизян Г. В., Волков Ю. А., Соловьев А. В. Экспериментальное исследование термической структуры пограничных слоев океана и атмосферы//Изв. АН СССР. ФАО. 1984. Т. 20. № 6. С. 511—519.
6. Апресян Л. А., Кравцов Ю. А. Теория переноса излучения. М.: Наука, 1983. 216 с.
7. Левин, М. Л., Рытое С. М. Теория равновесных тепловых флуктуации в электродинамике. М.: Наука, 1967. 307 с.
8. Swift C. T. Passive microwave remote sensing of the ocean//Boundary-Layer Meteorology. 1980. V. 18. P. 25—54.
9. Шутко А. М. Исследование акваторий методами СВЧ-радиометрии//Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 10. С. 2107—2119.
10. Klein L. A., Swift C. T. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies//IEEE. 1977. V. AP-25. № 1. P. 104—111.
11. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 285 с.
12. Тихонов А. Н., Гончарский А. В., Степанов В. В., Ягола А. Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983.
13. Троицкий В. С., Аранжереев В. А., Густое А. В. и др. Измерение глубинного температурного профиля биообъектов по их собственному тепловому радиоизлучению//Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 1. С. 62—68.
14. Пиеничный Б. Н., Данилин Ю. М. Численные методы в экстремальных задачах. М.: Наука, 1975.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 23.VI.198

DETERMINATION OF WATER SURFACE LAYER TEMPERATURE PROFILE FROM MICROWAVE RADIO EMISSION

GAIKOVICH K. P., REZNIK A. N., SUMIN M. I., TROITZKY R. W.

Theoretical and experimental results of the radiometric method for determining the temperature stratification of the water surface layer are presented. From remote sensing measurements at wavelengths 0.8, 3, 9 and 13 cm the temperature profiles are retrieved and compared with corresponding contact measurements.