

Министерство высшего и среднего специального образования РСФСР

Горьковский ордена Трудового Красного Знамени
научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

П р е п р и н т № 214

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДЫ
ПО МНОГОЧАСТОТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕПЛОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

К.П. Гайкович
А.Н. Резник
М.И. Сумин
Р.В. Троицкий

Г о р ь к и й 1 9 8 6

Г а й к о в и ч К.П., Р е з н и к А.Н.,
С у м и н М.И., Т р о и ц к и й Р.В.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДЫ
ПО МНОГОЧАСТОТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕПЛОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ.

Горький, Препринт № 214 / Н И Р Ф И, 1986. - 34 с.

УДК 621.371 : 551.46

Приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований радиометрического метода определения температурной стратификации поверхностного слоя воды. Решена электродинамическая задача о тепловом излучении сильно поглощающей среды, в результате чего получено интегральное уравнение, связывающее эффективную температуру радиоизлучения с профилем температуры поверхностного слоя. Исследовано влияние герметической пленки на радиоизлучение в СВЧ диапазоне. Развита методика решения обратной задачи восстановления температурной стратификации по измерениям радиотеплового излучения. Выполнены численные эксперименты на основе, которых сформулированы требования к выбору частотных каналов и необходимой точности измерений. Разработана методика абсолютных измерений и восстановлены профили температуры по данным лабораторных радиометрических измерений. Приводятся результаты дистанционного измерения термических пленок вместе с данными соответствующих контактных измерений.

В в е д е н и е

Проблема определения температурной стратификации поверхностного слоя воды имеет важное значение для решения ряда задач метеорологии, гидрологии, физики атмосферы и гидрофизики.

Известно, что в поверхностном слое воды, как правило, возникает неоднородное распределение температуры (термическая пленка) / 1-5 /. Установлено, что термическая пленка представляет собой устойчивый к ветру и волнению слой, в котором отсутствует турбулентность, поэтому поток тепла через поверхность океана определяется распределением температуры в этом слое. Характерные толщины термических пленок составляют 0,2-1 см при перепаде температур до единиц градусов. Тот факт, что температурный профиль поверхностного слоя играет определяющую роль в процессе теплообмена океана и атмосферы, обуславливает необходимость соответствующих измерений.

Поставленная задача актуальна также для исследований гидрофизических процессов, приводящих к изменениям температуры поверхностного слоя воды. Например, объектом исследования могут быть внутренние волны, конвекция, турбулентность, взаимодействие внутренних и поверхностных волн / 6-8 /. Следует отметить, что для проведения таких исследований в лабораторных условиях могут быть созданы термические пленки с более широким интервалом перепадов температур и характерных толщин по сравнению с соответствующими параметрами естественных пленок.

Рассматриваемая задача представляет интерес с точки зрения развиваемых в настоящее время работ по определению внутренней температуры биологических объектов /9/. В этой связи она может служить в качестве эталонной при отработке методики измерений и восстановления температурного профиля.

Измерения температуры в термических пленках обычно ведутся контактными методами. Однако контактные методы имеют ряд недостатков и ограничений. В частности, они не позволяют получать информацию оперативно и на больших территориях; применение этих методов затрудняется при наличии даже слабого волнения. Кроме того, контактные датчики могут вносить существенные изменения в условиях протекания изучаемых гидрофизических явлений.

Перечисленные недостатки контактных методов стимулируют интерес к разработке дистанционных методов измерения распределения температуры поверхностного слоя воды. Для решения этой задачи перспективным представляется применение принципов радиометрического зондирования, основанных на использовании многочастотных измерений теплового радиоизлучения среды. Соответствующие методы успешно применяются, в частности, для дистанционного определения высотного профиля температуры атмосферы /10-11/. 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 характерной для термических пленок. По мере увеличения длины волны в этом диапазоне толщина слоя, в котором формируется тепловое излучение, меняется от долей миллиметра до нескольких сантиметров. На рис. 1 приведены зависимости толщины скин-слоя для различных значений солености воды от длины волны, характеризующие изменение толщины слоя, в котором формируется радиоизлучение.

Поскольку интенсивность теплового излучения определяется температурой излучающей среды, многочастотные измерения позволяют получить информацию о температуре среды на различных глубинах.

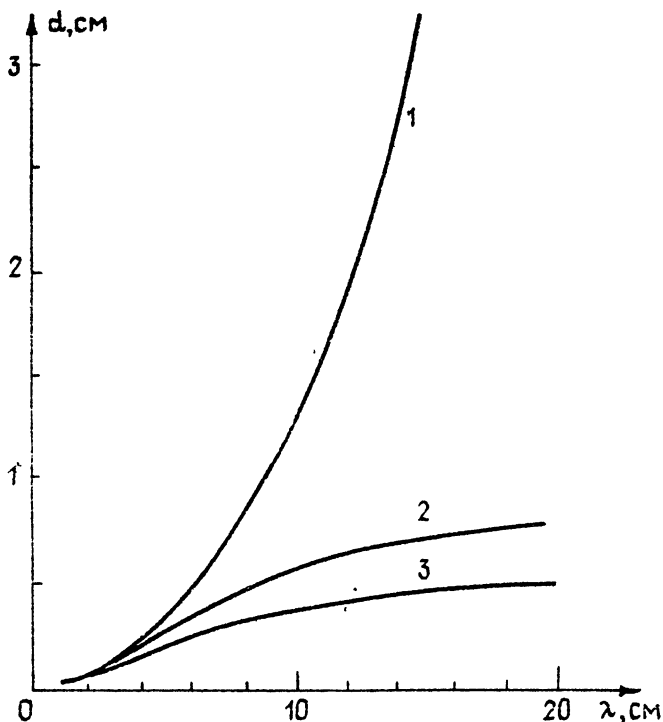


Рис. 1. Толщина скин-слоя d .

1 - соленость воды $S = 0$, 2 - $S = 15\text{‰}$, 3 - $S = 30\text{‰}$

Выполненная нами разработка метода включала решение следующих принципиальных задач, связанных со спецификой исследуемой среды:

а) решение электродинамической задачи о тепловом излучении сильно поглощающей среды, в результате которого получено интегральное соотношение, связывающее эффективную температуру радионизлучения

с профилем температуры поверхностного слоя;

б) исследование влияния термической пленки на радиоизлучение в СВЧ-диапазоне;

в) развитие соответствующих методов решения обратной задачи восстановления температурной стратификации по измерениям радиотеплового излучения;

г) численные эксперименты, на основе которых сформулированы требования к выбору частотных каналов и необходимой точности измерений;

д) разработку методики измерений и восстановление профилей температуры по данным радиометрических измерений, выполненных в лабораторных условиях.

1. Тепловое излучение сильно поглощающей среды

Для описания теплового излучения обычно используется уравнение переноса для лучевой интенсивности. В случае, когда поглощение велико на масштабе длины волны, этот подход неприменим, поскольку теряет смысл понятие лучевой интенсивности /12/. Для комплексной диэлектрической проницаемости среды $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$ при сильном поглощении имеет место $\epsilon'' \approx \epsilon'$. Задача о тепловом излучении такой среды требует отдельного рассмотрения.

Исследуем радиоизлучение полупространства $z < 0$, заполненного неравномерно нагретой проводящей средой (см. рис. 2). При $z > 0$ полагаем $\epsilon = 1$. Тепловое излучение полупространства генерируется флуктуационным током $\vec{j}^{CT}(\vec{r})$, причем $\langle \vec{j}^{CT}(\vec{r}) \rangle = 0$, а корреляционная функция k, l - компонент тока, согласно /13/, равна

$$\langle j_k^{CT}(\vec{r}) j_l^{CT}(\vec{r}_1) \rangle \Big|_{\substack{z < 0 \\ z_1 < 0}} = \frac{\omega U(\omega, T(z))}{4\pi^2} \epsilon'' \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) \delta_{kl} . \quad (1)$$

Здесь $U(\omega, T) = \frac{\hbar\omega}{2} \text{cth}(\hbar\omega/2kT)$ - функция Планка, $T(z)$ - вертикальное распределение температуры при $z < 0$.

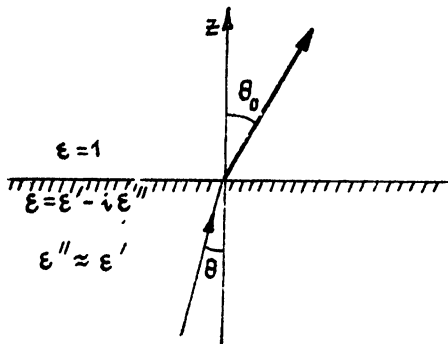


Рис. 2

Интенсивность $I(\vec{n})$ излучения поглощающего полупространства в прозрачную среду (в прозрачной среде интенсивность может быть введена обычным образом) в направлении единичного вектора \vec{n} выражается через функцию когерентности электрического поля на границе раздела $\Gamma(\vec{p}_\perp) = \sum_{i=1}^3 \langle E_i(\vec{r}'_\perp, z) E_i^*(\vec{r}''_\perp, z) \rangle \Big|_{z=0}$ ($\vec{p}_\perp = \vec{r}'_\perp - \vec{r}''_\perp$) по формуле /12/

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

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

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

где E_{ik}^0 - k - компонента поля в точке \vec{r}' , создаваемого точечным диполем, расположенным в точке \vec{r} (на высоте z над поверхностью) и ориентированным вдоль i . Представим E_{ik}^0 и j_k^{CT} в виде интегралов Фурье по поперечным координатам и учтем, что

$$\langle j_k^{CT}(\vec{x}_\perp, z) j_l^{CT*}(\vec{x}'_\perp, z') \rangle = \omega U(z') \varepsilon'' \delta(\vec{x}_\perp - \vec{x}'_\perp) \delta(z - z') \delta_{kl}. \quad (4)$$

Тогда интенсивность излучения полупространства получим в виде

$$I(\vec{n}) = \frac{c}{8\pi} \frac{k_0^2 \omega \varepsilon''}{(2\pi)^4} n_z \int_{-\infty}^0 \left[\sum_{i,k=1}^3 E_{ik}^0(\vec{x}_\perp, z, z') E_{ik}^{0*}(\vec{x}_\perp, z, z') \right] U(z') dz'. \quad (5)$$

Здесь $E_{ik}^0(\vec{x}_\perp, z, z')$ - разложение по плоским волнам поля точечного диполя, расположенного на высоте z над поверхностью, причем $\vec{x}_\perp = k_0 \vec{n}_\perp$

$$E_{ik}^0(\vec{x}_\perp, z, z') = \frac{2\pi}{c} [A_{ik}^E(\vec{x}_\perp) T_E(\vec{x}_\perp) + A_{ik}^H(\vec{x}_\perp) T_H(\vec{x}_\perp)] e^{i\sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2} z} e^{-i\sqrt{\varepsilon k_0^2 - \alpha_\perp^2} z'}, \quad (6)$$

где

$$A_{zx}^E = \frac{k_0 \alpha_y^2}{\alpha_\perp^2 \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2}}; \quad A_{xy}^E = A_{yx}^E = -\frac{k_0 \alpha_x \alpha_y}{\alpha_\perp^2 \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2}}; \quad A_{yy}^E = \frac{k_0 \alpha_x^2}{\alpha_\perp^2 \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2}};$$

$$A_{xz}^E = A_{yz}^E = A_{zx}^E = A_{zy}^E = A_{zz}^E = 0;$$

$$A_{zx}^H = \frac{\alpha_x^2 \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2}}{k_0 \alpha_\perp^2}; \quad A_{xy}^H = A_{yx}^H = \frac{\alpha_x \alpha_y \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2}}{k_0 \alpha_\perp^2}; \quad A_{yy}^H = \frac{\alpha_y^2 \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2}}{k_0 \alpha_\perp^2};$$

$$A_{xz}^H = A_{zx}^H = -\frac{\alpha_x}{k_0}; \quad A_{yz}^H = A_{zy}^H = -\frac{\alpha_y}{k_0}; \quad A_{zz}^H = \frac{\alpha_\perp^2}{k_0 \sqrt{k_0^2 - \alpha_\perp^2}}.$$

Френелевские коэффициенты прохождения плоской волны из прозрачной в поглощающую среду имеют вид

$$T_E = \frac{2\sqrt{1-\alpha_{\perp}^2/k_0^2}}{\sqrt{1-\alpha_{\perp}^2/k_0^2} + \sqrt{\epsilon-\alpha_{\perp}^2/k_0^2}}; \quad T_H = \frac{2\epsilon\sqrt{1-\alpha_{\perp}^2/k_0^2}}{\epsilon\sqrt{1-\alpha_{\perp}^2/k_0^2} + \sqrt{\epsilon-\alpha_{\perp}^2/k_0^2}}.$$

Подставив (6) в (5) и учитывая, что $n_z = \cos \theta_0$, $n_{\perp} = \sin \theta_0$, где θ_0 - угол наблюдения относительно оси z , найдем

$$I(\vec{n}) = \frac{k_0^3 \epsilon''}{4(2\pi)^3} \frac{1}{\cos \theta_0} (|T_E|^2 + |T_H|^2) \int_{-\infty}^0 U(z') e^{ik_0 z' (\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_0} - \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_0})} dz'. \quad (7)$$

Выразив $T_{E,H}$ через френелевские коэффициенты отражения $R_{E,H}$ плоской волны, падающей из прозрачной среды под углом θ_0 от нормали к границе раздела, получим окончательное выражение для интенсивности теплового излучения полупространства на обеих поляризациях

$$I_{E,H}(\vec{n}) = (1 - |R_{E,H}(\theta_0)|^2) \gamma(\theta_0) \int_{-\infty}^0 J(z') e^{\gamma(\theta_0) z'} dz', \quad (8)$$

где $\gamma(\theta_0) = 2k_0 \text{Im}(\sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta_0})$, $J(z) = k_0^2 U(z) / 4(2\pi)^3$. Заметим, что если производить спектральные разложения полей и источников только по положительным частотам ω , то $J_+(z) = 4J(z) = \frac{k_0^2 U(z)}{(2\pi)^3}$, что совпадает с хорошо известным выражением для интенсивности равновесного теплового излучения в вакууме /13/.

Интенсивность в виде (8) отличается от результата решения уравнения переноса только видом коэффициента поглощения $\gamma(\theta_0)$. При условии $\epsilon'' \ll \epsilon' - \sin^2 \theta_0$ из закона Снелиуса имеем $\sin^2 \theta_0 \approx \epsilon' \sin^2 \theta$, где θ - действительный угол преломления /14/. В этом случае

$\gamma = k_0 \frac{\epsilon''}{\sqrt{\epsilon' \cos \theta}}$, в результате чего (8) совпадает с решением уравнения переноса. Полученное условие перехода к результату теории

переноса отличается от аналогичного условия для безграничной среды $\epsilon'' \ll \epsilon' / 12$, что объясняется влиянием границы раздела. Указанное отличие может быть существенно при $\epsilon' \approx 1$ для пологих углов наблюдения. Отметим, что при $J(z) = J_0 = \text{const}$, т.е., если среда термически однородна, из (8) следует хорошо известный результат $\Gamma(\vec{n}) = (1 - |R_{E,H}(\theta_0)|^2) J_0$, справедливый при произвольном соотношении между действительной и мнимой частями диэлектрической проницаемости /13/.

В радиодиапазоне можно перейти от интенсивности к яркостной температуре, используя для функции Планка приближение Рэлея-Джинса $U(z) = kT(z)$. Тогда из (8) получим

$$T_{я\ E,H}(\theta_0) = (1 - |R_{E,H}(\theta_0)|^2) \int_{-\infty}^0 \chi(\theta_0) T(z) e^{\chi(\theta_0)z} dz. \quad (9)$$

Соотношение (9) является исходным уравнением для постановки обратной задачи температурного зондирования водной среды.

Интересно отметить, что во всех известных работах по определению температуры водной поверхности радиометрическим методом (см., например, /15,16/) не учитывается влияние термических пленок. При этом температура поверхности воды определяется из соотношения

$$T_{\text{пов}} = T_{я} / (1 - |R|^2), \quad (10)$$

которое следует из (9), если положить $T(z) = T_{\text{пов}} = \text{const}$. О точности таких измерений обычно судят, сравнивая температуру, полученную радиометрическим методом, с измеренной термометром. При наличии термической пленки значения $T_{\text{пов}}$, полученные из измерений на различных длинах волн согласно (10), будут различаться между собой и отличаться от показаний термометра. На рис. 3 представлена зависимость $T_{\text{пов}}$ от длины волны λ для модельного профиля температуры

в поверхностном слое воды

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

Диэлектрическая проницаемость воды ϵ рассчитывалась согласно /17/. Видно, что погрешность определения $T_{\text{пов}}$ в сантиметровом диапазоне может быть сравнима с перепадом температур ΔT в термической пленке.

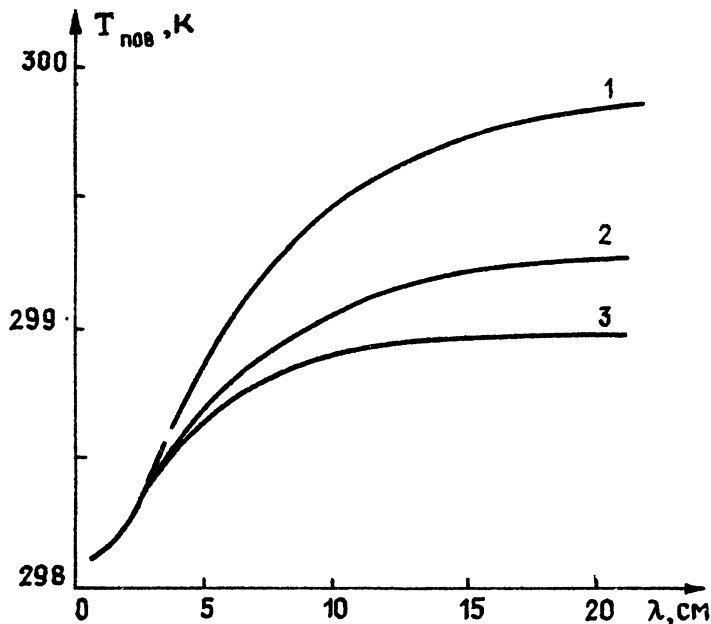


Рис. 3. Зависимость $T_{\text{пов}}$ от длины волны для профиля (11) при $T_0 = 300$ К, $\Delta T = -2$ К, $\Delta z = 0,5$ см:

- 1 - солёность воды $S = 0$,
- 2 - $S = 15 \text{ ‰}$,
- 3 - $S = 30 \text{ ‰}$.

Для применимости развитой теории существенным является предположение об однородности диэлектрической проницаемости среды, т.е.

$\epsilon(z) = \text{const}$. Строго говоря, при неоднородном профиле температуры из-за некоторой зависимости $\epsilon(T)$, указанное предположение является приближенным. Для оценки возможной ошибки выполнен расчет $T_{\text{я}}$ для двух значений ϵ , соответствующих глубинной и поверхностной температурам модельного профиля (II). Оказалось, что для $\Delta T = -2\text{К}$ различие $T_{\text{я}}$ в зависимости от длины волны не превышает $0,005-0,02\text{К}$, что пренебрежимо как по сравнению с непосредственным влиянием температурного профиля на вариации яркостной температуры, так и по сравнению с погрешностями радиометрических измерений.

2. Постановка и решение обратной задачи.

Численный эксперимент

Профиль температуры связан с измеряемыми значениями яркостных температур соотношением (9). Однако, непосредственное использование (9) для решения обратной задачи восстановления $T(z)$ осложняется нелинейностью (9) относительно температуры из-за некоторой температурной зависимости коэффициента отражения R . При вариациях температуры водной поверхности на ИК соответствующие изменения $T_{\text{я}}$, обусловленные вариациями R составляют от $0,03\text{К}$ до $0,5\text{К}$ (в зависимости от солености и длины волны). Хорошо известны трудности решения нелинейных интегральных уравнений [18,19]. 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 поддумливание с

эффективной температурой шумового сигнала, близкой к температуре исследуемой среды /9/. В данной работе использован метод, реализующий более высокую чувствительность яркостной температуры к изменениям температуры водной среды. В этом методе влияние R исключается путем расположения приемной антенны под металлическим экраном. ⁺) Такой прием может быть использован как при лабораторных измерениях, так и в натуральных условиях при измерениях со сравнительно небольших высот, в частности, с борта корабля или надводной платформы. В результате компенсации влияния R уравнение для яркостной температуры приобретает вид

$$T_{я}(\lambda) = \int_{-\infty}^0 T(z) \gamma(\lambda) \exp[\gamma(\lambda)z] dz, \quad (12)$$

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

Уравнение (12) представляет собой линейное интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода. Это уравнение, как известно, является классическим примером некорректно поставленной задачи /18/. Для его численного решения необходимо привлекать существенную априорную информацию об искомом точном решении. От вида такой априорной информации, естественно, зависит выбор конкретного алгоритма приближенного численного решения уравнения (12). Более того, информация о точном решении в какой-либо обратной физической задаче может иметь различный характер в зависимости от реализующихся конкретных физических условий. Поэтому для решения, вообще говоря, одной и той же задачи могут быть использованы различные регуляризирующие алгоритмы, каждый из которых усваивает соответствующий конкретным физическим условиям вид априорной информации. Именно такая ситуация имеет место в настоящей работе, где для приближенного решения уравнения (12)

⁺) Идея такого способа компенсации коэффициента отражения предложена В.П. Ивановым

нами применялись два различных алгоритма.

В качестве первого метода численного решения (12) нами использовался метод регуляризации А.Н. Тихонова /18,19/ в форме принципа обобщенной невязки, усваивающий весьма общую априорную информацию о гладкости точного решения. Для компактности записи удобно переписать (12) в виде

$$AT = T_{\gamma}^{\delta},$$

$$AT \equiv \int_{-\alpha}^0 T(z') \gamma(\lambda) \exp[\gamma(\lambda)z] dz, \quad (13)$$

где $\alpha > 0$ - достаточно большое число, $T_{\gamma}^{\delta}(\lambda)$ - измеренная регуляризация правой части,

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

$T_{\gamma}(\lambda)$ - правая часть (12), соответствующая точному решению $T(z)$, δ^2 - ошибка измерения. Согласно /18,19/ для нахождения приближенного решения $T_{\gamma}^{\delta}(z)$ уравнения (13), а, стало быть, и (12) нужно минимизировать на множестве дифференцируемых функций $T(z)$ функционал

$$M^{\alpha}(T) \equiv \|AT - T_{\gamma}^{\delta}\|^2 + \alpha \left(\|T\|^2 + \left\| \frac{dT}{dz} \right\|^2 \right), \quad (14)$$

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 /18/, с. 35). При этом в качестве параметра регуляризации α здесь выбирается неотрицательное число, являющееся корнем одномерного нелинейного уравнения обобщенной невязки

$$\rho(\alpha) \equiv \|AT^{\alpha} - T_{\gamma}^{\delta}\|^2 - \delta^2 = 0, \quad (15)$$

где T^α - функция, минимизирующая функционал (14). Следует особо отметить, что в рамках метода регуляризации (14), (15) легко может быть учтена и важная естественная априорная информация о неотрицательности точного решения. Для этого надо проводить минимизацию функционала (14) соответственно лишь на множестве неотрицательных дифференцируемых функций $T(z)$: Особо отметим, что к случаю решения уравнения (13) на классе неотрицательных функций легко сводится случай, когда известна такая важная априорная информация, что искомое точное решение заведомо больше (или заведомо меньше) при всех $z \in [-\alpha, 0]$ некоторой априори заданной функции. Указанные выше задачи минимизации функционала (14) сводятся после соответствующей дискретизации к их конечно-разностным аналогам, которые представляют собой хорошо изученные с вычислительной точки зрения задачи квадратичного программирования /20/.

Суть второго метода, примененного нами для приближенного решения уравнения (13), заключается в использовании такой специфической и существенной априорной информации, как информация о принадлежности точного решения к классу $Z \downarrow_c$ неотрицательных невозрастающих функций, ограниченных сверху некоторой постоянной $c > 0$ (число должно быть одним и тем же для всех функций из класса $Z \downarrow_c$), представляющим собой компактное множество в пространстве суммируемых с квадратом функций (определение компактного множества, см., например, в /18/, с. 32). Отметим, что для устойчивой стратификации поверхностного слоя воды, как правило, реализуются монотонные профили $T(z)$. Применяемый алгоритм /18, 19/ учета информации о принадлежности точного решения множеству $Z \downarrow_c$ заключается в минимизации на этом множестве невязки

$$\Phi(T) \equiv \|AT - T \delta_{\alpha}^{\delta}\|^2.$$

При этом, естественно, минимизация функционала (16) должна проводиться лишь до уровня ошибки измерений δ^2 правой части, а в качестве приближенного решения может быть взят любой элемент из $Z \downarrow_c$, доставляющий невязке (16) значение, не большее чем δ^2 (подробнее см. в /18,19/).

В своем конечномерном выражении (после соответствующей алгебраизации) задача минимизации функционала (16) на множестве $Z \downarrow_c$ сводится к задаче минимизации его конечно-разностного аналога (таким аналогом является квадратичная функция многих переменных) на множестве

$$M \downarrow \equiv \left\{ z \in R^n \left| \begin{array}{l} z_{i+1} - z_i \leq 0, \quad i = 1, 2, \dots, n-1 \\ 0 \leq z_i \leq c, \quad i = 1, 2, \dots, n \end{array} \right. \right\},$$

являющемся конечно-разностным аналогом множества $Z \downarrow_c$. Это также задача квадратичного программирования, для численного решения которой могут быть эффективно применены соответствующие методы /20/. Подробнее о решении некорректно поставленных задач двумя схематично изложенными здесь, а также другими методами (см. в /18,19/).

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.

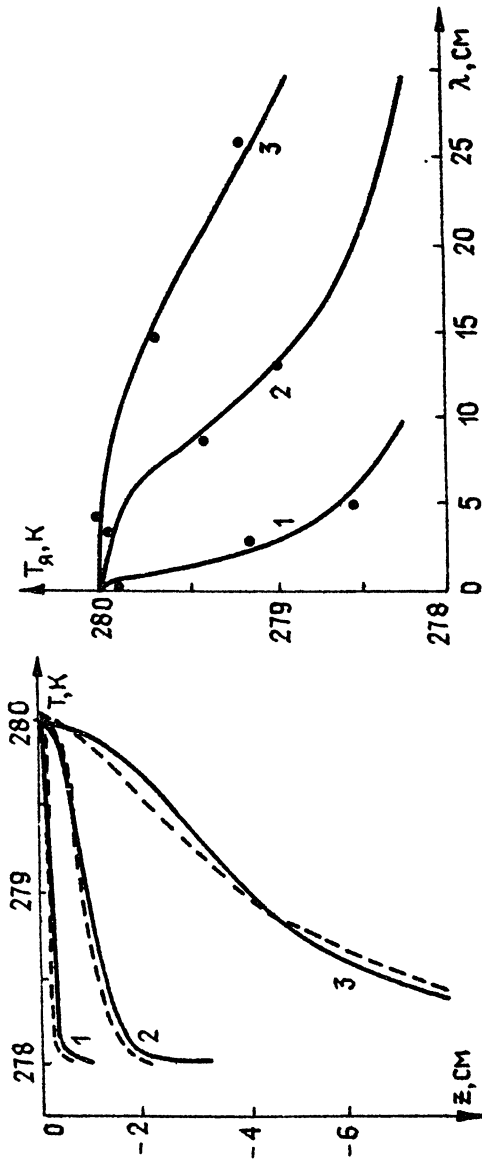
Численные эксперименты выполнялись по следующей схеме. Для

модельных профилей $T(z)$ вычислялись значения T_d на различных длинах волн. На значения T_d при помощи генератора случайных чисел набрасывалась нормально распределенная погрешность с нулевым средним и заданной дисперсией. Полученные таким образом "измерения" яркостных температур использовались далее для решения обратной задачи. Сравнивая восстановленный профиль температуры с исходным профилем $T(z)$, оценивалась точность решения обратной задачи для заданных условий измерений.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 4-6. Как видно из рис. 4, для простых монотонных профилей хорошее качество восстановления достигается при умеренных требованиях к точности измерений ($\sim 0,1K$) и минимальном количестве длин волн -3. Путем варьирования толщины термической пленки Δz от 0,1 до 5 см установлено, что частоты для трехволновых измерений разумно выбирать из условия

$$\gamma \Delta z = 10 ; 1 ; 0,5 \quad (17)$$

Две крайние длины волны в (17) выбираются таким образом, что принимаемое излучение несет информацию о поверхностной и глубинной температурах с учетом ограничений диапазона со стороны длинных волн, вытекающих из того, что толщина скин-слоя $d = 1/\gamma$ соленой воды слабо возрастает в диапазоне $\lambda > 15$ см (см. рис. 1). На промежуточной длине волны принимается излучение с глубины, совпадающей с ожидаемой толщиной термической пленки. Важно отметить, что естественные термические пленки обычно имеют монотонное распределение $T(z)$ и, используя условие (17), можно получить, что для масштабов естественных пленок 0,2-1 см соответствующие оптимальные длины волн лежат в интервалах 0,5-3 см для λ_1 , 5-9 см для λ_2 и 7-15 см для λ_3 .

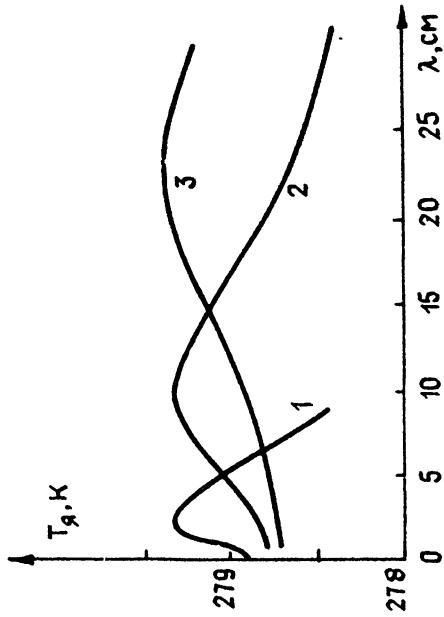
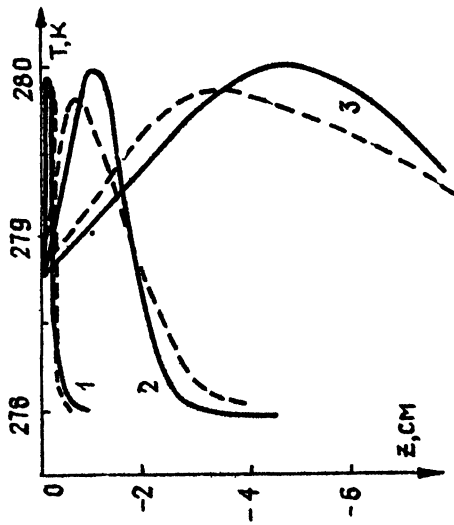


а) б)

Рис. 4. Численный эксперимент по восстановлению моногетовых профилей $T(z)$:

а) сплошные кривые - исходные профили с характерной толщиной $O,1, 1$ и 5 см (соответственно кривые 1, 2 и 3), пунктир - восстановленные профили,

б) сплошные кривые - зависимость $T_{Я}(\lambda)$ для исходных профилей, точки - "измерения" с погрешностью $\delta T_{Я} = O,1 K$ на трех длинах волн, использованные для решения обратной задачи.



а)

б)

Рис. 5. Численный эксперимент по восстановлению профилей $T(z)$ с инверсией :

а) сплошные кривые - исходные профили, достигающие максимума на глубине $z, 1, 1$ и 5 см (соответственно кривые 1, 2 и 3), пунктир - профили, восстановленные из измерений T_{λ} на 10 длинах волн с погрешностью $\delta T_{\lambda} = 0,02$ К,

б) зависимости $T_{\lambda}(\lambda)$, соответствующие исходным профилям.

Монотонные профили при погрешностях измерений $0,1\text{К}$ восстанавливаются со средней точностью $0,2\text{К}$.

Примеры восстановления более сложных профилей с инверсиями температуры представлены на рис. 5. Численный эксперимент показал, что для качественного восстановления таких профилей требуются измерения с более высокой точностью и на большем числе частот, чем для монотонных профилей. В частности, для результатов на рис. 5 использованы "измерения" на 10 длинах волн при моделируемой погрешности $\delta T_{\text{я}} = 0,02\text{К}$. Видно, что для профилей с инверсией температуры соответствующая зависимость $T_{\text{я}}(\lambda)$ также имеет максимум, что иллюстрирует чувствительность яркостной температуры к вариациям температурного профиля. При этом максимум $T_{\text{я}}$ с увеличением глубины инверсного слоя смещается в сторону больших длин волн (см. рис. 5).

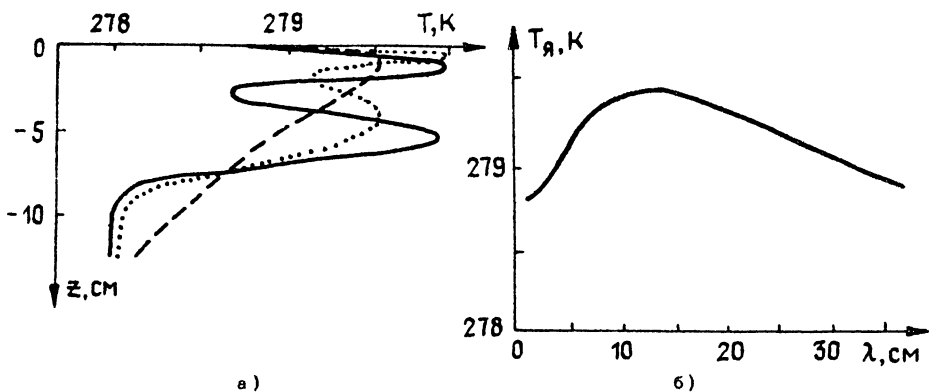


Рис. 6. Численный эксперимент по восстановлению сложного профиля с двумя максимумами на глубине 1 и 5 см .

- а) сплошная кривая - исходный профиль, пунктир - восстановление по $T_{\text{я}}(\lambda)$ при погрешности $\delta T_{\text{я}} = 0,1\text{К}$, точки - восстановление при погрешности $\delta T_{\text{я}} = 0,02\text{К}$,
 б) зависимость $T_{\text{я}}(\lambda)$, соответствующая исходному профилю.

Рис. 6 иллюстрирует предельные возможности метода для весьма сложного модельного температурного профиля с двумя максимумами на глубинах 1 и 5 см соответственно. Видно, что тонкая структура профиля разрешается лишь при достаточно высоких точностях измерений (0,02К). Интересно отметить, что зависимость $T_g(\lambda)$ для этого примера имеет лишь один максимум и при качественной интерпретации измерений естественно предположить наличие у профиля $T(z)$ только одной инверсии аналогично рис. 5. Тем не менее разработанный алгоритм позволяет восстановить более сложную структуру температурного профиля.

3. 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. Такая работа необходима для оценки перспектив применения метода при решении конкретных задач. Цели этой работы заключались:

- а) в экспериментальной проверке развитой теории формирования теплового радиоизлучения поверхностного слоя воды;
- б) проверке эффективности разработанных алгоритмов решения обратной задачи;
- в) экспериментальной оценке точностей восстановления профилей температуры.

Измерения выполнены на 3-х канальной радиометрической установке, схематически показанной на рис. 7. На первом этапе эксперимен-

та в поверхностном слое пресной воды искусственно создавалось неоднородное по глубине распределение температуры с использованием методики, позволяющей многократно воспроизводить заданное распределение. Перепад температур составлял несколько градусов, а толщина пленки - 1-2 см. Измерения выполнены на длинах волн 3,9 и 13 см, которые для параметров создаваемых термических пленок примерно соответствуют условию (17). Как уже отмечалось, компенсация влияния коэффициента отражения осуществлялась в лабораторном эксперименте при помощи металлического экрана (см. рис. 7).

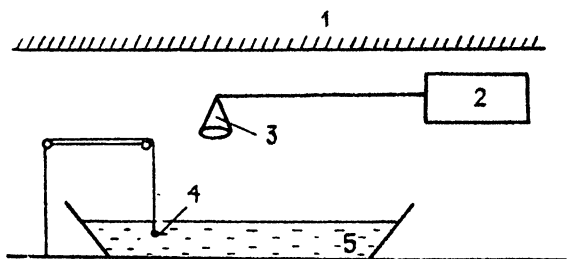


Рис. 7. Схема лабораторного эксперимента :

- 1 - металлический экран, 2 - радиометр,
3 - рупорная антенна, 4 - контактный датчик,
5 - кювета с водой.

Процесс измерений включал:

- а) калибровку по равномерно прогретой воде в кювете для двух значений температуры, отличающихся на ΔT , примерно равное разнице глубинной и поверхностной температур в создаваемых термических пленках;
- 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 (разрешение по глубине ~ 1 мм);

д) повторную калибровку.

Достоинствами использованной методики являются постоянство фонового радиоизлучения при измерениях и калибровке, а также 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 оцениваются не хуже $0,1-0,2\text{K}$.

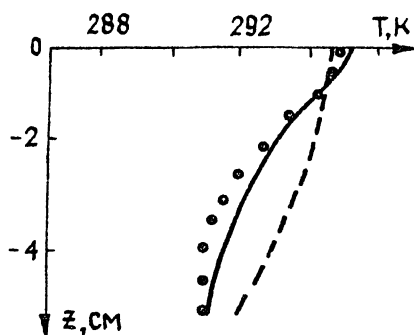


Рис. 8. Восстановление распределения температуры искусственной термической пленки в лабораторном эксперименте: точки — данные контактных измерений, сплошная кривая — профиль, восстановленный по 3-канальным измерениям теплового радиоизлучения ($T_{\text{я}}(3 \text{ см}) = 294,6 \text{ K}$, $T_{\text{я}}(9 \text{ см}) = 294,0 \text{ K}$, $T_{\text{я}}(13 \text{ см}) = 293,3 \text{ K}$, пунктир — представленное для сравнения восстановление для 3-параметрической экспоненциальной модели профиля температуры

На рис. 8 представлен пример восстановления температурного профиля по данным измерений радиоизлучения на 3-х длинах волн. Из сопоставления с результатами контактных измерений видно, что по-

грешность восстановления не превышает 0,3К и хорошо воспроизводится форма температурного распределения. Точность восстановления согласуется с прогнозом погрешности, сделанным на основании численного моделирования с учетом реализованных в эксперименте точностей измерений.

Здесь же мы рассмотрим еще один вопрос, касающийся методики восстановления профиля температуры. Разработанные нами алгоритмы основаны на последовательном подходе к решению соответствующей некорректной обратной задачи, учитывающем известную априорную информацию. В то же время для решения таких задач зачастую используются методы (см., например, /9/), в которых профиль ищется как заданная функция, например, экспонента с неизвестными параметрами, определяемыми по экспериментальным данным. Ясно, что в тех случаях, когда реальный профиль не описывается заданной априори модельной функцией, такой способ может приводить к значительным погрешностям. Сравним два разных подхода к решению задачи на примере, представленном на рис. 8. Будем искать решение в виде экспоненты (II) относительно 3-х неизвестных параметров: T_0 - глубинная температура, ΔT - перепад температур, ΔZ - толщина пленки. Для измерений на 3-х длинах волн путем подстановки (II) в (I2) получаем систему из 3-х уравнений:

$$T_{Я i} = T_0 + \Delta T \frac{\gamma(\lambda_i)}{\gamma(\lambda_i) + \frac{1}{\Delta Z}}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (18)$$

Решая систему относительно неизвестных параметров, имеем

$$\Delta Z = \frac{[(T_{Я1} - T_{Я2}) / (T_{Я2} - T_{Я3})] (\gamma_2 - \gamma_3) - (\gamma_1 - \gamma_2)}{\gamma_1 \gamma_3 - \gamma_2 \gamma_1 - [(T_{Я1} - T_{Я2}) / (T_{Я2} - T_{Я3})] (\gamma_1 \gamma_2 - \gamma_1 \gamma_3)},$$

$$\Delta T = \frac{T_{я2} - T_{я1}}{\frac{\gamma_2}{\gamma_2 + \frac{1}{\Delta z}} - \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \frac{1}{\Delta z}}}, \quad (19)$$

$$T_0 = T_{я1} - \Delta T \frac{\gamma_1}{\gamma_1 + \frac{1}{\Delta z}}$$

Подставляя в (19) значения $T_{яi}$, соответствующие экспериментальным данным на рис. 8, получаем решение в виде

$$T(z) = 299,0 - 4,5 \exp(0,1 z).$$

Сравнение этого профиля с результатом строгого подхода к решению некорректной задачи (см. рис. 8) ясно показывает преимущества разработанного алгоритма. Из-за несовпадения реального профиля с экспонентой ее параметры теряют заложенный в них смысл. В частности, T_0 уже не соответствует глубинной температуре, а Δz - толщине слоя, поскольку $T(z)$ неограниченно убывает.

Разработанный метод позволяет регистрировать состояние поверхностной термической пленки в процессе ее трансформации с течением времени. На рис. 9, 10 представлены результаты измерений динамики термической пленки от начального состояния, характеризуемого большим перепадом температур в тонком слое, к конечному состоянию с существенным остыванием пленки и ее диффузией в более глубокие слои. В этом эксперименте остывание пленки происходило в контакте с воздухом, температура которого совпадала с глубинным значением температуры воды. На рис. 9 показана динамика яркостных температур на 3-х длинах волн, а на рис. 10 - восстановленные для характерных моментов времени профили температуры.

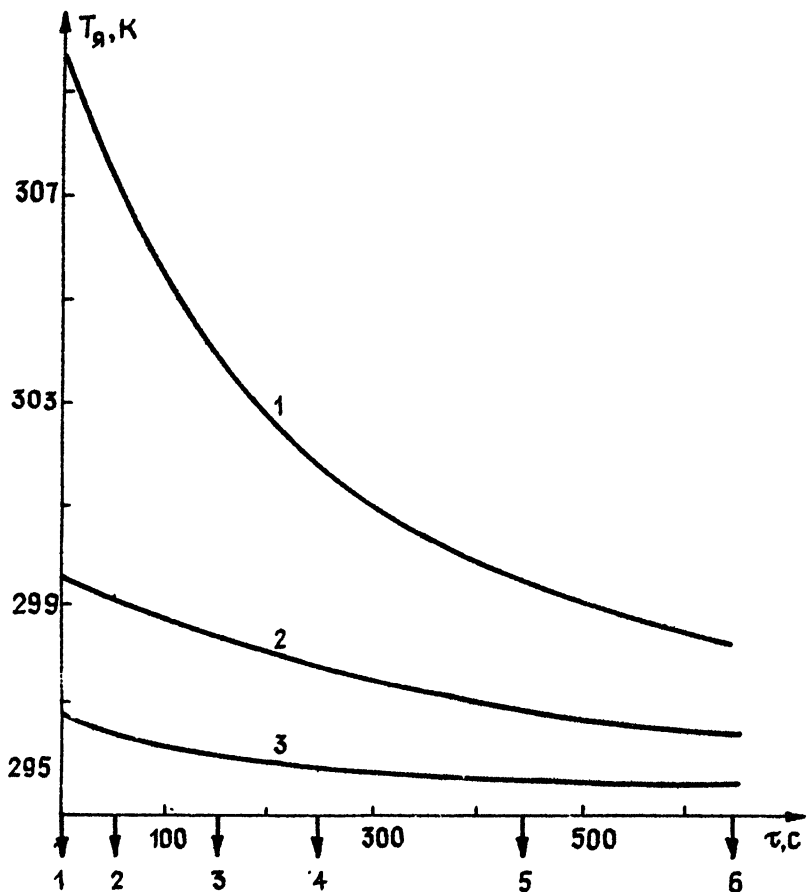


Рис. 9. Наблюдение зависимости от времени ярких температур термической пленки в процессе ее охлаждения и диффузия в глубину (стрелками показаны моменты времени, для которых на рис. 10 приведены результаты восстановления текущего состояния термической пленки) :

- 1 - измерения на длине волны 3 см ,
- 2 - измерения на $\lambda = 9$ см ,
- 3 - измерения на $\lambda = 13$ см

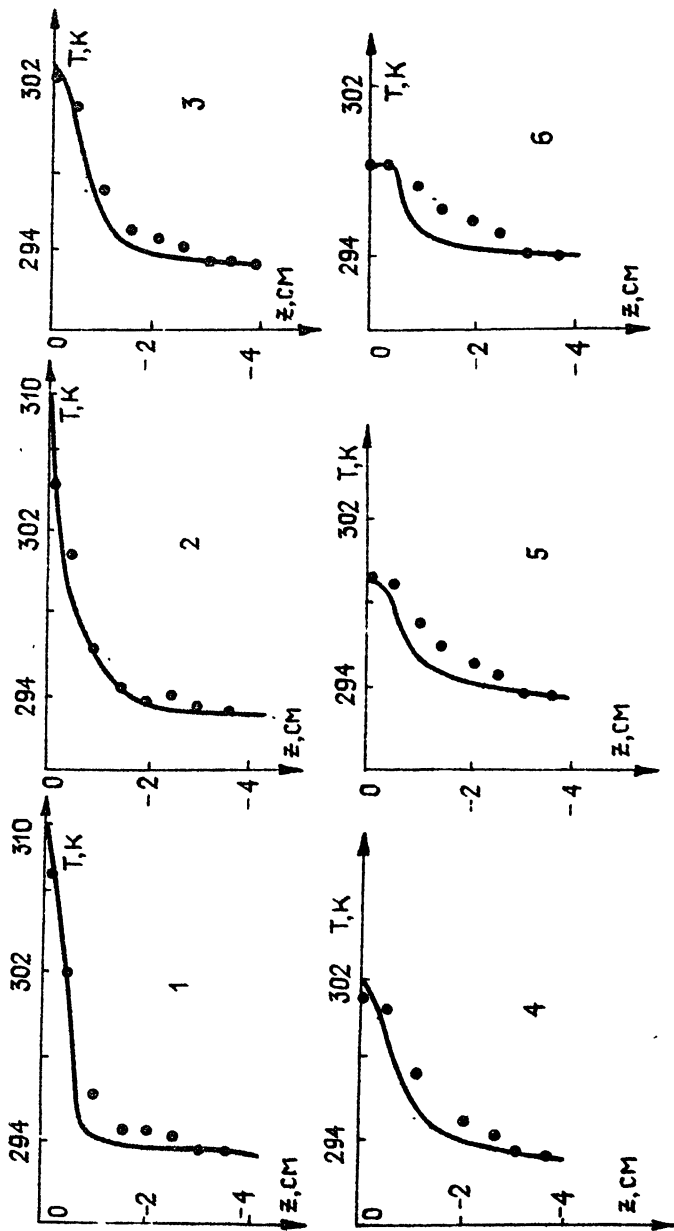


Рис. 10. Результаты восстановления состояния термической пленки в дискретные моменты времени, показанные стрелками на рис. 9. Пленка охлаждается при контакте с воздухом (температура воздуха $t_{\text{возд}} = 294 K$) и диффундирует в более глубокие слои воды (точки - данные контактных измерений, сплошные кривые - восстановленные профили).

Рис. 9 наглядно показывает, что на более коротких длинах волн яркостные температуры более чувствительны к быстрым изменениям температуры в тонком поверхностном слое, тогда как на более длинных волнах принимается излучение из более глубоких и термически стабильных слоев. Результаты восстановления, представленные на рис. 10, показывают, что радиометрический метод позволяет достаточно точно регистрировать как уменьшение поверхностной температуры пленки, так и ее диффузию в более глубокие слои. Разработанные 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 1-2К, а характерная толщина - несколько миллиметров /1-5/. Оптимальные частоты измерений для таких тонких пленок, как следует из (7), смещаются в сторону более коротких длин волн. В данной работе для измерений использовались каналы на длинах волн 0,8; 3 и 9 см. При калибровке для создания равномерно прогретого слоя вода в кювете перемешивалась, при этом кювета покрывалась тонкой полиэтиленовой пленкой, прозрачной для радиоизлучения. Насыщение тонкого слоя воздуха под пленкой водяным паром предотвращало испарение и образование нежелательной в данном случае термической пленки.

Радиометрические измерения выполнялись для различных физических условий, определяющих образование термических пленок. Результаты восстановления профилей температуры вместе с данными контактных измерений представлены на рис. 11, 12. Из сравнения рис. 11а и 12а

видно, что с ростом контраста температур воды и воздуха увеличивается перепад температур в термической пленке. Однако определяющую роль в образовании холодной термической пленки играет испарение. При обдуве поверхности воды вентилятором испарение увеличивается и поверхность воды быстро охлаждается (см. рис. 11б, 12б). Этот процесс легко наблюдается непосредственно по записи радиометрических данных на регистрирующем приборе. Интересно отметить, что даже при обдуве поверхности воды 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.

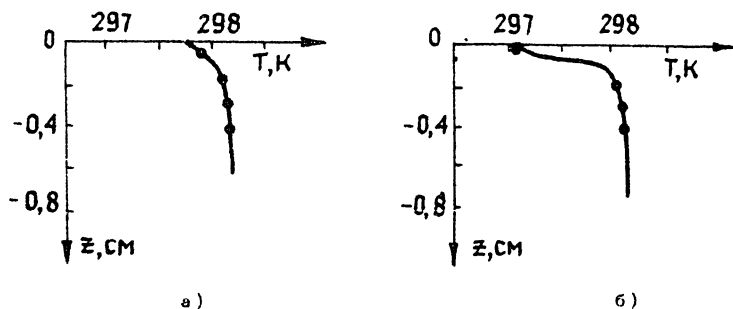


Рис. 11. Восстановление естественной термической пленки по радиометрическим измерениям на 0,8, 3 и 9 см. Температура воды $t_{\text{воды}} = 25^{\circ}\text{C}$, температура воздуха $t_{\text{возд}} = 22,3^{\circ}\text{C}$ (сплошные кривые - результаты восстановления, точки - данные контактных измерений):

- а) термическая пленка без обдува поверхности,
- б) термическая пленка при обдуве поверхности воды вентилятором.

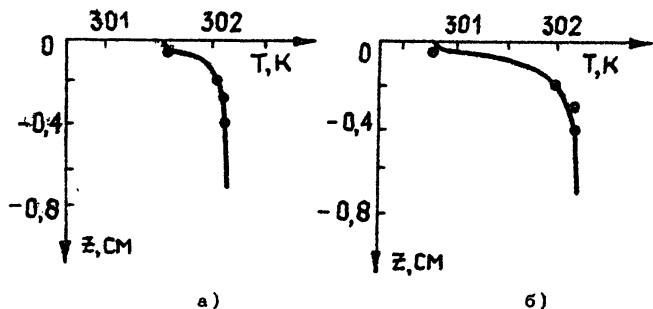


Рис. 12. Температура воды $t_{\text{воды}} = 29^{\circ}\text{C}$. Остальные параметры и обозначения совпадают с данными рис. 11.

4. Возможности практического применения метода

На основании полученных результатов можно оценить перспективы применения разработанного метода для решения перечисленных во введении прикладных задач. Опыт лабораторных измерений может быть перенесен на измерения в натуральных условиях со сравнительно небольших высот, в частности, с борта корабля или надводной платформы.

Следующим этапом развития радиометрических методов является изучение возможностей реализации самолетных и спутниковых измерений, которые представляют основной интерес для дистанционного мониторинга процессов теплообмена океана и атмосферы. Основная трудность при разработке таких систем заключается в необходимости учета отражательных и рассеивающих свойств водной поверхности при наличии волнения, пены, загрязняющих пленок.

Разработанный метод может быть использован для решения ряда за-

дач гидрофизики. Здесь представляют интерес задачи изучения изменчивости термической пленки под действием внутренних волн, конвекции, турбулентности. В частности, внутренние волны могут деформировать нижнюю границу пленки, что может быть зарегистрировано как периодические колебания яркостных температур на соответствующих длинах волн. По данным таких измерений можно восстановить динамику поля температур в поверхностном слое при прохождении внутренней волны. Такой способ регистрации может быть применен как в искусственных бассейнах так и в натуральных условиях. В первом случае можно полностью применить разработанную в данной работе методику измерений.

Восстановление профиля температуры в поверхностном слое воды может рассматриваться как эталонная задача при отработке методов измерений и алгоритмов решения обратной задачи в исследованиях по термическому зондированию биологических объектов, если иметь в виду, что диэлектрическая проницаемость воды известна с высокой точностью, в результате чего достижимы предельные точности восстановления температуры. Кроме того, водная среда позволяет проводить более точные контактные измерения, необходимые для сравнения при оценках точности восстановления.

Заключение

Полученные результаты показывают перспективность применения разработанного метода для термического зондирования поверхностного слоя воды. Хорошее соответствие между восстановленными профилями и данными контактных измерений (см. рис. 8 - 12), которое удовлетворяет прогнозируемому уровню точности восстановления для реализован-

ного значения погрешности измерений, показывают адекватность выполненного рассмотрения условий формирования радиоизлучения условиям эксперимента и правильность оценок погрешности измерений. Результаты численного моделирования и эксперимента свидетельствуют об эффективности разработанных алгоритмов решения обратной задачи, в которых наряду с данными измерений теплового излучения используется априорная информация о свойствах точного решения. Выполненные исследования показывают возможности разнообразных применений метода на базе современной СВЧ-радиометрии.

Л и т е р а т у р а

1. Хунджа 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. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, № 7, с. 753.
2. Гинзбург А.И., Зацепин А.Г., Федоров К.Н. Тонкая структура термического пограничного слоя в воде у поверхности раздела вода-воздух. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, 13, № 12, с. 1268.
3. Вершинский Н.В., Нелепо Б.Н., Соловьев А.В. Микроструктура в тонком поверхностном слое океана. ДАН СССР, 1979, т. 247, № 3, с. 717.
4. Вершинский Н.В., Волков Д.А., Соловьев А.В. О вертикальной структуре тонкого поверхностного слоя океана. ДАН СССР, 1981, т. 256, № 3, с. 694.
5. Азизян Г.В., Волков Д.А., Соловьев А.В. Экспериментальное исследование термической структуры пограничных слоев океана и атмо-

- сферы. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1984, 20, № 6, с. 511.
6. Глинский Н.Т. Внутренние волны в океанах и морях. - М.: Наука, 1973.
 7. Миропольский Ю.З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. - Л.: Гидрометеоздат, 1981.
 8. Булгаков Н.П. Конвекция в океане. - М.: Наука, 1975.
 9. Трояцкий В.С., Аранжереев В.А., Гусев А.В. и др. Измерение глубинного температурного профиля биообъектов по их собственному тепловому радиоизлучению. - Радиофизика, 1980, 29, № 1, с. 62.
 10. Westwater E.R., Sweezy W.B., McMillin L.M., Dean C. Determination of atmospheric temperature profiles from a statistical combination of ground-based profiler and operational NOAA6/7 Satellite retrievals. - J. Climate and Meteorology, 1984, 23, № 5.
 11. Gaikovich K.P., Markina N.N., Naumov A.P. et al. Investigation of remote sensing possibilities of lower atmosphere in the microwave range and some aspects of statistical data use. - Int. J. Remote Sensing, 1983, 4, № 2, p. 419.
 12. Апресян Л.А., Кравцов Ю.А. Теория переноса излучения. - М.: Наука, 1983.
 13. Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. - М.: Наука, 1967.
 14. Никольский В.В. Электродинамика и распространение радиоволн. - М.: Наука, 1973.
 15. Swift C.T. Passive microwave remote sensing of the ocean. Boundary-Layer Meteorology, 1980, 18, p. 25.
 16. Шутко А.Н. Исследование акваторий методами СВЧ-радиометрии. - Радиотехника и электроника, 1978, 23, № 10, с. 2107.

17. Klein L.A., Swift C.T. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. - IEEE Trans., 1977, AP-25, № 1, p. 104.
18. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1979.
19. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. - М.: Наука, 1983.
20. Пшеничный Б.Н., Данилин Д.М. Численные методы в экстремальных задачах. - М.: Наука, 1975.

Дата поступления статьи

27 мая 1986 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Тепловое излучение сильно поглощающей среды	6
2. Постановка и решение обратной задачи. Численный эксперимент	12
3. Экспериментальные исследования температурной стратификации поверхностного слоя воды	21
4. Возможности практического применения метода	30
Заключение	31
Литература	32

Константин Павлович Гайкович
Александр Николаевич Резник
Михаил Иосифович Сумин
Роман Всеволодович Троицкий

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ ВОДЫ
ПО МНОГОЧАСТОТНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ ТЕПЛОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ**

Подписано в печать 17.06.86 , МЦ 00906 , формат 60 x 84 1 / 16,
Бумага множительная. Печать офсетная. Объем 2,13 усл. печ. л.
Тираж 120. Заказ 4444. Бесплатно.

Отпечатано на ротативе НИРФИ