

Ближнее поле теплового радиоизлучения и возможности его использования для глубинной температурной диагностики сред

В.Л.Вакс, К.П.Гайкович, А.Н.Резник

Экспериментально обнаружен эффект ближнего поля в тепловом радиоизлучении поглощающей среды. Эффект проявляется в том, что эффективная толщина слоя формирования принимаемого излучения d_{eff} оказывается меньше глубины скин-слоя d и зависит от размера приемной антенны D и ее высоты над поверхностью среды h . Зависимость $d_{\text{eff}}(D, h)$ получена из измерений излучения температурно стратифицированной водной среды на длине волны 31 см с использованием специально разработанной антенны малых электрических размеров. Приводятся результаты экспериментальных исследований радиофизических характеристик антенны. Предлагается использовать измерения зависимости интенсивности принимаемого излучения от D и h , как новый источник информации о глубинном распределении температуры. Развита методика решения соответствующих обратных задач и получены первые результаты восстановления подповерхностного температурного профиля водной среды.

1. Введение

Радиометрические измерения теплового излучения давно применяются для определения разнообразных характеристик поглощающих сред, в частности, для их глубинной температурной диагностики, поскольку яркостная температура (T_b) теплового излучения пропорциональна некоторой средней по глубине температуре среды. Эффективная толщина слоя, в котором формируется излучение, определяется поглощением среды и зависит от длины волны, что позволяет восстанавливать глубинный температурный профиль. В этом отношении радиометрические методы определения температуры практически не имеют конкурентов среди других дистанционных методов зондирования. Впервые радиометрический метод был использован в радиоастрономии [1] для восстановления суточной динамики профиля температуры лунного грунта по измерениям динамики радиояркостной температуры.

Позднее идеи подповерхностной радиотермометрии нашли применение в задачах диагностики биологических тканей в медицинских приложениях [2-14]. Этим исследованиям способствовал переход от дистанционной к контактной радиометрии, когда приемная антенна находится в плотном контакте либо на небольшом удалении (в ближней зоне) от поверхности исследуемой среды. Созданные с этой целью антенны позволили решить две проблемы абсолютных измерений теплового радиоизлучения: проблему измерений с достаточно высоким разрешением по поверхности и проблему, связанную с трудностью учета коэффициента отражения поверхности. Развитие данных исследований стимулировал практический интерес к возможности использования радиотермометрии в диагностике опухолей и для контроля степени разогрева тканей при их лечении с помощью нагрева микроволновым излучением (СВЧ гипертермия). Методы восстановления подповерхностного профиля температуры были основаны, как правило, на использовании частотной зависимости толщины скин-слоя d в среде, что подразумевало использование измерений на ряде длин волн. Вместе с тем, трудности многоволновых методов связаны с необходимостью использовать несколько радиометров одновременно, что порождает проблему совместной абсолютной калибровки каналов, реализующей необходимую точность измерений (около 0,1 К согласно [15]), а также серьезно удорожает стоимость радиометрической системы. В результате такие системы пока не получили широкого распространения для медико-биологических приложений.

Несколько позже методы подповерхностной радиотермометрии были применены для зондирования водной среды [16-18] и грунта [17,19,20]. Возможность проведения исследований над достаточно большой поверхностью позволила использовать для многочастотных измерений обычные рупорные антенны. В этих работах для компенсации влияния поверхностного отражения и вариаций фонового излучения впервые была применена методика измерений под плоским металлическим экраном. Калибровка по излучению самой исследуемой среды, однородно нагретой до двух различных температур, позволила добиться точности абсолютных измерений, сравнимой с флуктуационной чувствительностью радиометров. Было выполнено радиометрическое определение распределения температуры в поверхностных термических пленках в водной среде, восстановлена динамика профиля температуры во внутренних волнах, генерируемых в воде с сильной температурной стратифика-

цией. Восстановлена суточная динамика температуры в грунте (как текущий профиль, так и его предыстория по наблюдаемому в данный момент спектру теплового излучения), разработаны и проверены экспериментально радиометрические методы определения глубины промерзания грунта. Однако и эти работы не вышли за рамки научных исследований, поскольку не были устранены упомянутые выше трудности многоволновых измерений.

Восстановление глубинного профиля $T(z)$ основано на обращении интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода, что представляет собой некорректную обратную задачу. Решение этой задачи требует применения различных методов регуляризации, которые сужают класс функций, на котором ищется решение, с учетом дополнительной априорной информации об искомом решении. Задача решалась подстановкой простых модельных профилей с небольшим числом неизвестных параметров [11], равным числу длин волн. Применялись также методы статистической регуляризации [8] и разложения по собственным векторам [10]. Но наиболее эффективным оказался подход к решению, основанный на теории некорректных задач Тихонова. С использованием этого метода была решена задача восстановления подповерхностного профиля температуры многослойной среды с учетом эффектов интерференции, а разработанный алгоритм был успешно применен к данным многочастотных радиометрических измерений для восстановления температурных аномалий в опухоли и для контроля степени нагрева тканей при лечении опухолей методом СВЧ гипертермии [15]. Подобный подход использован также в задачах температурной диагностики водной среды и грунта [16-20].

Отметим также, что для случая нестационарного температурного распределения был разработан метод, основанный на совместном решении уравнений переноса излучения и теплопроводности [21], обобщающий подход [1] для произвольных граничных условий. Полученное с использованием такой дополнительной информации точное решение позволило определить динамику глубинного профиля температуры сред по временной зависимости теплового радиоизлучения на фиксированной длине волны. В этом методе, в отличие от многоволнового метода, предельная глубина восстановления не ограничена и определяется лишь временем наблюдений. Результаты были успешно применены для мониторинга динамики теплого состояния водной среды, связанной с теплообменом с атмосферой и испарением, и для восстановления суточной динамики температуры и теплового потока в грунте [21-23]. Применение такого метода предполагает, что известны теплофизические параметры среды.

В большинстве упомянутых выше работ рассматривались возможности измерения и интерпретации лишь волновой компоненты электромагнитного поля, что при контактных радиометрических измерениях не всегда было оправдано. Как было показано С.М.Рытовым еще в 50-е годы, вблизи поверхности нагретой среды наряду с волновым существует также и квазистационарное (ближнее) поле теплового излучения [24]. Корректный учет ближнего поля при радиометрических измерениях был выполнен в работах [25-27], где было показано, что принципиальную роль в формировании измеряемого контактной антенной сигнала играют передаточные свойства приемной антенны. Так в работе [25] был предложен метод восстановления $T(z)$ плоскостной среды путем выделения различных мод, возбуждаемых в волноводе, находящимся в контакте со средой. В работе [26] на основе точного решения электродинамической задачи с учетом квазистационарной компоненты поля рассматривалась возможность восстановления температурной неоднородности в цилиндре по данным сканирования антенной по поверхности. В [27] было получено соотношение для вычисления эффективной яркостной температуры теплового излучения в ближней зоне температурно стратифицированной среды. Здесь измерения ближнепольной компоненты излучения предложено использовать как новый источник информации о профиле $T(z)$ в среде.

Важно отметить, что сформулированная С.М.Рытовым в [24] (см. также последующие монографии [28,29]) задача обнаружения квазистационарного флуктуационного поля вблизи поверхности поглощающей среды до настоящего времени не была решена экспериментально. Как показано в работе [27], ближнее поле оказывает существенное влияние на регистрируемый радиометром сигнал только в том случае, если приемная антенна имеет малые электрические размеры $D \ll \lambda$ (D - линейный размер апертуры антенны) и расположена на малой высоте $h \ll \lambda$ над поверхностью исследуемой среды. В этом случае эффективная толщина слоя d_{eff} , в котором формируется измеряемое тепловое излучение, в значительной мере определяется величинами D , h , а не только толщиной скин-слоя d , как это имеет место для волновой компоненты поля. Расчет зависимости $d_{\text{eff}}(D, h)$ для диэлектрически однородной среды выполнен в [27], где показано, что функция $d_{\text{eff}}(D, h)$ монотонно возрастает в об-

ласти значений параметров $D, h \ll \lambda$, причем при плотном контакте антенны с поверхностью величина d_{eff} стремится к нулю с уменьшением размера D , т.е. $d_{\text{eff}}(D \rightarrow 0, h=0) \rightarrow 0$. В другом пределе ($D \gg \lambda$ либо $h \gg \lambda$), когда волновая компонента доминирует над ближнеполевой, d_{eff} стремится к толщине скин-слоя ($d_{\text{eff}} \rightarrow d$). Именно эти эффекты ближнего поля могут быть реально обнаружены, что и составило одну из задач данной работы.

Из вышеизложенного следует, что эффекты ближнего поля могут быть обнаружены с помощью антенн малых электрических размеров $D \ll \lambda$, причем, согласно расчетам [27], необходимо иметь антенну с апертурой $D < 0,1 \lambda$, т.е. значительно меньшую, чем применялись ранее в контактной радиометрии. Заметим, что радиофизические характеристики электрически малых антенн достаточно хорошо изучены только для антенны в свободном пространстве [30]. В контакте же с проводящей средой столь малые антенны ранее не применялись и не исследовались. Общим свойством подобных антенн являются специфические проблемы согласования с подводным волноводом, вследствие чего КПД антенны оказывается низким. Такие свойства антенны снижают чувствительность радиометра к излучению исследуемой среды, поэтому ближнее поле теплового излучения до сих пор не было зарегистрировано в экспериментах. Нами, специально для решения задач данной работы, была разработана и изготовлена высоко эффективная миниатюрная антенна, результаты экспериментальных исследований которой приведены ниже.

Результаты работы [27] указывают также на возможность постановки нового класса обратных задач температурной диагностики сред. Отмеченная изменчивость эффективной глубины зондирования в пределах $0 < d_{\text{eff}} < d$ при варьировании величин D и h , позволяет осуществить сканирование по глубине на фиксированной длине волны за счет изменения размера антенны и ее высоты над поверхностью. Это позволяет восстановить профиль $T(z)$, проводя измерения теплового излучения среды несколькими антеннами различных размеров D , находящимися вблизи поверхности, либо применяя одну перемещаемую по высоте антенну с $D \ll \lambda$, либо комбинируя обе эти возможности. Как уже было отмечено, эта цель ранее достигалась путем многоволновых измерений, за счет использования зависимости $d(\lambda)$. Теоретические оценки возможностей новых методов температурной диагностики среды, основанные на результатах численного моделирования прямой и обратной задач в биологической среде, указывали на наличие хорошей перспективы [31,32]. Последовавшие экспериментальные исследования [36-38] позволили впервые зарегистрировать эффект ближнего поля в принимаемом радиоизлучении. В данной работе приводятся результаты исследований ближнеполюсного эффекта и восстановления глубинных профилей температуры в водной среде по данным измерений зависимости интенсивности излучения, принимаемого в ближней зоне антенны, от ее размера.

2. Эффект ближнего поля в тепловом излучении

Регистрация теплового излучения производилась с помощью радиометра, имевшего рабочую частоту $f \approx 950$ ГГц, частотную полосу $\Delta\nu \approx 200$ МГц и флуктуационный порог чувствительности $\delta T \approx 0,05$ К при постоянной интегрирования $\tau = 1$ с. Очевидными преимуществами дециметровых волн по сравнению с более короткими радио и инфракрасными волнами являются существенно менее жесткие требования к размерам антенны и ее высоты над поверхностью, поскольку значения этих параметров определяются в масштабе длины волны и лежат в диапазоне $D/\lambda, h/\lambda < 0,1$ [27].

В качестве исследуемой среды была выбрана вода, так как ее комплексная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$, а следовательно и глубина скин-слоя $d = 1/\gamma$ ($\gamma = (4\pi/\lambda) \text{Im}(\sqrt{\varepsilon})$ - коэффициент поглощения), могут быть вычислены с высокой точностью, например, по данным работы [41], если известны температура T и соленость S . Сильная зависимость толщины скин-слоя от солёности позволяет проводить эксперименты, выбирая величину d в пределах от 1 мм до 10 см и моделируя тем самым условия в разнообразных средах. Кроме того, в жидкости могут быть сравнительно легко выполнены контактные измерения глубинного профиля температуры $T(z)$.

Ближнеполюсная антенна

Ключевым элементом приемной системы являлась антенна малых электрических размеров, показанная на рис.1. Излучателями служили два синфазных коротких диполя длиной $D = 1$ см ($D/\lambda \approx$

0,03). Диполи подключены к концам симметричной полосковой линии, игравшей роль согласующего резонатора. В качестве разделяющего диэлектрика был использован ФЛАН-10. Согласование системы с подводящим коаксиальным кабелем достигалось за счет переходного коаксиально-полоскового элемента и диэлектрической пластины тонкой настройки, помещенной поверх одного из плеч резонатора. Прототип этой антенны исследован в работе [33], где содержится обоснование конструкции, методика расчета радиофизических характеристик, а также описаны способы согласования. Отметим, что работа [33] относится к антенне, излучающей в свободное пространство, поэтому полученные в той работе результаты можно рассматривать лишь как базовые принципы, положенные в основу конструкции данной антенны, находящейся в контакте с поглощающей средой. Принципиальная особенность контактной антенны заключается в том, что действительная и мнимая части входного импеданса диполя зависят от его высоты h над поверхностью. Вследствие этого, при неизменной конфигурации элементов, наилучшего согласования можно достичь только при одном определенном значении h .

В данной работе антенна была согласована с входом радиометра при ее плотном контакте с поверхностью исследуемой среды (т.е. при $h=0$), так что средний по полосе приема радиометра $\Delta\nu$ коэффициент отражения не превышал 0,03. Спектры коэффициента отражения антенны, определенные с помощью панорамного измерителя КСВ для различных значений h , представлены на рис.2. На рис.3 приведена зависимость величины среднего по полосе $\Delta\nu$ коэффициента отражения $\langle R \rangle$ от h . Из рис.2,3 видно, что до высоты $h=0,5$ мм отражение в полосе $\Delta\nu$ весьма мало (не более 0,1), а затем происходит резкое рассогласование антенны, которое приводит к почти скачкообразному увеличению коэффициента отражения до $\langle R \rangle \approx 0,4$.

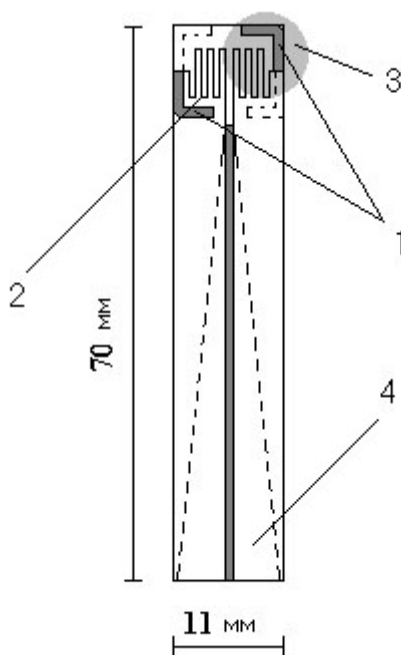


Рис.1. Схема ближнепольной антенны.

1 – электрически короткие диполи, 2 – согласующий резонатор, 3 – диэлектрическая пластина тонкой настройки, 4 – коаксиально-полосковый переход

Для проведения радиометрических измерений температуры и калибровки приемника важно, чтобы величина $\langle R \rangle$ была как можно менее чувствительна к вариациям диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ исследуемой среды. В случае водной среды значения $\epsilon_{1,2}$ определяются температурой и соленостью воды. При естественных вариациях T и S параметры $\epsilon_{1,2}$ изменяются в широких пределах. Данные измерений спектра коэффициента отражения антенны в контакте с поверхностью воды ($h=0$) при различных значениях T и S приведены на рис.4,5. Можно видеть, что в пределах полосы $\Delta\nu$ коэффициент R достаточно слабо реагирует на вариации T , S , так что изменения $\langle R \rangle$ не превышают 0,01, что приведет к погрешностям радиометрических измерений температуры не более 0,1 К, если перепад температур калибровочных эталонов (в качестве которых использовалась однородно нагретая вода) составляет ~ 10 К. Следует отметить, что вне полосы согласования $\Delta\nu$ зависимость R от T и

S становится более существенной, особенно в районе максимума R при $\nu \approx 820$ МГц (см. рис.4,5). Это позволяет использовать соответствующие измерения для определения температуры и солености, а также зависящей от них комплексной диэлектрической проницаемости воды.

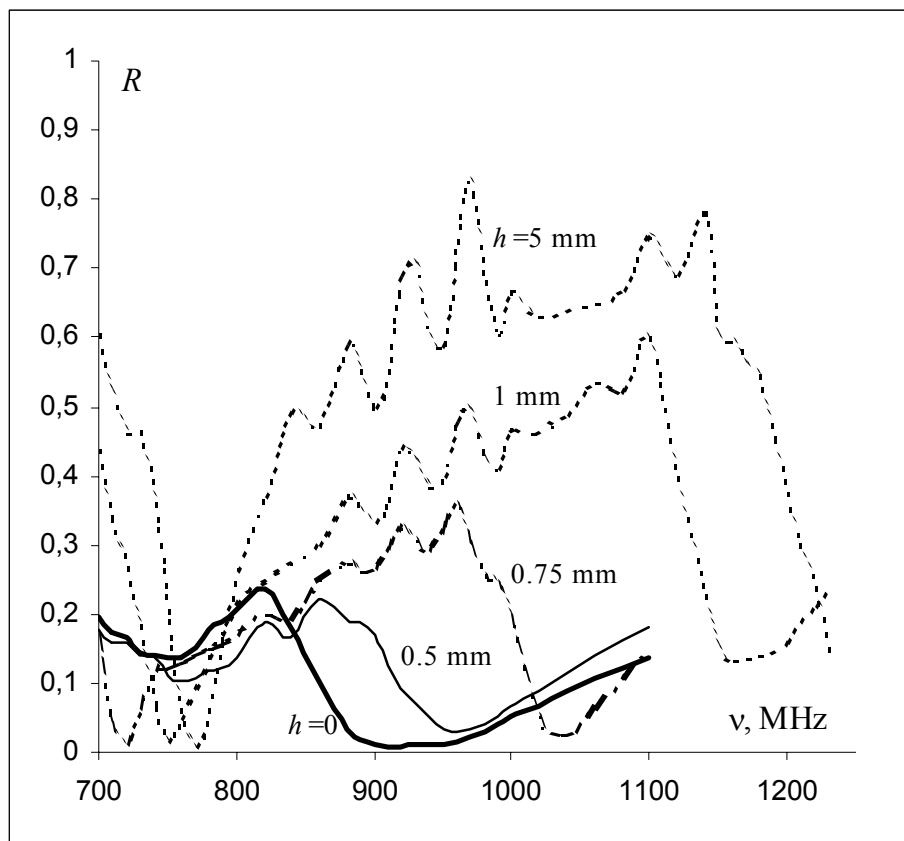


Рис.2. Частотная зависимость коэффициента отражения антенны для различных высот ее расположения над поверхностью водной среды.

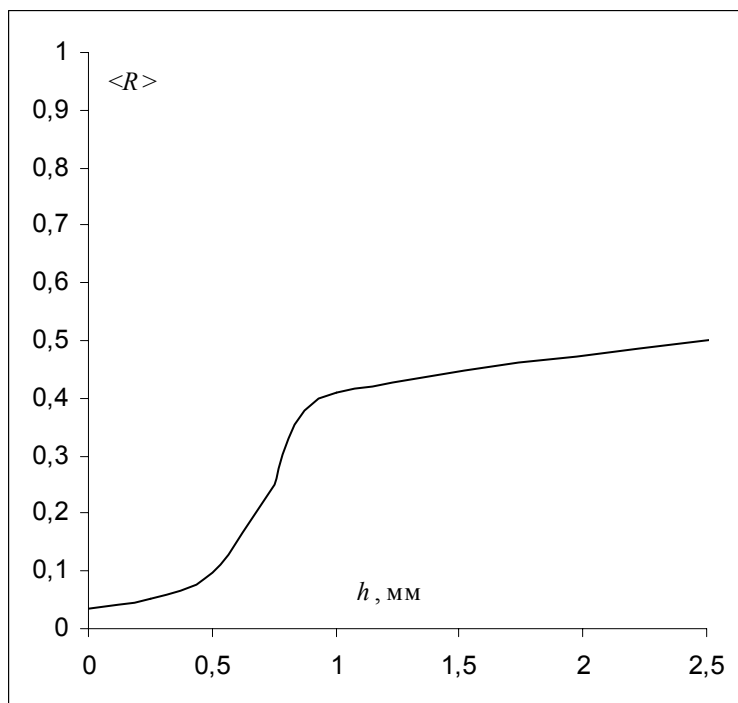


Рис.3. Зависимость среднего по полосе приема радиометра коэффициента отражения от высоты.

На рис.4 показан также спектр R для живой биологической ткани (участок бедра). Согласование разработанной антенны с биологической средой в полосе $\Delta\nu$ оказалось достаточно хорошим ($R \approx 0.05$), хотя минимум отражения реализуется здесь на более высоких частотах. Таким образом, данная радиометрическая система уже может быть использована для зондирования биологической

среды без дополнительной перестройки антенны, и при этом вода может применяться для калибровки радиометра.

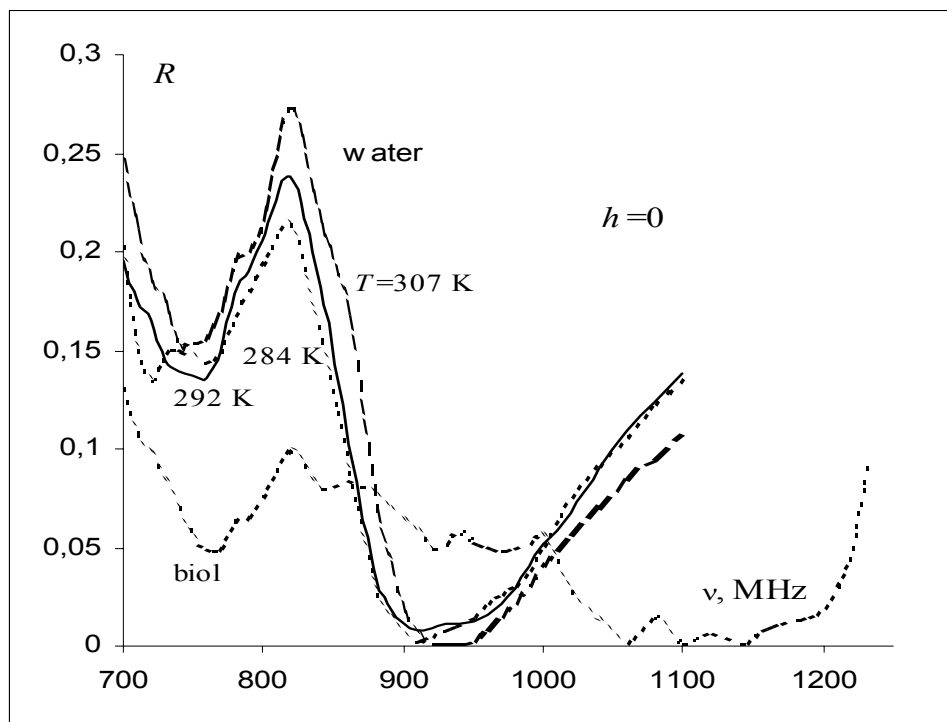


Рис.4. Частотная зависимость коэффициента отражения антенны в контакте с водной средой (дистиллированная вода) при различных значениях ее температуры, а также при контакте с биологической средой.

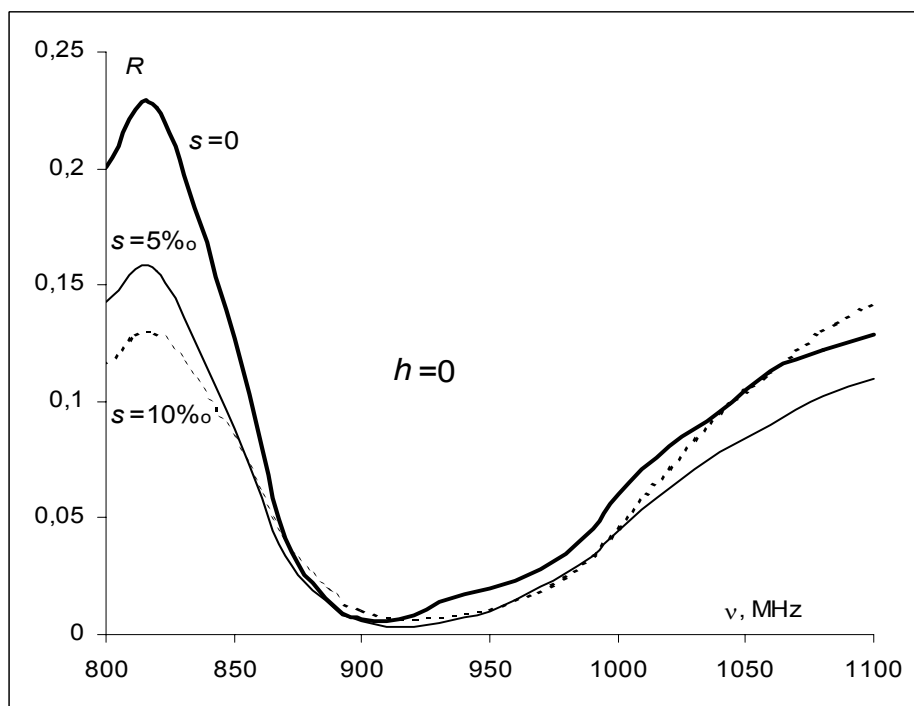


Рис.5. Частотная зависимость коэффициента отражения антенны в контакте с водной средой для различных значений ее солености.

Для радиометрических измерений очень важен вопрос об эффективности (КПД) η приемной антенны. Действительно, измеряемая антенная температура T_a выражается соотношением:

$$T_a = (1 - \langle R \rangle)[\eta T_b + (1 - \eta)T_m] + \langle R \rangle T_n, \quad (1)$$

где T_b – эффективная яркостная температура принимаемого излучения среды, T_m – температура материала антенны, T_n – эквивалентная температура шумов на входе радиометра. Принятое определение T_b подразумевает, что для однородно нагретой до температуры T среды имеем $T_b = T$. Из формулы (1) видно, что как рассогласование ($\langle R \rangle \neq 0$), так и падение КПД ($\eta < 1$) антенны уменьшают чувствительность приемника к измеряемой величине T_b . Формула (1) использована для определения высотной зависимости КПД антенны $\eta(h)$ по данным радиометрических измерений. С этой целью введем чувствительность радиометрической системы с подключенной антенной δT_b , которая измерялась по отклику сигнала $\Delta n = n_2 - n_1$ сигнала регистрирующего прибора на приращение яркостной температуры излучения водной среды, однородно нагретой до двух различных значений температуры $T_{1,2}$

$$\delta T_b = \frac{T_2 - T_1}{\Delta n} \sigma_n$$

где σ_n – среднеквадратичное отклонение шумовой дорожки в регистрирующем приборе. В соответствии с (1) чувствительность δT_b связана с флуктуационным порогом чувствительности радиометра δT , определенным по излучению согласованной нагрузки, подключенной вместо антенны ($\langle R \rangle = 0$, $\eta = 1$), соотношением $\delta T_b(h) = \eta(h)(1 - \langle R(h) \rangle) \delta T$. Тогда КПД антенны η определяется как

$$\eta(h) = \frac{1}{(1 - \langle R(h) \rangle)} \frac{\delta T_b(h)}{\delta T}. \quad (2)$$

Поскольку функция $\langle R(h) \rangle$ была измерена независимо (см. рис.3), формула (2) позволяет определить зависимость $\eta(h)$, которая приведена на рис.6, где также показана и зависимость $\delta T_b(h)$.

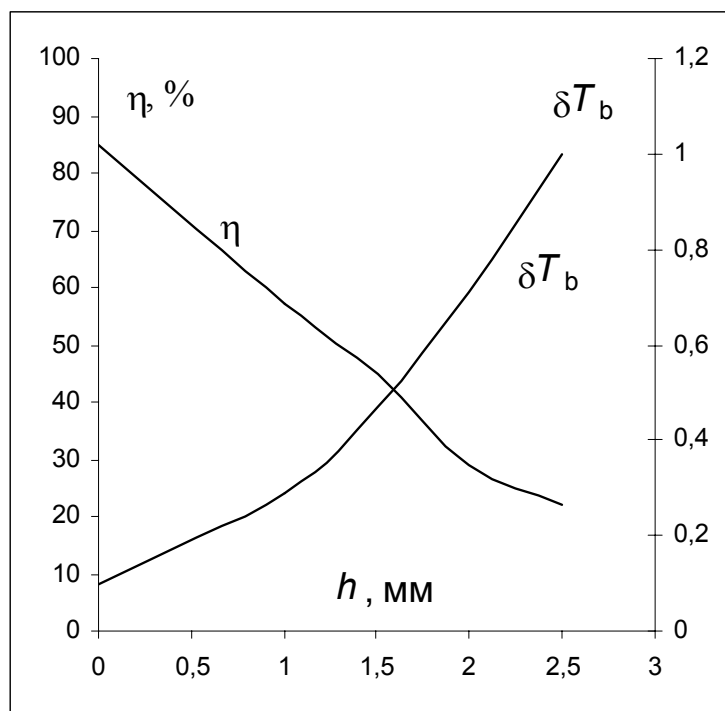


Рис.6. Зависимости КПД антенны η и чувствительности радиометрических измерений δT_a от высоты антенны.

Падение η с ростом h объясняется следующей моделью электромагнитных процессов в антенне. КПД можно представить как:

$$\eta = \frac{R_a}{R_a + R_d}, \quad (3)$$

где $R_{a,d}$ – эквивалентные сопротивления излучения и диссипации в материале антенны соответственно. Сопротивление излучения $R_a = R_{nf} + R_\Sigma$ определяется, во-первых, поглощением

окружающего антенну ближнего поля в проводящей среде (R_{nf}) и, во-вторых, уходящим радиационным полем (R_{Σ}). При $h=0$ реализуются соотношения $R_{nf} \gg R_{\Sigma}$, $R_a > R_d$, вследствие чего мы имеем достаточно высокий КПД при плотном контакте антенны с поверхностью ($\eta \approx 0,85$ согласно рис.6). С ростом высоты h уменьшается доля проникающей в поглощающую среду мощности ближнего поля, поскольку это поле сосредоточено вблизи диполей, в результате чего уменьшается величина R_{nf} . Таким образом, при достаточно больших h имеют место обратные соотношения $R_{nf} < R_{\Sigma}$, $R_a \ll R_d$, и мы приходим к типичной для излучающих в свободное пространство электрически малых антенн ситуации, когда $\eta \ll 1$ (см. например, [30]). Влиянием ближнего поля объясняется и показанная на рис.3 зависимость $\langle R(h) \rangle$. С изменением высоты h меняется входной импеданс антенны, а значит и условия ее согласования со входом приемника. Следовательно, идеальное согласование при фиксированной настройке антенны может быть достигнуто только при одном определенном h , что и видно из рис.3, где величина $\langle R \rangle$ минимальна при $h=0$.

Итак, из рис.3 можно видеть, что при изменении высоты антенны до величины $h = h_{\max} \approx 2,5$ мм порог чувствительности системы к вариациям температуры исследуемой среды увеличивается от 0,06 К ($h=0$) до 1 К ($h=h_{\max}$). Дальнейшее ухудшение чувствительности сделало невозможным проведение радиометрических измерений на высотах $h > h_{\max}$. Как следует из сказанного выше, падение чувствительности с ростом h обусловлено с одной стороны рассогласованием антенны, а с другой – уменьшением ее КПД. Согласование антенны на каждом уровне h не является принципиальной проблемой и может быть достигнуто перестройкой согласующего резонатора. Вместе с тем, падение КПД с уменьшением размеров является общим свойством всех электрически малых антенн и обусловлено, главным образом, омическими потерями в проводниках согласующих элементов. Повышение КПД может быть достигнуто за счет применения материалов с экстремально низким поверхностным сопротивлением, таких как высокотемпературные сверхпроводники. Возможности повышения η за счет применения этих материалов в конструкциях антенн, излучающих в свободном пространстве, исследованы в работах [33–35]. Как показали наши предварительные расчеты [36, 37], для сверхпроводящей антенны, находящейся в контакте с водной средой, величина η превышает 0,8 при $D \geq 3$ мм в диапазоне волн $\lambda=30$ см. Применение таких антенн позволит варьировать глубину зондирования сред d_{ef} от $\sim 0,2 d$ до d , что вполне достаточно для восстановления профиля $T(z)$ в пределах толщины скин-слоя d .

Таким образом, наличие согласованной высокоэффективной антенны является принципиальным требованием к ближнепольной радиометрической системе в отличие от аналогичных систем активной локации, обычно называемых ближнепольными микроскопами [39, 40].

Кроме вышеописанной антенны для измерений также использовалась стандартная контактная антенна с апертурой $D = 4$ см, разработанная для медико-биологических радиометрических исследований [4, 5].

Радиометрические измерения

Для измерений была разработана специальная установка, схематически показанная на рис.7. В воде создавался устойчивый квазилинейный профиль $T(z)$ с помощью кольцевого проволочного нагревателя вблизи поверхности и холодильника у дна цилиндрического сосуда. Градиент температуры в установившемся стационарном состоянии достигал $dT/dz \approx 2,5$ К/см (см. рис.8). Устройство на рис.7 использовалось как для описанных выше антенных исследований, так и для радиометрических измерений. В первом случае сигнал от антенны подавался на панорамный измеритель КСВ, а во втором – на радиометр.

Измеряемым с помощью радиометра параметром служила эффективная яркостная температура принимаемого излучения исследуемой среды, которая заполняет полупространство $z \leq 0$:

$$T_b(h, D) = \int_{-\infty}^0 T(z) K(z, D, h) dz, \quad (4)$$

то есть T_b является средневзвешенной температурой среды в некотором слое, глубина которого определяется видом ядра K . Ядро интегрального уравнения (4) нормировано и включает в себя две компоненты:

$$K(z, D, h) = \frac{K_1(z, D) + K_2(z, h, D)}{\int_{-\infty}^0 [K_1(z, D) + K_2(z, h, D)] dz} \quad (5)$$

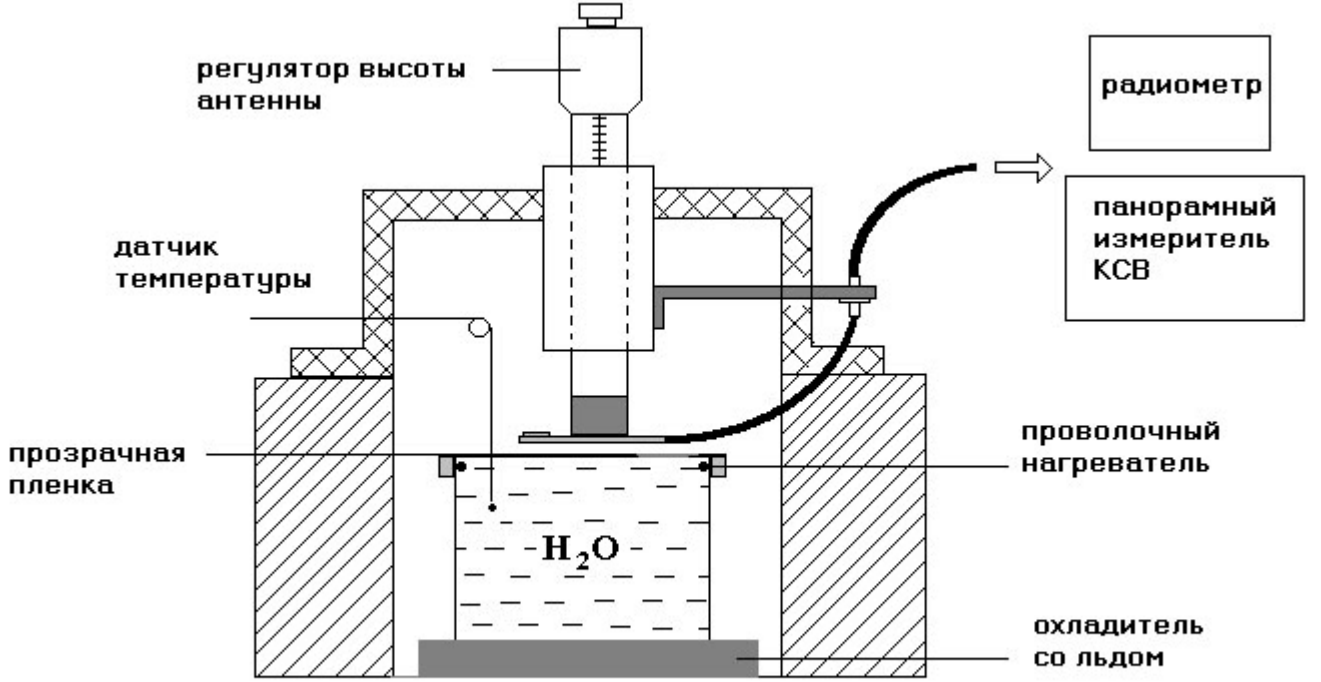


Рис.7. Схема измерительной установки.

где K_1 представляет вклад волновой, а K_2 - квазистационарной компонент поля. Эти компоненты могут быть вычислены для однородной по глубине диэлектрической проницаемости среды $\varepsilon(z) = \varepsilon = const$ на основе соотношений, полученных в [27]:

$$K_1 = \int_0^{\pi/2} \sin \theta (1 + \cos^2 \theta) \left(1 - \frac{|R_E(\theta)|^2 + |R_H(\theta)|^2}{2}\right) \gamma_1(\theta) \exp(\gamma_1 z) |E_s^1(\theta)|^2 d\theta, \quad (6)$$

$$K_2 = \int_0^{\infty} sh \theta ch \theta (1 + sh^2 \theta) (A(\theta) + B(\theta)) \exp[\gamma_2(\theta) z - 2k_0 h \sqrt{ch^2 \theta - 1}] |E_s^2(\theta)|^2 d\theta,$$

$$\gamma_1 = 2k_0 \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}), \quad \gamma_2 = 2k_0 \operatorname{Im}(\sqrt{\varepsilon - ch^2 \theta}),$$

$$R_E = \frac{\cos \theta - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}, \quad R_H = \frac{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \varepsilon \cos \theta}{\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} + \varepsilon \cos \theta},$$

$$A = \frac{4}{|i sh \theta + \sqrt{\varepsilon - ch^2 \theta}|^2}, \quad B = \frac{4(ch^2 \theta + |\sqrt{\varepsilon - ch^2 \theta}|^2)}{|i \varepsilon sh \theta + \sqrt{\varepsilon - ch^2 \theta}|^2},$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$. Распределение поля по апертуре антенны аппроксимировалось гауссовой функцией $E_s(r) = \exp(-4r^2 / D^2)$, тогда в формулах (6)

$$E_s^1 = \exp[-(1/4k_0 D \sin \theta)^2], \quad E_s^2 = \exp[-(1/4k_0 D \cos \theta)^2],$$

Для однородно нагретой среды ($T(z)=T_0=const$) в соответствии с (4), (5) независимо от вида ядра K имеем $T_b=T_0$. Если же распределение $T(z)$ неоднородно по глубине, то значение T_b определяется эффективной толщиной слоя, формирующего принимаемое излучение d_{eff} , которая выражается через K как

$$d_{eff} = \int_{-\infty}^0 z K(z, D, h) dz \quad (7)$$

Волновая компонента излучения в свободном пространстве формируется плоскими неоднородными волнами, распространяющимися в некотором конусе с осью вдоль z под поверхностью поглощающей среды. Если ϵ удовлетворяет условию $|\epsilon| \gg 1$ (как в рассматриваемом случае водной среды), то этот конус имеет малый угол при вершине. Тогда для волновой компоненты поля имеем $d_{eff} \cong d$. Волны, распространяющиеся в поглощающей среде под углами вне этого конуса, в свободном пространстве дают вклад только в ближнепольную компоненту принимаемого излучения, поэтому для этой компоненты $d_{eff} < d$. Таким образом, для принимаемого излучения, включающего обе компоненты поля, также будет выполнено $d_{eff} < d$, и эффективная толщина будет функцией высоты и размера антенны, т.е. $d_{eff} = d_{eff}(h, D)$. В том случае, когда влияние ближнего поля на принимаемое излучение становится пренебрежимо, то есть с ростом высоты или размера антенны, ядро уравнения (4) стремится к своему предельному виду $K(z, h, D) \rightarrow K = \gamma \exp(-z/d)$, не зависящему от h и D , и мы имеем $d_{eff} \rightarrow d$. Для линейного профиля $T(z)$ в соответствии с принятым определением (7) из (4) следует простое точное выражение, которое и использовалось нами для определения величины d_{eff} по данным измерений T_b :

$$T_b = T(z = -d_{eff}) \quad (8)$$

Поэтому для регистрации эффектов ближнего поля в исследуемой водной среде создавался именно линейный профиль температуры, показанный на рис.8, а измеренные величины T_b , отложенные по оси ординат на рис.8, в проекции на ось абсцисс сразу же давали значения d_{eff} .

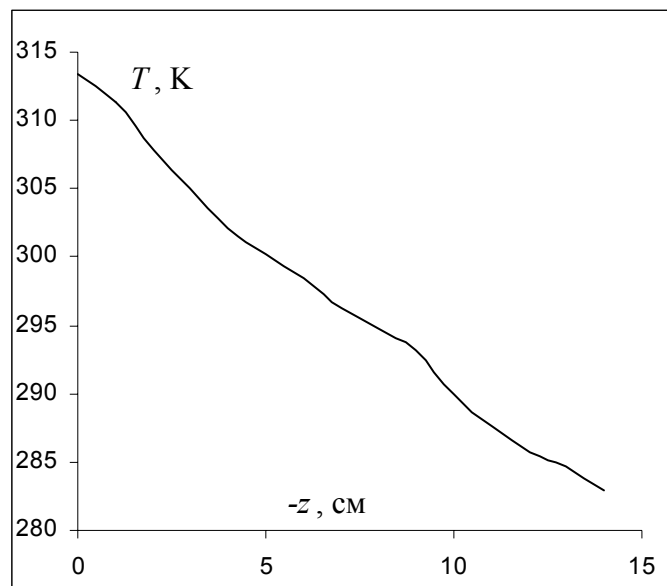


Рис.8. Линейный профиль температуры, созданный в водной среде измерительной установки (рис.8).

Яркостная температура T_b для каждого значения высоты h и размера антенны D измерялась с помощью двух калибровок по тепловому излучению идентичных сосудов с водой, однородно нагретой до температур T_1 и T_2 . При этом

$$T_b = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{n_2 - n_1} (n_b - n_1) \quad (9)$$

где n_b и $n_{1,2}$ - отсчеты по регистрирующему прибору радиометра, соответствующие основному и калибровочным измерениям.

Эксперименты проводились при трех различных значениях солености воды $S=0; 1,8; 5,0$ г/дм³. При $S=1,8$ г/дм³ ε воды практически не зависит от температуры, что позволяет рассматривать термически стратифицированную среду как диэлектрически однородную. Данное значение солености характерно тем, что из-за возрастания проводимости, связанной с ионами NaCl, зависимость $\varepsilon_2(T)$ переходит от убывающей (характерной для диэлектриков) к возрастающей (характерной для проводников). В свою очередь зависимость ε_1 от T при всех значениях S несущественна и может в расчет не приниматься.

Результаты измерений T_b для $S=0$ (деионизованная вода) и $S=1,8$ г/дм³ представлены на рис.9, 10, где также показаны результаты теоретических расчетов по формулам (4-6). Наилучшее соответствие теории и эксперимента наблюдалось для случая $S=1,8$ г/дм³ (рис.10), что можно объяснить указанной выше диэлектрической однородностью воды при этом значении S , поскольку формулы (4-6) получены именно для $\varepsilon=\text{const}$. Вместе с тем, если в теории диэлектрически однородной среды полагать $\varepsilon = \varepsilon(T=T_b)$, соответствие теории с экспериментом также оказывается вполне удовлетворительным и при других значениях S (см. пример на рис.9).

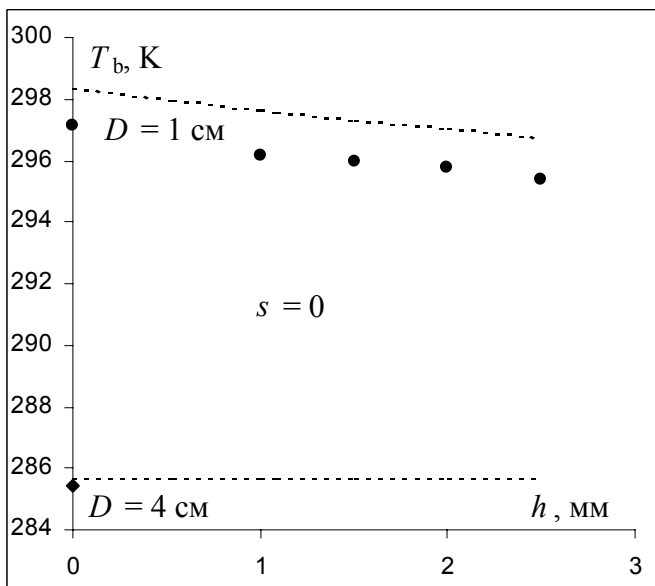


Рис.9. Измеренная зависимость эффективной антенной температуры от высоты антенны для размеров антенны $D = 1$ см и $D = 4$ см для дистиллированной воды ($S=0$).

Кружки – эксперимент, пунктир – теория.

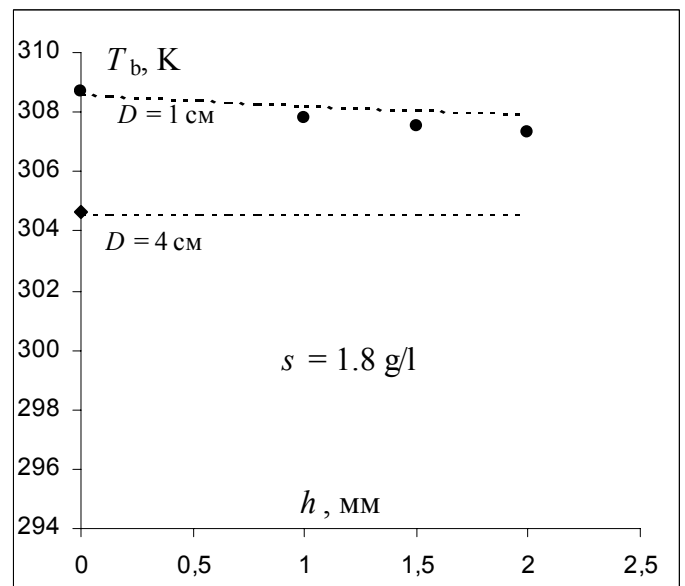


Рис.10. То же, что на рис.9, но для солености $S = 1.8$ г/дм³.

На рис.11 показаны результаты вычислений d_{eff} из соотношения (8) по данным измерений T_b на рис.10, а также по формулам (5-7). Приведенные данные дают экспериментальное подтверждение предсказанных теорией зависимостей d_{eff} от высоты и размера антенны. На рис.12 представлены теоретическая и экспериментальная зависимости d_{eff} от солености воды для измерений антенной с $D = 1$ см при $h = 0$. Здесь также можно видеть хорошее согласие теории с экспериментом. Наблюдаемое на рис.11, 12 различие между d_{eff} и d (примерно в 2 раза) наглядно демонстрирует эффект ближнего поля, поскольку, как уже отмечалось, для волновой компоненты поля $d_{\text{eff}} \approx d$. Погрешность

определения антенной температуры с учетом всех факторов (флуктуационной чувствительности, времени осреднения и ошибок измерения температуры эталонов) составляла от 0,2 К при $h = 0$ до 0,5 К при $h = 2,5$ мм. При величине температурного градиента 2,5 К/см соответствующая погрешность определения d_{eff} менялась в этом интервале высот примерно от 1 до 2 мм. Отсюда можно сделать вывод, что, несмотря на то, что падение эффективности и рассогласование антенны с ростом высоты не позволило выполнить измерение зависимости $d_{\text{eff}}(h)$ в достаточно большом интервале h , тем не менее, имеющихся возможностей эксперимента хватило, чтобы эту зависимость зарегистрировать (см. рис.11). Отметим также, что и при размере антенны 4 см, используемой обычно в медицинских приложениях, влияние ближнего поля нельзя считать пренебрежимо малым (см. рис.11).

Таким образом, результаты, представленные на рис.9-12, позволяют считать эффект ближнего поля в тепловом радиоизлучении среды экспериментально обнаруженным (см. также [38]).

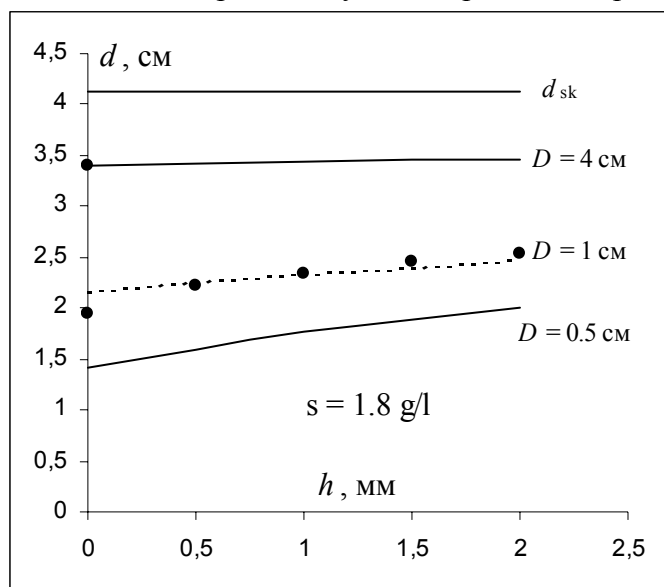


Рис.11. Эффективная толщина излучающего слоя как функция высоты антенны для различных значений размера апертуры. Кружки – измерения, сплошные линии – расчеты.

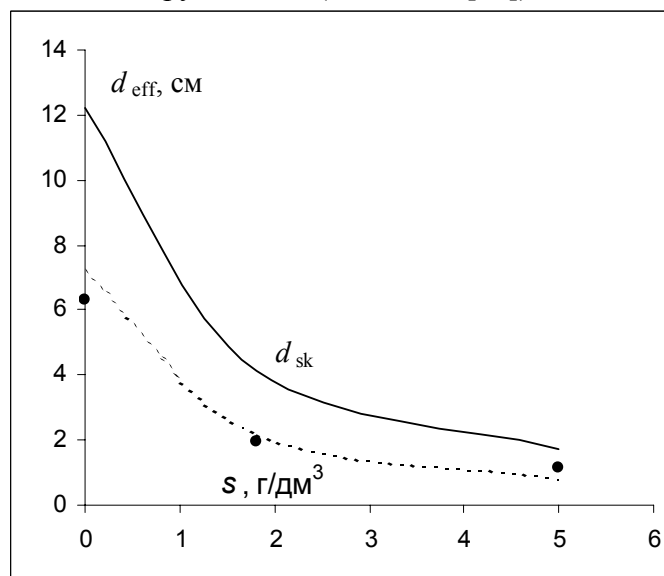


Рис.12. Экспериментальная (кружки) и теоретическая (пунктир) зависимость эффективной толщины формирования излучения от солености воды при контактных измерениях с антенной размером 1 см. Сплошная кривая – вычисленная зависимость толщины скин-слоя.

3. Восстановление глубинного профиля температуры по данным ближнепольных измерений

Зависимость измеряемой яркостной температуры T_b от размера антенны $T_b(D)$ или от высоты антенны $T_b(h)$ можно использовать как новый источник информации о глубинном температурном профиле $T(z)$, и восстанавливать этот профиль путем решения интегрального уравнения (4) как уравнения типа Фредгольма 1-го рода. С физической точки зрения использование таких измерений вполне аналогично использованию зависимости T_b от длины волны λ в многоволновых методах [15-20]. Информация содержится в зависимости T_b от эффективной толщины слоя, в котором формируется излучение. При ближнепольных измерениях используется зависимость d_{eff} от D , h , а при измерениях волновой компоненты поля – зависимость от λ . В принципе, возможно использовать любую комбинацию этих измерений, рассматривая правую часть уравнения (4) как зависимость $T_b(d_{\text{eff}})$. Предельная глубина восстановления определяется толщиной скин-слоя d (в многоволновых методах – для максимальной длины волны). По этой причине методы решения задачи, требования к точности и дискретизации измерений, а также выводы о достижимой точности восстановления для ближнепольных и многоволновых методов оказываются во многом близки.

С математической точки зрения такие задачи являются некорректными, и для их решения необходимо использовать дополнительную «априорную» информации о точном решении. Специфика априорной информации определяет тот или иной метод регуляризации. Для решения задачи на классе интегрируемых с квадратом функций, имеющих интегрируемую с квадратом производную, в [15-20] успешно использовался метод обобщенной невязки Тихонова [42]. Характерной особенностью рассматриваемой задачи является медленная сходимость решения при уменьшении погрешности

данных и сильная зависимость точности восстановления от степени сложности искомого решения. Существенным достоинством метода Тихонова по сравнению с другими известными методами (наименьших квадратов, статистической регуляризации, сингулярным анализом) является равномерная сходимость решения к точному при стремлении погрешности данных к нулю в среднеквадратичной метрике. Выводы о погрешности восстановления можно делать только на основе численных экспериментов для типичных и экстремальных распределений из класса физически допустимых. Для температурных профилей в рассматриваемых сплошных средах характерны достаточно простые распределения, поскольку теплопроводность всегда стремится выровнять или, по крайней мере, сгладить температурные неоднородности. Поэтому профиль температуры с глубинной инверсией и одним максимумом можно считать таким экстремально сложным стационарным распределением температуры, которое уже предполагает наличие внутреннего источника тепла.

Численные эксперименты.

Рассмотрим для примера восстановление $T(z)$ в диэлектрически однородной поглощающей среде с толщиной скин-слоя $d_{\text{eff}} = 2,35$ см в диапазоне $\lambda=30$ см, характерной для мышечной ткани ($\epsilon=40+i13$). Пусть измеряется зависимость антенной температуры от высоты антенны над поверхностью $T_b(h)$ при фиксированном ее размере D или зависимость антенной температуры от размера $T_b(D)$ при фиксированной высоте h . По заданному температурному профилю $T(z)$ с глубинной инверсией из (4) рассчитывалась зависимости $T_b(h)$ или $T_b(D)$ на которую далее набрасывалась случайная нормально распределенная погрешность с заданным стандартным отклонением δT_b , которая моделирует ошибку измерений. Полученные таким образом «данные измерений» использовались в алгоритме решения обратной задачи, и восстановленный профиль $T(z)$ сравнивался с исходным.

Результаты моделирования показали сходимость решения к точному при стремлении ошибки измерений к нулю и слабую чувствительность погрешности восстановления к радиусу корреляции моделируемой ошибки. Последнее свойство вытекает из отмеченного выше обстоятельства, что сходимость имеет место при стремлении ошибки к нулю в интегральной метрике. Точность восстановления и требования к числу информативных каналов (дискретизации «данных измерений») сильно зависят от сложности восстанавливаемого профиля (см., также [15-20]). Для хорошего восстановления необходимо, чтобы интервал изменения d_{eff} в зависимости от h или D в основном перекрывал по глубине область, где восстанавливается профиль температуры, и дискретизация измерений по высоте должна быть достаточно частой, чтобы сохранить информацию об имеющихся вариациях температурного профиля. На рис.13-14 представлены результаты расчетов толщины скин-слоя и зависимости эффективной глубины от размера и высоты антенны при различных значениях солености воды, на основе которых можно правильно выбирать интервал параметров для решения обратной задачи для сред с различной величиной поглощения. На рис.14 можно также видеть, что при относительно малом поглощении для пресной воды ($S=0$) величина d_{eff} сходится с ростом h к несколько меньшему значению, чем толщина скин-слоя d . Это проявляется «диаграммный» эффект из-за увеличения угла конуса в водной среде, из которого выходит излучение. Для более прозрачных сред, таких, как жировая ткань, этот эффект еще более заметен.

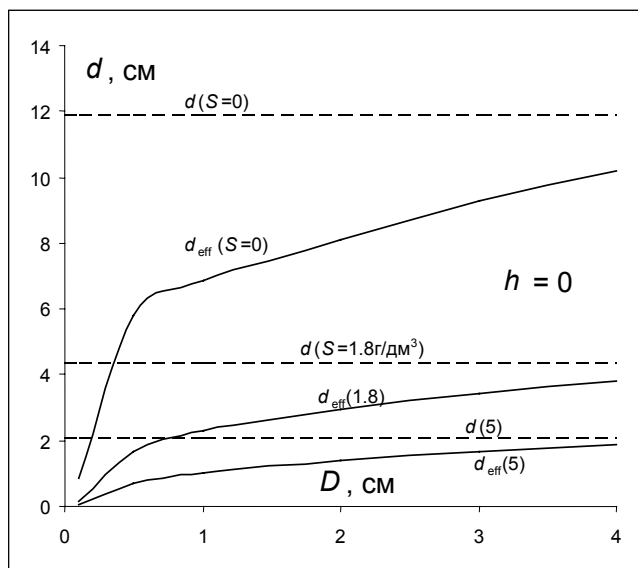


Рис.13. Зависимость d_{eff} от размера антенны для контактных ($h=0$) измерений воды различной солености в сравнении с толщиной скин-слоя d .

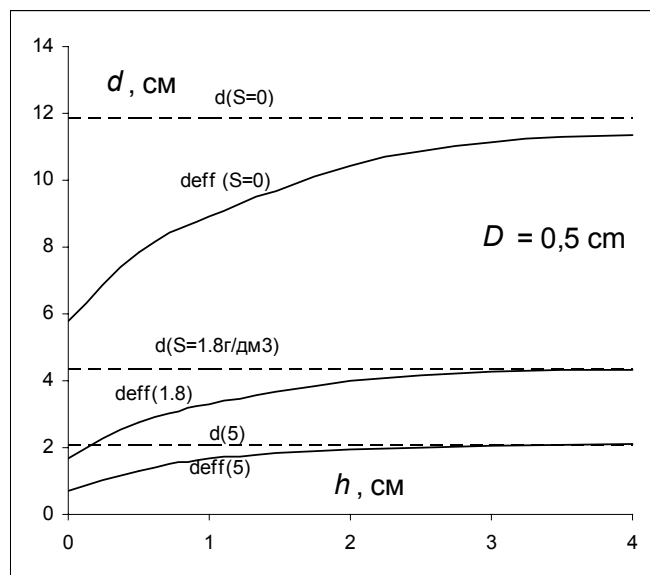


Рис.14. Зависимость d_{eff} от высоты для антенны размером $D=0,5$ см при измерениях воды различной солености в сравнении с толщиной скин-слоя d .

На рис.15 приведены результаты численного моделирования восстановления температурного профиля гауссовой формы с максимумом на глубине $z = -3$ см и такой же (3 см) полушириной по «данным измерений» $T_b(h)$ при фиксированном размере антенны $D = 1$ см, представленным на рис.16. Отметим, что при $z > d$ информация о температуре среды, содержащаяся в T_b , экспоненциально спадает с глубиной, в соответствии с поведением ядра $K(z)$ в уравнении (4). Тем не менее, приведенный на рис.15 пример показывает возможность достаточно качественного восстановления $T(z)$ до глубин $z \sim (2-3)d$.

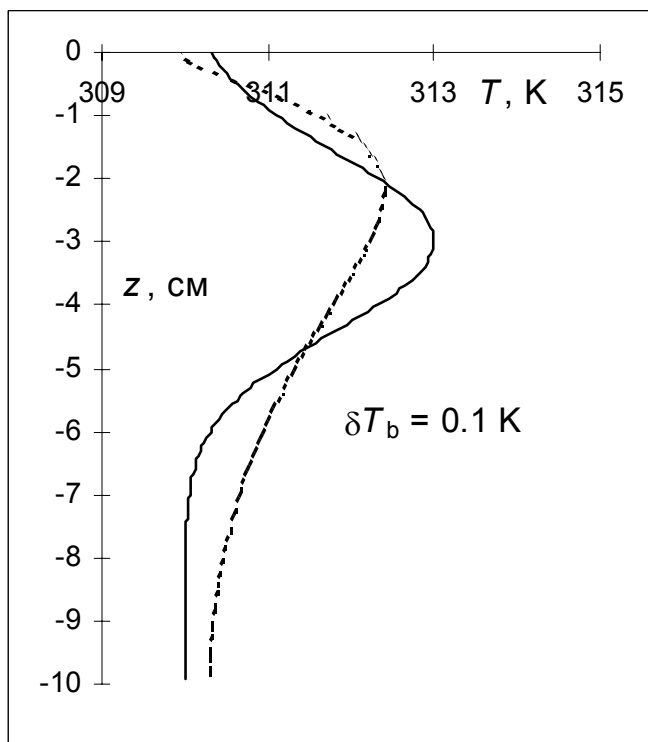


Рис.15. Исходный профиль $T(z)$ – сплошная линия, восстановленный по «данным» рис.16 – пунктир.

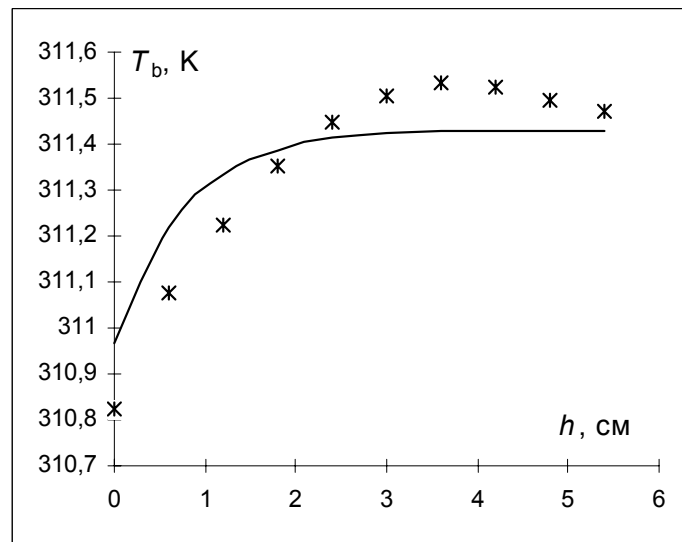


Рис.16. Зависимость $T_a(h)$, рассчитанная по исходному профилю $T(z)$ на рис.15 – сплошная линия, «данные измерений» со случайной погрешностью $\delta T_a = 0,1$ К – звездочки.

На рис.17,18 приведены результаты восстановления $T(z)$ по «данным измерений» зависимости $T_b(D)$ при фиксированной высоте $h = 0,1$ см и условий, аналогичных рис.15. Видно хорошее качество восстановления $T(z)$, близкое к результатам на рис.15, даже при меньшем числе «экспериментальных

точек». Интересно, что инверсия $T(z)$ уверенно восстанавливается, несмотря на то, что она не проявилась в зависимости $T_b(D)$.

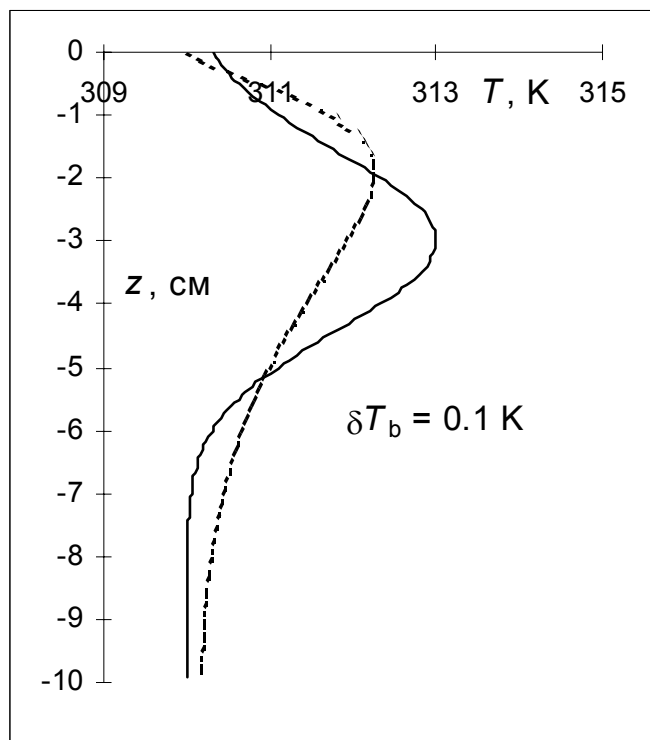


Рис.17. Исходный профиль $T(z)$ – сплошная линия, восстановленный по «данным» рис.18 – пунктир.

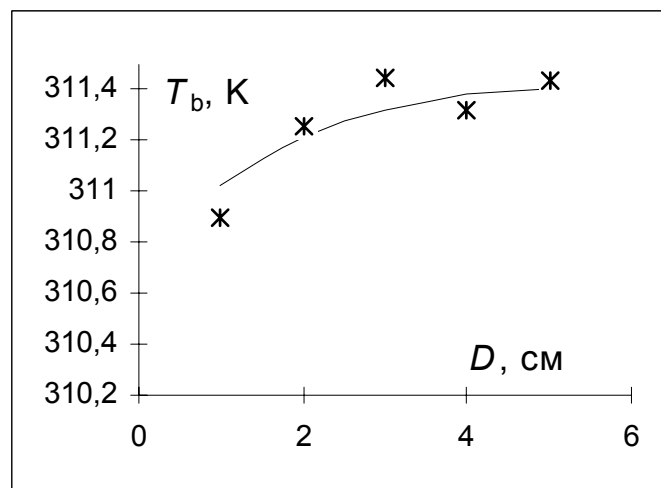


Рис.18. Зависимость $T_b(D)$, рассчитанная по исходному профилю $T(z)$ на рис.17 – сплошная линия, «данные измерений» со случайной погрешностью $\delta T_a = 0,1$ K – звездочки.

Хорошее восстановление более простых (монотонных и плавных в масштабе скин-слоя) профилей оказалось возможным и при использовании всего трех точек в зависимостях $T_b(h)$, $T_b(D)$. Эти точки нужно выбирать так, чтобы соответствующие значения d_{eff} равномерно перекрывали интервал восстановления температуры по глубине.

Таким образом, результаты численного эксперимента подтвердили перспективность использования данных ближнеполюсных радиометрических измерений для восстановления глубинного профиля температуры. Отметим, что для восстановления нестационарного подповерхностного профиля температуры можно использовать и подход [21], основанный на совместном решении уравнений формирования излучения и теплопроводности, что в ряде случаев может позволить восстанавливать динамику профиля температуры по ближнеполюсным измерениям при фиксированном размере антенны.

Восстановление динамики профиля температуры водной среды.

С целью экспериментальной проверки возможностей ближнеполюсных радиометрических методов, наблюдался процесс нагрева воды ($S=1,8$ г/дм³) с помощью проволочного нагревателя установки, изображенной на рис.7, от исходного (в момент включения нагревателя) однородного температурного распределения. Радиометрические измерения выполнялись антеннами размером $D = 1$ см и $D = 4$ см при $h=0$. Результаты измерений динамики яркостной температуры $T_b(t)$ представлены на рис.19 совместно с данными прямых измерений динамики профиля $T(z,t)$ на различных глубинах z с интервалом 1 см.

Для восстановления профиля $T(z,t)$ данные антенных измерений T_b были дополнены измерениями поверхностной температуры, которые соответствуют условной антенне нулевого размера, поскольку $T_b(D=0) = T(h=0)$. Таким образом, был получен набор экспериментальных данных при $D = 0, 1, 4$ см, минимально необходимый для обращения интегрального уравнения (4). Восстановленные профили температуры с интервалом в 10 секунд показаны на рис.20 вместе с данными прямых измерений температуры. Можно видеть, что, при далеко не оптимальном наборе размеров антенн (интервал восстановления перекрыт по d_{eff} очень редко и неравномерно), качество

восстановления на глубинах $|z| \leq d_{eff} (D = 4 \text{ см})$ оказалось весьма приемлемым, что позволяет надеяться на хорошие перспективы дальнейшего развития метода ближнеполюсного глубинного зондирования температуры.

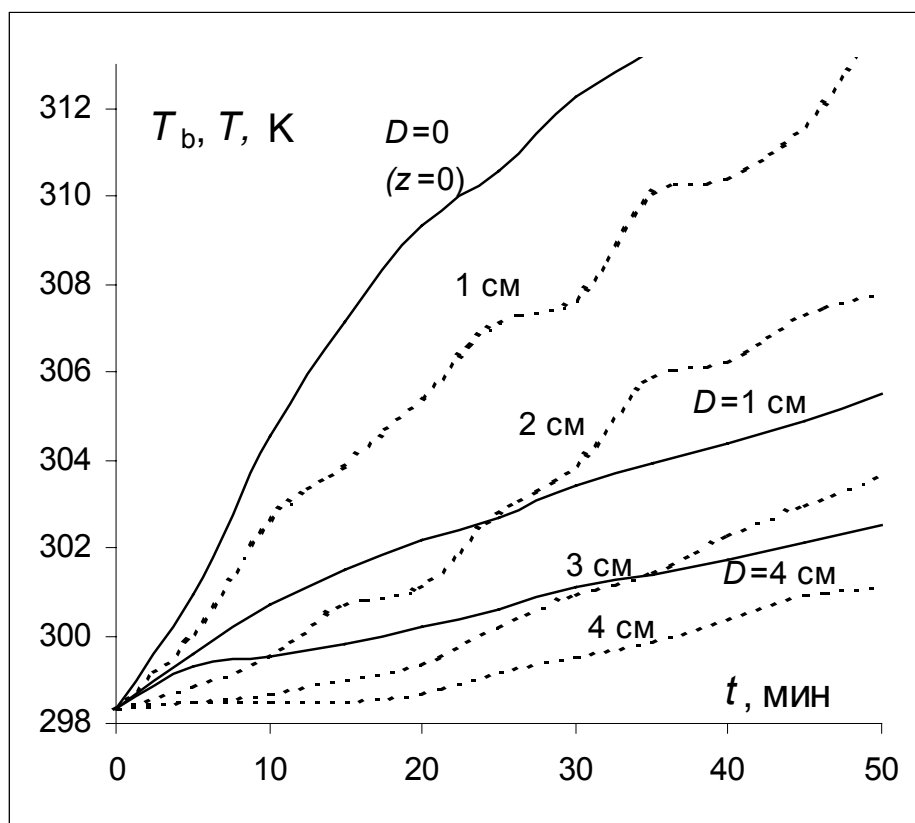


Рис.19. Динамика T_b для $D=0, 1, 4 \text{ см}$ – сплошные линии; динамика температуры на различных глубинах – пунктир

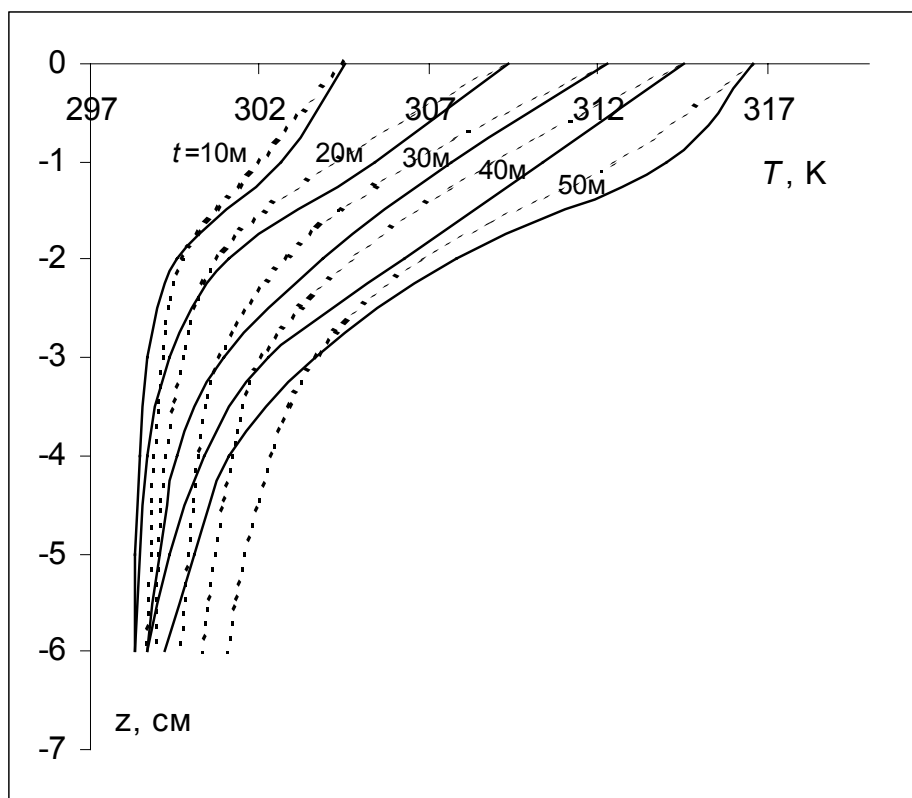


Рис.20. Профили температур, восстановленные с интервалом 10 с по данным измерений $T_b(D)$ на рис.19 – пунктир; результаты контактных измерений – сплошные линии.

4. Заключение

В данной работе впервые экспериментально исследовано ближнее поле в тепловом радиоизлучении поглощающей среды. Эффект ближнего поля проявился:

1) в двукратном уменьшении эффективной толщины слоя формирования собственного излучения среды d_{eff} относительно глубины скин-слоя при измерениях антенной с относительным размером $D/\lambda=0,03$ в контакте со средой ($h=0$);

2) в обнаруженной зависимости эффективной толщины $d_{\text{eff}}(D,h)$ от размера антенны и ее высоты над поверхностью, хорошо соответствовавшей результатам расчетов.

Развиты новые методы ближнепольной радиометрической диагностики сред, использующие зависимость $d_{\text{eff}}(D,h)$ и получены первые результаты восстановления подповерхностного профиля температуры водной среды. Дальнейшие перспективы этих методов связаны с совершенствованием антенной техники. Решение проблем согласования и КПД электрически малых антенн позволит реализовать измерения при $D/\lambda \geq 0,01$, $0 \leq h/\lambda \leq 0,1$, в результате чего появится возможность варьирования d_{eff} от $\sim 0,2d$ до d . В этом случае методы ближнепольной радиометрии имеют перспективы стать не только более простыми и дешевыми в реализации, но и более эффективными по сравнению с многочастотными методами.

Авторы признательны Н.В.Юрасовой за помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке по гранту РФФИ № 01-02-16432 и государственной научно-технической программы "Физика конденсированных сред", гос. контракт № 107-3 (00-П).

Литература

1. Тихонова Т.В., Троицкий В.С. Тепловое излучение Луны и физические свойства ее верхнего покрова(обзор) // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1970, т.13, №9, с.1273-1311.
2. Eldrich L., Hardee P.C. Thermography at Millimeter Wavelengths // IEE Proc., 1974, No.10, p.1391-1392.
3. Barret A., Myers P., Sadowsky N. Detection of Breast Cancer by Microwave Radiometry // Rad. Sci., 1977, No.12, p.1675.
4. Cetas T.C., Connor W.B., Manning M.R. Monitoring of tissue temperature during hyperthermia // Ann. NY Academy of Science, 1980, v.335, p.281-287.
5. Троицкий В.С., Белов И.Ф., Горбачев В.П. и др. О возможностях использования собственного теплового СВЧ-радиоизлучения тела человека для измерения температуры его внутренних органов: результаты и перспективы // Успехи физических наук, 1981, т.134, вып.1, с.155.
6. Троицкий В.С., Абрамов В.И., Белов И.Ф. и др. Результаты исследования собственного радиоизлучения тела человека// Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1981, т.24, №1, с.118-121.
7. Троицкий В.С. К теории контактных радиометрических измерений внутренней температуры тел // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1981, №9, с.1054-1061.
8. Bardaty F., Solimini D. Radiometric sensing of biological layered media // Radio Sci., 1983, v.18, No.6, p.1393-1401.
9. Chieve M., Plancot M., Leroy Y. Microwave Hyperthermia Monitored by Microwave Thermography: Technical Aspects and Clinical Results // Abstracts of the 18th Microwave Power Symposium (Philadelphia, USA, 1983), p.42.
10. Павлова П.С., Поляков В.М. Точность измерения интегральных температур биологических объектов методами СВЧ-радиометрии// Труды Всесоюзн. конф. "Методические вопросы определения температуры биологических объектов радиофизическими методами", М: ИПЭ АН СССР, 1985, с.8-15.
11. Троицкий В.С., Аранжереев В.А., Густов А.В. и др. Измерение глубинного температурного профиля биообъектов по их собственному тепловому радиоизлучению // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1986, т.29, №1, с.62-68.
12. Bardati F., Mongiardo M., Solimini D. Synthetic Array for Radiometric Retrieval of Thermal Fields in Tissues // IEEE Trans. MTT, 1986, v.34, No.5, p.579-583.
13. Рахлин В.Л., Зубов М.М., Куприянова Т.С., Гетманцева И.А. Радиотермометр 60-см диапазона волн и некоторые результаты его применения в медицинской диагностике // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1989, №5, с.557-561.
14. Bocquet B., Van de Velde J.C., Mamanni A. et.al. Microwave Radiometric Imaging at 36 Hz for the Exploration of Breast Tumors // IEEE Trans. MTT, 1990, v.38, No.6, p.791-793.
15. Гайкович К.П., Сумин М.И., Троицкий Р.В. Определение глубинного профиля температуры методом многочастотной радиотермографии в медицинских приложениях // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1988, т.31, № 9, с. 1104-1112.
16. 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, № 7, с. 761-768.
17. 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 Technology, Espoo, Finland, 1991, v.3, p.1195-1198.
18. 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, № 3-4, с. 216-232.
19. Гайкович К.П., Резник А.Н., Троицкий Р.В. Радиометрический метод определения подповерхностного профиля температуры и глубины промерзания грунта // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1989, т.33, № 12, с. 1467-1474.
20. Гайкович К.П., Резник А.Н. Восстановление тепловой истории поверхности среды по спектру ее радиотеплового излучения. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1989, т.33, № 11, с. 1343-1350.

21. Gaikovich K.P. Simultaneous solution of emission transfer and thermal conductivity equations in the problems of atmosphere and subsurface radiothermometry // IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 1994, v.32, No.4, pp.885-889.
22. Gaikovich K.P., Troitsky R.V. Dynamics of temperature profile, heat, and mass exchange through air-water interface by measurements of thermal radio emission evolution at 60 GHz. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 1998, vol.36, No.1, pp.341-344.
23. Гайкович К.П. Исследования влияния атмосферной турбулентности на формирование термической пленки в поверхностном слое воды и динамику теплообмена вода-воздух по измерениям теплового радиоизлучения. Известия вузов. Радиофизика, 2000, т.43, №6, с.520-529.
24. Рытов С.М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. М.: Изд. АН СССР, 1953, 232с.
25. Шмаленюк А.С. О возможности диагностики параметров неоднородных сред по модовым характеристикам их тепловых шумов. Препринт ИПЭ АН СССР № 2(357). М., 1983.
26. Cottis P.G., Uzunoglu N.K., Papakonstantinou P.S. Measurements of tree-dimensional temperature distribution inside dielectric objects using near-field radiometry. // J. Electromagnetic Waves and Applications, 1988, v.2, No.7, pp.621-633.
27. Резник А.Н. Квазистационарное поле теплового излучения в теории контактной радиотермометрии // Изв вузов. Радиофизика, 1991, т.34, №5, с.512-518.
28. Левин М.А., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. М.: Наука, 1967, 308с.
29. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. т.2. М.: Наука, 1978, 464с.
30. Марков Г.Т., Сазонов Д.М. Антенны. М.: Энергия, 1975.
31. Gaikovich K.P., Reznik A.N. Near-field subsurface radiothermometry. 8-th International Conf. "Microwave and Telecommunication Technology" (Crimea, Ukraine, September 14-17, 1998, Sevastopol), Sevastopol: Veber Co., Conference Proceedings, v.2, pp.629-630.
32. Гайкович К.П., Резник А.Н. Обратные задачи ближнепольной радиотермометрии. III Всероссийская научн. конф. «Применение дистанционных радиофизических методов в исследованиях природной среды» (Муром, 17-18 июня 1999 г.), Муром: филиал ВлГУ «Муромский институт». Сборник докладов, с.128-129.
33. Абрамов В.И., Резник А.Н. Миниатюризация вибраторной сверхпроводниковой антенны. Изв. вузов. Радиофизика. // Изв вузов. Радиофизика, 1999, т.42, №2, с.158-167.
34. Климов А.Ю., Красильник З.Ф., Резник А.Н., Абрамов В.И., Белов И.Ф., Тагунов Б.Б. Миниатюрная высокотемпературная сверхпроводящая антенна СВЧ диапазона. // Сверхпроводимость: Физ., Хим., Техн., т.6, N11-12, сс.2150-2159, 1993.
35. Абрамов В.И., Климов А.Ю., Резник А.Н., Тагунов Б.Б. Электрически-малая полосковая антенна из высокотемпературного сверхпроводника. // Письма в ЖТФ, т.20, N19, сс.60-65, 1994.
36. Yurasova N.V., Gaikovich K.P., Reznik A.N., Vaks V.L. Antennas for Near-Field Radiothermometry. Proceedings of 2000 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory MMET*2000 (Kharkov, Ukraine, 12-15 September, 2000), v.1, pp. 241-143.
37. Gaikovich K.P., Reznik A.N., Vaks V.L. Near-Field Effects in Thermal Radio Emission, Proceedings of 2000 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory MMET*2000 (Kharkov, Ukraine, 12-15 September, 2000), v.2, pp. 592-594.
38. Гайкович К.П., Резник А.Н. Эффект ближнего поля теплового радиоизлучения. Письма в ЖЭТФ, 2000, т.72, вып. 11, с.792.
39. Anlage S.M., Vlahacos C.P., Dutta S., Wellstood F.C. Scanning microwave microscopy of active superconducting microwave devices. // IEEE Trans. Appl. Supercond., vol.7, N2, pp.3686-3689, 1997.
40. Takeuchi I., Wei T., Duewer F. et al. Low temperature scanning-tip microwave near-field microscopy of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ films. // Appl. Phys. Lett., vol.71, N14, pp.2026-2028, 1997.
41. Klein L.A., Swift T.C. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. // IEEE, 1977, v.AP-25, No.1, pp.104-111.
42. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983, 200 с.

Экспериментально обнаружен эффект ближнего поля в тепловом радиоизлучении поглощающей среды. Эффект проявляется в том, что эффективная толщина слоя формирования принимаемого излучения d_{eff} оказывается меньше глубины скин-слоя d_{sk} и зависит от размера приемной антенны D и ее высоты над поверхностью среды h . Зависимость $d_{\text{eff}}(D, h)$ получена из измерений излучения температурно стратифицированной водной среды на длине волны 31 см с использованием специально разработанной антенны малых электрических размеров. Приводятся результаты экспериментальных исследований радиофизических характеристик антенны. Предлагается использовать измерения зависимости принимаемого излучения от D и h , как новый источник информации о глубинном распределении температуры. Развита методика решения соответствующих обратных задач и получены первые результаты восстановления подповерхностного температурного профиля водной среды.

Near field of thermal radio emission and possibilities of its use for depth temperature diagnostic of media. K.P.Gaikovich, A.N.Reznik

The near field effect has been discovered in thermal radio emission of lossy media. The effect consist in the fact that the effective depth of the received emission formation layer d_{eff} appears less than the skin-layer depth and depends on the size of receiver antenna and its height above the medium surface h . The dependence $d_{\text{eff}}(D, h)$ has been obtained from measurements of the emission of temperature stratified water medium at wavelength 31 cm using a specially developed electrically small antenna. The results of experimental research of antenna parameters are presented. Authors propose to use measurements of received emission dependence on D and h as a new source of information about depth temperature distribution. Methods of the solution of corresponding inverse problems have been developed and the first results of subsurface temperature profile retrieval in the water medium have been obtained.