

ЭФФЕКТ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ТЕПЛОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

К.П.Гайкович, А.Н.Резник

Институт физики микроструктур РАН
603600 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 24 августа 2000 г.

После переработки 31 октября 2000 г.

Экспериментально обнаружен эффект ближнего поля в тепловом излучении поглощающей среды в радиодиапазоне. Измерения излучения температурно стратифицированной водной среды выполнялись на длине волны 31 см с использованием специально разработанных электрически малых антенн. Эффект проявляется в уменьшении эффективной толщины слоя формирования принимаемого излучения, а также в зависимости этой толщины от размера приемной антенны и ее высоты над поверхностью среды.

PACS: 41.20.Jb

Ближнее (квазистационарное) поле теплового электромагнитного излучения нагретых сред было предсказано С.М.Рытовым еще в 50-х годах как следствие его электродинамической теории равновесных тепловых флуктуаций [1]. Характерными особенностями этого поля являются отсутствие переносимого потока энергии и быстрое падение объемной плотности энергии с расстоянием от поверхности излучающей среды. В работе [2] было теоретически показано, что ближнепольная компонента теплового излучения существенно влияет на измеряемую приемником интенсивность сигнала только в случае, если принимается антенной малых электрических размеров $D \ll \lambda$ (λ – длина волны), расположенной на высоте $h \ll \lambda$ над излучающей поверхностью. Указанные особенности затрудняют экспериментальные исследования, вследствие чего до настоящего времени ближнепольная компонента теплового излучения сред не была экспериментально зарегистрирована.

Следствием влияния ближнего поля оказывается уменьшение эффективной толщины слоя, формирующего принимаемое излучение, относительно глубины скин-слоя. Уменьшение эффективной толщины может наблюдаться экспериментально в зависимости либо от размера антенны (вблизи поверхности), либо от высоты антенны (для малой антенны). Именно так в данной работе зарегистрирована ближнепольная компонента теплового излучения при измерениях на фиксированной длине волны.

Исследования выполнены в дециметровом диапазоне длин волн ($\lambda = 31$ см). 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 $D/\lambda, h/\lambda < 0.1$ [2]. Регистрация теплового излучения производилась с помощью радиометра, имевшего рабочую частоту $f_0 = 950$ ГГц, частотную полосу $\Delta f = 250$ МГц и флуктуационный порог чувствительности $\delta_T \approx 0.05$ К при постоянной интегрирования $\tau = 1$ с.

Ключевым элементом приемной системы являлась электрически малая антенна размером $D = 1$ см ($D/\lambda \approx 0.03$). Она состояла из двух синфазных диполей, подключенных к симметричной полосковой линии, игравшей роль согласующего резонатора

(прототип этой системы описан в [3]). Антенну удалось согласовать с входом радиометра при ее контакте с исследуемой средой ($h = 0$) так, что средний по полосе радиометра Δf коэффициент отражения не превышал 0.03. Коэффициент полезного действия антенны, который определялся по данным калибровочных измерений при двух различных температурах однородно нагретой среды в сравнении с откликом на излучение согласованной нагрузки, составил $\eta = 0.85$ при $h = 0$. Увеличение высоты приводило как к рассогласованию антенны (росту коэффициента отражения), так и к падению ее КПД. При максимальной высоте измерений $h_{max} = 2.5$ мм порог чувствительности системы к вариациям температуры исследуемой среды увеличивался от 0.06 К (при $h = 0$) до 1 К. Дальнейшее ухудшение чувствительности при $h > h_{max}$ сделало невозможным проведение измерений на больших высотах. Таким образом, наличие согласованной высокоэффективной антенны является принципиальным требованием к ближнепольной радиометрической системе в отличие от аналогичных систем активной локации, обычно называемых ближнепольными микроскопами (см., например, [4]). Кроме вышеописанной антенны, для измерений использовалась также стандартная контактная антенна с апертурой $D = 4$ см, разработанная для медико-биологических радиометрических исследований [5].

В качестве исследуемой среды была выбрана вода, поскольку ее комплексная диэлектрическая проницаемость $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, а следовательно, и глубина скин-слоя $d = 1/\gamma$ ($\gamma = (4\pi/\lambda)\text{Im}(\sqrt{\epsilon})$ - коэффициент поглощения) могут быть вычислены с высокой точностью, например, по данным работы [6], если известны температура T и соленость S . Сильная зависимость толщины скин-слоя от солености 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 $T(z)$. Для измерений в воде создавался устойчивый квазилинейный профиль $T(z)$ с помощью нагревателя вблизи поверхности и холодильника у дна цилиндрического сосуда. Градиент температуры в установившемся стационарном состоянии достигал $dT/dz \approx 2.5$ К/см. Измеряемым с помощью радиометра параметром служила эффективная температура принимаемого излучения исследуемой среды (антенная температура), которая заполняет полупространство $z \leq 0$:

$$T_a(h, D) = \int_{-\infty}^0 T(z)K(h, D, z)dz, \quad (1)$$

то есть измеряемая антенная температура является некоторой средневзвешенной температурой среды. Ядро интегрального уравнения (1) нормировано и включает в себя две компоненты:

$$K(z, h, D) = \frac{(K_1(z, D) + K_2(z, h, D))}{\int_{-\infty}^0 [K_1(z, D) + K_2(z, h, D)]dz}, \quad (2)$$

где K_1 представляет вклад волновой, а K_2 - квазистационарной компонент поля. Вид функций $K_{1,2}$ для однородной по глубине диэлектрической проницаемости среды $\epsilon(z) = \epsilon = \text{const}$ приведен в [2]. Для однородно нагретой среды ($T(z) = T_0 = \text{const}$) в соответствии с (1), (2) независимо от вида ядра K имеем $T_a = T_0$. Если же рас-

пределение $T(z)$ неоднородно по глубине, то значение T_a как раз определяется интересующей нас эффективной толщиной слоя, формирующего принимаемое излучение d_{eff} , которая выражается через K как

$$d_{eff} = \int_{-\infty}^0 zK(h, D, z)dz. \quad (3)$$

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 условиям $\epsilon_1 \approx \epsilon_2$, $|\epsilon| \gg 1$ (как в рассматриваемом случае водной среды), то этот конус имеет малый угол при вершине. Тогда для волновой компоненты поля имеем $d_{eff} \approx d$. 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, то есть $d_{eff} = d_{eff}(h, D)$. В том случае, когда влияние ближнего поля на принимаемое излучение становится пренебрежимо, то есть с ростом высоты или размера антенны, ядро уравнения (1) 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 (3) из (1) следует простое точное выражение, которое и использовалось нами для определения величины d_{eff} по данным измерений T_a :

$$T_a = T(z = -d_{eff}). \quad (4)$$

Антенная температура T_a 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

$$T_a = T_1 + \frac{(n_a - n_1)}{(n_2 - n_1)}(T_2 - T_1), \quad (5)$$

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

Эксперименты проводились при трех различных значениях солености воды $S = 0; 1.8 \cdot 10^{-3}; 5.0 \cdot 10^{-3}$ г/см³. Результаты измерений зависимостей $d_{eff}(h)$ при $S = 1,8 \cdot 10^{-3}$ г/см³ для антенн с $D = 1$ см и $D = 4$ см вместе с результатами расчетов по теории [2] представлены на рис.1. Соответствие результатов расчетов и измерений оказалось наилучшим именно для данного значения параметра S , при котором ϵ воды практически не зависит от температуры. Дело в том, что действительная часть комплексной диэлектрической проницаемости воды слабо зависит

от температуры, и температурная зависимость толщины скин-слоя определяется в основном мнимой частью ϵ . С ростом солености по мере увеличения ионной проводимости происходит переход от температурной зависимости, характерной для диэлектриков (уменьшение $\text{Im}(\epsilon)$ с ростом температуры), к зависимости, характерной для проводников (увеличение с ростом температуры). В точке перехода при солености около $S = 1.8 \cdot 10^{-3}$ г/см³ зависимость от температуры практически отсутствует. В этом случае рассматривавшееся в [2] приближение диэлектрически однородной среды наилучшим образом описывает реальную ситуацию. При других значениях S температурная зависимость ϵ воды становится заметной. Однако и в этих случаях соответствие расчетов и эксперимента оказалось вполне удовлетворительным, если в теории излучения диэлектрически однородной среды полагать $\epsilon = \epsilon(T = T_a)$. Можно видеть, что данные измерений, представленные на рис.1, и результаты вычислений из (3) хорошо согласуются между собой, а предсказанные теорией зависимости d_{eff} от высоты и размера антенны действительно имеют место.

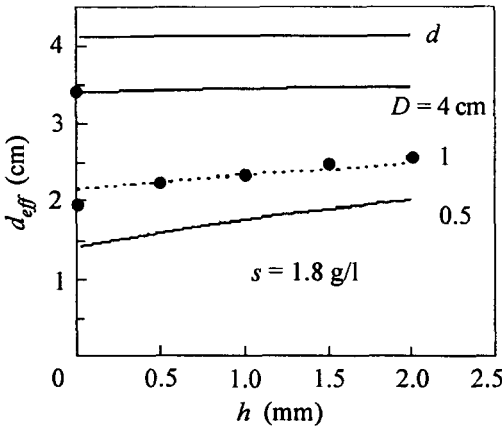


Рис.1. Эффективная толщина излучающего слоя как функция высоты антенны для различных значений размера апертуры. Кружки – измерения, линии – расчеты

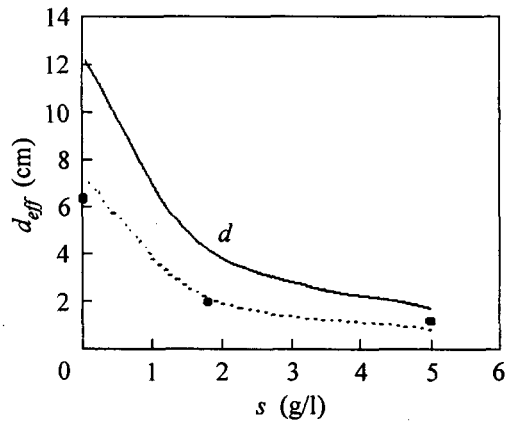


Рис.2. Экспериментальная (кружки) и теоретическая (пунктир) зависимость эффективной толщины формирования принимаемого излучения от солености воды. Сплошная кривая – вычисленная зависимость толщины скин-слоя от S

На рис.2 представлены вычисленная и измеренная зависимости эффективной толщины d_{eff} от солености воды S для случая измерений при $h = 0$ с антенной размером $D = 1$ см, а также вычисленная зависимость $d(S)$. Наблюдаемое различие между d_{eff} и d (эффективная толщина примерно в два раза меньше толщины скин-слоя), которое оказалось весьма близко к теоретическому, наглядно демонстрирует эффект ближнего поля, поскольку, как уже отмечалось, для волновой компоненты поля $d_{eff} \approx d$. Можно видеть также, что для пресной воды различие d_{eff} и d максимально. Поэтому и зависимость $d_{eff}(h)$ при $S = 0$ является более выраженной, чем представленная на рис.1. В частности, для пресной воды максимальное увеличение d_{eff} в рассматриваемом интервале высот составляет более 7 мм.

Таким образом, результаты, представленные на рис.1, 2, свидетельствуют о присутствии ближнепольной компоненты в тепловом излучении среды.

В заключение отметим, что перспективы развития данных исследований могут быть связаны с повышением чувствительности радиометрической системы в области

высот $h > h_{max}$ (в данной работе $h_{max} = 2.5$ мм), а также при уменьшении размеров антенны (в области $D < 1$ см). С этой целью необходимо обеспечить согласование антенны для каждой высоты, что не является принципиальной проблемой. Вместе с тем, уменьшение КПД с ростом h для электрически малых антенн неизбежно и связано с уменьшением влияния поглощающей среды на характеристики антенны, которое обеспечивало высокий КПД вблизи поверхности. Падение КПД при уменьшении D/λ является свойством электрически малых антенн и обусловлено влиянием омических потерь в согласующих цепях.

Возможным решением данной проблемы представляется применение материалов с экстремально низкими омическими потерями, таких, как высокотемпературные сверхпроводники. Исследования эффективности использования этих материалов в задачах миниатюризации антенных устройств выполнены в [7–9]. Как показали наши предварительные расчеты, ближнепольные радиометрические измерения могут быть реализованы, по крайней мере, в интервале высот $0 \leq h \leq 0.1 \lambda$ и при размерах антенны $D/\lambda \geq 0.01$. В этом случае вариации эффективной глубины излучающего слоя составят $0.2 d \leq d_{eff} \leq d$. Тогда рассмотренный здесь эффект может быть использован для разработки новых методов радиотепловой диагностики сред. В частности, могут быть реализованы предложенные в [2, 10] одноволновые методы определения подповерхностного профиля температуры $T(z)$ по измерениям зависимости антенной температуры T_a от размера и высоты антенны над поверхностью на основе решения интегрального уравнения (1). Эти методы имеют перспективы стать более простыми в реализации по сравнению с известными многочастотными методами [11–15].

Таким образом, в данной работе экспериментально продемонстрировано присутствие ближнего электромагнитного поля в тепловом излучении поглощающей среды. Развитие ближнепольной радиометрии позволит создать новые методы диагностики сред.

Авторы признательны В.Л.Ваксу за помощь в работе. Работа выполнена при финансовой поддержке государственной научно-технической программы “Физика конденсированных сред”, гос. контракт # 107-3 (00-П).

-
1. С.М.Рытов, *Теория электрических флуктуаций и теплового излучения*, М.: АН СССР, 1953.
 2. А.Н.Резник, *Изв. вузов. Радиофизика* **34**, 512 (1991).
 3. В.И.Абрамов, А.Н.Резник, *Изв. вузов. Радиофизика* **42**, 158 (1999).
 4. E.A.Ash and G.Nicholls, *Nature* **237**, 510 (1972).
 5. В.С.Троицкий, И.Ф.Белов, В.П.Горбачев, *УФН* **134**, 155 (1981).
 6. L.A.Klein and C.T.Swift, *IEEE Trans. Antennas and Propagation* **25**, 104 (1977).
 7. H.Chaloupka, N.Klein, M.Peiniger et al., *IEEE Trans. Microwave Theory Techn.* **39**, 1513 (1991).
 8. А.Ю.Климов, Э.Ф.Красильник, А.Н.Резник и др., *Сверхпроводимость: Физ., Хим., Техн.* **6**, 2150 (1993).
 9. В.И.Абрамов, А.Ю.Климов, А.Н.Резник, В.В.Тагунов, *Письма в ЖТФ* **20**, 60 (1994).
 10. K.P.Gaikovich and A.N.Reznik, *Proc. of 8-th Int. Conf. "Microwave and Telecommunication Technology"*, Crimea, Ukraine, Sept. 14–17, 1998, Sevastopol, Sevastopol: Veber Co., **2**, 1998, p.629.
 11. F.Bardaty and D.Solimini, *Radio Science* **18**, 1393 (1983).
 12. I.Leroy, V.Vocquet, and A.Mamouni, *Physiol. Meas.* **19**, 127 (1998).
 13. К.П.Гайкович, А.Н.Резник, М.И.Сумин, Р.В.Троицкий, *Изв. АН СССР, ФАО* **23**, 761 (1987).
 14. К.П.Гайкович, М.И.Сумин, Р.В.Троицкий, *Изв. вузов. Радиофизика* **31**, 1104 (1988).
 15. К.П.Гайкович, А.Н.Резник, Р.В.Троицкий, *Изв. вузов. Радиофизика* **33**, 1467 (1989).