

РЕГИСТРАЦИЯ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛЯ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ДИАГНОСТИКИ СРЕД

Вакс В.Л., Гайкович К.П., Резник А.Н., Юрасова Н.В.

Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Н. Новгород - 603950, Россия

Тел.: (8312)675037; факс: (8312)675553; e-mail: gai@ipm.sci-nnov.ru

Аннотация – Выполнено теоретическое и экспериментальное исследование возможностей регистрации ближнеполевой (квазистатической) компоненты теплового радиозлучения поглощающих сред и перспектив применения ближнеполевых радиометрических измерений для восстановления подповерхностного профиля температуры.

I. Введение

Наличие ближнего поля (БП) в тепловом излучении было теоретически предсказано С.М.Рытовым [1] еще в 50-е годы, однако до недавнего времени не было зарегистрировано экспериментально. Для регистрации БП в [1-3] предлагалось использовать эффект резкого нарастания средней амплитуды поля по мере приближения к поверхности излучающей среды. Выполненные нами исследования показали принципиальную невозможность реализации такого способа радиофизическими средствами. Была рассмотрена задача о тепловом излучении, принимаемом радиометром с антенной произвольного диаметра D , расположенной на произвольной высоте h над поверхностью. Получено, что полная измеряемая мощность $P=P_Q+P_W$ включает две компоненты – квазистационарную P_Q и волновую P_W . Мощность P не зависит от параметров антенны D , h и при фиксированной температуре среды T остается постоянной $=P_0=\lambda^2 J_0(T)$, где λ – длина волны, J_0 – интенсивность равновесного теплового излучения, определяемая формулой Планка. Изменение параметров D , h приводит к перераспределению парциальных вкладов P_Q и P_W в суммарную мощность P , причем при $D/\lambda \ll 1$ и $h/\lambda \ll 1$ БП компонента доминирует ($P_Q \gg P_W$). Пример расчета зависимостей $P_Q(h/\lambda)$ и $P_W(h/\lambda)$ для антенны с $D/\lambda=0,01$ представлен на рис.1, где также приведена зависимость нормированной объемной плотности энергии поля теплового излучения $w(h)$ от h , полученная С.М.Рытовым без учета передаточных свойств антенны. Таким образом, действие приемной антенны кардинально меняет характер высотной зависимости измеряемой мощности, приводя к тому, что величина P при всех значениях h ограничена и постоянна.

II. Основная часть

Полученный характер зависимости $P(h)$, хотя и исключает возможность регистрации эффекта усиления БП на поверхности излучающей среды, не означает полного отсутствия каких-либо регистрируемых эффектов БП, которое может давать существенный (и даже определяющий) вклад в величину P (см. рис.1). Влияние БП приводит к появлению нового пространственного масштаба d_{eff} , который играет роль толщины слоя формирования принимаемого излучения среды и зависит от параметров антенны D , h , т.е. $d_{eff} = d_{eff}(D, h)$. Особенно наглядно данный эффект проявляется в средах с диэлектрической проницаемостью $|\epsilon| \gg 1$. Для таких сред при условии $P_W \gg P_Q$ оказывается $d_{eff} = d_{sk} = \lambda / (4\pi \text{Im} \sqrt{\epsilon})$,

где d_{sk} – глубина скин-слоя, не зависящая от D , h . В противоположном случае $P_Q \gg P_W$ имеем $d_{eff} \ll d_{sk}$. Пример расчета зависимости $d_{eff}(D)$ для $h=0$ показан на рис.2, где можно видеть, что в условиях сильного влияния БП при $D/\lambda \ll 1$ получаем $d_{eff} \ll d_{sk}$, причем $d_{eff} \rightarrow 0$ при $D \rightarrow 0$.

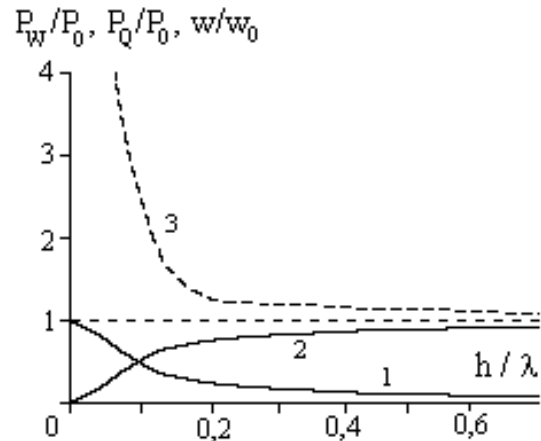


Рис.1. Нормированная мощность волнового и квазистационарного полей в зависимости от высоты антенны для $D/\lambda=0,01$. 1 – P_Q/P_0 ; 2 – P_W/P_0 ; 3 – w/w_0 согласно [1-3].

Fig.1. Normalized power of wave and quasi-stationary fields in dependence on the height of antenna for $D/\lambda=0,01$ (1 – P_Q/P_0 ; 2 – P_W/P_0 ; 3 – w/w_0 according [1-3]).

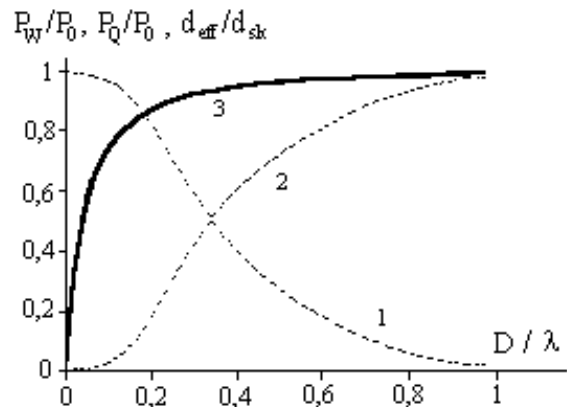


Рис.2. Нормированная мощность волнового и квазистационарного полей в зависимости от размера апертуры антенны для $h=0$. (1 – P_Q/P_0 ; 2 – P_W/P_0 ; 3 – d_{eff}/d_{sk}).

Fig.2. Normalized power of wave and quasi-stationary fields in dependence on the size of antenna aperture for $h=0$; (1 – P_Q/P_0 ; 2 – P_W/P_0 ; 3 – d_{eff}/d_{sk}).

Измерения зависимости $d_{eff}(D, h)$ производились для водной среды в диапазоне $\lambda \approx 30$ см с помощью специально разработанной антенны малых электрических размеров ($D/\lambda \approx 0,03$). Антенна была согласована с волноводным трактом приемника при $h=0$, так

что средний по частотной полосе радиометра $\Delta f=200$ МГц коэффициент отражения не превышал 0,03. Измеренный КПД антенны при $h=0$ составил 85%. Применялась также типовая антенна с $D=4$ см, разработанная для медицинских исследований с помощью контактной радиометрии. Для измерений в воде создавался устойчивый квазилинейный профиль с градиентом $dT/dz \approx 2,5$ К/см. Измеряемая с помощью радиометра интенсивность теплового излучения пропорциональна некоторой средневзвешенной температуре воды T_{avr} . Эта величина определялась в результате калибровки измерений по излучению двух идентичных, однородно нагретых до температур $T_{1,2}$, эталонных источников и связана с температурным профилем соотношением

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

В случае линейного профиля $T(z)$ справедливо соотношение $T_{avr}=T(z=d_{eff})$, которое и использовано для определения d_{eff} по экспериментальным данным. Полученная таким образом зависимость $d_{eff}(h)$ представлена на рис.3 вместе с результатами теоретических расчетов. Можно видеть хорошее соответствие теории и эксперимента, причем для использованной антенны с $D \approx 1$ см получено $d_{eff} \approx 0,5 d_{sk}$. Обнаруженный эффект экспериментально подтверждает наличие ближнего поля теплового излучения (см. также [4]).

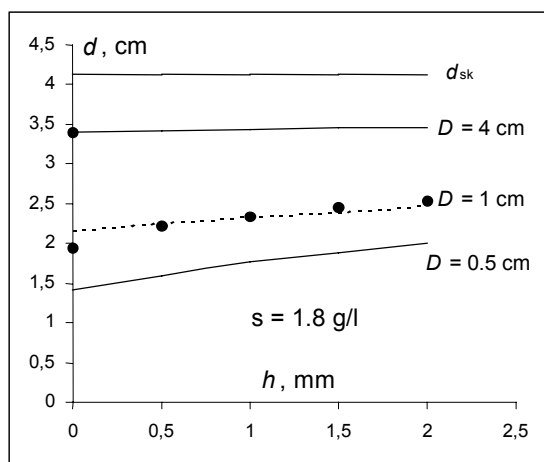


Рис.3. Эффективная толщина излучающего слоя как функция высоты антенны для различных значений размера апертуры. Кружки – измерения, сплошные линии – расчеты. S – солёность воды.

Fig.3. Effective depth of emission formation layer as a function of height for different values of aperture size. Circles – measurements data, solid line – results of calculation, S – water salinity.

Тот факт, что d_{eff} зависит от D, h , позволяет реализовать новый метод восстановления профиля температуры $T(z)$, проводя измерения на фиксированной λ , но варьируя параметры антенн D, h . Ранее подобная задача решалась по данным измерений на нескольких длинах волн, т.е. для восстановления $T(z)$ использовалась зависимость $d_{sk}(\lambda)$. На рис.4 представлен пример восстановления динамики профиля $T(z)$ в процессе нагрева поверхностного слоя воды по данным измерений T_{avr} двумя антеннами с $D=1$ см и 4 см, а также температуры поверхности

$T(z=0)$ в качестве третьего измерения при $D=0$. Восстановление $T(z)$ производилось из решения интегрального уравнения типа Фредгольма 1-го рода (1), где ядро K получено в [5]. Данная задача относится к классу некорректных обратных задач, поэтому для ее решения использовался разработанный в [6] алгоритм, который основан на методе Тихонова.

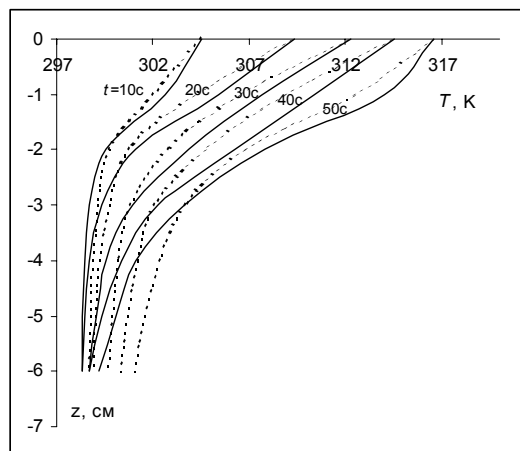


Рис.4. Профили температур, восстановленные с интервалом 10 с по данным измерений $T_{avr}(D)$ – пунктир; результаты контактных измерений – сплошные линии.

Fig.4. Temperature profiles retrieved every 10 seconds by measurements $T_{avr}(D)$ – dashed lines, results of contact measurements – solid lines.

Из рис.4 можно видеть удовлетворительное качество восстановления $T(z)$ в пределах $0 \leq z < d_{sk}$ даже при использованном минимальном объеме экспериментальных данных, что подтверждает результаты численного моделирования [6], согласно которым для восстановления простых распределений температуры достаточно иметь набор из 3-5 антенн с размерами в интервале 0,5 – 5 см.

III. Заключение

Таким образом, представленные результаты показывают новые возможности диагностики подповерхностного температурного распределения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 01-02-16432.

IV. Список литературы

- [1] Рытов С.М. Теория электрических флуктуаций и теплового излучения. – М.: АН СССР, 1953, 232с.
- [2] Левин М.Л., Рытов С.М. Теория равновесных тепловых флуктуаций в электродинамике. – М.: Наука, 1967, 308с.
- [3] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Титарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.II. Случайные поля. – М.: Наука, 1978, 464с.
- [4] Гайкович К.П., Резник А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т.72, Вып.11, С.792.
- [5] Резник А.Н. // Известия вузов. Радиофизика. 1991. Т.34, №5. С.512.
- [6] Gaikovich K.P., Reznik A.N. Near-field subsurface radiothermometry. 8th International Crimean Conference "Microwave & Telecommunication Technology" CriMiCo-98 (14-17 Sept. 1998, Sevastopol State Technical University, Crimea, Ukraine), Sevastopol: Weber Co., 1998, v.2, pp.629-630.

DETECTING OF THE NEAR FIELD OF THERMAL EMISSION AND ITS APPLICATION FOR TEMPERATURE DIAGNOSTIC OF MEDIA

Vaks V.L., Gaikovich K.P., Reznik A.N., Yurasova N.V.
Institute for Physics of Microstructures RAS, GSP-105
Nizhny Novgorod – 603950, Russia
phone: (8312)675037, fax: (8312)675553
e-mail: gai@ipm.sci-nnov.ru

Abstract - Theoretical and experimental research of possibility to detect of near-field (quasi-static) component of thermal radio emission of lossy media has been carried out and prospects of application of near-field radiometric measurements for temperature profile retrieval are shown.

I. Introduction

The near-field (NF) presence in thermal emission has been predicted by S.M.Rytov [1] yet in 50-ths, but didn't detect experimentally. To detect NF, it was proposed to use the effect of sharp mean field magnitude enhancement in the vicinity of media surface [1-3]. Our research shows that it is impossible to achieve this goal. The problem of thermal emission received by radiometer with the antenna of the arbitrary size D and placed at arbitrary height h above the surface has been considered. It was obtained that the total measured power $P=P_Q+P_W$ includes two components: the quasi-stationary component P_Q and the wave component P_W . The power P doesn't depend on antenna parameters D , h , and at given medium temperature T remains a constant: $P = P_0 = \lambda^2 J_0(T)$, where λ is the wavelength, J_0 is the Planck thermal emission intensity. The change of parameters D , h leads to redistribution of P_Q and P_W contributions in total power P . At $D/\lambda \ll 1$ and $h/\lambda \ll 1$ the NF-component is dominated ($P_Q \gg P_W$). An example of calculation of dependencies $P_Q(h/\lambda)$ and $P_W(h/\lambda)$ for antenna with $D/\lambda = 0,01$ is shown in fig.1 along with the dependence of normalized volume energy density $w(h)$ on h obtained by S.M.Rytov without taking into account the transfer properties of the antenna. Thus, the influence of antenna changes fundamentally the height dependence of measured power in such a way that the value of P is constant and limited at every value of h .

II. Main part

Though the obtained specific character of $P(h)$ dependence makes impossible to detect the enhancement of NF at the medium surface, doesn't mean the absolute absence of any detectable effect of NF, which could be considerable (or even could dominate) in the total value of P (see in fig.1). The near-field influence leads to the appearance of new space scale d_{eff} , which play the role of the depth of the formation of the received emission of a medium and which depends on antenna parameters D , h , i.e. $d_{eff} = d_{eff}(D, h)$. This effect becomes especially apparent in media with the permittivity $|\epsilon| \gg 1$. For these media at the condition $P_W \gg P_Q$ $d_{eff} = d_{sk} = \lambda / (4\pi \text{Im} \sqrt{\epsilon})$, where d_{sk} is the skin-depth that is independent on D , h . In the opposite case, when $P_Q > P_W$, one has $d_{eff} < d_{sk}$. An example of calculation of $d_{eff}(D)$ dependence at $h=0$ is shown in fig.2 where one can see that in the conditions of strong influ-

ence of near field at $D/\lambda \ll 1$ one can obtain $d_{eff} \ll d_{sk}$ and $d_{eff} \rightarrow 0$ при $D \rightarrow 0$.

Measurements of $d_{eff}(D, h)$ dependence has been carried out for the water medium in the wavelength range of $\lambda \approx 30$ cm using specially developed electrically small antenna ($D/\lambda \approx 0,03$). The antenna has been matched with the waveguide route of receiver at $h=0$, so that the mean (over frequency band of radiometer $\Delta f = 200$ MHz) reflection coefficient doesn't exceed 0,03. The measured efficiency of antenna at $h=0$ appeared to be 85%. The ordinary antenna with the size of $D=4$ cm, which was worked out for medical contact radiometry applications, also has been in use. For measurements in the water medium the stable quasi-linear temperature profile with the gradient $dT/dz \approx 2,5$ K/cm was created.

The measured by radiometer intensity of thermal emission is proportional to some weighted average temperature of water T_{avr} . This quantity is determined using calibration of measurements by emission of two identical reference sources at two different temperatures $T_{1,2}$ and is related with the temperature profile by relationship

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

In the case of linear temperature profile $T(z)$, the expression $T_{avr} = T(z=d_{eff})$ is valid, and it has been used to determine d_{eff} by measurements data. The dependence $d_{eff}(h)$ obtained in that way is presented in fig.3 along with the results of theoretical calculations. It is possible to see a good agreement between the theory and experiment. For the antenna with $D \approx 1$ cm it was obtained $d_{eff} \approx 0,5 d_{sk}$. The detected effect confirms experimentally the presence of near field (see also in [4]).

The fact that d_{eff} depends on D , h gives the possibility to realize a new method of the temperature profile $T(z)$ retrieval making measurements at one fixed wavelength λ but vary the antenna parameters D , h . The similar problem has been solved earlier by measurements data at several wavelengths, i.e. the dependence $d_{sk}(\lambda)$ has been used for $T(z)$ retrieval. In fig.4 an example of $T(z)$ dynamics retrieval in the process of surface water heating by measurements of T_{avr} using two antennas with $D=1$ cm и 4 cm and also (as the third measurement at $D=0$) using the surface water temperature $T(z=0)$. The retrieval of $T(z)$ has been carried out on the basis of the solution of the Fredholm integral equation of the 1-st kind (1), where the kernel K has been obtained in [5]. This problem belongs to the set of ill-posed problems, so for the solution an algorithm developed in [6] has been applied, which was based on the Tichonoff method of generalized discrepancy. It is possible to see in fig.4 that the quality of $T(z)$ retrieval is quite satisfactory in the range $0 \leq z < d_{sk}$, though at minimum set of experimental data. This fact confirms the results of numerical simulation [6], according which for the simple temperature distributions retrieval it is enough to use a set of 3-5 antennas with sizes in the range 0.5-5 cm.

III. Conclusion

Thus, the results presented in this paper show new possibilities of diagnostics of subsurface temperature distribution.

This work has been carried out at RFBR support, grant No. 01-02-16432.