**Исследование
Земли
из космоса
№ 6 • 1990**

УДК 528.811.

К. П. ГАЙКОВИЧ

РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИКИ ТЕМПЕРАТУРЫ, ТЕПЛОВОГО ПОТОКА И ПАРАМЕТРОВ ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ОСНОВЕ РЕШЕНИИ ТЕРМОЭВОЛЮЦИОННЫХ УРАВНЕНИИ

Приводятся термоэволюционные уравнения. связывающие яркостные температуры теплового получения полупространства с эволюцией температуры (теплового потока) поверхности. Предложены методы дистанционного зондирования температуры, теплового потока и влажности земной поверхности.

Введение. Радиометрические методы находят все более широкое применение для исследования земной поверхности [1 — 4], в частности, дли определения ее температуры [5—8], подповерхностного термического зондирования [9—12], а также определения теплового потока через поверхность [13]. Эти исследования представляют особый интерес для дистанционного контроля процессов теплообмена между атмосферой и земной поверхностью. Термическое зондирование возможно в СВЧ- н ИК-диапазонах. В ИК-диапазоне излучение формируется в очень тонком поверхностном слое и коэффициент излучения близок к единице, что позволяет весьма точно определять поверхностную температуру. Однако возможности ИК-измерений с ИСЗ существенно ограничивает влияние облачности и атмосферного аэрозоля. Кроме того, ИК-методы не позволяют определить градиент температуры в поверхностном слое, что затрудняет точное вычисление потока тепла через поверхность. Многоволновые измерения в радиодиапазоне (ММ, СМ, ДМ) позволяют восстанавливать подповерхностный профиль температуры [9—12], однако при СВЧ-измерениях с ИСЗ проблемой, осложняющей их интерпретацию, является сильное влияние на наблюдаемые спектр яркостных температур ($T_я$ (λ)) вариации коэффициента излучения, которые определяются, как правило, вариациями увлажненности грунта [3]. При восстановлении температурного профиля приходится также преодолевать трудности, связанные с некорректностью соответствующей обратной задачи [11, 12].

Из изложенного следует, что для дальнейшего развития методов термического СВЧ-зондирования имеет смысл привлекать дополнительную информацию. В данной работе используется тот факт, что подповерхностное температурное распределение не произвольно, а удовлетворяет уравнению теплопроводности для определенных граничных условий. Это позволяет ввести в рассмотрение и использовать временную зависимость яркостной температуры среды.

Термоэволюционные уравнения для теплового излучения. Совместное решение уравнений теплопроводности и уравнения переноса излучения для модели плоского полупространства $z \leq 0$ с коэффициентом поглощения γ и температуропроводности a^2 приводит к точным интегральным соотношениям между наблюдаемыми яркостными температурами теплового излучения и эволюцией температуры (теплового потока) поверхности.

Уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t}(z, t) = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \tag{1}$$

удовлетворяющее в области $(t \geq t_O,\ z \leq 0)$ начальному и граничному условиям для температуры $T(z, t_0) = T^\circ(z)$; $T(O, t) = T_0(t)$, имеет решение [13]:

$$\begin{aligned} \tilde{T}(z, t) &= \int_{t_0}^{t} -\frac{z\tilde{T}_0(\tau)}{\sqrt{4\pi a^2 (t-\tau)^3}} \exp\left[-\frac{z^2}{4a^2(t-\tau)}\right] d\tau + \\ &+ \int_{-\infty}^{0} -\frac{\tilde{T}^0(\xi)}{\sqrt{4\pi a^2 (t-\tau)}} \left[e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4a^2(t-t_0)}} - e^{-\frac{(\xi+z)^2}{4a^2(t-t_0)}}\right] d\xi, \end{aligned} \tag{2}$$

$$\tilde{T} = T - T(0, t_0),\ \tilde{T}_0 = T_0 - T(0, t_0),\ \tilde{T}^0 = T^0 - T(0, t_0).$$

Зависимость яркостной температуры от длины волны при измерениях в надир определяется выражением

$$T_я(\lambda) = (1 - R) \int_{-\infty}^{0} T(z)\, \gamma(\lambda)\, e^{\gamma(\lambda) z}\, dz, \tag{3}$$

R— коэффициент отражения, $\gamma = \dfrac{2\pi}{\lambda}\sqrt{\varepsilon}$ (ε — комплексная диэлектрическая проницаемость), что справедливо и для сильнопоглощающих сред [11]. Подставим глубинное распределение температуры в виде (2) в соотношение (3). Изменим порядок интегрирования; при этом внутренний интеграл по z берется в явном виде, и в результате имеем:

$$\begin{aligned} \tilde{T}_я(\lambda, t) &= \int_{t_0}^{t} \tilde{T}_0(\tau)\, K(t, \lambda, \tau)\, d\tau + \int_{-\infty}^{0} \tilde{T}^0(z)\, L(t, \lambda, z)\, dz, \\ K &= (1 - R)(\gamma a)^2 \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}\,\gamma a \sqrt{t-\tau}} - \operatorname{erfc}\left(\gamma a \sqrt{t-\tau}\right) e^{(\gamma a)^2 (t-\tau)}\right), \\ L &= (1 - R)\frac{\gamma}{2} e^{(\gamma a)^2 (t-t_0)} \left[e^{-\gamma z} \operatorname{erfc}\left(\gamma a \sqrt{t-t_0} - \frac{z}{2a\sqrt{t-t_0}}\right) - \right. \\ &\left. - e^{\gamma z} \operatorname{erfc}\left(\gamma a \sqrt{t-t_0} + \frac{z}{2a\sqrt{t-t_0}}\right)\right], \\ \tilde{T}_я &= T_я - (1 - R) T(0, t_0). \end{aligned} \tag{4}$$

Уравнение (4) состоит из двух слагаемых, определяющих относительный вклад граничных и начальных условий. В момент $t = t_0$ 1-е слагаемое равно нулю, $L = (1-R)\gamma e^{\gamma z}$ и (4) переходит в (3), где в качестве $T(z)$ берется начальное распределение температуры $T^0(z)$. По мере роста t L стремится к нулю и уже вклад 2-го слагаемого постепенно становится пренебрежимо малым, т. е. исчезает влияние начальных условий на текущее значение $T_я$. Тогда из (4) получаем 1-е термоэволюционное уравнение

$$T_я(\lambda, t) = \int_{-\infty}^{t} T_0(\tau)\, K(t, \lambda, \tau)\, d\tau. \tag{5}$$

Вклад в (5) значений $T_0(\tau)$ уменьшается для удаленных от времени наблюдений значений т. Из анализа (2) следует, что максимальный вклад в температуру на глубине z вносят температуры в момент удаленный в прошлое от момента наблюдений на $\Delta\tau = t - t_m = z^2/6a^2$. С другой стороны, как можно видеть из (3), тепловое излучение формируется главным образом в слое с толщиной $z^* = 1/\gamma$ (толщина скин-слоя). Вклад в (3) профиля $T\ (z)$ на больших глубинах экспоненциально уменьшается. Отсюда следует, что характерный временной интервал $\Delta\tau^*$, на котором происходит формирование $T_я$ в (6) можно оценить как

$$\Delta\tau^* = \frac{z^{*2}}{6a^2} = \frac{1}{6\,(\gamma a)^2}\,. \tag{6}$$

Для вывода 2-го термоэволюционного уравнения, связывающего яркостную температуру теплового излучения с предшествующей эволюцией потока тепла через поверхность $z = 0$, нужно использовать решение уравнения теплопроводности (1), когда в качестве граничного условия задана временная зависимость производной температуры $\frac{dT}{dz}(0,t) = -\frac{1}{k}J_0(t)$ (J_0 — поток тепла, k — коэффициент теплопроводности).

Подставляя известное решение [14] этой задачи в (3) и выполняя необходимые преобразования, имеем

$$T_я(\lambda, t) = \int\limits_{-\infty}^{t} J_0(\tau)\, K_1(t, \lambda, \tau)\, d\tau,$$

$$K_1 = -c^{-1}\gamma e^{(\gamma a)^2(t-\tau)}\, \mathrm{erfc}\,(\gamma a\sqrt{t-\tau}), \tag{7}$$

c — теплоемкость.

Теперь изменим постановку задачи. Пусть нам известна эволюция граничных условий при $t > t_0$. Положим для простоты $T_0\ (t)=0$ или $J_0\ (t) = 0$. Тогда зависимость $T_n\ (t)$ будет определяться 2-м слагаемым в (4):

$$T_я(\lambda, t) = \int\limits_{-\infty}^{0} T^0(z)\, L(z, t)\, dz. \tag{8}$$

Видно, что при $t - t_0 \to\infty$ $T_я\ (t) \to 0$. Уравнение (8) аналогично по форме (3) и, как отмечалось выше, при $t= t_0$ точно совпадает с (3). Таким образом, $L\ (t)$ представляет собой оператор временного сдвига для определения $T_я$ (λ) по глубинному распределению T (z), существовавшему в некоторый момент t_0 в прошлом.

Уравнения (5), (7), (8) могут быть использованы для постановки ряда новых задач дистанционного зондирования параметров, температурной динамики и теплообмена земной поверхности. Перед тем, как перейти к анализу этих возможностей, отметим некоторые простые следствия из полученных соотношений.

Рассмотрим реакцию яркостной температуры на единичный скачок температуры поверхности. Пусть $T_0\ (t < t_0) = 0$; $T_0\ (t > t_0) = 1$. Положим для

$$T_я(t) = 1 - e^{(\gamma a)^2(t-t_0)}\, \mathrm{erfc}\,(\gamma a\sqrt{t-t_0}). \tag{9}$$

Видно, что с ростом $(t - t_0)T_я$ стремится к 1, причем при малых $(t - t_0)T_я \cong \frac{2\gamma a}{\sqrt{\pi}}\sqrt{t-t_0}$, что позволяет оценивать параметр (γa) прямо из наблюдения переходного процесса (9).

Из (7) видно, что если задать граничные условия для потока тепла $J_0\ (t)$ также в виде единичного скачка, то $T_я$ будет неограниченно возрастать (или уменьшаться). Физически это легко объясняется следующим образом. При распространении тепла происходит выравнивание температуры, а для поддержания постоянного потока необходимо сохранение постоянного градиента температуры в поверхностном слое. Это может быть достигнуто только за счет непрерывного увеличения (уменьшения) температуры поверхности, что и приводит к возрастанию $T_я$.

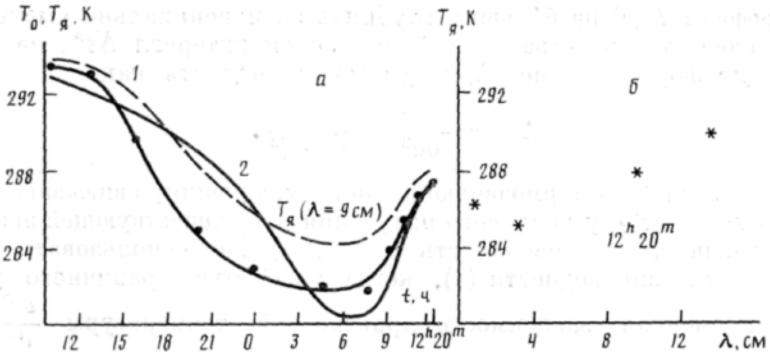

Рис. 1. Результаты восстановления динамики T_0 (t) по данным наземных измерений, *а: 1* — восстановление динамики T_0 (t) по измерениям временной динамики $T_я$ (t) (пунктир), *2* — восстановление T_0 (t) как «тепловой истории» по измерениям $T_я$ (λ) в момент 12^h20^m, кружки — данные контактных измерений T_0 (t); *б* — спектр $T_я$ (λ), наблюдавшийся в момент 12^h20^m

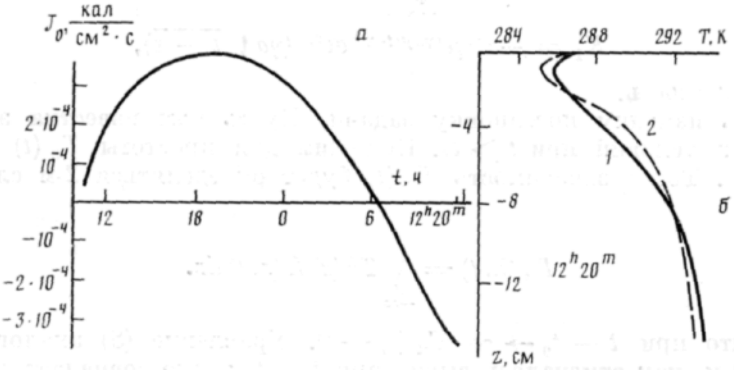

Рис. 2. Результаты восстановления J_0 (T) по наземным данным, а: динамика теплового потока J_0 (t), восстановленная по измерениям временной динамики $T_я$ $(\lambda = 9$ см), пунктир на рис. 1, *а; б: 1* — подповерхностный температурный профиль T (z), определенный из (2) по восстановленной зависимости T_0 (t) (кривая *1* на рис. 1, *а), 2* — T (z) из решения (3) по спектру $T_я$ (λ) (звездочки на рис. 1, *б)*

Определение динамики температуры земной поверхности и теплового потока через поверхность. Пусть наблюдается зависимость $T_я$ (t). В этом случае уравнения (5), (7) являются уравнениями с переменным верхним пределом и представляют собой линейные интегральные уравнения Вольтерра 1-го рода относительно T_0 (τ) или J_0 (τ), решение которых определяет эволюцию температуры (или теплового потока) поверхности по временной зависимости $T_я$ (т) только на одной длине волны. Опыт решения аналогичных уравнений в [15] показывает, что сформулированные задачи решаются численно практически корректно и требуют лишь сглаживания наблюдаемой зависимости $T_я$ (t), например, полиномами, до уровня погрешностей измерений $\delta T_я$. Восстановленная из решения (5), (7) зависимость T_0 (t) и $/_0$ (t) может быть использована далее для определения глубинного профиля T $(z, t\}$ в произвольный момент t на основе решения уравнения теплопроводности (2). Тем самым корректно решается задача одноволнового подповерхностного температурного зондирования. На рис. 1, 2 предстатели результаты восстановления $T_0(t)$, $J_0(t)$ по данным натурных наземных измерений [12], при которых использовалась специальная методика компенсации коэффициента отражения (приемная антенна располагалась под плоским отражающим экраном). В этом случае в приведенных выше соотношениях следует положить $R = 0$. Близость восстановленной по измерениям динамики T_n *(t)* на λ = 9 см зависимости T_0 *(t)* *к* данным контактных измерений (средняя точность восстановления $\delta T_0 \sim$ 0,2—0,3 К) подтверждает эффективность предложенного метода. Профиль $T(z)$, вычисленный из (2) на основе полученного распределения T_0 (t), близок к профилю, восстановленному из решения интегрального уравнения (3) по спектру $T_я$ (λ) (подробнее см. [12]). Восстановленная динамика температуры и теплового потока отображает специфику суточной температуры динамики — ночное похолодание, а затем утреннее потепление, приводящее к инверсному распределению T (z). Как видно из рис. 2, ночью поток тепла идет из почвы в атмосферу; с началом солнечного нагрева поток меняет направление.

Уравнения (5), (7) могут быть также использованы для решения задачи восстановления тепловой истории поверхности, т. е. эволюции температуры поверхности или теплового потока через поверхность в прошлом до момента измерений $T_я$. При этом необходимо в момент t измерить спектральную зависимость $T_я$ (λ), т. е. требуются многоволновые измерения. Верхний предел в (5), (7) становится постоянной величиной, а сами уравнения представляют собой уже линейные интегральные уравнения Фредгольма 1-го рода. Как известно, решение таких уравнений является некорректной задачей и требует привлечения априорной информации о свойствах точного решения. В данном случае применялся метод обобщенной невязки А. Н. Тихонова [16], в котором решение ищется на классе положительно определенных дифференцируемых функций, особенности применения которого к аналогичным уравнениям рассмотрены в [11, 12]. Из физических соображений ясно, что восстановление тепловой истории возможно на временном интервале, который не может существенно превысить величину $\Delta\tau^*$, определяемую соотношением (6). Величина $\Delta\tau^*$ может меняться в широких пределах в зависимости от теплопроводности и толщины скин-слоя среды на максимальной длине волны, и составляет секунды — минуты для термической пленки в поверхностном слое воды; часы — сутки — в грунте, а в сухом антарктическом льду, где глубина зондирования достигает сотен метров в ДМ-диапазоне, может составлять десятки лет. На рис. 1, 2 представлены результаты восстановления из решения (5) как уравнения Фредгольма суточной динамики поверхностной температуры T_0 (т), предшествовавшей моменту $t = 12^h20^m$ многоволновых измерений яркостной температуры $T_я$ на λ = 0,8; 3; 9 и 13 см. Видно, что решение рассматриваемой задачи получается менее точным, чем приведенное здесь же решение уравнения типа Вольтерра при одинаковой погрешности измерений, что является характерной особенностью некорректной обратной задачи.

Определение; параметров грунта. Обобщение полученных результатов. Метод восстановления профиля влажности почвы. Натурные измерения вблизи поверхности [12], результаты которых использованы в данной работе, показали принципиальную возможность высокоточного радиометрического контроля температурной динамики земной поверхности и процесса ее теплообмена с атмосферой. При наличии контактных или ИК-измерений T_0 *(t)* можно ставить задачу определения параметра (уя), от которого зависит ядро (5) и (7). В сухих грунтах величина (γa) зависит от плотности, а в увлажненных — определяется влажностью (соответствующие соотношения γ и a с указанными параметрами приведены, например, в [14, 17, 18], что позволяет развивать методы, цель которых - определение названных характеристик. Можно заметить, что в ядро уравнения (8) параметры γ и a входят несимметрично, что, казалось бы, позволяет разработать метод их раздельной оценки по наблюдениям эволюции $T_я$ от момента t_0, для которого известен начальный профиль T° (z). Но из инвариантности (4) относительно сдвига t_0 ясно, что для всех распределений T° (z), являющихся решениями уравнения теплопроводности, представимыми в форме (2), $T_я$ зависит только от (γa). Однако, если искусственно создать начальное распределение $T^0(z)$, не представимое в виде (2), например, скачок температур на некоторой глубине z, то, может быть, несимметрия γ и а в ядре L в (8) проявится в наблюдаемой зависимости $T_я(t)$.

Переходя к возможности применения развитой теории к зондированию с ИСЗ, сразу следует отметить, что в этом случае трудно избавиться от влияния коэффициента отражения, и для определения абсолютных значений температуры поверхности основной проблемой является определение R с достаточной точностью. Не вдаваясь в данной работе в анализ конкретных ситуаций, заметим, что и тогда, когда точное определение R невозможно, предложенный метод при спутниковых измерениях позволяет определять вариации температуры поверхности и теплового потока.

Ограничения применения полученных соотношений и необходимость их обобщения вытекает из большого разнообразия типов земной поверхности. В ряде ситуаций модельные предположения, заложенные при выводе (4)—(8), не выполняются. В первую очередь это относится к неоднородным средам, когда γ и a зависят от глубины, причем зависимость может быть как плавной, так и разрывной (слои). Математическое описание в этом случае усложняется. Уравнение теплопроводности приобретает вид

$$\frac{\partial}{\partial z}\left[k(z)\frac{\partial T}{\partial z}(z,t)\right]=c(z)\frac{\partial T}{\partial t}, \tag{10}$$

а решение уравнения переноса излучения (для плавных неоднородностей)

$$T_я(\lambda)=(1-R)\int\limits_{-\infty}^{0}T(z)\gamma(z)e^{-\int\limits_{z}^{0}\gamma(z')dz'}dz. \tag{11}$$

Для слоистых сред учет интерференции также приводит к интегральному соотношению типа (11), но ядро имеет сложный вид и содержит зависимость от координат слоев [19]. Если от глубины зависит только коэффициент поглощения, то нетрудно получить обобщения для ядер уравнений {4)—(8) в аналитическом виде; если и параметры теплопроводности в (10) также неоднородны, интегральные соотношения типа (4)—(8) можно получить па основе интеграла Дюамеля, но ядра этих уравнений получаются только численными методами из решения уравнения теплопроводности (10) для граничных условий в виде единичного скачка. Главной задачей дистанционного зондирования такой среды уже становится восстановление глубинной зависимости ее параметров. В общем случае это весьма сложная задача, но для плавно-неоднородной среды, в которой параметры теплопроводности и поглощения определяются одной характеристикой (восстанавливается одна функция глубины), решение возможно. Такой средой, как уже отмечалось, является увлажненная почва, причем зависимость $\gamma(\rho)$ (ρ — влажность) является значительно более сильной, чем $k(\rho)$ и $c(\rho)$. Вид этих зависимостей известен [16]. Можно предложить следующий алгоритм восстановления глубинного профиля влажности $\rho(z)$. Пусть нам известна, например, из измерений в ПК-диапазоне, временная динамика поверхностной температуры $T_0(t)$. Определим в первом приближении глубинный профиль $T(z)$ на основе (2) с использованием значения a^2, вычисленного для некоторого среднего значения влажности, и подставим его в (11):

$$T_я(t)=\int\limits_{-\infty}^{0}A(z)T(z,t)\,dz; \tag{12}$$

$$A(z)=(1-R)\gamma(z)e^{-\int\limits_{z}^{0}\gamma(z')dz'}. \tag{13}$$

Решаем уравнение (12), как уравнение Фредгольма 1-го рода с неточно заданным ядром $T(z,t)$, например, методом обобщенной невязки [10] относительно $A(z)$. Соотношение (13) легко разрешимо относительно ρ (z), что и позволяет, используя эмпирические выражения [3, 18], восстановить зависимость $\rho(z)$. Далее по найденному распределению $\rho(z)$ на основе известных соотношений [191 определяются профили k (z) и c (z), и второе приближение для профиля T (z, t) находится уже из решения (10). Снова T (z, t) в качестве ядра подставляется в (12) и из его решения получается уточненное распределение ρ (z). Процесс итераций можно продолжать, хотя очевидно, что без конкретного рассмотрения на основе натурных экспериментов трудно давать достаточно общие рекомендации. Отметим, что при решении данной задачи неточность оценки R не имеет существенного значения, что важно для реализации метода с самолетов и ИСЗ. Для оценки первого приближения влажности по радиометрическим данным можно использовать и известную методику [3].

Укажем еще ряд эффектов, в некоторых случаях осложняющих применение рассмотренных методов. Это поверхностное и объемное рассеяние, зависимость γ и a от температуры (водная поверхность), приводящая к нелинейности уравнений. Наконец, это случаи, когда имеет место быстрая временная динамика этих параметров (R (t), a (t), γ (t)), как, например, во время дождя. Возможно, в таких ситуациях успех может принести введение в систему решаемых уравнений уравнения диффузии влажности.

Несмотря на отмеченные трудности, представляется, что введение в рассмотрение динамики, связанной с теплопроводностью, открывает новые возможности в задачах дистанционного зондирования. Кроме рассмотренных в данной работе задач, могут рассматриваться другие постановки, связанные с привлечением угловой, поляризационной и спектральной зависимостей.

Заключение. На основе совместного решения уравнений переноса излучения и теплопроводности получены термоэволюционные уравнения, связывающие наблюдаемые яркостные температуры с предшествующей эволюцией температуры поверхности или с эволюцией теплового потока через поверхность. Предложены и апробированы в эксперименте методы: а) определения динамики температуры (теплового потока) поверхности и подповерхностного профиля температуры полупространства по одно-волновым измерениям временной зависимости T_n (t); б) восстановления тепловой истории поверхности по измерению спектра $T_я(\lambda)$.

Рассмотрен случай неоднородной среды п предложен метод восстановления глубинного профиля влажности грунта по одноволновым измерениям $T_я$ (t) н T_0 (t) соответственно в СВЧ- и ИК-дпапазонах.

Методы, основанные на решении термоэволюционных уравнений, представляются весьма перспективными и для радиометрического зондирования поверхностей других планет и астероидов, поскольку из-за отсутствия влаги коэффициент излучения близок к единице, а температурные вариации, связанные с собственным вращением и движением по орбите, очень велики [20].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 . *Башаринов А. Е.*, *Гурвич А. С., Егоров С. Т.* Радиоизлучение Земли как планеты. М.: Наука, 1974. 188 с.
2. *Ulaby F. T., Moore R. K., Fung A. K.* Microwave remote sensing: active and passive. V. Ill: From theory to application. USA. North Berger: Arteh House, Inc., 1986. 2161 p.
3. *Шутко А. М.* СВЧ-радиометрия водной поверхности и почвогрунтов. М.: Наука, 1986. 190 с.
4. *Кондратьев К.* Я., *Григорьев А. А., Рабинович Ю.* //., *Шульгина Е. М.* Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности пз космоса / Под ред. К. Я. Кондратьева. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. 248 с.

5. *Эткин В. С., Шарков Е.А.* Возможности дистанционного исследования поверхности Земли при помощи радиофизических систем //' Космические исследования земных ресурсов. М.: Наука, 1976. С. 99—105.
6. *Рабинович Ю. //., Щукин Г. Г., Мелентьев В. В.* Определение *температуры* водной поверхности по радиоизлучению в сантиметровом диапазоне // Тр. ГГО. 1968.Вып. 222. С. 49—56.
5. *Гурвич А. С., Егоров С. Т.* Определение температуры поверхности моря по ее тепловому радиоизлучению // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1966.Т. 11. № 3. С. 305—313.
6. *Матвеев Д. Т.* Экспериментальные исследования температурного поля морской поверхности по ее тепловому излучению в радиодиапазоне // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4. № 5. С. 508—515.
7. *Кондратьев К. //., Тимофеев Ю.* Л/., *Шульгина В. М.* О возможностях определения характеристик поверхностного слоя почвы по ее тепловому радиоизлучению //ДАН СССР. 1970. Т. 194. № 6. С. 1313—1315.
10. *Кондратьев К.* Я., *Шульгина В. М.* Определение некоторых характеристик почвы по данным измерений ее микроволнового излучения // ДАН СССР. 1971. Т. 200. № 1. С. 86—97.
1 1 . *Гайкович К.* Я., *Резник А.* Я., *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.
12. *Гайкович К.* Я., *Резник А.* Я., *Троицкий Р. В.* Подповерхностное пассивное СВЧ-зондирование: определение температурного профиля, глубины промерзания, тепловой истории и других параметров почвогрунтов: Препринт № 250. Горький: ПИРФИ, 1988. 44 с.
13. *Шарков Е. А .* Об использовании радиотепловых систем СВЧ для исследования теплового взаимодействия в переходном слое на границе океан — атмосфера // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23. № 3. С. 655—658.
14. *Тихонов А.* Я., *Самарский А. А.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 736 с.
15. *Гайкович К.* Я., *Китай Ш. Д.* О возможности определения влагосодержания верхних слоев атмосферы радиометрическими методами // Исслед. Земли из космоса. 1982. № 5. С. 54-58.
16. *Тихонов А.* Я., *Гончарский А . В., Степанов В. В., Я гола А. Г.* Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М.: Наука, 1983. 200 с.
17. *Чудновскии А. Ф.* Теплофизика почв. М.: Наука, 1976. 497 с.
18. *Dobson С. М., Ulaby F. Т., Ilallikainen М. Т., El-Raye.< М. А.* Microwave dielectric behavior of wet soil. Pt II. Dielectric mixing models//IEEE Trans. Geosci.Remote Sensing. 1985. V. 23. № 1. P. 35—46.
19. *Bardati F., Solimini D.* On the emissivity of layered materials // IEEE Trans. 1987. V. GE-16. P. 138—143.
20. *Тихонова Т. В., Троицкий В. С.* Тепловое излучение Луны и физические свойства ее верхнего покрова (обзор) // Радиофизика. 1970. Т. 13. № 9. С. 1273—1311.

Горьковскнй научно-исследовательский радиофизический институт

Материал поступил в редакцию 4.10.89

K. P. GAIKOVICH

RADIOMETRY OF THE DYNAMICS OF THE TEMPERATURE, THERMAL FLOW, AND EARTH SURFACE PARAMETERS (USING THERMAL EVOLUTION EQUATIONS)

Research Institute of Radio Physics, Gor'kii

Equations are derived which relate brightness temperatures of the thermal emission of a hafl-space with surface temperature (thermal flow) evolution. Remote sensing methods are proposed to measure the temperature, thermal flow, and humidity of the earth surface.