

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
РСФСР

ГОРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (НИРФИ)

П р е п р и н т № 259

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЛУНЫ
ПО СПЕКТРУ ЕЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

К.П. Гайкович

В.Д. Кротиков

Горький 1988

Восстановление подповерхностного профиля температуры Луны по спектру ее СВЧ излучения // Препринт № 259. - Горький, НИРФИ. - 1988. - 24 с.

УДК 621.371:523.4

Выполнено восстановление постоянной и периодической составляющих подповерхностного профиля температуры Луны из решения интегрального уравнения для спектра яркостных температур ее теплового излучения. Интерпретация результатов указывает на наличие слоистой структуры поверхностного слоя. Получены оценки параметров слоев.

С о д е р ж а н и е

	Стр.
Введение	3
1. Теплопроводность и радиотепловое излучение лунного грунта.....	4
2. Обратная задача подповерхностного термического зондирования.....	6
3. Экспериментальные данные	8
4. Результаты восстановления подповерхностного профиля температуры	9
4.1. Постоянная составляющая температурного профиля	11
4.2. Восстановление переменной составляющей температуры и слоистой структуры поверхностного слоя лунного грунта	13
Заключение	21
Литература	22

В В Е Д Е Н И Е

По мере развития средств СВЧ радиометрии и методов анализа радиоастрономических данных открываются новые возможности дистанционного определения параметров, структуры и температурной динамики подповерхностного слоя планет, их спутников и астероидов. Физической основой подповерхностного радиотеплового зондирования является тот факт, что излучение, интенсивность которого пропорциональна температуре среды, формируется в слое, толщина которого возрастает с ростом длины волны и достигает нескольких метров в ДМ диапазоне. В данной работе для восстановления подповерхностного профиля температуры Луны используются методы решения интегрального уравнения для спектра яркостных температур. Поскольку при этом, в отличие от ранее выполненных работ, не используются предположения о теплофизических параметрах грунта, появляется возможность более точной оценки их структуры на основе восстановленного распределения температуры.

При анализе используются модели радиотеплового излучения и распространения тепла в многослойной среде.

I. Теплопроводность и радиотепловое излучение лунного грунта

В большинстве случаев поверхностный слой планеты рассматривается как однородное полупространство, которое подвергается периодическому тепловому воздействию Солнца из-за вращения планеты вокруг оси или по орбите. Уравнение теплопроводности для эволюции профиля температуры $T(z, t)$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}, \quad z \leq 0, \quad t \geq 0 \quad (I)$$

с граничным условием

$$T(0, t) = T_0 + T_1 \cos \omega t \quad (2)$$

имеет решение

$$T(z, t) = T_0 + T_1 e^{\beta z} \cos(\omega t + \beta z), \quad (3)$$

где $\beta = \sqrt{\omega/2a^2}$, a^2 - коэффициент температуропроводности. Рассматриваемая задача является так называемым уравнением "без начальных условий" [1], поскольку периодический процесс продолжается неограниченно долго.

Если пренебречь объемным и поверхностным рассеянием, которое судя по оценкам [2, 3] вносит вклад меньше погрешностей измерения, яркостная температура центра лунного диска на длине волны определяется из

$$T_r(\lambda) = (1-R) \int_{-\infty}^0 T(z) \varepsilon(\lambda) e^{\varepsilon z} dz, \quad (4)$$

где коэффициент отражения

$$R = \left(\frac{1 - \sqrt{\varepsilon'}}{1 + \sqrt{\varepsilon'}} \right)^2, \quad (5)$$

коэффициент поглощения

$$\varepsilon = \frac{2\pi \varepsilon''}{\sqrt{\varepsilon'} \lambda}, \quad (6)$$

определяющий толщину скин-слоя $d_c = 1/\alpha$; $\varepsilon = \varepsilon' - i\varepsilon''$
 комплексная диэлектрическая проницаемость среды, которая согласно
 [4] определяется плотностью

$$\begin{aligned} \sqrt{\varepsilon' - 1} &= (0,5 \pm 0,1)\rho, \\ \varepsilon''/\varepsilon' &= (0,005 \pm 0,002)\rho \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя (3) в (4), легко получить

$$\begin{aligned} T_{\text{я}}(\lambda) &= (1-R) \left(T_0 + \frac{T_1}{\sqrt{1+2\delta+2\delta^2}} \cos(\omega t - \Psi) \right), \\ \delta &= \frac{\beta}{\alpha}, \quad \Psi = \arctg \frac{\delta}{1+\delta}. \end{aligned} \quad (8)$$

На основе (8) были получены первые оценки параметров лунного грунта [5]: $\rho = 1,2 \pm 0,2$ г/см³, $1/\beta = 7 \pm 2$ см, $\varepsilon''/\varepsilon' = 0,005\rho$, $d_c = (16 \pm 2)\lambda$, $\varepsilon' = 2,5 \pm 0,4$, $R \approx 0,04$, что позволило предположить, что поверхностный слой Луны состоит главным образом из твердопородистых силикатов.

Однако, модель однородного полупространства, по-видимому, не вполне соответствует реальной ситуации. Так, радиолокационные и прямые измерения спускаемых аппаратов указывают, что поверхностный слой Луны имеет слоистую структуру: менее плотный поверхностный слой толщиной несколько сантиметров, слой силикатов, а на глубине нескольких метров начинаются более плотные скальные породы. Теория теплового радиоизлучения многослойных сред с учетом когерентности переотраженного излучения развита в [6] и использована, например, в [7]; анализ распространения температуры при периодическом нагреве поверхности многослойных сред выполнен в [8,9]. Учет возможной зависимости коэффициента теплопроводности от температуры приводит к изменению с глубиной постоянной составляющей в (3), которая в соответствии с [5] имеет вид:

$$T_0(z) = T_0 + b(1 - e^{-2\beta z}), \quad (9)$$

где b - постоянная. Следует также иметь в виду, что реальное изменение температуры поверхности несколько отличается от гармонической зависимости (2).

Идея данной работы заключается в решении (4) относительно $T(z)$ на основе имеющихся измерений $T_j(\lambda)$. Отклонение $T(z)$ от (3) может указывать на неоднородность структуры поверхностного слоя, что, в свою очередь, потребует применения более сложных (многослойных) моделей для решения обратной задачи. Некоторый положительный градиент температуры может быть обусловлен потоком тепла из недр планеты [5].

2. Обратная задача подповерхностного термического зондирования

Уравнение (4) и его обобщение [6] для многослойной среды представляют собой интегральные уравнения Фредгольма 1-го рода и являются некорректно поставленными задачами, которые для компактности можно представить в виде

$$AT \equiv \int_a^b T(z) A(\lambda, z) dz = T_j^\delta, \quad (10)$$

где $A(\lambda, z)$ — ядро определяющее вполне непрерывный интегральный оператор A , T_j^δ — измеренная реализация правой части, интегральная мера погрешности которой δ определяется неравенством

$$\int_c^d [T_j(\lambda) - T_j^\delta(\lambda)]^2 d\lambda \leq \delta^2, \quad d > c > 0, \quad (11)$$

где $T_j(\lambda)$ — правая часть (10), соответствующая точному решению $T(z)$. Без использования достаточной априорной информации малыми значениями δ^2 соответствуют сколь угодно большие ошибки определения T — говорят, что оператор, обратный вполне непрерывному, неограничен. Выбор конкретного алгоритма решения (10) зависит от вида используемой априорной информации. Такой информацией может быть принадлежность точного решения к компактному классу функций (например, монотонных или с ограниченной вариацией). Особенности решения (10), получаемого в этом случае путем минимизации невязки до уровня погрешности δ^2 , исследованы нами в [10, 11]. Информация о гладкости точного решения используется в методе Тихонова

[12], основанного на принципе обобщенной невязки. Этот метод исследовался нами при решении ряда физических задач [7, 11, 13–16], в том числе, и для подповерхностного зондирования слоистых сред

[7]. В указанных методах легко вводится дополнительная априорная информация в виде ограничений на градиент и величину искомой функции. Наиболее точное решение получается, когда задача решается относительно отклонения от модельного или "вероятного" распределения, поскольку в общем случае при решении уравнения типа (10) нельзя, в отличие от корректных задач, установить определенных соотношений между погрешностью правой части и ошибкой восстановления. Необходим численный эксперимент по замкнутой схеме, который позволяет судить о качестве восстановления для различных типов погрешности, которые моделируют специфические условия измерений. Численный эксперимент позволяет также выбрать оптимальные параметры измерений (набор и число длин волн), которые минимизируют погрешность восстановления. В случаях, когда имеется статистический ансамбль реализаций, можно установить связь между дисперсиями погрешностей измерений и ошибок восстановления [10]. Можно перебрать основные типы распределений, перекрывающих класс возможных распределений, встречающихся в реальной физической ситуации, и установить влияние погрешностей измерений на качество восстановления [7,11,13-16].

Опыт численных экспериментов по обратным задачам подповерхностного зондирования различных сред [7,11,14-16] показывает, что если восстанавливаемая функция имеет простой вид - монотонная или с одним максимумом, без резких изменений градиента, - относительная погрешность восстановления в 2-3 раза превосходит относительную погрешность измерений. При восстановлении функции с двумя максимумами, например, [14]) требования к точности возрастают на порядок.

Важен вопрос о наборе и информативном диапазоне значений длин волн измерений. Известно, что вариации $T(\xi)$ приводят из-за сглаживающего действия ядра к близким значениям вариаций яркостных температур на разных длинах волн. Интервал $\Delta\lambda$, на котором вариации яркостных температур различаются более, чем на величину среднеквадратичной погрешности измерений δT_j , определяет дискретизацию измерений по λ и минимально необходимое число длин волн измерения. Если измерения на соседних длинах волн независимы, избыточность набора может быть использована для уменьшения уровня погрешности измерений. Действительно, если мы имеем n длин волн при минимально необходимом наборе n_0 , то можно выделить n/n_0 независимых нормальных случайных вектора $T_j(\lambda)$, путем усредне-

ния которых можно получить вектор, среднеквадратичное отклонение которого от истинного распределения $T_{\text{я}}(\lambda)$ в $\sqrt{n/n_0}$ меньше, чем у отдельных реализаций. Минимизация невязки в процессе решения до уровня δ автоматически обеспечивает стремление восстановленного распределения $T_{\text{я}}^{\text{в}}(\lambda)$ точному по мере роста числа независимых измерений и уменьшения эффективной погрешности до уровня $\delta/\sqrt{n/n_0}$. Ясно, что систематическая погрешность не может быть уменьшена путем усреднения. Для восстановления монотонного профиля при точности измерений 10% с точностью 20-30% достаточно 3-4 длин волны, а для более сложных, например, двуомодальных, необходимо ~ 10 длин волн при одновременном росте точности измерений до $\sim 1\%$ (см. [14]). Максимальная длина волны выбирается таким образом, чтобы толщина скин-слоя на ней перекрывала по глубине зондируемый слой.

3. Экспериментальные данные

В работе использованы результаты наземных радиометрических измерений яркостных температур Луны, приведенных в обзоре [5]. К сожалению, при обработке экспериментов результаты, как правило, представляются в виде

$$T_{\text{я}}(\lambda) = T_{\text{я}0}(\lambda) + T_{\text{я}1}(\lambda, t),$$

$$T_{\text{я}1}(\lambda, t) = T_{\text{я}1}(\lambda) \cos(\omega t - \psi_1(\lambda)). \quad (12)$$

Такой способ сглаживает данные и не позволяет выполнить более тонкий их анализ с учетом конкретной динамики яркостных температур и температуры поверхности, например, на основе термозволционных уравнений, предложенных в [15,16]. Тем, не менее, поскольку измерения на различных длинах волн независимы, совокупность данных позволяет решать обратную задачу восстановления подповерхностного температурного профиля, которая с учетом (12) распадается на задачу восстановления постоянной составляющей температурного профиля $T_0(z)$ и переменной составляющей $T_1(z, t)$ для фазы, соответствующей моменту t :

$$\int_{-\infty}^0 T_0(z) A(z, \lambda) dz = T_{\text{я}0}(\lambda), \quad (13)$$

$$\int_{-\infty}^0 T_1(z, t) A(z, \lambda) dz = T_{я1}(\lambda, t) = T_{я1}(\lambda) \cos(\omega t - \Psi_1(\lambda)). \quad (14)$$

Профиль температуры в момент

$$T(z, t) = T_0(z) + T_1(z, t). \quad (15)$$

Важен вопрос о погрешности измерений, оценка которых необходима для нахождения регуляризованного решения. В экспериментальных работах приводится ошибка абсолютных радиометрических измерений яркостных температур. Очевидно, однако, что эти погрешности относятся непосредственно лишь к постоянной составляющей $T_{я0}$, но не могут использоваться для переменной составляющей $T_{я1}(\lambda, t)$, поскольку при измерении периодического процесса с амплитудой $T_{я1}$ исключается постоянная составляющая погрешности абсолютных измерений и остается только погрешность масштаба градуировки, которую можно оценить на основе

$$\frac{\delta T_{я1}}{T_{я1}} = \frac{\delta T_{я}}{T_{я}}. \quad (16)$$

В табл. 1 приведены значения $T_{я0}(\lambda)$, $T_{я1}(\lambda)$, $\Psi_1(\lambda)$ и $\delta T_{я}(\lambda)$, полученные для центра диска с учетом конкретных ширин диаграммы направленности [17].

4. Результаты восстановления подповерхностного профиля температуры

Из анализа данных, представленных в табл. 1 представляется очевидным, что перспективы восстановления постоянной и переменной составляющих температурного профиля существенно различны. Так спектральные вариации постоянной составляющей $T_{я0}(\lambda)$ сравнимы с уровнем погрешностей измерений и, даже с учетом избыточности измерений, трудно рассчитывать на получение значимых результатов при решении обратной задачи. Дополнительную неопределенность вносит неточное знание модели среды: так, при наличии многослойной структуры возникает спектральная зависимость $T_{я0}(\lambda)$, вид которой зависит от параметров и положения слоев; может иметь некоторое значение и подповерхностное рассеяние [2].

Таблица 1

λ , см	$T_{я0}$, К	$T_{я1}$, К	$\delta T_{я}$, К	Ψ_1 , град
0,087	196	148,4	29	4,8
0,106	189	116,7	22	13
0,126	169	113,8	22	9,5
0,142	167	108,5	18	22
0,145	202	112,8	23	19
0,18	244	122,3	36	14
0,225	203,6	84,2	18	17
0,32	226	66,2	17	22
0,33	196	70	20	27
0,41	222,7	75,7	8	23
0,63	227,1	58	4	28
0,86	230,4	48,2	4	24
1,25	242,4	50,4	11	64
1,45	234,7	45,5	10	37
1,63 ⁺)	226,5	43,4	4	20
1,8	220,5	30	10	30
2,0	224,9	23,5	8	30
2,5	229,3	19,1	5	42
3,2 ⁺⁺⁾	232,7	16,5	2,5	35
7,93	235,8	8,6	7	40
9,6	238	8,6	5	50
11,0	239,1	7,4	7	55
14,2	241,3	-	6	-
20,8	245,6	-	6	-
25	246,7	-	8	-
30,2	247,8	-	7	-
31,25	247,6	-	7	-
32,36	251,1	-	7	-
35	257,6	-	10	-
35,2	245,6	-	8	-
36	258,7	-	10	-
40	244,5	-	9	-
50	262,0	-	14	-
54	238	-	9	-
60,25	235,8	-	10	-
70,16	236,9	-	16	-

+) Значения получены путем усреднения 2-х независимых измерений на $\lambda = 1,63$ см.

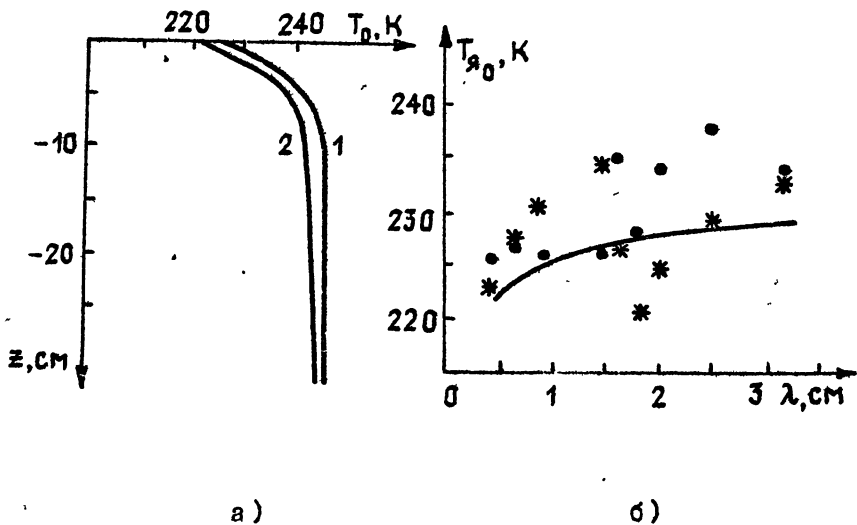
++) Значения получены путем усреднения 4-х независимых измерений на $\lambda = 3,2$ см.

Гораздно сильнее спектральный ход переменной составляющей $T_{я1}(\lambda)$. Толщина скин-слоя уже при $\lambda = 11$ см практически перекрывает по глубине диапазон, где T_1 значительно отличается от нуля. Погрешности измерений с учетом (16) составляют 5-10% в соответствии с приведенными выше оценками, что позволяет восстановить профиль $T_1(z)$ с точностью 15-20%. Влияние многослойности среды (плотности теплопроводности) должно проявляться в особенностях формы профиля температуры и, если соответствующие вариации спектра $T_{я1}(\lambda)$ будут больше уровня погрешности и спектральных вариаций, вызванных зависимостью от длины волны коэффициента излучения многослойной среды, это позволило бы по восстановленному профилю $T_1(z)$ судить о наличии и параметрах слоистой структуры лунного грунта в планетарном масштабе.

4.1. Постынная составляющая температурного профиля.

Спектр $T_{я0}(\lambda)$ имеет две главные особенности: рост $T_{я}$ на волнах до $\lambda \approx 0,4$ см и падение в диапазоне $\lambda \approx 35$ см. Рост $T_{я0}$ в коротковолновом диапазоне объяснялся на основе предположения о нелинейном характере температурной зависимости коэффициента теплопроводности, которая приводит к распределению $T_0(z)$ вида (9) [5]. Некоторый рост $T_{я0}$ в диапазоне 10-30 см объяснялся наличием градиента температуры, обусловленного тепловым потоком из недр планеты [5]. Однако и влияние слоистости структуры грунта также может привести к вариациям $T_{я0}(\lambda)$ даже при изотермическом распределении $T_0(z)$.

Задача восстановления $T_0(z)$ до глубины ~ 30 см из решения обратной задачи (13) для спектра в диапазоне $\lambda \leq 3$ см рассматривалась для модели однородного грунта с плотностью $\rho = 1,35$ г/см³ и для двухслойной модели, в которой верхний слой имел плотность $0,92$ г/см³, а плотность второго слоя при $z < -3$ см составляла $\rho_2 = 1,35$ г/см³. Использовалась априорная информация (на основе данных ИК измерений температуры поверхности) в виде ограничения $T_0(z) \approx 219$ К. Наиболее коротковолновые измерения с очень большими погрешностями не использовались при восстановлении. Результаты, представленные на рис. 1, согласуются с теоретическим распределением (9) при значениях параметров $T_0 = 220 \div 225$ К, $\beta = 25$ К, $\beta \approx 0,12$. Модель со слоистой структурой позволяет получить более близкое соответствие восстановленного спектра с данными измерений, но



Р и с . 1

Восстановление постоянной составляющей $T_0(z)$ в поверхностном слое:

а) 1 - профиль $T_0(z)$, восстановленный из решения (13) для однородной модели ,

2 - $T_0(z)$ - для двухслойной модели;

б) точки - экспериментальные значения $T_{я0}(\lambda)$,
сплошная кривая - соответствует $T_{я0}(\lambda)$, вычисленным для
профиля 1 на рис. 1а ,

звездочки - значения $T_{я0}(\lambda)$ для профиля 2.

с учетом уровня погрешности измерений и неопределенности параметров модели однозначный вывод сделать трудно. Видно, что многослойность может приводить к резким особенностям спектра с амплитудой 5–10 К.

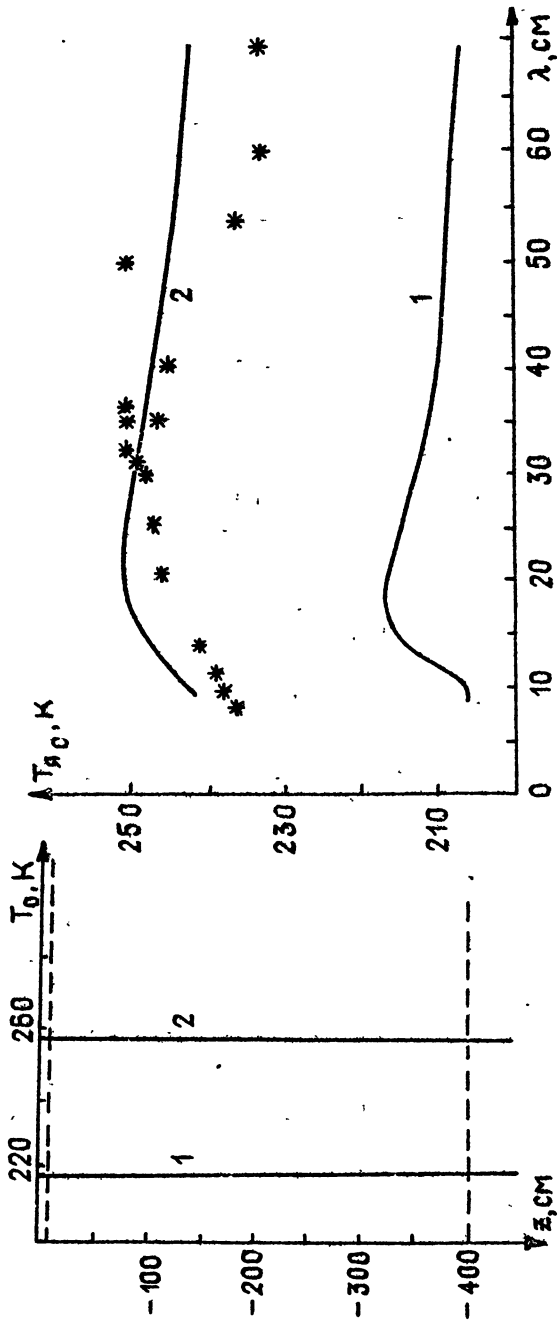
Падение $T_{я0}(\lambda)$ в длинноволновой части спектра объясняется изменением коэффициента излучения из-за наличия слоя плотной скальной породы на глубине, определяемой толщиной скин-слоя на соответствующих длинах волн.

На рис. 2 представлены результаты решения обратной задачи для данных табл. 1 в диапазоне 7–70 см для трехслойной модели: в диапазоне $-3 \text{ см} < z \leq 0$ $\rho = 0,9 \text{ г/см}^3$; при $-4 \text{ м} < z \leq 3 \text{ см}$ $\rho_2 = 1,35 \text{ г/см}^3$; при $z \leq -4 \text{ м}$ $\rho = 2,7 \text{ г/м}^3$. Решение искалось с ограничением $T_0(z) \geq 219 \text{ К}$. Восстановленный с точностью до погрешностей измерений профиль $T_0(z)$ оказался постоянным по глубине ($T_0(z) = 257,4 \text{ К}$), т.е. спектральная зависимость $T_{я0}(\lambda)$ в рассматриваемом диапазоне при заданном уровне погрешности объясняется влиянием многослойности среды на коэффициент излучения. При имеющейся неопределенности параметров слоистой структуры грунта получить информацию об отклонении $T_0(z)$ от изотермического профиля представляется невозможным.

Выполненные исследования показывают, что модель многослойной среды позволяет интерпретировать профиль температуры в рамках теоретической модели (9). Решение задачи отдельно в 2-х спектральных интервалах позволило снизить требования к дискретизации при численном решении задачи и физически вполне оправдано: на значения $T_{я0}$ при $\lambda > 7 \text{ см}$, практически не влияют особенности $T_0(z)$ на интервале $-20 \text{ см} \leq z \leq 0$, а спектр в диапазоне $\lambda < 3 \text{ см}$ не несет информации о глубоких слоях. Результирующий профиль получается заменой участка профиля $T_0(z)$ на рис. 2 в диапазоне $-30 \text{ см} \leq z \leq 0$ на профиль рис. 1. Результаты указывают на наличие слоя плотных скальных пород на глубине нескольких метров и подтверждают гипотезу о температурной зависимости теплопроводности грунта.

4.2. Восстановление переменной составляющей температуры и слоистой структуры поверхностного слоя лунного грунта.

Как отмечалось выше, спектральный ход $T_{я1}(\lambda)$ имеет амплитуду ~ 150 К, что при погрешностях измерения 5–10% позволяет в принципе восстановить наиболее значительные детали глубинного распределения $T_1(z, t)$ в различные фазы освещенности Луны. За период



а)

б)

Р и с. 2

Восстановление $T_0(z)$ до максимально доступных глубин :

а) 1 - ограничение $T_0(z) = 219^\circ\text{K}$,

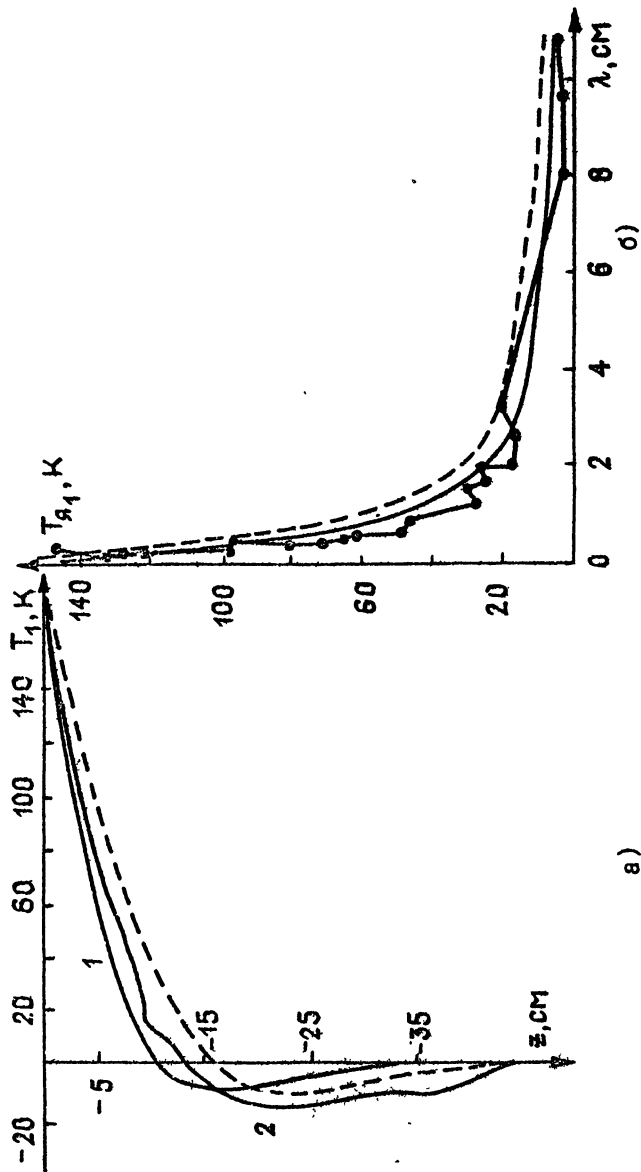
2 - восстановленный профиль $T_0(z)$,

пунктир - границы слоев;

б) 1 - зависимость $T_{\lambda_0}(\lambda)$, рассчитанная для профиля I на рис. 2 а,

2 - $T_{\lambda_0}(\lambda)$ для восстановленного профиля,

звездочки - экспериментальные значения T_{λ_0} .



Р и с. 3

Численное моделирование:

а) 1 - исходный профиль $T_1 = 170 \exp(z/7)$,

2 - восстановленный профиль,

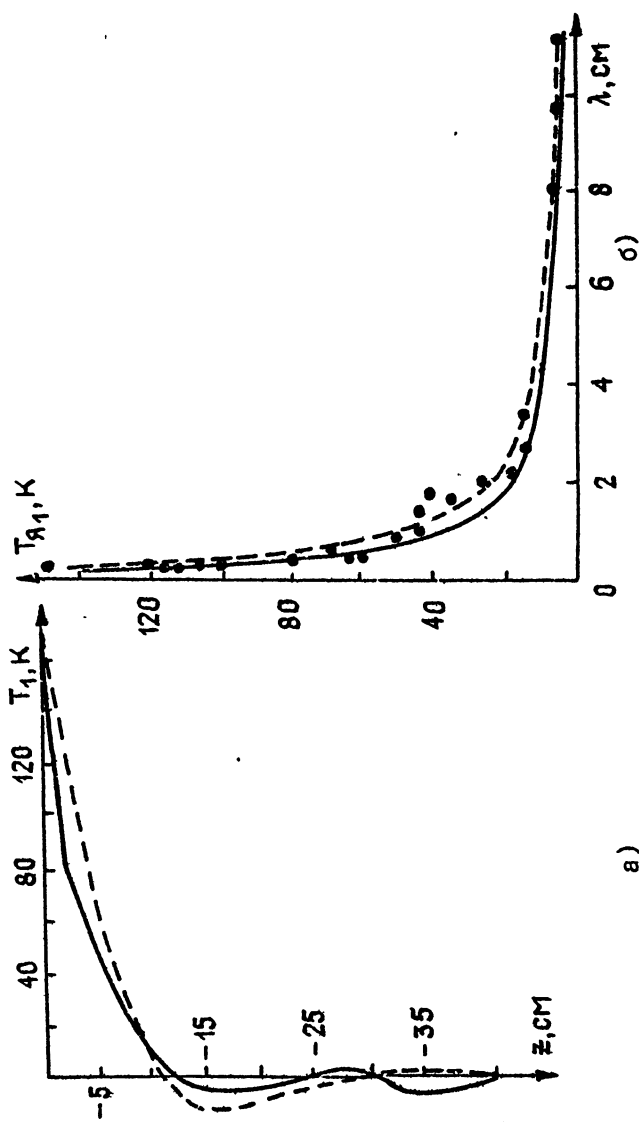
пунктир - ограничение $T_1 = 170 \exp(z/10) \cos(z/10)$;

б) сплошная кривая с точками - "данные", соответствующие яркостным температурам для исходного профиля (кривая 1 на рис. 3 а) плюс погрешность с заданной дисперсией, оплосная кривая - $T_{я1}(\lambda)$ для профиля 2, пунктир - $T_{я1}(\lambda)$ для пунктирного распределения на рис. 3 а.

изменения фаз (29,4 дня) глубина проникновения температурной волны, определяющая слой, где $T_1(z)$ значительно отличается от нуля не превосходит 20 см. Численные эксперименты показали, что при уровне погрешностей, соответствующем (16) для данных табл. 1, точность восстановления $T_1(z)$ в слое толщиной 5 см составляет не хуже 15%, возрастая к поверхности, где значение $T_1(z)$ считается известным точно (по данным ИК измерений). На рис. 3 представлен пример численного моделирования восстановления заданного профиля температуры (распределение (3) при $T_1 = 170$ К, $l/\beta = 7$ см $\varphi = \omega t = 0$) по значениям рассчитанных яркостных температур, на которые набрасывалась случайная погрешность с дисперсией, согласно (16). Использовалась модель однородной среды с плотностью $\rho = 1,35$ г/см³. Решение искалось в виде отклонения от распределения (3) с параметром $1/\beta = 10$ см. Видно, что измерения при существующем уровне точности способны различать температурные волны с характерными глубинами 7 и 10 см.

На рис. 4 приведены результаты восстановления $T_1(z)$ для фазы $\varphi = \omega t = 0$ по данным табл. 1 для однородной модели с $\rho = 1,35$ г/см³. Решение искалось как отклонение от решения уравнения теплопроводности вида (3) ($1/\beta = 7$ см). Видно, что в слое 0–3 см градиент температуры существенно (примерно 1,5–2 раза) превышает градиент в более глубоких слоях. Отсюда из непрерывности теплового потока следует, что коэффициент теплопроводности поверхностного слоя также примерно в 1,5–2 раза меньше, чем на глубине ниже 3 см, т.е. $K_2/K_1 \approx 1,5-2$. Это может быть связано с более рыхлой структурой и меньшей плотностью поверхностного слоя. Характер профиля во 2-ом слое соответствует теплопроводности с параметром $1/\beta \approx 7$ см.

Многослойность среды в свою очередь должна оказывать влияние на вид ядра (14), приводя при этом к спектральной зависимости коэффициента излучения. Численный эксперимент показывает, что при использовании однородной модели вместо адекватной двухслойной модели восстановленный градиент температуры в менее плотном поверхностном слое несколько занижается по сравнению с истинным, т.е. обнаружение многослойности среды в рамках однородной модели переноса излучения вполне возможно. К сожалению, нельзя строго решать обратную задачу (14) одновременно относительно распределения $T_1(z)$ и параметров слоистой структуры среды, но оценка по данным восстановления на рис. 4 примерной толщины слоя и величины скачка теплопро-

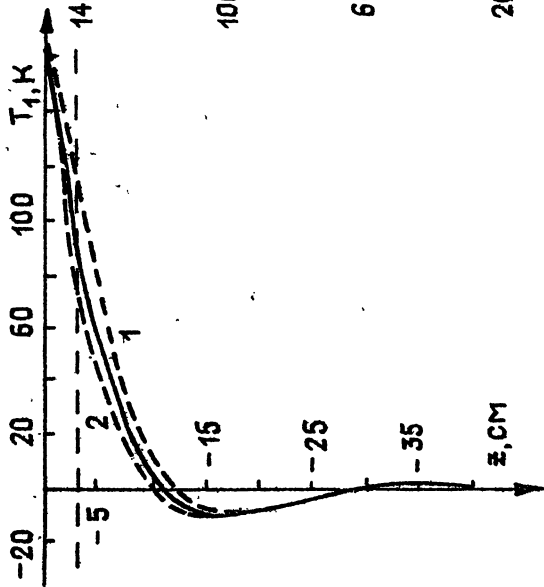


а)

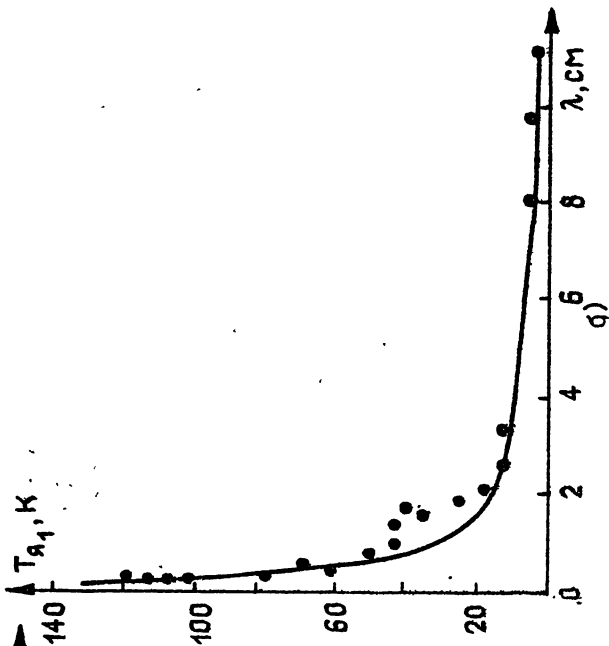
Р и с. 4

Результаты восстановления переменной соотвляющей $T_1(z)$ для однородной модели:

- а) сплошная кривая - профиль $T_1(z)$, восстановленный для фазы Луны $\varphi = 0$ по данным табл. 1, представленным на рис. 4 б точками, пунктир - ограничение $T_1 = 170 \exp(z/7) \cos(z/7)$;
- б) сплошная кривая - $T_{Я1}(\lambda)$, соответствующая восстановленному профилю, пунктир - зависимость $T_{Я1}(\lambda)$, соответствующая распределению, представленному на рис. 4 а пунктиром, точки - данные измерений $T_{Я1}(\lambda)$ из табл. 1.



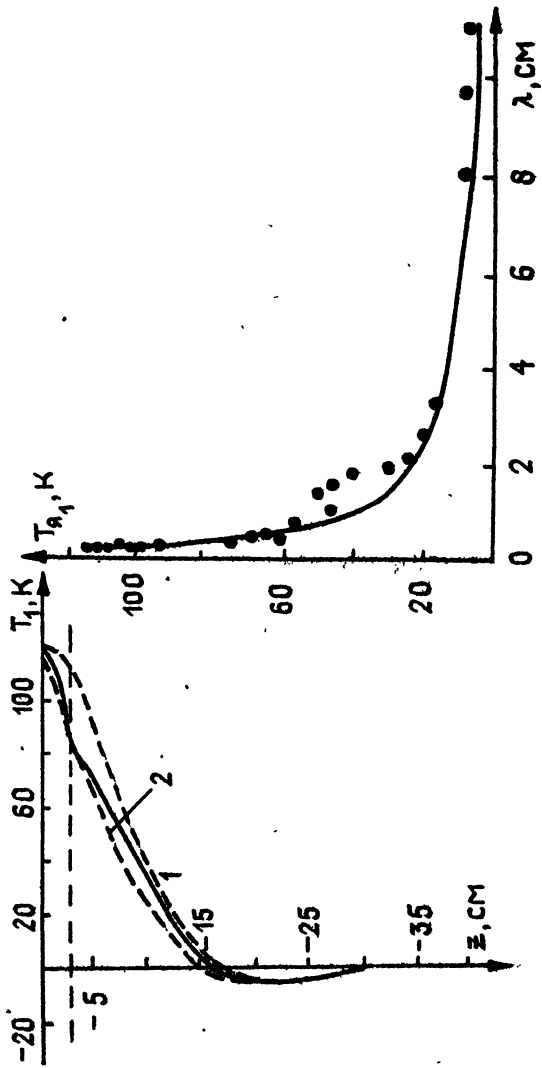
а)



Р и с. б

Результаты восстановления:

- а) сплошная кривая - восстановленный профиль $T_1(z)$ для фаз Луны $\varphi = 0$, пунктирная кривая 1 - ограничение $T_1(z) = 170 \exp(z/7) \cos(z/7)$, пунктирная кривая 2 - решение уравнения теплопроводности для двухслойной модели;
- б) сплошная кривая - $T_{\text{в}1}(\lambda)$, соответствующая восстановленному профилю $T_1(z)$, точки - данные измерений $T_{\text{в}1}(\lambda)$.



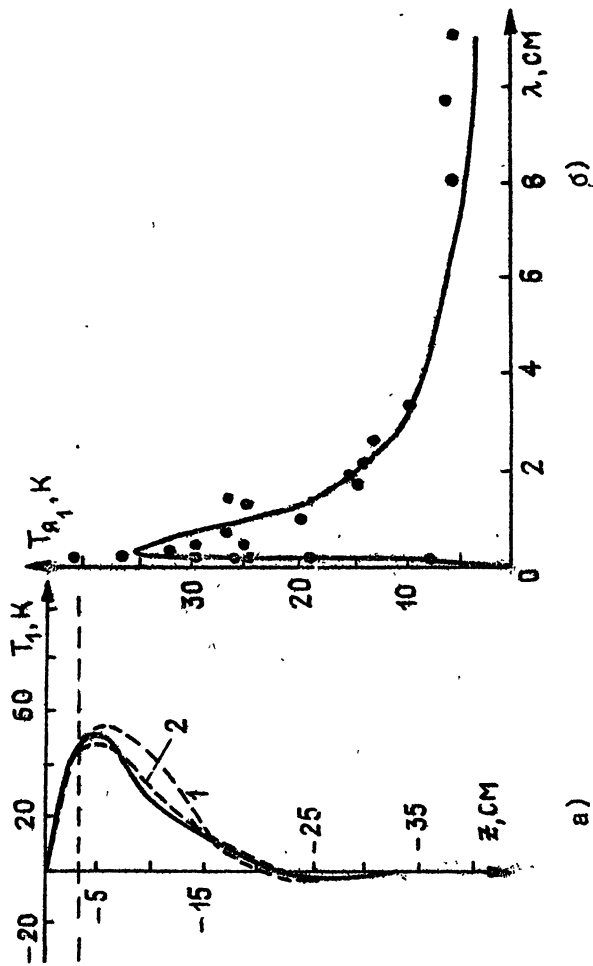
а)

б)

Р и с. 6

Результаты восстановления:

- а) сплошная кривая - восстановленный профиль $T_1(z)$ для фазы Дунь $\varphi = \pi/4$,
 пунктирная кривая 1 - ограничение $T_1(z) = 170 \exp(z/7) \cos(\pi/4 + z/7)$,
 пунктирная кривая 2 - решение уравнения теплопроводности для двухслойной модели;
- б) сплошная кривая - $T_{Я1}(\lambda)$, соответствующая восстановленному профилю $T_1(z)$,
 точки - данные измерений $T_{Я1}(\lambda)$.



Р и с. 7

Результаты восстановления :

- а) сплошная кривая - восстановленный профиль $T_1(z)$ для фаз Луны $\varphi = \pi / 2$,
 пунктирная кривая 1 - ограничение $T_1(z) = 170 \exp(z/7) \cos(\pi/2 + z/7)$,
 пунктирная кривая 2 - решение уравнения теплопроводности для двухлопной модели ;
- б) сплошная кривая - $T_{\lambda_1}(\lambda)$, соответствующая восстановленному профилю $T_1(z)$,
 точки - данные измерений $T_{\lambda_1}(\lambda)$.

водности (а следовательно, и плотности) позволяет интерпретировать измерения на основе двухслойной модели и сопоставить результаты восстановления с решением уравнения теплопроводности с периодическим граничным условием (2) для двухслойной среды, согласно формулам [8,9], для которой $K_2/K_1 = 1,5$, $1/\beta_2 = 7$ см. На рис. 5-7 представлены результаты восстановления для двухслойной модели с параметрами $\rho_1 = 0,9$ г/см³ при $z > -3$ см и $\rho_2 = 1,35$ г/см³ при $z \leq -3$ см для фаз $\Psi = 0$ (полнолуние), $\pi/4$ и $\pi/2$, которые хорошо соответствуют приведенным на этих же рисунках распределениям $T_1(z)$ из решения уравнения теплопроводности так же для двухслойной модели. Путем варьирования теплоемкостей слоев можно было бы добиться и более близкого соответствия, но, принимая во внимание реальную точность восстановления, вряд ли это оправдано.

Каждая из фаз имеет свою специфическую ценность для интерпретации и восстановления динамики $T_1(z, t)$. Так, в полнолуние $T_1(0)$ достигает своего максимального амплитудного значения, максимален и градиент в поверхностном слое, что создает наилучшие возможности для восстановления специфики $T_1(z)$, обусловленной слоистой структурой грунта. В фазе $\pi/4$ аргумент косинуса в (14) близок к нулю для большинства длин волн и влияние на интерпретацию динамики температуры вносимое погрешностью фазы Ψ_1 в (14), минимально. При фазе $\pi/2$ вклад поверхностного слоя в $T_{я1}$ минимален, что улучшает точность восстановления распределения температуры в более глубоких слоях до ~ 15 см (см. рис. 7). В целом, фазовая динамика восстановленного профиля соответствует динамике температуры из решения уравнения теплопроводности при указанных выше значениях параметров двухслойной среды.

Заключение

В работе выполнено восстановление постоянной и периодической составляющей подповерхностного профиля температуры Луны из решения интегрального уравнения для спектра яркостных температур на основе совокупности имеющихся радиометрических измерений. Выполнена интерпретация на основе модели излучения и распространения тепла в среде со слоистой структурой диэлектрических и теплофизических параметров. Основным результатом работы является восстановление уменьшения градиента температуры на глубине ~ 3 см в 1,5-2 раза,

что свидетельствует о том, что поверхностный слой имеет в 1,5-2 раза меньшую теплопроводность (а следовательно, и меньшую плотность), чем более глубокие слои лунного грунта.

Результаты восстановления постоянной составляющей температуры указывают на наличие слоя плотных скальных пород на глубине нескольких метров и подтверждают гипотезу о температурной зависимости коэффициента теплопроводности.

Перспективы дистанционных исследований подповерхностной структуры Луны и других небесных тел связаны с непрерывным измерением динамики яркостных температур в широком спектральном диапазоне, включая ИК, при высоком угловом разрешении участков поверхности с относительно однородной структурой поверхности. Это позволило бы применить для интерпретации методики исследования на основе более общего подхода, связанного с использованием термоэволюционных уравнений, развитых в [15,16], а также изучить вариации подповерхностной структуры в различных географических и геологических областях лунной поверхности.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. - М.: Наука, 1977. - 736 с.
2. Keith S.J. Effects of subsurface volume scattering on the lunar microwave brightness temperature spectrum. - *Icarus*, 1982-V. 52.-P. 570-584.
3. Троицкий В.С., Алексеев В.А. и др. Влияние шероховатости верхнего покрова Луны на излучательную способность и распределение радиояркости // *Астрон. ж.* - 1967, - Т.44, № 5. - С.1070-1075.
4. Кротиков В.Д. Некоторые электрические характеристики земных пород и их сравнение с характеристиками поверхностного слоя Луны // *Изв. вузов - Радиофизика.* - 1962. - Т.5, № 6. - С.1057-1061.
5. 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.
6. Bardati F., Solimini D. On the emissivity of layered materials. - *IEEE Trans.*, 1978. - V. GE-16. - P. 138-143.

7. 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.
8. Bardati F., Solimini D., Tognolatti P. Effect of electrical and thermal properties of materials on microwave brightness temperature of the terrestrial crust. - Proceedings of IG ARSS'86 Symposium, Zürich, 8-11 Sept. 1986, V. 1, Paris, 1986, P. 605-609.
9. Carslaw H.S., Jaeger J.C. Conduction of heat in solids, 2nd ed; 1959, Oxford: Oxford Univ. Press, 21.
10. Василенко Н.А., Гайкович К.П., Сумин М.И. Метод определения профилей температуры атмосферы по наблюдениям астрономической рефракции звезд. Доклады АН СССР. - 1986. - Т.290, № 6. - С.1332-1335.
11. 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. - 23, № 7. - С. 761-766.
12. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. - М.: Наука, 1979. - 288 с.
13. Гайкович К.П., Сумин М.И. Возможности восстановления метеопараметров пограничного слоя атмосферы из СВЧ радиометрических измерений. Тезисы докл. 7-го Всесоюзного совещания по радиометеорологии. - М., 1986. - С. 6.
14. Гайкович К.П., Резник А.Н., Сумин М.И., Троицкий Р.В. Определение профиля температуры воды по многочастотным измерениям теплового радиоизлучения. Препринт НИРФИ № 214. Горький, 1986.
15. Гайкович К.П., Резник А.Н., Троицкий Р.В. Подповерхностное СВЧ зондирование: определение температурного профиля, глубины промерзания, тепловой истории и других параметров почвогрунтов. Препринт НИРФИ № 250, Горький, 1988.
16. Гайкович К.П., Резник А.Н. Восстановление тепловой истории по-

верхности среды по спектру ее радиотеплового излучения // Изв. вузов - Радиофизика. (в печати).

17. Кротиков В.Д. Учет усредняющего действия диаграммы направленности антенны при измерениях радиоизлучения Луны. // Изв. вузов - Радиофизика. - 1965. - Т.8, № 3. - С.453-461.

Дата поступления статьи

28ноября 1988 г.

Константин Павлович Гайкович

Вячеслав Дмитриевич Кротиков

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ЛУНЫ
ПО СПЕКТРУ ЕЕ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

Подписано в печать 19.12.89 г. МЦ 00999. Ф о р м а т 60 x 84 1/16
Бумага писчая. Печать офсетная. Объем 1,48 усл. п. л. Заказ 4819. Тираж 120
Бесплатно

Отпечатано на ротационной в НИРФИ