

УДК 551.501.8

ДИСТАНЦИОННОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ АТМОСФЕРЫ ИЗ СПЕКТРАЛЬНЫХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ В ЛИНИИ $\lambda=5$ мм

A. B. Троицкий

Рассмотрены вопросы выбора полосы анализа, частот и количества информативных каналов при спектральном термическом зондировании атмосферы в линии $O_2 \lambda=5$ мм. Дано описание четырехканального радиометра диапазона 53,5—55 ГГц. Исследуются методика и точность спектральных радиометрических измерений. Приведены результаты экспериментального определения профиля температуры до высот $h=10$ км и обсуждается точность восстановления.

Решение задачи по определению высотного профиля температуры из наземных измерений радиоизлучения атмосферы на склоне линии поглощения кислорода $\lambda=5$ мм возможно тремя способами [1—6]:

- 1) по измерениям теплового радиоизлучения на одной частоте при различных зенитных углах (угловой способ);
- 2) по измерениям теплового радиоизлучения на ряде длин волн, расположенных на склоне полосы $\lambda=5$ мм при фиксированном угле (частотный способ);
- 3) по измерениям теплового радиоизлучения на ряде длин волн и углов (комбинированный способ).

Все перечисленные способы идентичны в смысле принципиальных возможностей и дают одинаковый результат по точностным характеристикам. Угловой способ обладает наименьшей оперативностью, так как сканирование осуществляется последовательно. Кроме того, он предполагает горизонтальную изотермичность на расстоянии $L \sim 5$ км, что не всегда выполняется, особенно при наличии конвективной облачности. Наиболее оперативен частотный способ при параллельном приеме на всех частотных каналах, но он встречает определенные технические трудности по созданию многоканальной (5—6 каналов) приемной системы с широкой полосой анализа ~ 3 —4 ГГц. Исходя из сказанного, комбинированный способ является компромиссным вариантом, позволяющим осуществлять зондирование в трех частотных каналах, перекрывающих полосу анализа ~ 2 ГГц на двух углах.

1. Общие требования при решении задачи выбора оптимальных условий (частот и углов) зондирования тропосферы в интервале $h=0$ —10 км вытекают из физических основ дистанционного зондирования атмосферы:

- полное вертикальное поглощение $\tau_m > 1$;
- существенное изменение уровней выхода излучения с изменением частоты или угла;
- отличие от нуля вариаций яркостной температуры атмосферы, обусловленных вариациями профиля температуры;
- возможно большая независимость измеряемой величины яркостной температуры в каналах зондирования.

Следует отметить важное физическое обстоятельство, что при термическом зондировании выполняется принцип эквивалентности частотно-угловых пар $\{v_i \theta_j\}$ зондирования, определяемых из условия равенства уровней выхода излучения $H_v(v, \theta)$ на трассе зондирования:

$$H_v(v_i, \theta_j) = H_v(v_n, \theta_m). \quad (1)$$

Под уровнем выхода излучения понимается высота H_v от поверхности Земли, на которой поглощение $\tau(H_v) = \frac{1}{\cos \theta} \int_0^{H_v} \gamma_v(h) dh$ становится равным единице, т. е. $\tau(H_v) = 1$. На частотно-угловых парах, определяемых из (1), выполняется приближенное равенство яркостных температур $T_{\text{я}}(v_i, \theta_j) \approx T_{\text{я}}(v_n, \theta_m)$. Действительно, рассмотрим простейшую идеализацию, когда температура атмосферы меняется линейно, $T(h) = T_0 + ah$, а коэффициент поглощения постоянен, $\gamma_v(h) = \text{const}$. При сделанных предположениях $\tau(H_v) = \cos^{-1} \theta \gamma_v H_v = 1$ и $\gamma_v = \cos \theta / H_v$. Тогда из общего выражения для яркостной температуры атмосферы имеем

$$\begin{aligned} T_{\text{я}} &= \frac{1}{\cos \theta} \int_0^{\infty} T(h) \gamma_v(h) \exp \left(-\frac{1}{\cos \theta} \int_0^h \gamma_v(h') dh' \right) dh = \\ &= \int_0^{\infty} (T_0 + ah) \frac{1}{H_v} \exp \left(-\frac{h}{H_v} \right) dh = T_0 + aH_v, \end{aligned} \quad (2)$$

т. е. яркостная температура атмосферы равна кинетической на высоте уровня выхода излучения H_v и при равенстве уровней выхода для двух наборов $\{v_i, \theta_j\}$ выполняется равенство яркостных температур. Можно показать, что и при линейной зависимости γ_v от высоты h яркостная температура будет равна кинетической на фиксированной (для данного профиля $T(h)$) высоте $H > H_v$. Однако сложная зависимость коэффициента поглощения $\gamma_v(h)$ от высоты для реальной атмосферы делает равенство $T_{\text{я}}(v_i, \theta_j) \approx T_{\text{я}}(v_n, \theta_m)$ приближенным, причем максимальное отличие составляет всего 0,4 К в интервале частот $v = 53,5 - 57$ ГГц и углов $\theta = 0 - 90^\circ$. Следовательно, при термическом зондировании одни и те же физические условия зондирования реализуются при различных комбинациях частот v_i и углов θ_j .

На рис. 1 приведены значения уровней выхода излучения при различных θ и v . Кривые $H_v(v, \theta) = \text{const}$ соответствуют полной идентичности условий зондирования и эквивалентности пар $\{v_i, \theta_j\}$.

Исходя из сформулированных выше физических условий, рассмотрим вопрос о полосе анализа при термическом зондировании атмосферы в линии $O_2 \lambda = 5$ мм. На ее длинноволновом склоне эти условия реализуются в диапазоне частот $v = 52,5 - 58$ ГГц и в интервале углов $\theta = 0 - 90^\circ$. Однако диапазон $v = 52,5 - 58$ ГГц можно ограничить снизу частотами $v = 53,5 - 54$ ГГц. Это утверждение основано на том, что, как показано в [5], основной вклад в информативность радиометрических измерений дает нижний слой тропосферы $h = 0 - 4$ км, в то время как уровень выхода излучения даже на $v = 53$ ГГц составляет уже $H_v = 7,5$ км. Кроме того, и вариации яркостной температуры $\delta T_{\text{я}}^r$ [16], обусловленные вариациями профиля температуры на частотах $v < 53,5$ ГГц, еще незначительны по сравнению с ошибками измерений (см. рис. 2). В метеорологическом смысле это говорит о более высокой стабильности профиля $T(h)$ на высотах $h = 4 - 10$ км по сравнению с высотами $h = 0 - 4$ км. В радиофизическом же аспекте это свидетельствует о слабом влиянии вариаций профиля $T(h)$ на высотах $h > 4$ км на яркостную температуру в линии $\lambda = 5$ мм. Исходя из сказанного, не имеет смысла выбирать частоты зондирования ниже $v = 53,5 - 54$ ГГц, где уровни выхода излучения соответственно равны $H_v(v, \theta) \approx 4,0$ км и $H_v(v, \theta) \approx 2,7$ км. Отсюда следует, что эффективный высотный интервал зондирования не превосходит $h_{\text{эфф}} = 0 - 4$ км.

В коротковолновой части рассматриваемого диапазона измерения на частотах выше $\nu=57$ ГГц также не имеют смысла, поскольку уровни выхода излучения практически не меняются и информация о $T(h)$ идет с одного и того же слоя $h=0-0,4$ км. Таким образом, полоса анализа на длинноволновом склоне линии $\lambda=5$ мм при $\theta=0^\circ$ составляет $\Delta\nu \approx 3,5$ ГГц в диапазоне $\nu=53,5-57$ ГГц, что соответствует интервалу изменений уровней выхода излучения $H_b(\nu, \theta)=4,0-0,4$ км. Полосу анализа можно уменьшить (что технически важно) до $\Delta\nu \approx 3$ ГГц, проводя измерения на угле $\theta \approx 60^\circ$. Тогда в силу (1) тому же интервалу изменений $H_b(\nu, \theta)=4-0,4$ км будет соответствовать частотный диапазон $\nu=52,5-55,5$ ГГц (см. рис. 1). При этом не надо бояться, что мы окажемся в области нулевых вариаций δT_y^T , ибо при $\theta=60^\circ$ область нулевых вариаций сместится в диапазон $\nu \approx 51,5$ ГГц (см. рис. 2). Заметим, что зондирование самых нижних слоев атмосферы $h < 0,4$ км требует дополнительных измерений на больших зенитных углах $\theta \approx 70^\circ$.

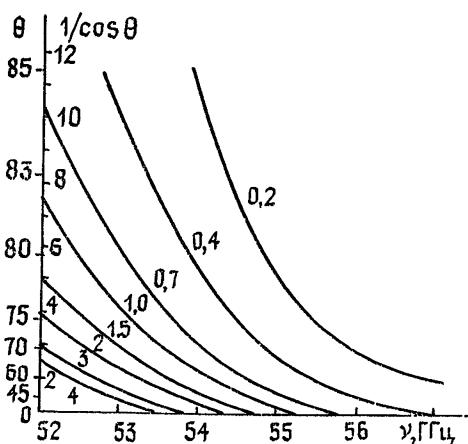


Рис. 1.

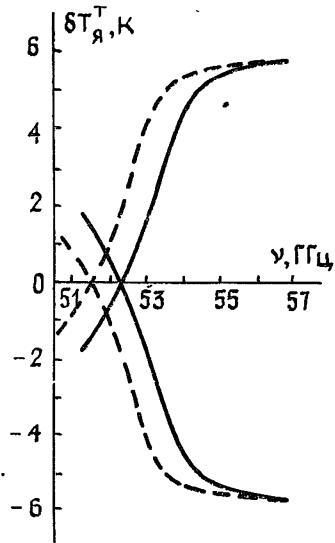


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость уровня выхода излучения $H_b(\nu, \theta)$ в км от частоты и угла.
Рис. 2. Вариации яркостной температуры атмосферы δT_y^T , обусловленные температурой: $\theta=0^\circ$ — сплошная кривая; $\theta=60^\circ$ — штриховая.

Рассмотрим вопрос о количестве и частоте каналов зондирования, перекрывающих полосы анализа. В общем случае это совокупный набор $\{\nu_i; \theta_j\}$, которому соответствуют определенные значения уровней выхода $H_b(\nu, \theta)$, перекрывающие эффективный интервал зондирования $h_{\text{эфф}}=0-4$ км. Оптимизация числа и частот каналов зондирования осуществлялась из решения обратной задачи по восстановлению профиля $T(h)$ по критерию минимизации ошибок восстановления для различных наборов $\{\nu_i; \theta_j\}$. Выбор значений $\{\nu_i; \theta_j\}$ или $H_b(\nu_i; \theta_j)$ каналов зондирования, перекрывающих эффективный интервал зондирования $h_{\text{эфф}}$, физически нагляден: чем ближе $H_b(\nu_i; \theta_j)$ к поверхности земли, тем чаще должны располагаться каналы, так как приземный слой тропосферы 0—1,5 км наиболее разнообразен по типу стратификаций и наиболее динамичен [7]. В табл. 1 приведены ошибки восстановления профиля $T(h)$ для различных наборов каналов зондирования. Восстановление $T(h)$ осуществлялось по замкнутой схеме методом статистической регуляризации с использованием данных о приземной температуре T_0 . Численный эксперимент проводился для зимнего массива данных (60 зондов). Ошибки измерений брались равными

0,5—1,5 К при изменении уровня выхода излучения $H_B(v\theta) = 0$ —4 км соответственно (подробнее см. ниже).

Как видно из табл. 1, точность восстановления достигает минимальных значений при числе каналов, равном 5—6, и дальнейшее увеличение их количества не ведет к улучшению точности, т. е. каналы становятся зависимыми. На первый взгляд может показаться, что достаточно осуществлять зондирование на трех—четырех каналах, так как при этом точность восстановления $T(h)$ практически такая же, как и при зондировании на шести каналах. Однако восстановление конкретных профилей $T(h)$ показывает, что существует определенное количество стратификаций $T(h)$ ($\sim 12\%$ для зимы), существенно отличающихся от экстраполированного по T_0 профиля, для которых ошибки восстановления при переходе от четырех к шести каналам уменьшаются на величину $\sim 1^\circ$. Естественно, что с повышением точности измерений число информативных каналов будет возрастать.

Заметим, что при указанных ошибках измерений каналы $H_B = 4$ км ($v=53,5$ ГГц) и $H_B = 2,7$ км ($v=54$ ГГц) близки по информативности (см. табл. 1), однако канал $v=53,5$ ГГц будет предпочтительней $v=54$ ГГц при повышении точности измерений (см. разд. 3).

Вариации уровней выхода каналов зондирования H_B слабо сказываются на точность восстановления — изменения $H_B < 25\%$ практически не влияют на результат определения профиля $T(h)$. Это, опять же, является следствием сильной зависимости измерений в каналах при такой их отстройке. Как видно из табл. 1 и с учетом изложенного, одним из возможных оптимальных вариантов выбора каналов зондирования может быть набор $H_B(v_i\theta_j) = 4; 1,7; 1,2; 0,8; 0,5; 0,3$ км. Этим величинам H_B , согласно данным рис. 1, легко поставить в соответствие наборы $\{v_i\theta_j\}$ для углового, частотного или комбинированного способов.

Если по техническим причинам мы не можем перекрыть всю полосу анализа, то целесообразно выбрать каналы, начиная с длинноволнового конца $v=53,5$ — 55 ГГц, а недостающую информацию коротковолновой части $v=55$ — 57 ГГц о приземном слое получать на угле $\theta=75^\circ$. В этом случае не происходит вырождения каналов по критерию равенства уровней выхода излучения, которые, как видно из рис. 1, меняются при этом в интервале $H_B(v, \theta) = 4$ — $0,3$ км.

Итак, оптимальный вариант для частотного способа зондирования — проведение измерений на угле $\theta=0^\circ$ в пяти—шести каналах в полосе $v=53,5$ — 57 ГГц ($v_i \approx 53,5; 54,4; 55; 55,7; 57$ ГГц) или на $\theta=60^\circ$ в полосе анализа $v=52,5$ — $55,5$ ГГц ($v_i \approx 52,5; 53,3; 54; 54,7; 55,5$ ГГц), а для комбинированного способа — на $\theta=0^\circ$ и $\theta=75^\circ$ в трех каналах в полосе $v=53,5$ — 55 ГГц ($v_i \approx 53,5; 54,4; 55$ ГГц).

2. Основные требования к приемной аппаратуре термического зондирования атмосферы в области $\lambda=5$ мм можно сформулировать как реализацию многоканального приема ~ 5 — 6 каналов; высокой чувствительности $\sim 0,5$ К при ограниченной полосе приема в каждом частотном канале ≤ 400 МГц; широкой полосы анализа сигнала ≥ 2 ГГц; частотной стабильности $\leq 5 \cdot 10^{-4}$; высокой стабильности коэффициента усиления.

В НИРФИ был разработан и изготовлен многоканальный полупроводниковый радиометр для дистанционных термических исследований атмосферы в области $\lambda=5$ мм [8]. Приемник собран по схеме модуляционного радиометра супергетеродинного типа со смесителем на входе. Рабочие частоты радиометра составляют 53,5; 54; 54,5; 55 ГГц. При наземном зондировании такое количество каналов является избыточным, так как каналы $v=53,5$ и 54 ГГц близки по своим возможностям и могут быть объединены. Однако при зондировании сверху (а радиометр предназначен и для таких исследований) эти каналы приобретают определяющую роль. Функциональная блок-схема радиометра приведена на рис. 3. Калибровочный сигнал от полупроводникового генератора шума 2 подается в тракт через широко-

полосный направленный ответвитель 1. Сигнал модулируется ріп-аттенюатором 3 с частотой ~ 1 кГц. Для подавления зеркального канала после модулятора стоит СВЧ фильтр 4. Развязывающим устройством в тракте сигнала является широкополосный ферритовый циркулятор, обеспечивающий развязку как на сигнальных частотах $v=53,5-55$ ГГц, так и на частоте гетеродина $v=51,2$ ГГц, в качестве которого используется генератор на диоде Ганна 14. Смеситель 8 представляет собой широкополосный волноводно-коаксиальный переход, в который вводится смесительный диод с барьером Шоттки. Усилитель промежуточной частоты — три транзисторных усилителя диапазона 2-4 ГГц с коэффициентом шума < 3 дБ и суммарным усилением ~ 60 дБ. Выбор диапазона УПЧ обусловлен реализацией максимально возможной полосы анализа при общем тракте усиления всех четырех каналов, а также достаточного разноса ~ 4 ГГц прямого и зеркального каналов для эффективного подавления последнего. После УПЧ сигнал делится на четыре канала делителем мощности с развязкой по выходу ~ 20 дБ. На выходе каждого канала стоят фильтры на частоты 2,3; 2,8; 3,3; 3,8 ГГц. Ширина полосы пропускания фильтров (а следовательно, и каналов) $\sim 11\%$. Сигнал с каждого частотного канала поступает на свой квадратичный детектор и блок низкой частоты, где осуществляется усиление и синхронное детектирование. Флуктуационная чувствительность на всех каналах составила величину $\delta T \leqslant 0,6$ К при постоянной времени $\tau = 1$ с.

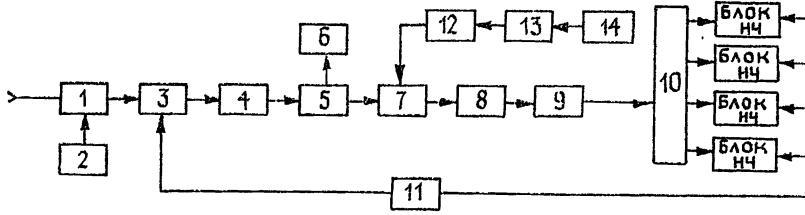


Рис. 3₄ Блок-схема спектрального радиометра $\lambda=5$ мм:
1, 7 — направленный ответвитель; 2 — генератор шума на ЛПД; 3 — ріп-модулятор; 4 — полосно-пропускающий фильтр СВЧ; 5 — ферритовый циркулятор; 6 — согласованная нагрузка; 8 — смеситель; 9 — три каскада УПЧ; 10 — частотный селектор; 11 — генератор опорного напряжения; 12 — аттенюатор; 13 — ферритовый вентиль; 14 — гетеродин.

Калибровка принимаемого радиоизлучения осуществляется с помощью двух «черных» эталонных излучателей, располагающихся в дальней зоне антенны $D \sim 1$ м и имеющих температуру либо окружающего воздуха T_0 , либо кипящего азота [9-11]. Размеры эталонов выбираются равными размеру пятна диаграммы направленности по уровню первых ее нулей. Яркостная температура азотного эталона $T_{A,я}$ рассчитывается по соотношениям для теплового излучения слоистых сред [12] и отличается от температуры кипения азота $T_A = 77,36$ К в зависимости от T_0 и P_0 на несколько градусов ($\sim +5$ К). Оценка точности расчетов $T_{A,я}$ дает величину ~ 1 К [13].

Принимая поочередно радиоизлучение обоих эталонов и атмосферы, из общего выражения для измеряемой antennной температуры

$$T_0 = (1-\beta)\eta T_{A,я} + \beta\eta T_{\text{фон}} + (1-\eta)T_0,$$

где $T_{\text{фон}}$ — усредненная по боковым и задним лепесткам температура фона, β — коэффициент рассеяния вне главного лепестка, η — КПД, получаем выражение для яркостной температуры атмосферы

$$T_{A,я} = T_0 - (m/m_k)(T_0 - T_{A,я}). \quad (3)$$

В (3) m — разность показаний регистрирующего прибора при приеме радиоизлучения атмосферы и эталона при T_0 , m_k — разность показаний при приеме радиоизлучения от эталонов при T_0 и $T_{A,я}$.

Проведение натурных исследований делает применение азотного эталона затруднительным и методика измерений видоизменяется. На предварительном (лабораторном) этапе выполняется калибровка внутреннего генератора шума в масштабе яркостных температур изложенным выше способом. Тогда яркостная температура генератора шума $T_{\text{я}}^{\text{ГШ}}$ относительно T_0 будет

$$T_{\text{я}}^{\text{ГШ}} = T^{\text{ГШ}} [\eta(1-\beta)]^{-1} = (l/l_k)(T_0 - T_{\text{A},\text{я}}), \quad (4)$$

где $T^{\text{ГШ}}$ — шумовая температура ГШ, приведенная ко входу радиометра, l — разность показаний при приеме радиоизлучения от эталона T_0 при включенном и выключенном ГШ, l_k — разность показаний от эталонов при T_0 и $T_{\text{A},\text{я}}$. В дальнейшем найденная таким способом температура ГШ считается неизменной. В процессе длительных экспериментальных исследований контроль за уровнем мощности ГШ осуществляется внешним нагреваемым до $T = +100^\circ\text{C}$ эталоном. Принимая поочередно радиоизлучение от эталона при T_0 в дальней зоне с включенным и выключенным ГШ и атмосферы при неизменных параметрах β и η , что для применяемых нами рупорных антенн с $\eta=1$ и $\beta \approx 0,08$ вполне допустимо, имеем

$$T_{\text{я}} = T_0 - (m/m_{\text{ГШ}}) T_{\text{я}}^{\text{ГШ}}, \quad (5)$$

где $m_{\text{ГШ}}$ — разность показаний при включенном и выключенном ГШ. Таким образом, и второй способ позволяет исключить влияние $T_{\text{фон}}$.

Остановимся подробнее на ошибках измерения $T_{\text{я}}$ при многоканальных измерениях в области $\lambda=5$ мм, знание которых принципиально необходимо для решения обратной задачи по восстановлению профиля температуры. Продифференцируем (3):

$$dT_{\text{я}} = dT_0 + (m/m_k) (dT_0 + dT_{\text{A},\text{я}}) + (T_0 - T_{\text{A},\text{я}}) d(m/m_k). \quad (6)$$

Точности определения $T_{\text{A},\text{я}}$ и T_0 равны $dT_{\text{A},\text{я}} \approx 1$ К, $dT_0 \approx 0,2$ К. Третий член в (6) представляет собой флуктуационную ошибку отсчета, равную $\sim 0,2$ К при чувствительности радиометра 0,5 К и времени накопления сигнала при единичном акте измерения ~ 30 с. Подставляя в (6) численные значения и учитывая, что $m=\alpha(T_0 - T_{\text{я}})$, а $m_k=\alpha(T_0 - T_{\text{A},\text{я}}) \approx \alpha 200$ К, где α — коэффициент передачи радиометра, имеем

$$dT_{\text{я}} \approx 0,4 + 6 \cdot 10^{-3} (T_0 - T_{\text{я}}). \quad (7)$$

Таблица 1

Число каналов	$h, \text{ км}$						$H_b(v, \theta), \text{ км}$
	0,5	1	3	5	7	9	
Априор.	2,7	4,0	5,2	5,0	5,1	5,3	
9	0,5	1,1	2,1	2,5	2,7	2,9	4; 3; 2,5; 1,7; 1,2; 0,8; 0,5; 0,3; 0,2
6	0,5	1,1	2,1	2,6	2,7	2,9	4; 1,7; 1,2; 0,8; 0,5; 0,3
5	0,5	1,1	2,1	2,7	2,8	2,9	2,7; 1,2; 0,8; 0,5; 0,3
4	0,7	1,3	2,3	2,8	3,0	3,0	4; 1,7; 0,8; 0,3
3	0,9	1,8	2,8	2,8	3,2	3,9	4; 1,7; 0,5
2	1,4	2,0	2,8	3,1	3,8	4,1	4; 0,8

Таким образом, точность измерений яркостной температуры зависит от ее абсолютной величины. При измерении в области $\lambda=5$ мм вели-

чина $T_0 - T_a$ меняется от ~ 0 К до 70 К при изменении уровня выхода излучения $H_b(v, \theta) = 0$ —4 км, при этом ошибки измерения T_a составляют величину 0,4—0,8 К соответственно. При калибровке в натурных условиях (вторым способом) точность несколько ухудшается, так как $T_{\text{гш}}$ измеряется уже с погрешностью $\sim 1,5$ К (естественно, при $T_{\text{гш}} \approx T_0 - T_{A,a}$) и равна 0,4—1,2 К для тех же условий.

В табл. 2 приведены значения ошибок измерений на рабочих частотах радиометра $\lambda=5$ мм при комбинированном способе зондирования. Сравнение экспериментальных результатов измерений с теоретическими, рассчитанными по аэрологическим данным, дали близкие результаты.

Таблица 2

θ , град	v , ГГц			
	53,5	54	54,5	55
0	1,2	0,7	0,5	0,4
75	0,4	0,4	0,4	0,4

3. Радиометрические измерения выполнялись в июне 1983 г. и январе—феврале 1984 г. на полигоне НИРФИ «Зименки» с помощью радиометра и по методике, изложенной выше. Прием радиоизлучения осуществлялся на рупорную антенну с диаграммой направленности -8° . Измерения проводились на двух углах $\theta_1=0^\circ$ и $\theta_2=75^\circ$ с 30-секундным накоплением сигнала. Время одного цикла измерений составило ~ 4 мин. При реализованных условиях зондирования уровни выхода излучения зондирующих каналов составили величины $H_b(v, \theta) = -4; 2,7; 1,7; 1,2; 0,8; 0,6; 0,4; 0,2$ км.

Таблица 3

Место	h , км						
	0,5	1	2	3	5	7	9
г. Горький, июнь 1983 г.	0,4	0,7	0,9	1,3	1,7	2,3	2,6
г. Горький, январь—февраль 1984 г.	0,6	1,0	1,3	1,8	2,4	2,6	2,8

Исходное нелинейное уравнение для обращения задачи по восстановлению профиля $T(h)$ имеет вид

$$T_a = \frac{1}{\cos \theta} \int_0^H T(h) \gamma(h) \exp \left(-\frac{1}{\cos \theta} \int_0^h \gamma(h') dh' \right) dh, \quad (8)$$

где $\gamma(h)$ — суммарный коэффициент поглощения в атмосфере. Уравнение (8) линеаризуется подстановкой экстраполированного значения температуры [14] в ядро. После алгебраизации путем линейной аппроксимации температуры на отрезках (h_i, h_{i+1}) уравнение (8) решалось методом статистической регуляризации [15] с использованием сезонной (зима, лето) ковариационной матрицы температуры B_{tt} , рассчитанной на двадцати двух уровнях высоты. Процесс восстановления дважды итерировался по температуре.

Примеры восстановления различных типов профилей $T(h)$ приведены на рис. 4—6, из которых видно, что различные стратификации $T(h)$ (инверсия, изотермия, гладкое распределение) уверенно восста-

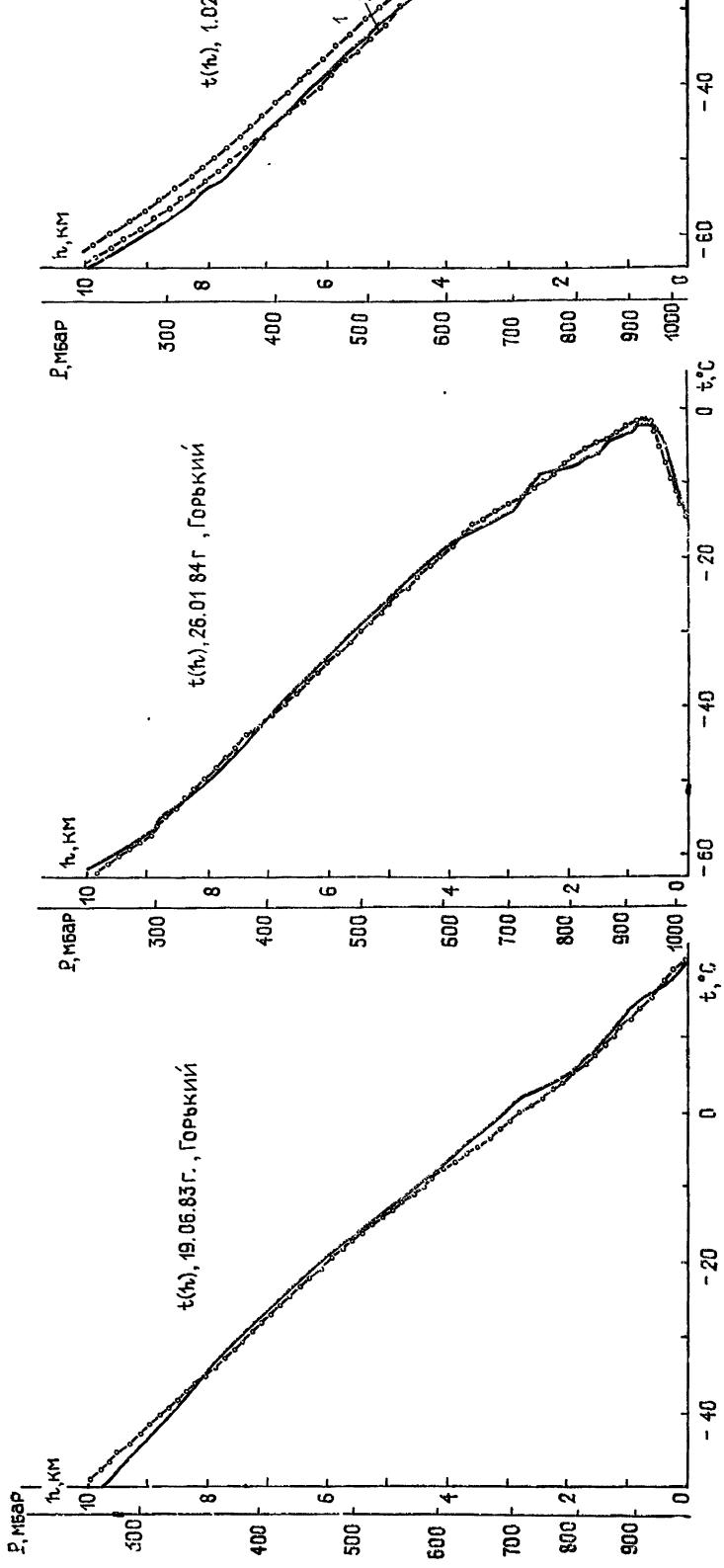


Рис. 4. Пример восстановления профиля температуры $T(h)$.

Рис. 5. Пример восстановления профиля температуры $T(h)$: сплошная линия — аэрологическое зондирование; кружки — восстановление.

Рис. 6.

Рис. 6. Пример восстановления профиля температуры $T(h)$: 1 — восстановление; 2 — численный эксперимент.

навливаются из радиометрических измерений. Точность восстановления даже аномальных особенностей профиля температуры (мощная 13-градусная инверсия — рис. 5) остается такой же, как и для гладкого распределения — рис. 4.

В решаемой задаче восстановление осуществлялось как при полном избыточном наборе частот $v=53,5; 54; 54,5; 55$ ГГц (1), так и при наборах $v=53,5; 54,5; 55$ ГГц (2), $v=54; 54,5; 55$ ГГц (3) на зенитных углах $\theta=0; 75^\circ$. При реализованных ошибках измерений яркосгных температур (см. табл. 2) восстановления по схемам 1, 2, 3 дали практически один и тот же результат.

На рис. 6 приведен пример численного эксперимента по восстановлению профиля $T(h)$ из набора (2), когда значения яркостной температуры на $v=53,5$ ГГц брались теоретическими с ошибкой 0,7 К (кривая 2) вместо реализованной 1,2 К, а все остальные значения оставались экспериментальными. Как видно из этого примера, добавление измерений на $v=53,5$ ГГц с точностью $\sim 0,7$ К существенно (примерно на 2 К) улучшает восстановление профиля $T(h)$ на высотах 3,5—10 км относительно восстановления из чистого эксперимента по набору (3) (кривая 1). Так как достижение таких точностей вполне реально, то при наземном зондировании целесообразнее иметь канал $v=53,5$ ГГц, чем $v=54$ ГГц, хотя это и приводит к увеличению полосы анализа. Вклад канала 53,5 ГГц тем существеннее, чем больше отличается реальное распределение $T(h)$ на высотах $h>3$ км от экстраполированного.

Экспериментальные ошибки восстановления профиля температуры на различных уровнях высоты h для сезонов лето, зима (г. Горький) приведены в табл. 3. Экспериментальные ошибки восстановления хорошо согласуются с теоретическими (см. табл. 1). Это свидетельствует о том, что в натурных экспериментах действительно реализуются ошибки измерений яркостных температур атмосферы, приведенные в табл. 2.

Отметим, что по восстановленным значениям профиля $T(h)$ и приземному давлению P_0 рассчитывался профиль давления $P(h)$ до высот ~ 10 км по барометрической формуле [7].

На рис. 4—6 восстановленные значения давления $P(h)$ отложены на вертикальной оси и сопряжены со шкалой высоты. Ошибка в определении давления по такой методике составила величину 0,5—3 мбар в интервале высот 0,5—10 км соответственно и практически не зависит от сезона.

Автор благодарит В. А. Рассадовского за помощь в проведении измерений и Г. Н. Троицкую за расчеты на ЭВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Westwater E. R. — Mon. Wea. Rev., 1972, **100**, № 1, p. 15.
2. Westwater E. R., Snider J. B., Carlson A. V. — J. Appl. Meteor., 1975, **14**, № 4, p. 524.
3. Decker M. T., Westwater E. R., Guirand F. O. — J. Appl. Meteor., 1978, **17**, № 12, p. 1788.
4. Алешин В. И., Наумов А. П., Плечков В. М., Сумин М. И., Троицкий А. В. — Изв. вузов. — Радиофизика, 1977, **20**, № 2, с. 198.
5. Сумин М. И., Троицкий А. В. — Изв. АН СССР. Сер. ФАО, 1977, **13**, № 10, с. 1090.
6. Кузнецова М. Г., Рассадовский В. А., Троицкий А. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, **22**, № 8, с. 938.
7. Матвеев Л. Т. Общий курс метеорологии. — Л.: Гидрометеоиздат, 1985.
8. Рассадовский В. А., Троицкий А. В., Волохов С. А., Синенко А. В. — Радиотехника, 1985, № 4, с. 62—64.
9. Кротиков В. Д., Порфириев В. П., Троицкий В. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1961, **4**, № 6, с. 1004.
10. Кисляков А. Г., Чернышев В. И., Лебский Ю. В., Мальцев В. А., Серов Н. В. — Астрон. журн., 1971, **48**, № 1, с. 39.
11. Лебский Ю. В., Наумов А. П., Плечков В. М., Сизьмина Л. К., Троицкий А. В., Штанюк А. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1976, **19**, № 1, с. 25.

12. Башаринов А. Е., Тучков Л. Т., Поляков В. М., Ананов Н. И. Измерение радиотепловых и плазменных излучений. — М.: Сов. радио, 1968.
13. Троицкий А. В. Радиофизические исследования атмосферы. — Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
14. Westwater E. R., Strand O. N. — J. Atmos. Sci., 1968, 25, № 9, p. 750.
15. Турчин В. Ф., Козлов В. П., Малкевич М. С. — УФН, 1970, 102, № 3, с. 345.
16. Ершов А. Т., Наумов А. П. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 11, с. 1610.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
14 февраля 1985 г.

REMOTE DEFINITION OF THE ATMOSPHERE TEMPERATURE FROM SPECTRAL RADIOMETRIC MEASUREMENTS IN THE LINE $\lambda=5$ mm

A. V. Troitskij

From the general viewpoint conditions are considered for the thermal sensing of the atmosphere in the line $\lambda=5$ mm at frequency and angular sensing. A description is given of the apparatus and methods of the spectral radiometric measurements. Results are given for the experimental definition of the temperature profiles up to the heights of $h=10$ km. Restoration accuracy is discussed.

АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, т. 63, вып. 1, 1986 г.

(Продолжение)

Бовкун В. П., Жук И. Н. Наблюдения покрытий Луной источников 4C24.11 и 4C17.43 в декаметровом диапазоне радиоволн.

Приводятся результаты наблюдений покрытий Луной источников 4C24.11 и 4C17.43 на частотах 20 и 25 МГц. Определены координаты, плотность потока и верхняя граница углового размера. Для источника 4C24.11 α (1950.0) = $06^{\text{h}}01^{\text{m}}51^{\text{s}},8 \pm 0^{\text{s}},3$ и $\delta(1950.0) = 24^{\circ}30'12'' \pm 10''$, угловой размер меньше $20''$, плотность потока 27 ± 4 и 23 ± 4 Ян на частотах 20 и 25 МГц. Для источника 4C17.43 α (1950.0) = $-08^{\text{h}}12^{\text{m}}43^{\text{s}},1 \pm 0^{\text{s}},8$ и $\delta(1950.0) = 17^{\circ}51'23'' \pm 16''$, размер меньше $30''$, плотность потока 27 ± 5 и 22 ± 4 Янских на частотах 20 и 25 МГц соответственно.

Кузьмин А. Д., Соловьев А. Г. Расчет спектров и формы средних профилей радиоизлучения пульсаров.

Проведен количественный анализ радиоизлучения пульсаров на основе модели полого конуса и излучения кривизны. Показана возможность согласования модели с наблюдаемыми спектрами, включая изменение спектрального индекса с частотой и низкочастотный «заяв», и с наблюдаемыми формами средних профилей и их эволюцией с частотой. Определены зависимости высоты излучающей области от частоты, энергетический спектр и распределение числа частиц по радиусу полярной шапки, обеспечивающие указанное согласование. Предлагается использовать развитую схему для математического моделирования характеристик радиоизлучения пульсаров.

Смирнова Т. В., Согласнов В. А., Попов М. В., Новиков А. Ю. Исследование корреляции микроимпульсного излучения на близких частотах.

Проведены наблюдения тонкой временной структуры импульсов PSR 0809+74 и PSR 1133+16 одновременно на частотах 101,0 и 102,5 МГц с временным разрешением 10 мкс. Кросскорреляционная обработка наблюдений показала, что микроструктура с временными масштабами больше 300 мкс хорошо коррелирует на обеих частотах, в то время как для «мелкомасштабной» микроструктуры ($\tau_{\mu} < 300$ мкс) корреляция отсутствует. Показано, что такое различие свойств микроструктуры с «длинной» и «короткой» временными шкалами можно в модели «полярной шапки» объяснить сложной структурой излучающей области пульсара. По запаздыванию микроимпульсного излучения на двух частотах получено значение меры дисперсии $DM = 5,751 \pm 0,003$ см $^{-3}$. пс для пульсара PSR 0809+74.

(Окончание см. с. 956)