

УДК 621.396.96
DOI: 10.26467/2079-0619-2017-20-6-152-163

ДИСТАНЦИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ НИЖНИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ МЕТОДОМ РАДИОПОЛЯРИМЕТРИИ

Э.А. БОЛЕЛОВ¹, А.И. КОЗЛОВ¹, В.Ю. МАСЛОВ²

¹Московский государственный технический университет гражданской авиации,
г. Москва, Россия

²Московский технологический университет, г. Москва, Россия

Температура воздуха является одним из важнейших параметров атмосферы. Температура воздуха, особенно в нижних слоях атмосферы, оказывает существенное влияние на аэродинамические характеристики воздушных судов и является одним из основных элементов для составления авиационных прогнозов погоды. Методы измерения температуры воздуха в атмосфере можно разделить на две группы. Первая группа, объединяющая в себе методы контактного измерения, предполагает непосредственный контакт измерителя с окружающей средой. Вторая группа методов, в настоящее время динамично развивающихся, объединяет методы дистанционного измерения температуры. Задача дистанционного измерения температуры воздуха в нижних слоях атмосферы является актуальной задачей, так как контактные измерения, хотя и обладают высокой точностью и информативностью, проводятся через определенные и достаточно большие интервалы времени (до двух раз в сутки). С целью решения задачи дистанционного измерения температуры воздуха предложено много разнообразных теоретических решений и разработанных на их основе технических устройств. Все предложенные методы и способы имеют ограничения на их использование, накладываемые прежде всего точностью, с которой можно определять те или иные характеристики исследуемых объектов. В статье рассматривается метод, открывающий возможности решения задачи дистанционного измерения температуры в неравномерно нагретой среде без потерь типа атмосферы. В основе этого метода лежит прием собственного радиоизлучения, интенсивность которого напрямую зависит от его температуры. Предложенный метод дистанционного измерения температуры воздуха опирается на известную формулу Егорова – Шестопалова. В статье обосновывается возможность применения эллиптических антенн для дистанционного измерения температуры воздуха в нижних слоях атмосферы.

Ключевые слова: профиль температуры, дистанционное зондирование, эллиптическая антенна, фазированная антенная решетка.

ВВЕДЕНИЕ

Температура является важнейшим параметром при описании ряда процессов, происходящих в атмосфере, поэтому не случайно наиболее распространенной является стратификация атмосферы по температурному признаку. Исследования нижних слоев атмосферы необходимы для целого ряда фундаментальных задач физики атмосферы, метеорологии, особенно актуальны эти исследования для авиационной метеорологии, т. к. температура оказывает существенное влияние на аэродинамические характеристики воздушных судов и является одним из основных элементов для составления авиационных прогнозов погоды [1].

Задача дистанционного измерения температуры атмосферы в последние десятилетия приобрела особую актуальность. С целью решения данной задачи предложено много разнообразных теоретических решений и разработанных на их основе технических устройств, например [2–7]. Естественно, что все предложенные методы и способы имеют ограничения на их использование, накладываемые, прежде всего, точностью, с которой можно определять те или иные характеристики исследуемых объектов.

В статье рассматривается метод, открывающий возможности решения задачи дистанционного определения распределения температуры в неравномерно нагретой среде без потерь типа атмосферы, в основе которого лежит прием собственного радиоизлучения, интенсивность которого напрямую зависит от его температуры [2–10].

Решение данной задачи опирается на известную формулу Егорова – Шестопалова [3, 4], которая устанавливает связь между радиояркостными температурами определенного объема, в

пределе точки, атмосферы на вертикальной и горизонтальной поляризации с действительной температурой при различных углах наблюдения:

$$T_0 = \frac{1}{2} \frac{T_2' T_2'' \left((T_1' - T_2') (T_2'' - T_1'' \cos 2\beta_2) - k (T_1'' - T_2'') (T_2' - T_1' \cos 2\beta_1) \right)}{T_2' (T_1' - T_2') (T_2'' - T_1'' \cos^2 \beta_2) - k T_2'' (T_1'' - T_2'') (T_2' - T_1' \cos \beta_1)}, \quad (1)$$

где T_1' и T_1'' – минимальная радиояркостная температура, полученная при углах наблюдения ψ_1 и ψ_2 соответственно; T_2' и T_2'' – максимальная радиояркостная температура, полученная при углах наблюдения ψ_1 и ψ_2 соответственно; $k = \frac{\cos 2\psi_1 \cos 2\psi_2}{\cos \psi_1 \cos \psi_2}$.

Значения T_1' и T_1'' , T_2' и T_2'' определяются выражениями [4]

$$T_1' = 1 + \sqrt{\left(1 - \frac{T'_{Я\epsilon}}{T'_\Sigma}\right)^2 + \left(1 - \frac{T'_{ЯН}}{T'_\Sigma}\right)^2}, \quad (2)$$

$$T_2' = T'_\Sigma \left(1 - \sqrt{\left(1 - \frac{T'_{Я\epsilon}}{T'_\Sigma}\right)^2 + \left(1 - \frac{T'_{ЯН}}{T'_\Sigma}\right)^2}\right),$$

$$T_1'' = T'_\Sigma \left(1 + \sqrt{\left(1 - \frac{T''_{Я\epsilon}}{T''_\Sigma}\right)^2 + \left(1 - \frac{T''_{ЯН}}{T''_\Sigma}\right)^2}\right), \quad (3)$$

$$T_2'' = T''_\Sigma \left(1 - \sqrt{\left(1 - \frac{T''_{Я\epsilon}}{T''_\Sigma}\right)^2 + \left(1 - \frac{T''_{ЯН}}{T''_\Sigma}\right)^2}\right),$$

где $T'_\Sigma = \frac{1}{2}(T'_{Я\epsilon} + T'_{Я\epsilon})$, $T''_\Sigma = \frac{1}{2}(T''_{Я\epsilon} + T''_{Я\epsilon})$; $T_{Я\epsilon}$, $T_{Я\epsilon}$, $T_{ЯН}$ – радиояркостные температуры при горизонтальной, вертикальной и линейной поляризации с углом наклона 45° по отношению к горизонтальной соответственно.

Выражение (1) при наблюдении под углом $\psi = 45^\circ$ имеет достаточно простой вид:

$$T_0 = \frac{T_{ГП}^2(45^\circ)}{2T_{ГП}(45^\circ) - T_{ВП}(45^\circ)}, \quad (4)$$

где T_0 – термодинамическая температура; $T_{ГП}$, $T_{ВП}$ – радиояркостная температура в горизонтальном и вертикальном каналах поляризации соответственно.

Соотношение (2) дает возможность по измеряемым под углом $\psi = 45^\circ$, значениям радиояркостных температур, определяемых в двух ортогональных каналах – вертикальном по поляризации $T_{ВП}(45^\circ)$ и горизонтальном $T_{ГП}(45^\circ)$, однозначно (!) определять искомую термодинамическую температуру T_0 .

Суть предлагаемого в статье метода измерения профиля температуры нижних слоев атмосферы заключается в следующем (рис. 1). Некоторая сколь угодно малая область простран-

ства O , находящаяся на высоте h_o в атмосфере, характеризуется определенным значением термодинамической температуры T_o . Носителем информации об этой температуре является собственное тепловое микроволновое радиоизлучение данной области пространства, находящегося в точке O . Двух поляризационная пассивная радиолокационная станция (ПРЛС) принимает микроволновое излучение из области O и измеряет значение радиоярких температур в каждом поляризационном канале $T_{ГП}(45^\circ)$ и $T_{ВП}(45^\circ)$. По измеренным значениям радиоярких температур $T_{ГП}(45^\circ)$ и $T_{ВП}(45^\circ)$ в соответствии с (4) вычисляется значение термодинамической температуры T_o в указанной области пространства. Затем измерения переносятся в область O' , находящуюся на высоте $h_{o'}$, и т. д. В результате проведения последовательных измерений, получаем высотный профиль температуры в слоях атмосферы.

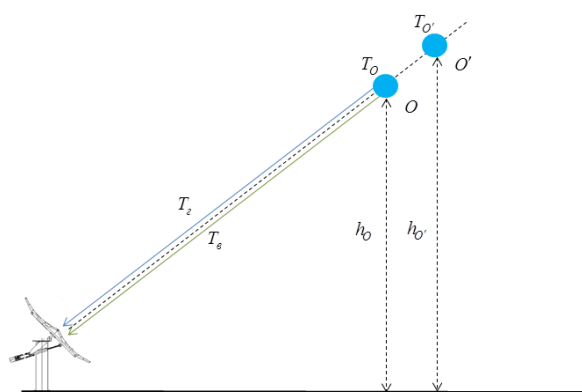


Рис. 1. Дистанционный метод измерения температуры атмосферы
Fig. 1. Remote method of measuring the atmosphere temperature

Важнейшей и требующей первоочередного решения задачей является задача обеспечения последовательного по высоте зондирования атмосферы. Для решения этой задачи в работе авторами рассматривается возможность применения эллиптических антенн. Применение эллиптической антенны дает возможность использовать свойство эллипса, характеризующееся известной фразой «луч, вышедший из одного фокуса, после отражения от стен эллипсоида обязательно пройдет через другой фокус».

Если осуществлять прием радиоизлучения в одном из фокусов F_1 , то измеряемая там радиояркая температура в основном будет определяться интенсивностью источника излучения, находящегося во втором фокусе F_2 . Изменяя местоположение второго фокуса F_2 , что можно реализовать, меняя кривизну эллиптического зеркала, появляется возможность осуществить зондирование исследуемой среды, в частности атмосферы, по высоте (рис. 2).

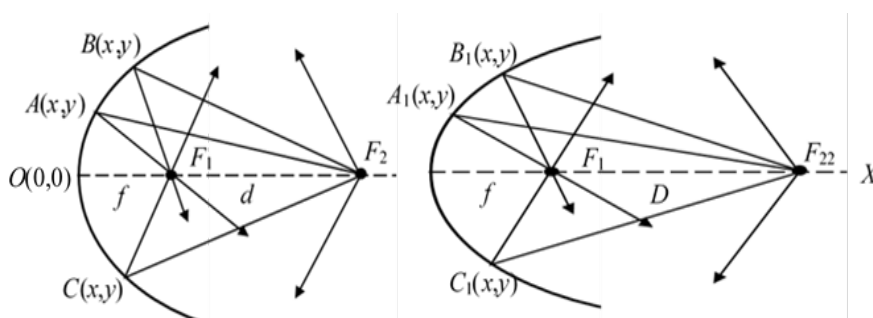


Рис. 2. Дистанционное зондирование при помощи эллиптического зеркала
Fig. 2. Remote sensing with elliptical mirrors

Воспользуемся полученным свойством рассмотренной конструкции для дистанционного определения термодинамической температуры T_0 в некоторой точке в атмосфере. Носителем информации об этой температуре является собственное тепловое микроволновое радиоизлучение объекта, находящегося в точке F_2 .

Названное выше свойство эллиптической поверхности объясняется тем, что, если говорить на языке геометрической оптики, луч, покинувший источник в точке F_2 , по какому пути он бы ни шел и в какой бы точке эллиптической поверхности он ни отразился, при достижении второго фокуса в точке F_1 он пройдет одинаковое расстояние. Сказанное вытекает из свойства эллипса, являющегося геометрическим местом точек, сумма расстояний до некоторых двух точек остается постоянной, т. е. оказываются справедливыми равенства

$$F_2A(x, y)F_1 = F_2B(x, y)F_1 = F_2C(x, y)F_1 = f + (f + d) = 2f + d. \quad (5)$$

Если рассуждать на языке волновых процессов, то равенство (5) свидетельствует о синфазности парциальных волн, исходящих из точки F_2 .

РАСЧЕТ ФАЗОВЫХ СООТНОШЕНИЙ

Рассмотрим изменение профиля эллиптического зеркала при перемещении положения точки F_2 и неизменном положении точки приема (точка F_1) и крайней точки антенны $O(0,0)$.

В этом случае уравнение эллипса будет иметь вид

$$\frac{\left(x - \left(f + \frac{d}{2}\right)\right)^2}{\left(f + \frac{d}{2}\right)^2} + \frac{y^2}{f(f+d)} = 1. \quad (6)$$

На рис. 3 иллюстрируются профили эллиптических зеркал антенн, которые позволяют зондировать объекты на расстоянии $\frac{d}{f}$.

Все размеры на рис. 3 отнормированы к расстоянию от начала координат до положения первого фокуса эллиптической антенны f . Понятно, что если фокус зеркала находится внутри этого зеркала, то расположенная в нем антенна должна быть всенаправленной.

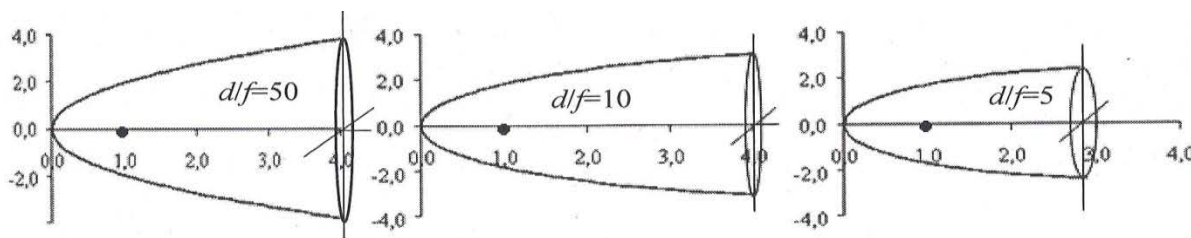


Рис. 3. Профили эллиптических зеркал
Fig. 3. Profiles of elliptical mirrors

На практике изменение профиля, зеркала антенны с целью перемещения в пространстве положения второго фокуса представляет далеко не простую конструкторскую задачу. Покажем, как фазированная антенная решетка (ФАР) может выполнять функцию эллиптического зеркала.

Эллиптический профиль зеркала, как уже говорилось выше, обеспечивает синфазное сложение «парциальных волн» в соответствии с равенством (5). Следовательно, путем соответствующего изменения фаз по длине решетки и последующего сложения сигналов от каждого элемента решетки можно обеспечить на выходе ФАР такой же сигнал, какой формируется в первом фокусе эллиптического зеркала (рис. 4).

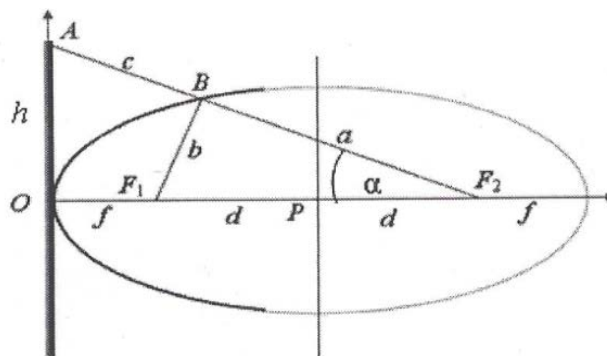


Рис. 4. К расчету фазовых соотношений
Fig. 4. To calculation of phase ratios

Фаза поля в фокусе F_1 будет равна

$$\Psi_{F_1} = k(F_2B + BF_1) = k(2f + d),$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – волновое число.

Для имитации эллиптического зеркала необходимо, чтобы при одном и том же угле α фазы поля в точках F_1 и A совпадали, т. е. $\Psi_{F_1} = \Psi_A$. Для реализации этого требования необходимо компенсировать дополнительный набег фазы на участке AB .

Таким образом, ФАР должна изменять фазу принимаемого сигнала по закону

$$\Psi_A = \Psi_{F_1} - \Psi_{BA}. \quad (7)$$

Пусть фаза сигнала в точке B равна нулю, тогда фаза сигнала в точке F_1 :

$$\Psi_{F_1} = k \cdot BF_1 = k \sqrt{(f-x)^2 + y^2}. \quad (8)$$

Получим соответствующие аналитические зависимости для рассматриваемой ситуации. Несложные алгебраические преобразования, опирающиеся на теорему косинусов, выводят на следующее выражение для длины вектора BF_1 :

$$BF_1 = \frac{d(d - 2L \cos \alpha)}{2(L - d \cos \alpha)}, \quad (9)$$

где $L = BF_1 + BF_2 = 2f + d$ – основная константа, однозначно определяющая вид эллипса.

Соотношение (9) дает возможность путем прямых, но достаточно громоздких преобразований получить зависимости, связывающие длины отрезков a и b с параметрами, определяющими профиль эллиптического зеркала f, d и углом α :

$$a = \frac{f(f+d)}{f+d(1-\cos\alpha)}, \quad b = \frac{f^2 + 2d(f+d)(1-\cos\alpha)}{f+d(1-\cos\alpha)}. \quad (10)$$

Формулы (10) дают возможность найти расстояние $AB = c$. Очевидно, что $AB = AF_2 - BF_2 = AF_2 - a$ и, следовательно,

$$c = \frac{f+2d}{\cos\alpha} - a = \frac{(f+2d)(f+d)(1-\cos\alpha)}{(f+d(1-\cos\alpha))\cos\alpha}. \quad (11)$$

Отличие фазы сигнала в точке A от фазы сигнала в точке F_1 определяется разностью длин отрезков AB и BF_1 , т. е.

$$\Delta c = c - b = c - (R - a) = CF_2 - a - R + a = AF_2 - R = \frac{f+2d}{\cos\alpha} - 2(f+d). \quad (12)$$

Таким образом, фаза сигнала в точке A при условии, что в точке F_2 она принимается равной нулю, т. е. $\Psi_{F_2} = 0$, будет равна $\Psi_A = k\Delta_A$. В этом случае фаза сигнала в точке O , т. е. при $\alpha = 0^\circ$, будет равна $\Psi_A = -kf$. Для удобства целесообразно считать фазу в точке O равной нулю, что эквивалентно добавлению в формулу для Ψ_A дополнительного фазового сдвига, равного kf . В этом случае выражение для Δ_A примет вид

$$\Delta_A = \frac{f+2d}{\cos\alpha} - 2(f+d) + f = \frac{(f+2d)(1-\cos\alpha)}{\cos\alpha}. \quad (13)$$

Полученные соотношения дают возможность определить распределение фаз вдоль оси OY , т. е. найти искомую зависимость $h(d, f) = (f+2d)\operatorname{tg}\alpha$, и, следовательно,

$$\cos\alpha = \frac{f+2d}{\sqrt{h^2 + (f+2d)^2}}, \quad \text{а поэтому}$$

$$\begin{aligned} \Delta_h &= \frac{(f+2d)(1-\cos\alpha)}{\cos\alpha} = \sqrt{h^2 + (f+2d)^2} - (f+2d) \approx \\ &\approx (f+2d) \left(1 + \frac{h^2}{2(f+2d)^2} \right) - (f+2d) = \frac{h^2}{2(f+2d)}. \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом, если обеспечить по высоте h фазовую задержку по закону

$$\Psi_h = k\Delta_h = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{h^2}{2(f+2d)}$$

и сложить сигналы, то суммарный сигнал будет равен сигналу в фокусе F_1 эллиптического зеркала.

Полученное соотношение целесообразно представить в виде относительных величин, например, по отношению к фокусному расстоянию f :

$$\frac{\Psi_h}{2\pi} = \frac{1}{2\frac{\lambda}{f}\left(1+\frac{2d}{f}\right)}\left(\frac{h}{f}\right)^2. \quad (15)$$

Не меняя обозначений, но понимая под каждой буквой нормированное к величине f значение, будем иметь

$$\frac{\Psi_h}{2\pi} = \frac{h^2}{2\lambda(1+2d)}. \quad (16)$$

В случае, когда $d \gg 1$, вместо соотношения (15) можно записать

$$\frac{\Psi_h}{2\pi} \approx \frac{h^2}{4\lambda d}\left(1-\frac{1}{d}\right). \quad (17)$$

Серия графиков на рис. 5 показывает, каково должно быть отличие дополнительно вводимого фазового сдвига Ψ по высоте h по отношению к фазе сигнала в точке O , чтобы суммарный сигнал был равен сигналу в фокусе F_1 , что дает возможность говорить о «плоской эллиптической антенне» с перестраиваемым расстоянием между ее двумя фокусами.

Таким образом, обеспечив необходимое фазовое распределение вдоль раскрыва ФАР, можно, если рассуждать в рамках геометрического приближения, получать информацию об источнике излучения, находящемся во втором фокусе, т. е. в точке F_2 .

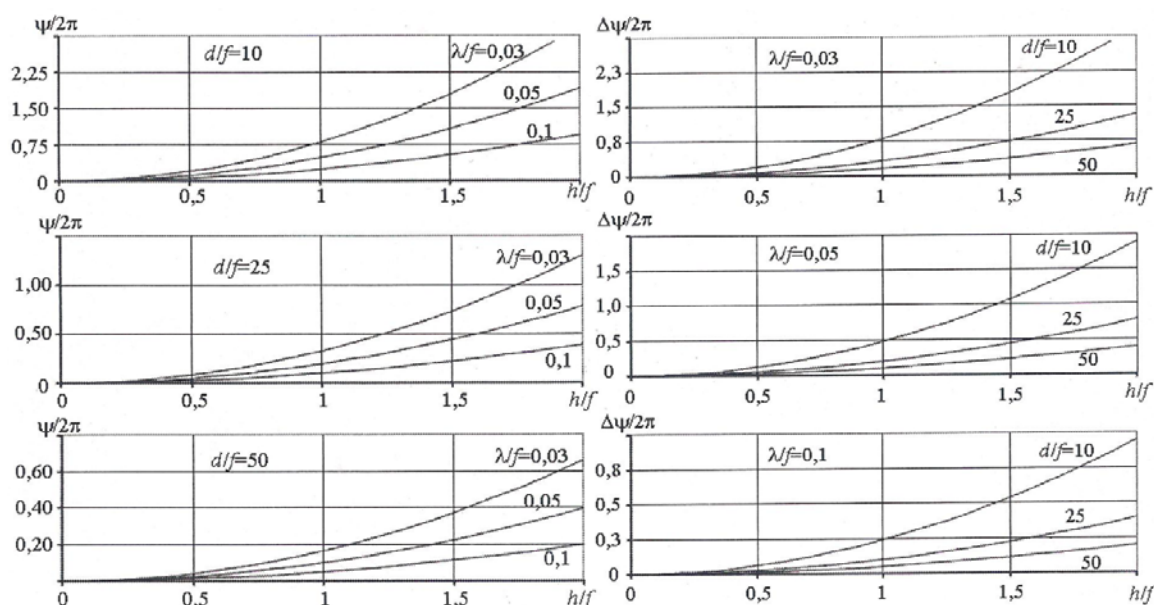


Рис. 5. Фазовое распределение как функция отношения $\frac{h}{f}$ при различных сочетаниях между собой $\frac{d}{f}$ и $\frac{\lambda}{f}$

Fig. 5. Phase distribution as a function of relation $\frac{h}{f}$ at various combinations between themselves $\frac{d}{f}$ and $\frac{\lambda}{f}$

ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

На практике [4] наиболее распространен случай, когда радиояркие температуры, принимаемые на вертикальной и горизонтальной поляризациях, распределены по нормальному закону. Причем возможны два случая:

- для измерения $T_{ГП}(45^\circ)$ и $T_{ВП}(45^\circ)$ используется один общий канал;
- для измерения $T_{ГП}(45^\circ)$ и $T_{ВП}(45^\circ)$ используются разные каналы.

Очевидно, что в первом случае между $T_{ГП}(45^\circ)$ и $T_{ВП}(45^\circ)$ существует корреляционная связь и совместная плотность вероятности определяется как

$$p(T_{ГП}, T_{ВП}) = \frac{1}{2\pi\sigma_z\sigma_\theta\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left(-\frac{1}{2(1-\rho^2)} \times \left(\frac{(T_{ГП}-m_z)^2}{\sigma_z} - \frac{2\rho(T_{ГП}-m_z)(T_{ВП}-m_\theta)}{\sigma_z\sigma_\theta} + \frac{(T_{ВП}-m_\theta)^2}{\sigma_\theta}\right)\right), \quad (18)$$

где m_z и m_θ , σ_z^2 и σ_θ^2 – математические ожидания и дисперсии радиоярких температур $T_{ГП}(45^\circ)$ и $T_{ВП}(45^\circ)$; ρ – коэффициент корреляции.

В случае использования разных каналов измерения $T_{ГП}(45^\circ)$ и $T_{ВП}(45^\circ)$ радиояркие температуры будут некоррелированными, а совместная плотность вероятности будет иметь вид

$$p(T_{ГП}, T_{ВП}) = \frac{1}{2\pi\sigma_z\sigma_\theta} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{(T_{ГП}-m_z)^2}{\sigma_z} + \frac{(T_{ВП}-m_\theta)^2}{\sigma_\theta}\right)\right). \quad (19)$$

В этом случае зависимость погрешности определения температуры атмосферы от погрешностей радиоярких температур можно представить в виде [11]

$$\Delta T_0 = \sum_{i=1}^2 \varphi_i \delta_i, \quad (20)$$

где коэффициенты чувствительности определяются выражениями

$$\varphi_{T_z} = \frac{\partial \Delta T_0(T_{ГП}, T_{ВП})}{\partial T_{ГП}} \Bigg|_{T_{ГП} = \tilde{T}_{ГП}} = \frac{8\tilde{T}_{ГП}^2 (\tilde{T}_{ГП} - \tilde{T}_{ВП})}{(2\tilde{T}_{ГП} - \tilde{T}_{ВП})^2}, \quad (21)$$

$$\varphi_{T_\theta} = \frac{\partial \Delta T_0(T_{ГП}, T_{ВП})}{\partial T_{ВП}} \Bigg|_{T_{ВП} = \tilde{T}_{ВП}} = \frac{\tilde{T}_{ГП}^2}{\tilde{T}_{ВП} - 2\tilde{T}_{ГП}}.$$

Учитывая (21), выражение (20) будет иметь вид

$$\Delta T_0 = \frac{8\tilde{T}_{ГП}^2 (\tilde{T}_{ГП} - \tilde{T}_{ВП})}{(2\tilde{T}_{ГП} - \tilde{T}_{ВП})^2} \delta T_{ГП} + \frac{\tilde{T}_{ГП}^2}{\tilde{T}_{ВП} - 2\tilde{T}_{ГП}} \delta T_{ВП}. \quad (22)$$

Тогда дисперсия погрешности определения температуры равна

$$\sigma_{T_0}^2 = \frac{64\tilde{T}_{ГП}^4 (\tilde{T}_{ГП} - \tilde{T}_{ВП})^2}{(2\tilde{T}_{ГП} - \tilde{T}_{ВП})^4} \sigma_z^2 + \frac{\tilde{T}_{ГП}^4}{(\tilde{T}_{ВП} - 2\tilde{T}_{ГП})^2} \sigma_\epsilon^2. \quad (23)$$

Выражение (23) позволяет установить степень зависимости погрешности измерения термодинамической температуры от погрешностей измерения радиоярких температур $T_{ГП}$ и $T_{ВП}$ в каналах горизонтальной и вертикальной поляризации.

На рис. 6 представлен график зависимости нормированного значения $\frac{\sigma_{T_0}}{\sigma_{T_0\max}}$ от изменения дисперсии погрешностей измерения радиоярких температур в каналах вертикальной и горизонтальной поляризации.

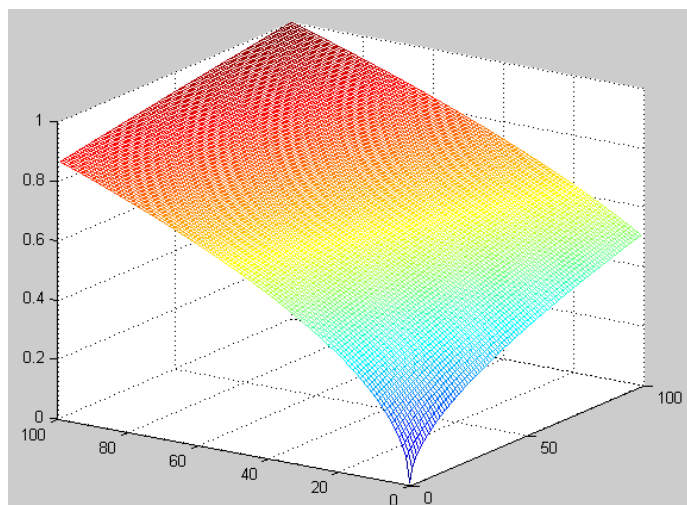


Рис. 6. Зависимость нормированного значения $\frac{\sigma_{T_0}}{\sigma_{T_0\max}}$ от изменения дисперсии погрешностей измерения радиоярких температур в каналах вертикальной и горизонтальной поляризации

Fig. 6. Relationship between normalized value $\frac{\sigma_{T_0}}{\sigma_{T_0\max}}$ and change of error dispersion of brightness temperatures measurement in channels of vertical and horizontal polarization

Представленные зависимости свидетельствуют о большем вкладе в погрешность измерения термодинамической температуры ошибок канала измерения $T_{ГП}$.

Кроме этого, погрешность измерения термодинамической температуры T_0 при угле $\psi = 45^\circ$ можно оценить, используя выражение [4]:

$$\Delta T_0 = \frac{1}{2} N_z \frac{\left(\frac{3}{2} N_z - N_e \right)}{\left(N_z - \frac{1}{2} N_e \right)^2} \delta T_{Я} = A(\varepsilon) \delta T_{Я}. \quad (24)$$

Особенность данного выражения состоит в том, что оно, устанавливая связь между погрешностью измерения радиоярких температур $\delta T_{Я}$ и погрешностью измерения термодинамической температуры ΔT_0 , учитывает отражательные способности атмосферы на горизонтальной N_z и вертикальной N_e поляризациях.

Величина диэлектрической проницаемости воздуха и большинства газов в нормальных условиях близка к единице, вследствие их низкой плотности. В связи с этим, в (24) функция $A(\varepsilon)$, зависящая от диэлектрической проницаемости, имеет величину порядка единицы, тогда $\Delta T_0 \approx \delta T_{Я}$. Погрешность определения термодинамической температуры имеет один порядок с погрешностью измерения радиоярких температур в каналах поляризации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный метод измерения профиля температуры нижних слоев атмосферы является оригинальным, но, конечно, нуждается в тщательной оценке.

В первую очередь требуется:

- с применением методов математического моделирования проверить влияние погрешности определения радиоярких температур в каналах вертикальной и горизонтальной поляризации на погрешность измерения термодинамической температуры;
- провести исследования точности измерения термодинамической температуры на различных высотах.

Несомненно, отдельный интерес представляет экспериментальная оценка погрешности измерения термодинамической температуры при различных состояниях нижних слоев атмосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богаткин О.Г. Авиационные прогнозы погоды. СПб., БХВ-Петербург, 2010. 288 с.
2. Богородский В.В., Канарейкин Д.Б., Козлов А.И. Поляризация рассеянного и собственного радиоизлучения земных покровов. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 280 с.
3. Богородский В.В., Козлов А.И. Микроволновая радиометрия земных покровов. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 260 с.
4. Козлов А.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Кн. 3. Радиополяриметрия сложных по структуре сигналов. М.: Радиотехника, 2008. 688 с.
5. Термическое зондирование пограничного слоя атмосферы в центре линий поглощения кислорода / К.П. Гайкович, Е.Н. Кадыгров, А.С. Косов, А.В. Троицкий // Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35, № 2. С. 130–136.
6. Кадыгров Е.Н. Микроволновая радиометрия атмосферного пограничного слоя: метод, аппаратура, результаты измерений / Оптика атмосферы и океана. 2009. Т. 22, № 7. С. 697–704.
7. Каллистратова М.А., Кон А.И. Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 198 с.
8. Козлов А.И., Маслов В.Ю. Численный метод определения неоднородной комплексной диэлектрической проницаемости плоской поверхности объектов по поляризационной

структуре поля отраженной электромагнитной волны // Научный Вестник МГТУ ГА. 2012. № 179. С. 140–144.

9. Козлов А.И., Маслов В.Ю. Дистанционное определение диэлектрической проницаемости поверхности в оптическом диапазоне // Научный Вестник МГТУ ГА. 2014. № 210 (12). С. 40–42.

10. Козлов А.И., Маслов В.Ю. Численный метод решения трехмерной обратной задачи рассеяния электромагнитных волн на препятствии // Научный Вестник МГТУ ГА. 2012. № 179. С. 135–139.

11. Загребнев В.И. Выбор допусков на параметры бортовой комплексной системы с учетом точности функционирования и надежности // Сборник научных трудов № 168. М.: МЭИ, 1988.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

Боделов Эдуард Анатольевич, кандидат технических наук, доцент, заведующий кафедрой технической эксплуатации радиоэлектронного оборудования воздушного транспорта МГТУ ГА, e.bolelov@mstuca.aero.

Козлов Анатолий Иванович, заслуженный деятель науки и техники РФ, доктор физико-математических наук, профессор, профессор кафедры технической эксплуатации радиоэлектронного оборудования воздушного транспорта МГТУ ГА, a.kozlov@mstuca.aero.

Маслов Виктор Юрьевич, доктор технических наук, профессор МТУ (МИРЭА), v.maslov@mirea.com.

REMOTE MEASUREMENT OF THE ATMOSPHERE LOWER LAYERS TEMPERATURE PROFILE BY MEANS OF RADIO POLARIMETRY

Eduard A. Bolelov¹, Anatoly I. Kozlov¹, Victor J. Maslov²

¹*Moscow State Technical University of Civil Aviation, Moscow, Russia*

²*Moscow Technology University, Moscow, Russia*

ABSTRACTS

Air temperature is one of the most important parameter of the atmosphere. The air temperature, especially in the lower atmosphere can have a significant effect on the aerodynamic characteristics of aircraft and is one of the main elements for the preparation of aviation weather forecasts. Methods of air temperature measuring in the atmosphere can be divided into two groups. The first group which combines the methods of contact measurement assumes the direct contact of the meter with the environment. The second group of methods, is now rapidly developing, combines the methods of remote measurement of the temperature. The problem of remote measurement of air temperature in the lower atmosphere is an important task, since the contact measurements, though highly accurate and informative, are held through certain and large enough time intervals (up to two times per day). To solve the problem of remote measurement of air temperature many different theoretical solutions and technical devices developed on their basis are proposed. All the proposed methods and techniques have limitations on their use imposed primarily by the precision with which you can define certain characteristics of the studied objects. The article considers a method that opens up the possibility of solving the problem of remote measurement of temperature in non-uniformly heated environment without losses of atmosphere type. It is based on radio emission own reception, intensity of which depends on its temperature. The proposed method of air temperature remote measurement is based on the well-known formula of S. T. Egorov and Y. M. Shestopalov. The article gives reasons for the possibility of using elliptical antennas for air temperature remote measurement in the lower layers of atmosphere.

Key words: the temperature profile, remote sensing, elliptical antenna, phased array antenna.

REFERENCES

1. Bogatkin O.G. *Aviatsionnye prognozy pogody* [Aviation weather forecasts]. Saint Petersburg, BHV-Petersburg, 2010, 288 p. (in Russian)

2. **Bogorodsky V.V., Kanareikin D.B., Kozlov A.I.** *Polyarizatsiya rasseyannogo i sobstvennogo radioizlucheniya zemnyh pokrovov* [Polarization of scattered and intrinsic radio radiation of ground covering]. Leningrad, *Gidrometeoizdat* [Hydrometeorology Publ.], 1981, 280 p. (in Russian)
3. **Bogorodsky V.V., Kozlov A.I.** *Mikrovolnovaya radiometriya zemnyh pokrovov* [Microwave radiometry of the Earth covering]. Leningrad, *Gidrometeoizdat* [Hydrometeorology Publ.], 1985, 260 p. (in Russian)
4. **Kozlov A.I., Logvin, A I., Sarychev V.A.** *Polyarizatsiya radiovoln* [Polarization of radio waves]. Book 3. *Radiopolyarimetriya slozhnyh po structure signalov* [Radio polarimetry of complicated structure signals]. M., Radio Engineering, 2008, 688 p. (in Russian)
5. **Gaikovich K.P., Kadygrov E.N., Kosov A.S., Troitsky A.V.** *Termicheskoye zondirovanie pogrannichnogo sloya atmosfery v tsentre liniy poglosheniya kisloroda* [Ground-based microwave thermal sounding of the atmosphere]. *Radiofizika* [Radiophysics and Quantum Electronics], 1992, Vol. 35, no. 2, pp. 130–136. (in Russian)
6. **Kadygrov E.N.** *Mikrovolnovaya radiometriya atmosfernogo pogrannichnogo sloya: metod, apparatura, rezultat izmereniy* [Microwave radiometry of atmospheric boundary layer: method, equipment, and applications]. *Optika atmosfery i okeana* [Optics of atmosphere and ocean], 2009, Vol. 22, no. 7, pp. 697–704. (in Russian)
7. **Kallistratova M.A., Kon A.I.** *Radioakusticheskoye zondirovanie atmosfery* [Radiosonic sounding of the atmosphere]. M., Nauka, 1985, 198 p. (in Russian)
8. **Kozlov A.I., Maslov V.J.** *Chislenniy metod opredeleniya neodnorodnoy kompleksnoy dielektricheskoy pronitsayemosti ploskoy poverhnosti obyektov po polyarizatsionnoy stukture polya otrazhennoy elektromagnitnoy volny* [Numerical method of the determination complex permeability to flat surface object on polarization structure of the field reflected electromagnetic wave]. *Nauchnij Vestnik MGTUGA* [Scientific Bulletin of MSTUCA], 2012, № 179, pp. 140–144. (in Russian)
9. **Kozlov A.I., Maslov V.J.** *Distantsionnoye opredeleniye dielektricheskoy pronitsaimosti poverhnosti v opticheskom diapozone* [Remote sensing of the dielectric permeability of surface in optical range]. *Nauchnij Vestnik MGTUGA* [Scientific Bulletin of MSTUCA], 2014, № 210 (12), pp. 40–42. (in Russian)
10. **Kozlov A.I., Maslov V.J.** *Chislenniy metod resheniya trehmernoy obratnoy zadachi rasseyaniya elektromagnitnih voln na prepyatstviy* [Numerical method of the decision of the three-dimensional inverse problem of the dissipation of the electromagnetic waves on obstacle]. *Nauchnij Vestnik MGTUGA* [Scientific Bulletin of MSTUCA], 2012, № 179, pp. 135–139. (in Russian)
11. **Zagrebnev V.I.** *Vybor dopuskov na parametry bortovoy kompleksnoy sistemy s uch'otom tochnosti funktsionirovaniya i nadezhnosti* [The Choice of tolerances on the parameters of the onboard integrated system, taking into account the accuracy of operation and reliability]. *Sbornik nauchnih trudov* [Collection of scientific works MEI], 1988, № 168. (in Russian)

INFORMATION ABOUT THE AUTHORS

Eduard A. Bolelov, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Head of Chair "Technical Exploitation of Radio-Electronic Equipment of Air Transport", Moscow State Technical University of Civil Aviation, e.bolelov@mstuca.aero.

Anatoly I. Kozlov, Honoured Worker of Science and Technology of Russian Federation, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Full Professor, Professor of Chair "Technical Exploitation of Radio-Electronic Equipment of Air Transport", Moscow State Technical University of Civil Aviation, a.kozlov@mstuca.aero.

Victor J. Maslov, Doctor of Technical Sciences, Professor, MTU (MIREA), v.maslov@mirea.com.

Поступила в редакцию 28.08.2017
Принята в печать 23.11.2017

Received 28.08.2017
Accepted for publication 23.11.2017