

УДК 621.371.34

ФОРМИРОВАНИЕ РАДИОТЕПЛОВЫХ КОНТРАСТОВ ОБЪЕКТОВ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Л. И. Федосеев, А. А. Швецов

**Учреждение Российской академии наук Институт прикладной физики РАН,
Нижний Новгород**

Получена 30 июня 2010 года

Аннотация. Рассмотрены физические основы и особенности формирования радиотепловых контрастов объектов. Установлено существование связи контраста объекта с так называемой контрастообразующей разностью температур, представляющей собой разность приземной температуры воздуха и усредненной по верхней полусфере эффективной температурой излучения неба. Показано, что в качестве контрастообразующей разности температур в миллиметровых окнах прозрачности атмосферы может быть использована легко измеряемая разность приземной температуры воздуха и температуры излучения неба под зенитным углом 60° . Установленное теоретически и подтвержденное экспериментом существование связи контрастов объектов и контрастообразующей разности температур может быть положено в основу систематизации контрастов (по различным метеоусловиям и объектам) и сведению задачи прогнозирования контрастов к статистике контрастообразующей разности температур в данном регионе.

Ключевые слова: дистанционное зондирование, радиотепловые контрасты объектов, контрастообразующая разность температур, миллиметровый диапазон радиоволн.

Введение

В миллиметровом диапазоне радиоволн из-за сильной зависимости атмосферного ослабления и излучения от погодных условий, особенно от

осадков, влияющих еще и на излучательные свойства объектов и фонов, при прогнозировании эффективности тех или иных средств дистанционного радиотеплового зондирования (радиотеплолокации, в частности) и при выборе оптимальных рабочих частот постоянно возникает вопрос о величине и вариациях радиотепловых контрастов этих объектов. Для решения его необходимо располагать сведениями о связи контрастов этих объектов с характеристиками его окружения (небо, подстилающая поверхность), зависящими, в свою очередь, как от метеоусловий, так и от частоты зондирования. Настоящая работа посвящена выявлению и обобщению этих сведений, частично уже затронутых, например, в [1-3], а также обоснованию их использования для дальнейшего прогнозирования не только самих контрастов, но и эффективности работы соответствующих систем дистанционного зондирования. Для этого напомним сначала основные радиотепловые характеристики и механизм формирования контрастов, после чего будет видно, какие параметры окружающей среды можно положить в основу систематизации контрастов при экспериментальном исследовании их, а затем и при их прогнозировании.

Особенности формирования радиотепловых контрастов

Прежде, чем остановиться на задачах систематизации и прогнозирования радиотепловых контрастов объектов типа танк, вертолет, автомашина подчеркнем принципиальную разницу физической природы инфракрасных (ИК) тепловых и радиотепловых (миллиметровых, в частности) контрастов.

В отличие от инфракрасных волн миллиметровые практически не испускаются большинством образцов военной техники, ибо коэффициент отражения их от металлической поверхности объектов близок к единице даже, если металл покрыт краской или ржавчиной. Эффективная яркостная температура каждого из таких объектов, а также величина и знак их яркостного контраста относительно яркостной температуры участка фона, на котором объект рассматривается, определяются переотражением в сторону наблюдателя

миллиметрового излучения окружающего объект фона. Иначе говоря, зависят как от максимальной разницы эффективных температур излучения, имеющей место в окружающем объект пространстве (если эта разница стремиться к нулю, то объект становится неразличимым), так и от геометрии объекта, угла наблюдения и от яркости участка местности, на котором лоцируется объект.

В силу примерной симметрии распределения яркости фона относительно вертикали все вертикальные плоскости являются наименее контрастными объектами (при любых углах визирования), а горизонтальные и наклонные – наиболее контрастными, особенно при вертикальном и наклонном визировании. При этом благодаря преобладающему переотражению излучения неба - наиболее “холодной” части пространства – объект “выглядит” более “холодным”, чем подстилающая поверхность, независимо от физической температуры отражающего металла объекта.

Заметим, что из-за влияния шероховатостей, возрастания угла потерь и уменьшения диэлектрической проницаемости воды практически все виды подстилающих поверхностей на миллиметровых волнах характеризуются большей радиометрической однородностью, чем на сантиметровых или ИК-волнах, что является предпосылкой высокой устойчивости отрицательного радиотеплового контраста металлических объектов.

Из сказанного следует, что, во-первых, наиболее выгодная область применения средств пассивной локации коротковолновой части миллиметрового диапазона радиоволн относится к системам с вертикальной или наклонной трассой визирования, когда не только имеет место наименее сильное влияние атмосферного поглощения, но и существует наибольший яркостной контраст для подавляющего большинства наземных, морских и воздушных объектов; во-вторых, для пассивного лолятора рассматриваемого диапазона практически невозможно создать ложные цели существенно меньшего размера, чем имитируемые объекты. В этом состоит отличие как от активной локации, для которой ложная цель может быть легко создана набором небольших уголкового отражателей, так и от пассивной локации ИК-диапазона,

для которой ложная цель может быть создана с помощью специально подобранных излучателей (факелы и пр.).

Забегая вперед, отметим, что совместное действие таких факторов, как величина формирующей контраст разницы температур неба и горизонта, поглощения на пути от локатора до объекта, направленности антенны ограниченного размера приводит к тому, что наиболее перспективными для решения и практических задач являются диапазоны волн, соответствующие 3-х миллиметровому и 2-х миллиметровому окнам прозрачности атмосферы.

Характеристики радиоизлучения объектов и фонов

Радиоизлучение окружающего фона и объектов можно характеризовать энергетической яркостью B , численное значение которой равно величине мощности, падающей на единичную площадку перпендикулярную лучу зрения телесного угла в один стерадиан в полосе частот 1 Гц. Однако, в радиометрии чаще пользуются другой величиной, а именно яркостной температурой T_B , связанной с яркостью, следующим соотношением:

$$T_B = \frac{\lambda^2 B}{2k}, \quad (1)$$

где k – постоянная Больцмана; λ – длина волны излучения.

Особенно удобно пользоваться этой характеристикой в том диапазоне частот, где выполняется приближение Релея-Джинса ($h\nu \ll kT$, где h – постоянная Планка, ν – частота излучения, T – термодинамическая температура излучающего тела). В этом случае температура излучения абсолютно черного тела равна его термодинамической температуре. На поверхности Земли в миллиметровом диапазоне радиоволн приближение Релея-Джинса всегда имеет место.

Непосредственно измеряемой в эксперименте величиной является антенная температура T_A . Для объекта, имеющего распределение радиояркостности $T_{об}(\Omega)$, и

фона, яркостная температура которого описывается функцией $T_{\phi}(\Omega)$, антенная температура $T_{Aоб}$ равна

$$T_{Aоб} = \frac{\int_{\Omega_{об}} F(\Omega) T_{об}(\Omega) d\Omega + \int_{4\pi - \Omega_{об}} F(\Omega) T_{\phi}(\Omega) d\Omega}{\int_{4\pi} F(\Omega) d\Omega}, \quad (2)$$

где $\Omega_{об}$ – телесный угол объекта; $F(\Omega)$ – диаграмма направленности антенны.

Если объект в диаграмме направленности отсутствует, то антенная температура определяется только яркостной температурой фона и равна

$$T_{A\phi} = \frac{\int F(\Omega) T_{\phi}(\Omega) d\Omega}{\int_{4\pi} F(\Omega) d\Omega}. \quad (3)$$

Введя коэффициент рассеяния антенны вне главного лепестка

$$\beta_{\Omega_{гл}} = \frac{\int_{\Omega_{гл}} F(\Omega) d\Omega}{\int_{4\pi} F(\Omega) d\Omega}, \quad (4)$$

где $\Omega_{гл}$ – телесный угол главного лепестка диаграммы направленности, выражение (3) можно переписать в виде

$$T_{A\phi} = (1 - \beta_{\Omega_{гл}}) T_{\phi, \Omega_{гл}} + \beta_{\Omega_{гл}} \tilde{T}_{\phi}, \quad (5)$$

где $T_{\phi, \Omega_{гл}}$ и \tilde{T}_{ϕ} – средние температуры фона в пределах главного лепестка и боковых, соответственно, определяемые как

$$T_{\phi, \Omega_{гл}} = \frac{\int_{\Omega_{гл}} F(\Omega) T_{\phi}(\Omega) d\Omega}{\int_{\Omega_{гл}} F(\Omega) d\Omega}, \quad (6)$$

$$\tilde{T}_{\phi} = \frac{\int_{4\pi - \Omega_{гл}} F(\Omega) T_{\phi}(\Omega) d\Omega}{\int_{4\pi - \Omega_{гл}} F(\Omega) d\Omega}. \quad (7)$$

Для практики наибольший интерес представляет величина ΔT_A

$$\Delta T_A = T_A - T_{A\phi}, \quad (8)$$

называемая антенным контрастом зондируемого объекта (участка местности, в том числе) относительно фона.

Подставляя в выражение для ΔT_A значения T_A и $T_{A\phi}$ из (2) и (3), получим

$$\Delta T_A = \frac{\int_{\Omega_{об}} F(\Omega) [T_{об}(\Omega) - T_{\phi}(\Omega)] d\Omega}{\int_{4\pi} F(\Omega) d\Omega}. \quad (9)$$

Если угловые размеры объекта равны или меньше угловых размеров лепестка диаграммы направленности $\Omega_{\text{дл}}$, то имеет смысл записать (8) в виде

$$\Delta T_A = \frac{\int_{\Omega_{об}} F(\Omega) \cdot [T_{я}(\Omega) - T_{\phi}(\Omega)] d\Omega}{\int_{\Omega_{об}} F(\Omega) d\Omega} \times (1 - \beta_{\text{дл}}), \quad (10)$$

или, вводя множитель, учитывающий соотношение между угловыми размерами главного лепестка и объекта

$$\frac{\int_{\Omega_{об}} F(\Omega) d\Omega}{\int_{\Omega_{\text{дл}}} F(\Omega) d\Omega} = \frac{S_{об}}{S_{\text{д}}}, \quad (11)$$

получим

$$\Delta T_A = \frac{\int_{\Omega_{об}} F(\Omega) \cdot [T_{я}(\Omega) - T_{\phi}(\Omega)] d\Omega}{\int_{\Omega_{об}} F(\Omega) d\Omega} \times \frac{S_{об}}{S_{\text{д}}} (1 - \beta_{\text{дл}}). \quad (12)$$

Если угловые размеры объекта много меньше размеров главного лепестка, то выражение для антенного контраста принимает простой вид

$$\Delta T_A = \Delta \bar{T}_{я} (1 - \beta_{\text{дл}}) \frac{S_{об}}{S_{\text{д}}}, \quad (13)$$

где $\Delta \bar{T}_{я} = \bar{T}_{я} - T_{\phi, \text{дл}}$ - средний яркостной контраст объекта; $\bar{T}_{я}$ - средняя яркостная температура объекта

$$\bar{T}_Я = \frac{\int T_Я(\Omega) d\Omega}{\Omega_{об}}. \quad (14)$$

Если поглощение на луче зрения от антенны до объекта существенно, то формула для антенного контраста примет вид

$$\Delta T_A = e^{-\gamma R} \Delta \bar{T}_Я (1 - \beta_{эл}) \frac{S_{об}}{S_D}, \quad (15)$$

где γ – коэффициент поглощения на трассе до объекта; R – расстояние от антенны до объекта.

Напомним теперь факторы, от которых зависят яркостные температуры фонов и объектов.

Яркостная температура неба

Яркостная температура неба в общем случае определяется как радиоизлучением самой атмосферы, так и ослабленным атмосферой радиоизлучением внеатмосферных источников. Наиболее яркими внеземными источниками в миллиметровом диапазоне радиоволн являются Солнце с яркостной температурой около 5500 – 8000 К [4] и Луна, яркостная температура которой зависит от фазы и в среднем равна 200 К [5]. Однако вклад их в рассеянное земными покровами и объектами излучение ничтожен, т.к. они занимают чрезвычайно малую часть небосвода (их угловые размеры около 30'). Вкладом трехградусного реликтового излучения в фоновую температуру также можно пренебречь.

Собственное радиоизлучение ясной атмосферы в диапазоне волн 1 – 8 мм создается в основном водяным паром и молекулярным кислородом. Этими же газами определяется, соответственно, и атмосферное поглощение.

Если воспользоваться приближением плоскостлой изотермической модели атмосферы, то зависимость яркостной температуры неба от зенитного угла θ и полного вертикального поглощения Γ_0 примет вид

$$T_H = T_o(1 - e^{-\Gamma_o \sec \theta}) \quad (16)$$

Плоскостойкая модель атмосферы справедлива в интервале зенитных углов $\theta < 85^\circ$. На углах вблизи горизонта, где необходимо учитывать сферичность атмосферы, расчет поглощения и излучения должен проводиться с учетом рефракции [6], что представляет значительные трудности для двухкомпонентной модели. Отсюда следует, что измерения радиоизлучения атмосферы при малых углах над горизонтом представляют особый интерес.

Для плоскостойкой изотермической атмосферы яркостная температура неба зависит от двух параметров: T_o и Γ_o , а относительная яркостная температура T_H/T_o – лишь от одного Γ_o . С учетом поправки на неизотермичность относительная яркостная температура плоскостойкой атмосферы зависит уже как от Γ_o , так и от T_o .

Что же касается самой поправки на неизотермичность¹, то она обычно вычисляется для некоторого среднего, принятого за стандартное, распределения температуры и влажности воздуха по высоте (стандартная атмосфера). Для стандартной атмосферы в окнах прозрачности эта поправка обычно не превышает 10 % от T_H и при некоторых оценках может не приниматься во внимание. Однако иногда встречаются сильные отклонения от стандартного распределения. Наиболее часто такие отклонения наблюдаются в безветренную ясную погоду зимой, а также в ночные часы летом. Это случаи так называемых инверсий температуры и влажности. Они могут приводить к заметным аномалиям и в распределении яркостной температуры неба. Отсюда следует, что, изучая экспериментально зависимость яркостной температуры неба от T_o и от Γ_o , мы получим некоторый разброс данных, связанный со случайными отклонениями распределения температуры и влажности от стандартного.

Иногда изучается связь T_n не с параметрами T_o и G_o , а с какими-нибудь другими, например, с T_o и приземной влажностью воздуха ρ , осажденной влагой или другими. В общем случае эти параметры не связаны с T_o и G_o однозначно. Такую связь можно установить лишь для конкретной модели распределения метеопараметров по высоте. Поэтому степень корреляции T_n с различными группами параметров будет различна.

Яркостная температура подстилающей поверхности и объектов

Яркостная температура земной поверхности и объектов, находящихся на ней или вблизи нее, определяется их собственным радиоизлучением, а также рассеянным и отраженным ими радиоизлучением окружающего фона. Различия в яркостной температуре разных поверхностей и предметов в естественных условиях связаны, как правило, не столько с разницей их термодинамических температур, сколько с различием их излучательных, отражательных и рассеивающих свойств, которые в свою очередь определяются электромагнитными свойствами вещества и структурой поверхности.

Если ввести два параметра: α - параметр, характеризующий линейный масштаб поверхностных неровностей и подповерхностных (объемных) неоднородностей; l_g - коэффициент, характеризующий глубину проникновения волны внутрь неоднородной среды или среды с шероховатой границей раздела, то среды можно разделить на несколько типов [9]:

1. Однородная среда, если $\alpha/\lambda \ll 1$ и $\alpha/l_g \ll 1$. Характеризуется зеркальным отражением от границы раздела.
2. Неоднородная среда, если $\alpha/\lambda \geq 1$ и $\alpha/l_g \ll 1$. В этом случае наблюдается подповерхностное многократное рассеяние.

¹ Поправка на неизотермичность впервые была введена в работе [7] - для однокомпонентной атмосферы. Для двухкомпонентной - можно найти в [8,5].

3. Неровная поверхность, если $\alpha/\lambda \geq 1$ и $\alpha/l_g \geq 1$. Рассеяние происходит на поверхности.

4. Различные виды ламбертовских поверхностей, если $\alpha/\lambda \gg 1$.

В диапазоне длин волн 1 - 8 мм встречаются все типы сред. К первой группе относятся, в первую очередь, гладкие поверхности воды и льда, искусственные поверхности типа асфальтовых и бетонных покрытий, а также гладкие металлические поверхности.

Ко второму типу можно отнести пену на воде, сухой снег, сухой мелкий гравий и щебень.

К третьему типу сред принадлежат взволнованные водные поверхности и различные влажные грунты, влажный песок.

Четвертый тип сред составляют, например, различные растительные покровы, достаточно густые, чтобы не просвечивала почва, крупный обломочный материал скальных пород.

Большинство естественных поверхностей имеет нерегулярный характер и поэтому должно обладать сильными рассеивающими свойствами. Необходимо также отметить, что в отличие от плоской поверхности диэлектриков, создающей значительную поляризацию отраженного излучения, сильно шероховатая поверхность должна создавать существенно меньшую поляризацию. Сильно поляризованное излучение должно давать гладкие поверхности воды и льда, а также искусственные гладкие поверхности из диэлектриков (асфальт, бетон, доски).

Расчет радиоизлучения с хорошей точностью возможен лишь для очень немногих случаев гладких однородных поверхностей. Для большинства же реальных сред расчет очень сложен и дает лишь оценочные значения величины яркостной температуры. Все это указывает на необходимость измерений яркостных температур фона и объектов в возможно более широком диапазоне условий и набора большой статистики для предсказаний радиометрических характеристик фонов и объектов.

Однако эмпирические модели радиоизлучения фонов могут быть полезными для систематизации экспериментальных данных и грубых оценок величины яркостной температуры в различных условиях.

В качестве одной из таких моделей рассмотрим модель горизонтальной шероховатой поверхности, которая рассеивает все падающее на нее излучение по закону Ламберта (так называемую идеально матовую ортотропную поверхность), "освещаемую" радиоизлучением неба. Яркостная температура такой поверхности $T_{\phi o}$ равна

$$T_{\phi o} = \frac{\int T_n(\Omega) \cos \theta d\Omega}{2\pi}. \quad (17)$$

Будем для простоты считать, что яркостная температура неба описывается выражением (16). Тогда из (17) получим

$$T_{\phi o} = T_o - 2T_o \int_0^{\pi/2} e^{-\Gamma_o \sec \theta} \cos \theta d \cos \theta. \quad (18)$$

Интеграл в равенстве (18) выражается через интегральные показательные функции $E_3(\Gamma_o)$ или $E_2(\Gamma_o)$ и $E_o(\Gamma_o)$ [10]:

$$\int_0^{\pi/2} e^{-\Gamma_o \sec \theta} \cos \theta d \cos \theta = \int_1^{\infty} \frac{e^{-y\Gamma_o}}{y^3} dy = E_3(\Gamma_o). \quad (19)$$

Окончательно получим

$$\frac{T_{\phi o}}{T_o} = 1 - \Gamma_o [E_o(\Gamma_o) - E_2(\Gamma_o)] = 1 - 2E_3(\Gamma_o). \quad (20)$$

Часто удобнее пользоваться величиной

$$\frac{T_o - T_{\phi o}}{T_o} = \Gamma_o [E_o(\Gamma_o) - E_2(\Gamma_o)] = 2E_3(\Gamma_o). \quad (21)$$

Если ортотропная поверхность не идеально матовая, а характеризуется величиной альбедо A , отличной от единицы, и термодинамической температурой T , то

$$\frac{T_o - T_\phi}{T_o} = A\Gamma_o [E_o(\Gamma_o) - E_2(\Gamma_o)] + (1 - A) \frac{T_o - T}{T_o}. \quad (22)$$

Выражение (22) упрощается, если $T = T_o$. Тогда мы имеем

$$\frac{T_o - T_\phi}{T_o} = A\Gamma_o [E_o(\Gamma_o) - E_2(\Gamma_o)]. \quad (23)$$

Вообще говоря, для неизотермической сферической атмосферы зависимость $T_n(\theta)$ будет несколько иной, но так как наиболее сильное отличие должно наблюдаться при больших зенитных углах, вес которых в интеграле (17) мал, то поправка в яркостной температуре площадки будет несущественной.

Реальная поверхность может отличаться от ортотропной, и ее яркостная температура будет зависеть от угла θ , но можно ожидать, что для некоторых шероховатых поверхностей в не слишком широком диапазоне Γ_o при заданном угле θ зависимость $(T_o - T_\phi)/T_o$ от Γ_o будет близка к виду (23). Тогда имеет смысл, для такой реальной поверхности также пользоваться формулой (23), но при этом считать, что величина A не постоянна, а есть медленная функция Γ_o и θ . При этом $A(\Gamma_o, \theta)$ уже не будет альбедо в обычном смысле, а будет функцией, характеризующей отличие отражающих свойств поверхности от ортотропной.

Аналогично, для **объекта**, имеющего сложную отражающую поверхность, можно ввести приближение - изотропно рассеивающую модель. Яркостная температура такого идеального объекта $\bar{T}_{яо}$ будет равна средней по всем телесным углам яркостной температуре окружающего фона \bar{T}_ϕ , которую можно записать в виде

$$\bar{T}_\phi = \frac{\bar{T}_n + \bar{T}_{нов}}{2}, \quad (24)$$

где $\bar{T}_н$ - средняя яркостная температура неба; $\bar{T}_{нов}$ - средняя яркостная температура подстилающей поверхности, которые в свою очередь определяются равенствами

$$\bar{T}_н = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} T_н(\Omega) d\Omega, \quad (25)$$

$$\bar{T}_{нов} = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} T_{нов}(\Omega) d\Omega, \quad (26)$$

где $T_{нов}(\Omega)$ - яркостная температура поверхности.

Равенства (24) - (26) справедливы для плоской подстилающей поверхности. Если поверхность не плоская (пересеченная местность, например), то интегрирование нужно проводить по соответствующим телесным углам неба и земли, видимым от объекта, а в выражение (24) $\bar{T}_н$ и $\bar{T}_{нов}$ войдут с соответствующими весами.

Если изотропно рассеивающее тело, имеющее альбедо $A_{об}$ и температуру T_o , находится на горизонтальной поверхности с не зависящей от угла яркостной температурой $T_{нов}$ и наблюдается на ее фоне, то его яркостный контраст $\Delta\bar{T}_я$ равен

$$\Delta\bar{T}_я = \bar{T}_я - \bar{T}_{нов} = -\frac{A_{об}}{2} (T_o - \bar{T}_н) + \left(1 - \frac{A_{об}}{2}\right) (T_o - T_{нов}). \quad (27)$$

Для многих видов подстилающих поверхностей (за исключением таких, как водные поверхности, а также поверхностей снежных и ледяных покровов) и для не слишком больших значений полного вертикального поглощения выполняется неравенство

$$T_o - \bar{T}_н \gg T_o - \bar{T}_{нов}. \quad (28)$$

В этом смысле можно считать, что поверхность близка к абсолютно чёрной, и выражение для яркостного контраста упрощается до произведения двух сомножителей

$$\Delta \bar{T}_я = -\frac{A_{об}}{2} \times (T_o - \bar{T}_н), \quad (29)$$

первый из которых определяется только характеристиками объекта, второй – только характеристиками излучения неба. Естественно в таком случае разность $\bar{T}_о - T_н$ называть контрастообразующей разностью температур ΔT

$$\Delta T = T_o - \bar{T}_н. \quad (30)$$

В приближении плоскостойкой изотермической атмосферы, средняя температура неба связана с полным вертикальным поглощением и приземной температурой воздуха следующим образом:

$$\bar{T}_н = \frac{T_o}{2\pi} \int_{2\pi} (1 - e^{-\Gamma_o \sec \theta}) d\Omega = \frac{T_o}{2\pi} \left(1 - \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} e^{-\Gamma_o \sec \theta} d \cos \theta \right). \quad (31)$$

Второй интеграл в (31) выражается через интегральную показательную функцию $E_2(\Gamma_o)$. В результате получим следующее выражение для контрастообразующей разности температур ΔT :

$$\Delta T = T_o - \bar{T}_н = T_o E_2(\Gamma_o). \quad (32)$$

Соответственно, для изотропно рассеивающего объекта из (29) будем иметь

$$\Delta \bar{T}_я = \bar{T}_я - \bar{T}_{нов} = -\frac{A}{2} T_o E_2(\Gamma_o). \quad (33)$$

Обратим внимание еще раз на тот факт, что, как следует из формулы (29), величина $\Delta \bar{T}_я$ пропорциональна контрастообразующей разности температур независимо от конкретного вида функции $T_н(\Omega)$, а значит и независимо от модели атмосферы. Эта пропорциональность, естественно, сохранится и в случае облачной атмосферы, и при наличии осадков, когда аналитическую связь $\bar{T}_н$ с T_o и Γ_o установить трудно. Исходя из этого, можно ожидать лучшей корреляции яркостной температуры объекта с контрастообразующей разницей температур, чем с полным вертикальным поглощением Γ_o и T_o или с приземной влажностью воздуха.

В случае реального объекта, который рассеивает не идеально изотропно и наблюдается на реальном фоне, его яркостный контраст не обязательно должен быть связан с контрастообразующей разностью температур линейно, т.к. он может зависеть от вида распределений $T_n(\Omega)$ и $T_{нов}(\Omega)$. Однако, по видимому, для объекта достаточно сложной формы, поверхность которого отражает радиоизлучение фона в широком интервале углов θ , эта зависимость все же будет близка к линейной в некотором интервале значений Γ_o . Выявить это можно в ходе измерений $\Delta\bar{T}_я$ (для данного ракурса объекта) при различных значениях $\bar{T}_н$.

В принципе, измерить величину $\bar{T}_н$ (а затем вычислить и $\Gamma_o - \bar{T}_н$) можно было бы непосредственно, реализовав диаграмму направленности шириной 180° . В таком случае найденная величина $\bar{T}_н$ не будет зависеть от принятой модели атмосферы в отличие от полного вертикального поглощения Γ_o , которое, как правило, вычисляется, исходя из некоторых предположений о свойствах атмосферы. Кроме того, Γ_o характеризует интегральное излучение атмосферы лишь для ясной безоблачной погоды, тогда как $\bar{T}_н$ - есть интегральная характеристика неба в любых условиях.

В случае атмосферы, свободной от гидрометеоров, и в случае сплошной облачности можно установить связь $\bar{T}_н$ с Γ_o . Например, для изотермической плоскостойкой модели эта связь дается уравнением (32). Аналогично можно установить связь $\bar{T}_н$ с яркостной температурой атмосферы под каким-нибудь углом θ^* . На графиках, изображенных на рис. 1, показаны соотношения между $T(\theta)$ и средней яркостной температурой неба $\bar{T}_н$ для плоскостойкой изотермической атмосферы при различных значениях Γ_o .

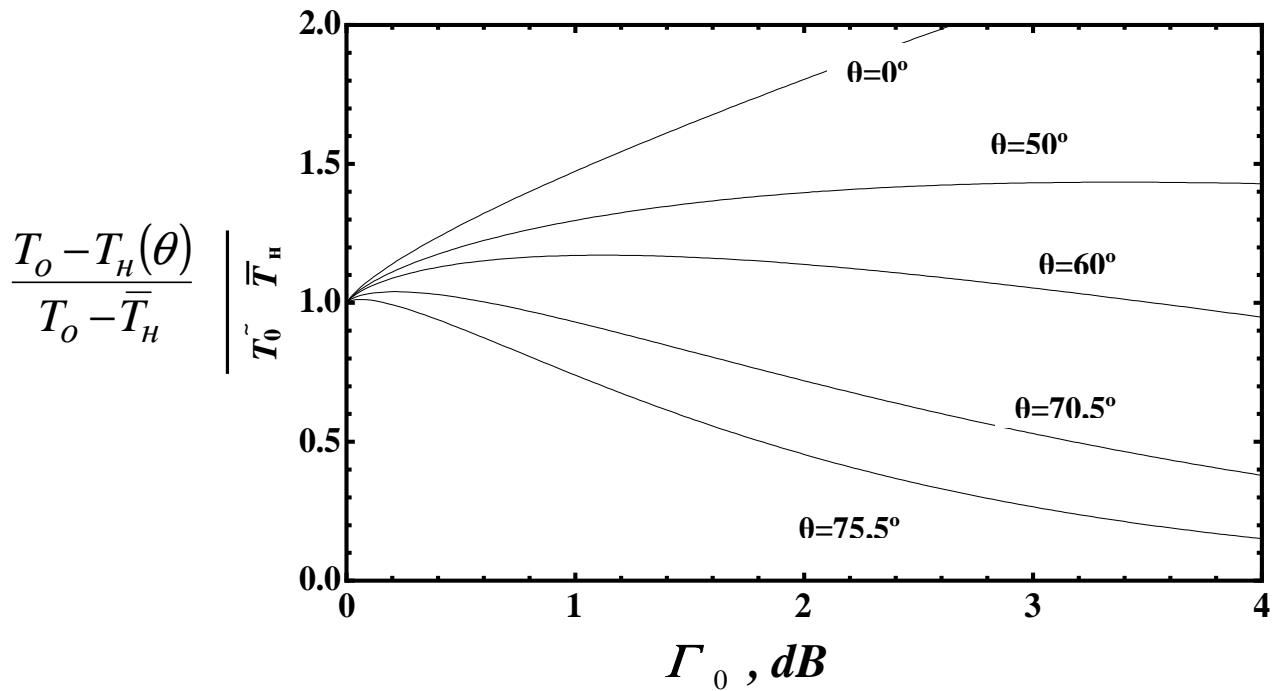


Рис.1. Соотношения между $T_H(\theta)$ и средней яркостной температурой неба \bar{T}_H для плоскостной изотермической атмосферы при различных значениях Γ_o .

Из графиков Рис.1 следует, что для зенитного угла $\theta = 60^\circ$ в диапазоне поглощений $\Gamma_o = (0,3 - 4)$ дБ величина $T_o - T_H(60^\circ)$ мало отличается от величины $T_o - \bar{T}_H$: максимальное отличие, наблюдающееся при $\Gamma_o = 1$ дБ, достигает 18 %. Учитывая это, в дальнейшем для простоты измерений за контрастообразующую разность температур можно принимать величину $T_o - T_H(60^\circ)$, которая также может быть измерена непосредственно. Однако следует помнить, что в случае неоднородной облачности и осадков эта величина не связана однозначно с $T_o - \bar{T}_H$, что может увеличить разброс в значениях яркостной температуры объекта. Более того, как только что отмечалось, связь яркостного контраста $\Delta \bar{T}_я$ с контрастообразующей яркостью температур $T_o - T_H(60^\circ)$ может несколько отличаться от линейного закона даже для изотропно рассеивающего объекта.

Однако, как показали многочисленные измерения, вариации яркостного контраста реальных объектов $\Delta\bar{T}_я$, обусловленные изменениями их ракурса и неоднородностью фонового излучения, часто превышают упомянутые отличия, что оправдывает использование величины $T_o - T_n(60^\circ)$ в качестве контрастообразующей разности температур ΔT .

В заключение для демонстрации существования связи контраста объекта и контрастообразующей разности температур обратимся к рис. 2. На нем приведены результаты синхронных измерений антенного контраста танка ΔT_A на двух длинах волн $\lambda=2,1$ мм и $\lambda=3,3$ мм, а также контрастообразующей разности температур $T_o - T_n(60^\circ)$ на этих волнах во время сильно меняющихся метеоусловий: с началом дождя резко падают как значения контрастообразующей разности температур, так и контраста объекта. При этом на волне $\lambda = 2,1$ мм, которой соответствуют меньшие

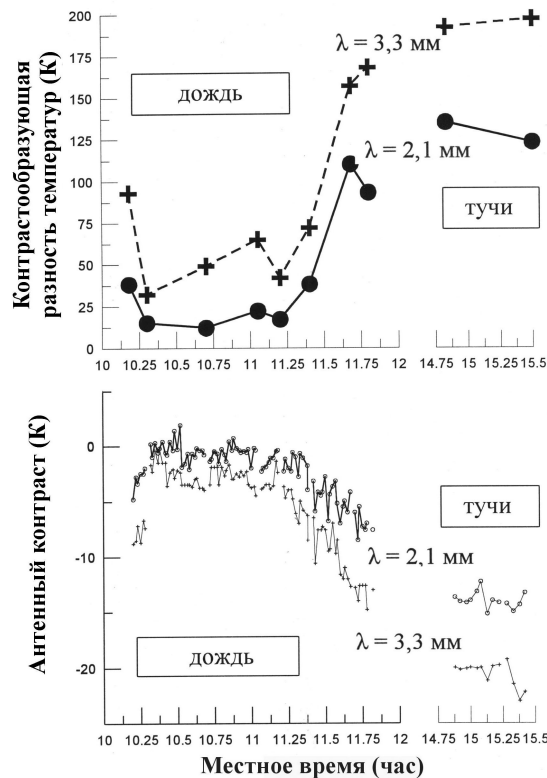


Рис. 2

значения контрастообразующей разности температур, антенный контраст падает практически до нуля. После окончания дождя величины контрастообразующей разности температур существенно увеличиваются. Одновременно с ними возрастают и абсолютные значения контраста объекта. Отметим также значительную степень синхронности сравнительно быстрых вариаций антенного контраста на волнах 2,1 и 3,3 мм, указывающую на их общую причину, вероятнее всего связанную с вариациями контрастообразующих температур.

Заключение

В работе рассмотрены физические основы и особенности формирования радиотепловых контрастов объектов. Установлено теоретически и подтверждено экспериментом существование связи контрастов объектов и контрастообразующей разности температур, которое может быть положено в основу систематизации контрастов (по различным метеоусловиям и объектам) и сведению задачи прогнозирования контрастов к статистике контрастообразующей разности температур в данном регионе, на чем авторы намерены остановиться в следующих работах.

Авторы благодарны А.Д. Краснянскому и Р.П. Быстрову, по инициативе и при поддержке которых была начата настоящая работа, а также А.Н. Рукиной за помощь в оформлении настоящей статьи.

Литература

1. *Федосеев Л.И., Швецов А.А.* К описанию радиотепловых контрастов. // II Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Тезисы докладов. Т.2. С.170-171. Харьков. 1978.
2. *Парщиков А.А., Попов С.А., Розанов Б.А.* Исследование радиоярких контрастов в коротковолновой части миллиметрового диапазона длин

- волн. // II Всесоюзный симпозиум по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. Тезисы докладов. Т.2. С.173-174. Харьков. 1978.
3. *Федосеев Л.И., Швецов А.А.* Формирование радиотепловых контрастов в миллиметровом диапазоне длин волн и их систематизация. // Всероссийский семинар по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Тезисы докладов. С.67. Нижний Новгород. ИПФ РАН. 2007.
 4. *Федосеев Л.И., Чернышев В.И.* Миллиметровый спектр спокойного Солнца. // *Астрономический журнал*. 1998. Т.75. №1. С.120-124.
 5. *Федосеев Л.И., Лубяко Л.В., Кукин Л.М.* Радиоизлучение Луны в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах радиоволн. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1968. Т.11. №6. С. 807-813.
 6. *Гайкович К.П., Наумов А.П.* О влиянии сферичности Земли и рефракции радиоволн на радиоизлучение атмосферы в микроволновом диапазоне // *Радиотехника и электроника*. 1979. Т.24. №1. С.168-171.
 7. *Кисляков А.Г.* Радиоизлучение Луны и Солнца в 4-миллиметровом диапазоне волн // *Изв. Вузов. Радиофизика*. 1961. Т.4. №3. С.433-441.
 8. *Каменская С.А., Кисляков А.Г., Кротиков В.Д., Наумов А.П., Никонов В.Н., Порфирьев В.А., Плечков В.М., Стрежнева К.М, Троицкий В.С., Федосеев Л.И., Лубяко Л.В., Сорокина Э.П.,* Наблюдение радиозатемнений Луны на миллиметровых волнах. // *Изв. Вузов. Радиофизика*. 1965. Т.8. №2. С.219-228.
 9. *Шанда Э., Шаерер Г., Хофер Р.* Характеристики рассеяния и излучения природной среды в 3-миллиметровом диапазоне. // *Радиотехника*. Т.31. №9. 3(1976).
 10. *Г.Корн, Т.Корн,* Справочник по математике. – М.: изд. "Наука", 1970.