

**Государственный комитет Российской Федерации
по высшему образованию
Ордена Трудового Красного Знамени
научно- исследовательский
радиофизический институт (НИРФИ)**

Препринт № 416

**СПЕКТР МИКРОВОЛНОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ
КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ**

**Станкевич К.С.
Дудин В.Е.
Подвойская О.А.**

Нижний Новгород 1995

Станкевич К.С., Дудин В.Е., Подвойская О.А.
СПЕКТР МИКРОВОЛНОВЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ
КУЧЕВЫХ ОБЛАКОВ//

Препринт N 416 - Нижний Новгород: НИРФИ.1995 - 18 с.
УДК 551.576

Проведено исследование излучений 180 кучевых облаков малого и среднего типа на длинах волн 0,81 и 2 см. Показано, что отношение радиоярких температур на этих волнах в различных ситуациях меняется до 60 %, изменения происходят за счет избытка интенсивности в низкочастотном крае спектра. В рамках теории теплового излучения сред эффект интерпретирован как изменчивость времени молекулярной релаксации воды в мелкодисперсных каплях. Эффект нужно учитывать при дистанционном определении водо- и влагосодержания облачной атмосферы.

Водо- и влагосодержание атмосферы при дистанционном зондировании определяется в результате измерений полного вертикального поглощения радиоволн на длинах 0.8 и 1.35 см. Поглощающие свойства воды зависят от диэлектрической проницаемости, параметры которой хорошо известны из экспериментальных данных. Предполагается, что для воды в капельном состоянии они остаются неизменными, однако прямых измерений не проводилось. Вместе с тем можно ожидать, что в мелкодисперсных капельках молекулярную релаксацию будет определять не только вязкость, но и другие силы межмолекулярного взаимодействия. Следствием изменений времен релаксации воды в каплях должны быть отклонения, по сравнению со стандартными моделями, частотных зависимостей в спектре поглощения радиоволн. Этот эффект возможно исследовать в натуральных условиях методами дистанционного зондирования. В этом плане наиболее подходят мелкие и средние кучевые облака.

Для описания поглощения каплями в диапазоне длин волн 0.8-3 см и вычисления полного вертикального поглощения используется приближенное выражение [1]:

$$(1) \quad \tau = \frac{0.1}{\lambda^2} W \cdot 10^{0.0122(10^{-1} - 1)}$$

где λ -см, W -[кг/м²]. Поскольку оптическая толщина атмосферы на каждой из частот формируется одними и теми же факторами-распределением влажности и температуры, то их отношение в случае тонких облаков от перечисленных факторов не зависит. Тогда оно равно:

$$(2) \quad \frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} = \left[\frac{\lambda_2}{\lambda_1} \right]^2$$

В общем виде, пользуясь выражением для коэффициента поглощения радиоволн в каплях (2) оптическую толщину облака представим в виде

$$(3) \quad \tau(\lambda) = 0.1 \cdot \frac{3\pi}{\lambda} G_1(\lambda) W,$$

где

$$(4) \quad G_1(\lambda) = \frac{6\varepsilon''}{(\varepsilon' + 2)^2 + \varepsilon''^2}$$

ε' и ε'' — действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости воды, описываемой формулой Дебая:

$$(5) \quad \varepsilon = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_s - \varepsilon_\infty}{1 + i\omega\tau_p},$$

в которой τ_p — время релаксации, ε_s и ε_∞ — статическая и оптическая диэлектрические проницаемости воды, которые описываются стандартными моделями. Отношение (2) тогда запишем в виде

$$(6) \quad \frac{\tau(\lambda_1)}{\tau(\lambda_2)} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \frac{G_1(\lambda_1)}{G_1(\lambda_2)}$$

Отношение $G_1(\lambda_1)/G_1(\lambda_2)$ дает информацию о диэлектрической проницаемости водяных капель, и в случае отклонения параметров диэлектрической проницаемости от стандартных моделей, показатель частотной зависимости спектра поглощения радиоволн в (2) должен быть отличным от 2. Получение данных о реальных ситуациях в облаках было целью длительного эксперимента. Поглощение в облаках измерялось по собственному излучению. Поскольку с меньшими погрешностями измеряются радиояркостные контрасты, то для исследования были выбраны небольшие кучевые облака и слоистые с разрывами, для которых возможны измерения приращений яркостных температур относительно безоблачного неба. Отношение $G_1(\lambda_1)/G_1(\lambda_2)$ может быть найдено из этих приращений. Для уменьшения погрешностей определения τ из-за разности влагосодержания вне облака Q_I и внутри него Q_{II} длины волн выбраны вне линии поглощения $\lambda_1 = 0.81 \text{ см}$ и $\lambda_2 = 2 \text{ см}$. В этом случае отношение радиояркостных контрастов равно [3]:

$$(7) \quad \frac{\Delta T_{\text{я}}(\lambda=2)}{\Delta T_{\text{я}}(\lambda=0.81)} \cong 0.405 \cdot \frac{C_1(\lambda=2)}{C_1(\lambda=0.81)} \left[1 \pm 1.3 \cdot 10^{-2} \frac{Q_{\text{II}} - Q_{\text{I}}}{W} \right]$$

Погрешность из-за неоднородности распределения водяного пара в облаке и вне его, представленная вторым слагаемым в (7), не превосходит 2-3%.

Исследования собственного излучения небольших кучевых облаков проводились на радиоастрономической станции Кара-Даг в восточном Крыму. С помощью двухволнового радиометрического комплекса на длины волн 0.81 и 2 см одновременно измерялись контрасты яркостных температур облаков, и таким образом получены данные для 180 облаков. Радиометры имели чувствительность 0.1К. Антенной являлось двухметровое полноповоротное параболическое зеркало с соосными совмещенными облучателями. Калибровка антенной температуры осуществлялась по разности интенсивностей известных излучений - удаленной чернотельной площадки и безоблачного неба. Излучение неба измерялось небольшими рупорными антеннами при их калибровке по излучению черных тел, находящихся при разных температурах. По группе данных, полученных в течение нескольких часов при однотипной метеорологической обстановке, находились средние отношения контрастов $\Delta T_{\text{я}}(0.81)/\Delta T_{\text{я}}(2)$ и соответствующие дисперсии, а также для наглядности данные представлялись в виде T-T диаграмм, пример которых приведен на рис. 1. Соответствующие результаты содержатся в таблице 1, в которой также приведены температуры воздуха на время измерений. По отношению контрастов вычислены отношения коэф-фициентов $C_1(\lambda)$ и показатель степенного спектра $\Delta T_{\text{я}}(\lambda) = k\lambda^{-x}$, они даны в таблице 1. При расчете на основе моделей диэлектрической проницаемости воды показатель степенного спектра близок к $x=2$. В реальных распределениях он меняется в широких пределах от

$x=1.4 \pm 0.1$ до $x=2$. В вышеприведенной серии измерений его средняя величина равна $x=1.69 \pm 0.18$, а дисперсия превосходит дисперсии отдельных реализаций. Из данных в таблице 1 и графика рис. 2 не прослеживается зависимость реальных отношений $G_1(\lambda)$ от температуры. На графике рис. 2 нанесены отношения, рассчитанные в зависимости от температуры по формулам (4-6) с использованием стандартных моделей диэлектрической проницаемости воды [4,5]. Только в 4-5 случаях натурные реализации, как правило, соответствующие тонкой слоистой, с разрывами, облачности, согласуются с расчетными. В большинстве же отношения существенно (до 60%) превышают теоретические. Таким образом, на большом массиве данных обнаруживается изменчивость частотной зависимости поглощения электромагнитных волн в нестационарных кучевых облаках малого и среднего типа, которая не описывается стандартными моделями диэлектрической проницаемости воды. В рамках теории теплового излучения сред соответствие с данными эксперимента может быть достигнуто при изменении параметров диэлектрической проницаемости воды, а именно времен релаксации. На рис. 3 отложены рассчитанные по моделям отношения коэффициентов $G_1(\lambda)$ как функции времени релаксации и нанесены данные экспериментальных исследований на длинах волн 0.81 и 2 см. График, по-существу, определяет границы изменчивости времен молекулярной релаксации воды в каплях $10^{-11} \leq \tau_p < 5 \cdot 10^{-11}$ с. Средним величинам отношений $G_1(\lambda)$ соответствует время релаксации $\tau_p = 3.3 \cdot 10^{-11}$ сек, что в 3 раза превосходит время релаксации для молекул воды в слое, как это следует из стандартных моделей для диэлектрической проницаемости.

С целью анализа экспериментальных данных были исследованы функции распределения числовых массивов. Исследовались величины избытков:

(8)

$$\Delta T(\lambda) = \Delta T_z(\lambda) - \Delta T_p(\lambda),$$

где $\Delta T_z(\lambda)$ — измеренный радиояркий контраст для волн 0.81 и 2см $\Delta T_p(\lambda)$ — ожидаемый контраст облака. Ожидаемый контраст вычисляется при пересчете на соответствующую длину волны измеренного радиояркого контраста $\Delta T_z(0.81)$ используя для пересчета коэффициенты $C_1(\lambda)$, соответствующие стандартным моделям диэлектрической проницаемости. Функция распределения $\Delta T(\lambda=2\text{см})$ приведена на графике рис. 4, обращает внимание ее асимметрия в области больших положительных отклонений. Поскольку мы имеем дело с экспериментально определяемой величиной, то она включает и все возможные ошибки измерений. При их случайности функция распределения должна соответствовать нормальному закону. В нашем случае функцию распределения можно рассматривать как сумму функций распределения случайных и систематических воздействий. Если пик в эмпирической функции отнести к нормальному закону распределения случайных отклонений (он нанесен пунктиром), то дисперсия вычисляется равной $\sigma=0.4\text{К}$. Таким образом, все точки на кривой рис. 4, имевшие $\Delta T(2) > 3\sigma = 1.2\text{К}$, превосходят случайные ошибки и характеризуют систематические отклонения. Поскольку отклонения положительны, то в измеряемых контрастах в низкочастотном крае спектра ($\lambda=2\text{см}$) наблюдается избыток интенсивности относительно $\lambda=0.81\text{см}$, и его величина достигает 4–5К. Естественно возникает вопрос: не является ли наблюдаемая асимметрия следствием "неучитываемого" контраста ΔQ водяного пара в облаке и вне его? Пользуясь общепринятыми формулами поглощения в водяном паре, можно показать, что

$$(9) \quad \Delta Q [\text{кг/м}^2] \approx 6\Delta T(2)$$

При избытке яркого контраста на $\lambda=2\text{см}$ $\Delta T(2)=4\text{К}$ получаются недостижимые в природе контрасты влагосодержания $\Delta Q=24\text{кг/м}^2$, тен

более что измерялись мелкие кучевые облака с мощностью менее 1 км. Таким образом, в результате анализа числовых массивов экспериментальных данных установлено, что изменчивость частотной зависимости радиояркостных контрастов является следствием избытка интенсивности излучения в низкочастотном крае исследованного спектра. Этот избыток, в принципе, может формироваться или за счет изменения диэлектрических свойств воды в каплях, или за счет генерации излучений в дополнение к тепловому излучению среды.

Однако в обоих случаях диагностика аномалий частотной зависимости возможна по измерению избытка яркостной температуры на длине волны $\lambda = 2$ см. Покажем, что имеются основания для интерпретации наблюдаемого эффекта, предполагая увеличение времени молекулярной релаксации воды в капельном состоянии.

Релаксационный процесс как межмолекулярное взаимодействие описывается микроскопическим или молекулярным временем релаксации τ_{μ} , пропорциональным только вязкости жидкости η или внутреннему трению:

$$(10) \quad \tau_{\mu} = \frac{4\pi\eta^2}{kT}$$

Но известно, что у полярных жидкостей наряду с вязкостью на межмолекулярное взаимодействие влияют сильные внутренние электрические поля, порождаемые дипольными моментами молекул. Эффект влияния внутреннего поля на молекулярное время релаксации обнаружен для ряда веществ [6] и его действию приписывают увеличение времени релаксации, в отдельных случаях в несколько раз. В полярных жидкостях диполи могут выстраиваться углом, ориентируясь в одном направлении и суммируя свои моменты, либо антипараллельно друг другу, и тогда их моменты компенсируются [7]. По оценкам энергия взаимодействия диполей, ориентированных углом, даже превосходит энергию теплового движения. При измерениях

электрической проницаемости воды в микроволновом диапазоне определяются средние характеристики вещества в скин-слое толщиной несколько миллиметров. Как следует из эмпирических моделей, время релаксации $\tau_{\mu} = 10^{-11}$ с, оно существенно меньше дебаевского (10). Вирти и Гьери [9] учли дискретное строение среды, рассматривая молекулу как сферу радиуса a , окруженную не непрерывной средой, а сферическими слоями сферических молекул. Время релаксации тогда в 6 раз меньше, чем (10) и равно

$$(11) \quad \tau_{\mu} = \frac{2\pi a^3}{3kT}$$

что ближе к измеренному на опыте. Отсюда следует, что в водяных слоях толщиной в несколько миллиметров дипольное взаимодействие уже ослаблено. Это означает компенсированность электрических дипольных моментов. Существенно может отличаться мелкодисперсное капельное состояние воды. В состоянии равновесия свободная энергия капли должна быть минимальной, и в силу этого молекулы на поверхности выстраиваются так, чтобы дипольные моменты были обращены внутрь жидкости. В результате упорядочивается ориентация диполей. Как было отмечено выше, при угловой ориентации диполей в последующих слоях молекулярное время релаксации может возрастать. Качественно ясно, что эффект увеличения времени релаксации обратно пропорционален размерам капель: как отношение поверхностной свободной энергии к объемной. От конкретных реализаций в облаке распределения капель по размерам зависит величина эффекта.

В наших наблюдениях выбирались короткоживущие облака, и размер капель можно было оценить расчетным путем, пользуясь диффузной теорией роста капель [10]. Так при времени жизни облака порядка 5 минут (определяемом по видимости) могли образовываться капли, время конденсации которых менее 5 минут, чему соответствует максимальный

диаметр капель не более 3-4 мк. Эти величины дают, по-видимому, верхнюю границу, т.к. результаты других исследований [11,12] указывают на меньшие скорости роста мелких капель. Увеличенные эффекты из-за внутренних электрических полей в каплях возможны, если в ядрах конденсации содержатся поверхностно-активные вещества. Сложные молекулы этих веществ имеют полярные концевые группы и неполярную часть, представляющую собой углеводородный хвост. В водных растворах молекулы ПАВ скапливаются на поверхности раздела вода-воздух. Их полярные концы всегда остаются в водной фазе, и большой дипольный момент молекул обращен внутрь жидкости [8]. Кроме того, при неоднородном распределении концентрации ПАВ (γ) в поверхностном слое возникает тангенциальная составляющая сил поверхностного натяжения (α), определяемая равенством (63.1) в [13]

$$(12) \quad \tau_t = \frac{d\alpha}{dy} \Delta y$$

При релаксации молекул воды сила (12) создает тормозящий момент дополнительно к вязкости, что является добавочным фактором изменчивости времен релаксации. В условиях эксперимента, проведенного в прибрежной атмосфере, ПАВ, испаряемые с морской поверхности, вполне могли входить в ядра конденсации.

Таким образом, как следует из изложенного выше, для воды в капельном состоянии существенную роль играют поверхностные явления, приводя к изменчивости времен релаксации. При определении водо- и влагозапаса атмосферы они могут быть найдены по данным трехволнового дистанционного зондирования атмосферы. Алгоритм измерений включает определение коэффициентов $C_i(\lambda)$ по радиояркостным контрастам на $\lambda=0.8$ и 2 см и последующие измерения Q и W на длинах волн 0.8 и 1.35 см.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-05-8105).

ЛИТЕРАТУРА

1. Snaelin D. H. // J. Geophys. Res. 1966. №2. 71. P. 2875
2. Распространение ультракоротких радиоволн, М.: Сов. радио, 1954, 710с.
3. Станкевич К. С., Дудин В. Е., Плечков В. М., Подвойская О. А.
Радиотехника и электроника 1994 (в печати)
4. Ray P. S. // Apl. Opt 1972. 11. P. 1836
5. Klein L. A., Swift C. T. //IEEE Trans on Antennas and Prop. 1977. AP-25. P. 104
6. Hill N. E., Vanghan W. E., Price A. H., Davies M.
Dielectric Properties and Molecular Behavior. Van Nostrand
Reihold. London. 1969, 540p.
7. Молекулярные взаимодействия. /Ред. Радайчак Г. и Орвилл-Томас У.
Смит К. Дипольный момент, диэлектрические потери и
молекулярные взаимодействия". М.: Мир, 1984. с. 330
8. Молекулярные взаимодействия / Ред. Радайчак Г. и Орвилл-Томас У.
Гормелли Дж., Геттинз У., Уин-Джонс Э. Кинетические исследования
мицеллообразования в поверхностно-активных веществах". М.: Мир,
1984. с. 151
9. Gierer A., Wirtz R., //Z. Naturforsch 8a. 1953. p. 532.
10. Роджерс Р. Р. Краткий курс физики облаков.
Л.: Гидрометеонадат, 1979. 231с.
11. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака, строение и физика образования.
Л.: Гидрометеонадат, 1983. 280с.
12. Fukuta V., Walter L. A. //J. Atmos. Sci. 1970. Vol. 27. P. 1160-1172
13. Ландау Л. Д., Лившиц Е. М. Гидродинамика М.: Наука, 1988. 736с.

N	t °C	$\frac{\Delta T_{\text{я}}(0.81)}{\Delta T_{\text{я}}(2)}$	$\frac{C_1(2)}{C_1(0.81)}$	X
1	19	3.58±0.51	0.69±0.1	1.42±0.15
2	16	4.86±0.46	0.51±0.05	1.76±0.1
3	15	3.54±0.46	0.70±0.06	1.40±0.1
4	14.5	5.54±0.9	0.45±0.07	1.90±0.18
5	13.8	4.66±0.93	0.53±0.11	1.54±0.24
6	13.2	5.71±0.16	0.43±0.01	1.94±0.03
7	12.5	4.27±0.44	0.58±0.06	1.81±0.11
8	12.4	5.13±0.48	0.48±0.05	1.81±0.1
9	12.4	3.76±0.31	0.66±0.05	1.46±0.09
10	12	5.15±0.44	0.48±0.04	1.82±0.09
11	7	5.54±0.29	0.45±0.03	1.89±0.06
12	7	5.80±0.6	0.44±0.05	1.90±0.12
13	3.4	4.08±0.6	0.60±0.1	1.55±0.15
14	2.6	4.64±0.92	0.53±0.1	1.70±0.2

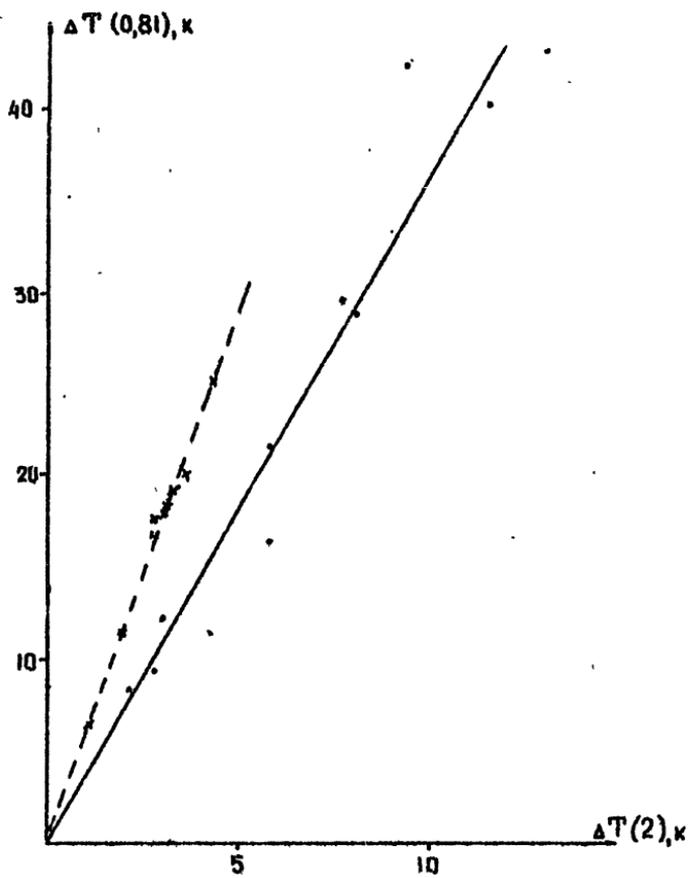


Рис. 1

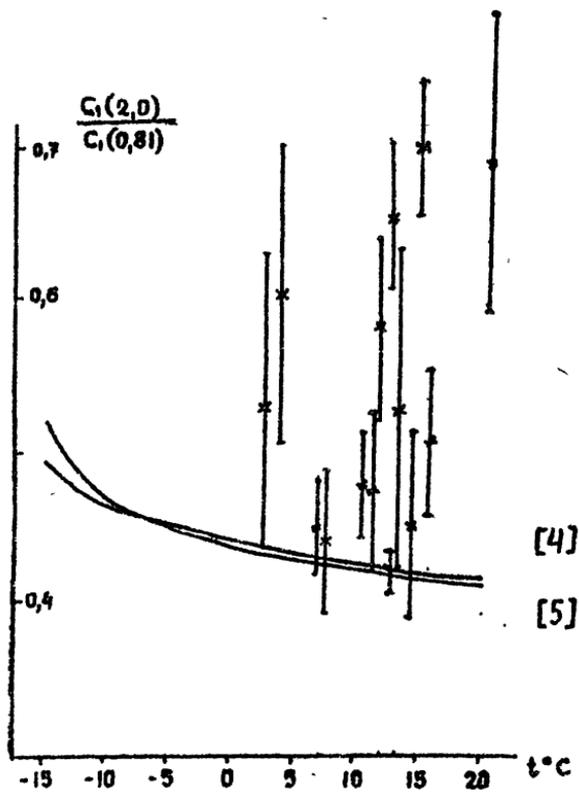


Рис. 2

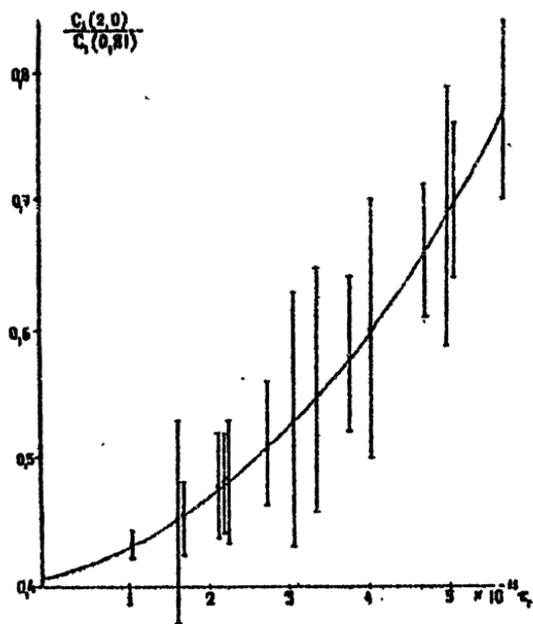


Рис.3

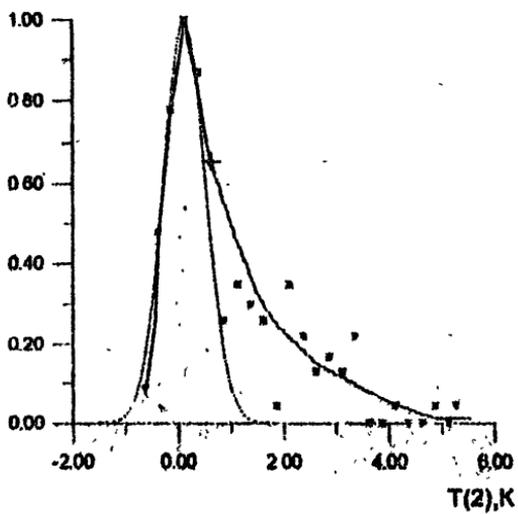


Рис.4