

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ
И КОНТРОЛЮ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ

ТРУДЫ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ
им. А. И. ВОЕЙКОВА

Выпуск

470

МЕТОДЫ
АКТИВНОЙ И ПАССИВНОЙ
РАДИОЛОКАЦИИ В МЕТЕОРОЛОГИИ

Под редакцией
д-ра техн. наук В. Д. СТЕПАНЕНКО,
д-ра техн. наук Ю. А. МЕЛЬНИКА,
канд. физ.-мат. наук Г. Г. ЩУКИНА



ЛЕНИНГРАД ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ 1982

Содержатся результаты теоретических и экспериментальных исследований метеорологических характеристик атмосферы, атмосферных образований и морской поверхности методами активной и пассивной радиолокации.

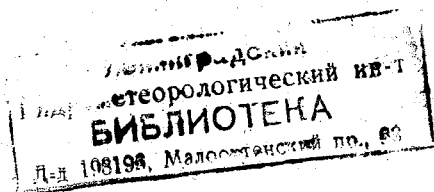
Представлены теоретические и экспериментальные данные по исследованию влияния метеорологических условий на распространение радиоволн в тропосфере. Ряд статей посвящается вопросам автоматизации радиометеорологических исследований. Рассматриваются вопросы построения радиофизической аппаратуры и оценки эффективности ее использования.

Рассчитан на научных работников и инженеров, занимающихся вопросами физики атмосферы, радиофизики, радиотехники. Рекомендуется также аспирантам и студентам старших курсов соответствующих специальностей.

The publication contains the results of theoretical and experimental studies meteorological characteristics of the atmosphere, atmospheric formations, and sea surface using active and passive radar technique.

There are presented theoretical and experimental data on studying the effect of meteorological conditions on radio-wave propagation in the troposphere. So papers deal with the problems of automation of radiometeorological studies. Questions are considered on radiophysical equipment and estimation of the efficiency of its application.

The publication is meant for research workers and engineers concerned with the problems of atmospheric physics, radiophysics, radio-engineering. It is also commended for post-graduates and senior students of pertinent specialities.



В. Д. Степаненко, Б. Х. Тхамоков

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ОТРАЖАЮЩИХ ЧАСТИЦ В СТРУЕ ВХОДЯЩЕГО ВОЗДУХА МОЩНОГО ГРОЗОВОГО ОБЛАКА

Размер и пространственная структура восходящих потоков являются основными характеристиками, определяющими тип облаков и вид осадков. К настоящему времени существует много способов измерения скорости воздушных потоков в облаках и осадках. Одним из способов является радиолокационно-доплеровский, который в последнее время находит широкое применение в исследовании атмосферных процессов. С помощью радиолокационного метода нами было проведено исследование большого количества облаков различных типов. Прежде чем перейти к исследованию особенностей циркуляции воздушных потоков, необходимо изучить особенности движения отражающих частиц в облаке. Методика и аппаратура исследований описаны в [1, 5], в настоящей статье основное внимание уделяется особенностям движения частиц в струе входящего воздуха мощного грозового облака, наблюдавшимся 10 июля 1976 г.

В этот день погода в районе научно-исследовательского полигона определялась полем низкого давления и прохождением холодного фронта. Ведущий поток был западный со скоростью 0 км/ч. Высота уровня конденсации 2,6 км, нулевой изотермы — км и конвекции — 10,5 км. Скорость восходящего потока воздуха, рассчитанная по данным радиозондирования методом слоя, составляла около 20 м/с на уровне изотермы -10°C ($H = 6,5$ км, 0 гПа). Градовое облако зародилось юго-западнее полигона и отодвигалось на северо-восток со скоростью около 70 км/ч. Облако ошло своей центральной частью над вертикально направленной тенной импульсно-когерентного радиолокатора (ИКР). Мощное озовое облако дало градовую дорожку шириной 8—10 км и отяженностью около 100 км, которая прошла через научно-исследовательский полигон. Процесс проходил над ИКР в течение мин и характеризовался сильной горозовой деятельностью. Радиолокационный комплекс располагался на высоте более 2 км над

ур. м., поэтому на рисунках нижняя граница облака находится выше 2 км.

На рис. 1 приведены высотно-временная картина облака и экизное поле вертикальных движений отражающих частиц. Размер облака L несколько меньше реального, так как измерения проводились с помощью радиолокатора дециметрового диапазона волн, который не обнаруживает частицы диаметром менее 200 мкм.

В исследованных мощном грозовом и градовом облаках были зафиксированы области четко выраженных восходящих движений.

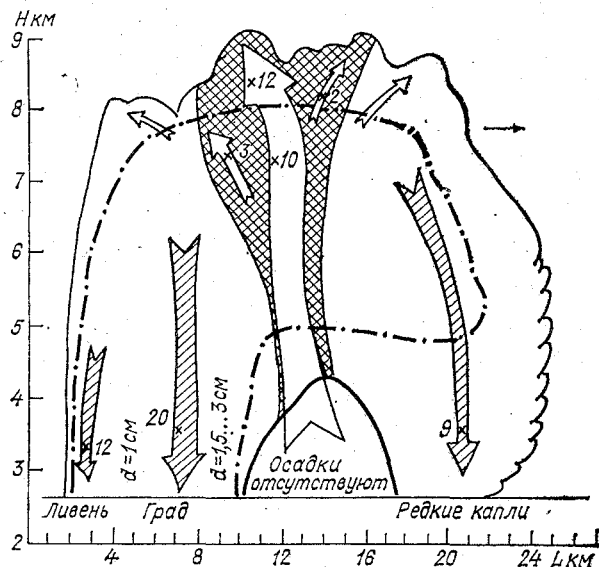


Рис. 1. Поле вертикальных движений отражающих частиц в мощном грозовом облаке.

Цифрами отмечены скорости частиц (м/с) в отдельных точках.

частиц. Отражающие частицы поднимаются как бы в трубе, в которой скорость частиц увеличивается от основания к вершине. Стенки трубы ограничены изолинией восходящих скоростей $V_d = 1$ м/с. (Максимальная аппаратная погрешность составляла 0,5 м/с). Диаметр трубы в нижней части облака около 5 км, к предвершинной части он расширяется (рис. 2 а). Частицы, которые выносятся восходящим потоком к предвершинной части, затем растекаются к фронтальной и тыловой части облака. Можно полагать, что это мелкие частицы гидрометеоров. Об этом свидетельствует резкое уменьшение отражаемости и узкий спектр скоростей частиц в указанной части облака (рис. 2 а и 3). Значение скорости отражающих частиц в трубе уменьшается от центральной части (линия максимальных значений скоростей частиц на рис. 2 а) к стенкам. Сама труба имеет наклон к тыловой части облака около 12° к вертикали.

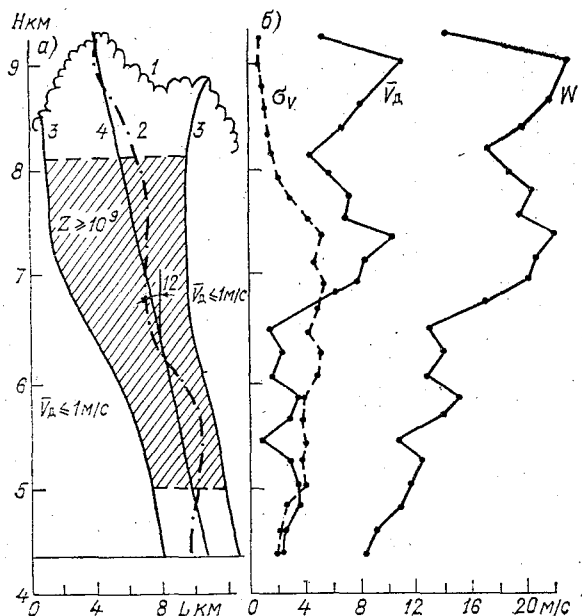


Рис. 2.

а) область высоких значений средних доплеровских скоростей частиц: 1 — верхняя граница облака, 2 — линия максимальных значений восходящих скоростей частиц на данной высоте, 3 — граница зоны трубы восходящих движений ($V_d \leq 1$ м/с), 4 — геометрическая ось трубы;

б) распределение $\bar{V}_d$, W и σ_v по высоте в области высоких значений восходящих скоростей частиц.

На рис. 2 приведены разрез трубы, в которой наблюдались восходящие скорости отражающих частиц, и распределение по высоте средней доплеровской скорости частиц $\bar{V}_d$, дисперсии спектра скорости частиц σ_v , скорости воздуха W . Все распределения рассчитаны с использованием экспериментальных данных. Методика расчета $\bar{V}_d$, σ_v и приводилась в [5].

Как видно из рис. 2 б, восходящие скорости частиц до высоты 5 км невелики и составляют около 2,5 м/с. Выше значение $\bar{V}_d$ возрастает до 12 м/с. По высоте

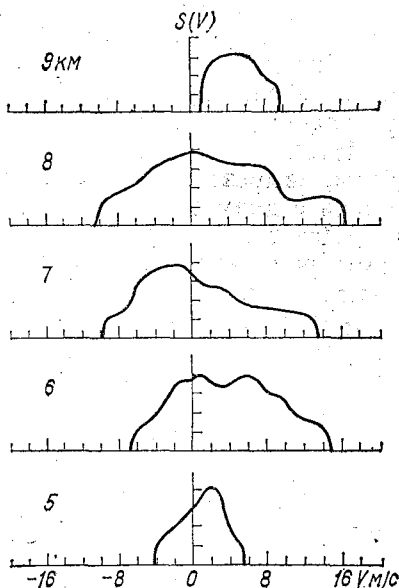


Рис. 3. Спектральное распределение $S(V)$ скоростей отражающих частиц по высотам.

профиль скорости частиц $\bar{V}_d(H)$ имеет два максимума. Один находится в области высоких значений отражаемости ($Z \geq 10^9$ мм⁶/м³) на высоте около 7,3 км, второй — в предвершинной части на высоте около 9 км. Так же как и профиль $\bar{V}_d(H)$, профиль восходящей скорости воздуха $W(H)$ имеет два максимума на тех же уровнях. Это и естественно с точки зрения физики происходящих в облаке процессов, так как система частиц будет увлекаться восходящим потоком воздуха. Скорость переноса частиц на данной высоте будет являться отображением скорости воздуха. Профили $\bar{V}_d(H)$ и $W(H)$ довольно сильно флуктуируют по высоте. Подобное явление отмечалось и другими авторами [2, 4]. Изменение значения σ_V по высоте может служить хорошей характеристикой трансформации ширины спектра скоростей частиц по высоте. В средней части трубы восходящих скоростей частиц, ширина спектра скоростей частиц увеличивается, возрастает и значение дисперсии σ_V .

Приведенные профили относятся к определенному моменту развития облака, т. е. к моменту нахождения мощного грозового облака над вертикально направленной антенной импульсно-когерентного радиолокатора.

Большой интерес представляет не только распределение $\bar{V}_d(H)$, $W(H)$ и $\sigma_V(H)$ в трубе, но и спектральное распределение скоростей частиц в импульсном объеме. Измерение скорости отражающих частиц производилось для различных высот через каждые 210 м до максимальной высоты радиоэха. Размер облачного объема, вырезаемого строб-импульсом, меняется по высоте [3] согласно выражению

$$V = 0,125\pi (R\theta)^2 h,$$

где R — расстояние до исследуемого облачного объема в метрах, $\theta = 4,7^\circ$ — ширина диаграммы направленности антенны вертикального зондирования; $h = ct$ — протяженность импульсного объема в метрах; t — длительность строб-импульса, c — скорость распространения электромагнитной волны в м/с.

Исходя из приведенного выражения получается, что облачный объем, «вырезанный» на высоте 1 км, эквивалентен объему цилиндра с диаметром основания около 64 м и высотой 150 м ($\tau = 1 \cdot 10^{-6}$ с), а на высоте 10 км эквивалентен объему цилиндра диаметром около 618 м и высотой 150 м. Это говорит о том, что с высотой исследуемый облачный объем может измениться в несколько раз. Изменение облачного объема с высотой влияет только на значение средней доплеровской скорости частиц $\bar{V}_d$, и на ширину спектра вертикальных скоростей, зарегистрированную радиолокатором. Картина вертикального движения отражающих частиц очень сложная и меняется с высотой.

На рис. 3 представлены спектры вертикальных скоростей отражающих частиц на различных высотах центральной части труб. В каждом импульсном объеме присутствуют и восходящие и нисходящие частицы, соотношение которых меняется не только по высоте, но и при радиальном удалении от центра трубы. Так, и

соте 5 км, ближе к основанию облака, ширина спектра скоростей восходящих и нисходящих частиц не очень отличается. На больших высотах ($H = 6 \dots 8$ км) спектр скоростей как восходящих, так и нисходящих частиц увеличивается. На высоте 8 км максимальная скорость восходящих отражающих частиц достигает м/с, а нисходящая — около 10 м/с. В предвершинной части облака ($H = 9$ км) все частицы имеют восходящую скорость, ширина спектра уменьшается.

По спектру скоростей частиц можно составить качественную картину распределения частиц по диаметрам $N(d)$. Для количественного анализа распределения $N(d)$ необходимо учитывать много факторов, основными из которых являются значения вертикальной скорости воздуха на каждой высоте и деформация спектра скоростей частиц из-за влияния турбулентности. В конкретном случае движение частиц рассматривается в трубе, где, по расчетам данным несколькими методами, имеется только восходящий воздух. Наличие же нисходящих скоростей частиц объясняется присутствием крупных частиц. Фазовое состояние этих частиц может быть различным, твердым или жидким. Размеры падающих частиц таковы, что они более не могут быть увлечены или уравновешены восходящим потоком. На высотах 5—8 км, где отмечаются наиболее широкие спектры скоростей частиц, наблюдается и высокая отражаемость. По-видимому, именно в трубе происходит рост адиабатических облаков, их выпадение наблюдается ближе к тыловой части облака. В таблице приводятся данные о спектре града, выпавшего на землю из исследованного мощного грозового облака:

Распределение градин по размерам и формам

Форма	d мм										
	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24	26
липс	—	—	7	8	13	25	26	34	14	10	6
нус	—	9	20	37	39	42	38	13	14	11	2
ера	2	7	10	38	27	2	20	18	6	2	0
его	2	16	37	83	79	69	84	65	34	23	8

В заключение отметим, что характер движения частиц в струе нисходящего воздуха очень сложный. Одновременно в исследуемом облачном объеме могут существовать и восходящие и нисходящие частицы. Спектр скоростей восходящих и нисходящих частиц меняется как по высоте, так и по мере удаления от центра трубы, где наблюдаются восходящие скорости воздуха.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Абшаев М. Т. и др. Методика и аппаратура доплеровских измерений вертикальных потоков в грозовых и градовых облаках/М. Т. Абшаев, А. В. Белявский, Б. Х. Тхамоков и др.—Труды ВГИ, 1976, вып. 31, с. 41—55.

2. Роджерс Р. Р. Краткий курс физики облаков.— Л.: Гидрометеизд 1979.—231 с.
3. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии.— Л.: Гидрометеодат, 1973.—343 с.
4. Сулаквелидзе Г. К. Ливневые осадки и град. Л.: Гидрометеизд 1967—412 с.
5. Тхамоков Б. Х., Степаненко В. Д. Некоторые результаты экспериментального исследования движения гидрометеоров и воздуха в облаках осадках радиолокационным методом.— Труды ГГО, 1978, вып. 411, с. 19—

А. Г. Горелик, В. В. Стерляк

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СИСТЕМ С НЕПРЕРЫВНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕТРА В ОСАДКАХ

Для определения динамических характеристик атмосферы и именно турбулентности, скорости и направления ветра на различных высотах и т. д., стало традиционным использование импульсно-когерентных станций [3, 5]. Такие системы сложны и громоздки. Поэтому весьма актуально исследование возможности более простых систем с непрерывным излучением для решения некоторых задач дистанционного определения динамических характеристик атмосферы.

Возможности непрерывных доплеровских радиолокационных станций (РЛС) с целью определения экстремальных значений скорости ветра в ураганах уже рассматривались. Однако в спектре отраженного сигнала непрерывной доплеровской системы содержится значительно больший объем информации, включающий данные о пространственной структуре ветра, о турбулентности и т. д. До сих пор практическое использование этой информации было крайне ограничено [4].

В данной статье рассмотрены возможности применения относительно простых систем с непрерывным излучением для определения поля ветра в осадках. Предлагаемая методика круговых азимутальных разрезов аналогична той, которая применялась ранее для определения ветра в обложных осадках [1, 2]. Отличие состоит в том, что измеряется не средняя доплеровская частота отраженного сигнала, пришедшего с некоторой дальности, а изменение граничных доплеровских частот и формы спектра при круговом вращении антенны. Расчеты производятся в предположении, что поле ветра однородно в горизонтальной плоскости, радиолокационная отражаемость единицы объема одинакова во всей области действия радиосистемы, а турбулентность незначительна.

На примерах рассмотрены закономерности изменения формы спектра при вращении антенной системы по азимуту. На основании отмеченных закономерностей предлагается методика восстановления поля ветра по спектрам непрерывной доплеровской системы. Анализируется влияние гравитационного падения рассеивателей

обуленности, неоднородности осадков на точность восстановления ветрового поля.

Для установления закономерностей изменения формы доплеровского спектра при вращении антенны по азимутальному углу рассмотрим простой пример разворота ветра с высотой, показанный на рис. 1 а.

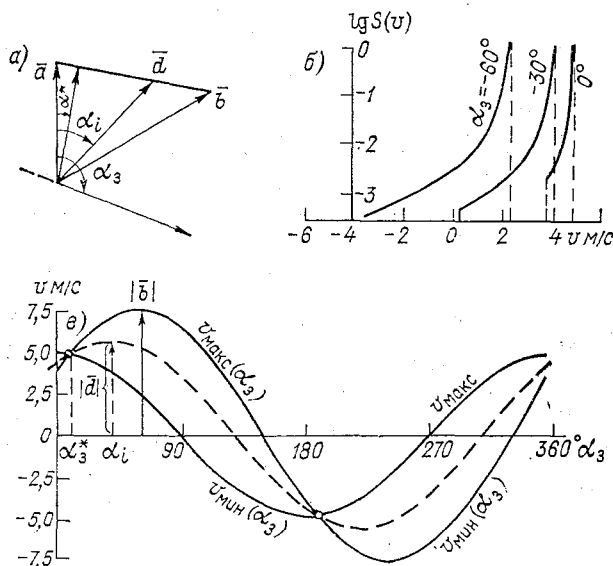


Рис. 1.

а) угловая диаграмма разворота ветра с высотой. Полуэллиптическая линия соответствует положению проекции скорости ветра со всех высот на горизонтальную плоскость. Общий разворот $\Delta\alpha = \alpha_b - \alpha_a = 60^\circ$ происходит равномерно в диапазоне высот 0–3 км; б) спектр мощности отраженного сигнала, рассчитанный для модели, представленной на рис. 1а. $\beta_3 = 10^\circ$, значения α_3 указаны у кривых; в) зависимость граничных доплеровских частот в спектре отраженного сигнала от направления зондирования β_3 для модели, представленной на рис. 1а.

Вектор $\vec{a}$ соответствует направлению и амплитуде ветра у поверхности земли, вектор $\vec{b}$ — ветру в верхнем слое осадков (например, на высоте 3 км). Предположим, что разворот ветра происходит линейно с высотой на 60° , т. е. $\alpha(H) = 60^\circ H/3$, ≤ 3 км, где α выражено в градусах, H — в километрах. Зависимость $V(H)$ можно выразить следующим образом: $V(H) = |\vec{a}| \sin \gamma / \sin(\alpha + \gamma)$, где $|\vec{a}| = 5$ м/с, $\gamma = 80^\circ$.

Получим соотношение, определяющее форму спектра для общего случая при произвольном направлении зондирования, заданном углами азимута α_3 и места β_3 . Пусть поле ветра задано двумя алярными функциями — зависимостью направления ветра от высоты $\alpha(H)$ и зависимостью амплитуды ветра от высоты $V(H)$. При месте β_3 расстояние до рассеивающего объема R и высота H

будут связаны соотношением $H = R \sin \beta_3$. Проекцию скоростей рассеивателей, находящихся на высоте H , на направление зондирования можно выразить при помощи соотношения

$$v(H) = V(H) \cos[\alpha_3 - \alpha(H)] \cos \beta_3.$$

Функция распределения проекций скоростей на высоте H имеет вид δ -функции:

$$w(v, H) = n_0 \delta[v - v(H)],$$

где n_0 — концентрация рассеивателей. Мощность сигнала, принятого антенной с высоты H , $H + dH$ в диапазоне доплеровских скоростей v , $v + dv$, можно определить, воспользовавшись соотношением

$$A_i(v, H) = c \frac{\sigma_0 \sin \beta_3}{H^2} n_0 \delta[v - v(H)],$$

где A_i — мощность передатчика; σ_0 — эффективное сечение образного рассеяния одного рассеивателя; $\Delta\theta$ и $\Delta\varphi$ — ширина диаграмм направленности в горизонтальном и вертикальном направлениях соответственно; $c = (A_i A_r D_{\text{нд}} \Delta\theta \Delta\varphi) / 16\pi^2$. Доплеровский спектр принимаемого сигнала для непрерывной системы будет выражаться интегралом от (3) по всем высотам, где существуют осадки:

$$S(v) = \int_{H_{\text{мин}}}^{H_{\text{макс}}} A_i(v, H) dH = c \sigma_0 n_0 \sin \beta_3 \int_{H_{\text{мин}}}^{H_{\text{макс}}} \frac{\delta[v - v(H)]}{H^2} dH. \quad (4)$$

Предполагается, что зондирование ведется на такой длине волны λ , для которой ослаблением в слое осадков можно пренебречь. Используя свойства δ -функции, получим спектр в параметрическом виде:

$$S(H) = c \sigma_0 n_0 \sin \beta_3 \left[\frac{1}{H^2} \frac{1}{\partial v(H) / \partial H} \right],$$

$$v(H) = V(H) \cos[\alpha_3 - \alpha(H)] \cos \beta_3. \quad (5)$$

Решая систему (5) относительно параметра H , можно получить зависимость $S(v)$ в явном виде.

На рис. 1 б показаны спектры мощности в полулогарифмическом масштабе, полученные с помощью соотношения (5) для модели, представленной на рис. 1 а. Угол β_3 принят равным 10° , а углы α_3 даны у кривых. Принято также, что спектральная мощность отраженного сигнала ограничена некоторым значением $S_{\text{макс}}$. Такое ограничение аналогично насыщению приемно-отправляющей части станции.

Как видно из спектров, при некотором значении $\alpha_3 = \alpha_3^*$ спектр становится очень узким, в идеальном случае, который мы рассматриваем, приобретает вид δ -функции с координатой $v^* = |\vec{a}| \cos \alpha_3^* \cos \beta_3$, т. е. $\delta_{\alpha_3 = \alpha_3^*} = \delta(v - v^*)$. Физически это озна-

ет, что на всех высотах проекция скорости ветра на направление зондирования одинакова и равна v^* .

Проследим за изменением максимальной и минимальной частоты доплеровского спектра при вращении антенны по углу азимута. з рис. 1 в видно, что с ростом угла α_3 максимальная и минимальная доплеровские частоты изменяются в соответствии с соотношениями:

$$\begin{aligned} v_{\max}(\alpha_3) &= |\vec{a}| \cos(\alpha_3 - 180) \cos \beta_3, \\ v_{\min}(\alpha_3) &= |\vec{b}| \cos(\alpha_3 - 180) \cos \beta_3. \end{aligned} \quad (6)$$

При $\alpha_3 = \alpha_3^*$ обе экстремальные частоты сравниваются и при дальнейшем увеличении α_3 меняются местами — $v_{\max}$ описывается вектором $\vec{b}$, а $v_{\min}$ — вектором $\vec{a}$. Можно проследить за частотой, которой дают вклад рассеиватели с некоторой высоты H_i (соответствующее направление движения α_i показано на рис. 1 а и 1 в вектором $\vec{a}$). На рис. 1 в изменение этой частоты при вращении антенны по углу α_3 показано пунктирной косинусоидой. Нетрудно заметить, что указанная косинусоида находится внутри полосы, заключенной между кривыми $v_{\max}$ и $v_{\min}(\alpha_3)$, и касается границ этих кривых лишь в одной точке. В этой точке при выбранном угле возможно лишь единственное значение амплитуды вектора $\vec{a}$, при котором его проекция на направление зондирования, равная $|\vec{a}| \cos(\alpha_3 - \alpha_i) \cos \beta_3$, не выходит из полосы $v_{\max} - v_{\min}$. Кривые $v_{\max}(\alpha_3)$ и $v_{\min}(\alpha_3)$ пересекают ось $v = 0$ в точках, разница между которыми составляет $\Delta\alpha$, что соответствует полному развороту тра. Кривые на рис. 1 в с точностью до знака симметричны относительно сдвига на 180° . (Этот факт одновременно указывает на отсутствие или малость вертикальных движений рассеивателей.) Поэтому для решения обратной задачи — восстановления поля ветра по доплеровским спектрам — достаточно использовать зависимость $v_{\max}(\alpha_3)$ и $v_{\min}(\alpha_3)$ на участке $0-180^\circ$.

Таким образом, на основе рассмотренного примера, предлагается следующая методика определения поля ветра по спектрам, полученным с помощью непрерывных доплеровских систем. На первом этапе решения обратной задачи предполагается восстановить диаграмму углового разворота ветра $V(\alpha)$ на основе зависимостей аналогичных доплеровских частот от азимута зондирования. За основу принимаются экспериментально получаемые зависимости $v_{\max}(\alpha_3)$ и $v_{\min}(\alpha_3)$, аналогичные полученным на рис. 1 в. Для восстановления зависимости $V(\alpha)$ выбирается произвольное α_i и для него подбирается такое значение вектора $V_i(\alpha_i)$, при котором кривая $|V_i(\alpha_i)| \cos(\alpha_3 - \alpha_i) \cos \beta_3$ находилась бы внутри полосы $v_{\max} - v_{\min}$ при любом значении α_3 . Очевидно, что для зависимостей, представленных на рис. 1 в, значение $V_i(\alpha_i)$ можно подобрать однозначно. Так в описанном примере восстанавливается угловая диаграмма $V(\alpha)$.

На втором этапе восстановления поля ветра необходимо каждому значению V_i соотнести соответствующую высоту H_i . В случае

решения этой части обратной задачи поле ветра будет определено полностью, так как будут известны зависимости $\alpha(H)$ и $V(H)$. Для определения зависимости $V(H)$ воспользуемся формулой доплеровского спектра $S(v)$ при некотором угле зондирования. Потребуем лишь, чтобы при данном α_z имело место взаимно однозначное соответствие между проекцией скорости ветра на направление зондирования v_i и высотой H_i . С целью упрощения выкладки будем рассматривать ту часть спектра, которая определяется новой зоной действия системы. (Соответствующая высота задается соотношением $H \geq H_{\min} \equiv R_{\text{волн}} \sin \beta_z$.) Рассмотрим мощность сигнала, отраженного рассеивателями, расположенными в диагональной зоне высот $H_{\min} - H$. С одной стороны, она определяется интегралом

$$P(H_i) = \int_{H_{\min}}^{H_i} c \sigma_0 n_0 \frac{1}{H^2} dH = c \sigma_0 n_0 \left(\frac{1}{H_{\min}} - \frac{1}{H_i} \right),$$

где c — постоянная, определяемая параметрами данной доплеровской системы; σ_0 — сечение одного рассеивателя в обратном направлении; n_0 — концентрация рассеивателей, общая для всех высот.

С другой стороны, из однозначности связи $V \leftrightarrow H$ рассмотренная мощность соответствует интегралу от спектра в интервале $v_{\min} \div v_i$

$$P(H_i) = \int_{v_{\min}}^{v_i} S(v) dv.$$

Из соотношений (7) и (8) получаем искомую зависимость $H_i \leftrightarrow v_i$:

$$\frac{1}{H_i} = \frac{1}{H_{\min}} - \frac{1}{c \sigma_0 n_0} \int_{v_{\min}}^{v_i} S(v) dv.$$

Значение постоянной $c \sigma_0 n_0$ можно получить, зная, например, высоту верхней границы осадков $H_{\max}$. (Метод определения верхней границы по изменению суммарной радиолокационной отражаемости Z при изменении угла места β_z описан в приложении.) В этом случае

$$\frac{1}{H_i} = \frac{1}{H_{\min}} - \frac{\int_{v_{\min}}^{v_i} S(v) dv}{\int_{-\infty}^{+\infty} S(v) dv} \left(\frac{H_{\max} - H_{\min}}{H_{\max} H_{\min}} \right). \quad (9)$$

Таким образом, используя форму доплеровского спектра, можно получить зависимость $H_i \leftrightarrow v_i$ и совместно с восстановленной ра-

диаграммой углового разворота $V(\alpha)$ полностью восстановить поле ветра.

Метод восстановления зависимости $H_i \rightarrow v_i$ является общим почти для любой угловой диаграммы разворота ветра с высотой, однако метод восстановления самой угловой диаграммы из зависимости граничных доплеровских частот от азимутального угла,

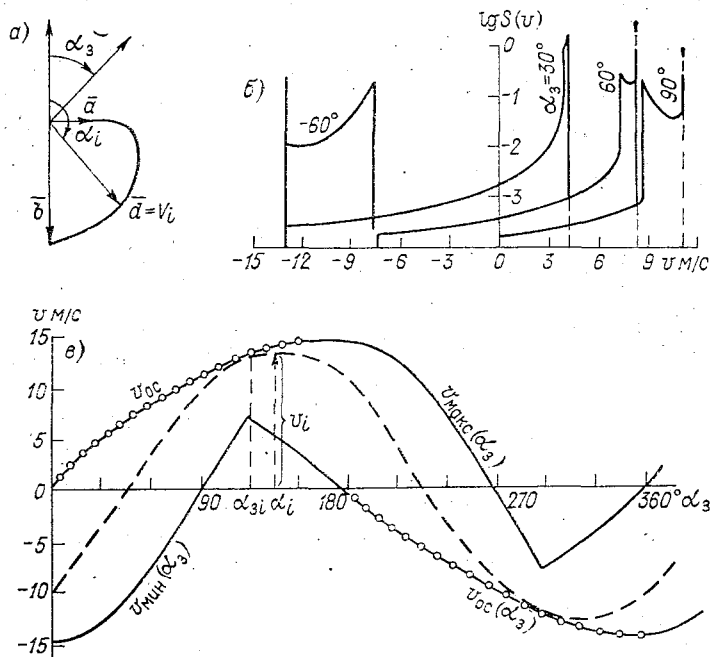


Рис. 2.

а) пример диаграммы углового разворота ветра с высотой $V(H) = 5 + 10 \left(\frac{H}{3}\right)^{0.25}$; $\alpha(H) = 90 + 30H$ в интервале $0 \text{ км} \leq H \leq 3 \text{ км}$; б) спектр мощности отраженного сигнала, рассчитанный для модели, представленной на рис. 2 а. $\beta_3 = 10^\circ$, значения α_3 указаны у кривых; в) зависимость граничных доплеровских частот в спектре отраженного сигнала от угла зондирования α_3 для модели, представленной на рис. 2 а.

писанный выше для примера, показанного на рис. 1 а, требует уточнения.

В рассмотренном примере для однозначного определения зависимости $V(\alpha)$ достаточно потребовать, чтобы амплитуда скорости ветра V_i , направленной по азимуту α_i , удовлетворяла соотношению

$$v_{\min}(\alpha_3) \leq V_i(\alpha_i) \cos(\alpha_3 - \alpha_i) \cos \beta_3 \leq v_{\max}(\alpha_3). \quad (11)$$

В более сложном случае, когда диаграмма углового разворота имеет конечную кривизну (рис. 2 а), требования (11) недостаточно для однозначного восстановления углового разворота. Спектры рассчитанные в соответствии с (5) (см. рис. 2 а), представлены на рис. 2 б. При некоторых углах зондирования распределение скоро-

стей в доплеровском спектре в идеальном случае описывается δ -функцией. На рис. 2 в «особые» точки отмечены кружками. Из рисунка видно, что в рассматриваемой модели особые точки частично совпадают с граничными кривыми. Как и в предыдущем примере, наличие особых точек математически объясняется тем, что в особой точке величина dv/dH в соотношении (5) стремится к нулю. Это значит, что на некотором участке высот все рассеиватели имеют одинаковую проекцию на направление зондирования. Нетрудно показать, что любая точка диаграммы при одном определенном угле зондирования дает вклад в особую точку спектра (Указанное направление зондирования является перпендикулярным к касательной, проведенной к диаграмме в выбранной точке).

При восстановлении по выбранному направлению α_i подбирается такое значение амплитуды скорости ветра $V_i(\alpha_i)$, при котором выполняется соотношение (11) и косинусоида $V_i(\alpha_i) \cdot \cos(\alpha_z - \alpha_i) \cos \beta_z$ касается кривой особых точек $V_{oc}(\alpha_z)$ при одном только одном значении α_{zi} . Показано, что два перечисленных требования позволяют однозначно определить зависимость $V(\alpha)$ если кривизна диаграммы $V(\alpha)$ не изменяет знака на рассматриваемом участке высот.

Второй этап восстановления поля ветра заключается в определении зависимости $H(v)$ на основе формы доплеровского спектра полученного для некоторого угла зондирования α_z , при которой связь $v \leftrightarrow H$ взаимно однозначна. Последнее требование не является особенно жестким и его можно удовлетворить почти для любой встречаемой на практике диаграммы углового разворота. Восстановление основано на определении радиолокационной отражаемости, суммированной на участке спектра от заданной граничной частоты $v_{\max}$ или $v_{\min}$ до текущего значения v_i (см. (9) и (10)).

В результате восстановления получаем зависимости $V(\alpha)$ и $H(v)$, которые в сумме полностью определяют поле ветра при следующих условиях:

- 1) скорости гравитационного падения рассеивателей малы и отсутствуют;
- 2) поле ветра однородно в горизонтальной плоскости и отсутствуют вертикальные потоки;
- 3) турбулентность мала;
- 4) радиолокационная отражаемость единицы объема постоянна во всей области действия доплеровской системы.

Очевидно, невыполнение перечисленных пунктов будет ухудшать точность восстановления ветрового поля. Однако вклад различных факторов не одинаков. Например, гравитационное падение рассеивателей можно учесть, так как оно приводит к сдвигу всех зависимостей по оси обобщенных доплеровских частот на постоянную величину $V_T \sin \beta_z$. Влияние вертикальных потоков, а также и гравитационного падения на точность метода можно значительно уменьшить выбором малых углов места β_z . Турбулентность может вносить существенные ошибки, однако при $(\Delta v^2)^{0.5} \leq 0,3$ м/с восстановление возможно. Самым неприятным фактором является

е постоянство радиолокационной отражаемости единицы объема ($H \neq \text{const}$). Но в этом случае точность восстановления угловой диаграммы $V(\alpha)$ практически не изменяется, так как в ней не используются амплитудные характеристики доплеровских спектров. ошибки будут возникать на этапе восстановления зависимости (v). Оценки показывают, что при ошибке в определении $Z(H)$ p раз погрешность в определении H составит приблизительно $\sqrt{p-1}$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Использование суммарной радиолокационной отражаемости для оценки верхней границы осадков

Если $Z(H)$ — радиолокационная отражаемость единицы объема постоянна в всей глубине слоя осадков $Z(H) = Z_0$, то, пренебрегая ослаблением, получим

$$Z(\beta_3) = cZ_0 \int_{R_{\min}}^{H_{\max}/\sin \beta_3} \frac{1}{R^2} dR + Z_{\text{неволн}} = cZ_0 \times \\ \times \frac{H_{\max} - R_{\min} \sin \beta_3}{H_{\max} R_{\min}} + Z_{\text{неволн}}. \quad (12)$$

Зависимость $Z(\beta_3)$ от угла места β_3 имеет вид $A - B \sin \beta_3$. Отклонение экспериментальной зависимости от теоретической $A - B \sin \beta_3$ может служить таким указанием на невыполнение допущения $Z(H) = \text{const}$ либо на неоднородность поля ветра в горизонтальной плоскости. Если же в той или иной мере зависимость $Z(\beta_3)$ следует форме $A - B \sin \beta_3$, то мы можем определить верхнюю границу осадков, используя значение Z при $\beta_3 = 0$ и $\beta_3 = \pi/2$. Действительно, из отношения (12) получаем

$$Z(\beta = 0) = cZ_0 \frac{1}{R_{\min}}; \quad Z\left(\beta = \frac{\pi}{2}\right) = cZ_0 \left(\frac{1}{R_{\min}} - \frac{1}{H_{\max}} \right),$$

куда

$$H_{\max} = R_{\min} \frac{Z(\beta = 0)}{Z(\beta = 0) - Z(\beta = \pi/2)}. \quad (13)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Атлас Д. Успехи радарной метеорологии.— Л.: Гидрометеиздат, 1967.
Горелик А. Г., Черников А. А. Некоторые результаты радиолокационного исследования структуры поля ветра на высотах 50—700 м.— Труды ЦАО, 1964, вып. 57, с. 3—18.
Князев Л. В., Углова Л. Н. Определение производных скорости ветра в осадках радиолокационным методом.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, т. 7, № 9, с. 1002—1007.
Горелик А. Г., Логунов В. Ф. Определение скорости вертикальных потоков и микроструктуры дождя по доплеровскому спектру и интенсивности радиозха.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1974, т. 10, № 7, с. 742—751.
Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии.— Л.: Гидрометеиздат, 1973.—343 с.

РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЯЧЕЙСТЫХ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

Картина радиоэха конвективных облаков, получаемая с помощью МРЛ, обычно имеет вид отдельных ячеек диаметром d_i , ограниченных некоторым значением отражаемости Z_i и расположенных одна от другой на расстоянии r_i . Данные зоны повышенной отражаемости принято называть конвективными ячейками [1, 3, 4].

Представляет интерес провести анализ ячейистой структуры мощных конвективных облаков, обнаруживаемых в Ленинградском районе, определить время существования радиоэха отдельных ячеек, исследовать динамику их радиоэха, рассмотреть возможное взаимовлияние соседних ячеек на рост параметров радиоэха, и пользуясь данными непрерывных наблюдений МРЛ-1, проводившихся 25 июля 1976 г. с 14 до 19 ч и 16 июля 1975 г. с 12 ч до 14 ч 30 мин. В первом случае наблюдались облака внутримассового происхождения, а во втором — облака развивались на холодном фронте. Рассмотрим сначала данные, относящиеся к 25 июля 1976 г.

Определение параметров радиоэха облаков осуществлялось в пяти высотах (3, 5, 7, 9, 11 км) с интервалом 6—10 мин. Изменялись следующие параметры радиоэха: отражаемость Z , ее градиенты dz/dt и dz/dR , высота H , диаметр D и период существования ячеек T . Облака разделялись на одноячейстые и многоячейстые. С целью установления характера взаимовлияния ячеек внутри очага радиоэха определялись расстояние между центрами ячеек r_i , dr_i/dt и поле отражаемости Z_i , в котором зарождаются новые ячейки.

Методика обработки данных предусматривала разделение обнаруженных облаков по величине Z_m на группы $Cu\ congest \rightarrow C$ (I гр.) и Cb (II гр.). Известно, что облака типа $Cu\ congest \rightarrow C$ имеют отражаемость $Z_m \leq 10^2 \dots 10^3 \text{ мм}^6/\text{м}^3$, а Cb — более $10^3 \text{ мм}^6/\text{м}^3$ [2]. Кроме того, по измеренным МРЛ-1 параметрам радиоэха облаков рассчитывался критерий грозоопасности $Y = H_m \lg Z_3$, где $\lg Z_3$ измеряется на $H \approx 5$ км. Это позволило дополнительно разделить ячейки II группы на ливневые и грозовые, когда $Y \geq 25$.

За 5 ч наблюдений исследовано 110 конвективных ячеек. Из общего числа обнаруженных ячеек 69 % принадлежало ко II группе (50 % грозовых и 11 % ливневых), 31 % — к I группе. У каждой ячейки определялись: период существования T , время достижения Z_m t_1 , время диссипации ячейки t_2 и отношение t_1/T (табл. 1). Определение указанных интервалов времени осуществлялось тогда, когда Z ячеек становилась больше $10 \text{ мм}^6/\text{м}^3$.

Из табл. 1 видно, что период полного развития конвективных ячеек до Z_m равен 15—25 мин и составляет (0,3 ... 0,4) T . Наименьшие значения указанных интервалов времени и их дисперсии (в таблице СКО) характерны для внутримассовых грозовых ячеек.

Таблица 1

Значения T , t_1 и t_2 (минуты) конвективных ячеек

Группа ячеек	T		t_1		t_2		$(\overline{t_1/T})$
	$\bar{T}$	σ_T	$\bar{t}_1$	σ_{t_1}	$\bar{t}_2$	σ_{t_2}	
нутримассовые (25 VII 1976 г.)							
I	48	17	17	21	31	18	0,35
II ($\dot{C}_Y$)	57	10	22	11	35	13	0,39
II (C_Y)	71	25	24	18	47	29	0,34
фронтальные (16 VII 1975 г.)	55	18	22	13	34	20	0,4

ячейки на фронте по этим же параметрам близки ливневым нутримассовым ячейкам.

С целью набора ряда данных, характеризующих эволюцию ячеек указанных групп, определим средние значения и дисперсию параметров их радиоэха, перечисленных выше, в течение периода существования ячеек в следующие моменты времени: $0,5t_1$ (рост), t_1 (стадия максимального развития) и $0,5t_2$ (диссипация). Эти данные приведены в табл. 2.

Средние значения Z для различных групп ячеек в указанные моменты времени представлены на рис. 1, из которого видно, что зависимость $Z_m = f(t)$ ячеек можно аппроксимировать полиномом второй степени.

Из табл. 2 и рис. 1 следует, что

— скорость роста отражаемости на стадии развития конвективных ячеек всех групп в 2—2,5 раза больше, чем на стадии диссипации;

— у ячеек всех групп на стадии диссипации дисперсия значений отражаемости в 2 раза больше, чем на стадии роста в таблице СКО);

— выделенные по значению Y ячейки Cb_K облаков имеют 1,5—3 раза большие значения всех параметров радиоэха по сравнению с ячейками Cb_Y^* облаков;

— ячейки Cb_K облаков характеризуются наибольшей дисперсией радиолокационных характеристик.

Проанализируем процесс формирования многоячеистых облаков. Для этого рассмотрим общее число ячеек ($N_{\text{общ}}$) как временную последовательность их появления на ИКО МРЛ-1. Установим, на каком r_i (расстояние между центрами ячеек — зонами Z_m) от усуществующей появляется каждая новая ячейка и как быстро происходит объединение ячеек изолиниями отражаемости $Z_i = 10^0, 10^1, 10^2$ и 10^3 мм⁶/м³ в единый очаг радиоэха. На рис. 2 приведены

Среднее значение и дисперсия параметров радиоэха конвективных ячеек

Параметр радиоэха	Группа ячеек								
	I			II (∇_P)			II ($\mathbb{E}_P$)		
	0,5 t_1	t_1	0,5 t_2	0,5 t_1	t_1	0,5 t_2	0,5 t_1	t_1	0,5 t_2
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\bar{Z} \frac{\text{мм}^6}{\text{м}^3}$	64	460	90	140	1700	230	300	4400	680
σ_Z	37	240	87	73	800	180	320	3400	790
$\left(\frac{dz}{dt}\right) \frac{\text{мм}^6}{\text{м}^3 \cdot \text{мин}}$	50	—	18	130	—	52	200	—	90
$\sigma_{\left(\frac{dz}{dt}\right)}$	40	—	9	47	—	36	190	—	78
$\left(\frac{dz}{dR}\right) \frac{\text{мм}^6}{\text{м}^3 \cdot \text{км}}$	—	220	—	—	900	—	—	1300	—
$\sigma_{\left(\frac{dz}{dR}\right)}$	—	150	—	—	770	—	—	1000	—
$\frac{\sigma_{\left(\frac{dz}{dR}\right)}}{H} \text{ км}$	—	6,5	—	—	7	—	—	11,5	—
σ_H	—	2,1	—	—	1,5	—	—	3,5	—
$\bar{D} \text{ км}$	—	6	—	—	6	—	—	9	—
σ_D	—	2,2	—	—	1,5	—	—	4	—

Параметр радиоэха	Группа ячеек								
	Одноячейстые облака			Многоячейстые облака			Фронтальные ячейки		
	0,5 t_1	t_1	0,5 t_2	0,5 t_1	t_1	0,5 t_2	0,5 t_1	t_1	0,5 t_2
	11	12	13	14	15	16	17	18	19
$\bar{Z} \frac{\text{мм}^6}{\text{м}^3}$	200	1500	240	550	4400	1300	600	4300	960
σ_Z	340	2100	250	680	3500	1200	800	4500	400
$\left(\frac{dz}{dt}\right) \frac{\text{мм}^6}{\text{м}^3 \cdot \text{мин}}$	90	—	46	200	—	95	350	—	170
$\sigma_{\left(\frac{dz}{dt}\right)}$	85	—	39	240	—	120	200	—	150
$\left(\frac{dz}{dR}\right) \frac{\text{мм}^6}{\text{м}^3 \cdot \text{км}}$	—	640	—	—	1200	—	—	1800	—
$\sigma_{\left(\frac{dz}{dR}\right)}$	—	760	—	—	970	—	—	950	—
$\frac{\sigma_{\left(\frac{dz}{dR}\right)}}{H} \text{ км}$	—	8	—	—	10	—	—	—	—
σ_H	—	1,7	—	—	6,3	—	—	—	—
$\bar{D} \text{ км}$	—	6,5	—	—	8,5	—	—	8,5	—
σ_D	—	2,2	—	—	3,5	—	—	2,5	—

ифференциальное и интегральное распределения величины r_i . Видно, что в день с внутримассовым развитием облаков в 80 % случаев новые ячейки появлялись на $r_i = 13$ км вне очага радиозаха за пределами изолинии $Z_i = 10^0$ мм⁶/м³. В 12 % случаев они появлялись в зоне с $Z \leq 10$ мм⁶/м³, в 4 % — в зоне с $Z \leq 10^2$ мм⁶/м³ и в 4 % — в зоне с $Z \leq 10^3$ мм⁶/м³. Новые ячейки еще всего появляются впереди по направлению движения очага радиозаха и в тыловой части его. Причем, если в первом случае $\bar{r}_i$ оставляет 12 км, то во втором $\bar{r}_i = 9$ км.

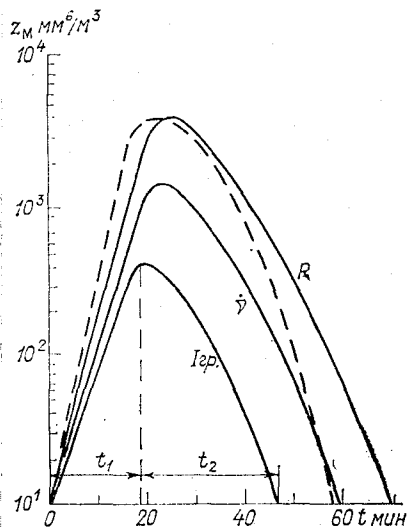


Рис. 1. Зависимость $Z_m = f(t)$ ячеек различных групп.

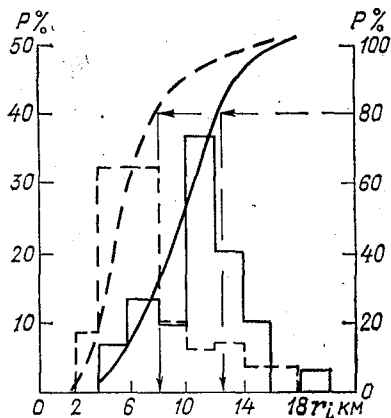


Рис. 2. Дифференциальное и интегральное распределения r_i между ячейками.

После появления на ИКО радиозаха новой ячейки расстояние между зонами Z_m новой и старой ячеек начинает сокращаться, т. е. наблюдается сближение этих ячеек. Среднее значение относительной скорости сближения dr_i/dt равно 10—15 км/ч, $(dr_i/dt)_{\text{макс}}$ достигает 30—40 км/ч. Скорость перемещения многоячейного очага радиозаха в целом составляла около 30 км/ч. По мере приближения друг к другу соседние ячейки объединяются изолиниями некоторой тражаемости Z_i , формируя многоячейное облако. Процесс сближения ячеек характеризует рис. 3. Здесь время $t = 0$ соответствует моменту появления радиозаха новой ячейки, а средние значения интервалов времени, через которые происходит объединение ячеек изолиниями $Z_i = 10^0, 10^1, 10^2$ мм⁶/м³, указаны крестиками. В большинстве случаев через 40—50 мин одна из ячеек (чаще всего старая), сблизившихся на $r_i = 5 \dots 6$ км, диссипирует.

Отметим при этом, что мощные конвективные ячейки с $Z_m > 10^3$ мм⁶/м³ редко объединяются изолиниями $Z_i = 10^3$ мм⁶/м³, т. е.

грозоопасные ячейки во внутримассовых облаках существуют реально в течение периода их жизни.

Наряду с определением средних значений и дисперсий параметров радиоэха для I и II групп ячеек производились повторные расчеты этих характеристик для ячеек, принадлежащих одно-многоячейстым облакам. Почти 70 % всех исследованных ячеек были обнаружены в многоячейстых облаках и только 30 % ячеек существовали изолированно. Эти данные приведены в столбцах 11—16 табл. 2. Видно, что по своим параметрам ячейки одноячейстых облаков близки ячейкам ливневых облаков, а ячейки многоячейстых облаков — ячейкам грозовых облаков. Кроме того, по

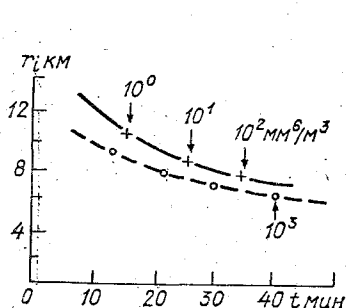


Рис. 3. Изменение во времени r между ячейками в многоячейстом облаке.

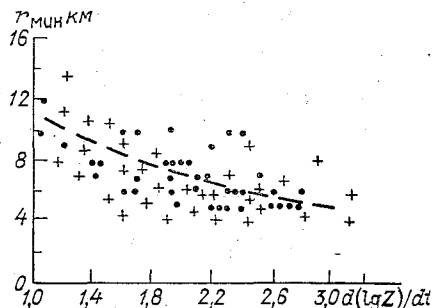


Рис. 4. Зависимость $dZ/dt = \psi(r_{\min})$.

параметры радиоэха у многоячейстых облаков в 2—3 раза больше, чем у одноячейстых. Так, например, у ячеек многоячейстых облаков $\overline{dZ/dt} = 200 \text{ мм}^6/(\text{м}^3 \cdot \text{мин})$, а $(dZ/dt)_{\max}$ достигают 600—800 $\text{мм}^6/(\text{м}^3 \cdot \text{мин})$. Для одноячейстых облаков $\overline{dZ/dt} = 90 \text{ мм}^6/(\text{м}^3 \cdot \text{мин})$.

С целью определения возможного взаимовлияния соседних ячеек друг на друга исследуем зависимость скорости роста отражаемости $(dZ/dt)_{\max}$ этих ячеек от расстояния $r_{\min}$ между ними. На рис. 4 заметна тенденция увеличения dZ/dt соседних ячеек по мере уменьшения расстояния между зонами Z_m этих ячеек. По-видимому, нисходящие воздушные потоки в одной ячейке стимулируют «подпитку» соседней развивающейся ячейки воздухом и приземного слоя.

В тех случаях, когда зоны Z_m соседних ячеек начинали удаляться друг от друга, наблюдалось прекращение роста dZ/dt у ячеек быстрее наступала стадия диссипации. Следовательно в многоячейстом облаке имеет место взаимовлияние соседних ячеек на рост параметров их радиоэха.

С целью выявления возможных отличий в средних значениях и дисперсиях измеряемых параметров радиоэха по аналогично схеме были проанализированы фронтальные облака, наблюда-

писия 16 июля 1975 г. также в Ленинградской области в виде по-
люс радиоэха длиной 100—150 км. За 2,5 ч исследовано 190 от-
дельных ячеек. Значения интервалов T , t_1 и t_2 приведены в табл. 1,
средние значения и дисперсии параметров радиоэха — в столбцах
7—19 табл. 2. Средние значения Z для фронтальных ячеек в це-
лом пунктиром изображены на рис. 1. Видно, что по своим пара-
метрам фронтальные ячейки близки ячейкам многоячейстых об-
лаков внутримассового происхождения.

Во фронтальных облаках новые ячейки появляются вне очага
радиоэха лишь в 26 % случаев (по сравнению с 80 % для внутри-
массовых ситуаций). В 37 % случаев они появляются в зоне с $Z \leq$
 ≤ 10 мм⁶/м³, в 27 % — в зоне с $Z \leq 10^2$ мм⁶/м³, в 9 % — в зоне
с $Z < 10^3$ мм⁶/м³ и в 1 % — в зоне с $Z \geq 10^3$ мм⁶/м³. Видно, что
местом появления новых ячеек во фронтальных Сб более чем
в 60 % случаев является зона радиоэха с $Z \leq 10^2$ мм⁶/м³. Распре-
деление величины r_i для фронтальных ячеек обозначено пункти-
ром на рис. 2. И в этом случае ячейки чаще всего появляются впе-
реди по направлению движения очага радиоэха и в тыловой его
части. Однако на фронтальном разделе среднее расстояние до зон
 Z_m новых ячеек остается равным 6 км, в то время как у внутри-
массовых облаков оно составляет 10 км. Кроме того, на фронте
ячейки с $Z_m > 10^3$ мм⁶/м³ также редко объединяются изолиниями
 $Z_i = 10^3$ мм⁶/м³. Зависимость $(dZ/dt)_{\max} = \psi(r_{\min})$ у соседних
ячеек на фронте имеет такой же характер, как и у внутримассо-
вых, с одинаковым средним значением (значения dZ/dt ячеек на
фронте указаны на рис. 4 крестиками).

В заключение можно сделать следующие выводы:

1. Мощные конвективные облака в Ленинградской области, по
данным МРЛ, существуют преимущественно в виде многоячейстых
очагов радиоэха.

2. Параметры радиоэха (Z_m , H_m , D_m , dz/dt , dz/dR) конвектив-
ных ячеек многоячейстых облаков в 1,5—3 раза больше по своим
значениям аналогичных параметров одноячейстых облаков. На-
блюдается взаимовлияние соседних ячеек на эволюцию параметров
их радиоэха.

3. После появления конвективные ячейки начинают формиро-
ваться в многоячейстый очаг радиоэха, объединяясь со временем
изолиниями определенной отражаемости ($Z_i = 10^0, 10^1, 10^2$ мм⁶/м³).
Вместе с тем ячейки с $Z_m > 10^3$ — 10^4 мм⁶/м³ как во внутримассовых,
так и во фронтальных облаках редко объединяются изолиниями
 $Z_i = 10^3$ мм⁶/м³, т. е. существуют раздельно друг от друга на про-
тяжении всего периода жизни. Расстояние между зонами Z_m таких
(как правило, грозowych) ячеек в период их максимального раз-
вития равно 6—8 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Некоторые результаты радиолокационных исследований структуры и дина-
мики грозо-градовых процессов на Северном Кавказе/М. Т. Абшаев,
М. Д. Атабиев, Н. М. Мальбахова, А. В. Правосудов.— Труды ВГИ, 1976,
вып. 33, с. 81—92.

2. Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии.— Л.: Гидрометеониздат 1973.—343 с.
3. Шмелер С. М. Физика конвективных облаков.— Л.: Гидрометеониздат 1972.—231 с.
4. Newton C. W., Fankhauser I. C. Movement and propagation of multicellular Convective storms.— Pure Appl. Geophys.. 1975, vol. 113, N 5—p. 747—764.

С. М. Гальперин, В. Н. Стасенко

РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЯЧЕЙСТЫХ ГРОЗ

Одновременные наблюдения грозовых облаков с помощью РЛС типа МРЛ-1 и П-12 показали, что количество (N_p) и местоположение атмосферных разрядов (АР) в них существенно изменяется на протяжении всего периода грозоактивности [2, 3].

Изменяется также радиальный размер (L_p) радиоэха АР от единиц до десятков километров [3]. Начиная с $L_p = 6 \dots 8$ км

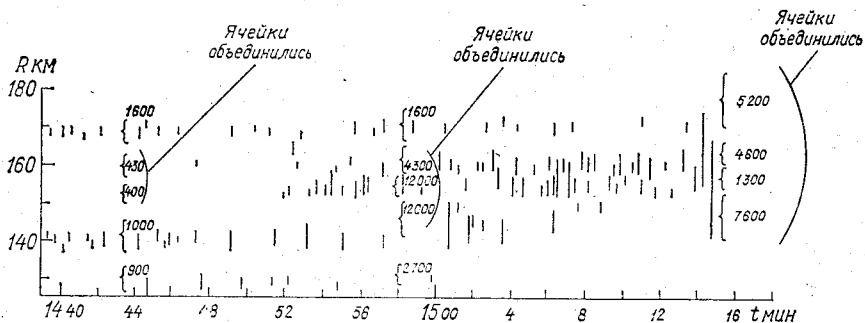


Рис. 1. Изменение местоположения и радиальных размеров радиоэха АР в многоячейчатом облаке.

проявляется ступенчатый характер перемещения радиоэха АР по дальности на ΔR_p через интервал времени Δt_p в том или ином направлении от РЛС в течение всей вспышки молнии (см. рис. 2)

Представляет интерес сопоставить местоположения эхо-сигналов АР с ячейковой структурой радиоэха облаков, а также определить изменение размеров эхо-сигналов АР в таких облаках. В этих целях были проведены наблюдения 25 июля 1976 г. в Ленинградской области за многоячейстыми грозовыми облаками с момента появления радиоэха АР и до их исчезновения. В качестве примера на рис. 1 приведен 40-минутный интервал регистрации РЛС П-12 АР в грозовом очаге, состоящем из пяти ячеек. Фигурными скобками обозначены радиальные размеры радиоэха ячеек по данным МРЛ-1, вертикальными штрихами — размеры эхо-

игналов АР по данным П-12. Рядом со скобками указана отражаемость ячеек в данный момент времени в $\text{мм}^6/\text{м}^3$. Кроме того, а этом рисунке показано объединение ячеек с течением времени в 14 ч 43 мин, 14 ч 58 мин и 15 ч 15 мин). Под объединением ячеек понимается такой процесс, когда изолированные радиоэха

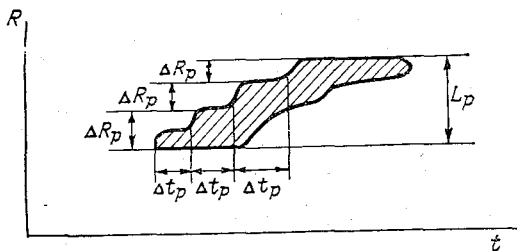


Рис. 2. Ступенчатый характер перемещения радиоэха АР.

ячеек начинают объединяться одной и более изолированными траекториями. Заметны изменения местоположения АР и рост их радиальных размеров по мере объединения ячеек в многоячейный розовый очаг. Так, в начале грозы в изолированных ячейках имело

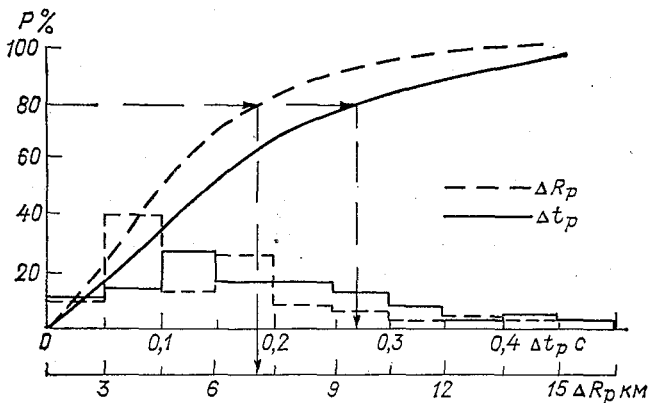


Рис. 3. Дифференциальное и интегральное распределения величин ΔR_p и Δt_p .

есто радиоэхо АР с $L_p = 2 \dots 3$ км, а в сформировавшемся грозовом очаге (в 15 ч 14 мин) отмечались эхо-сигналы АР, соизмеримые с протяженностью радиоэха всего очага ($L_p = 20 \dots 25$ км). С увеличением размеров эхо-сигналов АР до 8 км начинает проявляться ступенчатый характер их перемещения. Схематически он изображен на рис. 2.

Рассмотрим ступенчатое через Δt_p перемещение по дальности ΔR_p эхо-сигналов АР в сопоставлении с расстоянием между

ячейками в многоячейстом очаге. Для этого были проанализированы 170 эхо-сигналов АР, обнаруженных в многоячейстых очагах. Дифференциальные и интегральные распределения ΔR_p и Δt_p приведены на рис. 3. Видно, что $\Delta \bar{R}_p = 5$ км, а $\Delta \bar{t}_p = 0,15$ с. В 80 % случаев $\Delta R_p \leq 7$ км, а $\Delta t_p \leq 0,27$ с.

Полученное значение ΔR_p оказалось близким по значению среднему расстоянию между центрами ячеек многоячейстых облаков, равному 6—7 км, когда они объединяются изолиниями $Z_i = 10^2$ мм⁶/м³ (как это следует из рис. 3 работы [4]). В этот момент у ячеек обычно $Z_m > 10^3$ мм⁶/м³ и зоны с такой отражаемостью существуют раздельно, т. е. не объединяются, в течение периода обнаружения в них АР.

Установленное значение $\Delta t_p \leq 0,27$ с совпадает со средней продолжительностью вспышки молнии $\bar{t}_s = 0,3$ с, состоящей в Ленинградской области из 2—3 повторных разрядов [1].

Ступенчатое перемещение радиоэха АР на ΔR_p в течение вспышки молнии, возможно, связано с тем, что возникновение разряда в одной грозовой ячейке инициирует разряд в соседней ячейке. Особенно хорошо этот эффект заметен во фронтальных облаках, где горизонтальные размеры отдельного радиоэха АР могут простирались в радиальном направлении до 80—100 км.

В работе [5] указывается на наличие больших горизонтальных участков каналов молнии как у разрядов типа облако—облака так и у разрядов на землю. По-видимому, разряду на землю может предшествовать возникновение разряда между отдельными ячейками очага. Указанный характер перемещения наблюдается практически у всех радиоэха АР с $L_p \geq 6 \dots 8$ км.

Полученные выше значения ΔR_p и Δt_p дают возможность определить скорость перемещения эхо-сигналов АР в радиальном направлении — $\Delta R_p / \Delta t_p$. Установлено, что $\Delta \bar{R}_p / \Delta t_p = 32$ км/с а $(\Delta R_p / \Delta t_p)_{\text{макс}} \approx 40$ км/с. Здесь представляет интерес сопоставление этих величин с данными, приведенными в работе [6], где в диапазоне $\lambda = 50$ см определена скорость перемещения радиоэха соединительных стриммеров между локальными объемами зарядов в облаках, равная 40 км/с. Полученные нами данные имеют такое же значение. Следовательно, обнаруженное с помощью РЛС П-12 ступенчатое перемещение радиоэха АР, возможно, связано с возникновением стриммеров между грозowymi ячейками.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Методика исследования гроз радиотехническими средствами/С. М. Гальперин, В. Д. Степаненко, В. Н. Егоров и др.—Труды I Всесоюз. симпозиума по атмосферному электричеству.—Л.: Гидрометеониздат, 1976, с. 161—170.
2. Стасенко В. Н., Гальперин С. М. Динамика грозового облака по данным радиотехнических наблюдений.—Труды ГГО, 1976, вып. 383, с. 129—135.
3. Стасенко В. Н., Гальперин С. М. Исследование эволюции грозовой активности в кучево-дождевых облаках.—Труды ЛПИ, 1977, вып. 64 с. 135—140.
4. Стасенко В. Н. Радиолокационное исследование многоячейстых конвективных облаков.—См. наст. сб.

Teer T. L., Few A. A. Horizontal lightning.— J. Geophys. Res., 1974, vol. 79, N 24, p. 3436—3441.
Hewitt F. J. Radar echoes from inter-stroke processes in lightning.— Proc. Phys. Soc., London, 1957, B70, N 10, p. 961—979.

К. С. Жунахин, Н. И. Новожилов, Ю. А. Довгалюк

К РАДИОЛОКАЦИОННОМУ ОБНАРУЖЕНИЮ И ИССЛЕДОВАНИЮ ВОЛНИСТЫХ ОБЛАКОВ

1. Введение

Волнистые облака, возникающие вследствие конденсации водяного пара в гребнях атмосферных волн или вихрей на уровне ермической неустойчивости, являются своеобразными следами тих явлений, и именно они еще в прошлом веке послужили стимулом для изучения внутренних гравитационных волн в атмосфере [10, 12, 13].

Развитие инструментальных наблюдений позволило перейти к исследованию собственно гравитационных волн, ячеек конвекции и турбулентности даже в безоблачной атмосфере [2].

Ввиду того что волнообразные процессы в атмосфере часто сопровождаются интенсивной турбулентностью, опасной для летательных аппаратов, проблеме изучения волновых процессов в условиях безоблачной атмосферы уделяется преимущественное внимание. Для решения этой проблемы особенно эффективным средством оказались мощные, обладающие высокой разрешающей способностью, метеорологические радиолокаторы, первое же применение которых как у нас, так и за рубежом показало их перспективность в изучении атмосферы, что связано с их способностью обнаруживать множество волновых структур, конвективные движения, зоны турбулентности в ясном небе [3, 6, 9, 11, 15—17].

Число публикаций, посвященных этому вопросу, в настоящее время уже достаточно велико и продолжает расти. Однако публикации, посвященные радиолокационным исследованиям самих волнистых облаков, некогда явившихся импульсом к исследованию волновых процессов в атмосфере, практически отсутствуют. Ниже рассматривается случай радиолокационного обнаружения и наблюдения волнистых облаков, осуществленных летом 1980 г. на Полевой экспериментальной базе ГГО в Ленинградской области.

2. Условия, аппаратура и методика наблюдений

Рассматриваемые радиолокационные наблюдения и исследования волнистых облаков были проведены с 9 до 12 ч 15 августа 1980 г. на Полевой экспериментальной базе ГГО в Ленинградской области. Местность, окружающая пункт наблюдения, характери-

зовалась наличием болот, несколькими озерами, реками и прочим водоемами, а также грядами близких ($r = 10 \dots 30$ км) и дальних ($r > 40$ км) холмов, высоты которых колебались от 150 до 300 м над ур. м.

Погода во время наблюдений характеризовалась антициклоническими условиями и приближением холодного фронта с относительно резким понижением температуры.

Данные радиозондирования (п. Воейково), полученные за ранние утренние часы (7 ч 30 мин — 8 ч 30 мин), сведены в табл. 1

Таблица

Результаты радиозондирования

Параметр	H км										
	0,07	0,2	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0
p гПа	1014,6	999,0	963,8	907,4	853,9	803,3	710,1	626,1	550,1	481,5	419,
t °C	13,0	12,2	10,2	7,0	7,9	6,0	0,6	-6,3	-13,5	-20,5	-27,
U %	85	84	84	53	22	18	33	53	60	40	57
d°	360	019	026	025	352	358	001	354	333	334	326
V м/с	03	06	07	08	08	10	09	07	07	09	10

Несмотря на значительную (до 250 км) удаленность места наблюдения от пункта радиозондирования, эти данные ввиду антициклонических условий погоды в определенной мере характеризовали состояние атмосферы в месте наблюдения.

Метеоданные в месте наблюдений сведены в табл. 2.

Таблица

Метеоданные

Время наблюдений, часы	Параметр					
	p гПа	t °C	U %	d°	V м/с	облачность
9	1002	13,1	88	—	—	10/10, Frnb, St $H_{нг} = 400$ м
12	1003,5	15	83	—	—	7/7, Sc $H_{нг} = 1500$ м

Как следует из таблиц, атмосфера в период наблюдений характеризовалась наличием инверсии температуры и сдвигом ветра.

Инструментом исследований служил метеорологический радиолокатор МРЛ-1. Методика наблюдений состояла в проведении серий наклонных и вертикальных радиолокационных разрезов облаков и измерении их радиолокационной отражаемости методом исследовательного введения затухания.

3. Результаты исследований

В результате радиолокационных наблюдений были обнаружены исследованы четыре полосы волнистых облаков разных размеров, содержащих различное количество облачных гряд, однако почти равноудаленных (примерно на 55 км) друг от друга и имею-

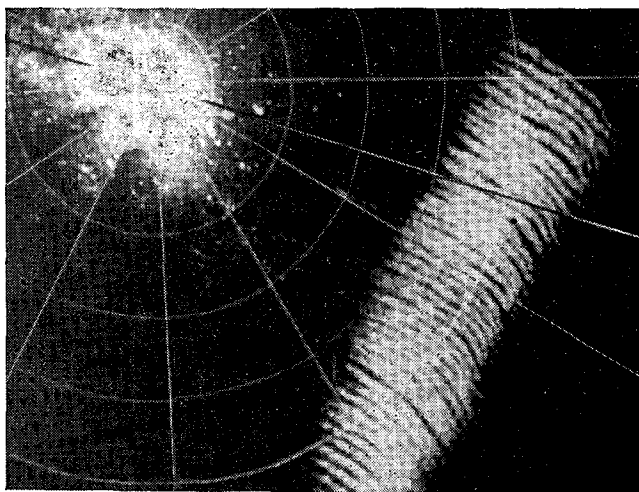


Рис. 1. Изображение наклонной полосы волнистых облаков на экране ИКО МРЛ-1. $\epsilon=2,5^\circ$, $M=100$ км, метка дальности 10 км.

их сходную ориентацию (от 0 до 30°). Основные характеристики исследованных полос волнистых облаков сведены в табл. 3.

На рис. 1 дан наклонный разрез наклонной полосы с грядами волнистых облаков, полученный с экрана ИКО МРЛ-1 в 10 ч 2 мин 15 августа 1980 г.; на рис. 2 — вертикальный разрез той же полосы облаков, полученный с экрана ИДВ приблизительно то же время.

Все четыре полосы с грядами волнистых облаков наблюдались помощью МРЛ-1 в течение около 2,5 ч (9 ч 30 мин — 12 ч). Наиболее четко обозначенные, одинаково направленные гряды равномерно чередующихся волнистых облаков наблюдались в наклонной полосе (цуге) волн в начале наблюдения. По истечении времени четкость изображения, правильность чередования и оди-

Основные характеристики облаков

Вид полос волнистых облаков	Время наблюдений, ч	Параметры облачных полос (углов)							Параметры волн (град) облаков в полосах (углах)				
		длина L км	ширина D км	высота $H_{ВГ}$ км	мощность ΔH км	направление df°	наклон de°	количество в полосе N	длины волн λ км	средняя длина волны λ км	направление град df°	радиолокационная отражаемость Z км ⁶ /м ²	характер изображения град облаков на экранах ИКО, ИДВ, ИРЛ
Почти горизонтальные слои (три слоя)	10	10—50	7—12	3,5—5	0,5—0,8	—5...+15	0—5	20	1—2	1,5	120—150	60	Четкое (1 слой) или размытое (2 слоя)
	11	10—40	5—12	3,5—5	0,5—0,8	—10...+20	0—5	20	1—2	1,5	120—160	—	Размытое
Наклонный слой (один слой)	10	100	30—45	0,7—4,5	0,4—1,0	20	10—20	60	1—2	1,7	100—160	60	Четкое
	11	93	37	0,7—3,5	0,4—0,8	30	10	60	1—2	1,7	110—160	—	Размытое

ковость в направленности волн (гряд) облаков уменьшались, само изображение становилось размытым.

За время наблюдения полосы волнистых облаков медленно ($v = 10 \dots 20$ км/ч) смещались, совершая сложное движение одновременно в двух направлениях:

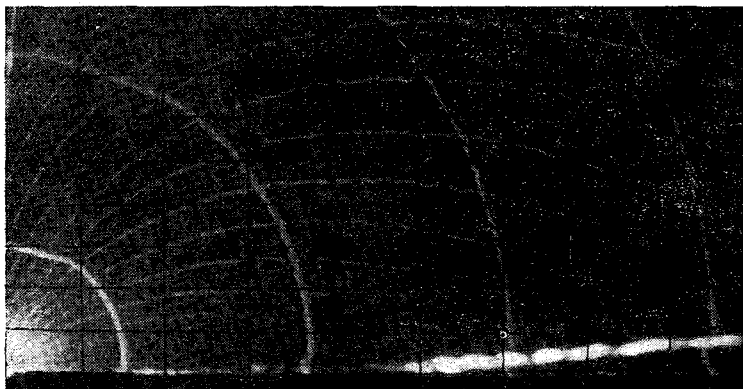


Рис. 2. Изображение наклонной полосы волнистых облаков на экране ИДВ МРЛ-1. $\varphi = 111^\circ$, $M = 40/80$, метка дальности 16 км, метка высоты 4 км.

а) по направлению своей вытянутости ($\varphi = -10 \dots +20^\circ$), т. е. соответственно направлению ветра и почти перпендикулярно направлению вытянутости гряд волнистых облаков;

б) по направлению облачных гряд волнистых облаков ($\varphi = 120 \dots 150^\circ$), т. е. почти перпендикулярно направлению ветра.

Около 12 ч изображения волнистых облаков стали слабыми и размытыми, а затем исчезли.

4. Обсуждение полученных результатов

В пользу интерпретации полученных данных как отражений от волнистых облаков, образованных существовавшими в исследуемой тропосфере мезомасштабными внутренними гравитационными волнами, говорит [1, 2, 4, 8, 14]:

а) приближение холодного фронта, обычно сопровождаемое значительного рода волновыми процессами в атмосфере;

б) наличие оси мезоструи на высоте около 2 км, вдоль которой обычно и развиваются волновые движения;

в) наличие инверсии температуры вблизи оси мезоструи, т. е. на высоте около 1,5 км, что указывает на возможность активных волновых движений;

г) наличие мезомасштабных параметров наблюдаемых облачных полос и гребней волн, площади которых в нашем случае достигали десятков тысяч квадратных километров.

Наличие большого количества разного рода водоемов, конденсация водяного пара в сравнительно холодной воздушной массе над теплыми водоемами способствовали образованию тумана, а затем (из приподнятого тумана) — слоистых облаков, принявших под воздействием волновых процессов в атмосфере форму волнистых облаков. При этом в зависимости от высот, на которых наблюдались волнистые туман и облака, они могли быть классифицированы соответственно с ростом высот как волнистый туман $\rightarrow$ St und $\rightarrow$ Sc und $\rightarrow$ As, As und. Основные параметры этих облаков, взятые из [1, 4], сведены в табл. 4.

Таблица

Основные параметры облаков

Параметр	Вид метеообразований			
	волнистый туман	St und.	Sc und.	As, Ac und.
$H_{\text{НГ}}$ км	0	0,1—0,7	0,5—1,5	2—6
ΔH км	0—0,3	0,2—0,8	0,2—0,8	0,2—2,0
$Z_{\text{макс}}$ мм ⁶ /м ³	—	10 ¹ —10 ² (19%)	10—10 ² (0,6%)	10 ² —10 ³ (1,5%)

Сравнение всех этих данных с экспериментально наблюдаемым в нашем случае с помощью МРЛ-1 (см. пп. 2, 3, а также табл. 1—3) говорит о хорошем их соответствии. Хорошее соответствие получается и при сравнении экспериментальных значений длин волн с расчетными.

Действительно, длина внутренних гравитационных волн в тропосфере находится в прямой зависимости от силы (скорости) ветра в мезоструе. Согласно Корби [7], она может быть оценена соотношением

$$\lambda \approx 0,6\bar{u} - 3.$$

Здесь λ — длина волны в километрах, $\bar{u}$ — среднее значение скорости ветра в слое, где наблюдаются волны, в м/с.

Согласно табл. 1, среднее значение скорости ветра в слое с 70 до 4000 м составляет 7,3 м/с, а в слое от 200 до 4000 м — 7,8 м/с. Расчетные значения длин волн, по вышеприведенному соотношению, получаются соответственно 1,38 и 1,68 км, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными табл. 3.

Наличие нескольких наблюдаемых полос волнистых облаков а также особенности движения этих полос и ряд волнистых облаков позволяют сделать вывод о том, что сами полосы наблюдаемых волнистых облаков являются мезомасштабными следами в виде облачных образований на гребнях волн в атмосфере, длин которых (55 км) более чем на порядок превышают длины волн собственно волнистых облаков (1,5 км), наблюдаемых в облачных полосах.

Наблюдаемые волнистые облака оказываются как бы расположенными в гребнях двух ортогональных систем волн с разными длинами ($\lambda_1 = 1,5$ км и $\lambda_2 = 55$ км). Чаше встречаются горизонтальные слои (полосы) волнистых облаков, расположенные более часто в гребнях длинноволнового колебательного движения атмосферы.

Наклонный слой волнистых облаков оказался расположенным на склоне и самом гребне длинноволнового колебательного движения атмосферы. Интересно отметить, что атмосферные волны меньшего масштаба аналогичны ряби на гребнях более крупных атмосферных волн.

5. Заключение

Целью настоящей статьи является привлечение внимания радиолокационным исследованиям одного из наиболее интересных атмосферных образований — волнистых облаков, необоснованно забытых, как нам представляется, при проведении радиолокационных наблюдений и измерений. Между тем волнистые облака являются хорошими датчиками (следами) внутриволновых волн (в. г. в.) в атмосфере. Их радиолокационные исследования могли бы существенно расширить и углубить наши сведения как о самих в. г. в., так и об атмосфере в целом. Помимо этого, радиолокационные исследования волнистых облаков могут представлять интерес и с точки зрения физики образования, развития и распада волнистых облаков различных форм и ярусов, начиная с нижнего в тропосфере (Sc) и кончая верхним в стратосфере (серебристые, перламутровые облака).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Атлас облаков/Под ред. А. Х. Хргиана, Н. И. Новожилова.— Л.: Гидрометеоздат, 1978.
- Госсард Э., Хук У. Волны в атмосфере.— М.: Мир, 1978.—532 с.
- Жупахин К. С. Некоторые результаты радиолокационных зондирований тропосферы и тропопаузы.— Труды ГГО, 1965, вып. 177, с. 129—141.
- Степаненко В. Д. Радиолокация в метеорологии.— Л.: Гидрометеоздат, 1973.—343 с.
- Bradhun D., Bull G., Neisser J. Über Schwerenwellen bei Kaltfrontdurchgangen.— Zs. Meteorologie, 26, N 4, 1976, S. 211—218.
- Browning K. H., Watkins C. D. Observation of clear air turbulence by high power radar.— Nature, 1970, vol. 227, p. 260—263.
- Corby J. A. The airflow over mountains.— Quart. J. Roy. Meteorol. Sci., 1954, vol. 80, p. 73—85.
- Einaudi F. e. a. Generation of gravity waves by jet streams in the atmosphere.— J. Atmos. Sci., 1976, vol. 33, N 9, p. 1730—1738.
- Gossard E. E., Jensen D. R., Richter J. H. An analytical study of tropospheric structure as seen by high-resolution radar.— J. Atmos. Sci., 1971, vol. 28, p. 794—807.
- Helmholtz Von H. L. F. Über diskontinuierliche Flüssigkeitsbewegungen.— Akad. Wiss. Berlin, Monatsber. K. Preuss. Acad. Wiss. Berlin, 1868, S. 215—229.
- Hicks J. J., Angell J. K. Radar observation of breaking gravitational waves in the visually clear atmosphere.— J. Appl. Meteorol., 1968, vol. 7, p. 114—121.

12. Kelvin, Lord. On a disturbing infinity in Lord Rayleigh's solution for waves in a plane vortex stratum.— *Nature*, 1880, vol. 23, p. 45—46.
13. Lamb H. On the theory of waves propagated vertically in the atmosphere.— *Proc. Lond. Math. Soc.*, 1910, vol. 7, p. 122—141.
14. Maddon T., Claerbout J. Jet stream-associated gravity waves and implications concerning jet stream instability. In: *Acoustic Gravity waves the Atmosphere*. U. S. Gov. Printing Office, Washington, D. C., 1968, p. 121—134.
15. Ottersten H., Hardy K. R., Little C. F. Radar and Sodar-probing waves and turbulence in statically stable clear layers.— *Boundary Layer Meteorol.*, 1973, vol. 4, p. 47—59.
16. Richter J. H. High resolution tropospheric radar sounding.— *Radio Sci.*, 1966, vol. 4, p. 1261—1268.
17. Starr J. K., Browning K. A. Observation of lee waves by highpower radar.— *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 1972, vol. 98, p. 73—85.

**Л. П. Бобылев, Я. К. Ильин, Н. Ф. Михайло
Н. Д. Попова, Г. Г. Щуки**

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОТЕПЛОЛОКАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ КОНВЕКТИВНЫХ ОБЛАКОВ

1. Радиотеплолокационные методы, основанные на приеме собственного теплового излучения атмосферы в радиодиапазон являются перспективным инструментом для исследования содержания жидкокапельной влаги в конвективных облаках [1, 2, 5, 6]. Эти методы в принципе позволяют решать такие задачи, как

— исследование распределения жидкокапельной влаги в по-
кучевых облаках;

— прослеживание изменения содержания жидкокапельной
влаги конвективных облаков в процессе их эволюции;

— исследование пространственного распределения жидко-
капельной влаги в конвективных облаках;

— определение полного содержания воды в конвективном о-
блаке и др.

С целью уточнения границ применимости рассматриваемых методов целесообразно экспериментально оценить дальность радиотеплолокационного обнаружения кучевых облаков и возможности регистрации различных стадий их эволюции (Cumulus humilis, Cumulus mediocris, Cumulus congestus).

2. Содержание жидкокапельной влаги в облаке характеризуется водностью w (в г/м³) и водозапасом W (в кг/м²). Под водозапасом понимается интеграл от распределения водности в направлении зондирования. С помощью микроволнового радиометра можно определить оптическую толщину облака τ_w , которая связана с его водозапасом соотношением [1, 3]

$$\tau_w = \psi(T_{э, обл}) W + \varepsilon,$$

е ψ — удельный коэффициент поглощения жидкокапельной влаги облака, зависящий от его эффективной температуры $T_{э. обл.}$; ϵ — погрешность измерений.

В [2] подробно рассмотрены вопросы определения водозапаса по измеренным значениям τ_w с использованием соотношения (1). Кроме того, выбраны оптимальные длины волн и оценены ошибки косвенного определения W . Показано, что оптимальным для зондирования $Si\ hum.$ и $Si\ med.$ является диапазон длин волн $\lambda = 0,8 \dots 0,9$ см, а для зондирования $Si\ cong.$ — диапазон $\lambda = 1,8 \dots 2$ см. Относительная средняя квадратическая ошибка определения водозапаса составляет 20—30 %. В качестве эффективной температуры облаков используется ее среднее квадратическое значение.

Экспериментальные радиотеплолокационные исследования были проведены летом 1980 г. в Ленинградской области. В состав радиотеплолокационной аппаратуры входили два модуляционных супергетеродинных радиометра, работающих на длинах волн $\lambda_1 = 0,86$ см и $\lambda_2 = 3,2$ см, а также антенная система от РЛС «СОН». Основные технические характеристики радиотеплолокационной аппаратуры приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные технические характеристики радиотеплолокационной аппаратуры

Длина волны, см	Полоса пропускания УПЧ, МГц	Чувствительность при постоянной времени 1 с, К	Ширина диаграммы направленности антенны по половинной мощности, градус
0,86	600	0,5	0,7
3,2	30	3,0	1,5

Объектом исследований являлись кучевые ($Si\ hum.$, $Si\ med.$, $Si\ cong.$) и в меньшей степени кучево-дождевые облака (Cb). Радиометр на $\lambda_1 = 0,86$ см использовался для зондирования кучевых облаков. Эта длина волны является оптимальной для $Si\ hum.$ и $Si\ med.$ и не является таковой для $Si\ cong.$ Однако выполненные оценки показали, что для $Si\ cong.$ с водозапасом не более 4 кг/м^2 ошибки определения W на $\lambda_1 = 0,86$ см возрастают незначительно по сравнению с зондированием на оптимальной длине волны. Облака же с $W > 4 \text{ кг/м}^2$ во время экспериментальных работ не зондировались.

Радиометр на $\lambda_2 = 3,2$ см использовался для зондирования кучево-дождевых облаков. В этом случае привлекались также данные об отражаемости, полученные с помощью метеорологического радиолокатора.

Для радиотеплолокационного определения τ_w по собственному излучению облачной атмосферы был использован относительный метод азимутальных разрезов, не требующий абсолютной тепло-

вой калибровки радиометров. Этот метод заключается в выполнении горизонтальных «разрезов» исследуемого облака на фиксированных углах места. Сигналы регистрируются от облака $u(A)$ участков чистого неба u_n и опоры $u_{оп}(A — \text{азимут})$. Оптическая толщина облака для конкретного значения угла места β определяется по формуле

$$\tau_w(A) \approx \ln \frac{u_{оп} - u_n}{u_{оп} - u(A)}. \quad ($$

Данный метод подробно рассмотрен в [4]. Относительная средняя квадратическая ошибка определения τ_w этим методом составляет 10—20 %. Скорость азимутального сканирования выбирается такой, чтобы время поворота антенны на угол, равный ширине диаграммы направленности, было не менее постоянной времени радиометра. В рассматриваемых экспериментах в качестве опорной области использовался лес.

При зондировании S_b на длине волны $\lambda_2 = 3,2$ см возникает вопрос о влиянии рассеяния радиоволн на каплях дождя на точность радиотеплолокационного определения водозапаса. Эффекты рассеяния становятся заметными для капель диаметром $d \geq 1$ мм. В связи с отсутствием методики определения водозапаса, учитывая эти эффекты, в рассматриваемых экспериментах была использована обычная методика, применяемая для зондирования $S_{cong.}$ и заключающаяся в переходе от измеряемых радиояркостных температур к оптическим толщинам в приближении чистого поглощения. Очевидно, что в данном случае определяется суммарный водозапас мелкокапельной фракции облаков и крупнокапельной фракции осадков, находящихся в направлении максимум диаграммы направленности антенны.

3. Для прослеживания изменения водозапаса в процессе естественной эволюции мощных кучевых облаков выполнялись их частые горизонтальные разрезы. Для того чтобы уровень, на котором выполняются горизонтальные разрезы исследуемого облака, не смещался при его движении, угол места азимутального сканирования непрерывно уточнялся. Для этого использовался теодолит.

На рис. 1 приведен пример полученных результатов. Зондирование визуально наблюдаемого $S_{cong.}$ было осуществлено 13 августа 1980 г. при $\beta \approx 9^\circ$. Различаются все три стадии эволюции облака: стадия развития (формы $S_{cong.}$ hum., $S_{cong.}$ med.) 19 ч 17 мин — 19 ч 33 мин, стадия зрелости 19 ч 44 мин — 19 ч 54 мин и стадия диссипации 19 ч 58 мин — 20 ч 02 мин. Весь жизненный цикл облака составляет приблизительно 50 мин. Значение водозапаса на начальной стадии эволюции составляло около $0,5 \text{ кг/м}^2$, что характерно для форм $S_{cong.}$ hum. и $S_{cong.}$ med. В стадии зрелости водозапас достиг 2 кг/м^2 . Это значение характерно для мощных кучевых облаков для Ленинградской области.

Распределение водозапаса в горизонтальном сечении этого облака имеет вид колоколообразных кривых с максимумом, смещенным к передней подветренной стороне облака. Перемещение об-

ика проявляется на рис. 1 в смещении кривой азимутального распределения его водозапаса.

Полученные результаты демонстрируют хорошие возможности регистрации различных стадий эволюции мощных кучевых облаков радиотеплолокационным методом.

На рис. 2 приведены результаты зондирования другого Cumul., выполненного в тот же день. На рис. 2а нанесены кривые азимутального распределения водозапаса, полученные при измерениях под различными углами места. Эти данные позволяют судить о пространственном (азимутально-угломестном) распре-

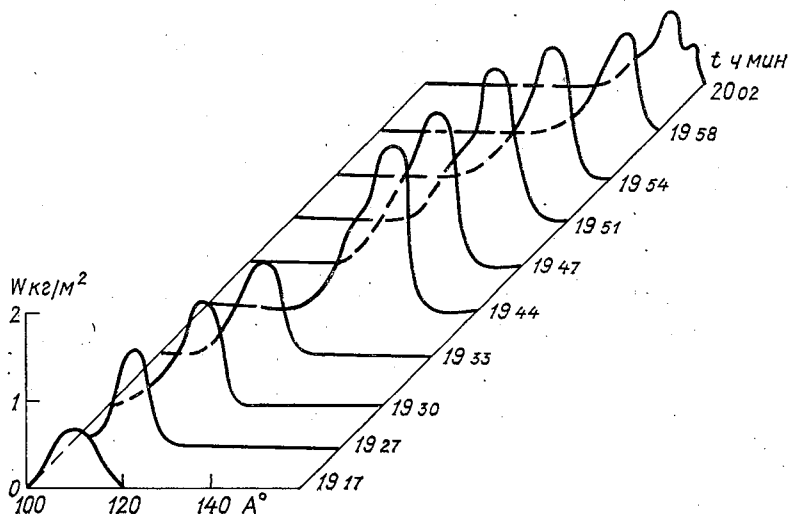


Рис. 1. Изменение водозапаса Cumul. со временем в процессе естественной эволюции облака. Ленинградская обл., 13 августа 1980 г.

ении водозапаса. В нижнем сечении облака ($\beta = 10^\circ$) кривая распределения водозапаса имеет «пилообразный» вид с максимумом, равным $1,1 \text{ kg/m}^2$. В сечении $\beta = 13^\circ$ наблюдается широкая область с сравнительно однородным распределением водозапаса, равным $1,4 \text{ kg/m}^2$. В третьем сечении ($\beta = 16^\circ$) имеется ячейка с повышенным содержанием жидкокапельной влаги. Ее водозапас достигает $2,7 \text{ kg/m}^2$.

Последующее зондирование этого облака, выполненное под углом места $\beta = 16^\circ$, при котором зафиксирован максимальный водозапас, показало, что облако вступило в стадию диссипации. Это отчетливо видно на рис. 2б: в течение 22 мин водозапас ячейки уменьшился более чем в 2 раза. В 18 ч 07 мин облако фактически распалось.

Интересной задачей является исследование распределения водозапаса в поле внутримассовых кучевых облаков. В табл. 2 приведены результаты подобного исследования, полученные при

Распределение водозапаса конвективных ячеек в поле Cu
для Ленинградской области

W кг/м ²	Количество ячеек	W кг/м ²	Количество ячеек
0—0,5	8	1,0—1,5	8
0,5—1,0	9	1,5—2,0	2

зондировании 27 кучевых облаков в течение одного дня, когда наблюдалось типичное поле Cu (Cu hum., Cu med., Cu cong. Облака для зондирования выбирались случайным образом. Нед

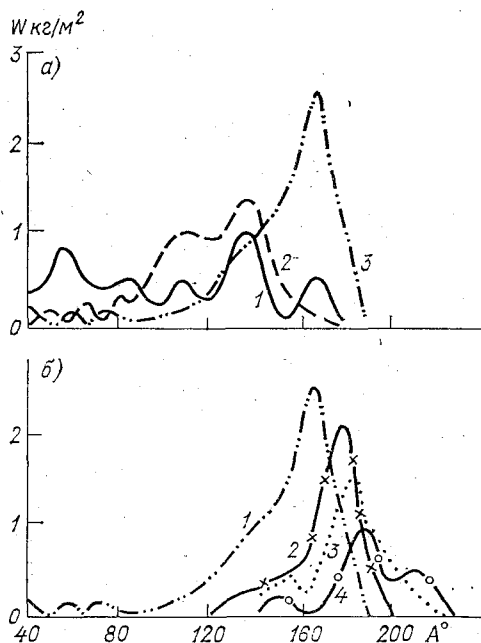


Рис. 2. Результаты радиотеплолокационного зондирования Cu cong. 13 августа 1980 г.

а) азимутальные профили водозапаса в облаке, полученные на различных углах: 1) $\beta=10^\circ$, 2) $\beta=13^\circ$, 3) $\beta=16^\circ$; б) азимутальные профили водозапаса, полученные при $\beta=16^\circ$ в различные промежутки времени: 1) 17 ч 43 мин, 2) 17 ч 54 мин, 3) 17 ч 58 мин, 4) 18 ч 04 мин.

статочность объема выборки не позволяет сделать статистически обоснованные выводы. Можно лишь отметить, что в данной выборке наиболее часто встречаются ячейки с водозапасом 0,5–1 кг/м².

В качестве примера радиотеплолокационного зондирования на $\lambda_2 = 3,2$ см рассмотрим результаты исследования кучево-дождевого облака 6 августа 1980 г. Пять азимутальных разрезов, исполненных при одном угле места $\beta = 5^\circ$ в течение примерно 15 мин, позволили построить азимутально-временную карту изолей водозапаса (рис. 3). Эта карта наглядно показывает трансформацию азимутального распределения водозапаса с течением времени. На ней четко выделяются две ячейки с повышенным водозапасом. За период наблюдений с 15 ч 43 мин до 16 ч 06 мин левая ячейка сужается, ее максимальный водозапас уменьшается от 66 до 30 кг/м^2 (большие значения W объясняются тем, что водозапас исчисляется не в вертикальном, а фактически в горизонталь-

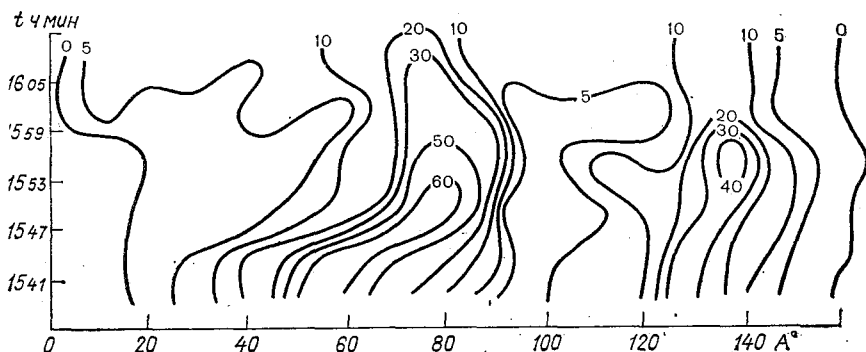


Рис. 3. Азимутально-временная карта водозапаса (кг/м^2) в сечении Сб при $\beta = 5^\circ$. 6 августа 1980 г.

ном направлении, протяженность системы в котором может быть весьма значительной). В правой ячейке в течение первых 10 мин максимальный водозапас возрастает от 32 до 44 кг/м^2 , а затем быстро уменьшается до 17 кг/м^2 . Это свидетельствует о начале разрушения ячейки.

На рис. 4 приведены графики временного изменения максимального ($W_{\text{макс}}$) и среднего ($\bar{W}$) значений водозапаса в горизонтальном сечении для двух мощных кучевых облаков и одного кучево-дождевого облака, рассмотренных ранее. Как уже отмечалось, второе Сп сог. и Сб находились на стадии диссипации. В обоих случаях происходит уменьшение как $\bar{W}$, так и $W_{\text{макс}}$ (рис. 4 б, в).

Графики временного изменения $\bar{W}$ и $W_{\text{макс}}$ для первого мощного кучевого облака (рис. 4 а) можно разбить на три участка, соответствующие трем стадиям эволюции облака. На стадии зрелости $t = 26 \dots 33$ мин (на рис. 4 время для удобства отсчитывается от начала наблюдений) происходит более медленное изменение $\bar{W}$ и $W_{\text{макс}}$, чем на стадиях роста и диссипации.

Результаты, приведенные на рис. 4, позволяют оценить скорость изменения среднего и максимального по горизонтальному сечению

водозапаса конвективных облаков на разных стадиях их развития. Значения этой скорости приведены в табл. 3. Скорость уменьшения $\bar{W}$ и $W_{\text{макс}}$ на стадии диссипации у Сб более чем на порядок

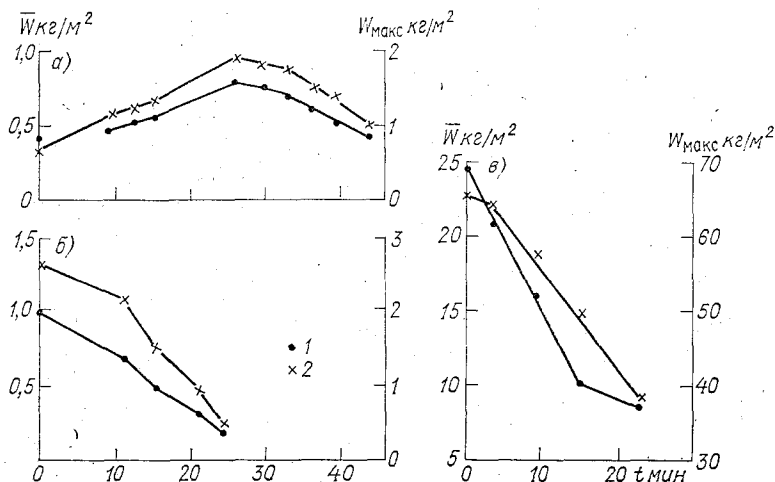


Рис. 4. Временное изменение среднего $\bar{W}$ (1) и максимального $W_{\text{макс}}$ (2) значений водозапаса в горизонтальном сечении облака по наблюдениям в Ленинградской области.

а) Cu cong. (13 августа 1980 г., $\beta=9^\circ$); б) Cu cong. (13 августа 1980 г., $\beta=16^\circ$); в) Cb (6 августа 1980 г., $\beta=5^\circ$).

превышает аналогичную скорость для Cu cong. Скорость изменения водозапаса первого Cu cong. на стадии роста и диссипации одинаковая.

Во время экспериментов излучение кучевых облаков на $\lambda_1 = 0,86$ см надежно регистрировалось при их удалении от антенны до 30 км.

Таблица

Значения скорости изменения среднего и максимального водозапаса в сечении конвективных облаков в $\text{кг} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{мин}^{-1}$

Облако	$\bar{W}$	Стадия развития		
		рост	зрелость	диссипация
Первое Cu cong. ($\beta=9^\circ$)	$W_{\text{макс}}$	0,07	-0,01	-0,07
	$\bar{W}$	0,02	-0,01	-0,2
Второе Cu cong. ($\beta=16^\circ$)	$W_{\text{макс}}$			-0,10
	$\bar{W}$			-0,03
Сб ($\beta=5^\circ$)	$W_{\text{макс}}$			-1,5
	$\bar{W}$			-1,0

4. В результате выполненных экспериментальных исследований продемонстрированы сильные и слабые стороны радиотеплолокационного метода зондирования конвективных облаков. Несомненной положительной стороной является то, что радиотеплолокация позволяет обнаруживать слабые кучевые облака (Cu hum., Cu d.) на удалении до 30 км, для которых активная радиолокация сильна. Настолько же несомненной отрицательной стороной является то, что для этих облаков радиотеплолокация не позволяет разделить их размеры и расстояние до антенны. Радиолокация здесь помочь также не может.

Очень важной для исследований конвективных облаков, для равнения воздействий на них и для контроля результатов их воздействий является возможность определения водозапаса радиотеплолокационными методами и исследования его изменения процессе эволюции облаков. Можно утверждать, что эта возможность убедительно продемонстрирована результатами выполненных экспериментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Аквилонова А. Б., Кутузова Б. Г. Радиотепловое излучение облаков.—Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, вып. 9, с. 1792—1806.
- Бобылев Л. П. Информативность, точность и оптимальные условия наземных радиотеплолокационных методов определения влагосодержания облачной атмосферы.—Автореф. дис. на соискание учен. степени канд. физ.-мат. наук.—Л., 1980.—18 с.
- Бобылев Л. П., Шукин Г. Г. Об использовании методов оптимальных статистических решений в задаче радиотеплолокационного определения влагосодержания облачной атмосферы.—Труды ГГО, 1979, вып. 430, с. 149—161.
- Бобылев Л. П., Шукин Г. Г. Оценка точности радиотеплолокационного определения оптической толщины облачной атмосферы.—См. наст. сб.
- Радиотепловые измерения влажности атмосферы и интегральной водности облаков/А. Г. Горелик, В. В. Калашников, Л. С. Райкова и др.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 9, с. 928—936.
- Шукин Г. Г., Бобылев Л. П., Новоселов А. И. Определение водозапаса облаков трехсантиметровым радиометром.—В кн.: Труды 4-го Всесоюз. совещания по радиометеорологии.—М.: Гидрометеиздат, 1978, с. 138—141.

Л. П. Бобылев, Г. Г. Шукин

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ОСЛАБЛЕНИЯ САНТИМЕТРОВЫХ, МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН В ТРОПОСФЕРЕ

Информация об интегральном ослаблении электромагнитных волн сантиметрового (СМ), миллиметрового (ММ) и субмиллиметрового (СБММ) диапазонов спектра на наклонных трассах в тропосфере необходима при разработке и эксплуатации систем связи, работающих в указанных диапазонах. Эта же информация может быть использована и при радиоастрономических наблюдениях с по-

верхности Земли, так как она позволяет исключить влияние атмосферы на принимаемый сигнал от внеземного источника излучения.

Одними из наиболее важных требований к данной информации (помимо требования точности) являются требования оперативности и сравнительной простоты ее получения. Поэтому разработаны оперативных дистанционных методов оценки интегрального ослабления электромагнитных волн указанных диапазонов в тропосфере является достаточно актуальной и важной проблемой.

В связи с этим в данной работе рассматривается методика определения интегрального ослабления СМ, ММ и СВММ волн в облачной атмосфере без осадков на основе применения радиотеплолокационного и аэрологического зондирования атмосферы. Теоретические исследования выполнены для статистических моделей облачной атмосферы, созданных для Ленинградской области [3, 4], для зенитных углов $0-85^\circ$ в диапазоне длин волн $0,3-100$ мм.

Основой методики является связь между интегральным ослаблением волн на любой частоте из заданного диапазона спектра с интегральными параметрами атмосферы [1]:

$$\tau(\lambda) \approx a(\lambda) Q + \psi(\lambda, T_{\text{э. обл.}}) W + \tau_{\text{к}}(\lambda),$$

где τ — оптическая толщина атмосферы; Q , W — интегральное содержание водяного пара и водозапас облаков; a и ψ — эффективные значения удельных коэффициентов поглощения H_2O и жидкой капельной влаги облаков; $\tau_{\text{к}}$ — оптическая толщина кислорода; λ — длина волны; $T_{\text{э. обл.}}$ — эффективная температура облаков.

Оптическая толщина τ определяется по собственному радиотепловому излучению атмосферы одним из методов, рассмотренных в [2].

Основные положения методики заключаются в следующем:

1) С помощью радиотеплолокационных методов на нескольких длинах волн оцениваются интегральные параметры влагосодержания облачной атмосферы $\hat{Q}$ и $\hat{W}$. Согласно [1], для оперативного определения Q и W требуется, чтобы соответствующая радиотехническая аппаратура работала в следующих четырех спектральных интервалах: а) участок вблизи линии поглощения H_2O $\lambda \approx 1,35$ см; б) $\lambda = 0,75 \dots 0,9$ см; в) $\lambda = 0,3 \dots 0,42$ см; г) $\lambda = 1,8 \dots 2$ см.

При этом для континентальных условий (средние широты) можно ожидать обнаружение минимального водозаписа приблизительно $0,07-0,08$ кг/м², а $Q = 1 \dots 2$ кг/м² при $W \leq 0,1$ кг/м² около 5 кг/м² при $W \approx 1$ кг/м².

2) Используя полученные значения $\hat{Q}$ и $\hat{W}$, оценивается интегральное ослабление электромагнитных волн на любой интересующей нас длине волны в диапазоне $0,3-100$ мм. Для этого применяется соотношение, аналогичное (1):

$$\hat{\tau}(\lambda) \approx a_0(\lambda) \hat{Q} + \psi[\lambda, T_{\text{э. обл. 0}}] \hat{W} + \tau_{\text{к0}},$$

a_0 , ψ_0 , $T_{э. обл. 0}$, $\tau_{к0}$ — среднеклиматические значения соответствующих величин.

Вычисление коэффициента ψ было проведено в условиях рэлевого рассеяния. В связи с этим методика оценки ослабления электромагнитных волн с помощью радиотеплолокации ограниченаистообразными облаками во всем рассматриваемом диапазонеин волн и кучевыми облаками для СМ и ММ диапазонов. Зависимость ψ от длины волны и температуры подробно рассмотрена [1], откуда следует, что на точность оценки этой величины сильнее влияние оказывают ошибки определения $T_{э. обл.}$. Если для оценки $T_{э. обл.}$ использовать среднеклиматическое значение $T_{э. обл. 0}$, ошибка в определении оптической толщины жидкокапельной аги τ_w , обусловленная отклонением реального значения $T_{э. обл.}$ среднеклиматического, может быть охарактеризована средним адратическим отклонением (СКО) σ_ψ . Значения ψ_0 , σ_ψ и коэффициент вариации σ_ψ/ψ_0 для Sc для летних условий Ленинградской области в зависимости от длины волны приведены в табл. 1.

Таблица 1

Значения ψ_0 , σ_ψ и σ_ψ/ψ_0 для Sc. Лето, Ленинградская обл.

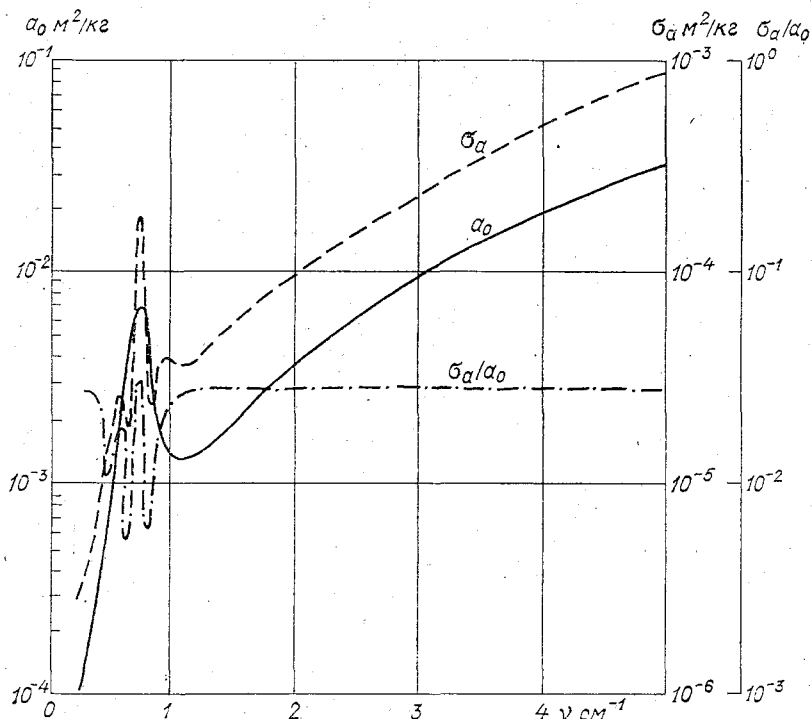
	λ см						
	0,2	0,4	0,6	0,8	1	2	3
m^2/kg	1,839	0,772	0,394	0,234	0,153	0,0398	0,0178
m^2/kg	0,0236	0,0516	0,0371	0,0249	0,0173	0,0048 3	0,0021 9
ψ_0	0,01	0,07	0,09	0,11	0,11	0,12	0,12

Анализ таблицы показывает, что коэффициент вариации σ_ψ/ψ_0 большей части рассматриваемого диапазона спектра значителен, для $\lambda \geq 0,8$ см превышает 0,1, что может привести к существенным ошибкам в определении τ_w . Один из способов уточнения значения $T_{э. обл.}$ заключается в привлечении данных радиозондирования о распределении температуры в атмосфере и данных теорологического радиолокатора о границах облаков [5].

Коэффициент пропорциональности a_0 является функционалом, зависящим в основном от длины волны и в значительно меньшей степени от вертикальных профилей метеопараметров. Ошибку в отчии истинного значения a от среднеклиматического можно охарактеризовать величиной СКО σ_a . Теоретически рассчитанная зависимость σ_a от частоты в СМ и ММ диапазонах спектра для гних условий Ленинградской области приведена на рисунке. В этом же рисунке приведены и спектральные зависимости среднеклиматического значения a_0 и коэффициента вариации σ_a/a_0 . Из рисунка следует, что коэффициент вариации σ_a/a_0 во всем рассматриваемом спектральном диапазоне не превышает 0,03. Это азывает на то, что ошибки в определении оптической толщины

водяного пара, обусловленные вариациями коэффициента α , нелики и ими можно пренебречь.

Значение τ_{k0} — наиболее консервативная величина, поскольку в атмосфере кислород претерпевает небольшие вариации. Вместе с тем при необходимости уточнение величины τ_k можно провести используя данные аэрологического радиозондирования.



Спектральная зависимость среднеклиматического значения коэффициента a_0 , его СКО σ_a и коэффициента вариации σ_a/a_0 для летних условий. Ленинградская область.

Рассмотрим возможные ошибки в определении интегрального ослабления электромагнитных волн в тропосфере с помощью диотеплолокационного метода. Для оценки дисперсии ошибки

определения $\hat{\tau}$ на любой длине волны из указанных диапазонов можно воспользоваться общей формулой переноса ошибок для независимых переменных [6]:

$$\sigma_{\hat{\tau}-\tau}^2 \approx \left(\frac{\partial \hat{\tau}}{\partial a} \right)_0^2 \sigma_a^2 + \left(\frac{\partial \hat{\tau}}{\partial Q} \right)_0^2 \sigma_{\hat{Q}-Q}^2 + \left(\frac{\partial \hat{\tau}}{\partial \Psi} \right)_0^2 \sigma_{\Psi}^2 + \\ + \left(\frac{\partial \hat{\tau}}{\partial \hat{W}} \right)_0^2 \sigma_{\hat{W}-W}^2 + \left(\frac{\partial \hat{\tau}}{\partial \tau_k} \right)_0^2 \sigma_{\tau_k}^2.$$

осле вычисления производных получаем

$$\sigma_{\hat{\tau}-\tau}^2 \approx Q_0^2 \sigma_a^2 + a_0^2 \sigma_{\hat{Q}-Q}^2 + W_0^2 \left(\frac{\partial \psi_0}{\partial T} \right)^2 \sigma_{T_{\text{э. обл}}}^2 + \psi_0^2 \sigma_{\hat{W}-W}^2 + \sigma_{\tau_k}^2. \quad (4)$$

При выводе (4) использовался тот факт, что оценки $\hat{Q}$ и $\hat{W}$ смещенные, поэтому $\hat{Q}_0 = Q_0$ и $\hat{W}_0 = W_0$.

Результаты оценок СКО определения оптической толщины $\sigma_{\hat{\tau}-\tau}$ относительного СКО $\sigma_{\hat{\tau}-\tau}/\tau_0$ для слоистообразных облаков и Cu hum. приведены в табл. 2, а для облаков Cu med. и Ns (без адков) — в табл. 3. При этом были приняты следующие значения СКО оценок $\hat{Q}$ и $\hat{W}$ [1]: $\sigma_{\hat{Q}-Q} = 3,2 \text{ кг/м}^2$, $\sigma_{\hat{W}-W} \approx 0,44 \text{ кг/м}^2$ для первой группы облаков и $\sigma_{\hat{Q}-Q} \approx 4,9 \text{ кг/м}^2$, $\sigma_{\hat{W}-W} \approx 0,13 \text{ кг/м}^2$ — для второй. Из соображений удобства оценки вычислены для вертикального зондирования. Значения τ_0 и σ_{τ} взяты [3].

Таблица 2

Ошибки радиотеплолокационного метода определения интегрального поглощения электромагнитных волн СМ и ММ диапазонов в вертикальном направлении в тропосфере при наличии слоистообразных облаков и Cu hum.

	$\lambda \text{ см}$						
	0,2	0,3	0,4	0,6	1	2	3
$-\tau \text{ Нп}$	1,33—01	6,32—02	4,13—02	2,11—02	7,36—03	2,64—03	1,2—03
$-\tau/\tau_0$	1,3—01	1,4—01	1,0—01	5,0—02	1,0—01	9,0—02	8,0—02
$-\frac{\sigma_{\hat{\tau}-\tau}}{\sigma_{\tau}}$	4,9—01	4,7—01	4,1—01	3,6—01	5,1—01	4,2—01	2,5—01

Таблица 3

Ошибки радиотеплолокационного метода определения интегрального поглощения электромагнитных волн СМ и ММ диапазонов в вертикальном направлении в тропосфере при наличии Cu med. и Ns (без осадков)

	$\lambda \text{ см}$						
	0,2	0,3	0,4	0,6	1	2	3
$-\tau \text{ Нп}$	2,84—01	1,67—01	1,2—01	7,5—02	3,4—02	1,0—02	4,4—03
$-\tau/\tau_0$	1,8—01	1,8—01	1,5—01	1,1—01	2,0—01	1,8—01	1,5—01
$-\frac{\sigma_{\hat{\tau}-\tau}}{\sigma_{\tau}}$	5,6—01	6,1—01	6,1—01	5,8—01	5,7—01	5,5—01	5,6—01

Из анализа таблицы следует:

1. Предложенная методика позволяет оценивать интегральное ослабление СМ и ММ волн (за исключением линий поглощения кислорода) с относительной средней квадратической ошибкой 7–14 % для слоистообразных облаков и *Сu hum.* и 15–20 % для *Сu med.* (без осадков) и *Сu med.*

2. Использование данной методики уменьшает априорную неопределенность оценки интегрального ослабления радиоволн (величина $1 - \sigma_{\tau-\tau}^{\wedge} / \sigma_{\tau}$) на 25–60 % в зависимости от участка спектра.

Это означает, что оценка $\hat{\tau}$, полученная с помощью предложенной методики, является приблизительно в 2–4 раза более точной, чем среднеклиматическая оценка.

3. Основной вклад в ошибки оценки $\hat{\tau}$ для слоистообразных облаков и *Сu hum.* вносят ошибки радиотеплолокационного определения Q и W . Для *Ns* (без осадков) и *Сu med.* основной вклад дают ошибки радиотеплолокационного определения водозапаса и также оценки эффективной температуры облаков и в меньшей степени ошибки радиотеплолокационного определения интегрального содержания водяного пара.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бобылев Л. П., Шукин Г. Г. Об использовании методов оптимальных статистических решений в задаче радиотеплолокационного определения влагосодержания облачной атмосферы. — Труды ГГО, 1979, вып. 430, с. 149–160.
2. Бобылев Л. П., Шукин Г. Г. Оценка точности радиотеплолокационного определения оптической толщины облачной атмосферы. — См. наст. сб.
3. Бобылев Л. П., Тарабукин И. А., Шукин Г. Г. Характеристики радиотеплового излучения и поглощения облачной атмосферы. — Труды ГГО, 1979, вып. 430 с. 19–35.
4. Васищева М. А., Шукин Г. Г. Экспериментальные исследования водности облаков. Статистические модели атмосферы. Обзор. — Обнинск, 1977. — 94 с.
5. Радиотепловые измерения влажности атмосферы и интегральной водности облаков/А. Г. Горелик, В. В. Калашников, Л. С. Райкова и др. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 9, с. 928–936.
6. Худсон Д. Статистика для физиков. — М.: Мир, 1967. — 242 с.

А. С. Новокрещенова, Ю. А. Фролов, Г. Г. Шукин

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СОВМЕСТНЫХ ИК И СВЧ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ

В работах [6, 8] уже исследовались методические вопросы совместных ИК и СВЧ радиометрических измерений общего содержания водяного пара в безоблачной атмосфере. В этих работах приводятся результаты одновременных измерений в СВЧ и среднем ИК диапазонах. Использование средней ИК области спектра

рядом со значительными возможностями сопряжено и с определенными трудностями, обусловленными прежде всего необходимостью учета влияния аэрозоля и димерного поглощения водяного пара. В то же время, как показывает анализ данных о спектральной прозрачности атмосферы в ИК области спектра [4, 5], колебательно-вращательная полоса водяного пара, центрированная на $\lambda = 0,94$ мкм (0,86—0,99 мкм), является наиболее свободной от влияния поглощения другими газами, входящими в состав атмосферы. Кроме того, интенсивность этой полосы невелика, так что даже при низких углах визирования поглощение в ней не достигает 100 %. В данной работе, которая является логическим продолжением [6, 8], рассмотрена возможность привлечения к СВЧ радиометрическим измерениям влагосодержания атмосферы на $\lambda = 1,35$ см измерения в ближней ИК области в полосе $\lambda = 0,94$ мкм. Эта полоса удобна еще и тем, что для данного диапазона имеются узкополосные интерференционные фильтры, высокочувствительные приемники излучения и можно применять практически все оптические узлы, разработанные для видимого диапазона длин волн.

Для совместных измерений использовались модуляционный радиометр, работающий на длине волны $\lambda = 1,35$ см, с чувствительностью 0,5 К и ИК спектрометрический радиометр в диапазоне длин волн 83—1,015 мкм, выделяющий заданные участки спектра с помощью 20 интерференционных фильтров.

Рассмотрим методику определения общего влагосодержания атмосферы по измерениям в n участках спектра полосы поглощения водяного пара $\lambda = 0,94$ мкм с использованием в качестве источника излучения Солнца. Используемый в данной работе метод является развитием обычно применяемого дифференциального метода, основанного на двухволновых измерениях: в полосе поглощения водяного пара и вне ее [1, 3].

ИК спектрометр с помощью n узкополосных интерференционных фильтров измеряет спектр излучения Солнца в диапазоне длин волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$:

$$\begin{aligned} I_1 &= I_{\odot 1} e^{-\tau_1 m(\theta)} + A_1, \\ I_2 &= I_{\odot 2} e^{-\tau_2 m(\theta)} + A_2, \\ &\dots \dots \dots \\ I_n &= I_{\odot n} e^{-\tau_n m(\theta)} + A_n, \end{aligned} \quad (1)$$

где $I_1, I_2, \dots, I_n$ — излучение, попадающее на прибор; $I_{\odot 1}, I_{\odot 2}, \dots, I_{\odot n}$ — внеатмосферное излучение Солнца; $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ — оптическая толщина атмосферы соответственно на длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$; $m(\theta)$ — функция, учитывающая угловую высоту солнца; θ — зенитный угол; $A_1, A_2, \dots, A_n$ — некоторое дополнительное излучение, приходящее на приемник за счет собственного излучения атмосферы или рассеянного ею излучения Солнца на длинах волн $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$.

При малых значениях ослабления атмосферы величины A , $A_2, \dots, A_n$, хотя и с не превышающей 1,5 %-ной погрешности можно на данном этапе работы не принимать во внимание, так же как и то, что в пределах полосы пропускания фильтров значения $I_{\odot 1}, I_{\odot 2}, \dots, I_{\odot n}$ могут варьировать. Пропускание самих интерференционных фильтров будем считать постоянным внутри полосы каждого фильтра.

В общем случае оптическая толщина атмосферы может быть представлена в виде:

$$\tau_i = \tau_{vi} + \tau_{oi}, \quad (2)$$

где τ_{vi} — оптическая толщина атмосферы на длине волны λ_i , обусловленная поглощением в водяном паре; τ_{oi} — оптическая толщина атмосферы на λ_i , обусловленная: а) поглощением всех остальных газовых компонент атмосферы, ответственных за ее прозрачность; б) ослаблением излучения аэрозолем; в) рэлеевским рассеянием.

Из n длин волн, на которых производятся измерения, выберем любые две λ_i и λ_j и рассмотрим более подробно применяемую методику. В этом случае система уравнений (1) примет вид:

$$\begin{aligned} I_i &= I_{\odot i} e^{-\tau_i m(\theta)}, \\ I_j &= I_{\odot j} e^{-\tau_j m(\theta)}. \end{aligned} \quad (3)$$

Поскольку оптическая толщина атмосферы, обусловленная поглощением водяного пара, пропорциональна его общему содержанию Q , то обычно на основании измеренных $I_{\odot i}$ и $I_{\odot j}$ получают градуировочную кривую по зависимости их отношения от величины Q , рассчитываемой по данным радиозондирования [4, 5]. При этом функцию $m(\theta)$ для зенитных углов Солнца $0 \leq \theta \leq 60^\circ$ с точностью 0,5 % можно аппроксимировать зависимостью $m(\theta) = \sec \theta$. В этой методике не учитывается влияние вертикальных профилей температуры и давления, что приводит к ошибке 5 % [1].

Преобразуем систему уравнений (3):

$$\ln \frac{I_i}{I_j} = \ln \frac{I_{\odot i}}{I_{\odot j}} + m(\theta) (\tau_j - \tau_i). \quad (4)$$

Разность оптических толщин $\tau_j - \tau_i = \Delta\tau_{ji}$ можно представить в виде

$$\Delta\tau_{ji} = \Delta\tau_{vji} + \Delta\tau_{aji} + \Delta\tau_{pji} + \Delta\tau_{rji},$$

где $\Delta\tau_{vji}$, $\Delta\tau_{aji}$, $\Delta\tau_{pji}$, $\Delta\tau_{rji}$ — разности оптических толщин атмосферы на длинах волн λ_j и λ_i , обусловленные поглощением водяного пара, аэрозольным ослаблением, рэлеевским рассеянием, поглощением всех остальных газовых компонент атмосферы соответственно.

Как показывают выполненные оценки, $\Delta\tau_{pji}$ на длинах волн 0,945 и 1,008 мкм не превышает 0,003, что приводит к погрешности всего лишь в 1 %. В полосе 0,94 мкм можно также с ошибкой 1 %

читать, что $\Delta\tau_{ji} = 0$. Более сложной задачей является учет аэро-
 ольной составляющей $\Delta\tau_{aji}$ из-за изменчивости химического со-
 става аэрозоля, его концентрации и агрегатного состояния,
 ложной зависимости от влажности воздуха. Пренебрежение аэро-
 ольным ослаблением при измерении влагосодержания атмосферы
 риводит к погрешности 4—5 %. Однако эта погрешность может
 остигать 20 % из-за наличия полос поглощения аэрозоля в ИК
 иапазоне, а именно на $\lambda = 1, 2, 10, 16$ мкм [2, 9]. Влияние аэро-
 оля также увеличивается при увеличении зенитного угла Солнца,
 то приводит к дополнительным погрешностям.

Таким образом, данная дифференциальная методика требует
 овольно высокой точности калибровки прибора, постоянства его
 арактеристик во времени, а также привлечения данных радиаци-
 инных и радиозондовых измерений. Последние необходимы для
 остроения градуировочного графика вида $I_i/I_j = f(m(\theta), Q)$, ко-
 рый основывается на результатах предварительных измерений
 широком диапазоне изменения влажности атмосферы и углов
 изирования. Недостатком метода является также и то, что для
 змерения больших значений интегральной влажности градуировка
 олжна производиться на малых углах места. В этом случае ис-
 ользование градуировочного графика не совсем правомерно, так
 ак измерения и калибровка осуществляются при различной ат-
 оферной рефракции и особенно при различном влиянии аэрозоля.

Использование в настоящей работе большого числа интерфе-
 енционных светофильтров дает возможность построить весь кон-
 ур полосы поглощения водяного пара и оперировать с относитель-
 ыми значениями пропускания атмосферы, полученными на
 азличных длинах волн: $P_1, P_2, \dots, P_n$.

Привлечение данных микроволновых измерений общего содер-
 жания водяного пара в атмосфере на $\lambda = 1,35$ см позволяет про-
 звести калибровку результатов ИК спектрометрических на-
 людений и определить коэффициенты поглощения в водяном паре
 ля реальной атмосферы. Для этого необходимо построить для
 азличных длин волн зависимость оптической толщины атмосферы
 т общего влагосодержания $\tau_i = f(Q)$. Эти зависимости можно ис-
 ользовать также в качестве вспомогательных для определения
 лияния аэрозоля и других неучитываемых в расчете факторов
 утем исключения интегральной влажности как параметра и по-
 роения взаимозависимости оптических толщин атмосферы на
 азличных длинах волн, т. е. $\tau_i = f(\tau_j)$.

При обработке результатов ИК радиометрических измерений
 пределялось отношение значений пропускания атмосферы P_j/P_i
 а длинах волн λ_j и λ_i . В свою очередь из-за небольших значений
 оэффициентов поглощения в полосе водяного пара 0,94 мкм экс-
 оненциальная зависимость пропускания атмосферы представля-
 ась в виде первых двух членов ряда:

$$\begin{aligned} P_j &= 1 - k_j Q, \\ P_i &= 1 - k_i Q, \end{aligned} \quad (5)$$

где k_j , k_i — коэффициенты поглощения водяного пара на длина волн λ_j и λ_i соответственно. Таким образом измеряется величин

$$\frac{P_j - P_i}{k_i - k_j} = Q. \quad (6)$$

Достоверность результатов измерений общего влагосодержания атмосферы легко проверяется, так как значение Q для всех па длин волн должно быть одним и тем же.

Как указывалось ранее, используя данные одновременных СВ радиометрических измерений для двух зенитных углов и, следовательно, зная общую влажность атмосферы по лучу ИК измерения в полосе 0,94 мкм, можно определить коэффициенты поглощения водяного пара в ИК диапазоне:

$$\begin{aligned} P'_i &= e^{-k_i Q'}, \\ P''_i &= e^{-k_i Q''}, \\ k_i &= \frac{\ln P'_i / P''_i}{Q'' - Q'}. \end{aligned} \quad (7)$$

Основной оптический узел используемого ИК спектрометра определяющий его спектральные характеристики, составляет набор интерференционных светофильтров с полосой пропускания около 15—20 нм. В связи с тем что интерференционные фильтры имеют значительное пропускание (несколько процентов) вне основной рабочей полосы, а методика измерений предполагает использование высокотемпературного источника (Солнца), в прибор вводится специальный ограничительный фильтр. Этот фильтр представляет собой мышьяковую линзу, отсекающую всю коротковолновую часть излучения, начиная с $\lambda = 0,7$ мкм.

Прибор устанавливается на поворотное устройство и наводится на Солнце так, чтобы уровень падающего на фотоприемник излучения был максимальным без введения в оптическую схему прибора интерференционных фильтров. Для облегчения измерений дальнейшей обработки результатов угол зрения прибора выбран значительно большим угловых размеров Солнца (15°). В качестве приемника излучения используется фотодиод ФД-7К, имеющий максимум спектральной чувствительности в области 0,9 мкм и значительную фоточувствительную площадку. Кроме того, у фотодиода ФД-7К практически равномерная чувствительность по всем фоточувствительному слою, что позволяет проводить длительные наблюдения без углового перемещения прибора. После наведения прибора на Солнце осуществляются спектральные измерения. В специальный держатель, входящий в оптическую часть прибора, при помощи толкателя из каретки вводятся последовательно 20 интерференционных светофильтров и снимаются показания измерительного прибора. Полный спектр излучения Солнца в диапазоне 0,83—1,015 мкм снимается в течение 4 мин.

Ввиду того что спектральные характеристики светофильтров посредственно влияют на результаты измерений, особое внимание должно быть обращено на зависимость пропускания фильтров от длины волны падающего на них излучения. В связи с этим было разработано несколько методов определения и контроля спектральных характеристик прибора.

Интенсивность излучения, регистрируемая ИК спектро-радиометром, определяется из следующего соотношения:

$$I = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi_{\lambda} S_{\lambda} \tau_{\varphi\lambda} \tau_{0\lambda} d\lambda, \quad (8)$$

где I — значение фототока, регистрируемого прибором; S_{λ} — спектральный коэффициент преобразования лучистой энергии в электрический сигнал; φ_{λ} — спектральное распределение потока излучения калибровочного источника; $\tau_{\varphi\lambda}$ — спектральное пропускание интерференционных светофильтров; $\tau_{0\lambda}$ — спектральное пропускание остальных элементов и узлов, входящих в состав оптической схемы прибора.

Определение величины I можно осуществить несколькими спо-

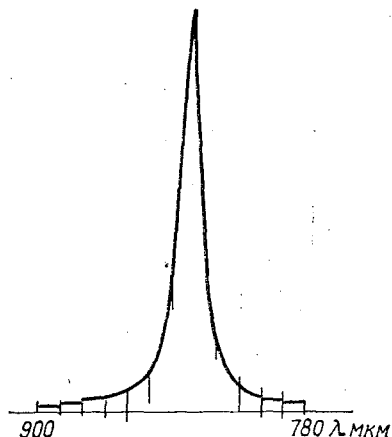


Рис. 1. Спектральные характеристики интерференционных фильтров.

соби. Самый простой способ состоит в измерении всех величин, входящих в соотношение (8), с последующим интегрированием. Другой метод связан с использованием источника излучения, у которого интенсивность в рабочем диапазоне практически не меняется. Этот метод более предпочтителен при работе с интерференционными светофильтрами, так как у них имеется значительный «хвост», т. е. конечное пропускание вне рабочей области длин волн. На рис. 1 и 2 приведены спектральные характеристики одного из интерференционных фильтров, спектральная характеристика фильтра из мышьякового стекла и спектральная чувствительность приемника излучения. На рис. 2 приведена также зависимость, учитывающая спектральные характеристики мышьякового стекла, фотоприемника и излучения Солнца в области длин волн 0,8—1,015 мкм.

Сравнение характеристик различных фильтров, а затем и результатов измерений целесообразно проводить, получив значения коэффициента $K_{\text{п}}$. Этот коэффициент определяется как отношение

интегральных значений пропускания различных фильтров к интегральному пропусканию одного нормировочного фильтра:

$$k_n = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\phi} \lambda_n d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \tau_{\phi} \lambda_1 d\lambda} = \frac{I_n}{I_1},$$

где I_1 — показание прибора для нормировочного фильтра. В качестве нормировочного использовался интерференционный фильтр на $\lambda = 0,833$ мкм, так как в этой области спектра влияние атм

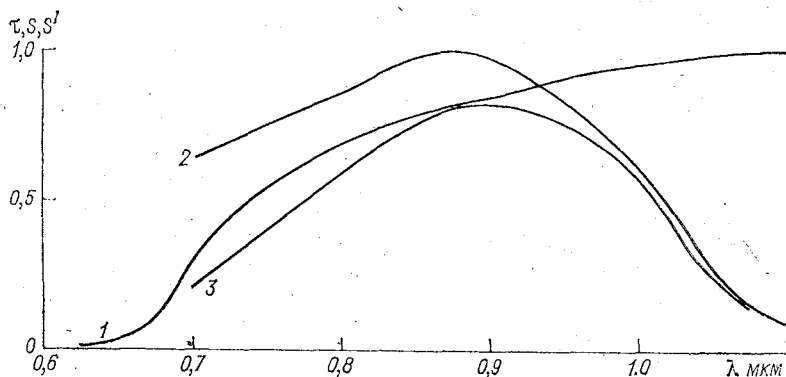


Рис 2. Спектральная характеристика фильтра из мышьякового стекла τ (1), спектральная чувствительность приемника S (2), зависимость суммарной спектральной чувствительности фильтра из мышьякового стекла, приемника и источника излучения (Солнце) S' (3) от длины волны.

сферной влаги минимально, а поток, идущий от Солнца, максимален.

Для того чтобы воспользоваться соотношением (8) и (9), необходимо выбрать источник излучения и его рабочий режим так, чтобы в области длин волн $0,8-1,015$ мкм изменение мощности не превышало более 10 %. В соответствии с этими требованиями целесообразно рабочий участок выбрать в области максимума излучения источника. Таким условиям удовлетворяет источник с вольфрамовой нитью, у которого оптимальный режим работы лежит в области температур около 2900 К. Наличие фильтра из мышьякового стекла позволяет использовать при работе спектро радиометра с высокотемпературным источником результаты калибровки лампы с вольфрамовой нитью. Введение этого элемента в схему позволяет отсечь практически все коротковолновое излучение, идущее от Солнца. Вследствие этого становится правомочным пользоваться результатами калибровки, проведенной по источнику излучения с иным спектральным составом по сравнению с Солнцем.

Цель эксперимента, проведенного на Карадагской базе ГГО весной и осенью 1980 г., состояла в определении возможности ис

льзования особенностей переноса излучения в ближней ИК области спектра для определения влаги в нижних слоях атмосферы. Одновременно с ИК измерениями использовались данные, полученные с помощью СВЧ радиометра, работающего в диапазоне линии поглощения водяного пара на $\lambda = 1,35$ см и способным измерять общее содержание парообразной влаги в атмосфере согласно методике, представленной в работах [6, 7].

Поскольку поглощение радиации в полосе 1,35 см не очень велико, то результаты измерений, полученные одновременно в ИК СВЧ диапазонах спектра, могут быть сопоставлены. Для выяснения последнего положения были проведены измерения излучения Солнца в ИК диапазоне. При этом определялась зависимость

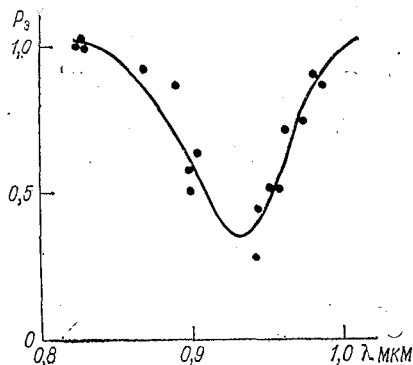


рис. 3. Спектральная прозрачность атмосферы, измеренная с помощью ИК-спектрорадиометра. 21 сентября 1980 г.

пропускания атмосферы от длины волны, угла визирования и содержания влаги в атмосфере. В то же время измерения в СВЧ диапазоне позволяли определить интегральную влажность в атмосфере по ее собственному тепловому излучению на длине волны 1,35 см. ИК и СВЧ измерения проводились при одних и тех же углах места, но несколько различных азимутах. Такая методика позволила провести качественное сравнение результатов. ИК спектрометрический радиометр наводился на Солнце и при последовательном переключении фильтров регистрировались показания выходного прибора. Такие измерения производились сериями обычно через каждые 3 часа, синхронно с СВЧ радиометрическими. Одновременно с радиационными измерениями проводился полный цикл метеорологических измерений, включающих определение у поверхности Земли температуры, давления, влажности воздуха и прозрачности атмосферы.

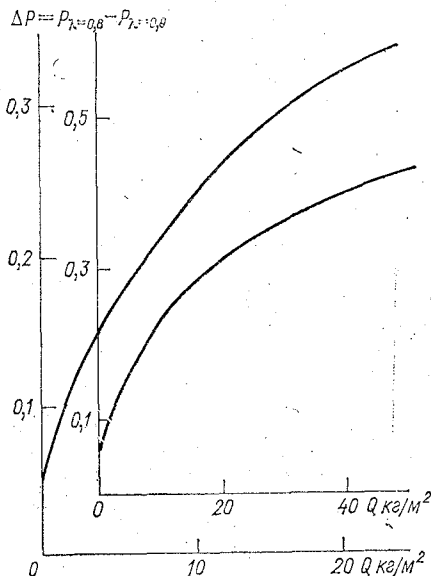
Всего выполнено 18 серий ИК радиометрических измерений, причем 12 серий выполнено совместно с СВЧ радиометрическими измерениями.

Во всех случаях, когда облачность не была плотной и Солнце освещало, полоса поглощения водяного пара 0,94 мкм отчетливо прописывалась (рис. 3). При известном угле визирования и коэффициенте поглощения водяного пара по формуле (6) можно считать общее содержание водяного пара и сравнить его с ре-

зультатами СВЧ радиометрических измерений. Если считать, что в пределах точности измерений пропускание атмосферы на длинах волн 0,8 и 1,0 мкм одинаково, то величину пропускания, полученную экспериментально P_9 , можно представить в виде

$$P_9 = P_B P_A,$$

где P_B , P_A — пропускание атмосферы, обусловленное водяным паром и аэрозолем соответственно



Связь между пропусканием атмосферы и ее общим влагосодержанием известна. Предполагая что $P_A = 1$, т. е. аэрозоль не влияет на перенос излучения в рассматриваемом диапазоне, в первом приближении можно считать что $P_9 = P_B$. Поправка на аэрозоль вводится после проведения окончательных расчетов. Ввиду того что абсолютной калибровки аппаратуры во время экспериментальных работ не проводилось, необходимо построить вспомогательный график (рис. 4). На рис. 4 приведена зависимость разности

Рис. 4. Зависимость разности пропускания водяного пара на двух длинах волн (0,8 и 0,9 мкм) от его содержания (в двух масштабах).

пропусканий на двух длинах волн (0,8 и 0,9 мкм) как функции общего содержания влаги в атмосфере. Используя эти данные можно по экспериментальным зависимостям пропускания атмосферы в полосе 0,94 мкм получить значения содержащейся в атмосфере парообразной влаги. Полученные данные сравниваются с данными СВЧ радиометрических измерений $Q_{\text{СВЧ}}$.

В таблице приведены результаты такого сопоставления для нескольких дней измерений.

Различия между величинами Q , полученными ИК и СВЧ методами, обусловлено тем, что ИК измерения производились при дымке, которая наблюдалась с 22 по 24 сентября 1980 г.

Результаты измерений. Сентябрь 1980 г.

Дата	Время	Q кг/м²	$Q_{\text{СВЧ}}$ кг/м²
21 IX	7 ч	20	19,7
22 IX	12 ч	20	16,4
23 IX	7 ч 25 мин	22	14,4
24 IX	12 ч	17	11,5
26 IX	14 ч	10	10,0

Несмотря на то что экспериментальные исследования проводились лишь весной и осенью 1980 г., т. е. в условиях, когда влага изменялась в сравнительно узких пределах (от 10 до 20 кг/м²), результаты совместных ИК и СВЧ радиометрических измерений показали возможности такого рода эксперимента для изучения особенностей переноса ИК излучения и определения парообразной влаги в атмосфере. Полученные экспериментальные данные имеют удовлетворительную сходимость, несмотря на то, что ряд факторов, в первую очередь аэрозоль, не учтены достаточно корректно. Взятые из литературных данных значения, связывающие пропускание атмосферы с содержанием в ней влаги, не подвергались корректировке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Бадинов И. Я., Гальцев А. А., Никольский Г. А. К вопросу о спектроскопическом методе определения интегрального содержания водяного пара в столбе атмосферы.— Проблемы физики атмосферы, сб. 2.— Изд-во ЛГУ, 1963.
- Бартенева О. Д., Никитинская Н. И., Полякова Е. А. Некоторые результаты экспериментальных исследований спектральной прозрачности атмосферы.— В кн.: Актинометрия и оптика атмосферы. Труды VII Межведомственного совещания по оптике и актинометрии.— Л.: Гидрометеоиздат, 1969.
- Броунштейн А. М., Казакова Н. В. Об оптическом определении общего содержания водяного пара в атмосфере.— Труды ГГО, 1969, вып. 237, с. 18—22.
- Гуди Р. М. Атмосферная радиация. Ч. 1. Основы теории.— М.: Мир, 1966.
- Макарова Е. А., Харитонов А. В. Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная.— М.: Наука, 1972.
- Новокрещенова А. С., Щукин Г. Г. К методике определения содержания водяного пара в атмосфере по совместным ИК и СВЧ радиометрическим измерениям.— Труды ГГО, 1981, вып. 451.
- Рабинович Ю. И., Щукин Г. Г. Определение содержания водяного пара в атмосфере по измерению микроволнового излучения.— Труды ГГО, 1968, вып. 222, с. 62—73.
- Синхронные измерения теплового излучения облаков в инфракрасном и микроволновом диапазонах/Р. Б. Белич, А. Г. Горелик, С. В. Калачинский и др.— В кн.: Взаимодействие излучения с веществом.— Труды ВЗМИ, 1972, с. 18—23.
- Чалурский Л. И., Черненко А. П. Аэрозольное поглощение излучения видимого и ближнего ИК диапазонов спектра в тропосфере.— Труды ГГО, 1977, вып. 393.

*Л. П. Бобылев, Н. Г. Кашеева, А. Д. Кузнецов,
Г. Г. Щукин*

ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ НИСХОДЯЩЕГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АТМОСФЕРЫ В ОБЛАСТИ 3—25 МКМ

Изучение количественных характеристик поля собственного теплового излучения атмосферы имеет самостоятельное значение в то же время необходимо для решения целого круга научных и прикладных задач. В частности, сведения о спектральном рас-

пределении и пространственной структуре теплового излучения необходимы при разработке и оценке условий функционирования измерительной аппаратуры. На основе таких данных, исследуя и менчивость тепловой радиации в зависимости от вариаций температуры и состава атмосферы, можно оценить информативность радиационных измерений в различных спектральных диапазонах для решения обратных задач атмосферной оптики, определить оптимальные условия проведения таких экспериментов [5, 6, 8, 9].

Сведения о собственном тепловом излучении атмосферы могут быть получены в результате проведения натурных и лабораторных экспериментов, а также на основе расчетов на ЭВМ. Натурные измерения нисходящего теплового излучения (в отличие от уходящего) пока еще малочисленны и не позволяют произвести детальный анализ как самого поля нисходящей тепловой радиации, так и его вариаций в рассматриваемом диапазоне длин волн (3–25 мкм). Поэтому в данной работе изучение особенностей нисходящего теплового излучения базируется на результатах теоретических расчетов. В настоящее время разработаны весьма надежные методики вычисления радиационных характеристик атмосферы. На их основе осуществляются планирование и интерпретация радиационных измерений. Эти схемы прошли успешную апробацию при сопоставлении рассчитанных и измеренных на метеорологических ИСЗ, аэростатах, самолетах и с поверхности Земли значений интенсивности (спектральной яркости) теплового излучения системы подстилающая поверхность—атмосфера [2, 4].

Одной из возможных схем расчета интенсивности нисходящего теплового излучения $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ со средним спектральным разрешением является методика, изложенная в работе [14] (программа LOWTRAN). В ней используется простая, хотя и весьма корректная радиационная модель атмосферы. Последнее подтверждается многочисленными примерами сопоставления теоретических и экспериментальных данных, приведенных в [14]. Относительная же простота модели (например, по сравнению с проведением прямых расчетов функций пропускания на основе параметров тонкой структуры линий поглощения) позволяет на ее основе осуществить массовые расчеты $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ для различных физических моделей атмосферы.

Кратко остановимся, следуя [14], на основных положениях, использующихся при реализации программы LOWTRAN.

Среднее значение интенсивности нисходящего теплового излучения в спектральном диапазоне $\Delta\nu$, центрированном на частоте ν представляется в следующей форме:

$$J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu) = \int_{P^*}^1 \bar{B}_{\Delta\nu}(\nu, T) \bar{P}_S d\bar{P}_Q, \quad (1)$$

где $\bar{P}_Q$ и $\bar{P}_S$ — среднее пропускание вследствие поглощения и рассеяния соответственно, P^* — пропускание всей толщи атмосферы

$\bar{J}_{\Delta\nu}[\nu, T]$ — среднее взвешенное значение функции Планка в спектральном интервале $\Delta\nu$. Для относительно узких спектральных интервалов ($\Delta\nu < 50 \text{ см}^{-1}$) его обычно заменяют значением $B[\nu, T]$, где ν — центральная частота спектрального интервала $\Delta\nu$, T — температура:

$$\bar{B}_{\Delta\nu}[\nu, T] = B[\nu, T] = \frac{a\nu^3}{\exp(b\nu/T) - 1}, \quad (2)$$

где a и b — известные коэффициенты [3].

При численном интегрировании выражения (1) атмосфера разбивается на $N - 1$ однородных слоев и тогда

$$J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu) = \sum_{i=1}^{N-1} [\bar{P}_Q(z_i) - \bar{P}_Q(z_{i+1})] B\left[\nu, \frac{T(z_i) + T(z_{i+1})}{2}\right] \times \\ \times \left[\frac{\bar{P}_S(z_i) + \bar{P}_S(z_{i+1})}{2} \right]. \quad (3)$$

Центральное место при вычислении $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ по формуле (3) занимает расчет функций пропускания $P_{\Delta\nu}$. И хотя проблема получения адекватных характеристик поглощения теплового излучения еще далека от своего окончательного решения, можно считать, что в настоящее время разработаны достаточно надежные схемы расчета $P_{\Delta\nu}$. Эти схемы различаются в зависимости от диапазона спектра, спектрального разрешения, методов учета неоднородности реальной атмосферы и т. д. и весьма детально описаны в научной литературе [1, 4—6, 11, 12, 14, 15]. Поэтому, не останавливаясь на обсуждении этих вопросов, отметим лишь, что в данной работе при расчете $P_{\Delta\nu}$ использовалась эмпирическая методика [14] (LOWTRAN), позволяющая при относительно небольших затратах

машинного времени выполнить обширные расчеты $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ в широком диапазоне длин волн со спектральным разрешением $\Delta\nu = 20 \text{ см}^{-1}$.

Согласно используемой радиационной модели, среднее пропускание $\bar{P}$ в спектральном интервале $\Delta\nu$ вследствие молекулярного поглощения представлено в однопараметрической форме:

$$\bar{P} = f(C_\nu, \omega^*), \quad (4)$$

где C_ν — зависящий от длины волны коэффициент поглощения. Величина ω^* — эквивалентное количество поглощающего вещества, зависящее от давления $P(z)$, температуры $T(z)$ и концентрации поглощающего вещества $\Delta L(z)$ и эмпирической константы n , вычислялось по формуле

$$\omega^* = \left[\frac{P(z)}{P_0} \sqrt{\frac{T_0}{T(z)}} \right]^n \Delta L(z). \quad (5)$$

Вид функции f и значение параметра n определялись для различных газовых составляющих атмосферы (CO_2 , H_2O , O_3 , HNC и др.) эмпирически [14].

При наличии сплошной облачности в поле зрения прибор форма записи интенсивности нисходящего излучения усложняется и при использовании ряда допущений может быть представлен в следующем виде:

$$J_{\Delta\nu}^{\downarrow c}(\nu) = \varepsilon_c(\nu) B[\nu, T_c] P_c + \int_{p_c}^{p_0} B[\nu, T(x)] dP[\nu, p_0, x] + \\ + \tau_c(\nu) P_c \int_{p_1}^{p'_c} B[\nu, T(x)] dP[\nu, p'_c, x] + P_c J'_{\Delta\nu}(\nu) + \\ + r_c(\nu) P_c \left[\int_{p_c}^{p_0} B[\nu, T(x)] dP[\nu, p_c, x] + \varepsilon_s(\nu) B[\nu, T_s] P_c \right], \quad (6)$$

где $r_c(\nu)$, $\varepsilon_c(\nu)$ и $\tau_c(\nu)$ — оптические свойства облачного слоя: отражательная и излучательная способности и пропускание облаков осредненные в спектральном диапазоне $\Delta\nu$, центрированном на частоте ν ; $\varepsilon_s(\nu)$ — излучательная способность подстилающей поверхности; p_0 , p_c , p'_c , p_1 — давление на уровне подстилающей поверхности, нижней и верхней границах облака и условной верхней границе атмосферы соответственно; P_c — функция пропускания атмосферы между уровнями с давлением p_0 и p_c ; $J'_{\Delta\nu}(\nu)$ — излучение сформированное в облачном слое между уровнями с давлением p и p'_c ; T_s и T_c — температура подстилающей поверхности и на уровне нижней границы облака соответственно.

Схематически формирование нисходящего теплового излучения описываемое соотношением (6), представлено на рис. 1.

Как видно из выражения (6), нисходящее излучение облачной атмосферы зависит от оптических свойств облачного слоя. Наиболее простой вид соотношение (6) приобретает в предположении «черных» непрозрачных облаков ($\varepsilon_c(\nu) = 1$; $\tau_c(\nu) = r_c(\nu) = 0$). В таком приближении

$$J_{\Delta\nu}^{\downarrow c}(\nu) = B[\nu, T_c] P_c + \int_{p_c}^{p_0} B[\nu, T(x)] dP[\nu, p_0, x]. \quad (7)$$

При наличии частичной облачности в поле зрения прибора нисходящее излучение равно [6]

$$\bar{J}_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu) = N J_{\Delta\nu}^{\downarrow c}(\nu) + (1 - N) J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu), \quad (8)$$

где N — степень покрытия поля зрения прибора облаками, $J_{\Delta\nu}^{\downarrow c}$ — нисходящее излучение облачной и безоблачной атмосферы соответственно.

Переходя к анализу полученных результатов, остановимся прежде всего на рассмотрении некоторых общих закономерностей формирования собственного теплового излучения безоблачной атмосферы. Для этого перепишем уравнение (1), пренебрегая эффектом рассеяния ($\bar{P}_S = 1$), в следующей форме (используя теорему о среднем [7]):

$$J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu) = B[\nu, T^*] [1 - \bar{P}_Q^*], \quad (9)$$

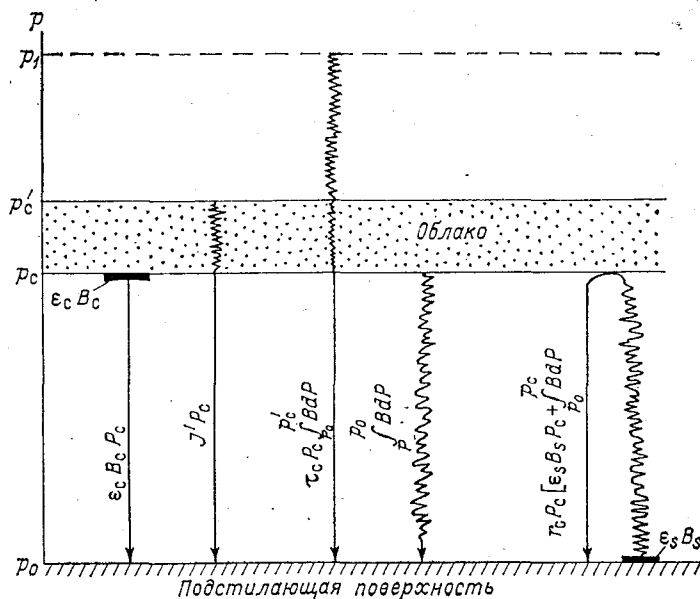


Рис. 1. Схема формирования нисходящего теплового излучения облачной атмосферы.

где $\bar{P}_Q^*$ — функция пропускания всего слоя атмосферы (от уровня подстилающей поверхности до условной верхней границы), T^* — эффективная температура атмосферы, зависящая от профилей температуры $T(x)$ и функции пропускания:

$$T^* = b\nu \left\{ \ln \left[1 + \frac{a\nu^3(1 - \bar{P}_Q^*)}{\int_{\bar{P}_Q^*}^1 B[\nu, T] d\bar{P}_Q} \right] \right\}. \quad (10)$$

Как видно из соотношения (9), значения $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ определяются как спектральной и температурной зависимостями функции Планка, так и спектральным ходом характеристик поглощения, описываемых функцией $\bar{P}_Q$. Остановимся на рассмотрении этих зависимостей более подробно.

Атмосфера Земли является относительно низкотемпературным источником теплового излучения. С этим, в частности, связаны экспериментальные сложности его регистрации. Поэтому одной из важнейших характеристик собственного теплового излучения атмосферы является энергетическая. В качестве ее приближенной оценки можно использовать значения функции Планка при тем

пературах, наблюдающихся в земной атмосфере. (Оценка $J_\nu^\downarrow$ с помощью $B[\nu, T]$ эквивалентна предположению, что $T(x) = T^* = \text{const}$ и $\bar{P}_q^* = 0$.) Тогда из (9) (при $\bar{P}_s = 1$) следует, что

$J_{\nu}^\downarrow[\nu, \theta] = B[\nu, T^*]$. Эти значения для спектрального диапазона 3—50 мкм, а также отдельных длин волн в СВЧ диапазоне представлены в табл. 1.

При рассмотрении приведенных абсолютных и относительных (по отношению к $\lambda = 15$ мкм) значений $B[\nu, T^*]$ прежде всего обращает на себя внимание значительная спектральная изменчивость интенсивности излучения. В диапазоне 3—50 мкм отношение $B_{\text{макс}}/B_{\text{мин}}$ составляет около 10^3 — 10^7 (при $T^* = \text{const}$). При такой чувствительности приемников излучения данное отношение также характеризовало бы уменьшение точности регистрации тепловой радиации. Однако чувствительность современных спектральных приборов такова, что относительная точность измерения теплового излучения во всем рассмотренном спектральном диапазоне (в том числе и в СВЧ) примерно одинакова [6, 13] (исключены составляют лишь измерения излучения в области 3—5 мкм при низких температурах).

Отмеченный контраст усиливается вследствие температурной зависимости функции Планка, особенно сильно проявляющейся в области 3—5 мкм. Чувствительность функции Планка к вариациям температуры можно охарактеризовать коэффициентом

$$t(\nu) = \frac{1}{B[\nu, T]} \left| \frac{\partial B[\nu, T]}{\partial T} \right|, \quad (1)$$

значения которого представлены в табл. 1. Спектральный ход этого коэффициента играет важную роль при решении обратных задач атмосферной оптики, основанных на интерпретации изменений собственного теплового излучения атмосферы. При дистанционном восстановлении профиля $T(P)$ желательно использовать спектральный диапазон с максимальным значением $t(\nu)$. По этой причине полоса поглощения при 4,3 мкм оказывается более предпочтительной (по этому критерию), чем при 15 мкм. И, наоборот, при дистанционном восстановлении характеристик газового состава атмосферы преимущественно обладают диапазоны с меньшими значениями $t(\nu)$, так как здесь слабее сказываются погрешности в задании профиля $T(P)$. Так, при восстановлении профиля влажности таким преимуществом обладает диапазон 20—50 мкм в сравнении с областью 6—8 мкм.

$\lambda, \mu\text{м}$	Абсолютные значения $B[\lambda, T]$, при T			Относительные значения $B[\lambda, T]/B[15 \mu\text{м}, T]$ при			Абсолютные значения $\partial B[\lambda, T]/\partial T$ при T			Относительные значения $\frac{1}{B[\lambda, T]} \frac{\partial B[\lambda, T]}{\partial T}$ при T		
	200 К	250 К	300 К	200 К	250 К	300 К	200 К	250 К	300 К	200 К	250 К	300 К
	0,000 017	0,002 056	0,050 3	0,000 000 578	0,000 026 4	0,000 335	0,120	0,076 7	0,053 3	4,959	4,885	4,802
3	0,002 88	0,105	1,155	0,000 098	0,001 35	0,007 68	0,089 9	0,057 6	0,040	3,720	3,666	3,60
4	0,053 7	0,955	6,5	0,001 83	0,012 3	0,043 3	0,071 9	0,046 0	0,032 0	2,971	2,933	2,883
5	0,342	3,764	18,63	0,011 64	0,048 4	0,124	0,060	0,038 4	0,026 7	2,479	2,446	2,405
6	2,89	17,48	58,09	0,098 3	0,225	0,386	0,045 0	0,028 8	0,020	1,858	1,834	1,805
8	8,95	37,83	99,22	0,304	0,486	0,660	0,036 0	0,023 1	0,016 1	1,487	1,471	1,450
10	17,211	57,42	129,02	0,585	0,738	0,858	0,030	0,019 3	0,013 6	1,242	1,232	1,223
12	29,40	77,76	150,36	1	1	1	0,024 2	0,015 7	0,011 1	1	1	1
15	38,23	87,02	152,85	1,3	1,12	1,02	0,020 4	0,013 3	0,009 55	0,841	0,849	0,860
18	41,95	88,76	148,85	1,43	1,14	0,990	0,018 5	0,012 2	0,008 79	0,764	0,777	0,792
20	45,44	84,73	131,18	1,55	1,09	0,872	0,015 2	0,010 2	0,007 50	0,630	0,652	0,675
25	44,10	75,92	111,76	1,50	0,976	0,743	0,013 2	0,008 99	0,006 68	0,545	0,573	0,602
30	36,92	57,87	80,32	1,26	0,744	0,534	0,010 8	0,007 54	0,005 72	0,445	0,481	0,515
40	29,63	44,08	59,19	1,01	0,567	0,394	0,009 43	0,006 73	0,005 18	0,390	0,429	0,467
50	0,026 1	0,032 7	0,039 4	0,000 888	0,000 421	0,000 262	0,005 07	0,004 05	0,003 37	0,210	0,258	0,303
2 500	0,006 57	0,008 23	0,009 88	0,000 224	0,000 106	0,000 065 7	0,005 04	0,004 02	0,003 35	0,208	0,256	0,302
5 000	0,000 906	0,001 10	0,001 36	0,000 030 8	0,000 014 6	0,000 009 05	0,005 01	0,004 01	0,003 34	0,007	0,255	0,301

¹ λ $\mu\text{м}$ = $10^4/\nu$, где ν измеряется в см^{-1} .

Характер проявления отмеченных особенностей функции Планка, определяющих энергетические характеристики собственного теплового излучения атмосферы, зависит от спектрального распределения функции пропускания. Для нисходящего излучения эта зависимость определяется множителем $(1 - \bar{P}_Q^*)$ в формуле (9) и схематически иллюстрируется для изотермической атмосферы на рис. 2. В участках слабого поглощения (окна прозрачности)

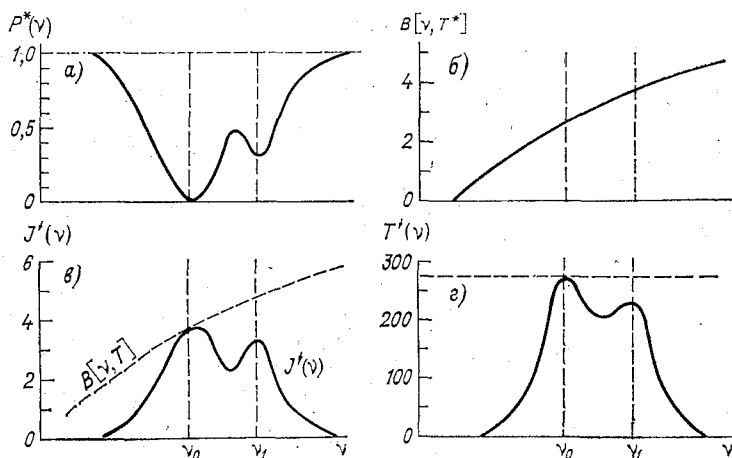


Рис. 2. Схема формирования нисходящего теплового излучения безоблачной изотермической атмосферы при наличии только двух линий поглощения разной интенсивности (ν_0 и ν_1): спектральная зависимость функции пропускания всей толщи атмосферы $P^*(\nu)$ (а), функции Планка $B[\nu, T^*]$ (б), интенсивности нисходящего излучения $J^{\downarrow}(\nu)$ (в) и соответствующей ей яркостной температуры $T^{\downarrow}(\nu)$ (г).

ности атмосферы), когда значения $\bar{P}_Q^*$ близки к единице, величина

$J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ мала (при $\bar{P}_Q^* = 1$ $J_{\Delta\nu}^{\downarrow} = 0$ независимо от значений λ и T).

В участках сильного поглощения, когда значение $\bar{P}_Q^*$ бли-

к нулю, величина $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ оказывается максимальной. В этом отно-

нии формирование $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ существенно отличается от формирования нисходящего теплового излучения системы подстилающая поверхность—атмосфера. Вклад излучения подстилающей поверхности приводит здесь к тому, что уходящее излучение оказывается в участках слабого поглощения (окна прозрачности) большим, чем в соседних полосах поглощения.

Спектральный ход функции пропускания определяется положением основных полос поглощения газовых составляющих ат-

еры, таких как CO_2 , H_2O , O_3 , N_2O , CH_4 и др. Схематическое изображение ряда полос поглощения газовых составляющих дано на рис. 3 [16]. Здесь же на нижней кривой представлен спектральный ход пропускания всей толщи атмосферы, являющийся супер-

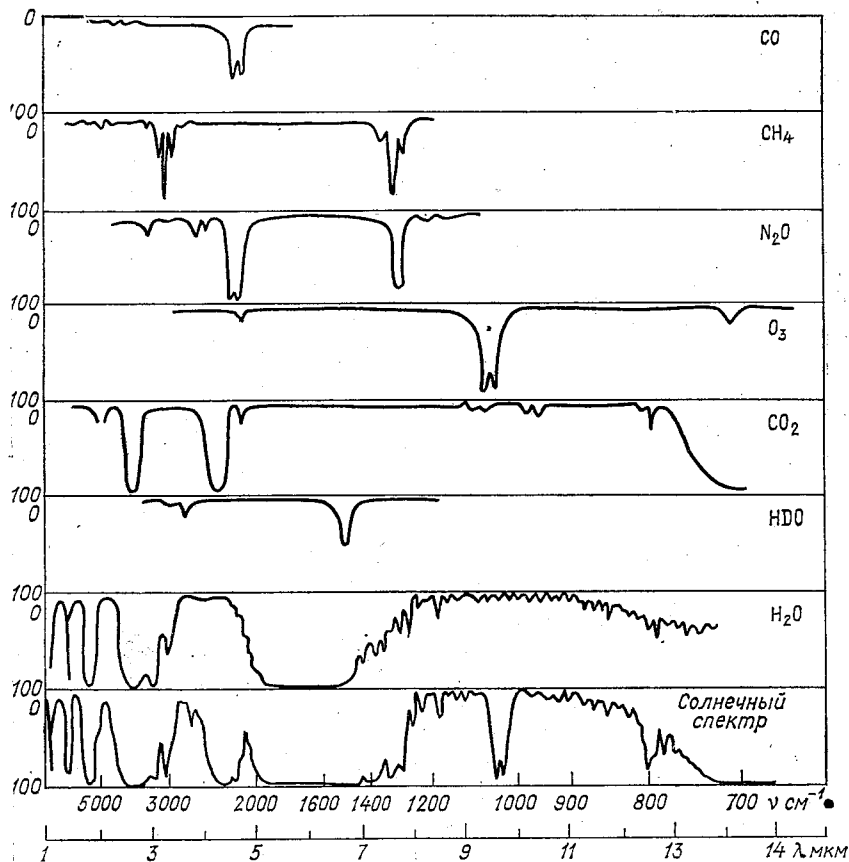


Рис. 3. Сопоставление спектрального пропускания солнечного излучения в области 1—15 мкм (нижняя кривая) с положением полос поглощения ряда атмосферных газов [16].

позицией отдельных полос поглощения. Показанная выше сильная изменчивость $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ в области 3—25 мкм (см. табл. 1) затрудняет посредственное сопоставление как самих значений интенсивности исходящего теплового излучения, так и их вариаций в столь широком диапазоне длин волн. Однако эта изменчивость может быть эффективно скомпенсирована, если вместо интенсивности $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu)$ рассмотреть соответствующие ей либо относительные значения

(например, $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}/B[\nu, 300 \text{ K}]$), либо значения яркостной температуры $T_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu)$. Последняя определяется на основе известного соотношения [5, 6], получаемого приравниванием $J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu)$ правой части выражения (2), где значение термодинамической температуры T заменяется на $T_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu)$:

$$T_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu) = b\nu \{ \ln [1 + a\nu^3 / J_{\Delta\nu}^{\downarrow}(\nu)] \}^{-1}. \quad (1)$$

Воспользовавшись отмеченной особенностью яркостной температуры, позволяющей скомпенсировать сильную изменчивость теплового излучения в области 3—25 мкм, остановимся на интерпретации и анализе полученных результатов.

На рис. 4 представлены спектральные зависимости функции пропускания всей толщи атмосферы $P_{\Delta\nu}^*$ (рис. 4 а) и значения яркостной температуры нисходящего излучения в вертикальном направлении ($\theta = 0^\circ$) на уровне подстилающей поверхности ($z = 0 \text{ км}$) $T_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ (рис. 4 б), рассчитанные по методике [14] для шести моделей атмосферы. Ряд характеристик этих моделей представлен в табл. 2. Спектральное распределение $P_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ отражает положение

Таблиц

Ряд характеристик моделей атмосферы, используемых при расчете нисходящего теплового излучения атмосферы

T_i — температура на уровне $z=i \text{ км}$, $q_0^{\text{H}_2\text{O}}$ — удельное содержание водяного пара на уровне подстилающей поверхности

Модель	Параметр									
	$q_0^{\text{H}_2\text{O}} \text{ ‰}$	$T_0 \text{ K}$	$T_1 \text{ K}$	$T_2 \text{ K}$	$T_3 \text{ K}$	$T_4 \text{ K}$	$T_5 \text{ K}$	$T_6 \text{ K}$	$T_7 \text{ K}$	$T_8 \text{ K}$
Тропики	16,3	300,0	294,0	288,0	284,0	277,0	270,0	264,0	257,0	25
Арктика (лето)	7,46	287,0	282,0	276,0	271,0	266,0	260,0	253,0	246,0	23
Арктика (зима)	0,88	257,1	259,1	255,9	252,7	247,7	240,9	234,1	227,3	22
Средние широты (зима)	2,69	272,2	268,7	265,7	261,7	255,7	249,7	243,7	237,7	23
Средние широты (лето)	11,8	294,0	290,0	285,0	279,0	273,0	267,0	261,0	255,0	24
Стандартная США—62	4,82	288,1	281,6	275,1	268,7	262,2	255,7	249,2	242,7	23

основных полос поглощения оптически активных в рассматриваемом диапазоне длин волн атмосферных газов, представленное на рис. 3. В участках сильного поглощения: вращательная полоса H_2O ($540\text{—}560 \text{ см}^{-1}$), 15-мкм полоса CO_2 ($640\text{—}700 \text{ см}^{-1}$), 6,5-мкм полоса поглощения H_2O ($1460\text{—}1560$ и $1620\text{—}1780 \text{ см}^{-1}$), 4,3-мкм полоса CO_2 ($2260\text{—}2380 \text{ см}^{-1}$) — атмосфера полностью непрозрачна.

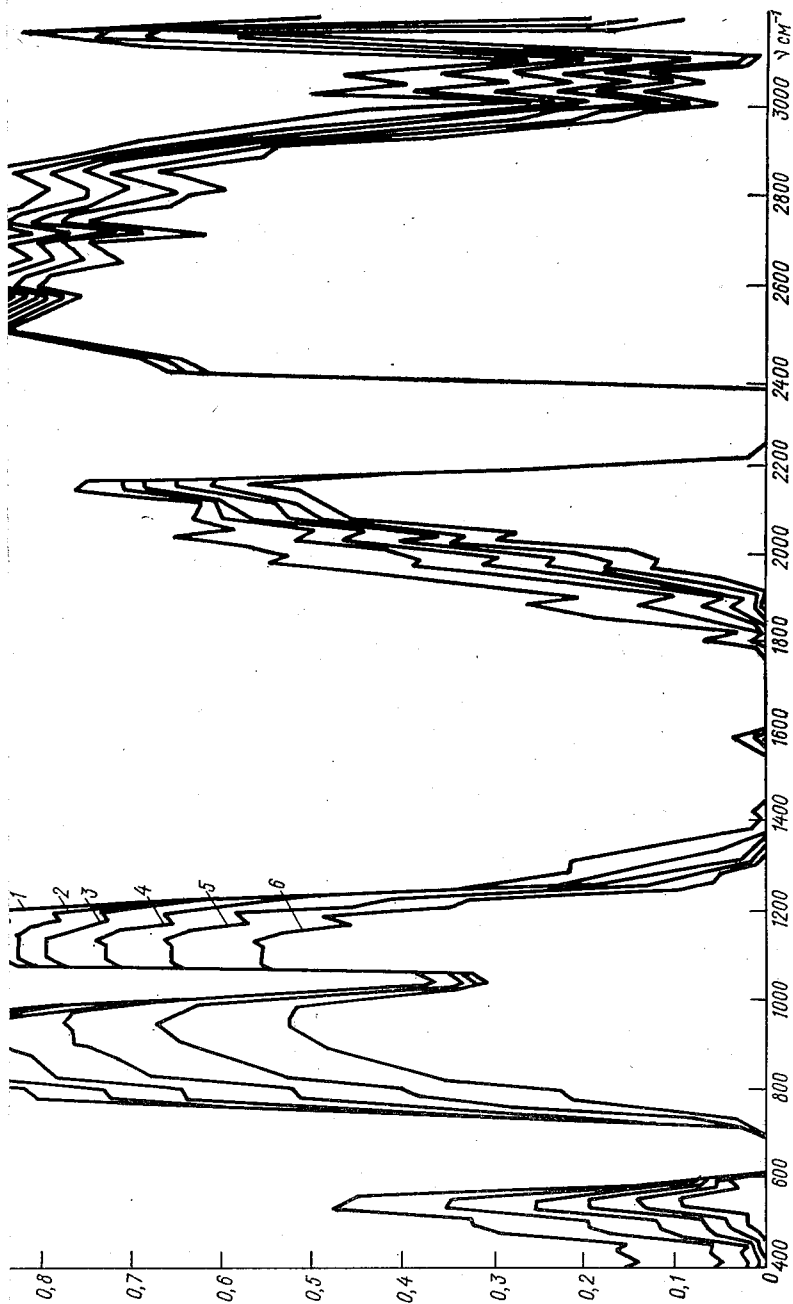


Рис. 4а. Спектральная зависимость функции пропускания всей толщи безоблачной атмосферы $P^*_{\Delta\nu}$ для шести моделей атмосферы ($\theta=0$).
 1 — Арктика (зима), 2 — средние широты (лето), 3 — стандартная США-62, 4 — Арктика (лето), 5 — средние широты (лето), 6 — тропики.

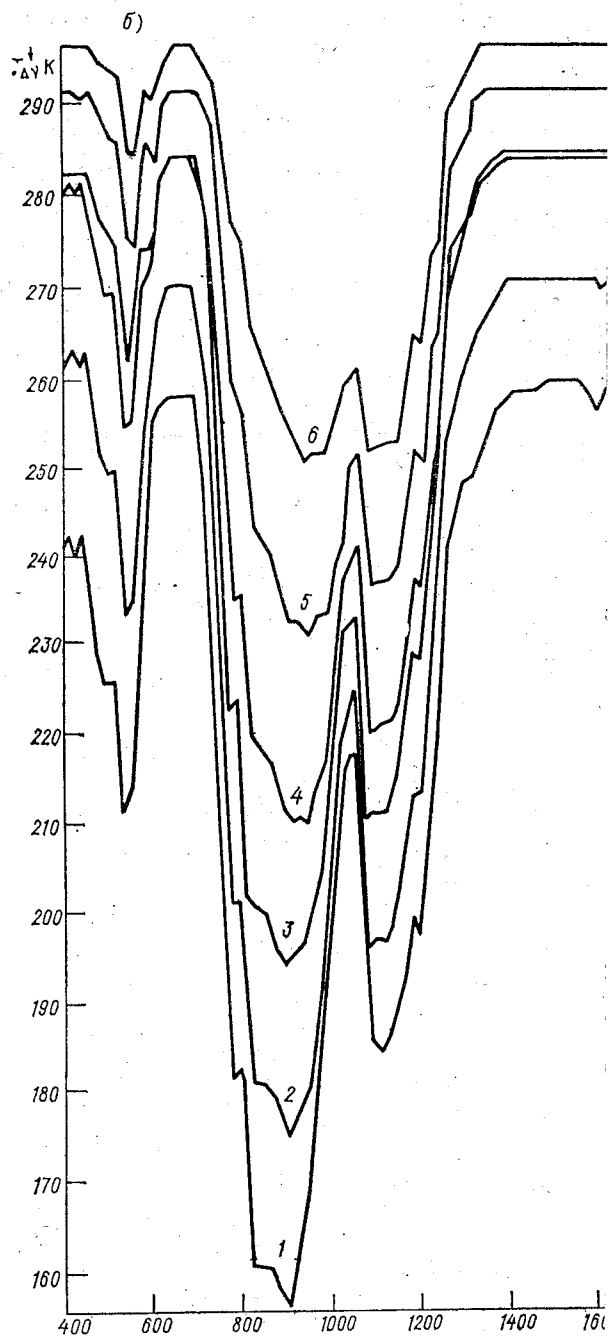
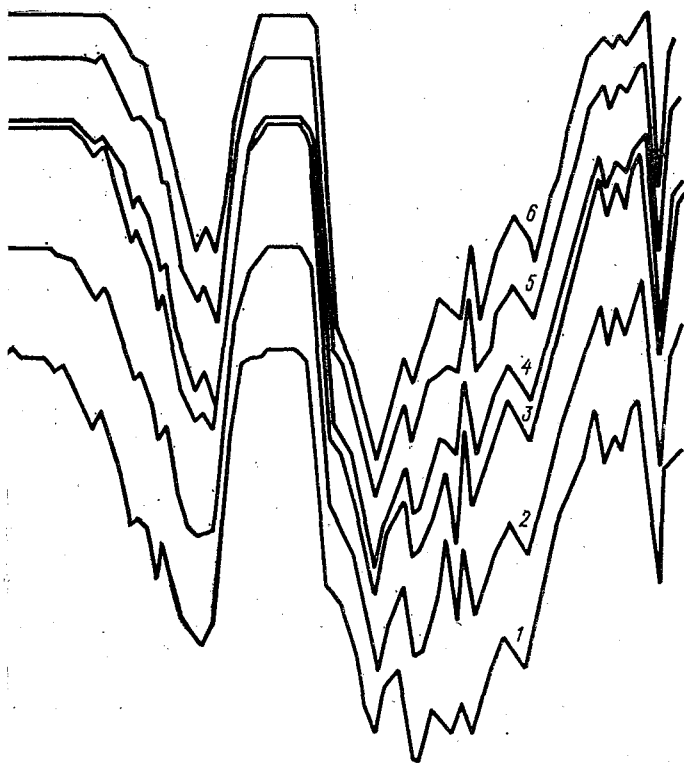


Рис. 46. Спектральная зависимость яркостной темпера-
Условные о



1800 2000 2200 2400 2600 2800 3000 ν cm⁻¹

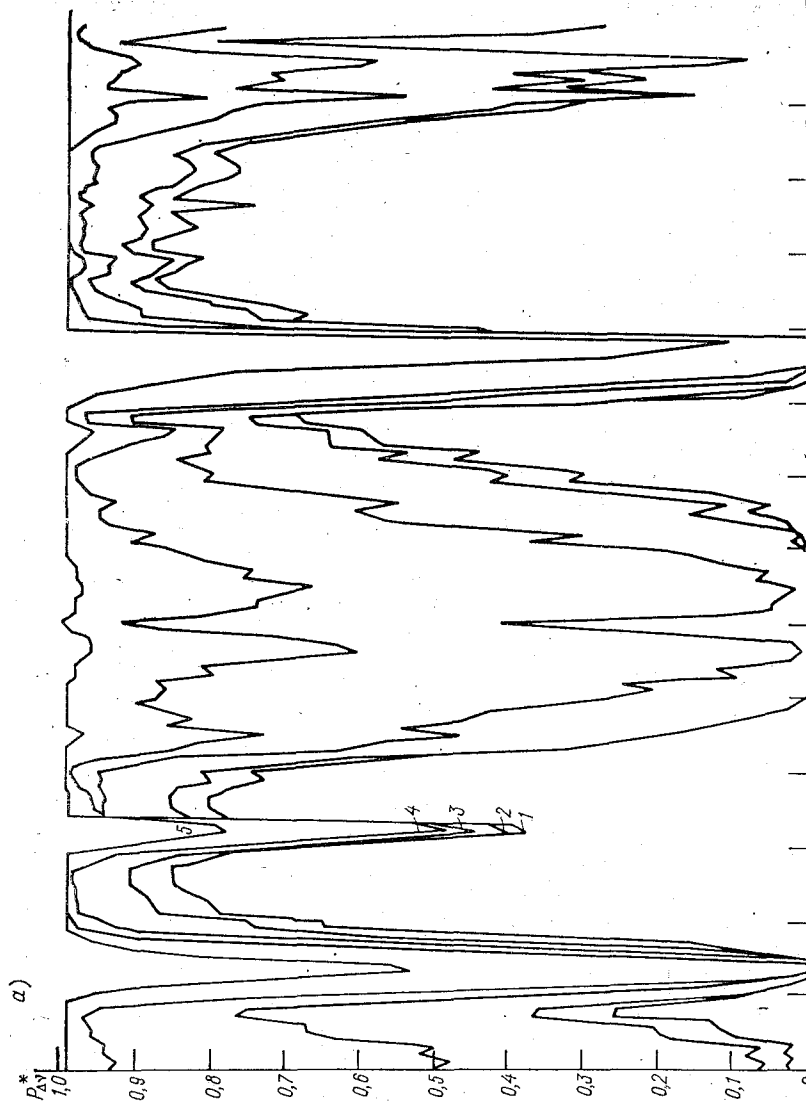
исходящего излучения $T_{\Delta\nu}^{\downarrow}$ для шести моделей атмосферы.

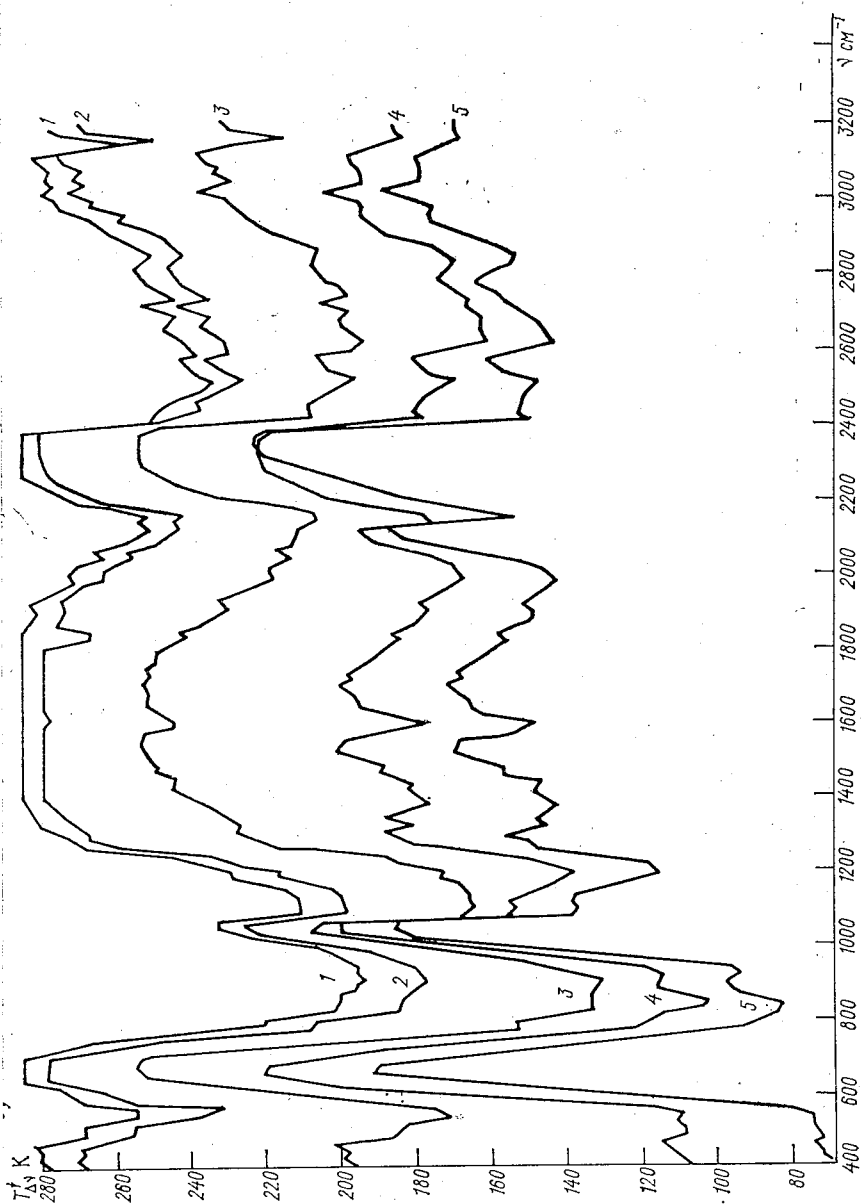
ния см. рис. 4а.

5 Заказ № 257

Рис. 5. Спектральная зависимость функции пропускания атмосферы $P_{\Delta\nu}^*$ между уровнями 100 км и z (а) и $T_{\Delta\nu}^+$ (б) для стандартной модели атмосферы США—62 при различной высоте измерения z тельной платформы над уровнем подстилающей поверхности ($\theta=0^\circ$).

1) $z=0$ км, 2) $z=1$ км, 3) $z=5$ км, 4) $z=10$ км, 5) $z=25$ км.





для всех рассмотренных моделей атмосферы. Пропускание в областях слабого поглощения (окна прозрачности), расположенные в районах 800—940, 1080—1140, 2160 и 2520—2840 см^{-1} , испытывает значительные вариации в зависимости от используемой модели атмосферы. Причем в коротковолновой области спектра он заметно меньше, чем в длинноволновой. Так, в районе 800—940 см^{-1} максимальное пропускание изменяется от 0,94 (арктическая модель атмосферы, зима) до 0,53 (тропическая модель) тогда как в области 2620 см^{-1} — от 0,94 до 0,80 для этих же моделей атмосферы.

Спектральная зависимость яркостной температуры нисходящего излучения для всех шести моделей атмосферы (рис. 4 б) повторяет спектральную зависимость $P_{\Delta\nu}^*$ в соответствии со схемой формирования, представленной на рис. 2. Максимальная изменчивость $T_{\Delta\nu}^\dagger$ для различных моделей атмосферы наблюдается в окнах прозрачности атмосферы. Наиболее существенно эта изменчивость проявляется в районе 900 см^{-1} , где вариации $T_{\Delta\nu}^\dagger$ достигают 95 К (от 250 К для тропической до 155 К для арктической модели атмосферы). Это косвенным образом указывает на большие потенциальные возможности дистанционного измерения параметров атмосферы по измерениям нисходящего излучения в областях окон прозрачности.

Рисунок 5 иллюстрирует зависимости $P_{\Delta\nu}^*$ и $T_{\Delta\nu}^\dagger$ от высоты положения измерительной платформы для стандартной модели атмосферы США-62 ($\theta = 0^\circ$). С ростом высоты положения точки измерения над земной поверхностью уменьшается оптическая толщина атмосферы $\tau_{\Delta\nu}^*$ ($\tau_{\Delta\nu}^* = -\ln(P_{\Delta\nu}^*)$). В частности, это уменьшение связано с резкой высотной зависимостью содержания паров H_2O — основного поглотителя тепловой радиации. Поэтому на рис. 5 с ростом z наблюдается весьма быстрое увеличение прозрачности атмосферы (в особенности в полосах поглощения H_2O 400—560 и 1400—1600 см^{-1}) и, как следствие этого, уменьшение $T_{\Delta\nu}^\dagger$ (рис. 5 б). В районе 400—440 см^{-1} вариации $T_{\Delta\nu}^\dagger$ при подъеме измерительной платформы от $z = 0$ до $z = 25$ км достигают 210 К. Рисунок 5 б показывает также технические трудности измерения нисходящего излучения при изменении высоты платформы на уровне подстилающей поверхности (например, при измерении $T_{\Delta\nu}^\dagger$ при запуске высотных аэростатов).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зуев В. Е. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. — М.: Советское радио, 1970.—496 с.
2. Измерения и интерпретация нисходящего теплового излучения в области 7,5—12,5 $\mu\text{м}$ /Ю. М. Тимофеев, В. В. Тараканов, А. В. Поберовский, А. Д. Кузнецов. — Проблемы физики атмосферы, 1976, вып. 14, с. 3—14.

- Кондратьев К. Я. Актинометрия. Л.: Гидрометеиздат, 1965.—692 с.
- Кондратьев К. Я., Москаленко Н. И. Тепловое излучение планет.— Л.: Гидрометеиздат, 1977.—264 с.
- Кондратьев К. Я. Тимофеев Ю. М. Термическое зондирование атмосферы со спутников.— Л.: Гидрометеиздат, 1970.—410 с.
- Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М. Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса.— Л.: Гидрометеиздат, 1978.—280 с.
- Корн Г., Корн Т. Справочник по математике.— М.: Наука, 1974.—832 с.
- Кузнецов А. Д., Козлов В. П. Тимофеев Ю. М. Об оптимизации условий измерений уходящего излучения в задаче влажностного зондирования атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 12, с. 1302—1303.
- Кузнецов А. Д., Тимофеев Ю. М. Возможности использования измерений нисходящего инфракрасного излучения для определения характеристик влажностного содержания атмосферы.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1975, т. 11, № 5, с. 446—457.
- Мак-Картни Э. Оптика атмосферы.— М.: Мир, 1979.—421 с.
- Малкевич М. С. Оптические исследования атмосферы со спутников.— М.: Гидрометеиздат, 1973.—304 с.
- Радияция в облачной атмосфере/Под ред. Е. И. Фейгельсон.— М.: Гидрометеиздат, 1981.—280 с.
- Шифрин К. С., Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г. Исследование поля микроволнового излучения в атмосфере.— Труды ГГО, 1968, вып. 222, с. 5—18.
- Atmospheric transmittance, radiance: computer code Lowtran 4/J. E. A. Selby, F. X. Krezyz, I. R. Chetwynd, R. A. McClatchey.— Techn. Rep. AFCRL-TR-78-0053, 1978.—76 p.
- Optical properties of the atmosphere. Environmental research paper N 411, AFCRL-72-0497/R. A. McClatchey, R. W. Fenn, J. E. A. Selby et al.—1972.—108 p.
- Stamm A. J., Vonder Hoor T. H. Atmospheric effects on remote sensing. Final report. Project. N 100823. Univ. Wisconsin. 1970.—70 p.

*Л. П. Бобылев, Н. Г. Кашеева, А. Д. Кузнецов,
Г. Г. Щукин*

ОБ ОПТИМИЗАЦИИ УСЛОВИЙ ИЗМЕРЕНИЙ НИСХОДЯЩЕГО ТЕПЛОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ЦЕЛЬЮ ДИСТАНЦИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ

В настоящее время существует все возрастающая необходимость непрерывного контроля параметров физического состояния атмосферы, основанного на использовании автоматизированных мерительных комплексов. Поскольку совершенствование традиционных средств зондирования атмосферы не может в полной мере решить эту проблему, весьма актуальным является разработка создания новых. К числу последних относятся методы дистанционного зондирования атмосферы. Они основаны на интерпретации измерений как характеристик взаимодействия электромагнитного излучения с атмосферой (активные методы), так и собственной тепловой радиации системы подстилающая поверхность—атмосфера (пассивные методы). Как известно, такие измерения

несут в себе информацию о высотном распределении метеорологических величин и могут осуществляться с различных измерительных платформ (МИСЗ, самолет, аэростат, поверхность Земли и т. д. [1, 4, 6, 9].

Однако эффективность использования систем дистанционного зондирования атмосферы определяется не только точностью получаемых с их помощью данных, как это происходит при проведении прямых измерений (например, с помощью радиозонда). Точность дистанционного измерения метеорологических величин в существенной мере зависит от результатов интерпретации полученных радиационных характеристик, т. е. определяется точностью решения соответствующих обратных задач атмосферной оптики.

Это объясняется математической некорректностью постановки задач — их решение связано с наличием целого ряда известных трудностей [11, 12]. По этой причине привлечение дополнительной информации об искомом параметре, синтез радиационных измерений в различных диапазонах спектра, преодоление трудностей в числительного характера, оптимизация условий и методики эксперимента имеют принципиальное значение при дистанционном зондировании атмосферы. Отмеченные особенности, характерные для широкого класса обратных задач атмосферной оптики, подчеркивают важность тщательного планирования всех этапов получения данных с помощью лишь разрабатываемых и уже имеющихся измерительных комплексов.

В настоящее время имеется большое количество работ, где рассматриваются как сами методики оптимального планирования, так и получаемые с их помощью результаты. Все это позволяет в данной работе остановиться на рассмотрении методических вопросов оптимизации экспериментов по дистанционному зондированию атмосферы с помощью уже имеющегося наземного измерительного комплекса.

В его состав входят:

- 1) аппаратура для измерения яркостной температуры исходящего теплового излучения атмосферы на длине волны $\lambda = 1,35$ см (в области вращательной линии поглощения водяного пара) при различных углах визирования θ ;

- 2) аппаратура для измерения прозрачности атмосферы Солнцу в районе полосы поглощения паров H_2O при $\lambda = 0,94$ мкм с набором фильтров, выделяющих отдельные спектральные участки в пределах этой полосы;

- 3) комплект приборов, позволяющий проводить синхронно с радиационными непосредственные (прямые) измерения наземных значений температуры T_s и удельной влажности q_s . Кроме того, в стандартной методике измерялась метеорологическая дальность видимости S_m .

Здесь важно подчеркнуть, что при исследовании возможностей данного комплекса он располагался вблизи станций аэрологического зондирования.

С помощью описанного комплекса могут решаться различные задачи, однако в данном случае ограничимся лишь одной. Именно: дистанционное восстановление характеристик влажосодержания атмосферы (профиля $q(p)$ и общего влажосодержания в безоблачной атмосфере. При такой постановке определение оптимальной схемы проведения радиационных измерений сводится к оценке общего числа и положения каналов регистрации, а также к оценке числа параметров M профиля $q(p)$, извлекаемых при интерпретации данных таких измерений. При измерении яркостной температуры на длине волны $\lambda = 1,35$ см каналы регистрации разделяются значением углов визирования θ_i ($i = 1, 2, \dots, N_\theta$), в области 0,94 мкм — положением центров фильтров λ_j ($j = 1, 2, \dots, N_\lambda$), так что общее количество используемых каналов $= N_\theta + N_\lambda$.

Сходная задача, но для спутниковой схемы эксперимента в другом спектральном диапазоне рассмотрена в работе [3]. Используемый в этой работе подход применим и в данном случае, однако для описанного наземного комплекса он имеет ряд специфических отличий, которые и будут рассмотрены ниже. Сам же алгоритм расчета оптимального числа и положения каналов регистрации методом полного перебора весьма подробно изложен в [3] и в данной работе не приводится.

Как следует из [3], для расчета оптимальной схемы эксперимента необходимо задать аналитическую зависимость между значениями полного набора измеряемых и искомых величин. Для этого представим искомый профиль удельной влажности в виде вектора X размерности $n \times 1$, элементами которого являются значения удельной влажности на уровнях с давлением p_i ($i = 1, \dots, n$).

Полный набор измеряемых параметров есть вектор Y размерности $N \times 1$, элементами которого являются:

- 1) значения яркостной температуры $T_j^\uparrow(\theta_j)$ ($j = 1, \dots, 18, \theta_j = 5^\circ, \dots, 90^\circ$ с шагом 5°),
- 2) «остаточные» значения оптической толщи атмосферы $\Delta\tau(\lambda_k)$ ($k = 1, \dots, 18$), где λ_k — положение центров оптических фильтров в ИК диапазоне, а само значение $\Delta\tau$ выражается формулой

$$\Delta\tau(\lambda_k) = \tau(\lambda_k) - \tau_a(\lambda_k) - \tau_r(\lambda_k), \quad (1)$$

где τ_a, τ_r — аэрозольная и «рэлеевская» оптические толщи атмосферы.

Математически такую зависимость можно представить в виде матричного уравнения

$$\delta Y = A \times \delta X, \quad (2)$$

где $\delta Y = Y - \bar{Y}$, $\delta X = X - \bar{X}$; $\bar{Y}, \bar{X}$ — некоторые средние значения векторов Y и X . Расчет элементов матрицы A размерности $N \times n$ может быть выполнен по данным работ [2, 13, 14] (при наличии достаточного объема экспериментальных радиационных данных синхронных аэрологических измерений может быть произведена

коррекция радиационной модели, используемой для расчета элементов матрицы A [7]).

На основе соотношения (2) по методике [3] могут быть вычлены информационный объем V и оптимальное количество каналов регистрации M как при совместном, так и при раздельном использовании ИК и СВЧ диапазонов: $V_{ик+свч}$, $V_{ик}$, $V_{свч}$, $M_{ик+свч}$, $M_{ик}$, $M_{свч}$ с заданной точностью. При этом вместо полной корреляционной матрицы удельной влажности применяется «сжатая», учитывающая наличие прямых измерений T_s и q_s . Положение каналов регистрации, т. е. набор фиксированных значений θ и определяется методом полного перебора [3]. На этом же этапе на основе расчета корреляционных матриц ошибок восстановлен удельной влажности и полного влагосодержания атмосферы может быть получена и оценка средней точности решения обратной задачи в зависимости от величины погрешности радиационных измерений.

В заключение остановимся на ряде особенностей интерпретации данных радиационных измерений.

Восстановление профиля $q(p)$ и значения общего влагосодержания Q производится методом статистической регуляризации [1].

Оценка значений $\tau_a(\lambda)$, необходимая для перехода $\tau(\lambda) \rightarrow \Delta\tau(\lambda)$, может быть произведена по методике [1] на основе данных о S_m . Для расчета $\tau_r(\lambda)$ и оптических характеристик молекулярного поглощения используются данные работ [8, 14].

Помимо сжатия корреляционной матрицы данные прямых измерений T_s и q_s позволяют получить оценку профиля температуры $\hat{T}(p)$ и начальное приближение профиля удельной влажности $\hat{q}(p)$, необходимые для расчета элементов матрицы A [5, 10].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Измерения и интерпретация нисходящего теплового излучения в области 7,5—12,5 мкм/Ю. М. Тимофеев, В. В. Тараканов, А. В. Поберовский, А. Д. Кузнецов.— Проблемы физики атмосферы, 1976, вып. 14, с. 3—14.
2. Кисляков А. Г., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г. Поглощение микроволновыми примесными газами атмосферы.— В кн.: Спектральные исследования космического и атмосферного излучения. Горький, 1979, с. 84.
3. Козлов В. П., Тимофеев Ю. М., Кузнецов А. Д. Об оптимизации условий измерения уходящего излучения в обратной задаче определения высотного профиля водяного пара.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы океана, 1976, т. 12, № 5, с. 494—505.
4. Кондратьев К. Я., Тимофеев Ю. М. Метеорологическое зондирование атмосферы из космоса.— Л.: Гидрометеиздат 1978.—280 с.
5. Кузнецов А. Д. Оптимальное восстановление профилей температуры и влажности в атмосфере по наземным данным и статистической информации.— Проблемы физики атмосферы, 1974, вып. 11, с. 52—56.
6. Кузнецов А. Д., Тимофеев Ю. М. Восстановление характеристик влагосодержания атмосферы на основе измерений нисходящего инфракрасного излучения.— Проблемы физики атмосферы, 1975, с. 28—36.
7. Кузнецов А. Д., Тимофеев Ю. М. Примеры восстановления характеристик влажности на основе измерений уходящего теплового излучения с ИСЗ.— Метеорология и гидрология, 1978, № 9, с. 26—34.

Мак-Картни Э. Оптика атмосферы.— М.: Мир, 1979.—424 с.

Примеры определения вертикального профиля влажности по наземным измерениям теплового излучения атмосферы в линии поглощения H_2O $\lambda = 1,35$ см/И. А. Горчакова, М. С. Малкевич, А. П. Наумов, В. М. Плечков.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1971, № 7, с. 731—736.

Тимофеев Ю. М., Покровский О. М., Кузнецов А. Д. О возможностях уточнения характеристик влагосодержания с помощью решения задачи термического зондирования атмосферы.— Метеорология и гидрология, 1972, № 3, с. 102—104.

Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач.— М.: Наука, 1974.— с. 223.

Турчин В. Д., Козлов В. П., Малкевич М. С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач.— Успехи физических наук, 1970, т. 102, вып. 3, с. 345—386.

Шукин Г. Г., Бобылев Л. П. К вопросу определения влагосодержания облачной атмосферы по радиотепловому излучению.— В кн.: Радиофизические исследования атмосферы. Труды Всесоюз. симпозиума по радиофизическим исследованиям атмосферы. Октябрь 1975.— Л.: Гидрометеиздат, 1977.

Optical properties of the atmosphere/R. A. McClatchey, R. W. Fenn, J. E. A. Selby, e. a.— Environmental research paper N 411, AFCRL-72-0497, 1972, 108 p.

А. А. Загородников

ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ БУДУЩИХ И ПРОШЕДШИХ ИЗОБРАЖЕНИЙ РЕЛЬЕФА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Морское волнение является трехмерным случайным полем, его характеристики можно считать функцией двух пространственных ординат и времени. При учете воздействия ветровых волн на беговые сооружения и морские суда обычно интересуются статикой распределения видимых параметров этих волн (длин пелюдов, высот и т. д.) либо распределением энергии волнения по спектру частот и направлений. Сведения о фактическом распределении фаз отдельных спектральных составляющих не используются.

В ряде практических задач учет фактического рельефа моря особенно возможность его прогнозирования на некоторое время еред существенно расширил бы наши возможности. Например, ортсмены, стоящие на досках несколько ниже вершины движущейся волны, могут длительное время перемещаться вместе с волной [1]. Если удалось бы каким-то образом непрерывно располагать судно небольшого размера на склоне волны вблизи ее вершины по направлению распространения, то можно было бы пользоваться энергией волн для самодвижения. Крупные суда при зможности прогнозирования фактического рельефа можно было и сделать инвариантными к качке.

Возможность получения «будущего» рельефа волнения основана на спектральной теории ветровых волн [2, 5]. На основании ой теории, изменяющийся во времени рельеф взволнованного

моря формируется совокупностью плоских гармонических волн с различными амплитудами, волновыми числами, фазами и направлениями распространения:

$$Z(x, y, t) = \sum_m \sum_n a_{mn} e^{i(u_m x + v_n y - \mu_{mn} t - \varepsilon_{mn})}.$$

Амплитуда и направление распространения каждой такой гармонической волны определяются ее местом в двухмерном энергетическом спектре, который описывает распределение энергии волнения по волновым числам и направлениям распространения:

$$a_{mn} = \sqrt{2P_Z(u_m, v_n) \Delta u \Delta v}; \quad \theta_{mn} = \arctg \frac{u_m}{v_n}.$$

Здесь $P_Z(u_m, v_n)$; $P_Z(K_{mn}, \theta_{mn})$ — двухмерный энергетический спектр соответственно в прямоугольных и полярных координатах; ε_{mn} — начальная фаза гармонической составляющей. Считается, что фазы распределены равномерно по случайному закону $\mu_{mn} = 2\pi/T_{mn} = (gK_{mn})^{1/2}$ — частота колебаний в радианах; Λ — длина волны и скорость распространения гармонической составляющей волнения.

Скорость распространения элементарной гармонической составляющей в зависимости от длины волны или значения волнового числа равна [6]

$$C_{mn} = (g/K_{mn})^{1/2} = (g\lambda_{mn}/2\pi)^{1/2}.$$

Из формулы (3) следует, что для ветровых волн водная поверхность обладает дисперсионными свойствами. Представим, что в некоторый момент времени, который примем за начальный $t=0$, удалось на достаточно большой площади зафиксировать рельеф моря и представить его в виде разложения (1), т. е. в сумму плоских гармонических волн. В некоторой фиксированной точке, например $x=y=0$, в момент времени $t=0$ фазовые соотношения между отдельными спектральными составляющими определяются значениями начальных фаз ε_{mn} . Учитывая скорость перемещения отдельных гармонических составляющих волнения, можно определить фазу для любой фиксированной точки через интервал времени $t_0 > 0$. Фаза этой составляющей будет определяться только слагаемым ε_{mn} , но и слагаемым $\mu_{mn}t$

$$\varphi_{mn} = \mu_{mn}t + \varepsilon_{mn}.$$

Изменение фазы во времени каждой составляющей приводит в результате к изменению рельефа моря на рассматриваемой площади. Реализация случайной поверхности рельефа при $t=t_0 > 0$ будет связана с реализацией случайной поверхности при $t=0$ только статистической, но и функциональной связью, определяемой выражением (4). Эта связь будет существовать в пределах интервала временной когерентности спектральных составляющих волнения. В настоящее время пока не имеется сведений об интер-

х временной когерентности. Учитывая значительную инерционность волнения, особенно спектральных составляющих, несущих основную энергию, можно ожидать, что интервал фазовой устойчивости спектральных составляющих во много раз превосходит время корреляции ординат фиксированной точки волнового рельефа. Это дает возможность прогнозировать будущий рельеф или восстанавливать его прошедшую форму в пределах интервала временной когерентности.

Для целей получения будущего и прошедшего рельефа целесообразно вместо энергетического спектра использовать двухмерный комплексный спектр. Этот спектр учитывает не только распределение энергии волнения по волновым числам и направлениям, но текущее распределение фаз спектральных составляющих реализации, полученной с некоторой площади,

$$S_Z(u, v, \varphi) = |S_Z| e^{-j\varphi}. \quad (5)$$

Модуль и фазовый множитель спектра являются функцией составляющих волнового числа u, v либо волнового числа K и направления распространения θ

$$|S_Z| = \{u, v\} = \{K, \theta\}; \quad \varphi = \{u, v\} = \{K, \theta\}. \quad (6)$$

Между энергетическим и комплексным спектрами существует следующая связь:

$$P_Z(u, v) = S_Z(u, v, \varphi) S_Z^*(u, v, \varphi) = |S_Z(u, v, \varphi)|^2. \quad (7)$$

Амплитуда каждой спектральной составляющей разложения может быть выражена через модуль комплексного спектра

$$a_{mn} = \sqrt{2P_Z(u_m, v_n) \Delta u \Delta v} = |S_Z(u_m, v_n, \varphi_{mn})| \sqrt{2 \Delta u \Delta v}. \quad (8)$$

Чтобы обеспечить получение будущего или предыдущего рельефа, требуется за достаточно малый промежуток времени определить двухмерный комплексный спектр волнения на некоторой площади, размеры которой обеспечивают требуемую точность анализа. Далее у каждой спектральной составляющей осуществляется изменение фазы в такой степени, чтобы ее значение соответствовало значению прошлой фазы момента времени $t = t_1 < 0$ либо будущей фазы момента времени $t = t_2 > 0$. Затем из этих же самых спектральных составляющих с новым фазовым распределением синтезируется рельеф волнения к заданному моменту времени t .

Комплексный спектр фиксированной реализации рельефа волнения может быть получен по радиолокационному изображению или аэрофотоснимку морской поверхности. В литературе имеются сведения о возможности использования пространственного спектра аэрофотоснимка для получения простейших характеристик мор-

ского волнения. В работе [4] установлено, что при отсутствии тенений обратных склонов и небольших интервалах изменений углов, под которыми наблюдаются исследуемые участки моря, ременная составляющая яркости радиолокационного изображения повторяет уклоны морской поверхности. Учитывая малую реальную среднюю крутизну склонов морских волн ($3-6^\circ$), можнолучить в линейном приближении связь между радиолокационным изображением и фактическим рельефом волн. При формировании изображения $Q(x, y, t)$ методом «бокового» обзора [7], когда антенна РЛС установлена неподвижно вдоль фюзеляжа самолета и совпадении направления облучения с координатой x получается зависимость

$$Q(x, y, t) \sim \partial Z(x, y, t) / \partial x.$$

При формировании изображения круговым или секторным сканированием антенны более простые выражения получаются в полярной системе координат:

$$Q(\rho, \theta) \sim \partial Z(\rho, \theta, t) / \partial \rho. \quad (8)$$

Известно, что яркость склонов морских волн [9] при наблюдении в видимом свете пропорциональна их крутизне. В линейном приближении и при тех же условиях, которые имели место при формировании радиолокационного изображения, яркость оптического изображения повторяет уклоны морского рельефа. Если фотоснимок, в том числе и аэрофотоснимок, получается из одной точки, проекция которой на поверхности моря принимается за полюс полярной системы координат, то для связи яркости фотоснимка и рельефа волн используется соотношение (10). При съемке левой фотографии с быстро перемещающегося носителя связь изображения и рельефа описывается формулой (9).

Рассмотрим для примера прямоугольный участок изображенного моря достаточных размеров, полученный по алгоритму формулы (9). Представим это изображение $Q(x, y, t)$ по образцу разложения (1) также в виде суммы плоских волн:

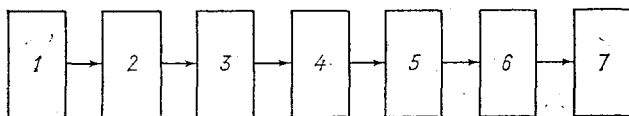
$$Q(x, y, t) = \frac{\partial Z(x, y, t)}{\partial x} = \sum_m \sum_n j u_m a_{mn} e^{j(u_m x + v_n y)} e^{-j(\mu_{mn} t + \varepsilon_{mn})} \quad (11)$$

Двухмерный спектральный анализ, т. е. представление изображения $Q(x, y, t)$ в виде суммы (11) плоских гармонических волн, осуществляется при помощи оптической системы двухмерного спектрального анализа с использованием когерентного света лазера. Соответствующий сдвиг фаз каждой плоской волны и синхронизация или прошедших изображений морской поверхности может быть осуществлен также при помощи оптических устройств, например светопроводов или специальных линз. Один из возможных вариантов функциональной схемы установки для воспроиз-

дения будущих и прошедших изображений рельефа волн показан на блок-схеме.

Элемент 1 является датчиком изображения рельефа моря, в качестве которого может быть использована РЛС с высоким разрешением по площади или фотооптическое устройство. Распределение яркости, описываемое формулой (11), получается на полупрозрачном транспаранте (фотопленке), который помещается в плоскости изображения текущего рельефа волн 2. Двухмерное преобразование Фурье функции (11) осуществляется [3, 8] при помощи когерентной оптической системы 3. Комплексный спектр этой функции получается в плоскости частот 4 (u, v):

$$S_Q(u, v) = F[Q] = \sum_m \sum_n j u_m a_{mn}(u_m, v_n) \times \\ \times \delta(u - u_m; v - v_n) e^{-j(\mu_{mn}t + \epsilon_{mn})}. \quad (12)$$



Блок-схема для получения будущих и прошедших изображений рельефа волнения.

1 — датчик изображения текущего рельефа, 2 — плоскость изображения текущего рельефа, 3 — оптическая система прямого преобразования Фурье, 4 — частотная плоскость, 5 — фазосдвигающая система, 6 — оптическая система обратного преобразования Фурье, 7 — плоскость изображения прошедшего или будущего рельефа волн.

Здесь F — условное обозначение прямого преобразования Фурье; $\delta(u, v)$ — двухмерная дельта-функция.

Распределение яркости изображения в частотной плоскости u, v пропорционально модулю двухмерного спектра. Взаимное соотношение фаз когерентного оптического сигнала в каждой точке этой плоскости отображает спектр фаз. В совокупности амплитуды и фазы оптического сигнала в частотной плоскости u, v однозначно отображают комплексный спектр изображения рельефа, а с учетом операторов (9) и (10) и сам рельеф моря. Если над сигналом частотной плоскости [5] осуществить при помощи оптической системы обратное преобразование Фурье, то полученный оптический сигнал будет совпадать с распределением яркости изображения морской поверхности транспаранта 2. Время получения этого изображения, т. е. момент съемки, примем за начало отсчета $t = 0$.

В схеме оптический сигнал до осуществления над ним обратного преобразования Фурье вначале пропускается через фазосдвигающую систему 5, которая прилегает к частотной плоскости 4. Если в качестве фазосдвигающей системы использован светопровод,

то при одинаковой оптической толщине светопровода l_0 каждая составляющая сигнала получает одно и то же приращение фазы

$$\Delta\varphi = 2\pi l_0/\lambda. \quad (13)$$

Здесь λ — длина волны когерентного оптического сигнала при распространении в светопроводе. При сдвиге фазы всех спектральных составляющих сигнала, отображающего плоские гармонические волны, на одну и ту же величину взаимное соотношение фаз, т. е. спектр фаз, не изменится. Осуществив над сигналом обратное преобразование Фурье, вновь получаем исходное изображение рельефа волн момента съемки $t = 0$.

Для получения распределения фаз, соответствующего моменту времени состояния рельефа $t > 0$ или $t < 0$, оптические пути в светопроводе должны быть разными в зависимости от значения волнового числа данной составляющей спектра волн. Приращение длины пути светопровода относительно некоторой средней толщины l может быть определено из соотношения

$$\Delta\varphi = \mu t = (gK)^{1/2} t = \frac{2\pi \Delta l}{\lambda}; \quad \Delta l = \frac{(gK)^{1/2} \lambda t}{2\pi}. \quad (14)$$

Осуществив теперь при помощи оптической системы 6 обратное преобразование Фурье над сигналом с задержанными фазами, получим в плоскости изображения 7 будущее (если $\Delta\varphi > 0$) или прошедшее изображение (если $\Delta\varphi < 0$) рельефа морских волн.

Вышеописанная установка полезна не только при решении конкретных прикладных задач, но и как инструмент исследования различных сложных вопросов механизма волнения. Например, по сравнению будущего рельефа, полученного непосредственным способом и при помощи установки, можно выяснить пространственные и временные интервалы когерентности отдельных спектральных компонент спектра, а также фактические скорости их распространения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баском В. Волны и пляжи.— Л.: Гидрометеиздат, 1966.
2. Ветровые волны. Пер. с англ. под ред. Ю. М. Крылова.— М.: Иностран. лит., 1962.
3. Гудмен Дж. Введение в Фурье-оптику.— М.: Мир, 1970.
4. Замараев Б. Д., Калмыков А. И. О возможности определения пространственной структуры взволнованной поверхности моря радиолокационным методом.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. 5, № 1, 1969.
5. Крылов Ю. М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн.— Л.: Гидрометеиздат, 1966.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред.— М.: Гостехиздат, 1954.
7. Радиолокационные станции бокового обзора/Под ред. А. П. Реутова.— М.: Сов. радио, 1970.
8. Строук Дж. Введение в когерентную оптику и голографию.— М.: Мир, 1967.
9. Шувейкин В. В. Физика моря.— М.: Наука, 1968.

ИЗМЕРЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ВОЛНЕНИЯ ПРИ ПОМОЩИ БЕРЕГОВЫХ (ПОЛИГОННЫХ) РЛС

В ряде случаев при проведении работ на море требуется измерение характеристик волнения. Использование контактных волнографов сложно и громоздко и потребует участия специальных судов. В то же время опыт показал, что для этих целей могут успешно применяться РЛС, установленные на берегу моря (полигонные РЛС).

Ни в нашей стране, ни за рубежом пока не имеется специализированных серийных береговых РЛС, предназначенных для океанологических исследований. Большой интерес представляет использование для океанологических исследований, в том числе и для измерения волнения, серийной метеорологической станции МРЛ-1 или ее модификаций. В большинстве случаев океанологические исследования должны сопровождаться и метеорологическими измерениями, т. е. на базе станции создается единый гидрометеорологический комплекс.

МРЛ-1 имеет два канала: миллиметровый и сантиметровый. Длительность импульса по первому каналу составляет 0,4 мкс, а по второму — 1 либо 2 мкс. Луч игольчатый шириной на уровне половинной мощности 0,2 и 0,8° соответственно. Высокий потенциал станции позволяет наблюдать отражения от облаков на удалении до 300—400 км. Слабое волнение (1—2 балла) при установке на берегу на высоте 30—40 м над уровнем водной поверхности наблюдается на расстоянии 10—20 км. При штормовом волнении (5—6 баллов) наблюдались случаи видимости отражений до 45—50 км.

Структура морских волн отображается в параметрах отраженных от морской поверхности сигналов. Необходимые характеристики волнения могут быть определены по анализу:

- радиолокационного изображения взволнованной поверхности моря $Q(x, y)$,
- спектру внутримпульсных (внутрипериодных) флуктуаций,
- спектру междупериодных флуктуаций.

Двумерный спектр радиолокационного изображения связан с двумерным пространственным спектром волнения $S = (u, v)$ и пространственно-частотной характеристикой РЛС, определенной в энергетическом смысле $S_G(u, v)$ соотношением:

$$S_Q(u, v) = u^2 S_Z(u, v) S_G(u, v), \quad (1)$$

где u, v — волновые числа, соответственно параллельные осям X и Y . Ось X совпадает с направлениями луча РЛС, а Y перпендикулярна ему. Предполагается, что радиолокационное изображение получается в небольшом секторе, ориентированном около оси X . Далее масштабы радиолокационного изображения привязываются к реальным масштабам на море.

Обычный одномерный радиолокационный сигнал, получаемый при неподвижном по азимуту и углу места луче РЛС, представляет сечение радиолокационного изображения, и его спектр, т. е. спектр внутриволновых флуктуаций, определяется соотношением

$$S_{ax}(u) = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 S_z(u, v) S_G(u, v) dv. \quad (2)$$

При фиксированной дальности и вращении луча по азимуту спектр сечения радиолокационного изображения вдоль оси Y равен

$$S_{Qy}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 S_z(u, v) S_G(u, v) du. \quad (3)$$

На практике такое сечение получается выделением огибающей видеопульсов, снятых с фиксированной дальности при сканирующей по азимуту антенне.

Если при неподвижной антенне зафиксировать элемент дальности, то огибающая видеопульсов будет отображать общую энергию волнения, определяемую высотой волн, и временные характеристики волнения. Для сантиметрового диапазона радиоволн в спектре флуктуаций огибающей наблюдаются три составляющие средние периоды которых существенно различны.

1) Быстрые флуктуации со средним периодом 10^{-3} — 10^{-2} с. Анализ этих флуктуаций позволяет определить среднюю $\bar{h}$, среднюю квадратичную высоту морских волн либо высоту волн 3 %-ной обеспеченности $h_{3\%}$. Квадрат средней частоты «быстрых» флуктуаций связан со средней высотой морских волн соотношением

$$F^2(x, y) = \frac{\lambda^{-2} g \bar{h}(x, y)}{8} F(m, \psi_0, \alpha), \quad (4)$$

где g — ускорение свободного падения; F — коэффициент, близкий к единице и зависящий от степени анизотропии волнения m , скольжения ψ_0 и азимута луча РЛС относительно генерального направления бега морских волн α .

Высота волн 3 %-ной обеспеченности и средняя квадратическая высота морских волн связаны со средней высотой волн соотношениями:

$$h_{3\%} = 2,11\bar{h}; \quad \bar{h} = \sigma_z \sqrt{2\pi}. \quad (5)$$

2) Медленные флуктуации с периодом 1—10 с, которые отображают рельеф морских волн. Временной спектр этих флуктуаций связан с двумерным частотно-временным спектром волнения $S_z(\omega, \theta)$ соотношением

$$S_{Qt}(\omega) = \int_0^{2\pi} \frac{\omega^4}{g^2} S_z(\omega, \theta) S_G(\omega, \theta) \cos^2 \theta d\theta. \quad (6)$$

3) Самые медленные флуктуации с периодом в 1 мин и более, ображающие флуктуации огибающей высот волн.

Приведенные соотношения существенно упрощаются, если РЛС обладает высоким разрешением по площади. На практике под выским разрешением понимаются размеры площади разрешения 3—5 раза меньше средних длин и средних протяженностей гребей морских волн. Если измеряются характеристики огибающей высот морских волн, то степень разрешения РЛС сравнивается соответствующими пространственными периодами флуктуаций огибающей высот волн. Средние длины флуктуаций огибающей высот волн на порядок больше средних длин пространственных флуктуаций самих волн. Это обстоятельство позволяет почти всегда с высокой точностью измерять характеристики огибающей высот морских волн.

При высоком разрешении РЛС по площади соотношения (1) — (5) и (6) приобретают вид:

$$S_Q(u, v) = u^2 S_Z(u, v), \quad (7)$$

$$S_{Qx}(u) = u^2 \int_{-\infty}^{\infty} S_Z(u, v) dv, \quad (8)$$

$$S_{Qy}(v) = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 S_Z(u, v) du, \quad (9)$$

$$S_{Qt}(\omega) = \frac{\omega^4}{g^2} \int_0^{2\pi} S(\omega, \theta) \cos^2 \theta d\theta. \quad (10)$$

Соотношение (7) позволяет определить двумерный пространственный спектр уклонов морских волн либо двумерный спектр возвышений рельефа волн.

Соотношения (8) и (9) позволяют определять одномерные пространственные спектры волнения вдоль направлений $x(u)$ и $y(v)$. На основании выражения (10) определяется временной одномерный спектр колебаний уклонов морских волн $\omega^4 g^{-2}(\omega)$ либо колебаний возвышений рельефа волн $S(\omega)$.

При высоком разрешении РЛС только по одной дальности формулы (8) и (9) приобретают вид:

$$S_{Qx}(u) = u^2 \int_{-\infty}^{+\infty} S_Z(u, v) S_{Gy}(v) dv, \quad (11)$$

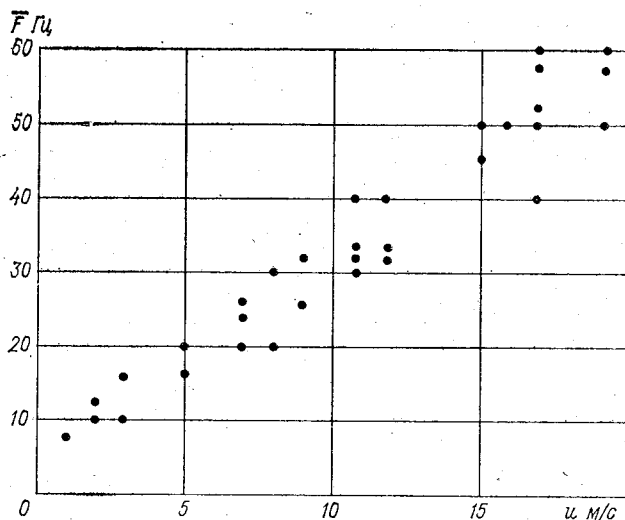
$$S_{Qy}(v) = S_{Gy}(v) \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 S_Z(u, v) du, \quad (12)$$

т. е. и в этом случае возможно определение одномерных пространственных спектров уклонов и спектра рельефа морских волн, необходимо учитывать фильтрующие свойства площадки разрешения в поперечном направлении (по азимуту).

Если высокое разрешение наблюдается только по азимуту, соотношения (8) и (9) приобретают вид:

$$S_{Qx}(u) = u^2 S_{Gx}(u) \int_{-\infty}^{+\infty} S_Z(u, v) dv, \quad ($$

$$S_{Qy}(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} u^2 S_Z(u, v) S_{Gx}(u) du. \quad ($$



Связь между средней частотой междупериодных флуктуаций $\bar{F}$ и скоростью ветра, вызывающего волнение.

В этом случае при вычислении соответствующих одномерных спектров уклонов и рельефа волн необходимо учитывать фильтрующие свойства площадки разрешения по дальности.

Очень интересным и важным для практики случаем является тот, когда при высоком разрешении станции по дальности поперечные размеры площадки разрешения РЛС (т. е. по азимуту) много раз больше средних размеров пространственных флуктуаций рельефа волн. Тогда спектральная характеристика поперечных размеров площадки разрешения $S_{Gy}(v)$ вырождается в дельта-функцию $\delta(v)$ и соотношение (11) приобретает вид

$$S_{Qx}(u) = u^2 S_Z(u, 0), \quad ($$

т. е. спектр внутрипериодных флуктуаций одномерного сигнала совпадает с сечением двумерного спектра волнения $S_Z(u, 0)$ для уклонов рельефа волн $u^2 S_Z(u, 0)$ в направлении наблюдения. Это дает возможность по набору сечений пространственного двумерного спектра волнения в разных направлениях получить и полный двумерный пространственный спектр волнения.

Проведенный анализ показывает, что береговые (полигонные) ИС обладают большими возможностями для измерений характеристик волнения. При помощи РЛС МРЛ-1 возможно определение всех необходимых для практики характеристик волнения. На рисунке приведено сопоставление результатов измерения высоты морских волн при помощи МРЛ-1 со скоростью ветра. Высота волн пропорциональна скорости ветра, если волнение установилось. Поскольку при измерениях не фиксировалась степень развитости волнения, то разброс точек довольно большой, хотя в целом наблюдается неплохая корреляция между высотой морских волн и скоростью ветра. Высота волн $\bar{h} \sim F^2$, т. е. средней частоте огибающей междупериодных флуктуаций отраженного сигнала.

А. В. Комаров

ОБ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МРЛ-2 ДЛЯ ЛЕДОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В АРКТИКЕ

Вопрос определения состояния ледяного покрова является актуальным в связи с тем, что с каждым годом объем грузоперевозок морским транспортом на Крайнем Севере увеличивается. Регулярные наблюдения за состоянием льда необходимы для рейдовой разгрузки судов.

Изучение состояния ледяного покрова в настоящее время проводится с помощью оптических средств, аэрофотосъемки и самолетных радиолокационных станций бокового обзора. Однако наблюдения с берега с помощью оптических средств ограничены районом близости пункта наблюдения. При этом определение характеристик льда производится по единичным льдинам. Применение аэрофотосъемки для определения характеристик дрейфа ограничено неблагоприятными погодными условиями. Проведение наблюдений с помощью РЛС бокового обзора требует строгой плановой работы радиолокационного изображения ледяного покрова относительно береговой черты [1, 2].

Представляет интерес рассмотреть возможность использования наблюдений за состоянием ледяного покрова наземной метеорологической радиолокационной станции типа МРЛ-2. Станция установлена в 50 м от береговой черты станции. Наблюдения велись в масштабе 25 км при угле места антенны $\theta = 0,5 \dots 1^\circ$ в режиме кругового обзора.

Регулярные наблюдения на МРЛ-2 позволили установить, что основные ледяные образования — торосы, гряды торосов, участки менее плотным льдом, а также каналы и разводья — вполне различимы на ИКО станции. Необходимо отметить, что ширину разрывов и каналов, расстояния до отдельных льдин отчетливо можно определять на ИДВ МРЛ-2 при неподвижной антенне в заданном азимуте. При проведении же периодических во времени

наблюдений МРЛ-2 позволяет определить эволюцию параметров ледяного покрова, в частности, увеличение или уменьшение каналов и разводий, скорость и направление дрейфа ледяных полей в прибрежной зоне. Все эти характеристики ледяного покрова играют немаловажную роль для плавания судов в условиях Кр. него Севера.

На рис. 1 в качестве примера приведен снимок ИКО станции с наблюдавшимся радиоэхом. В секторе $110-320^\circ$ наблюдается радиоэхо близлежащих сопков, а в секторе $320-110^\circ$ — ледяны



Рис. 1. Радиоэхо ледяного покрова за 2 ч 30 мин мск 19 июня 1979 г. $\theta=0$ азимут линии берега $110-320^\circ$. Темная полоса соответствует заприпайной прогалине с радиоэхом отдельных ледяных образований.

покрова, на фоне которого четко видна темная полоса канала, а в ней эхо-сигналы отдельных льдин.

В дальнейшем фотографирование производилось с помощью специально изготовленного шаблона, который закрывал радиозонд местных предметов. Это позволяло наблюдать только радиоэхо ледяного покрова. На рис. 2 показано изменение ледяного покрова за несколько дней. На рис. 2а хорошо видны заприпайная прогалина, граница припая, радиоэхо отдельных льдин на темном фоне канала. Севернее заприпайной прогалины находится оторвавшаяся часть ледяного покрова, покрытая темными полосами и участками, которые соответствуют разводьям, каналам, трещинам.

На рис. 2б видно, что граница припая не изменилась, значительно увеличилась площадь, занятая чистой водной поверхностью, отчетливо наблюдается радиоэхо отдельных ледяных льдин. Полоса в верхней части снимка соответствует гряде торосов, которая образовалась в результате отрыва части ледяного покрова. Радиоэхо от гряды торосов находится на границе радиовидимости МРЛ-2 при нормальной рефракции. На рис. 2в показано радиоэхо

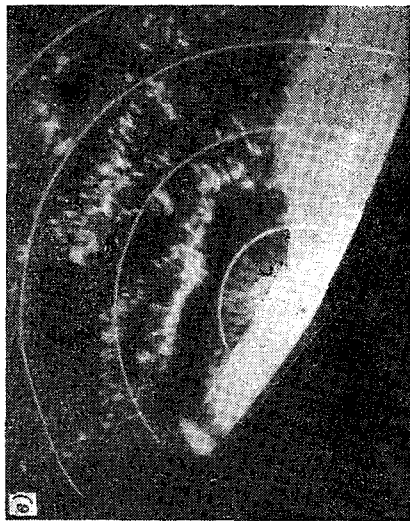


Рис. 2. Изменение состояния ледяного покрова в течение нескольких суток в декабре 1980 г. $M: 25 \text{ км}$, $\theta = 0,7^\circ$. Метки дальности соответствуют 5 км.
 а — 23 ч 30 мин мск 18 декабря, б — 5 ч 05 мин мск 20 декабря, в — 23 ч 40 мин мск 21 декабря.

ледяного покрова, по которому можно определить значительные изменения, происшедшие в прибрежной зоне. Данный рисунок соответствует моменту времени, когда ветры южных направлений (рис. 2 а, б) сменились на северные. На нем видны радиоэхо отдельных ледяных образований, которые при более частом приводном зондировании заметно приближались к границе припая.

Для выделения гряд торосов использовалось устройство изоэксстанции. Вводя последовательно аттенюацию через 6 дБ, можно выделить радиоэхо торосов на фоне эхо-сигналов ледяного покрова, местоположение гряд торосов и их ориентацию.

В дни, когда имеет место сверхрефракция, дальность радиолокационного обзора ледяного покрова резко увеличивается. При такой ситуации можно проследживать ледяной покров примерно 2 раза дальше. Точность определения характеристик поля в этом случае ниже, однако можно судить о наличии льда на значительных расстояниях.

Особенно опасен для судов сплошной дрейфующий лед при наличии тумана или дымки. В этом случае может произойти столкновение льдины с судном. Наблюдения с помощью МРЛ могут предотвратить такие случаи, так как лед обнаруживается МРЛ и в таких ситуациях. Наиболее четкое выделение полей льда в случае тумана, а также выделение гряд торосов можно получить при введении плавного затухания в приемный тракт МРЛ. Опыт наблюдений с помощью МРЛ-2 показал, что операторы станции при достаточном навыке могут определить характеристики дрейфа по перемещению эхо-сигналов отдельных дискретных ячеек, проводя наблюдения через короткие промежутки времени и пользуясь методикой определения скорости и направления переноса облачных полей [3].

В навигацию 1979 г. данные МРЛ о ледовой обстановке успешно использовались. Они передавались в отдел ГМО, который ведал непосредственно обеспечением судов гидрометеорологической информацией.

В заключение можно отметить следующее:

- радиус действия МРЛ при наблюдении за состоянием ледяного покрова с берега зависит от высоты установки станции;
- при наличии нескольких станций, радиусы обзора которых перекрывают друг друга, можно получить информацию о состоянии ледяного покрова на значительном расстоянии вдоль линии берега;
- наблюдения за льдом можно проводить практически при любых условиях погоды, и они не зависят от освещенности, например в полярную ночь;
- время на съемку и обработку информации незначительно и составляет 20—30 мин, эти наблюдения обычно проводятся после выполнения стандартной программы зондирования облачных полей;
- информация, полученная с помощью МРЛ, наглядна в оперативной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Богородский В. В., Гаврилов В. П. Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии.— Л.: Гидрометеониздат, 1980 г. с. 290—295.
2. Горбунов Ю. А., Лосев С. М. Использование радиолокационной станции бокового обзора «Торос» для исследования дрейфа льда.— Труды ААНИИ, 1974, т. 316. с. 154—156.
3. Руководство по производству наблюдений и применению информации с радиолокаторов МРЛ-1, МРЛ-2.— Л.: Гидрометеониздат, 1974, с. 187—192.

В. Ю. Александров

РАЗЛИЧИЯ ОТРАЖАЮЩИХ СВОЙСТВ ОСНОВНЫХ ВОЗРАСТНЫХ ВИДОВ МОРСКИХ ЛЬДОВ

В настоящее время объем информации о характеристиках и состоянии ледяного покрова, получаемой при помощи радиолокационных станций бокового обзора, непрерывно увеличивается. Возникает острая необходимость автоматизации процесса интерпретации получаемых изображений. В этой связи значительный интерес представляют исследования отражающих свойств морских льдов разного возраста, которые определяют особенности и характер радиолокационных изображений.

Для гладкой поверхности среды с однородными по глубине диэлектрическими свойствами отражение является зеркальным и коэффициент отражения рассчитывается по формуле Френеля. Его значение определяется комплексной диэлектрической проницаемостью, которая различается для льдов в зависимости от возраста. Однако отраженный от ровной поверхности ледяного покрова сигнал никогда не попадет обратно на радиолокатор. На поверхности льдов отражение сигналов обратно к антенне обуславливается наличием неровностей.

В процессе своего образования и развития морские льды подвергаются динамическим и термическим воздействиям, которые формируют рельеф ледяного покрова. Под рельефом понимается совокупность разнообразных по форме, размерам и происхождению неровностей. Для льда различают макрорельеф и микрорельеф [1]. К макрорельефу относятся ропаки, торосы и гряды торосов, ледяные бугры и снежицы, которые сформировались в результате действия динамических или тепловых процессов.

Микрорельеф — вторичные, более мелкие неровности, покрывающие элементы макрорельефа и формирующиеся главным образом за счет термических факторов [4]. К микрорельефу относятся солевые цветы, ледяные зерна, иглы, ледяной песок, мелкие углубления на сухих участках льда и на дне снежиц размерами от нескольких миллиметров до нескольких десятков сантиметров.

Реальную поверхность ледяного покрова можно рассматривать как статистически неровную поверхность, которая описывается своей функцией высот $h(x, y)$.

Эту функцию можно представить в виде

$$h(x, y) = h_1(x, y) + h_2(x, y), \quad (1)$$

где $h_1(x, y)$ — высота макронеровностей, $h_2(x, y)$ — высота микронеровностей.

Выражение для удельной эффективной площади отражения поверхности, обладающей двумя типами шероховатости, было получено в работе [2]. Оно записывается следующим образом:

$$\sigma_0 = R_{r0} \left\{ \left[1 - v \left(\frac{4\pi\sigma_{h_2} \cos \beta}{\lambda} \right)^2 \right] \frac{1}{a_{\text{ш}}^2} \exp \left(- \frac{\text{tg}^2 \beta}{a_{\text{ш}}^2} \right) + \right. \\ \left. + v \left(\frac{4\pi\sigma_{h_2} \cos \beta}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{b_{\text{ш}}^2} \exp \left(- \frac{\text{tg}^2 \beta}{b_{\text{ш}}^2} \right) \right\}, \quad (2)$$

где R_{r0} — модуль коэффициента зеркального отражения; v — доля поверхности, занятая мелкой структурой; σ_{h_2} — среднее квадратическое значение высоты мелкой шероховатости; $a_{\text{ш}}^2$ — параметр шероховатости крупной структуры; $b_{\text{ш}}^2$ — параметр шероховатости мелкой структуры: $a_{\text{ш}}^2 = 4\sigma_{h_1}^2/l_{h_1}^2$, $b_{\text{ш}}^2 = a_{\text{ш}}^2 + (\lambda/2\pi l_{h_2} \cos \beta)^2$; l — размер элемента шероховатости.

В формуле (2) первый член представляет собой обратное отражение, обусловленное макронеровностями. Покажем, что при углах зондирования, превышающих 45° , его влиянием можно пренебречь. Для этого предположим, что размеры неровностей значительно превышают длину волны и распределены по нормальному закону

$$f(h) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_h} \exp \left(- \frac{h^2}{2\sigma_h^2} \right). \quad (3)$$

Тогда и распределение тангенсов углов наклона поверхности подчиняется нормальному закону (распределение производной нормального случайного процесса также является нормальным [3])

$$f(\text{tg } \alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_h \omega_1} \exp \left(- \frac{\text{tg}^2 \alpha}{2\sigma_h^2 \omega_1^2} \right), \quad (4)$$

где $\omega_1^2 = -R''(0)$.

В настоящее время имеются данные по статистическим характеристикам поверхностей многолетнего и однолетнего льдов, которые позволяют рассчитать $f(\text{tg } \alpha)$. Согласно [1], для многолетнего льда $\sigma_h = 52,5$ см, а для однолетнего — 5,5 см. Автокорреляционная функция неровностей на поверхностях этих льдов была аппроксимирована зависимостью вида

$$R(\tau) = e^{a\tau} \cos b\tau, \quad (5)$$

причем для многолетнего льда $a = -0,06$, $b = 0,11$, а для однолетнего — $a = -0,41$, $b = 0,27$. Дважды дифференцируя это выражение по τ и приравнявая нулю, получаем

$$R''(0) = a^2 - b^2. \quad (6)$$

огда выражение для плотности вероятности распределения тан-
гисов углов наклона поверхностей однолетнего и многолетнего
льдов запишется следующим образом:

$$f_{\text{одн}}(\text{tg } \alpha) \approx 24 \exp(-1815 \text{tg}^2 \alpha), \quad (7)$$

$$f_{\text{мн}}(\text{tg } \alpha) \approx 8 \exp(-200 \text{tg}^2 \alpha). \quad (8)$$

Из этих выражений видно, что при углах зондирования, ис-
пользуемых в РЛС бокового обзора, обратное отражение к антенне
для случая неровностей много больших длины волны, практически
равно нулю. Следует отметить, что измерения характеристик про-
водились для случая неветрошенной поверхности. Когда же на
поверхности ледяного покрова присутствуют торосы и углы их на-
клона превышают 45° , то становится возможным обратное отра-
жение сигналов на антенну.

Таким образом, с учетом того, что первым членом в выражении
2] можно пренебречь и $a_{\text{ш}}^2 \ll b_{\text{ш}}^2$, $\sigma_{h_2} \ll \lambda$ и $v < 1$, можно записать

$$\sigma_0(\beta) = 4R_{\text{г0}}^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 \sigma_{h_2}^2 l_{h_2}^2 \cos^4 \beta \left(\frac{R_r(\beta)}{R_{\text{г0}}} \right)^2 \exp \left(-\frac{\sin^2 \beta}{b_{\text{г0}}^2} \right), \quad (9)$$

где $b_{\text{г0}}^2 \approx b_{\text{ш}}^2 / (1 + 2b_{\text{ш}}^2)$.

бозначив

$$\sigma_{02}(0) = 4vR_{\text{г0}}^2 (2\pi/\lambda)^4 \sigma_{h_2}^2 l_{h_2}^2,$$

олучим

$$\sigma_0(\beta) = \sigma_{02}(0) \cos^4 \beta \exp \left(-\frac{\sin^2 \beta}{b_{\text{г0}}^2} \right) \left(\frac{R_r(\beta)}{R_{\text{г0}}} \right)^2. \quad (10)$$

з этой формулы видно, что в диапазоне углов зондирования, ис-
пользуемом в РЛС бокового обзора, обратное отражение опре-
деляется главным образом статистическими характеристиками
микронеровностей и френелевским коэффициентом отражения.

Зная величины $\sigma_{02}(0)$, $b_{\text{г0}}^2$ и отношение $(R_r(\beta)/R_{\text{г0}})$ для различ-
ных видов морских льдов, можно рассчитать их удельные эффек-
тивные площади отражения для различных углов β . Данные $\sigma_{02}(0)$
 $b_{\text{г0}}^2$ для морских льдов и морской поверхности при волнении
—2 балла приводятся в работе [2]. Подставляя их в формулу
10), можно получить следующие выражения:

для морской поверхности

$$\sigma_0(\beta) \approx 0,03 \cos^4 \beta e^{-\sin^2 \beta} (R_r(\beta)/R_{\text{г0}})^2, \quad (11)$$

для ниласа

$$\sigma_0(\beta) \approx 0,22 \cos^4 \beta e^{-\sin^2 \beta/5} (R_r(\beta)/R_{\text{г0}})^2, \quad (12)$$

для серого льда

$$\sigma_0(\beta) \approx 0,09 \cos^4 \beta e^{-\sin^2 \beta/3} (R_r(\beta)/R_{\text{г0}})^2, \quad (13)$$

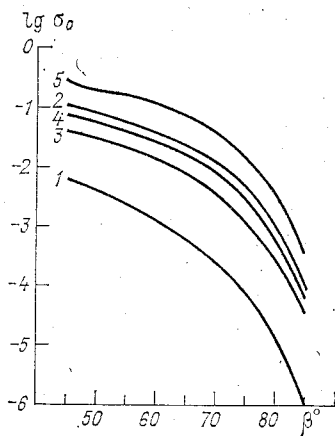
для белого льда

$$\sigma_0(\beta) \approx 0,16 \cos^4 \beta e^{-\sin^2 \beta / 4} (R_r(\beta)/R_{r0})^2, \quad (14)$$

для пресного льда

$$\sigma_0(\beta) \approx 0,55 \cos^4 \beta e^{-\sin^2 \beta / 5} (R_r(\beta)/R_{r0})^2. \quad (15)$$

Результаты расчетов, произведенных по этим выражениям представлены на рисунке. В настоящее время не имеется данных которые позволили бы получить аналогичные выражения для одолетнего и многолетнего льдов. Однако для оценки можно воспользоваться данными, полученными при помощи скаттерометров



Зависимость эффективной площади от ражения от угла зондирования для морской поверхности (1), ниласа (2), се рого (3), тонкого одолетнего (белого (4) и пресного (5) льдов.

Согласно [5, 6], отмечается хорошая корреляция между величиной σ_0 и основными видами льдов. Многолетний лед дает сигнал, на 8—10 дБ превышающий сигнал от одолетнего. Отмечается, что отличия между одолетним льдом и молодым меньше, чем между многолетним и одолетним.

Таким образом, согласно приведенным данным, складывается следующая картина: самый слабый отраженный сигнал поступает от морской поверхности, более сильный — от молодых льдов, белого и одолетнего, еще более сильный — от многолетнего льда и, наконец, самый сильный отраженный сигнал дает пресный лед. Эти данные хорошо согласуются с результатами, полученными при визуальном дешифрировании радиолокационных изображений морских льдов. Исключение составляют серый и белый льды. Из результатов визуального дешифрирования следует, что серый лед должен давать более сильный сигнал, чем белый, в то время как результаты расчетов показали обратное. В целом, полученные результаты свидетельствуют, что эффективные площади отражения для основных видов морских льдов отличаются друг от друга вследствие чего различаются и их радиолокационные изображения

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Грищенко В. Д. Статистические характеристики некоторых параметров рельефа верхней и нижней поверхностей дрейфующих льдов.— Труды ААНИИ, 1976, вып. 320, с. 214—221.
- Зубкович С. Г. Статистические характеристики радиосигналов, отраженных от земной поверхности.— М.: Сов. Радио, 1968.—223 с.
- Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Т. 1.— М.: Сов. радио, 1969.—750 с.
- Яковлев Г. Н. О формах рельефа поверхности дрейфующих льдов.— Проблемы Арктики и Антарктики, 1963, вып. 12, с. 61—68.
- Onstott R. G., Moore R. K., Weeks W. F. Surface-based scatterometer results of Arctic sea Ice—IEEE Trans. on geoscience electronics, 1979, vol. GE-17, N 3, p. 78—85.
- Ramseier R. O., Gray L., Campbell W. J. Scatterometer and imaging radar results obtained over Big Bear, AIDJEX 1975.— In: Proc. of symposium on sea ice processes, and models, 6—9 sept. 1977. Vol. 1, p. 30—40.

**И. В. Андреев, Ю. А. Мельник, Н. Ф. Михайлов,
Ю. И. Попов, А. В. Рыжков, В. И. Селицкая,
В. Е. Цыплухин, Г. Г. Щукин**

КОМПЛЕКСНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРОПОСФЕРНОЙ РЕФРАКЦИИ НАД МОРЕМ

Для оценки эффективности работы радиоканалов различных тропосферных и корабельных радиотехнических средств необходимо знать состояние рефракции радиоволн над морской поверхностью.

В ГГО были поставлены работы по исследованию различных методов измерения уровня рефракции в морских условиях и создан экспериментальный измерительный комплекс, действующий над экваторией Черного моря [1]. В задачу работ, проведенных на этом комплексе в 1980 г., входило дальнейшее исследование рефракции как известными, так и некоторыми новыми, разработанными в ГГО методами. В настоящей статье рассматриваются результаты исследований с использованием радиометрического и интерференционного методов, а также данные, полученные путем самолетных и корабельных градиентных метеорологических измерений. Дается предварительная оценка различных методов по результатам синхронных наблюдений.

1. Радиометрический метод

Радиометрический метод определения параметров рефракции (метод радиогоризонта) основывается на измерении радиояркостной температуры в максимуме, который имеет место вблизи границы водной поверхности и атмосферы на сантиметровых волнах при горизонтальной поляризации [2]. Ранее проведенные исследования осуществлялись на волне 3 см. Одна из задач экспериментов, поставленных в 1980 г., состояла в том, чтобы определить

эффективность метода на других волнах. Для этого использовал комплект радиометров на волнах 0,8, 1,35, 3,2 и 8,5 см. Антенная система установки, имеющая общий для всех радиометров отражатель диаметром 3 м, располагалась на высоте 40 м над уровнем воды.

Эксперименты показали, что на волне 0,8 см радиояркость температуры в максимуме (в направлении радиогоризонта) близка к термодинамической температуре и слабо зависит от уровня рефракции. При длине волны 1,35 см значение радиоярковой температуры вблизи горизонта полностью совпадает с термодинами-

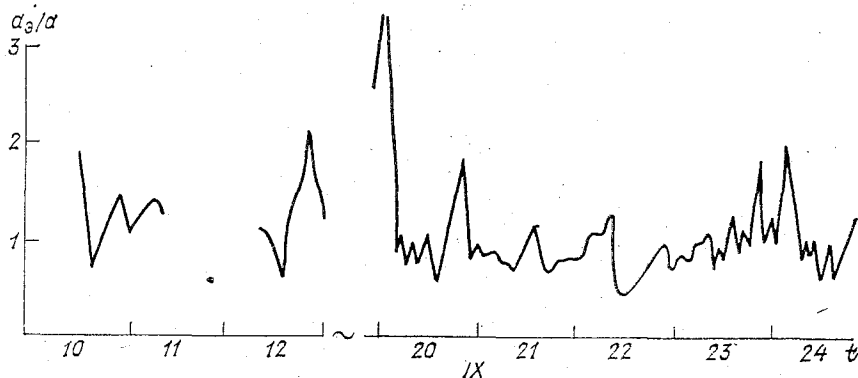


Рис. 1. Результаты радиометрических измерений уровня рефракции. Карадаг, сентябрь 1980 г.

ческой температурой атмосферы, что объясняется резонансным поглощением водяного пара. Таким образом, измерение рефракции методом радиогоризонта на длинах волн, существенно меньших 3 см, либо затруднительно ($\lambda = 0,8$ см), либо невозможно ($\lambda = 1,35$ см).

На волне 8,5 см максимум радиоярковой температуры в направлении радиогоризонта выражен очень слабо, что объясняется малым поглощением в атмосфере на этой волне. Измерения рефракции радиометрическим методом в данном диапазоне в принципе возможны, но требуют применения очень чувствительных приемников и остронаправленных антенн, что связано с большими техническими трудностями.

В результате проведенные многоволновые измерения подтвердили правильность теоретической модели метода «Радиогоризонт» и позволили окончательно обосновать выбор 3-сантиметрового диапазона как оптимального для радиометрических измерений уровня рефракции. Регулярные наблюдения, поставленные в Карадагской актинометрической обсерватории ГГО в сентябре 1980 г., выявили важные достоинства радиометрического метода — оперативность, возможность измерять пространственное распределение рефракции и др. Результаты эксперимента могут быть проиллю-

ированы графиком рис. 1, где показана зависимость отношения рефрактивного (a_0) и действительного (a) радиусов Земли от времени наблюдения (на оси абсцисс отмечены даты). Периодичность измерений составляла 2 часа.

2. Интерференционный метод

Пространственное распределение поля монохроматического источника электромагнитных колебаний в присутствии не очень волнованной морской поверхности характеризуется периодической структурой, которая обусловлена интерференцией прямого излучения источника и волны, отраженной от поверхности моря. Результаты зондирования такого поля (по вертикали, горизонтали и в произвольном направлении) могут быть представлены лепестковой диаграммой.

Рефракция радиоволн, искривляющая прямой и отраженный лучи, существенно влияет на положение интерференционных лепестков. Поэтому с помощью интерференционной диаграммы можно определять уровень рефракции, если известны геометрические соотношения для радиолинии, образованной приемным и передающим пунктами.

В проводившихся исследованиях использовались две модификации интерференционного метода, отличающиеся направлением зондирования (по дальности и по высоте) и способом перемещения антенны приема. В первом случае измерительная радиолиния состояла из стационарного передатчика и приемного пункта на самолете-лаборатории Ил-14. Регистрировалась зависимость поля от расстояния при постоянной высоте полета. Во втором случае приемная антенна радиолинии размещалась на телескопической мачте. Зондирование поля осуществлялось путем перемещения антенны в вертикальном направлении.

Приведем соотношения, связывающие параметры рефракции геометрической структурой поля для двух использовавшихся способов измерений. При линейном изменении показателя преломления с высотой в зоне прямой видимости мощность когерентной составляющей сигнала над взволнованной морской поверхностью (P_k) и мощность сигнала в свободном пространстве (P_0) связаны соотношением

$$P_k = P_0 F. \quad (1)$$

Интерференционный множитель (по мощности)

$$F = |1 + \rho(\psi) K(\psi) D(\psi) e^{i \Delta \varphi}|^2 \quad (2)$$

может быть выражен через коэффициент отражения Френеля $K(\psi)$ от гладкой морской поверхности. Коэффициент

$$\rho(\psi) = e^{-2(k\sigma \sin \psi)^2} \quad (3)$$

учитывает влияние волнения моря в функции средних квадратов высот морских волн σ , волнового числа $k = 2\pi/\lambda$ и угла

скольжения ψ . Сферическая расходимость выражается известным коэффициентом

$$D(\psi) = (1 + 2R_1R_2/Ra_s\psi)^{-1/2}.$$

Влияние рефракции на фазовый сдвиг между прямой и отраженной волнами выражает член

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi h_1 h_2}{\lambda R} J(Q, T),$$

где

$$Q = \frac{1}{\sqrt{2a_s}} \frac{R}{\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}}; \quad T = \sqrt{\frac{h_1}{h_2}}; \quad (h_1 < h_2);$$

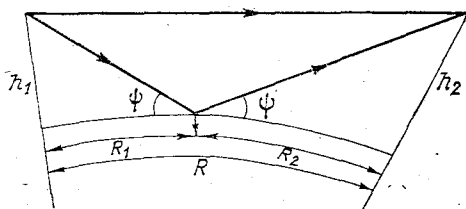


Рис. 2. К интерференционному методу измерения уровня рефракции.

a_s — эквивалентный радиус Земли. Смысл величин h_1 , h_2 , R_1 , R , ψ поясняется рис. 2. Значения множителя $J(Q, T)$, учитывающего влияние рефракции, задаются графиками [3].

Пользуясь приведенными соотношениями, можно представить удаление n -го минимума интерференционного поля формулой

$$R_{\min}^{(n)} = \frac{2h_1 h_2}{\lambda n} J(Q, T), \quad \text{где } n = 1, 2, \dots$$

По данным [3] зависимость этой величины от эффективного радиуса Земли может быть определена графически. На рис. 3 представлены зависимости расстояний для трех наиболее удаленных минимумов ($n = 1, 2, 3$) от величины эквивалентного радиуса и высот полета $h_2 = 100, 400, 800$ м и высоты расположения передатчика $h_1 = 35$ м.

Как следует из графиков, наиболее чувствительным к изменению рефракции является положение первого, самого удаленного от передатчика интерференционного минимума, причем чувствительность существенно возрастает с увеличением высоты полета.

Летные эксперименты по исследованию рефракции проводились в коротковолновой области дециметрового диапазона во время полета самолета-лаборатории. На борту самолета размещался приемник с чувствительностью 130 дБ, в качестве антенны применялся полуволновый вибратор. Регистрация сигнала осуществлялась с помощью шифрового осциллографа. Результаты измерений приведены в сводной таблице в графе 7.

В случае высотного зондирования на фиксированном расстоянии R высота n -го интерференционного минимума при $Q \ll 1$ определяется формулой

$$h_2^{(n)} = \frac{n}{2} \frac{\lambda R}{h_1 a_s} \left(a_s + \frac{h_1 R^2}{n \lambda R + 2 h_1 h_2} \right), \quad \text{где } n = 1, 2, \dots$$

Для измерения рефракции зондированием поля по высоте использовался тот же передатчик, что и при самолетных измерениях. Приемный пункт радиолинии располагался на удалении 7,7 км и содержал направленную антенну на телескопиче-

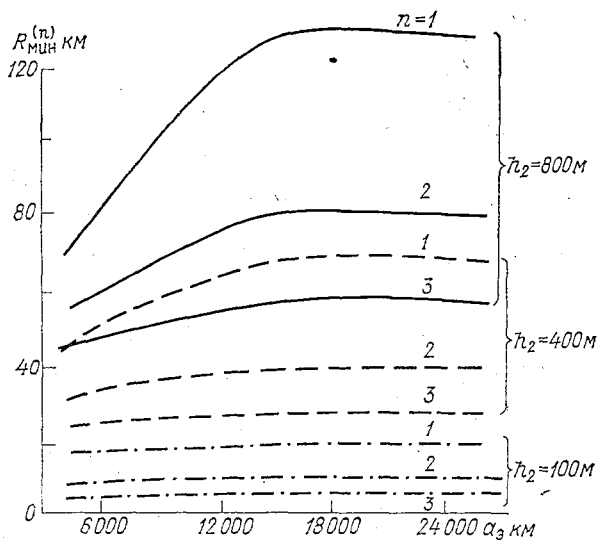
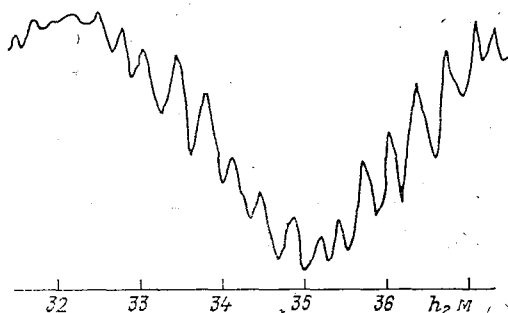


Рис. 3. Зависимость удаления первых трех интерференционных минимумов $R_{\min}^{(n)}$ от α_0 при фиксированных значениях h_2 .

й мачте, приемник и двухкоординатный самописец, связанный приемником и приводом антенны. За один подъем (или спуск) антенны на самописце вычерчивался график, подобный рис. 4.



4. Образец измеренной отной зависимости поля изи первого интерференционного минимума. 20 сентября 1980 г., 10 ч 15 мин.

Как видно, кроме основного интерференционного лепестка на фике воспроизводится более мелкая интерференционная структура поля, свидетельствующая о приеме еще одного луча, который ажается от участка берегового склона, расположенного непосредственно под приемной антенной. Наличие этих колебаний не

Результаты синхронных измерений уровня рефракции (a_0/a) в сезоне 1980
(a — действительный радиус Земли)

Дата	Время, час	Измерения						Ветер	
		наземные		корабельные		самолетные		скорость, м/с	направление
		радиометрические (радиогоризонт)	радионтерференционные (радиолиния)	метеорологические градиентные	радиотехнические (метод погоного ослабления)	радионтерференционные	метеорологические градиентные		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
10 IX	14	2,0		1,6				4	B
	16	1,33		1,4				5	ЮВ
	18	0,63		1,25			1,5	5	ЮВ
	20	1,0		1,5	1,3			4	B
	22	1,3		1,55	1,3			0	
11 IX	00	1,28		1,3	1,4			5	СВ
	02	1,1		1,5	1,4			5	С
	04	1,33		1,4	1,5			1	С
	06	1,4						2	СЗ
	10	1,28		1,55				4	B
12 IX	08	1,2		1,4				2	ЮЗ
	10	1,15		1,65	1,4			3	ЮЗ
	12	1,15		1,4	1,4			5	ЮЗ
	14	0,6		1,5	1,5			5	ЮЗ
	16	1,2		1,5				3	СЗ
12 IX	16	1,2					1,2	7	ЗСЗ
13 IX	12	1,0					1,3	3	ССЗ
	18	2,3					1,4	4	Ю
14 IX	12	0,6	0,8				1,35	4	ЮЗ
15 IX	12	1,33						4	СЗ
17 IX	10	1,1	0,85					1	СЗ
	12	1,3					1,4	3	СЗ
	13	2,6					1,2	3	СЗ
19 IX	10	3,0	3,0					0	
20 IX	10	0,6	1,1					8-10	ССЗ
21 IX	10	0,8	0,9					8	ССЗ
22 IX	08	1,1	0,75					1	ЮВ
23 IX	09	0,8	0,85					3	ЮЮ
	11	0,8	0,85	1,38				4	ЮЮ
	12	1,1		1,86				7	ЮЗ
	13	0,7		1,90				4	ЮЮ
	14	0,9		1,86				4	ЮЗ
	16	1,0		1,82				4	ЮЗ
	18	1,3		1,53				4	ЮЗ
24 IX	07	1,3		2,56	1,3			3	С
	08	1,0			1,3			3	С
	09	1,3		1,86	1,3				
24 IX	10	0,7			1,3			8	С
	11	0,6		2,63	1,3				
	12	1,1			1,3			7	ССВ
	13	1,0		3,48	1,3				
	14	0,8			1,3				
	15	0,7		3,18	1,3			3	ЮЗ
	16	0,7			1,3			5	ЮЮ
	17	0,6			1,3				
	18	0,6			1,3			8	ЮЗ

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
25 IX	12	1,0						4	ЮВ
	14	1,1						1	ЮВ
26 IX	08	1,0		1,72	1,3		1,3	1	С
	09	1,0			1,3			1	С
	10	0,8		1,79	1,3	1,6	1,6	6	В
	11	0,7			1,3	1,7			
	12	0,8		1,43	1,3			5	ВЮВ
	13	0,8			1,3		1,45		
	14	1,0		1,72	1,3			6	В
	15	0,8			1,3				
	16	0,5			1,3			5	В
	17	0,5		1,5	1,3				

репятствует определению основного минимума. Однако по мере увеличения волнения моря глубина основных интерференционных эпестков уменьшается и мелкие лепестки, размер которых остается неизменным, снижают точность отсчетов.

Результаты измерений интерференционным методом на установке «Радиолиния» представлены в графе 4 сводной таблицы.

3. Методы градиентных метеорологических измерений

Знание высотного профиля влажности, температуры и давления позволяет рассчитать изменение показателя преломления с высотой и оценить уровень атмосферной рефракции. В сезоне 1980 г. а специальном исследовательском судне проводились градиентные метеорологические измерения в приводном слое атмосферы по ранее использовавшейся методике [2]. В сводной таблице результаты этих измерений представлены в графе 5. Для сравнения рефракция измерялась также методом погонного ослабления радиоволн графа 6) [1].

В дополнение к ранее использовавшимся методам были поставлены работы по самолетному зондированию атмосферы. С помощью измеренных высотных профилей метеорологических параметров определялось среднее значение градиента показателя преломления dn/dh на высотах, превышающих 100 м, и затем с помощью формулы $1/a_s = dn/dh + 1/a$ рассчитывались значения коэффициента рефракции. Результаты расчетов приведены в графе 8.

4. Обсуждение результатов

Период проведения эксперимента в районе Карадага характеризовался крайне неустойчивой погодой, обусловленной прохождением атмосферных фронтов и циклонов. Такая погода наименее благоприятна для измерения рефракции, поскольку неустойчивость атмосферы вызывает существенные отличия приводной структуры дифференцированного показателя преломления $N(h)$ от моделей, положенных в основу применяемых методов. Кроме того, сильные ветры с суши могут обусловить значительную горизонтальную

неоднородность атмосферы, что затрудняет сопоставление данных синхронных измерений, проводимых в различных точках. Такая метеорологическая ситуация резко отличается от наблюдавшей в тот же период в 1979 г. [1]. Поэтому измерения, произведенные в 1980 г., представляют особый интерес.

Из таблицы видно, что в большинстве случаев все методы дают весьма близкие значения коэффициента рефракции a_3/a . Это подтверждает их применимость даже и в такой крайне неблагоприятной метеорологической обстановке. Лишь 24 сентября значения a_3/a , полученные по данным градиентных методов измерений с корабля, явно завышены. Указанный период характеризовали сильными ветрами с суши (см. таблицу). Это обусловило значительную горизонтальную неоднородность атмосферы, что подтверждается самолетными измерениями.

С учетом сделанных замечаний можно провести предварительную оценку использовавшихся методов измерения рефракции.

Как уже указывалось, результаты исследований свидетельствуют о больших возможностях метода «Радиогоризонт», позволяющего поставить систематические наблюдения для исследования закономерностей суточного и сезонного хода рефракции, пространственной структуры ее параметров. Так, некоторые новые результаты по закономерностям суточного и пространственного изменения рефракции оказалось возможным получить в данной работе только благодаря использованию радиометрического метода.

Главное достоинство интерференционных методов измерения рефракции состоит в том, что амплитудные соотношения, мощностные сигналы, не оказывают непосредственного влияния на результаты измерений, поскольку уровень рефракции определяется геометрическими величинами — высотами, расстояниями. Интерференционный метод, реализуемый с помощью береговой измерительной радиолуны, отличается высокой точностью, оперативностью и надежностью получения данных, что позволяет рекомендовать его для проведения регулярных наблюдений на стационарных пунктах. Самолетный интерференционный метод является весьма перспективным для решения исследовательских задач, связанных с уточнением связей между погодными условиями и рефракцией, ее пространственным распределением. Важно, что измерения могут проводиться на волах тех радиоустройств, для которых требуется оценить влияние рефракции.

Метод погонного ослабления радиоволн относится к наиболее надежным, но оперативность его в корабельном варианте крайне низка. Существенное повышение возможностей метода может быть достигнуто при установке прямо-регистрирующей аппаратуры на самолете.

Градиентные метеорологические измерения могут быть рекомендованы для условий стабильной и нейтральной атмосферы. При неустойчивой стратификации ошибки метода возрастают. В случае неустойчивой атмосферы необходима корректировка, для чего тр

уется набор статистических данных о структуре вертикального профиля показателя преломления.

Результаты, полученные в 1980 г., подтверждают общие закономерности, выявленные ранее [1]. И в этом эксперименте наблюдался хорошо выраженный суточный ход рефракции: уровень ее повышается к вечеру и удерживается относительно высоким до утра; днем рефракция ниже. Объяснение этого эффекта приведено в [1]; оно в полной мере применимо и к результатам 1980 г. Действительно, ветровой режим в районе работ и в этом году характеризовался преобладанием ветров с суши на море в вечернее и ночное время и ветрами с моря днем.

Однако относительно низкая температура воздуха, отсутствие аметного дневного прогрева, обусловили низкую по сравнению тем же периодом 1979 г. интенсивность процессов испарения. В результате уровень рефракции оказался в среднем существенно ниже. Если в 1979 г. рефракция была, как правило, повышенной, то в сезоне 1980 г. преобладала пониженная рефракция.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность профессору А. А. Загородникову и сотрудникам Карадагской актиомеретрической обсерватории за помощь в организации проведения экспериментальных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- К вопросу определения тропосферной рефракции/Г. Г. Шукин, Ю. А. Мельник, И. В. Андреев и др.—Труды ГГО, 1982, вып. 451.
Оценка условий распространения радиоволн над морем радиометрическим методом/Г. Г. Шукин, Ю. А. Мельник, С. М. Гальперин и др.—Труды ГГО, 1982, вып. 451.
Распространение ультракоротких волн/Под ред. Б. А. Шиллерова.—М.: Сов. радио, 1954.

И. В. Андреев, Е. В. Мартынова, А. В. Рыжков

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ НА ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ РЕФРАКЦИИ РАДИОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

В работе [2] установлена связь между значением радиояркостой температуры излучения системы атмосфера—море в направлении на радиогоризонт $T_{я, макс}$ и значением эквивалентного радиуса земли $a_э$, являющегося количественной оценкой уровней атмосферной рефракции, в следующем виде:

$$T_{я, макс} = T_0(1 - e^{-\tau_{макс}}) - \Delta T,$$

$$\tau_{макс} = a_э^{1/2} \left[(\pi/2)^{1/2} \sum_{i=1, 2} \gamma_i(0) H_i^{1/2} + (2h_0)^{1/2} \sum_{i=1, 2} \gamma_i(0) \right], \quad (1)$$

где T_0 — температура вблизи поверхности Земли в кельвинах $\Delta T = 6$ К — поправка на неизотермичность атмосферы; h_0 — высота расположения радиометра; $\gamma_i(0)$ и H_i — параметры вертикального профиля суммарного коэффициента поглощения в кислород ($i=1$) и водяном паре ($i=2$), аналитическое выражение для которого имеет вид

$$\gamma(h) = \sum_{i=1,2} \gamma_i(0) e^{-h/H_i}. \quad (2)$$

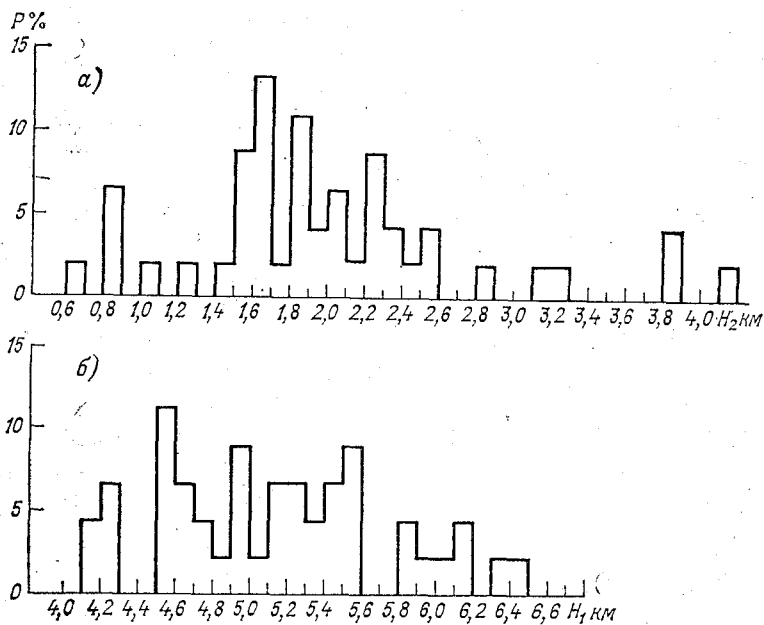


Рис. 1. Гистограммы частоты повторяемости значений H_2 (а) и H_1 (б).

Из формул (1) следует, что для расчета величины a_0 по измеренному значению радиояркостной температуры в максимуме углового местного профиля $T_{я, макс}$ необходимо знать параметры $\gamma_i(0)$ и H_i .

Величины $\gamma_i(0)$ легко рассчитываются по приземным значениям метеопараметров. На первоначальном этапе исследований параметры H_i принимались равными среднеклиматическим значениям $H_1 = 5,3$ км и $H_2 = 2,1$ км, что приводило к заметным погрешностям при оценке рефракции.

В настоящей работе производится оценка указанных погрешностей и предлагаются изменения в методике радиометрического способа измерения рефракции, их устраняющие.

Степень изменчивости вертикального профиля $\gamma(h)$ анализировалась на базе данных вертикального самолетного зондирования полученных при полетах в районе акватории Черного моря в сентябре 1979 г. и сентябре 1980 г. (всего 45 зондирований).

В зондированиях отсчет высоты производился дискретно через 200 м, высота верхнего отсчета составляла от 1000 до 3000 м. В ходе обработки для каждого значения высоты определялись коэффициенты поглощения в кислороде $\gamma_1(h)$ и водяном паре $\gamma_2(h)$ по известным формулам [1]. Для каждого измеренного профиля $\gamma_{1,2}^{(n)}(h)$ определялись эффективные толщины атмосферы по кислороду $H_1^{(n)}$ и водяному пару $H_2^{(n)}$ по методу наименьших квадратов.

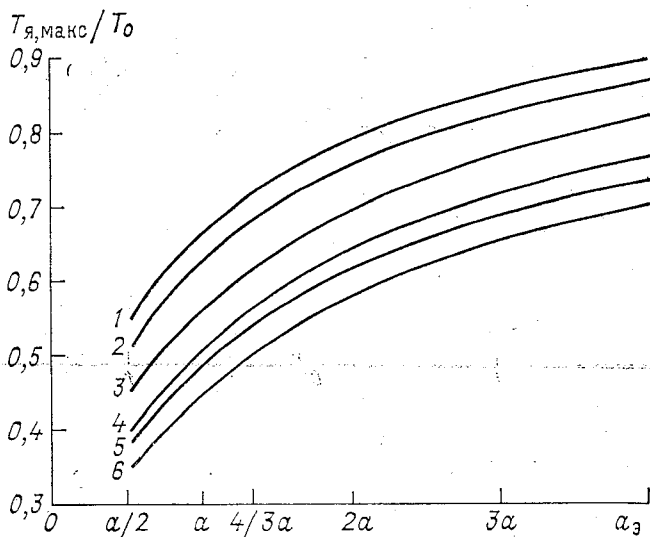


Рис. 2. Зависимость $T_{я, макс}/T_0$ от a_3 при различных значениях H_1 и H_2 .

α — действительный радиус Земли.

	Кривая					
	1	2	3	4	5	6
ρ г/м ³	20	20	20	7,5	7,5	7,5
H_1 км	5,75	5,30	4,55	5,75	5,30	4,55
H_2 км	2,78	2,10	1,24	2,78	2,10	1,24

воду $H_1^{(n)}$ и водяному пару $H_2^{(n)}$ по методу наименьших квадратов.

Гистограммы частоты повторяемости значений H_1 и H_2 приведены на рис. 1.

Статистическая обработка результатов показала, что средние значения $\langle H_1 \rangle = 5,2$ км и $\langle H_2 \rangle = 2,0$ км мало отличаются от среднеклиматических, но дисперсии $\sigma_1 = 0,60$ км и $\sigma_2 = 0,77$ км довольно велики. На рис. 2 изображены кривые зависимости $T_{я, макс} = T_{я, макс}(a_3)$ при значениях $H_i = \langle H_i \rangle \pm \sigma_i$, откуда видно, что погрешность оценки a_3 за счет неопределенности параметров T_i значительна, особенно при повышенной рефракции. Данную погрешность можно резко снизить, если наряду с измерением

радиояркой температуры в максимуме производить измерения $T_{\text{я}}$ в области углов места, где влиянием рефракции можно пренебречь и радиояркая температура определяется только совокупностью параметров $\gamma_i(0)$ и H_i .

Для определения границы этой области воспользуемся приближенным выражением для $T_{\text{я}}(\psi)$ [2]

$$T_{\text{я}}(\psi) = T_0 \frac{1}{\sin \psi} \sum_{i=1,2} \gamma_i(0) H_i \left(1 - \frac{H_i}{a_0 \sin^2 \psi} + \dots \right), \quad (3)$$

справедливым при выполнении неравенства $\sin \psi \gg (H_i/a_0)^{1/2}$. Не трудно показать, что уже при $\psi \geq 5^\circ$ членом, содержащим a_i в (3) можно пренебречь. Точность определения величины $\xi_1 = \sum_{i=1,2} \gamma_i(0) H_i$ по формуле (3) тем выше, чем меньше угол ме-

ста ψ , при котором измеряется радиояркая температура. Исходя из этих соображений дополнительное измерение $T_{\text{я}}$ следует производить при угле ψ_0 в интервале $5-10^\circ$. Рассчитав с помощью (3) величину ξ_1 , можно с большой степенью точности оценить сумму $\xi_2 = \sum_{i=1,2} \gamma_i(0) H_i^{1/2}$, фигурирующую в выражении (1)

для определения a_0 . Поскольку величины H_1 и H_2 при этом порознь не вычисляются, величина ξ_2 определяется по значению ξ_1 с некоторой погрешностью, которая, как можно показать, не превышает 5% при изменении параметров H_i в пределах $\langle H_i \rangle \pm \sigma_i$. Дополнительное увеличение точности оценки рефракции достигается с использованием результата измерения радиояркой температуры в зените на длине волны $\lambda = 1,35$ см, соответствующей линии резонанса H_2O , что позволяет рассчитать эффективную толщину атмосферы по водяному пару H_2 и тем самым разделить вклады поглощения в кислороде и водяном паре в исходной формуле (1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. П. Радиоизлучение Земли как планеты. — М.: Наука, 1974. — 188 с.
2. Оценка условий распространения радиоволн над морем радиометрическим методом / Г. Г. Шукин, Ю. А. Мельник, С. М. Гальперин и др. — Труды ГГО 1982, вып. 451.

В. Э. Грикуров, Е. В. Мартынова, А. В. Рыжков

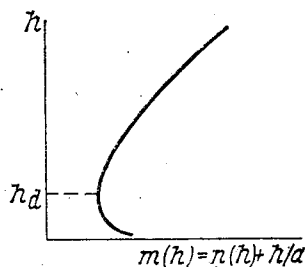
РАДИОТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АТМОСФЕРЫ И МОРЯ В ПРИСУТСТВИИ ТРОПОСФЕРНОГО ВОЛНОВОДА

Вопрос о влиянии атмосферной рефракции на тепловое излучение атмосферы и моря при скользких углах рассматривался в работе [3] в предположении линейного изменения показателя преломления n с высотой h . При этом расчеты производились

геометрооптическом приближении, в качестве количественной оценки уровня рефракции использовалось значение эквивалентного радиуса Земли a_0 .

Экспериментальные исследования приводного слоя [4, 5] свидетельствуют о том, что высотный профиль $n(h)$ вблизи морской поверхности может очень сильно отличаться от линейного и характеризоваться наличием поверхностного волновода (рис. 1).

рис. 1. Высотный профиль приведенного показателя преломления при наличии волновода.



Пример расчета радиояростной температуры для некоторого конкретного типа волноводного профиля $n(h)$ в лучевом приближении содержится в [2].

В присутствии волновода лучевая картина существенно усложняется (рис. 2) и появляется область углов визирования ψ_0 , при

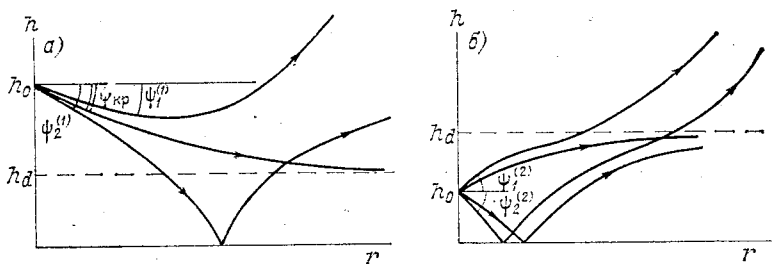


Рис. 2. Лучевая картина при расположении приемника над волноводом (а) и внутри волновода (б).

которых расчет радиояростной температуры по формулам геометрической оптики невозможен. Если приемник находится на высоте h_0 , превышающей высоту волновода h_d , то к таковым относится сектор углов $[\psi_1^{(1)}, \psi_2^{(1)}]$ вблизи «критического луча», выходящего из приемника под углом ψ_{kp} и касающегося верхней стенки волновода на бесконечном удалении от приемника. В том случае, когда приемник находится внутри волновода, сектор неприменимости формул лучевого метода $[\psi_1^{(2)}, \psi_2^{(2)}]$ более широкий и включает себя направления «волноводного захвата» лучей. Именно этот интервал углов ψ_0 представляет наибольший интерес, так как

внутри их достигаются максимальные значения радиояркостной температуры, по которым согласно логике работы [3] определяется уровень рефракции.

Границы интервалов $[\psi_1^{(1)}, \psi_2^{(1)}]$ и $[\psi_1^{(2)}, \psi_2^{(2)}]$ можно установить на основании результатов работы [1]. Опуская промежуточные выкладки, получим:

$$\psi_1^{(1)} = -\sqrt{2} \left[m(h_0) - m(h_d) - \frac{1}{k^2 h_d^2} \right]^{1/2},$$

$$\psi_2^{(1)} = -\sqrt{2} \left[m(h_0) - m(h_d) + \frac{[2(d^2 m(h_d)/dh^2)]^{1/4}}{k^{3/2} h_d} \right]^{1/2},$$

$$\psi_1^{(2)} = \sqrt{2} \left[m(h_0) - m(h_d) + \frac{1}{2k^2 h_d^2} \right]^{1/2} = -\psi_2^{(2)}. \quad (1)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$, $m(h) = n(h) + h/a$ — приведенный показатель преломления (a — радиус Земли). Результаты [1] и, следовательно, формулы (1) имеют место для «сильных» волноводов, что при длине волны излучения $\lambda = 3$ см предполагает выполнение неравенства $h_d > 5 \dots 10$ м.

При расчетах будем использовать модель волновода испарения, полученную на основании решения уравнения турбулентной диффузии в приводном слое атмосферы [5] и описываемую следующим аналитическим выражением:

$$m(h) - m(0) = 1,31 \cdot 10^{-7} \left\{ h - \frac{h_d + h_s}{\Phi[(h_d + h_s)/L]} \times \right. \\ \left. \times \int_0^h \frac{\Phi[(h' + h_s)/L] dh'}{h' + h_s} \right\},$$

$$\text{где } \Phi(\zeta) = \begin{cases} 1 + 8,6\zeta & \text{при } \zeta > 0, \\ (1 - 12,2\zeta)^{-1/2} & \text{при } \zeta < 0, \end{cases}$$

h_d — высота волновода, L — параметр стабильности Монино—Ослова, $h_s = 1,5 \cdot 10^{-4}$ м — параметр шероховатости [5]. Значения $L > 0$ соответствуют стабильному состоянию атмосферы, $L < 0$ — неустойчивому, $L = \infty$ — нейтральному.

Согласно данным работ [4, 5], высота волновода испарения меняется в среднем от 5 до 25 м. При типичных значениях $h_d = 15$ м, $h_0 = 45$ м, $\lambda = 3$ см для нейтрального состояния атмосферы максимум радиояркостной температуры имеет место при

значении $\psi_{кр} = -\sqrt{2}[m(h_0) - m(h_d)]^{1/2} = -1,9 \cdot 10^{-3} \approx -7'$, а ширина интервала $\Delta\psi^{(1)} = \psi_1^{(1)} - \psi_2^{(1)}$ составляет всего $1,6 \cdot 10^{-3} \approx 5'$. Принимая во внимание, что $\Delta\psi^{(1)}$ много меньше ширины д

граммы направленности антенны приемника (44' для МРЛ-1), можно сделать вывод, что для радиометра, расположенного над волноводом, расчет радиояркой и антенной температур можно производить по формулам лучевого метода для всех углов ψ_0 . Соответствующий алгоритм расчета имеет вид

$$\frac{T_{\text{я}}(\psi_0)}{T_0} = \begin{cases} 1 - e^{-\tau(0, h_0)} & \text{при } \psi_0 \geq 0, \\ 1 - e^{-\tau(h_1, h_0) - \tau(h_1, \infty)} & \text{при } \psi_{\text{кр}} < \psi_0 < 0, \\ 1 - R(\theta_0) e^{-\tau(0, h_0) - \tau(0, \infty)} & \text{при } \psi_0 < \psi_{\text{кр}}, \end{cases} \quad (3)$$

$$\text{где } \tau(h', h'') = \int_{h'}^{h''} \frac{\gamma(h)}{\sin \psi(h)} dh,$$

$$\sin \psi(h) = \{\sin^2 \psi_0 + 2[m(h) - m(h_0)]\}^{1/2},$$

h_1 — корень уравнения $\sin \psi(h_1) = 0$, $R(\theta_0)$ — коэффициент отражения Френеля по мощности на горизонтальной поляризации, $\theta_0 = \psi(0)$, $\gamma(h) = \sum_{i=1,2} \gamma_i(0) \exp(-h/H_i)$ — суммарный коэффициент поглощения атмосферы в кислороде и водяном паре. Формулы (3) получены в предположении изотермической атмосферы с температурой T_0 , равной температуре гладкой поверхности моря.

На рис. 3 представлены угловые зависимости $T_{\text{я}}(\psi_0)/T_0$ при различных значениях h_d для нейтральной и стабильной атмосферы ($L = 100$ м), рассчитанные по формулам (3). Для сравнения на рис. 4 приведены аналогичные зависимости для линейных профилей $n(h)$ [3]. В расчетах использовались значения $\gamma_1(0) = \gamma_{\text{O}_2}(0) = 1,88 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$, $\gamma_2(0) = \gamma_{\text{H}_2\text{O}}(0) = 1,35 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$, $H_1 = 5,3 \text{ км}$, $H_2 = 2,1 \text{ км}$, $\epsilon = 60 + i30$, $h_0 = 45 \text{ м}$.

Вычисления, произведенные для нестабильной атмосферы ($L = -100$ м), показали, что соответствующие кривые мало отличаются от кривых для нейтральной атмосферы. Изменение высоты радиометра h_0 (при условии, что $h_0 > h_d$) практически не оказывает влияния на зависимости $T_{\text{я}}(\psi_0)/T_0$.

Анализируя рис. 3, можно сделать вывод, что для нейтральной и нестабильной атмосферы радиояркая температура вблизи направления на радиогоризонт довольно слабо зависит от высоты волновода и по абсолютной величине имеет порядок $T_{\text{я}}(\psi_{\text{макс}})$ при $a_0 \approx a \dots 2a$ для линейного профиля $n(h)$. При стабильной атмосфере значения $T_{\text{я}}(\psi_0)$ вблизи $\psi_{\text{кр}}$ существенно выше и весьма чувствительны к изменениям h_d и L .

Если приемник пассивного излучения находится внутри волновода, то сектор углов неприменимости лучевого приближения $[\psi_1^{(2)}, \psi_2^{(2)}]$ вблизи максимума $\psi_0 = 0$ значительно превышает

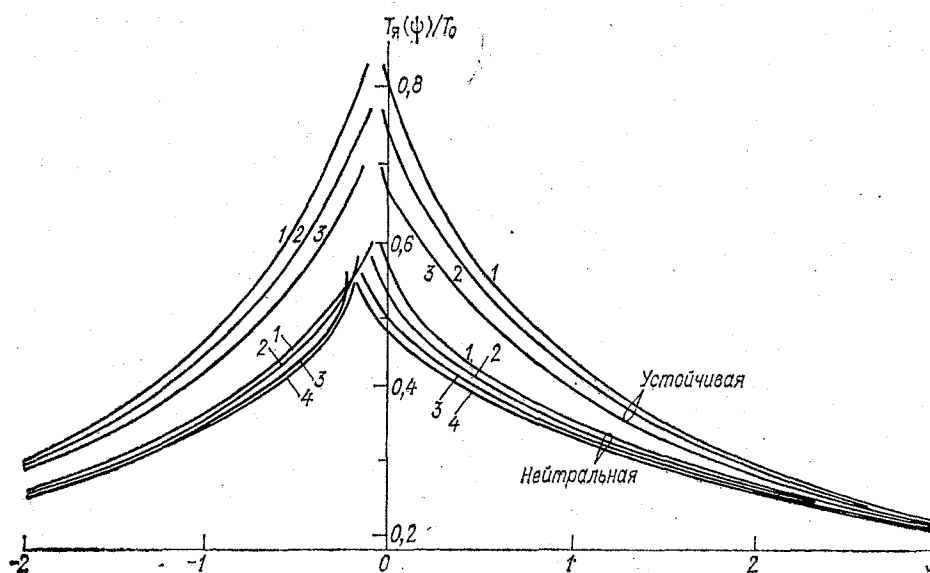


Рис. 3. Зависимость радиояростной температуры от угла места для случая све рефракции.

1) $h_d = 40$ м, 2) $h_d = 30$ м, 3) $h_d = 15$ м, $h_d = 0$ м.

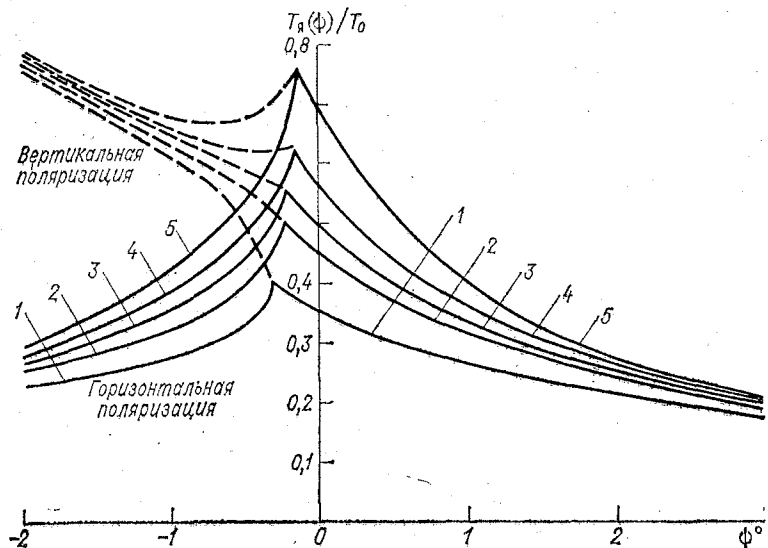


Рис. 4. Зависимость радиояростной температуры от угла места для различных значений эквивалентного радиуса a_0 при линейном высотном профиле $n(h)$.

1) $k = a_0/a = 1/2$, 2) $k = 1$, 3) $k = 4/3$, 4) $k = 2$, 5) $k = 4$.

$\psi_1^{(1)}, \psi_2^{(1)}$] и может быть сравним с шириной диаграммы направленности приемной антенны. Так, например, при типичном значении $m(h_0) - m(h_d) = 10^{-5}$ имеем $\Delta\psi^{(2)} = \psi_1^{(2)} - \psi_2^{(2)} \approx 0,6^\circ$. В этом случае строгий расчет $T_\pi(\psi)$ вблизи максимума излучения произвести не удастся и можно лишь ограничиться приближенными оценками.

В частности, можно указать соотношение между высотой волновода и длиной волны излучения, при которых радиояркая температура в максимуме $\psi_0 = 0$ достигнет насыщения, т. е. термодинамической температуры T_0 . При одномодовом распространении в бесконечном по протяженности волноводе радиояркая температура в максимуме грубо оценивается величиной интеграла

$$\frac{T_\pi(0)}{T_0} \approx \int_0^\infty \gamma(0) e^{-[\gamma(0) + \gamma_m] l} dl \approx \frac{\gamma(0)}{\gamma(0) + \gamma_m}, \quad (4)$$

где $\gamma(0)$ — коэффициент атмосферного поглощения внутри волновода, γ_m — декремент затухания низшей нормальной волны в волноводе, $T_\pi(0) \approx T_0$ с точностью до 1 %, если $\gamma_m \leq \frac{1}{100} \gamma_0 \approx 3,2 \cdot 10^{-5} \text{ км}^{-1} \approx 2,8 \cdot 10^{-4} \text{ дБ/км}$. Такой исчезающе малый декремент затухания эквивалентен наличию полного «волноводного завата», имеющего место в волноводах типа (2) при выполнении равенства [5]

$$\left(\frac{h_d}{10}\right)^{3/2} f \geq 10 \dots 30 \quad (5)$$

самом широком диапазоне изменения параметра стабильности, где f — частота излучения в гигагерцах, h_d — высота волновода в метрах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Булдырев В. С., Грикуров В. Э., Саликов С. П. Горизонты прямой видимости и границы применимости метода нормальных волн при сверхрефракции. — Радиотехника и электроника, 1979, т. 24, № 7, с. 1323—1331.
- Гурвич А. С., Ершов А. Т. О радиотепловом излучении атмосферы при волноводном распространении. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 2, с. 218—221.
- Оценка условий распространения радиоволн над морем радиометрическим методом/Г. Г. Шукин, Ю. А. Мельник, С. М. Гальперин и др. — Труды ГГО, 1982, вып. 451.
- Статистические характеристики показателя преломления в приводном слое атмосферы/Н. А. Дорфман, В. А. Кабанов, Ф. А. Кивва, И. С. Тургенев. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 5, с. 549—552.
- Rotherham S. Radiowave propagation in the evaporation duct. — Marconi Review, 1974, vol. 37, N 192, p. 18—40.

ВЛИЯНИЕ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ НА РАДИОТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СКОЛЬЗЯЩИХ УГЛАХ

В работе [5] производился расчет радиояркой температур излучения системы атмосфера—море вблизи направления на радиогоризонт в зависимости от условий атмосферной рефракции. При этом поверхность моря предполагалась невзволнованной и зеркально отражающей. Радиоизлучение взволнованной морской поверхности достаточно подробно изучено в работах [1, 7, 8], и лишь при углах скольжения, превышающих $10\text{--}20^\circ$. Целью настоящей работы является рассмотреть случай скользящего падения

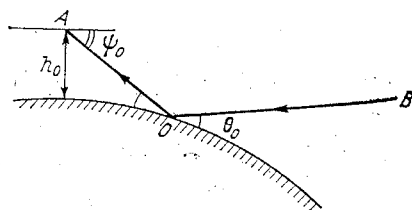


Рис. 1. Иллюстрация механизма отражения гладкой морской поверхности.

лучей, когда существенны эффекты затенения морских волн и собственное излучение моря сравнимо по величине с атмосферным подсветом, сильно зависящим от рефракции.

Если поверхность моря гладкая, то радиояркая температура при углах ниже радиогоризонта представляет собой сумму трех слагаемых:

$$T(\psi_0) = T_1 + T_2 + T_3, \quad (1)$$

где

$$T_1 = T_0 [1 - e^{-\tau(0, h_0, \theta_0)}]$$

— излучение атмосферы, соответствующее лучу OA (рис. 1),

$$T_2 = T_m \chi(0_0) e^{-\tau(0, h_0, \theta_0)}$$

— собственное излучение морской поверхности,

$$T_3 = T_0 R(\theta_0) e^{-\tau(0, h_0, \theta_0)} [1 - e^{-\tau(0, \infty, \theta_0)}]$$

— переотраженное поверхностью моря атмосферное излучение — так называемый атмосферный подсвет (OB на рис. 1).

При выводе (1) атмосфера предполагалась изотермической с температурой T_0 . Здесь T_m — температура морской поверхности

$(\theta_0) = 1 - R(\theta_0)$ — коэффициент излучения морской поверхности,
 (θ_0) — коэффициент отражения Френеля по мощности,

$$\tau(h_1, h_2, \theta) = \int_{h_1}^{h_2} \frac{\gamma(h)}{\sin \theta(h)} dh, \quad \sin \theta(h) = \left(\sin^2 \theta + \frac{2h}{a_s} \right)^{1/2},$$

$$\sin \theta_0 = \left(\sin^2 \psi_0 - \frac{2h_0}{a_s} \right)^{1/2},$$

a_s — эквивалентный радиус Земли [5], γ — коэффициент поглощения в атмосфере.

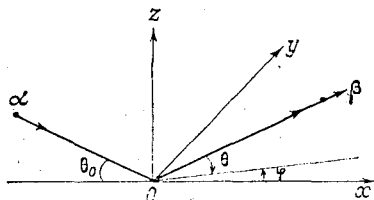


рис. 2. Иллюстрация механизма рассеяния взволнованной морской поверхностью.

При наличии волнения на море слагаемые T_i в формуле (1) необходимо заменить на $\tilde{T}_i$:

$$\tilde{T}_1 = T_1,$$

$$\tilde{T}_2 = T_m e^{-\tau(0, h_0, \theta_0)} \left[1 - \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sigma(\theta_0, \theta, \varphi) \cos \theta d\theta d\varphi \right],$$

$$\begin{aligned} \tilde{T}_3 = T_0 e^{-\tau(0, h_0, \theta_0)} \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sigma(\theta_0, \theta, \varphi) [1 - e^{-\tau(0, \infty, \theta)}] \times \\ \times \cos \theta d\theta d\varphi. \end{aligned} \quad (2)$$

Углы θ и φ изображены на рис. 2.

Функция $\sigma(\theta_0, \theta, \varphi)$ с точностью до множителя $\sin \theta_0$ совпадает бипозиционным сечением рассеяния [7, 8].

При $T_0 = T_m$ выражение для $\tilde{T}_\pi(\psi)$ можно записать в более простом виде:

$$\begin{aligned} \tilde{T}_\pi(\psi_0) = T_0 - T_0 e^{-\tau(0, h_0, \theta_0)} \frac{1}{4\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \sigma(\theta_0, \theta, \varphi) \times \\ \times e^{-\tau(0, \infty, \theta)} \cos \theta d\theta d\varphi. \end{aligned} \quad (3)$$

В ряде задач при расчете рассеяния СВЧ радиоволн сантиметрового диапазона реальной морской поверхностью используется двухмасштабная модель [6], в которой сечение рассеяния представляется суммой двух компонент:

$$\sigma = \sigma_0 + \langle \sigma_1 \rangle, \quad (4)$$

причем σ_0 является вкладом рассеяния на крупномасштабных составляющих волнения, а $\langle \sigma_1 \rangle$ есть вклад рассеяния на мелко-

масштабной компоненте, осредненной по совокупности углов уклона крупных волн.

В случае обратного рассеяния при достаточно малых углах скольжения в сумме (4) преобладает слагаемое $\langle \sigma_1 \rangle$. Вблизи угла зеркального отражения в (4) доминирует σ_0 . Поскольку в нашей задаче мы имеем дело с последней ситуацией, то будем считать $\sigma \approx \sigma_0$, что существенно упростит расчеты.

Действительно, в [6] показано, что $\langle \sigma_1 \rangle = 0$ в интервале углов вблизи угла зеркального отражения $\theta = \theta_0$, $\varphi = 0$, определенно неравенством

$$k [(\cos \theta_0 - \cos \theta \cos \varphi)^2 + \cos^2 \theta_0 \sin^2 \varphi]^{1/2} < \frac{\omega_{\min}^2(\lambda)}{g}, \quad (5)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $g = 9,8$ м/с², $\omega_{\min}(\lambda)$ — частота разбиения частотного спектра морского волнения на крупномасштабную и мелкомасштабную компоненты. Для $\lambda = 3$ см $\omega_{\min} = 20$ с⁻¹ [6]. Анализ неравенства (5) при $\lambda = 3$ см показывает, что для малых θ_0 оно выполняется в конусе раствором примерно 30° по углу θ_0 и 12° по углу φ вблизи луча зеркального отражения $\theta = \theta_0$, $\varphi = 0$. Простые оценки показывают, что учет рассеяния рябью вне указанного углового интервала θ и φ дает малый вклад в интегралы (2) и (3). По данным точных расчетов [7] для $f = 8,36$ ГГц при $\theta_0 = 20^\circ$ различие между расчетными значениями $\bar{T}$ в двухмасштабной и одномасштабной моделях не превышает 5 К.

В приближении Кирхгофа при горизонтальной поляризации принимаемого излучения для $\sigma = \sigma_0$ имеет место следующее выражение:

$$\sigma_0 = \frac{\pi q^4}{\sin \theta_0 q_z^4} \frac{R_r(\mu) a^2 + R_v(\mu) b^2}{a^2 + b^2} P(\theta_0, \theta, \varphi) W\left(\Gamma = -\frac{q_{\perp}}{q_z}\right), \quad (6)$$

в котором $\mathbf{q} = \beta - \alpha$, вектор рассеяния (единичные векторы α и β изображены на рис. 2),

$$\mathbf{q}_{\perp} = q_x \mathbf{e}_x + q_y \mathbf{e}_y, \quad q_x = \cos \theta \cos \varphi - \cos \theta_0,$$

$$q_y = \cos \theta \sin \varphi, \quad q_z = \sin \theta + \sin \theta_0,$$

$$\cos \mu = q/2 = [1 + \sin \theta \sin \theta_0 - \cos \theta \cos \theta_0 \cos \varphi]^{1/2} / \sqrt{2},$$

$$a = \cos \theta_0 \sin \theta + \sin \theta_0 \cos \theta \cos \varphi, \quad b = \cos \theta \sin \varphi,$$

$P(\theta_0, \theta, \varphi)$ — функция затенений [3], $W(\Gamma)$ — функция распределения уклонов морских волн $\Gamma = \nabla Z(\mathbf{r})$, R_r и R_v — коэффициенты отражения Френеля от зеркальной поверхности соответственно на горизонтальной и вертикальной поляризации.

Ограничимся рассмотрением наиболее простого случая одномерного волнения вдоль оси x . В этом случае выражение для σ

ильно упрощается. Совершая замену переменной $\Gamma_x = u = \frac{\theta - \theta_0}{2}$, можно перейти к следующему выражению для $\tilde{T}$:

$$\begin{aligned} \tilde{T} = T_0 - T_0 e^{-\tau(\theta, \theta_0)} \int_{-\theta_0/2}^{\infty} W(u) P(\theta_0, 0) \times \\ \times \left(1 + \frac{u}{\theta_0}\right) R_r(\theta_0 + u) e^{-\tau(\theta, \infty, \theta)} du. \end{aligned} \quad (7)$$

Для нормальной случайной поверхности

$$W(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} u_0} e^{-\frac{u^2}{2u_0^2}},$$

$$P(\theta_0, \theta) = \frac{1}{\Lambda(\theta_0/u_0) + \Lambda(\theta/u_0) + 1},$$

$$\text{где } \Lambda(x) = \frac{1}{2x} \left[\sqrt{\frac{2}{\pi}} e^{-x^2} - x \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{\sqrt{2}}\right) \right],$$

$$\operatorname{erfc}(\varphi) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\varphi} e^{-t^2} dt,$$

u_0 — средний квадратический уклон.

Для оценки u_0 можно использовать соотношение $u_0 = 0,0346V^{1/2}$ [4], где V — скорость ветра ($[V] = \text{м/с}$), справедливое для полностью развитого ветрового волнения. Для конкретных расчетов рались значения $u_0 = 0,06$ ($V \approx 3 \text{ м/с}$) и $u_0 = 0,09$ ($V \approx 7 \text{ м/с}$) соответствующие случаям слабого и умеренного волнения (при больших скоростях ветра необходимо учитывать излучение пены), значение диэлектрической проницаемости морской воды $\epsilon = 60 + i30$. При расчетах зависимость коэффициента поглощения (h) от высоты принималась экспоненциальной $\gamma(h) = \sum_{i=1,2} \gamma_i(0) \exp(-h/H_i)$ со значением $\gamma_1(0) = 1,88 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$, $\gamma_2(0) = 1,35 \cdot 10^{-3} \text{ км}^{-1}$, $H_1 = 5,3 \text{ км}$, $H_2 = 2,1 \text{ км}$ (индекс «1» соответствует поглощению в кислороде, индекс «2» — поглощению в водяном паре). Высота расположения радиометра h_0 полагалась равной 45 м. Кривые зависимостей $T_{\pi}(\psi_0)$ для гладкой и взволнованной морской поверхности при различных значениях эквивалентного радиуса a_0 приведены на рис. 3.

Как следует из рис. 3, наличие волнения приводит к заметному снижению значений T_{π} на «морском интервале» углов, что может быть объяснено влиянием затенений при малых углах скольжения, тогда максимум индикатрисы рассеяния при фиксированном θ_0 будет иметь место не при зеркальном угле $\theta = \theta_0$, а при $\theta > \theta_0$.

и направлению θ_0 будет соответствовать атмосферное излучение не с $T(\theta_0)$, а с $T(\theta) < T(\theta_0)$.

Двумерность морского волнения усложнит расчеты, но эффект влияния волнения по порядку останется тем же самым. При этом происходит деполаризация излучения, переотраженного морской поверхностью, приводящая к небольшому увеличению $T_{\pi}(\psi_0)$ при $\psi_0 < -(2h_0/a_0)^{1/2}$, о чем свидетельствует структура множителя в (6)

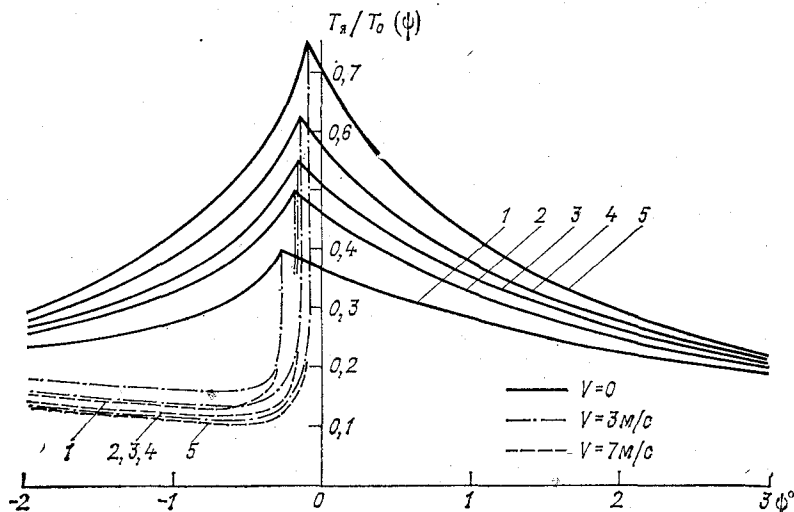


Рис. 3. Зависимость радиояростной температуры от угла места для гладкой и взволнованной морской поверхности при различных значениях эквивалентного радиуса.

1) $a_0/a=1/2$, 2) $a_0/a=1$, 3) $a_0/a=4/3$, 4) $a_0/a=2$, 5) $a_0/a=4$. a — радиус Земли.

содержащего R_{Γ} и R_B : $\frac{R_{\Gamma}a^2 + R_Bb^2}{a^2 + b^2} < R_{\Gamma}$ при $R_B < R_{\Gamma}$, если $b \neq 0$. т. е. $T_{\pi}(b \neq 0) > T_{\pi}(b = 0)$.

Установим связь угломестного профиля радиояростной температуры $T_{\pi}(\psi_0)$ с профилем антенной температуры $T_a(\psi_0)$ при различных состояниях морской поверхности, если в качестве приемника используется антенна МРЛ-1. С этой целью в конкретных расчетах будем использовать следующую аппроксимацию осесимметричной диаграммы направленности параболической антенны с учетом главного и двух боковых лепестков [2]:

$$G(\Omega) = A_1 e^{-2,8 \frac{\Omega^2}{\Omega_0^2}} + A_2 e^{-11,2 \frac{(\Omega - \Omega_1)^2}{\Omega_0^2}} + A_3 e^{-11,2 \frac{(\Omega - \Omega_2)^2}{\Omega_0^2}},$$

где $A_1 = 0,833$, $A_2 = 0,079$, $A_3 = 0,028$, $\Omega_0 = 0,75^\circ$, $\Omega_1 = 1,2^\circ$, $\Omega_2 = 2,0^\circ$.

Связь антенной температуры T_a с яркостной дается следующим интегральным соотношением:

$$T_a(\psi_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \cos \psi G(\psi, \varphi) T_y(\psi + \psi_0), \quad (9)$$

котором $G(\psi, \varphi) = G(\Omega)$, где $\cos \Omega = \cos \psi \cos \varphi$.

Поскольку для гладкой морской поверхности профиль $T_y(\psi_0)$ областях малых углов ψ_0 для горизонтальной поляризации яв-

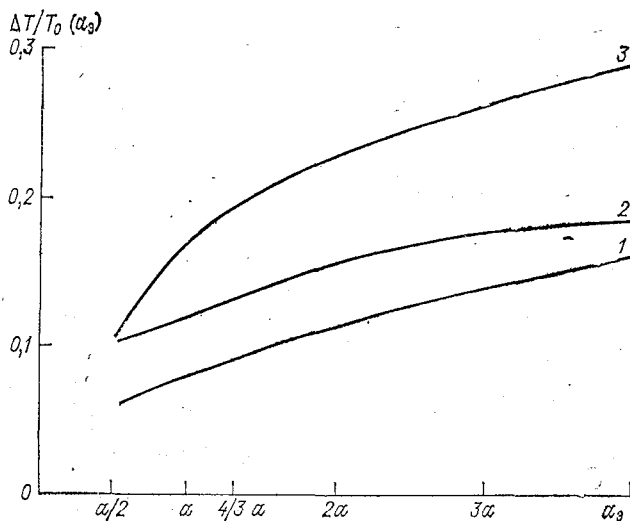


Рис. 4. Зависимость разности радиояркостной и антенной температур в максимуме от эквивалентного радиуса.

a — радиус Земли, равный 6370 км.

ляется практически симметричным относительно направления на радиогоризонт $\psi_{кр} = -(2h_0/a_a)^{1/2}$, то угловое положение максимума излучения при переходе к антенной температуре остается неизменным, а изменяется лишь абсолютное значение максимума на величину $\Delta T = T_y(\psi_{макс}) - T_a(\psi_{макс})$, зависимость которой от a_a при значениях абсолютной влажности $\rho = 7,5$ г/м³ и 20 г/м³, рассчитанная с помощью формулы (9), представлена на рис. 4 (кривые 1 и 2).

При наличии достаточно интенсивного волнения на море профиль $T_y(\psi_0)$ имеет вид асимметричной кривой (см. рис. 3) и соответственно максимум антенной температуры перемещается в область положительных углов на величину порядка полуширины главного эпестка диаграммы направленности. Зависимость $\Delta T(a_a)$ в этом случае изображается кривой 3 на рис. 4 (для $\rho = 7,5$ г/м³). Таким

образом, расхождение $T_{\text{я}}(\psi_{\text{макс}})$ и $T_{\text{а}}(\psi_{\text{макс}})$ может быть значительным, особенно при наличии волнения, и должно учитываться при интерпретации результатов радиометрических измерений вблизи направления на радиогоризонт.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арманд Н. А., Башаринов А. Е., Шутко А. М. Исследование при родной среды радиофизическими методами. Обзор — Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1977, т. 20, № 6, с. 809—841.
2. Атлас Д. Успехи радарной метеорологии. — Л.: Гидрометеиздат, 1967.— 194 с.
3. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
4. Марцинкевич Л. М. Распределение уклонов взволнованной поверхности моря. — Метеорология и гидрология, 1970, № 10, с. 41—55.
5. Оценка условий распространения радиоволн над морем радиометрическим методом/Г. Г. Шукин, Ю. А. Мельник, С. М. Гальперин и др. — Труды ГТС 1982, вып. 451.
6. Энергетические характеристики рассеяния радиоволн УКВ диапазона взволнованной поверхностью моря/А. И. Калмыков, Ю. А. Лемента, И. Е. Осровский, И. М. Фукс. — Препринт № 71, ХИРЭ, 1976.
7. Wentz F. J. A two-scale scattering model from foam-free sea microwave brightness temperatures. — J. Geophys. Res., 1975, vol. 80, N 24, p. 3441—3444.
8. Wu S. T., Fung A. K. A noncoherent model for microwave emission and back scattering from the sea surface. — J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, N 3, p. 5917—5929.

Л. П. Бобылев, Г. Г. Шуки

ОЦЕНКА ТОЧНОСТИ РАДИОТЕПЛОЛОКАЦИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ОБЛАЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Оптическая толщина атмосферы τ может быть определена либо по измерениям интенсивности радиоизлучения внеземных источников (например, Солнца или Луны), либо по измерениям собственного радиотеплового излучения атмосферы. В рамках второго метода возможно несколько вариантов [5]. Рассмотрим некоторые из них.

1. Определение τ по абсолютным измерениям радиотеплового излучения атмосферы (абсолютный метод). Исходным для применения абсолютного метода является известное соотношение

$$\tau(\lambda) = -\ln \left[1 - \frac{T_{\text{я}}(\lambda)}{T_{\text{э}}(\lambda)} \right], \quad ($$

где $T_{\text{я}}$ и $T_{\text{э}}$ — радиояркостная и эффективная температуры атмосферы, λ — длина волны. Как следует из этого соотношения, точность определения τ зависит от точности измерения радиояркостной температуры и от того, насколько хорошо известно значе-

не T_3 . Согласно [2, 7], радиояркостную температуру можно измерять с точностью не хуже 10 %. При радиотеплолокационных измерениях эффективная температура неизвестна. Существующая методика оценки T_3 для безоблачной атмосферы [6] непригодна при наличии облаков. Поэтому приходится использовать среднеклиматические значения T_3 , полученные с помощью расчетов по данным радиозондирования.

Предполагая, что ошибки измерения $T_я$ и оценки T_3 являются независимыми случайными величинами, можно получить выражение для дисперсии ошибки определения τ при зондировании зенит:

$$\sigma_{\tau_{\text{эксп}}}^2 \approx \frac{e^{2\tau_0}}{T_{30}^2} \left\{ \sigma_{T_я}^2 + (1 - e^{-\tau_0})^2 \sigma_{T_3}^2 \right\}, \quad (2)$$

где σ_{T_3} — среднее квадратическое отклонение (СКО) эффективной температуры, $\sigma_{T_я \text{эксп}}$ — средняя квадратическая ошибка измерения $T_я$. Индексом «0» в (2) обозначены среднеклиматические значения соответствующих величин.

Точность измерения $T_я$ охарактеризуем относительной средней квадратической ошибкой $K = \sigma_{T_я \text{эксп}} / T_я$. Оценки $\sigma_{\tau_{\text{эксп}}}$ выполним для двух значений K (0,05 и 0,1). Данные о T_3 возьмем из [3]. Результаты соответствующих оценок в виде значений относительной средней квадратической ошибки определения τ для трех типов облачности (Ac, Cu med., Cu cong.) приведены в табл. 1. Анализ таблицы позволяет сделать следующие выводы:

Таблица 1

Относительная средняя квадратическая ошибка определения оптической толщины $(\sigma_{\tau_{\text{эксп}}} / \tau_0)$ по абсолютным измерениям радиояркостной температуры атмосферы при зондировании в зенит (лето, средние широты)

λ см	$K = 0,05$			$K = 0,1$		
	Ac	Cu med.	Cu cong.	Ac	Cu med.	Cu cong.
0,2	0,09	0,24	≥ 1	0,18	0,46	≥ 1
0,3	0,07	0,12	≥ 1	0,13	0,23	≥ 1
0,4	0,07	0,10	≥ 1	0,12	0,19	≥ 1
0,6	0,07	0,07	0,39	0,13	0,14	0,74
0,9	0,05	0,06	0,11	0,11	0,11	0,20
1,35	0,09	0,06	0,08	0,18	0,12	0,16
2,0	0,05	0,06	0,06	0,10	0,12	0,12
3,0	0,05	0,06	0,07	0,10	0,11	0,12

диапазон длин волн $\lambda < 0,6$ см непригоден для определения τ мощных кучевых облаков абсолютным методом (это — следствие эффекта насыщения радиояркостной температуры);

- при малом поглощении ($\lambda \geq 0,6$ см для слоистообразных облаков, Cu hum. и Cu med., а также $\lambda \geq 1,5$ см для Cu cong. относительные средние квадратические ошибки определения незначительно превышают аналогичные ошибки измерения T ;
- при возрастании поглощения ($\lambda < 0,6$ см для слоистообразных облаков, Cu hum. и Cu med., а также $\lambda = 0,6 \dots 1,5$ см для Cu cong.) ошибки определения τ значительно превышают аналогичные ошибки измерений $T_{я}$.

Специально выполненные оценки показали, что использование истинных значений T_0 вместо среднеклиматических не дает существенного повышения точности определения τ .

Абсолютный метод целесообразно применять для зондирования As, Sc, St и Cu hum. в диапазоне $\lambda = 0,3 \dots 3$ см (кроме линий O_2 для Cu med. в диапазоне $\lambda = 0,6 \dots 3$ см и для Cu cong. в диапазоне $\lambda = 1,5 \dots 3$ см).

2. Относительный метод угломерных разрезов. Этот метод заключается в регистрации интенсивности радиотеплового излучения на нескольких зенитных углах θ при фиксированном азимуте [5]. В принципе достаточно двух углов. Особенностью метода является использование предположения о горизонтальной однородности атмосферы. Следовательно, применение данного метода возможно лишь для слоистообразной облачности.

Сигналы, регистрируемые радиометром под зенитными углами θ_1 и θ_2 , равны

$$u_{1,2} \propto T_{я,2}(1 - e^{-\sec \theta_{1,2}\tau})(1 - \beta_{гл})\eta + \bar{T}_{ф. и1,2}\beta_{и}\eta + \bar{T}_{ф. и1,2}\beta_{н}\eta + T_0(1 - \eta), \quad (3)$$

где коэффициент рассеяния антенны вне главного лепестка β_2 разбит, в соответствии с [5], на две части — изотропную $\beta_{и}$ и не изотропную $\beta_{н}$.

Третье направление выбирается на опорную область, в качестве которой обычно используются участки суши, поросшие густой травой или лесом. Опорный сигнал равен

$$u_{оп} \propto T_{я,оп}(1 - \beta_{гл})\eta + \bar{T}_{ф. оп. и}\beta_{и}\eta + \bar{T}_{ф. оп. н}\beta_{н}\eta + T_0(1 - \eta). \quad (4)$$

В выражениях (3) и (4) η — КПД антенно-волноводного тракта, T_0 — термодинамическая температура тракта, $T_{я,оп}$ — радиояростная температура опорной области, $\bar{T}_{ф. и1,2}$ и $\bar{T}_{ф. оп. и}$ — средний изотропный фон при ориентации антенны под углами θ_1 и θ_2 и в направлении на опору, $\bar{T}_{ф. и1,2}$ и $\bar{T}_{ф. оп. н}$ — не изотропный фон в тех же направлениях.

Вследствие того что фон по изотропной части диаграммы направленности антенны (ДНА) не зависит от ее ориентации, отношение разностей сигналов $\zeta = (u_{оп} - u_1) / (u_{оп} - u_2)$ имеет вид

$$\zeta = \Phi e^{(\sec \theta_2 - \sec \theta_1)\tau}, \quad (5)$$

де

$$\Phi = \frac{T_{\text{эл}1} + \left[\Delta T_1 + (\bar{T}_{\text{ф. оп. н}} - \bar{T}_{\text{ф. н1}}) \frac{\beta_{\text{н}}}{1 - \beta_{\text{гл}}} \right] e^{\sec \theta_1 \tau}}{T_{\text{эл}2} + \left[\Delta T_2 + (\bar{T}_{\text{ф. оп. н}} - \bar{T}_{\text{ф. н2}}) \frac{\beta_{\text{н}}}{1 - \beta_{\text{гл}}} \right] e^{\sec \theta_2 \tau}}, \quad (6)$$

$\Delta T = T_0 - T_{\text{э}}$ — поправка на неизотермичность атмосферы. При выводе (5) и (6) предполагается, что опорная область является «черным телом», т. е. $T_{\text{я. оп}} \approx T_0$.

Из (5) следует выражение для определения τ :

$$\tau = \frac{1}{\sec \theta_2 - \sec \theta_1} [\ln \zeta - \ln \Phi]. \quad (7)$$

Так как значение Φ неизвестно, то обычно τ определяется по приближенной формуле

$$\tau \approx \frac{1}{\sec \theta_2 - \sec \theta_1} \ln \zeta. \quad (8)$$

В этом случае величина $|\ln \Phi|/(\sec \theta_2 - \sec \theta_1)$ представляет собой абсолютную ошибку определения τ рассматриваемым методом. Эта ошибка обусловлена влиянием боковых и задних лепестков ДНА и неизотермичностью атмосферы. Для изотермической атмосферы ($\Delta T_1 = \Delta T_2 = 0$) и изотропной ДНА ($\beta_{\text{н}} = 0$) $\Phi = 1$ и $\ln \Phi = 0$.

Для оценки величины Φ рассмотрим измерения на $\theta_1 = 0^\circ$ и $\theta_2 = 60^\circ$. В этом случае $\tau = \ln \zeta - \ln \Phi$. Возьмем два значения $\beta_{\text{гл}}$: 0,35 и 0,2. Существенно отличаются по уровню друг от друга лишь первые боковые лепестки (они вместе с главным лепестком составляют так называемый полный луч). Рассеиваемую вне полного луча мощность можно считать распределенной равномерно (изотропная часть $\beta_{\text{гл}}$) [8]. В соответствии с этим будем считать, что неизотропная часть $\beta_{\text{гл}}$ обусловлена в основном первыми боковыми лепестками. Рассеиваемая в эти лепестки мощность составляет от 20 до 50 % всей мощности, рассеиваемой вне главного лепестка [8]. В соответствии с этим для $\beta_{\text{н}}$ возьмем также два значения: $\beta_{\text{н}} = 0,35\beta_{\text{гл}}$ (для $\beta_{\text{гл}} = 0,35$) и $\beta_{\text{н}} = 0,2\beta_{\text{гл}}$ (для $\beta_{\text{гл}} = 0,2$). Множитель $\beta_{\text{н}}/(1 - \beta_{\text{гл}})$ принимает в первом случае значение 0,188, а во втором — 0,05.

Наиболее трудно оценить фон $\bar{T}_{\text{ф. н1, 2}}$ и $\bar{T}_{\text{ф. оп. н}}$. Оценим в предположении изотропного распределения боковых лепестков в верхней полусфере среднюю фоновую радиояркостную температуру атмосферы как

$$\begin{aligned} \bar{T}_{\text{ф. ат}} &= \int_{\Omega_{\text{верх}}} T_{\text{я}}(\theta, \varphi) d\Omega / \int_{\Omega_{\text{верх}}} d\Omega + \bar{T}_{\text{р}} = \\ &= \int_0^{\pi/2} T_{\text{я}}(\theta) \sin \theta d\theta + \bar{T}_{\text{р}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\bar{T}_p$ — средняя радиояркостная температура реликтового излучения. Интеграл в (9) можно преобразовать следующим образом

$$\int_0^{\pi/2} T_{\text{я}}(\theta) \sin \theta d\theta = \int_0^{\pi/2} T_{\text{э}}(\theta) [1 - e^{-\sec \theta \tau}] \sin \theta d\theta \approx \approx \bar{T}_{\text{э}} \left\{ 1 - \int_0^{\pi/2} e^{-\sec \theta \tau} \sin \theta d\theta \right\}. \quad (10)$$

Нетрудно показать, что [4]

$$\int_0^{\pi/2} e^{-\sec \theta \tau} \sin \theta d\theta = \tau \text{Ei}(-\tau) + e^{-\tau}, \quad (11)$$

где $\text{Ei}(-\tau)$ — интегральная показательная функция. С учетом (11) а также принимая для $\bar{T}_{\text{э}}$ оценку $\bar{T}_{\text{э}} \approx T_0 - \Delta T/2$ (ΔT — поправка на неизотермичность для $\theta = 0^\circ$), получим окончательное выражение для $\bar{T}_{\text{ф. ат}}$:

$$\bar{T}_{\text{ф. ат}} \approx (T_0 - \Delta T/2) [1 - e^{-\tau} - \tau \text{Ei}(-\tau)] + \bar{T}_p. \quad (12)$$

В табл. 2 приведены рассчитанные по (12) значения $\bar{T}_{\text{ф. ат}}$ в зависимости от τ . Диапазон τ включает все значения оптической толщины атмосферы со слоистообразными облаками в интервале длин волн $\lambda = 0,2 \dots 3$ см. При расчетах принято, что $\bar{T}_p \approx 3$ К [5], $T_0 = 293$ К. Значения ΔT взяты из [3].

Таблица 2

Средний радиояркостный фон облачной атмосферы

τ Нп	0,02	0,05	0,1	0,2	0,4	1,0	1,6
$\bar{T}_{\text{ф. ат}}$ К	28	52	82	124	178	248	278

Строго говоря, фон должен зависеть от ориентации антенны. Однако для оценки величины Φ предположим, что он одинаков на обоих углах θ_1 и θ_2 .

Рассмотрим теперь фон из нижней полусферы, обусловленный радиоизлучением земной поверхности. Для этого воспользуемся результатами [8], где получена оценка среднего значения этого фона:

$$\bar{T}_{\text{ф. з}} \approx 0,8 T_0. \quad (13)$$

Считая, что при ориентации антенны на опорную область полный луч полностью «упирается» в нее, примем для $\bar{T}_{\text{ф. оп. н}}$ значение (13).

Вышеизложенное позволяет оценить величину Φ и связанную с ней ошибку определения оптической толщины $\delta = |\ln \Phi|/\tau$

соответствующие оценки приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, δ слабо зависит от величины τ , т. е. от длины волны. Зависимость от параметров антенны более значительна: при $\beta_{\text{н}}/(1-\beta_{\text{гл}})=0,05$ величина δ почти в 2 раза меньше, чем при $\beta_{\text{н}}/(1-\beta_{\text{гл}})=0,188$. Практически $\beta_{\text{н}}/(1-\beta_{\text{гл}})$ можно сделать равным 0,05 и даже меньше недооблучением антенны [1, 5]. Тогда ошибку δ можно сделать не более 10 %.

Таблица 3

Относительная ошибка определения τ , обусловленная неучетом величины $\Phi(q=\beta_{\text{н}}/(1-\beta_{\text{гл}}))$

$\frac{ \ln \Phi }{\tau}$	$q=0,188$ $q=0,05$	$\tau \text{ Нп.}$						
		0,02	0,05	0,1	0,2	0,4	1,0	1,6
		0,20	0,20	0,20	0,18	0,18	0,18	0,22
		0,14	0,11	0,10	0,10	0,10	0,11	0,15

Теперь рассмотрим ошибки определения τ , связанные с ошибками измерения самой величины ξ . Эти ошибки обусловлены конечной чувствительностью радиометра, а также эффектами насыщения радиояркой температуры при больших значениях τ уменьшения отношения сигнал/шум при малых τ . Так как $\xi = (T_{\text{а.оп}} - T_{\text{а1}})/(T_{\text{а.оп}} - T_{\text{а2}})$, где $T_{\text{а1,2}}$ и $T_{\text{а.оп}}$ — антенные температуры атмосфер под углами θ_1 и θ_2 и опорной области, то, предполагая ошибки измерения этих температур независимыми случайными величинами, можно написать выражение для дисперсии ошибки измерения ξ :

$$\sigma_{\xi}^2 \approx \left[\left(\frac{\partial \xi}{\partial T_{\text{а.оп}}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial T_{\text{а1}}} \right)^2 + \left(\frac{\partial \xi}{\partial T_{\text{а2}}} \right)^2 \right] \sigma_T^2. \quad (14)$$

десь σ_T — среднее квадратическое отклонение шумовой дорожки радиометра. Вычисляя в (14) производные, получим

$$\sigma_{\xi}^2 = \frac{\{2[T_{\text{а1}}^2 + T_{\text{а2}}^2 + T_{\text{а.оп}}^2 - (T_{\text{а1}}T_{\text{а2}} + T_{\text{а.оп}}T_{\text{а1}} + T_{\text{а.оп}}T_{\text{а2}})]\}^{1/2}}{(T_{\text{а.оп}} - T_{\text{а2}})^2} \sigma_T. \quad (15)$$

ак как $\sigma_{\tau} \approx \sigma_{\xi}/\xi$, то средняя квадратическая ошибка определения τ

$$\sigma_{\tau} \approx \frac{\sqrt{2} \sigma_T}{(T_{\text{а.оп}} - T_{\text{а1}})(T_{\text{а.оп}} - T_{\text{а2}})} \times \sqrt{T_{\text{а1}}^2 + T_{\text{а2}}^2 + T_{\text{а.оп}}^2 - (T_{\text{а1}}T_{\text{а2}} + T_{\text{а.оп}}T_{\text{а1}} + T_{\text{а.оп}}T_{\text{а2}})}. \quad (16)$$

Значения $T_{\text{а1,2}}$ и $T_{\text{а.оп}}$ можно оценить по формулам (3) и (4). асчитанные по (16) значения ошибок определения τ приведены

в табл. 4. При расчетах были использованы следующие предположения: 1) $\bar{T}_{\text{ф. н1}} \approx \bar{T}_{\text{ф. н2}} \approx \bar{T}_{\text{ф. ат}}$; 2) $\bar{T}_{\text{ф. и}} \approx (\bar{T}_{\text{ф. з}} + \bar{T}_{\text{ф. ат}})/2 = (T_0 + \bar{T}_{\text{ф. ат}})/2$; 3) $\bar{T}_{\text{ф. оп. н}} \approx T_0$; 4) $\eta = 0,85$. Из приведенной таблицы следует, что улучшение параметров антенны, а именно уменьшение $\beta_{\text{гл}}$ и $\beta_{\text{н}}$, не приводит к существенному повышению точности измерения τ . Максимальная ошибка определения τ , обусловленная ошибками измерения ζ , наблюдается при малых τ ($\tau = 0,02 \dots 0,05$ Нп). Это объясняется тем, что различие между «ступеньками» $u_{\text{оп}} - u_1$ и $u_{\text{оп}} - u_2$ становится незначительным. Ошибка σ_{τ}/τ увеличивается также при больших τ ($\tau \geq 1,5$ Нп) когда начинает сказываться насыщение $T_{\text{я}}$.

Таблица

Ошибки определения τ , обусловленные ошибками измерения ζ ($q = \beta_{\text{н}}/(1 - \beta_{\text{гл}})$)

τ Нп	$(\sigma_{\tau}/\tau)/\sigma_T \text{ K}^{-1}$		τ Нп	$(\sigma_{\tau}/\tau)/\sigma_T \text{ K}^{-1}$	
	$q = 0,188$	$q = 0,05$		$q = 0,188$	$q = 0,05$
0,02	0,38	0,35	0,4	0,04	0,03
0,05	0,16	0,14	1,0	0,04	0,04
0,1	0,09	0,08	1,6	0,07	0,07
0,2	0,05	0,05			

Чувствительность современных радиометров ($\sigma_T \sim 0,1 \text{ K}$) позволяет свести ошибку определения τ , обусловленную ошибками измерения ζ , по существу к нулю. Поэтому основной ошибкой рассматриваемого метода определения τ является ошибка, связанная с учетом величин Φ .

3. Относительный метод азимутальных разрезов. Этот метод предназначен для определения оптической толщины кучевых облаков при наличии рядом с ними участков чистого неба. Он заключается в сканировании антенны по азимуту при фиксированном зенитном угле через все облако с выходом на участок чистого неба. Так же как и в предыдущем методе, регистрируется сигнал с опорной области. Из выражений для сигналов от облака u , чистого неба $u_{\text{н}}$ и опоры $u_{\text{оп}}$, аналогичных выражениям (3) и (4), нетрудно получить соотношение для $\zeta = (u_{\text{оп}} - u)/(u_{\text{оп}} - u_{\text{н}})$:

$$\zeta(\theta, \varphi) = X(\theta, \varphi) e^{-[\tau_{\text{об}}(\theta, \varphi) - \tau_{\text{н}}(\theta)]}, \quad (17)$$

где

$$X(\theta, \varphi) = \frac{T_{\text{э. об}}(\theta, \varphi) + [T_{\text{я. оп}} - T_{\text{э. об}}(\theta, \varphi) + (\bar{T}_{\text{ф. оп. н}} - \bar{T}_{\text{ф. об. н}}) \frac{\beta_{\text{н}}}{1 - \beta_{\text{гл}}}] e^{\tau_{\text{об}}(\theta, \varphi)}}{T_{\text{э. н}}(\theta) + [T_{\text{я. оп}} - T_{\text{э. н}}(\theta) + (\bar{T}_{\text{ф. оп. н}} - \bar{T}_{\text{ф. н. н}}) \frac{\beta_{\text{н}}}{1 - \beta_{\text{гл}}}] e^{\tau_{\text{н}}(\theta)}}, \quad (18)$$

φ — азимутальный угол, $\tau_{об}$ и τ_n — оптические толщины в направлении на облако и чистое небо соответственно, $T_{э.об}$ и $T_{э.н}$ — эффективные температуры атмосферы в направлении на облако и чистое небо, $\bar{T}_{ф.об.н}$ и $\bar{T}_{ф.н.н}$ — средний фон в направлении на облако и на чистое небо.

Так как $\tau_{об} - \tau_n = \tau_w$, где τ_w — оптическая толщина жидкокапельной влаги облака, то для ее определения получаем выражение

$$\tau_w(\theta, \varphi) = -\ln \zeta(\theta, \varphi) + \ln X(\theta, \varphi). \quad (19)$$

Для оценки величины X предположим, что 1) $T_{э.об} \approx T_{э.н}$; 2) $T_{я.оп} \approx T_0$; 3) $\bar{T}_{ф.об.н} \approx \bar{T}_{ф.н.н} \approx \bar{T}_{ф.ат}$; 4) $\bar{T}_{ф.оп.н} \approx T_0$. Оценки этой величины и связанной с ней ошибки определения оптической толщины $\delta = |\ln X|/\tau_w$ выполнены для тех же комбинаций $\beta_{гл}$ и β_n , что и ранее, и для углов $\theta = 30, 60$ и 85° для *Su hum.*, *Su med.* и *Su cong.* Результаты приведены в табл. 5.

Таблица 5

Ошибки определения оптической толщины кучевых облаков, обусловленные неучетом величины X ($q = \beta_n / (1 - \beta_{гл})$)

Облачность	λ см	$\delta = \ln X /\tau_w$					
		$\theta = 30^\circ$		$\theta = 60^\circ$		$\theta = 85^\circ$	
		$q = 0,188$	$q = 0,05$	$q = 0,188$	$q = 0,05$	$q = 0,188$	$q = 0,05$
<i>Su hum.</i>	0,2	0,15	0,10	0,24	0,16	~ 1	~ 1
	0,4	0,15	0,09	0,20	0,12	0,85	0,73
	3,0	0,20	0,13	0,23	0,13	0,23	0,13
<i>Su med.</i>	0,2	0,21	0,20	0,25	0,23	~ 1	~ 1
	0,4	0,16	0,12	0,17	0,13	0,73	0,57
	3,0	0,20	0,11	0,24	0,09	0,24	0,09
<i>Su cong.</i>	0,7	0,19	0,17	0,21	0,19	0,20	0,16
	1,0	0,16	0,13	0,16	0,13	0,13	0,09
	3,0	0,19	0,11	0,19	0,11	0,20	0,10

Для *Su hum.* δ , в целом, растет с увеличением θ . Наиболее заметен этот рост на коротких волнах, которые для *Su hum.* являются наиболее подходящими для определения водозапаса. Следовательно, зондирование *Su hum.* целесообразно выполнять на углах, близких к зениту. При этом средняя ошибка определения τ_w , обусловленная неучетом X , находится в пределах 10—15 % ($\lambda \approx 3$ см неоптимальна для зондирования *Su hum.*).

Для *Su med.* δ также растет с увеличением θ . Однако относительный рост δ для *Su med.* меньше, чем для *Su hum.*, и зондирование *Su med.* с одинаковой ошибкой можно осуществлять до

$\theta \approx 60^\circ$. В наиболее подходящем для зондирования Cu med. диапазоне длин волн $\lambda = 0,3 \dots 2 \text{ см}$ $\delta = 10 \dots 25 \%$ ($\theta \leq 60^\circ$).

Для Cu cong. в диапазоне $\lambda \geq 0,7 \text{ см}$ δ практически не зависит от θ . Поэтому зондирование Cu cong. возможно на всех углах $\theta = 0 \dots 85^\circ$ приблизительно с одинаковой ошибкой определения τ_w . Эта ошибка составляет 10—20 %.

Что касается ошибок определения τ_w , связанных с ошибками измерения отношения ζ , то они, как и в предыдущем случае, могут быть сделаны малыми путем незначительного повышения чувствительности радиометров и во внимание могут не приниматься.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахрах Л. Д., Могильников К. И. Некоторые вопросы проектирования больших зенитных радиотелескопов.— Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1964, т. 7, № 4, с. 585—591.
2. Башаринов А. Е., Кутуза Б. Г. Исследование радиоизлучения и поглощения облачной атмосферы в миллиметровом и сантиметровом диапазоне волн.— Труды ГГО, 1968, вып. 222, с. 100—110.
3. Бобылев Л. П., Тарабукин И. А., Шукин Г. Г. Характеристики радиотеплового излучения и поглощения облачной атмосферы.— Труды ГГС 1979, вып. 430, с. 19—35.
4. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений.— М.: Физматгиз, 1962.—1100 с.
5. Кисляков А. Г. Об определении поглощения радиоволн в атмосфере при ее собственному радиоизлучению.— Радиотехника и электроника, 1968, т. 13, № 7, с. 1161—1168.
6. Кисляков А. Г. Эффективная длина пути и средняя температура атмосферы.— Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1966, т. 9, № 3, с. 451—458.
7. Рабинович Ю. И., Шукин Г. Г., Волков В. Г. О возможных погрешностях абсолютных измерений радиоизлучения.— Труды ГГО, 1968, вып. 222, с. 138—148.
8. Цейтлин Н. М. Антенная техника и радиоастрономия.— М.: Сов. радиотехника, 1976.—350 с.

**В. Д. Стаценко, О. В. Сыроев, А. А. Федоров,
Г. Ф. Шевела**

ПРИНЦИПЫ СТАБИЛИЗАЦИИ АНТЕННОГО ЛУЧА СУДОВЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ РАДИОЛОКАТОРОВ

В настоящее время акватории морей и океанов являются практически недоступной областью для получения радиолокационной метеорологической информации об облаках и связанных с ними явлениях. Лишь в некоторых районах побережья такую информацию можно получать с помощью метеорологических радиолокаторов (МРЛ). Для получения метеорологических данных в любой точке акватории необходимо создание судовых метеорологических МРЛ. Исследовательские суда, оборудованные такими МРЛ, могут обеспечить решение целого ряда научных и народнохозяйственных задач. К ним относятся:

- проведение регулярных дистанционных метеорологических наблюдений в радиусе примерно 300 км в заданном районе акватории морей и океанов для изучения метеоусловий и накопления климатологических данных;
- предупреждение судов об опасных явлениях, связанных с облаками;
- получение метеоданных для обслуживания полетов авиации;
- измерение параметров волнения морской поверхности радиолокационными методами в радиусе действия МРЛ.

Метеорациолокатор на борту исследовательского судна позволит получить достаточно полные данные об облачной обстановке в радиусе 300 км с разрешением около 150 м, позволит распознавать явления, связанные с облаками, и оценивать параметры их движения. На сети Госкомгидромета существуют МРЛ, которые выполняют подобную задачу.

Разумеется, при создании судовых МРЛ имеющиеся технические решения не могут быть перенесены на судовые МРЛ без соответствующей корректировки. Одной из наиболее специфических особенностей судового МРЛ является работа его в условиях качки. Метеорологический радиолокатор — это трехмерная система с игольчатым, очень узким лучом (менее одного градуса) и большой антенной системой. Стабилизация такого узкого луча для обеспечения точных угломестных измерений представляет собой достаточно сложную техническую задачу. Серьезные трудности возникают при согласовании соответствующих нормалей в связи с разнообразием климатических условий и с размещением МРЛ на судне. Существенному развитию подлежат вопросы автоматизации процесса обработки данных, их представления, передачи потребителю и способов использования.

В качестве основы для судового МРЛ целесообразно использовать станцию МРЛ-5, серийно выпускаемую отечественной промышленностью. По своим характеристикам — диапазонам волн, дальности действия, разрешающей способности и др., а также конструктивным параметрам и уровню отработки аппаратуры — радиолокатор МРЛ-5 наиболее соответствует поставленным задачам.

Для того чтобы береговой метеорологический радиолокатор можно было разместить на судне, в первую очередь необходимо решить проблему стабилизации антенного луча. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

В условиях качки судна устройство стабилизации антенны МРЛ должно удерживать ось диаграммы направленности антенны в неизменном относительно цели положении. Для решения такой задачи могут быть использованы стабилизированные платформы, так называемые стабилизированные антенные посты. Разработка антенных постов требует больших затрат и применительно к МРЛ нецелесообразна. В нашем случае применим косвенный метод стабилизации, который состоит в удержании оси диаграммы направленности (ДН) в заданном относительно цели направлении путем введения поправок на качку и рыскание в систему приводов пово-

рота и наклона антенны, вращающих луч относительно осей наведения.

Особенность косвенного метода стабилизации состоит в преобразовании угловых координат, характеризующих заданное положение ДН в земной системе, в соответствующие угловые координаты

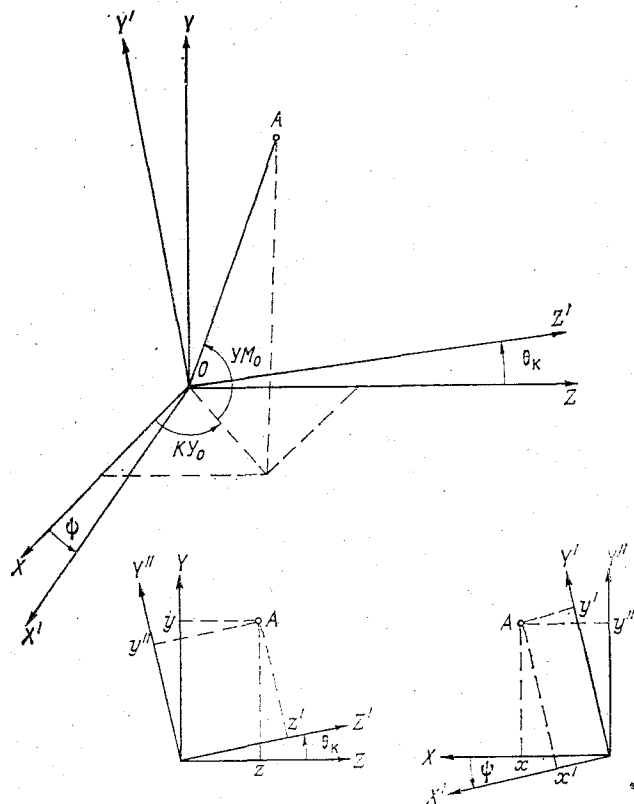


Рис. 1. Геометрические соотношения при преобразовании координат.

наты, отнесенные к корабельной системе. На вход преобразователя координат (ПК) вводятся углы качки от giroустройств (например, giroгоризонта) и от датчиков антенны, указывающих направление луча. В преобразователе координат по этим углам рассчитываются угловые координаты, отнесенные к корабельной системе. Последние вводятся в систему управления приводом МРЛ, благодаря чему ДН сохраняет направление на цель независимо от качки и рыскания судна.

Геометрические соотношения при преобразовании координат иллюстрируются рис. 1. Алгоритмы преобразования могут быть пред-

ставлены следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} Y &= \sin \varphi M_0, \\ Z &= \cos \varphi M_0 \sin K\varphi_0, \\ X &= \cos \varphi M_0 \cos K\varphi_0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} Y' &= y'' \cos \psi + x \sin \psi, \\ X' &= y \cos \psi - y'' \sin \psi, \\ Y'' &= y \cos \theta_k - z \sin \theta_k, \\ Z' &= z \cos \theta_k + y \sin \theta_k, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} K\varphi_0' &= \arctg(z'/y'), \\ \varphi M_0' &= \arctg \frac{y'}{\sqrt{x'^2 + z'^2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где φM_0 , $K\varphi_0$ — угловые координаты истинной системы XYZ ; $\varphi M_0'$, $K\varphi_0'$ — угловые координаты палубной системы $X'Y'Z'$, θ_k — угол бортовой качки, ψ — угол килевой качки, M_0 — положение точки в тройной системе координат.

На основании этих формул составляются структурная и принципиальная схемы, которые могут быть реализованы на синусно-косинусных вращающихся трансформаторах (СКВТ) в аналоговых системах ПК или введением процессоров в цифровых ПК. Функциональная схема аналогового ПК представлена на рис. 2.

В соответствии с вышеприведенными формулами устройство преобразования координат решает две задачи:

- вырабатывает угловые координаты на исполнение приводами антенного устройства МРЛ-5 в палубной системе координат;
- вырабатывает угловые координаты на отображение на ИКО, ИДВ и световое табло МРЛ-5 в истинной системе координат.

Перепроектирование из одной системы координат в другую производится путем последовательного поворота составляющих единичного вектора на углы бортовой и килевой качки и курса судна.

В состав преобразователя координат входят:

- механизмы ручного ввода заданных углов места (УМ) и азимута (Аз) (панель управления МРЛ-5);
- механизмы автоматического ввода углов качки (бортовой и килевой);

- механизмы автоматического построения палубных координат азимута и угла места;
- механизмы автоматического построения отображения положения антенны по азимуту и углу места в истинной системе координат;
- сервоусилитель обработки;
- усилители согласования.

Механизмы автоматической обработки или построения совместно с сервоусилителями образуют отдельные следящие системы, осуществляющие обработку углов качки, курса, построения палубных координат и углов отображения положения антенны в истинной системе координат.

Применение косвенного метода стабилизации с использованием вращающихся трансформаторов позволяет отказаться от стабилизированного антенного поста, использовать без промежуточных преобразований информацию о качке и курсе судна, вырабатываемую судовыми навигационными и гиросистемами на вращающихся трансформаторах, структурно унифицировать отдельные следящие системы. Однако недостатком такого построения является большое количество механизмов, относительно высокая ошибка (до $0,3—0,4^\circ$) при перепроектировании, обусловленная суммированием ошибок отдельных следящих систем.

При использовании цифровых преобразователей появляется возможность применять стандартные процессоры, в которые заложены подпрограммы вычисления тригонометрических функций (М-6000, СМ-3, СМ-4, «Электроника-60» и др.). Важным достоинством цифровых ПК является гибкая система перестройки под любые алгоритмы пересчета координат.

Для цифровой системы необходимо оценить инерционность, определяемую временем расчетов, выполняемых по формулам (1)—(3). Для оценки приняты значения времени выполнения команд и подпрограмм, соответствующие быстродействию ЭВМ М-6000 и СМ-3. Расчет времени преобразования производился для двух форм задания углов: когда с датчиков поступают значения соответствующих тригонометрических функций и когда с датчиков поступают значения углов. В первом случае время преобразования составляет приблизительно 102 мкс, при этом 80 % времени тратится на вычисление $\arctg$. Во втором случае время преобразования координат составляет 370 мкс, при этом 250 мкс тратится на вычисление тригонометрических функций ($\sin$, $\cos$, $\arctg$). Второе время является достаточно большим, так как в этом случае частота опроса равна примерно 3 Гц при максимальной скорости обработки привода $36^\circ/\text{с}$. Существуют пути снижения времени преобразования, например, путем аппроксимации малых значений тригонометрических функций линейными зависимостями. Эти вопросы требуют тщательной проработки на экспериментальных образцах.

К ЭРГНОМИЧЕСКОЙ ОЦЕНКЕ ВИЗУАЛЬНЫХ ИНДИКАТОРНЫХ УСТРОЙСТВ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ РАДИОЛОКАТОРОВ

Введение

Основным способом сравнительного анализа визуальных индикаторов в настоящее время является оценка, выполняемая на основе частных показателей. Число последних достаточно велико (например, в [8, 11] названы соответственно 25 и 14 показателей). Их разнообразие, а также отсутствие общепринятых рекомендаций по ранжировке существенно затрудняют оценку визуальных индикаторов, особенно на этапе проектирования.

Необходимость разработки обобщенных показателей, обеспечивающих обоснование комплекса характеристик и оценку визуальных индикаторов, очевидна. Особенно актуальна эта задача в случае панорамных индикаторов, на экране которых формируются сложные изображения. Характерным примером являются индикаторные устройства метеорологических радиолокаторов (МРЛ).

В настоящей статье изложены основные положения разработанного способа обобщенной оценки панорамных индикаторов. Способ базируется на совместном использовании двух показателей. Один из них характеризует информационные свойства изображения, другой — эффективность восприятия изображения наблюдателем. На основе этих показателей получена обобщенная характеристика звена экран—оператор.

Постановка задачи

В качестве обобщенного показателя фотографических, телевизионных и подобных им изображений принято использовать информационную емкость I , определяемую числом элементов изображения N и числом градаций яркости элемента m . Свойства зрительного аппарата наблюдателя учитываются при этом с помощью коэффициента $\ln(1 + \gamma_{\text{пор}})$, где $\gamma_{\text{пор}} = \Delta B_{\text{пор}}/B_{\text{мин}}$ — пороговый контраст при длительном наблюдении объекта, $\Delta B_{\text{пор}} = (B_{\text{макс}} - B_{\text{мин}})$ — пороговая разность яркостей объекта и фона. Такой подход рассмотрен, например, в [2]. Сложность зрительной задачи и продолжительность ее решения оказываются в данном случае неучтенными. С этой целью приходится использовать иные показатели. Так, в промышленной светотехнике применяют критерий зрительной работоспособности $G_{\text{зр}} = P_{\text{зр}} T_{\text{зр}}^{-1}$, где $P_{\text{зр}}$ и $T_{\text{зр}}$ — вероятность правильного решения зрительной задачи и необходимое для этого время (см., например, [9]).

Различный смысл показателей I и $G_{\text{зр}}$ затрудняет их совместное использование. В результате информационные свойства изображения обычно оцениваются в отрыве от особенностей восприятия этого изображения в рабочих условиях, а звено экран—оператор характеризуется несколькими частными показателями.

Для обобщенной эргономической оценки панорамных индикаторов представилось целесообразным получить зависимость вида $T_{\text{зр}}[I_{\text{э}}(F_1, F_2, F_3), P_{\text{зр}}]$. В этом выражении $I_{\text{э}}$ — информационная емкость экрана индикатора; F_1, F_2 и F_3 — показатели, учитывающие технические характеристики индикатора, свойства зрения наблюдателя и светотехнические условия на рабочем месте.

Зависимость $I_{\text{э}}(F_1, F_2, F_3)$ была получена ранее [10]. Для определения $T_{\text{зр}}$ предложено использовать номограмму $P_{\text{зр}} - \beta - k_{\text{пор}}, k - B_{\text{ф}} - T_{\text{зр}}$ [9]. Ее параметрами являются β — угловой размер различаемой детали; $k_{\text{пор}} = \Delta B_{\text{пор}}/B_{\text{макс}}$ — пороговый контраст детали при неограниченном времени наблюдения; $k = \Delta B/B_{\text{макс}}$ — фотометрический контраст детали; $B_{\text{ф}}, E$ — яркость и освещенность фона. Она соответствует одиночному неподвижному кольцу Ландольта светлее фона, т. е. тест-объекту с обратным контрастом. В настоящей работе рассмотрен яркостный индикатор, на экране которого сформировано изображение с прямым контрастом. Принято, что в обоих случаях зрительная работоспособность одинакова. Однако во втором случае, как это следует из теоретических и экспериментальных результатов физиологической оптики, условия решения зрительных задач более благоприятны.

Одиночное кольцо Ландольта, как известно, является традиционным тест-объектом физиологической оптики. Для того чтобы распространить вышеупомянутый способ на реальные индикаторы, целесообразно использовать шкалу сложности зрительных задач. Она призвана обеспечить взаимосвязь между временем, необходимым для восприятия простых тест-объектов (кольцо Ландольта и др.) и сложных изображений типа формируемых на экране индикатора МРЛ.

Информационные возможности индикаторов предложено сопоставлять, используя в качестве эталона информационную емкость экрана идеального индикатора.

Информационная емкость экрана индикатора

В технике визуальной индикации наиболее распространенным элементом разложения является круглое светящееся пятно. Распределение яркости в его пределах принято аппроксимировать кривой Гаусса. Показанная на рис. 1 а модель была использована в работе [10] для вычисления информационной емкости экрана $I_{\text{э}}$. Полученное в этой работе выражение позволяет учесть свойства зрения, светотехнические показатели индикатора, размер экрана и условия наблюдения. Контрастная чувствительность зрения, однако, была принята не зависящей от яркости пятна и его размера. Предполагалось также, что светофильтр отсутствует. С целью

учета этих факторов ранее полученное выражение было преобразовано в следующее:

$$I_3 = N_0 \{ \log_2 \ln [1 + \eta \kappa \exp(-c)] + \log_2 \ln (1 + \gamma'_{\text{пор}}) - \log_2 \ln (1 + \Gamma_{\text{пор}} + 0,5 \gamma'_{\text{пор}}) \} - N_{\text{макс}} \log_2 \ln (1 + \gamma'_{\text{пор}}) + \int_{N_0}^{N_{\text{макс}}} \log_2 \ln \left[1 + \gamma'_{\text{пор}} \exp(-c) \exp \frac{N_e}{N} \right] dN. \quad (1)$$

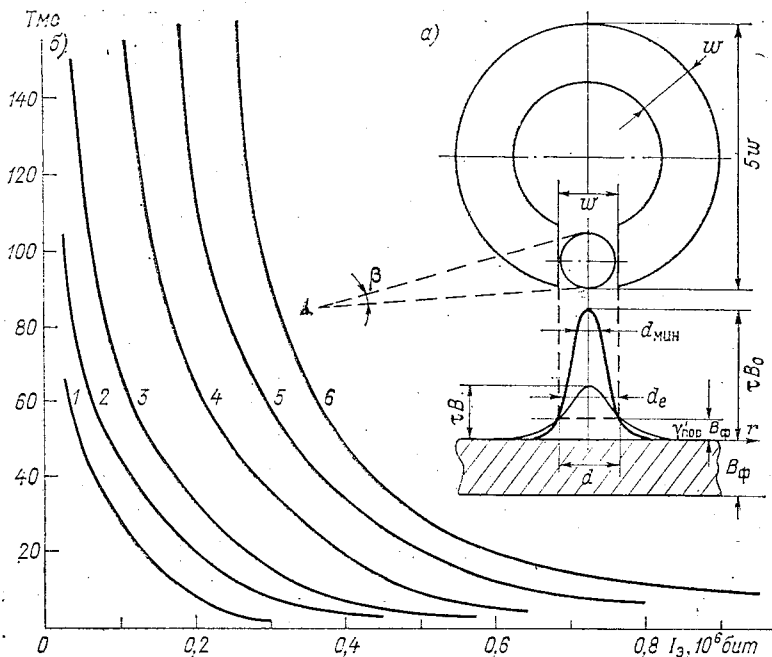


Рис. 1. К определению зависимости зрительной работоспособности от информационной емкости экрана индикатора.

а — модель светового пятна и кольца Ландольта; б — результаты вычислений $T_{зр}(I_3)$ при $P_{зр} \approx 0,9$ для различных значений углового размера разрыва кольца Ландольта.

1) $\beta = 10'$, 2) $\beta = 7'$, 3) $\beta = 6'$, 4) $\beta = 5'$, 5) $\beta = 4'$, 6) $\beta = 3,3'$.

В этом выражении

$$N_0 = \frac{N_e}{\ln \left(\frac{\eta \kappa}{\gamma'_{\text{пор}}} \right)}; \quad \kappa = \frac{\pi \tau}{\rho}; \quad c = \frac{N_e}{N_{\text{макс}}};$$

$$N_e = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D_3}{d_e} \right)^2; \quad N_{\text{макс}} = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D_3}{d_{\text{мин}}} \right)^2; \quad N = \frac{\pi}{4} \left(\frac{D_3}{d} \right)^2;$$

B — яркость центра светового пятна; E — внешняя освещенность поверхности экрана, создающая фоновую яркость $B_{\phi} = \rho E / \pi$; τ — коэффициент пропускания светофильтра; ρ — суммарный коэффициент отражения экрана и светофильтра; $\gamma'_{\text{пор}}$ — рабочий (пороговый) контраст зрения при наблюдении одиночного пятна данного размера; $\Gamma_{\text{пор}}$ — пороговый контраст зрения при наблюдении крупных объектов; d — диаметр светового пятна на уровне яркости соответствующей первой градации $B_1 = \gamma'_{\text{пор}} B_{\phi}$; d_e — диаметр светового пятна на уровне яркости B/e ; $d_{\text{мин}}$ — минимальный диаметр светового пятна, различимого при заданной яркости адаптации D_a — диаметр экрана.

В настоящей работе пороговый контраст зрения $\gamma'_{\text{пор}}$ был вычислен следующим образом. С учетом результатов [1] было принято, что при заданной яркости B_a поля адаптации зависимость порогового контраста зрения от размеров объекта имеет вид

$$k'_{\text{пор}} = \frac{\Delta B_{\text{пор}}}{B_{\text{макс}}} = \Gamma_{\text{пор}} + (1 - \Gamma_{\text{пор}}) \left(\frac{\delta}{\beta} \right)^2 = \Gamma_{\text{пор}} (1 - \Gamma_{\text{пор}}) \frac{N_{\beta}}{N_{\delta}}, \quad (2)$$

где β — угловой размер объекта наблюдения; δ — наименьший разрешаемый угол при данной яркости поля адаптации: $N_{\rho} = \frac{\pi}{4} \left[\frac{2 \operatorname{tg}(0,5\varphi)}{\beta} \right]^2$ и $N_{\delta} = \frac{\pi}{4} \left[\frac{2 \operatorname{tg}(0,5\varphi)}{\delta} \right]^2$ — число объектов, размещающихся на рабочей поверхности экрана, с угловыми размерами, равными соответственно β и δ ; φ — угол, под которым виден экран.

Далее, был принят во внимание известный в промышленной светотехнике результат, согласно которому рабочий пороговый контраст зрения близок к удвоенному пороговому контрасту. С учетом вышеуказанных условий

$$\gamma'_{\text{пор}} = \frac{\Delta B'_{\text{пор}}}{B_{\text{мин}}} = \frac{2\Gamma_{\text{пор}} + 2(1 - \Gamma_{\text{пор}}) N_{\beta} N_{\delta}^{-1}}{1 - 2\Gamma_{\text{пор}} - 2(1 - \Gamma_{\text{пор}}) N_{\beta} N_{\delta}^{-1}}. \quad (3)$$

Таким образом, при вычислении $\gamma'_{\text{пор}}$ и в дальнейшем I_a исходными должны служить значения δ и $\Gamma_{\text{пор}}$. С этой целью могут быть использованы данные [3], приведенные в табл. 1.

Таблица

Значение $\Gamma_{\text{пор}}$ и δ при различной яркости фона										
B_{ϕ} кд/м ²	...	$3 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^2$	30	3	0,3	$3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$
$\Gamma_{\text{пор}}$	...	0,05	0,05	0,05	0,06	0,09	0,15	0,3	0,5	1
δ	...	0,6	0,8	1	1,4	2,5	6	10	25	120

Величина $\gamma'_{\text{пор}}$, определяемая выражением (3), в рабочем диапазоне значений B_{ϕ} , E была принята постоянной, что является приближением.

Результаты вычислений по формуле (1), учитывающие влияние ряда факторов на информационную емкость экрана, представлены на рис. 2. По физическому смыслу кривые $I_3(\eta)$ должны при малых значениях η сходиться в одну точку. Несовпадение начальных

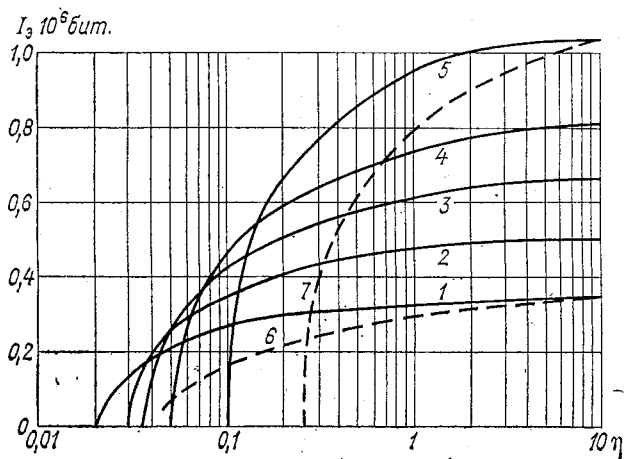


Рис. 2. Информационная емкость экрана индикатора в зависимости от яркости пятна и уровня внешней освещенности при $\kappa=20$ (кривые 1—5) и $\kappa=7$ (кривые 6, 7) и различных N_e .

1, 6) $0,16 \cdot 10^6$; 2) $0,25 \cdot 10^6$; 3) $0,36 \cdot 10^6$; 4) $0,49 \cdot 10^6$; 5, 7) $0,81 \cdot 10^6$.

сдвиг этих кривых вызван тем обстоятельством, что при расчетах место значений $\gamma'_{\text{пор}}$, соответствующих тем или иным размерам

элемента, были использованы усредненные значения $\overline{\gamma'_{\text{пор}}}$. Последние приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения $N_{\text{макс}}$ и $\gamma'_{\text{пор}}$ при различных N_e и $B_a \approx 100$ кд/м²

$\gamma_e 10^6$ элем.	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$\gamma_{\text{макс}} 10^6$ элем.	0,17	0,3	0,39	0,47	0,53	0,58	0,62	0,65	0,67	0,7
$\gamma'_{\text{пор}}$	0,2	0,29	0,36	0,42	0,47	0,52	0,56	0,59	0,62	0,63

Взаимосвязь информационной емкости индикатора и зрительной работоспособности наблюдателя

Упомянутый выше информационный подход, как уже отмечалось, не позволяет увязать информационные характеристики изображения с показателями зрительной работоспособности и утомляемости наблюдателя. Вариант решения указанной задачи предложен авторами. С этой целью входящий в (1) показатель N

связан с видностью разрыва кольца Ландольта, определяемой номограммой $P_{зр} - \beta - k_{пор}, k - B_{\phi}, E - T_{зр}^{-1}$.

Принцип решения задачи поясняется на рис. 1 а. Принято, что кольцо Ландольта образовано пятнами темнее фона. Наблюдатель должен различать разрыв кольца, т. е. светлое пятно углового размера β . Это условие означает, что $N_{\beta} = N$. Тогда

$$\eta = \frac{\kappa}{\gamma_{пор}} \exp\left(\frac{N_e}{N_{\beta}}\right). \quad (4)$$

Контраст пятна может быть представлен выражением

$$k = 1 + \frac{\rho E}{\pi \tau B \exp(-c)} = \frac{\eta \kappa \exp(-c)}{1 + \eta \kappa \exp(-c)}. \quad (5)$$

Это выражение количественно характеризует взаимосвязь между номограммой и выражением (1), что позволяет определять $T_{зр}(I_a, P_{зр})$. Результаты расчетов представлены на рис. 1 б. Диапазон значений угловых размеров объекта наблюдения соответствует зрительным задачам различной сложности.

Выражения (1) и (5) в сочетании с номограммой $P_{зр} - \beta - k_{пор}, k - B_{\phi}, E - T_{зр}^{-1}$ позволяют проанализировать взаимосвязь между I_a и $T_{зр}$ применительно к восприятию кольца Ландольта в беспойском режиме. Варьируя показатели индикатора и характеристики рабочего места, можно выявить их относительную роль. Такие сведения полезны на этапе проектирования индикатора.

С другой стороны, уже на указанном этапе желательно иметь не только относительные, но и абсолютные, пусть ориентировочные, значения $G_{зр}(I_a)$. В этой связи была построена шкала сложности зрительных задач. Последняя связывает результаты психофизиологических опытов с результатами, характерными для реальной радиоэлектронной аппаратуры, эксплуатируемой в производственных условиях.

Основное содержание указанной шкалы представлено в табл. 2. Зрительные задачи, сведения о которых имеются в литературе объединены в четыре группы. Последние отличаются объектом наблюдения и режимом поиска (различения). Светотехнические условия соответствуют реальным условиям эксплуатации индикаторов телевизионного типа.

Значение $T_{зр} = 10$ мс и менее было зафиксировано при $P_{зр} \approx$ в опытах с кольцом Ландольта в беспойском режиме. Существенно, что близкий (4—7 мс) результат был получен в опытах [4] по различению одиночной арабской цифры в сходных условиях. Указанные задачи могут быть названы элементарными, а значение $T_{зр} = 10$ мс принято за начало отсчета шкалы сложности. Каждой группе зрительных задач соответствует определенное значение ко-

эффициента сложности $k_{сл} = \frac{T_{зр}}{T_{зр0}}$, где $T_{зр0} = 10$ мс.

Шкала сложности зрительных задач

Группа задач	Основное содержание задачи	$T_{зр.}$ с	$k_{сд}$
1	Определение направления разрыва одиночного кольца Ландольта	10-2	1
2	Опознавание одиночной арабской цифры из набора 0—9 в беспойсковом режиме [4]. Опознавание трехзначных цифр из набора 0—9 на телевизионном экране в лабораторном режиме [6].	$2 \cdot 10^{-1}$	20
3	Обнаружение кольца Ландольта с ориентировкой разрыва, отличной от ориентировки 80 идентичных «фоновых» колец (с определением направления разрыва обнаруженного кольца) Поиск кольца Ландольта среди замкнутых 48 колец	1,5—5	150—500
4	Обнаружение полезной радиолокационной отметки среди воспроизведенных на телевизионном экране «фоновых» отметок [7] Определение частоты появления цифры из набора 2—9 в числовой матрице 6×6 [5] Обнаружение радиолокационных отметок среди флуктуационных помех и отражений от местных предметов (индикатор телевизионного типа, производственные условия)	60	6000

Результаты работ [3—7, 10] упомянуты в качестве характерных примеров. Перечень последних может быть продолжен. Линеаризация шкалы сложности, естественно, является допущением.

Информационная емкость экрана «идеального» индикатора

Приведенное выше выражение (1) объединяет 10 параметров — схмотехнических, светотехнических, физиологических, эксплуатационных. Дополнительно могут быть учтены инерция зрения, отклонено кривой $B(r)$ от кривой Гаусса и ряд других факторов. При этом сложность выражения, определяющего I_0 , возрастает.

В целях большей наглядности индикаторы целесообразно равнивать не непосредственно друг с другом, а с эталонным «идеальным» индикатором, отдельные показатели которого нормализованы. Такими показателями предложено считать угловой размер крана $\varphi = 35^\circ$ и фотометрический контраст изображения $k_n = 0,96$. Далее, принято, что апертурные искажения отсутствуют. Первый показатель соответствует практически используемому размеру поля ($30 \times 40^\circ$), в пределах которого качество видения является удовлетворительным. Второй показатель отвечает наилучшему условию визуального съема информации. Допущение об отсутствии апертурных искажений соответствует тенденции совершенствования схмотехнических показателей индикаторов.

В данном случае информационная емкость экрана идеального индикатора

$$I_{\text{и}} = \frac{1 - 2\Gamma_{\text{пор}}}{2(1 - \Gamma_{\text{пор}})} N_{\delta} [\log_2 \ln k_{\text{и}} + 0,577 - 2\Gamma_{\text{пор}} (\ln 2\Gamma_{\text{пор}} - 1)]. \quad (($$

Информационная емкость экрана идеального индикатора, согласно (6), зависит только от яркости поля адаптации, влияющей на значения $\Gamma_{\text{пор}}$ и N_{δ} при $\varphi = \text{const}$. Поскольку принятый для идеального индикатора контраст изображения близок к единице, зрительная работоспособность в данном случае максимальна. Таким образом, информационную емкость идеального индикатора и зрительную работоспособность при работе с ним следует рассматривать как предельно достижимые для заданного уровня яркости поля адаптации. Численные значения $I_{\text{и}}$ и $I_{\text{зр}}$ для идеального индикатора представлены в табл. 4.

Таблица

Информационная емкость экрана идеального индикатора и соответствующее ей время (миллисекунды) решения элементарной зрительной задачи в зависимости от яркости поля адаптации

$B_{\text{а}}$ кд/м ²	$I_{\text{и}}, 10^6$ бит	β'						
		0,7	1	1,5	2	4	7	10
5	3	—	500	50	15	5	2,5	2
50	6,5	—	25	9	3,5	2	1,5	1,2
100	8	160	16,5	7,2	2,6	1,8	1,4	1,2
150	9	143	14,5	6,9	2,5	1,7	1,3	1,2
200	10	110	12,5	6,6	2,4	1,6	1,3	1,2
400	10,2	100	12,3	5,8	2,3	1,6	1,3	1,2
800	10,5	90	12	5,5	2,2	1,6	1,3	1,2

Заключение

Для эргономической оценки панорамного индикатора может быть использована обобщенная характеристика $T_{\text{зр}}(I_{\text{э}}, P_{\text{зр}})$, связывающая зрительную работоспособность наблюдателя и информационную емкость экрана при заданных светотехнических условиях.

Указанная характеристика позволяет оценивать эффективность индикатора при отображении на его экране кольца Ландольта. Для перехода от этого традиционного тест-объекта физиологической оптики к реальным изображениям типа формируемых на экране индикатора МРЛ целесообразно использовать шкалу сложности зрительных задач. Информационность индикатора может быть оценена путем сопоставления информационной емкости экрана идеального индикатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Болдырев Н. Г., Бартенева О. Д. О связи порога контрастной чувствительности с остротой зрения, положенной в основу расчета дальности видимости объектов.— Труды ГГО, 1961, вып. 109, с. 53.
2. Гуревич С. Б. Эффективность и чувствительность телевизионных систем.— М.; Л.: Энергия, 1964.—239 с.
3. Зельманович И. Л. Специальные вопросы светотехники в охране труда. М., 1975, с. 7.
4. Ильина Г. И. и др. Психологические проблемы переработки знаковой информации.— М.: Наука, 1974.—198 с.
5. Инженерная психология: Сб. статей. МГУ, 1964, с. 10.
6. Кожин А. М., Либ В. П. Проблемы инженерной психологии. МГУ, 1968, вып. 2.—305 с.
7. К экспериментальной оценке зрительной эффективности перспективных средств отображения радиолокационной метеорологической информации/ А. В. Астафуров, П. И. Демченко, Б. П. Литвак и др.— Труды ГГО, 1982, вып. 451, с. 132—143.
8. Литвак Б. П. и др. Основы построения аппаратуры отображения в автоматизированных системах.— М.: Сов. радио, 1975.—299 с.
9. Мешков В. В., Епашников М. М. Осветительные установки.— М.: Энергия, 1972, с. 39.
10. Михайлов В. К., Серебров Л. А., Шмелевич В. Л. Информационная емкость экрана индикатора метеорологического радиолокатора.— Труды ГГО, 1979, вып. 430, с. 137—141.
1. Пул Г. Основные методы и системы индикации. Пер. с англ.— Л.: Энергия, 1969.—188 с.

СОДЕРЖАНИЕ

В. Д. Степаненко, Б. Х. Тхамоков. Некоторые особенности вертикального движения отражающих частиц в струе восходящего воздуха мощного грозового облака	
А. Г. Горелик, В. В. Стерлядкин. Использование систем с непрерывным излучением для определения ветра в осадках	
В. Н. Стасенко. Радиолокационное исследование многоячейстых конвективных облаков	1
С. М. Гальперин, В. Н. Стасенко. Радиолокационное исследование многоячейстых гроз	2
К. С. Жупахин, Н. И. Новожилов, Ю. А. Довгалак. К радиолокационному обнаружению и исследованию волнистых облаков	2
Л. П. Бобылев, Я. К. Ильин, Н. Ф. Михайлов, Н. Д. Попова, Г. Г. Щукин. Некоторые результаты радиотеплолокационного зондирования конвективных облаков	3
Л. П. Бобылев, Г. Г. Щукин. Методика определения интегрального ослабления сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн в тропосфере	3
А. С. Новокрещенова, Ю. А. Фролов, Г. Г. Щукин. Некоторые результаты совместных ИК и СВЧ радиометрических измерений влагосодержания атмосферы	4
Л. П. Бобылев, Н. Г. Кашеева, А. Д. Кузнецов, Г. Г. Щукин. Исследование вариаций нисходящего теплового излучения атмосферы в области 3—25 мкм	5
Л. П. Бобылев, Н. Г. Кашеева, А. Д. Кузнецов, Г. Г. Щукин. Об оптимизации условий измерений нисходящего теплового излучения с целью дистанционного определения характеристик влагосодержания атмосферы	6
А. А. Загородников. О возможности получения будущих и прошедших изображений рельефа морской поверхности	7
А. А. Загородников, Л. Г. Гущина. Измерение характеристик волнения при помощи береговых (полигонных) РЛС	7
А. В. Комаров. Об использовании МРЛ-2 для ледовых наблюдений в Арктике	8
В. Ю. Александров. Различия отражающих свойств основных возрастных видов морских льдов	8
И. В. Андреев, Ю. А. Мельник, Н. Ф. Михайлов, Ю. И. Попов, А. В. Рыжков, В. И. Селицкая, В. Е. Цыплухин, Г. Г. Щукин. Комплексные исследования тропосферной рефракции над морем	9

В. Андреев, Е. В. Мартынова, А. В. Рыжков. Оценка влияния изменчивости вертикального профиля коэффициента поглощения в атмосфере на точность измерения рефракции радиометрическим методом	99
Э. Грикуров, Е. В. Мартынова, А. В. Рыжков. Радиотепловое излучение атмосферы и моря в присутствии тропосферного волновода	102
В. Мартынова, А. В. Рыжков. Влияние морского волнения на радиотепловое излучение при скользящих углах	108
П. Бобылев, Г. Г. Шукин. Оценка точности радиотеплолокационного определения оптической толщины облачной атмосферы	114
Д. Стаценко, О. В. Сысоев, А. А. Федоров, Г. Ф. Шевела. Принципы стабилизации антенного луча судовых метеорологических радиолокаторов	122
К. Михайлов, Л. А. Серебров, В. Л. Шмудевич. К эргономической оценке визуальных индикаторных устройств метеорологических радиолокаторов	127

Труды ГГО, вып. 470

МЕТОДЫ АКТИВНОЙ И ПАССИВНОЙ
РАДИОЛОКАЦИИ В МЕТЕОРОЛОГИИ

Редактор В. И. Кузьменко. Технический редактор М. И. Брайнина. Корректор С. П. Доничкин.
Н/К. Сдано в набор 26.07.82. Подписано в печать 25.11.82. М-33184. Формат 60×90/16. Бумага
тип. № 1. Литературная гарнитура. Печать высокая. Печ. л. 9,11 (в т. ч. вкл.). Кр.-отт. 9,36
Уч.-изд. л. 10,06. Тираж 650 экз. Индекс МОЛ-130. Заказ № 257. Цена 70 коп. Заказное
Гидрометеониздат, 199053, Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского
объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при
Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
190000, Ленинград, Прачечный переулок, 6.