

Н. Ф. Павлов

АЭРОЛОГИЯ,
РАДИОМЕТЕОРОЛОГИЯ
И ТЕХНИКА
БЕЗОПАСНОСТИ

*Допущено
Министерством высшего и среднего
специального образования СССР
в качестве учебника для студентов
вузов, обучающихся
по специальности «Метеорология»*



ЛЕНИНГРАД
ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
1980

ЧАСТЬ II
РАДИОМЕТЕОРОЛОГИЯ

Глава 10. Основы радиометеорологии	259
10.1. Электромагнитные волны и их взаимодействие с атмосферой	—
10.2. Радиофизические характеристики атмосферы и их связь с метеопараметрами	263
10.3. Преломляющие свойства атмосферы. Радиорефракция	271
10.4. Методы учета радиорефракции	274
10.5. Ослабляющие свойства атмосферы	276
10.6. Рассеяние электромагнитных волн сферическими частицами атмосферы	283
10.7. Эффективная площадь рассеяния облаков и осадков	285
10.8. Уравнение дальности радиолокационного наблюдения облаков и осадков	286
10.9. Потенциал метеорологических РЛС	288
10.10. Радиолокационная отражаемость облаков и осадков	—
10.11. Соотношение между когерентным и некогерентным рассеянием	—
Глава 11. Исследование атмосферы с помощью импульсных метеорологических радиолокаторов	291
11.1. Особенности импульсных метеорологических радиолокаторов	—
11.2. Потенциал метеорологического радиолокатора и его контроль	292
11.3. Измерение мощности отраженных сигналов	295
11.4. Характеристики импульсных метеорологических радиолокаторов	296
11.5. Радиолокационное исследование ливней и грозных облаков	297
11.6. Радиолокационное исследование градовых облаков	301
11.7. Радиолокационное исследование слоисто-дождевых облаков	306
11.8. Радиолокационное исследование облаков	307
Глава 12. Исследование атмосферы с помощью метеорологических доплеровских радиолокаторов	312
12.1. Особенности метеорологических доплеровских радиолокаторов	—
12.2. Связь спектра доплеровских частот со скоростями движения рассеивающих частиц	315
12.3. Связь ширины спектра доплеровских частот со скоростью диссипации турбулентной энергии	319
12.4. Некоторые результаты доплеровских измерений параметров атмосферы	321
Глава 13. Исследование атмосферы с помощью радиолокационных поляриметров	323
13.1. Поляризационные параметры электромагнитных волн, излучаемых радиолокаторами РЛС	—
13.2. Поляризация радиолокационных сигналов, отраженных гидрометеорными частицами	326

13.3. Поляризация радиолокационных сигналов, отраженных от облаков и осадков	332
13.4. Поляризационные параметры радиолокационных антенн и их влияние на прием отраженных сигналов	336
13.5. Экспериментальное определение поляризационных характеристик сигналов, отраженных от облаков и осадков	338

Глава 14. Исследование гроз с помощью радиолокаторов и радиопеленгаторов-дальномеров	340
14.1. Общие сведения о грозных разрядах (атмосфериках)	—
14.2. Распространение атмосфериков над земной поверхностью	344
14.3. Измерение дальности гроз	346
14.4. Пеленгаторы гроз	348
14.5. Пеленгатор-дальномер	352
14.6. Радиолокационное обнаружение каналов молний	353

Глава 15. Исследование атмосферы с помощью микроволновых радиометров	355
15.1. Радиотепловое излучение и его характеристики	—
15.2. Радиотепловое излучение атмосферы	360
15.3. Принцип построения радиометров	363
15.4. Применение радиометров для получения метеорологической информации	369

Глава 16. Исследование атмосферы с помощью оптических квантовых локаторов	374
16.1. Принцип построения оптических квантовых локаторов	—
16.2. Взаимодействие лазерного излучения с атмосферой	376
16.3. Уравнение дальности оптической локации атмосферы	379
16.4. Измерение плотности атмосферы	381
16.5. Измерение влажности нижней тропосферы	382
16.6. Измерение ветра в нижней тропосфере	384
16.7. Измерение температуры	385
16.8. Определение температуры и скорости и направления ветра в верхней атмосфере по резонансному рассеянию на натрии	387

ЧАСТЬ III
ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ

Глава 17. Техника безопасности при работе с электроустановками	389
17.1. Факторы, определяющие опасность поражения электрическим током	—
17.2. Виды поражения электрическим током	393
17.3. Меры обеспечения безопасности	396
Глава 18. Техника безопасности при проведении аэрологических работ	398
18.1. Получение водорода, наполнение оболочек и работа с барокамерой	—
18.2. Аэростатное зондирование	401
18.3. Самолетное зондирование	402

преобразующий напряжение бортового источника 12 В в напряжение постоянного тока 200 В. Преобразователь представляет собой автогенератор синусоидальных колебаний, построенный на транзисторах, выходные колебания которого после усиления трансформатором выпрямляются с помощью диодного мостикового выпрямителя. Преобразователь питается от сети постоянного тока напряжением 12,5 В и потребляет ток порядка 300 мА, обеспечивая выходное постоянное напряжение 200 В при токе нагрузки порядка 15 мА.

Для приема сигналов, излучаемых бортовым приемопередатчиком ракеты, используется наземный комплекс «Метеорит-Р» или «Метеор-Р», который предназначен для приема радиотелетметрической информации, передаваемой с борта ракеты, и для определения координат спускающейся на парашюте головной части ракеты. Определение наклонной дальности и угловых координат в данном случае производится аналогично определению координат радиозондов типа РКЗ системами «Метеор» и «Метеорит».

В приемной системе «Метеора» или «Метеорита» принятые сигналы разделяются по каналам и направляются по содержащейся в них информации в канал выделения и регистрации телетметрической информации, в канал измерения дальности и канал измерения угловых координат.

Часть II

Радиометеорология

Глава 10

ОСНОВЫ РАДИОМЕТЕОРОЛОГИИ

10.1. Электромагнитные волны и их взаимодействие с атмосферой

Электромагнитной волной называется совокупность электрического и магнитного полей, создаваемых переменным электрическим током. При распространении электромагнитной волны в каждой точке пространства имеет место электрическая и магнитная составляющие. Эти составляющие характеризуются векторами напряженности электрического поля (E) и магнитного поля (H), которые в свободном пространстве расположены в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны, и ориентированы относительно друг друга под прямым углом (рис. 10.1). Направление распространения электромагнитной волны определяется вектором Умова—Пойнтинга Π , представляющим собой векторное произведение E и H . Векторы E , H и Π образуют правую тройку векторов. Модуль вектора Π численно равен мощности волны, приходящейся на единицу площади, измеряется в Вт/м² и называется плотностью потока мощности волны.

Характер распространения электромагнитных волн существенно зависит от параметров среды, в которой они распространяются. Связь параметров волны с характеристиками среды определяется уравнениями Максвелла

$$\operatorname{rot} H = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E,$$

$$\operatorname{rot} E = -\mu \frac{\partial H}{\partial t},$$

$$\operatorname{div} H = 0,$$

$$\operatorname{div} E = \frac{\rho}{\varepsilon},$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды, σ — удельная электрическая проводимость среды, μ — магнитная проницаемость

среды, ρ — плотность свободных зарядов в среде. Диэлектрическая и магнитная проницаемости среды определяются соотношениями

$$\epsilon = \epsilon' \epsilon_0, \quad \mu = \mu' \mu_0,$$

где ϵ' — относительная диэлектрическая проницаемость среды, $\epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9}$ Ф/м — диэлектрическая проницаемость вакуума, μ' — относительная магнитная проницаемость среды, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная проницаемость вакуума.

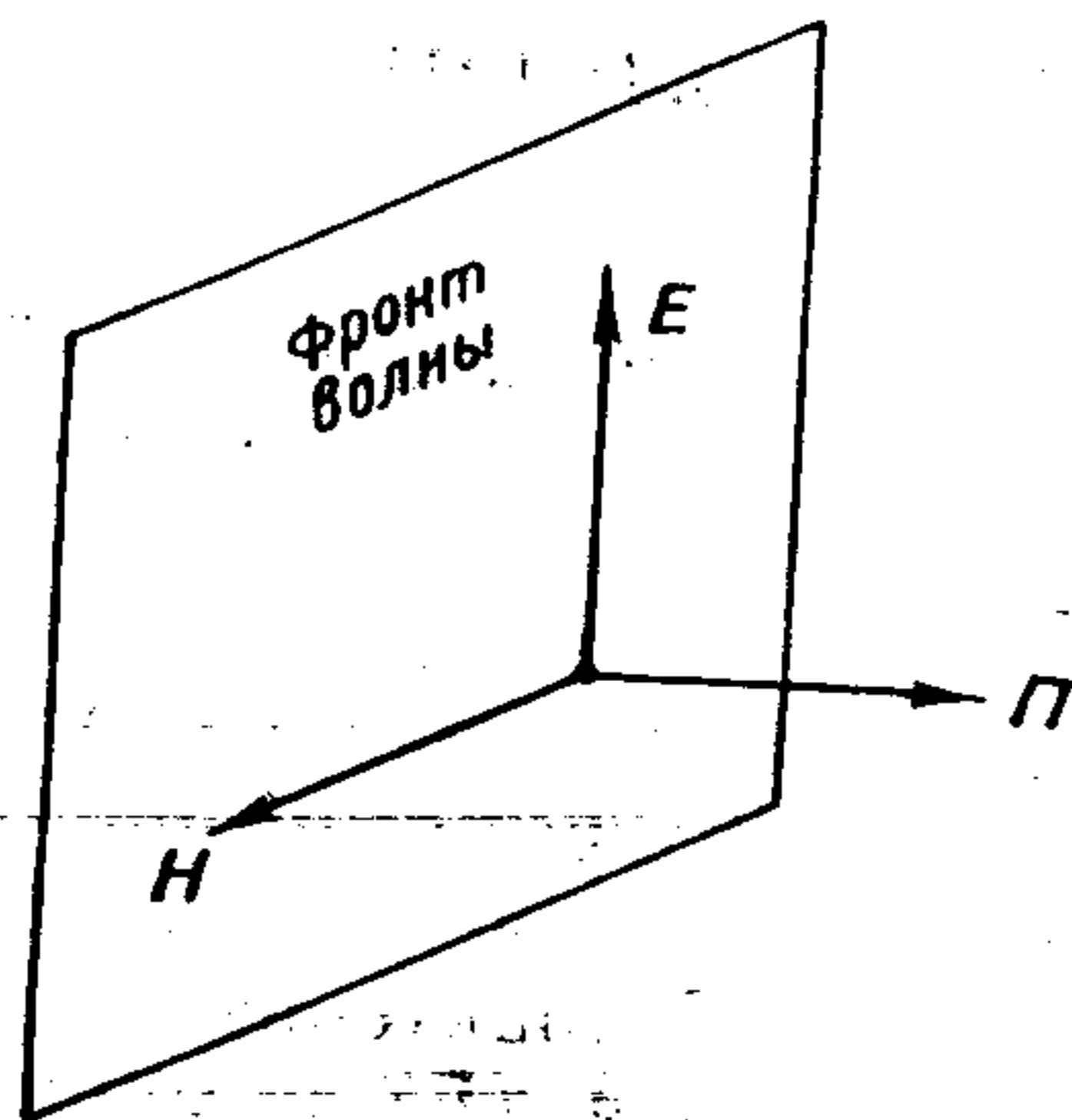


Рис. 10.1. Ориентация векторов E , H и P для плоской электромагнитной волны.

Если среда представляет собой однородный диэлектрик, то $\sigma = 0$, $\rho = 0$, $\mu' = 1$, $\epsilon = \text{const}$ и уравнения Максвелла могут быть записаны в виде

$$\text{rot } H = \epsilon \frac{\partial E}{\partial t},$$

$$\text{rot } E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t},$$

$$\text{div } H = 0,$$

$$\text{div } E = 0.$$

(10.1)

Пусть в идеальном однородном диэлектрике вдоль оси x распространяется плоская электромагнитная волна (плоской называется волна, имеющая плоский фронт; в свою очередь, фронтом или фазовой плоскостью волны называется поверхность, все точки которой в каждый данный момент времени характеризуются одинаковыми значениями фаз). Решение системы (10.1) для такой среды в случае гармонических колебаний будет иметь вид

$$\begin{aligned} E_x &= 0, & H_x &= 0, \\ E_y &= 0, & H_y &= \pm \frac{\sqrt{\epsilon}}{Z_0} E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \\ E_z &= E_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), & H_z &= 0, \end{aligned} \quad (10.2)$$

где $v = 1/\sqrt{\epsilon\mu_0}$ — скорость распространения электромагнитной волны в идеальном однородном диэлектрике, $Z_0 = 120\pi$ — волновое сопротивление свободного пространства. $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$

Анализ выражений (10.2) показывает, что рассматриваемая волна является поперечной, т. е. в ней отсутствуют продольные составляющие векторов E и H (рис. 10.2 а). В любой точке пространства векторы E и H изменяются синфазно, а сами поля распространяются с одинаковой скоростью. Амплитуды составляющих полей по мере распространения волны остаются неизменными и однозначно связаны между собой через сопротивление свободного пространства $Z_0 = E/H$. В диапазоне радиоволн идеальным однородным диэлектриком можно считать сухой воздух.

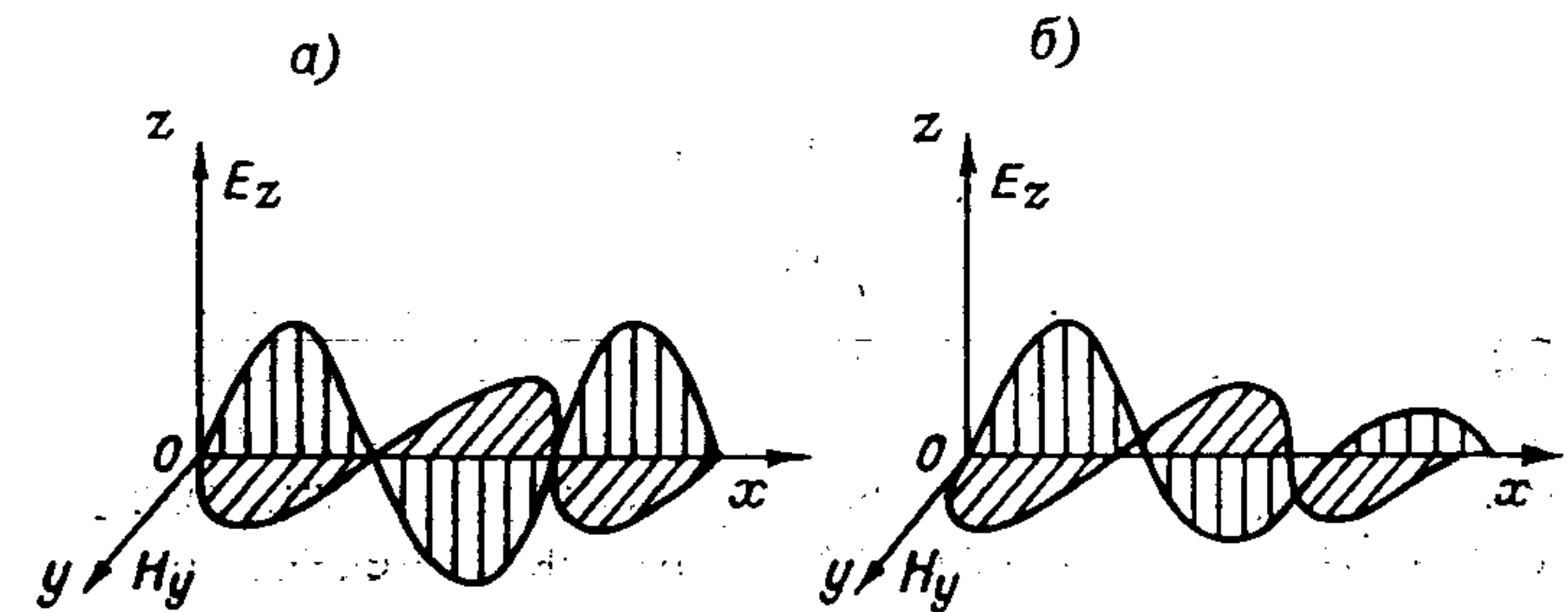


Рис. 10.2. Изменение напряженности электрического и магнитного поля в направлении распространения электромагнитной волны.

а — в однородном идеальном диэлектрике, б — в полупроводящей среде (среде с потерями).

В диапазоне оптических волн такое предположение в ряде случаев может оказаться неверным. На практике среды в виде идеального однородного диэлектрика встречаются редко, больше приходится иметь дело с полупроводящими средами (средами с потерями), для которых $\sigma \neq 0$. Для такой среды в предположении $\rho = 0$ уравнения Максвелла будут иметь вид

$$\text{rot } H = \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} + \sigma E,$$

$$\text{rot } E = -\mu_0 \frac{\partial H}{\partial t},$$

$$\text{div } H = 0,$$

$$\text{div } E = 0.$$

(10.3)

Напряженность электрического поля, изменяющегося по гармоническому закону, может быть записана в комплексном виде

$$\dot{E} = E_m e^{j\omega t}, \quad (10.4)$$

где E_m — амплитуда электрической составляющей волны. Дифференцирование выражения (10.4) дает

$$\frac{\partial \dot{E}}{\partial t} = j\omega E_m e^{j\omega t} = j\omega \dot{E} = -\frac{\omega}{j} \dot{E},$$

откуда

$$\dot{E} = -j \frac{1}{\omega} \frac{\partial \dot{E}}{\partial t}. \quad (10.5)$$

С учетом соотношения (10.5) уравнения (10.3) могут быть переписаны в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \left(\epsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \\ \operatorname{rot} \mathbf{E} &= -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{E} &= 0. \end{aligned} \quad (10.6)$$

Сравнение уравнений (10.6) и (10.1), соответствующих идеальному однородному диэлектрику и полупроводящей среде, показывает, что они аналогичны при условии, если полупроводящая среда обладает комплексной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon_k = \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega}$$

с мнимой частью, зависящей от частоты.

Комплексная относительная диэлектрическая проницаемость

$$\epsilon'_k = \frac{\epsilon_k}{\epsilon_0} = \frac{\epsilon - j \frac{\sigma}{\omega}}{\epsilon_0} = \epsilon' - j \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} = \epsilon' - j \cdot 60 \lambda \sigma \quad (10.7)$$

однозначно связана с комплексным коэффициентом преломления соотношением

$$m = \sqrt{\epsilon'_k} = n - jp.$$

Вещественная часть комплексного коэффициента преломления n называется показателем преломления, а мнимая часть p — показателем поглощения.

Решение системы уравнений (10.6) дает

$$\begin{aligned} E_x &= 0, \quad H_x = 0, \\ E_y &= 0, \quad H_y = -\frac{\sqrt{n^2 + p^2}}{Z_0} E_m e^{-\frac{\omega}{c} px} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) - \operatorname{arctg} \frac{p}{n} \right], \\ E_z &= E_m e^{-\frac{\omega}{c} px} \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad H_z = 0, \end{aligned} \quad (10.8)$$

где $v = c/\sqrt{\epsilon'_k}$ — скорость распространения волны в полупроводящей среде. Как следует из соотношений (10.8), при распространении электромагнитной волны в полупроводящей среде имеют место следующие особенности (рис. 10.2 б): по мере распространения волны обе ее составляющие испытывают ослабление, что определяется множителем $e^{-\frac{\omega}{c} px}$; составляющие сдвинуты относительно друг друга по фазе на величину $\varphi = \operatorname{arctg} \frac{p}{n}$; амплитуды электрической и магнитной составляющих связаны между собой соотношением

$$H_m = \frac{\sqrt{n^2 + p^2}}{Z_0} E_m.$$

Поэтому для описания электромагнитной волны достаточно выражения для электрической составляющей поля.

Плоская волна является удобной идеализацией электромагнитного поля, рассматриваемого в пределах небольшого изменения расстояний x . Волна, излучаемая некоторым малым (точечным) источником, имеет сферическую форму. Она описывается выражениями, аналогичными (10.8), однако напряженность электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{H}) полей убывает обратно пропорционально расстоянию. Плотность потока мощности, равная векторному произведению $\mathbf{P} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$, изменяется обратно пропорционально квадрату расстояния. Иными словами, мощность, излучаемая в пределах фиксированного телесного угла, распределяется по площади сечения этого угла, пропорциональной квадрату расстояния до источника.

10.2. Радиофизические характеристики атмосферы и их связь с метеопараметрами

Радиофизическими характеристиками атмосферы являются диэлектрическая проницаемость и коэффициент преломления, которые между собой однозначно связаны. В общем случае диэлектрическая проницаемость и коэффициент преломления являются величинами комплексными. При рассмотрении радиофизических характеристик реальной атмосферы целесообразно анализировать три среды: безоблачную атмосферу, гидрометеорные частицы и атмосферные образования с частицами гидрометеоров.

Безоблачная атмосфера. Под действием падающей электромагнитной волны молекулы газов и водяного пара, составляющие безоблачную атмосферу, поляризуются. Вектор

электрического смещения среды D связан с вектором напряженности электрического поля E соотношением

$$D = \epsilon_0 E + P_s = \left(\epsilon_0 + \frac{P_s}{E} \right) E = \epsilon_s E, \quad (10.9)$$

где P_s — момент поляризации единицы объема среды, ϵ_s и ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость атмосферы и вакуума.

Из соотношения (10.9) следует, что поляризуемая среда имеет относительную диэлектрическую проницаемость

$$\epsilon' = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_0} = 1 + \chi_s, \quad (10.10)$$

где $\chi_s = P_s / E \epsilon_0$ — электрическая восприимчивость среды.

Рассматривая безоблачную атмосферу как смесь «сухих» газов и водяного пара, можно записать

$$\epsilon' = 1 + \chi_{\text{эг}} + \chi_{\text{эвп}}, \quad (10.11)$$

где $\chi_{\text{эг}}$ и $\chi_{\text{эвп}}$ — диэлектрическая восприимчивость газов и водяного пара соответственно. Молекулы газов не обладают начальным электрическим моментом, и их поляризация обусловлена смещением зарядов в молекуле относительно равновесного положения. Поэтому величина $\chi_{\text{эг}}$ определяется соотношением

$$\chi_{\text{эг}} = N_r \chi'_{\text{эг}}, \quad (10.12)$$

где $\chi'_{\text{эг}}$ — диэлектрическая восприимчивость одной молекулы, N_r — число молекул газа в 1 м^3 .

Число молекул в 1 м^3 , характеризующее плотность атмосферы на данной высоте, связано с давлением p в паскалях и абсолютной температурой T соотношением

$$N_r = \frac{p}{kT},$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ — постоянная Больцмана.

Молекулы водяного пара имеют постоянный электрический момент и их поляризация обусловлена не только смещением зарядов в молекуле, но также поворотом самой молекулы в направлении поля. Повышение температуры увеличивает скорость движения молекул и затрудняет ориентацию молекул в направлении поля, так что величина $\chi_{\text{эвп}}$ зависит от температуры воздуха в соответствии с соотношением

$$\chi_{\text{эвп}} = \left(\chi'_{\text{эвп}} + \frac{\chi_{\text{эвп}}}{T} \right) N_{\text{вп}}, \quad (10.13)$$

где $\chi'_{\text{эвп}}$ — электрическая восприимчивость одной молекулы при температуре 1 К , $N_{\text{вп}} = e/kT$ — концентрация молекул водяного пара, выражаемая через его парциальное давление e .

В результате подстановки выражений (10.12) и (10.13) в соотношение (10.11) получим

$$\epsilon' = 1 + \frac{\chi'_{\text{эг}} p}{\epsilon_0 k T} + \frac{e}{\epsilon_0 k T} \left(\chi'_{\text{эвп}} + \frac{\chi_{\text{эвп}}}{T} \right).$$

Коэффициенты $\chi'_{\text{эг}}$, $\chi'_{\text{эвп}}$ определяются экспериментально. Подставляя их значения и выражая суммарное давление p и парциальное давление водяного пара e в миллибарах, температуру T по шкале Кельвина, получим выражение для относительной диэлектрической проницаемости

$$\epsilon' = 1 + \left[\frac{157}{T} \left(p + \frac{4800e}{T} \right) \right] 10^{-6}. \quad (10.14)$$

Из соотношения (10.14) видно, что значения диэлектрической проницаемости воздуха незначительно превышают единицу. Для волн длиной более 1 см электропроводность нижней части атмосферы (тропосферы) очень мала, и диэлектрическую проницаемость можно считать величиной действительной. При этом коэффициент преломления определяется приближенным выражением

$$n = \sqrt{\epsilon'} = \sqrt{(\epsilon' - 1) + 1} \approx 1 + \frac{\epsilon' - 1}{2}, \quad (10.15)$$

откуда

$$n = 1 + \left[\frac{78,5}{T} \left(p + \frac{4800e}{T} \right) \right] 10^{-6}.$$

В силу малости величины $n - 1$ коэффициент преломления удобно выражать в N -единицах:

$$N = (n - 1) 10^6. \quad (10.16)$$

При радиозондировании измеряется не парциальное давление (упругость) водяного пара e , а относительная влажность r , которая легко может быть пересчитана в удельную влажность q . Так как упругость водяного пара и удельная влажность воздуха связаны соотношением

$$q = 622 \frac{e}{p},$$

то коэффициент преломления может быть представлен в виде

$$n = 1 + \frac{78,5 p}{T} \left(1 + 622 \frac{q}{T} \right) 10^{-6}.$$

Значения коэффициента преломления безоблачной влажной атмосферы, рассчитанные по этой формуле (рис. 10.3), зависят от точности измерения метеорологических элементов.

Погрешность определения коэффициента преломления в наземных условиях составляет значение порядка $0,7N$ -ед, при измерении метеозадач методом радиозондов $1,2N$ -ед, при измерении методом самолетного зондирования $1,6N$ -ед.

В реальной атмосфере вследствие изменений температуры и влажности воздуха происходят сложные пространственно-временные изменения коэффициента преломления. Различают сезонные и суточные изменения коэффициента преломления в тропосфере, а также случайные изменения, обусловленные атмосферной турбулентностью. Сезонные изменения обусловлены главным образом годовым ходом влажности с максимумом в теплое полугодие (рис. 10.4 а). Наибольшие изменения коэффи-

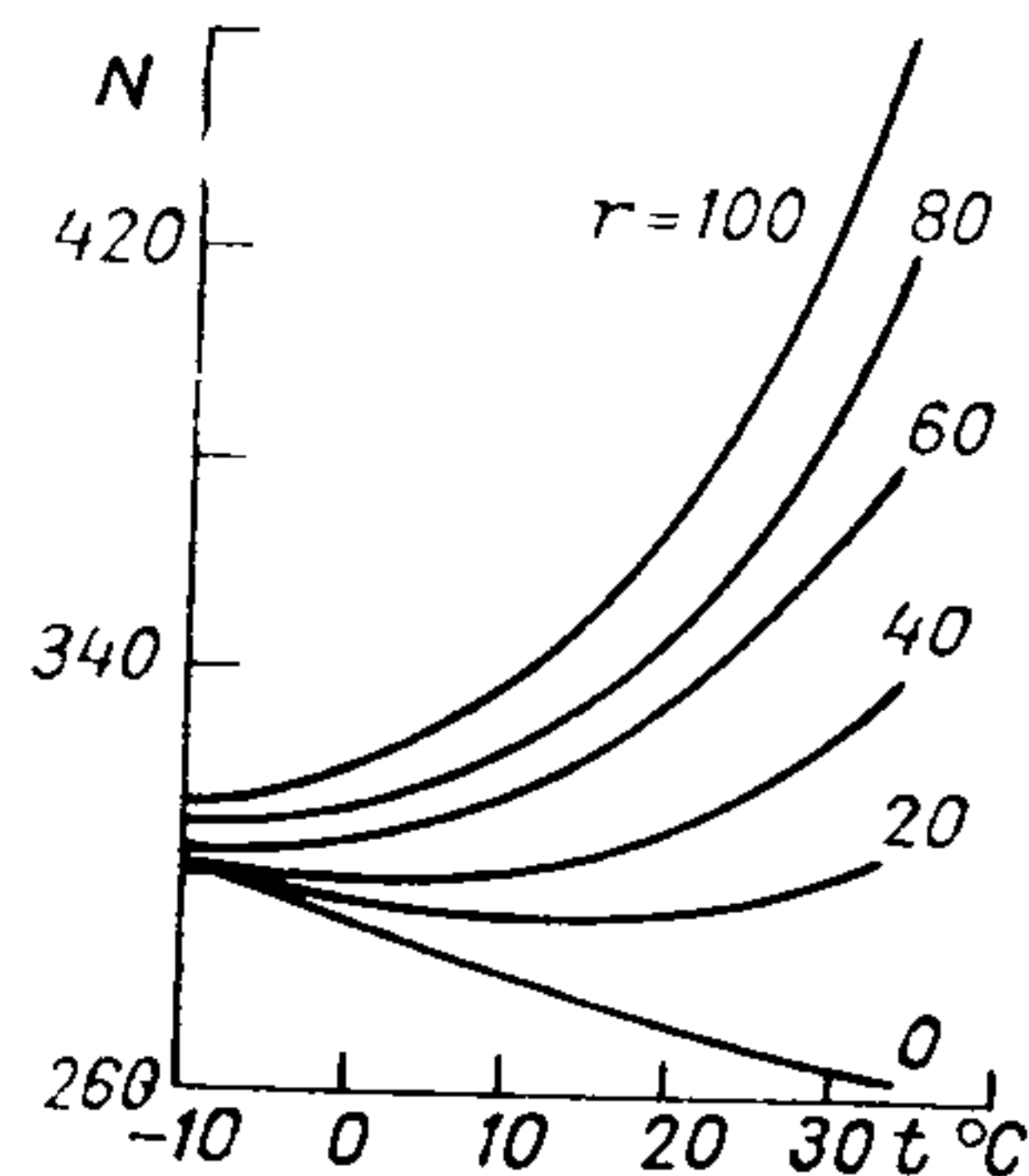


Рис. 10.3. Зависимость коэффициента преломления атмосферы от температуры и относительной влажности воздуха при давлении 1000 мбар.

циента преломления имеют место в нижнем трехкилометровом слое атмосферы, что обусловлено большими изменениями в этом слое температуры и влажности. Суточные изменения коэффициента преломления атмосферы наиболее значительны в нижнем километровом слое и могут достигать $10-15N$ -ед (рис. 10.4 б). Они также обусловлены большим суточным ходом температуры и влажности воздуха. Случайные флуктуации коэффициента преломления связаны с атмосферной турбулентностью и могут достигать значения $10N$ -ед (рис. 10.4 в).

Обычно учитывают изменение коэффициента преломления атмосферы только по высоте, пренебрегая горизонтальной изменчивостью, которая рассматривается лишь в ряде специальных задач.

Для характеристики вертикальной изменчивости коэффициента преломления атмосферы пользуются понятием вертикального градиента

$$\frac{dn}{dH} \approx \frac{\Delta n}{\Delta H} = \frac{n_2 - n_1}{H_2 - H_1}, \quad (10.17)$$

или

$$\frac{dN}{dH} \approx \frac{\Delta N}{\Delta H} = \frac{N_2 - N_1}{H_2 - H_1},$$

где H_1 и H_2 — высоты нижней и верхней границ слоя, n_1 и n_2 — значения коэффициента преломления на этих высотах. Вертикальный градиент dn/dH имеет размерность $1/\text{м}$, а градиент dN/dH — N -ед/м. Из соотношения (10.17) следует, что в реальной атмосфере, для которой коэффициент преломления уменьшается с высотой, соответствуют отрицательные значения градиента.

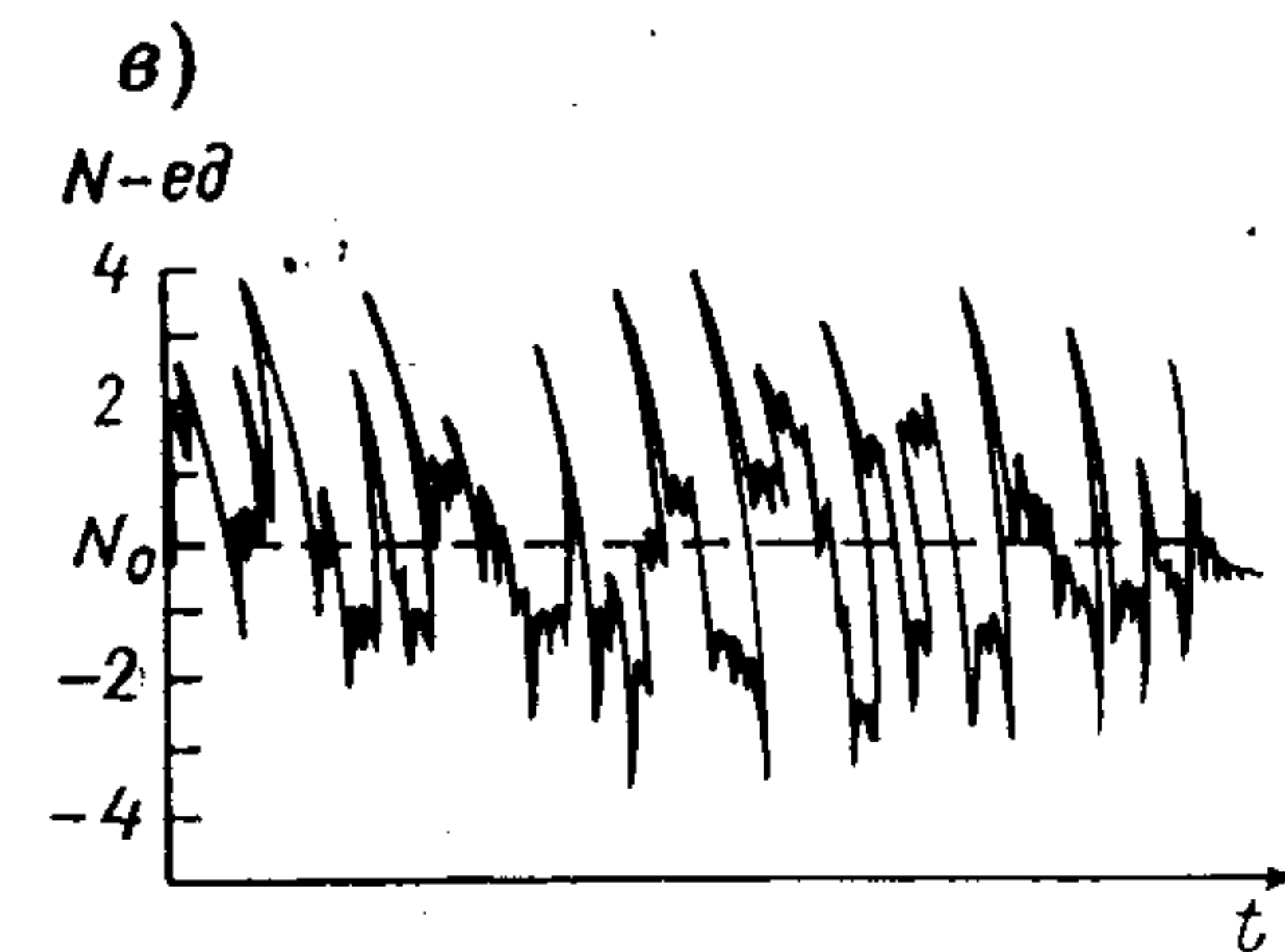
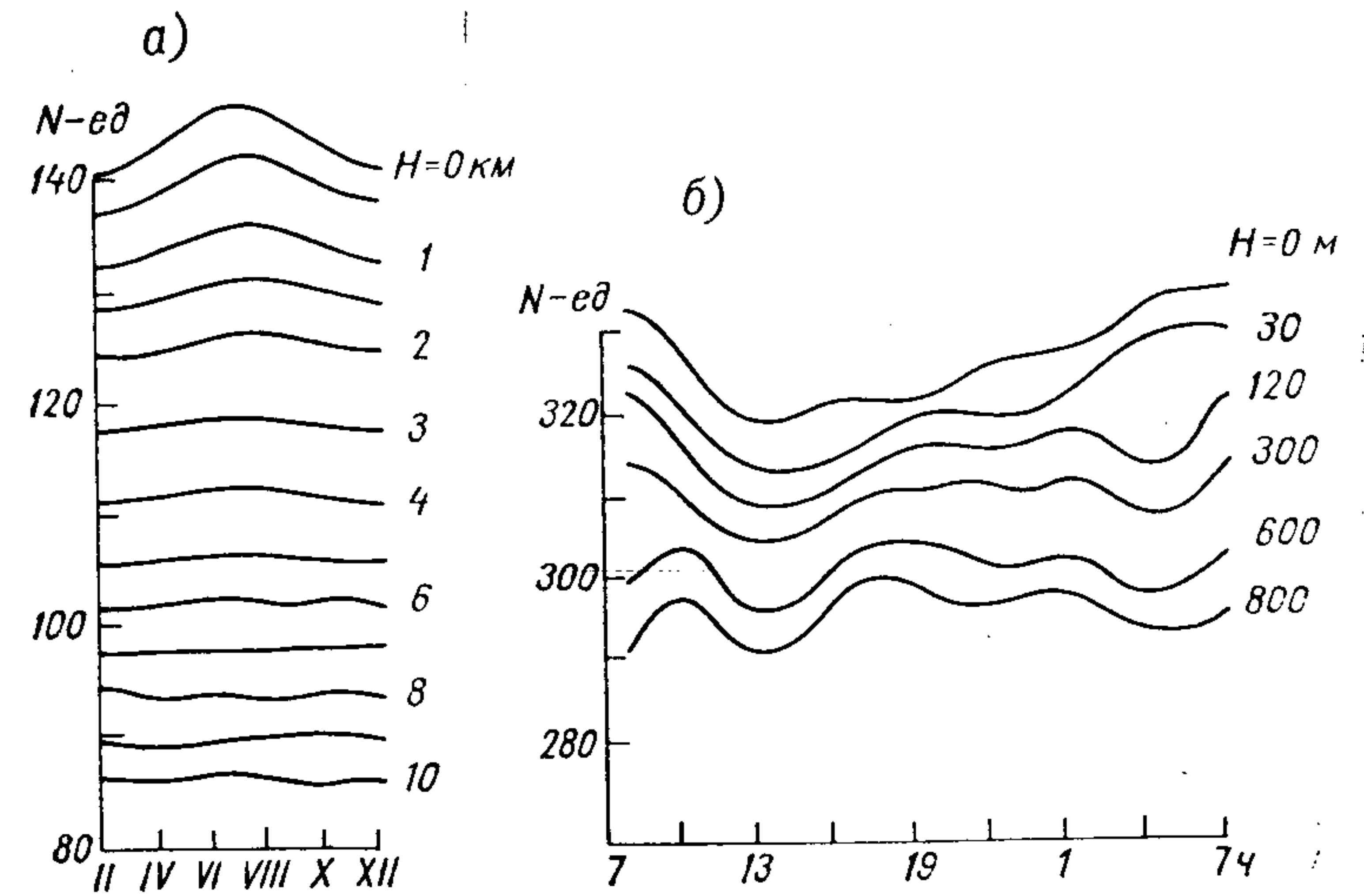


Рис. 10.4. Изменение коэффициента преломления безоблачной атмосферы с высотой.

а — годового хода, б — суточного хода, в — быстрые флуктуации.

В радиометеорологии для решения ряда задач пользуются параметрами стандартной, или нормальной, атмосферы. Нормальной считается атмосфера, в которой имеют место линейное уменьшение температуры воздуха с высотой, равное $6,5^\circ\text{C}$ на 1 км, уменьшение давления по барометрическому закону

$$p_H = p_0 e^{-\frac{g(H-H_0)}{RT_{\text{ср}}}}$$

и убывание влажности воздуха по эмпирическому соотношению

$$q_H = q_0 e^{-H(b - Hc)},$$

где p_0 и p_H — давление на нижнем и верхнем уровнях; g — ускорение свободного падения; R — универсальная газовая постоянная; $T_{\text{ср}}$ — средняя барометрическая температура столба воздуха между указанными уровнями; H — высота, км; q — удельная влажность, г/м³; b и c — коэффициенты ($0,1112 \leq b \leq 0,2181$; $0,0286 \leq c \leq 0,0375$).

В стандартной атмосфере коэффициент преломления изменяется с высотой по линейному закону с постоянным градиентом $\frac{dn}{dH} = 4 \cdot 10^{-8}$ 1/м, или $\frac{dN}{dH} = 4 \cdot 10^{-2}$ N-ед/м.

Гидрометеорные частицы. Лед и вода, из которых состоят взвешенные или выпадающие частицы облаков и осадков, относятся к полупроводящим средам — средам с потерями. Для таких сред относительная диэлектрическая проницаемость является величиной комплексной и определяется соотношением (10.7), которое может быть записано в виде

$$\epsilon_k = \epsilon_d - j\epsilon_{\text{мн}},$$

где ϵ_d и $\epsilon_{\text{мн}}$ — действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости.

Согласно дипольной теории Дебая, действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости определяются выражениями

$$\epsilon_d = n_0^2 + \frac{\epsilon_0 - n_0^2}{1 + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda}\right)^2}, \quad (10.18)$$

$$\epsilon_{\text{мн}} = \frac{\lambda_s}{\lambda} \frac{\epsilon_0 - n_0^2}{1 + \left(\frac{\lambda_s}{\lambda}\right)^2}, \quad (10.19)$$

где n_0 — оптический показатель преломления; ϵ_0 — статическая диэлектрическая постоянная; λ_s — так называемая «волна скачка», которой соответствует максимальное значение действительной части диэлектрической проницаемости; λ — длина волны. Экспериментально установлено, что для воды $\epsilon_0 = 80,8$; $n_0^2 = 1,8$; $\lambda_s = 1,6$ см.

Из соотношений (10.18) и (10.19) следует, что как действительная, так и мнимая части диэлектрической проницаемости зависят от частоты падающей электромагнитной волны (рис. 10.5).

При исследовании диэлектрических свойств гидрометеорных частиц удобно пользоваться комплексным коэффициентом преломления

$$m = n - jp = n - jnx,$$

где

$$n = \frac{\epsilon_d}{2} \left[1 + \sqrt{1 + \left(\frac{\epsilon_{\text{мн}}}{\epsilon_d}\right)^2} \right]^{1/2}$$

— вещественная часть показателя преломления,

$$x = \frac{\epsilon_{\text{мн}}}{\epsilon_d} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \frac{\epsilon_{\text{мн}}}{\epsilon_d}}}$$

— индекс поглощения.

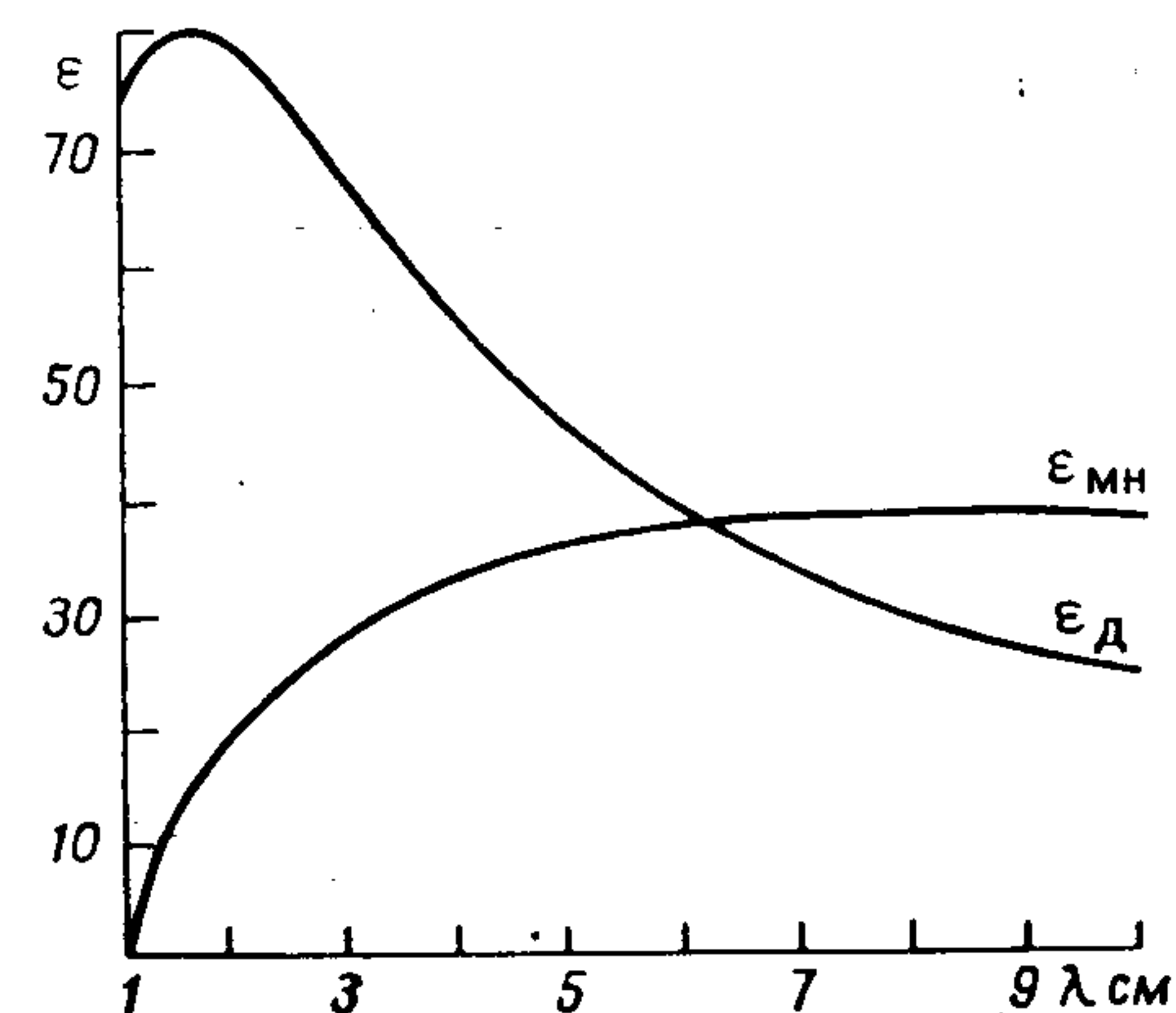


Рис. 10.5. Зависимость действительной (ϵ_d) и мнимой ($\epsilon_{\text{мн}}$) частей диэлектрической проницаемости воды от длины волны.

Атмосферные образования. Аналогично выражению (10.11) относительную диэлектрическую проницаемость смеси, состоящей из влажного воздуха и взвешенных частиц, можно представить как

$$\epsilon' = 1 + \chi_{\text{эг}} + \chi_{\text{эвп}} + \chi_{\text{эа}}, \quad (10.20)$$

где $\chi_{\text{эа}}$ — электрическая восприимчивость аэрозольной фракции.

В случае атмосферного образования, состоящего из равномерно распределенных в пространстве сферических частиц, электрическая восприимчивость аэрозольной части единицы объема определяется соотношением

$$\chi_{\text{эа}} = N_i a^3 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|, \quad (10.21)$$

где N_i — число частиц в единице объема, a — средний радиус капель, m — комплексный коэффициент преломления вещества частиц.

Выразив радиус частиц через их объем, соотношение (10.21) представим в виде

$$\kappa_{за} = \frac{3}{4\pi} \frac{W}{\rho} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|, \quad (10.22)$$

где W — водность атмосферного образования, ρ — плотность вещества аэрозолей.

С учетом формулы (10.22) получим выражение для коэффициента диэлектрической проницаемости атмосферного образования в виде

$$\epsilon' = 1 + \left[\frac{157}{T} 10^{-6} \left(p + \frac{4800e}{T} \right) + 3 \frac{W}{\rho} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right| \right].$$

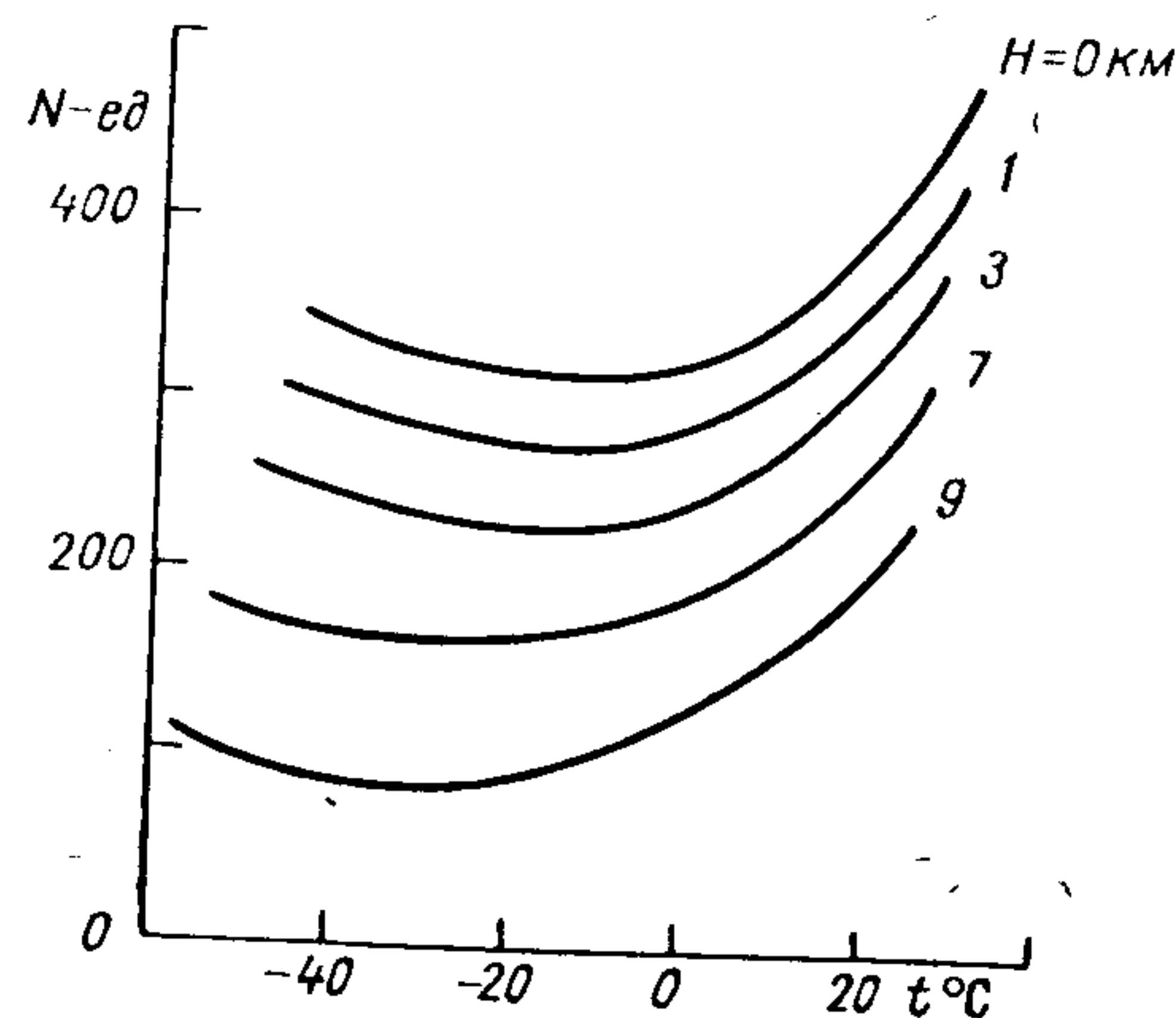


Рис. 10.6. Зависимость коэффициента преломления облаков с водностью 1 г/м³ от температуры у земной поверхности при различных высотах.

На основании соотношения (10.20) коэффициент преломления будет равен

$$n = \sqrt{1 + \left[\frac{157}{T} 10^{-6} \left(p + \frac{4800e}{T} \right) + 3 \frac{W}{\rho} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right| \right]}.$$

Воспользовавшись приближенным соотношением

$$\sqrt{1 + \alpha} \approx 1 + \frac{1}{2} \alpha,$$

где $\alpha \ll 1$, получим

$$n = 1 + \frac{78,5}{T} 10^{-6} \left(p + \frac{4800e}{T} \right) + \frac{3}{2} \frac{W}{\rho} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|. \quad (10.23)$$

Первое слагаемое в выражении (10.23) определяет вклад влажного воздуха, а второе — аэрозольной части атмосферного образования. Для капельно-жидкой облачности, полагая $W = 1$ г/м³, $\rho = 1$, $\left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right| \approx 1$, получим значение второго слагаемого порядка 10^{-6} , в то время как порядок первого слагаемого 10^{-3} . Таким образом, можно сделать заключение, что коэффи-

циент преломления облачности в основном определяется температурой (рис. 10.6) и давлением влажного воздуха внутри атмосферного образования и с достаточной точностью может быть вычислен для воздуха с влажностью 100 %.

10.3. Преломляющие свойства атмосферы. Радиорефракция

Радиорефракцией называется искривление траектории электромагнитных волн при распространении в атмосфере. Плотность реальной атмосферы убывает с высотой, поэтому радиолуч, направленный с земной поверхности вверх, будет переходить из области с большим значением плотности в области с малыми значениями плотности. Если электромагнитный луч падает на границу раздела плоскопараллельных сред с разными значениями коэффициента n (рис. 10.7 а), то искривление траек-

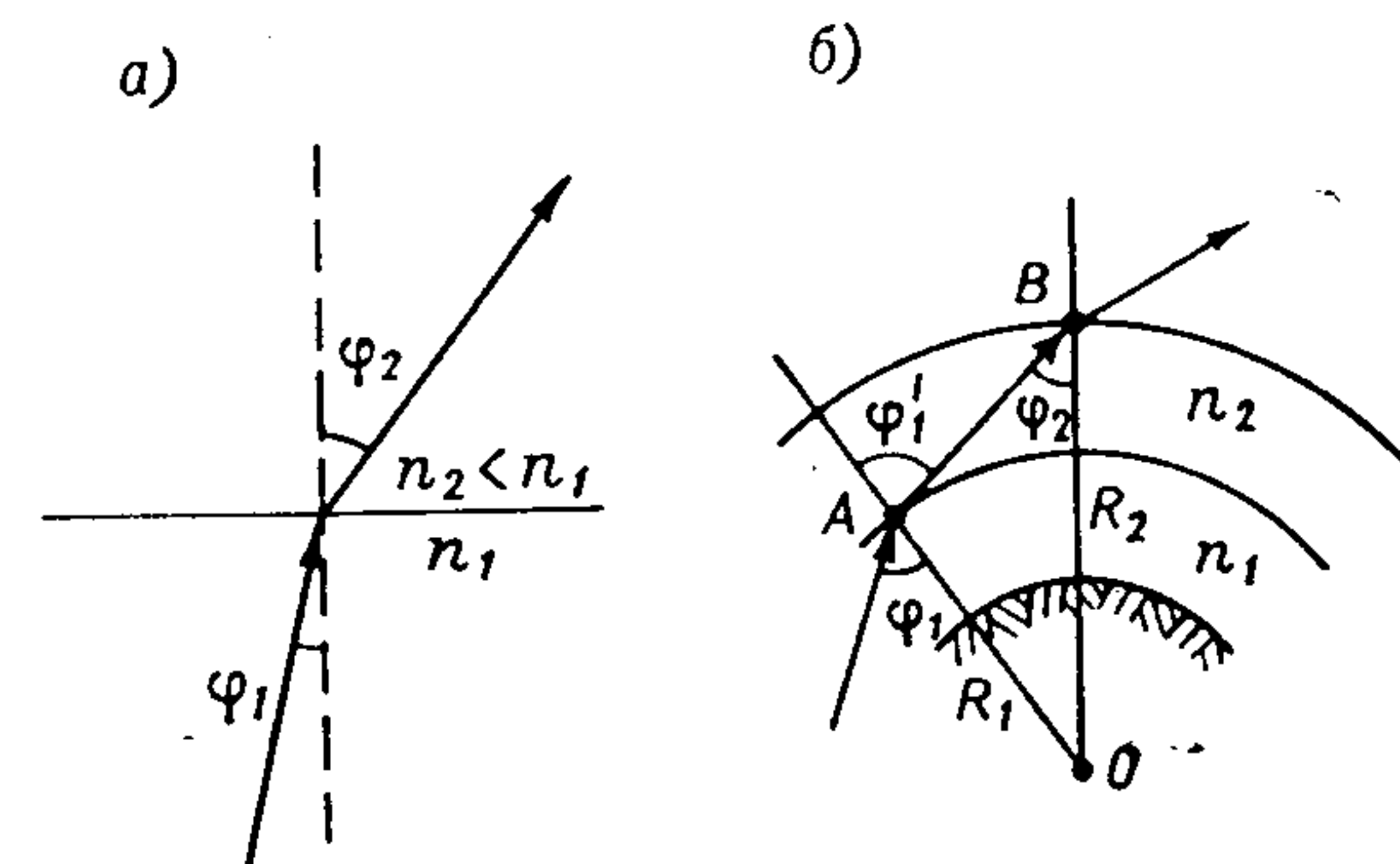


Рис. 10.7. Характер преломления луча.

а — в плоской атмосфере, б — в сферической атмосфере.

тории луча будет происходить по закону $n_i \sin \varphi_i = \text{const}$. Так как луч переходит из среды с большим значением n в среду с меньшим значением n , то угол φ_2 больше угла φ_1 , т. е. траектория луча будет обращена вогнутостью в сторону границы раздела.

Если луч падает на границу раздела сферических слоев (рис. 10.7 б) с различными значениями коэффициента преломления, то, считая в пределах каждого слоя распространение прямолинейным, для точки А можно записать

$$n_1 \sin \varphi_1 = n_2 \sin \varphi_1'. \quad (10.24)$$

Из треугольника АОВ по теореме синусов находим

$$\sin \varphi_1' = \frac{R_2}{R_1} \sin \varphi_2, \quad (10.25)$$

где R_1 и R_2 — расстояния точек падения волны от центра

сферической Земли. В результате подстановки выражения (10.24) в соотношение (10.25) получим

$$n_1 R_1 \sin \varphi_1 = n_2 R_2 \sin \varphi_2,$$

или

$$n_i R_i \sin \varphi_i = \text{const.} \quad (10.26)$$

Если электромагнитный луч будет распространяться в плоско-слоистой атмосфере, в которой коэффициент преломления изменяется постепенно, то будет происходить плавное искривление траектории луча. Радиус кривизны будет определяться ве-

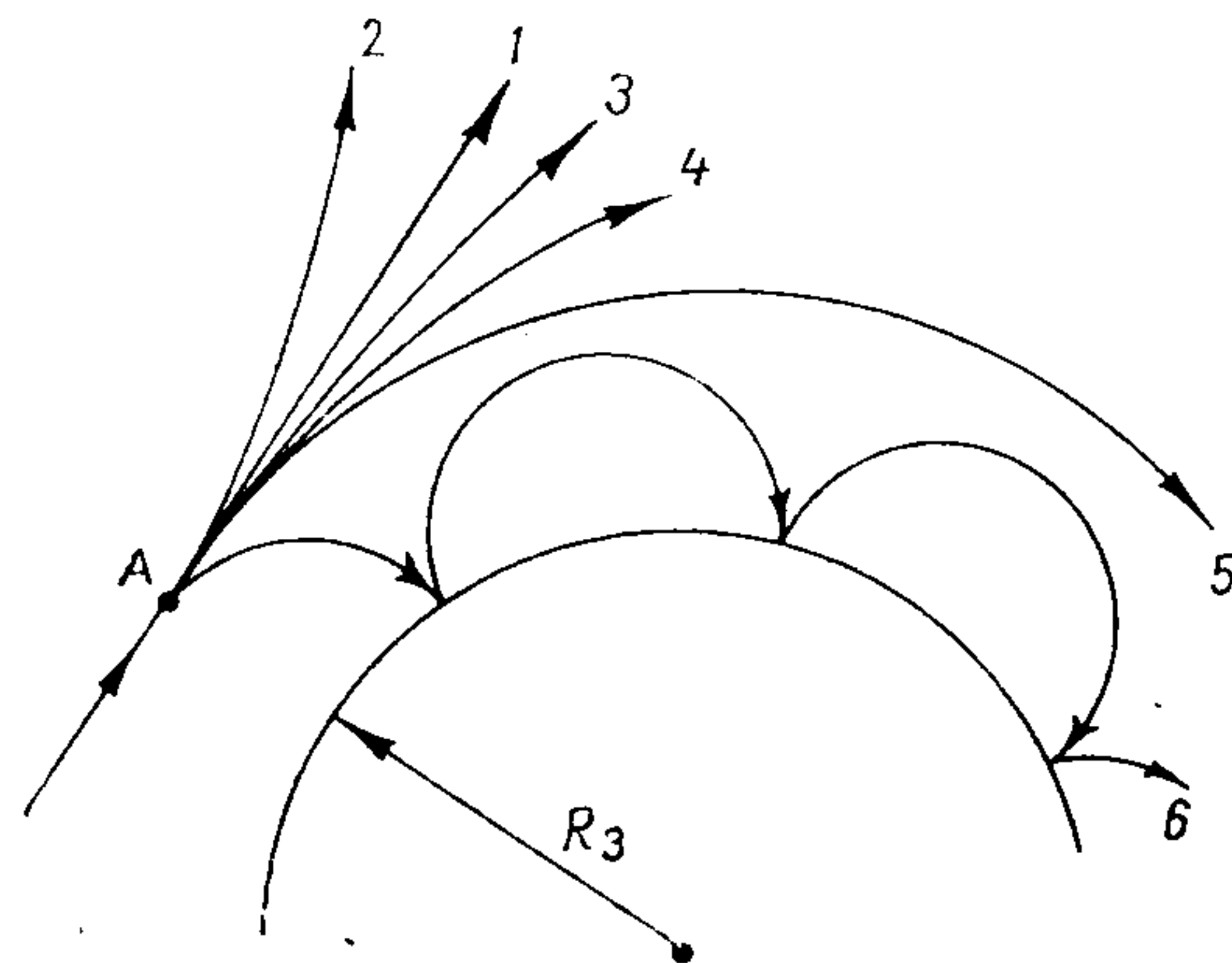


Рис. 10.8. Траектории распространения радиоволн при различных типах радиорефракции. 1 — нулевая рефракция, 2 — отрицательная, 3 — нормальная (стандартная), 4 — повышенная, 5 — критическая, 6 — сверхрефракция.

личной градиента коэффициента преломления в соответствии с выражением

$$\rho = -\frac{1}{dn/dH},$$

где dn/dH — градиент коэффициента преломления.

Представляет практический интерес случай критической рефракции, когда радиус кривизны радиолуча, направленного вдоль земной поверхности, равен радиусу Земли и луч огибает земной шар. Условием критической рефракции будет

$$\frac{dn}{dH} = -\frac{1}{R_3} = -\frac{1}{6370 \cdot 10^3} = -15,7 \cdot 10^{-8},$$

где R_3 — радиус Земли.

Рассмотрим различные виды радиорефракции и соответствующие им значения градиента коэффициента преломления. В зависимости от характера искривления радиолуча различают три основных типа радиорефракции: отрицательную, нулевую и положительную (рис. 10.8 и табл. 10.1). Такое деление радиорефракции отражает ее влияние на дальность радиосвязи в диапазоне СВЧ или на дальность радиолокационного наблюдения объектов.

Таблица 10.1

Характеристики радиорефракции

Тип рефракции	dn/dH 1/м
Отрицательная	> 0
Нулевая	0
Положительная:	
пониженная	от 0 до $-4 \cdot 10^{-8}$
нормальная	$-4 \cdot 10^{-8}$
повышенная	от $-4 \cdot 10^{-8}$ до $-15,7 \cdot 10^{-8}$
критическая	$-15,7 \cdot 10^{-8}$
сверхрефракция	$< -15,7 \cdot 10^{-8}$

При нулевой рефракции (нулевое значение градиента коэффициента преломления) радиолуч остается прямолинейным. Отрицательная рефракция (вызывающая уменьшение дальности радиосвязи) имеет место, если луч направлен выпуклостью вниз, т. е. луч из менее плотной среды переходит в более плотную. Это может быть только при положительных значениях градиента коэффициента преломления. Положительная рефракция возникает при отрицательных значениях градиента коэффициента преломления и делится на пониженную, нормальную, повышенную, критическую и сверхрефракцию. Нормальная радиорефракция соответствует рефракции в нормальной (стандартной) атмосфере, имеющей градиент коэффициента преломления $-4 \cdot 10^{-8}$ 1/м. Радиорефракция при значениях градиента коэффициента преломления от 0 до $-4 \cdot 10^{-8}$ 1/м называется положительной пониженной рефракцией. Радиорефракция при

$-15,7 \cdot 10^{-8} \leq \frac{dn}{dH} \leq -4 \cdot 10^{-8}$ 1/м называется положительной

повышенной рефракцией. При значениях градиента коэффициента преломления менее $-15,7 \cdot 10^{-8}$ 1/м имеет место сверхрефракция. Радиус кривизны луча меньше радиуса земного шара, вследствие чего луч испытывает многократное отражение от земной поверхности.

Критическая рефракция и сверхрефракция характеризуются сверхдальним распространением радиоволн. Такое явление связывают с образованием так называемых атмосферных волноводов, которые могут быть как приземными, так и приподнятыми (отражение в этом случае имеет место не от земной поверхности, а от слоя атмосферы, приподнятого над землей). Атмосферные волноводы существенно повышают дальность радиосвязи на СВЧ и дальность радиолокационного наблюдения объектов.

многократное отражение

10.4. Методы учета радиорефракции

Явление рефракции в атмосфере приводит к ошибкам измерения координат объектов радиотехническими и оптическими методами. Регулярную составляющую таких ошибок можно учитывать путем введения соответствующих поправок в результаты измерений. В зависимости от изменчивости вертикального градиента коэффициента преломления различают два способа введения поправок: метод эквивалентного радиуса Земли и метод приведенного коэффициента преломления.

Метод эквивалентного радиуса Земли сводит задачу криволинейного распространения радиоволн к задаче с прямолинейным распространением. Криволинейную траекторию луча «разгибают», увеличивая радиус Земли до тех пор, пока траектория луча не окажется прямолинейной. Радиус Земли, соответствующий прямолинейному лучу, называют эквивалентным радиусом и используют для расчетов. Определим эквивалентный радиус Земли для случая, когда градиент показателя преломления постоянен, а луч первоначально направлен под углом φ к вертикали. Для двух точек, одна из которых расположена на земной поверхности, а вторая на высоте H , на основании соотношения (10.26) можно записать

$$n_0 R_3 \sin \varphi_0 = n (R_3 + H) \sin \varphi, \quad (10.27)$$

где n_0 и n — значения коэффициента преломления на уровне земной поверхности и на высоте H соответственно.

Значение коэффициента преломления атмосферы на высоте H связано с его приземным значением выражением

$$n = n_0 + \frac{dn}{dH} H.$$

Поэтому соотношение (10.27) может быть переписано в виде

$$R_3 \sin \varphi_0 = \left(1 + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH} H\right) (R_3 + H) \sin \varphi,$$

или

$$\sin \varphi_0 = \left(1 + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH} H + \frac{H}{R_3} + \frac{1}{n_0} \frac{H^2}{R_3} \frac{dn}{dH}\right) \sin \varphi. \quad (10.28)$$

Так как $\frac{H}{R_3} \ll 1$ и $\frac{dn}{dH} H \ll 1$, то, пренебрегая в выражении (10.28) последним слагаемым, получим

$$\sin \varphi_0 = \left[1 + H \left(\frac{1}{R_3} + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH}\right)\right] \sin \varphi. \quad (10.29)$$

Сравнивая соотношение (10.29) с формулой (10.27) при $n = n_0$, замечаем, что оно соответствует случаю отсутствия ре-

фракции, но уже в атмосфере Земли с кривизной, равной не $1/R_3$, как это имело место при обычной нулевой рефракции, а $\frac{1}{R_3} + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH}$.

Кривизна этой новой сферы (эквивалентный радиус) находится из соотношения

$$\frac{1}{R_3} = \frac{1}{K_p R_3} = \frac{1}{R_3} + \frac{1}{n_0} \frac{dn}{dH}, \quad (10.30)$$

откуда эквивалентный радиус Земли

$$R_3 = K_p R_3.$$

Коэффициент пропорциональности определяется формулой

$$K_p = \frac{1}{1 + \frac{R_3}{n_0} \frac{dn}{dH}}.$$

Для нормальной атмосферы, полагая $\frac{dn}{dH} = -4 \cdot 10^{-8}$ 1/м, $R_3 = 6370 \cdot 10^3$ м, $n_0 = 1$, получаем $K_p = 1,33$ и $R_3 = 8460$ км. При расчетах, связанных с обеспечением радиовидимости, следует оперировать с эквивалентным радиусом Земли так же, как и с обычным радиусом Земли при отсутствии рефракции.

Метод приведенного коэффициента преломления состоит в том, что влияние кривизны земной поверхности (а следовательно, и кривизны сферической слоистой атмосферы) заменяют влиянием дополнительного значения коэффициента преломления атмосферы. Для этого криволинейную траекторию луча вместе с земной поверхностью «разгибают» до тех пор, пока сферическая поверхность Земли не превратится в плоскую, а луч при этом будет иметь другую кривизну. Соответствующий новой рефракции коэффициент преломления атмосферы называется приведенным коэффициентом преломления.

Пусть, как и в предыдущем случае, из точки, расположенной на земной поверхности, в плоскостой атмосфере направлен радиолуч. Применительно к этому случаю также будет справедливо соотношение (10.27). С учетом того, что $\frac{nH}{R_3} \approx$

$\approx \frac{H}{R_3}$ (так как $n \approx 1$), соотношение (10.27) можно переписать в виде

$$\left(n + \frac{H}{R_3}\right) \sin \varphi = n_0 \sin \varphi_0. \quad (10.31)$$

Отсюда приведенный коэффициент преломления

$$n_{\text{пр}} = n + \frac{H}{R_3},$$

или в N -единицах

$$N_{\text{пр}} = (n_{\text{пр}} - 1) 10^6 = \left(n + \frac{H}{R_3} - 1\right) 10^6.$$

Приведенный коэффициент преломления используется так же, как и обычный коэффициент преломления в задачах распространения над плоской Землей.

10.5. Ослабляющие свойства атмосферы

В процессе распространения электромагнитных волн в атмосфере возникают потери энергии, зависящие от ее структуры. При исследовании этих потерь атмосферу рассматривают как смесь составляющих ее газов, водяного пара и аэрозольной фракции. Механизм взаимодействия электромагнитных волн с газами атмосферы и водяным паром, с одной стороны, и с гидрометеорами и атмосферным аэрозолем, с другой, имеет свои особенности.

Ослабление в газах атмосферы при распространении электромагнитных волн в атмосфере имеет место вследствие поглощения и рассеяния энергии волн молекулами. В диапазоне сверхвысоких частот длина волны колебаний много больше размеров молекул, поэтому эффектом рассеяния можно пренебречь и рассматривать только эффект поглощения.

Из газов, составляющих атмосферу, наиболее сильно электромагнитная энергия ослабляется кислородом и водяным паром, при этом ослабление возникает вследствие того, что электромагнитная волна взаимодействует с дипольными молекулами указанных газов и вызывает их вынужденные колебания. Молекулы кислорода магнитно взаимодействуют с полем радиоволн, а молекулы водяного пара — электрически. Ослабляющие свойства кислорода зависят от давления и температуры. С понижением температуры поглощение кислородом увеличивается. Так, при температуре -40°C оно на 78 % больше, чем при 20°C . Ослабление водяным паром прямо пропорционально удельной влажности воздуха и также увеличивается с понижением температуры (при температуре -40°C на 20—45 % больше, чем при 20°C).

Потери электромагнитной энергии в газах атмосферы учитывают с помощью удельных коэффициентов поглощения кислородом (γ_k) и водяным паром ($\gamma_{\text{вп}}$), характеризующих ослабление проходящей электромагнитной энергии на единице расстояния и выражаемых в дБ/км. Для слоя атмосферы протяженностью

R суммарный коэффициент ослабления будет выражаться соотношением

$$\Gamma = (\gamma_k + \gamma_{\text{вп}}) R.$$

Принимаемая мощность электромагнитной волны с учетом ослабления определяется соотношением

$$P = P_0 \cdot 10^{-0,1\Gamma},$$

где P_0 — мощность при отсутствии ослабления.

Применительно к радиолокационным задачам, когда волна проходит одно и то же расстояние R дважды (до цели и обратно), принимаемая мощность волны определяется по формуле γ дБ/км

$$P = P_0 \cdot 10^{-0,2\Gamma}.$$

Величина $K = 10^{-0,1\Gamma}$ (или $K = 10^{-0,2\Gamma}$), называемая множителем ослабления, входит как поправочный коэффициент в уравнения, определяющие дальность действия радиотехнических устройств.

На рис. 10.9 приведены зависимости удельных коэффициентов поглощения кислородом и водяным паром атмосферы от длины волны у поверхности Земли при температуре 20°C . Анализ зависимостей показывает, что как у кислорода, так и у водяного пара имеются области частот, где поглощение велико за счет резонансных явлений. У кислорода резонансная область лежит вблизи длин волн 0,5 и 0,25 см, где значение удельного коэффициента поглощения у земной поверхности может достигать 3 и 14 дБ/км соответственно. Ослабление волны водяным паром зависит от его содержания в атмосфере. Резонансное поглощение у водяного пара наблюдается на волнах 0,16 и 1,35 см. На этих длинах волн при удельной влажности $q = 7,5 \text{ г/м}^3$, характерной для умеренных широт, удельный коэффициент поглощения равен 20 и 0,2 дБ/км соответственно. Ослабление электромагнитного излучения водяным паром прямо пропорционально удельной влажности воздуха. При понижении температуры оно медленно возрастает.

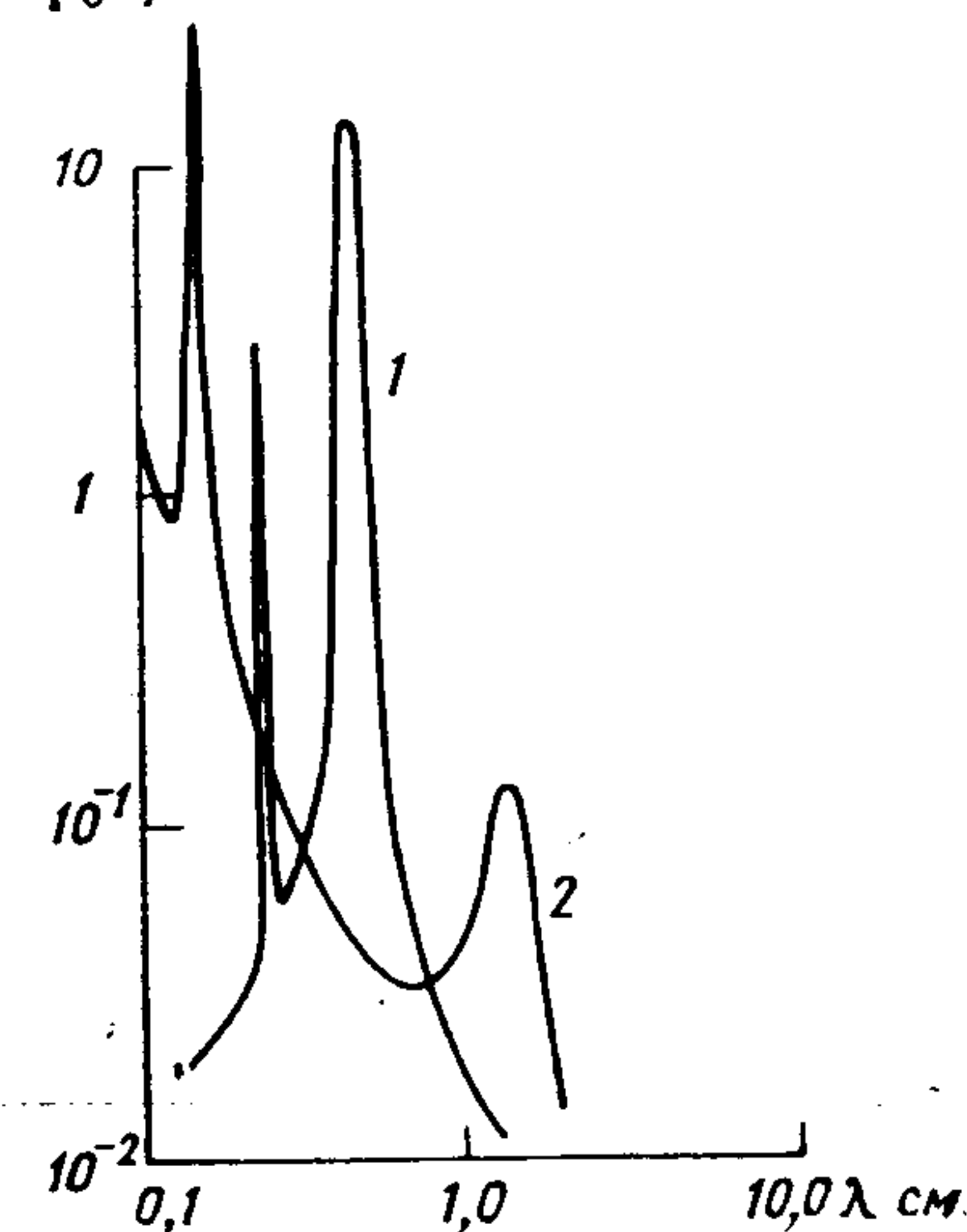


Рис. 10.9. Ослабление волн СВЧ-диапазона кислородом (1) и водяным паром (2) атмосферы при давлении 1000 мбар и температуре 20°C .

Плотность водяного пара 8 г/м^3 .

Роль молекулы N₂ - не детально. Влияние приращивания N₂ и O₂?

Ослабление гидрометеорами при распространении электромагнитных волн происходит вследствие поглощения и рассеяния энергии на гидрометеорных частицах. Интенсивность процессов поглощения и рассеяния оценивают с помощью эффективных площадей поглощения (σ_{pi}) и полного рассеяния (σ_{pi}):

$$\sigma_{pi} = \frac{P_{\pi}^*}{P}, \quad \sigma_{pi} = \frac{P_p^*}{P}, \quad * - \text{для одной частицы}$$

где P_{π} и P_p — мощности, теряемые падающей волной вследствие поглощения и рассеяния соответственно; P — плотность потока мощности падающей волны.

Плоский фронт волны площадью S имеет мощность $P_{\pi} = PS$. На элементе пути dR падающая волна взаимодействует с $NSdR$ -частицами, где N — число частиц в единице объема. Полную мощность, поглощенную и рассеянную на этом пути, можно представить как

$$dP_{\pi} = -P \sigma_{pi}^* NS dR$$

и

$$dP_p = -P \sigma_{pi} NS dR$$

соответственно, откуда

$$\frac{dP_{\pi}}{P_{\pi}} = -N \sigma_{pi} dR,$$

$$\frac{dP_p}{P_p} = -N \sigma_{pi} dR. \quad (10.32)$$

Проинтегрировав эти выражения по дальности в пределах $0 \dots R$ и по мощности в пределах $P_0 \dots P_{\pi}$ для поглощения и $P_0 \dots P_p$ для рассеяния, получаем

$$\ln \frac{P_{\pi}}{P_0} = -N \sigma_{pi} R, \quad \ln \frac{P_p}{P_0} = -N \sigma_{pi} R, \quad (10.33)$$

или

$$10 \lg \frac{P_{\pi}}{P_0} = -4,34 N \sigma_{pi} R,$$

$$10 \lg \frac{P_p}{P_0} = -4,34 N \sigma_{pi} R.$$

Величины, определяющие потери мощности на пути 1 км, представляют собой удельные коэффициенты поглощения и полного рассеяния в дБ/км:

$$\gamma_{pi} = 4,34 \cdot 10^3 N \sigma_{pi}, \quad \gamma_{pi} = 4,34 \cdot 10^3 N \sigma_{pi}, \quad (10.34)$$

где N в $1/м^3$.

Потери на поглощение и рассеяние суммируются, и полное ослабление оценивается удельным коэффициентом ослабления

$$\gamma_{\Sigma i} = \gamma_{pi} + \gamma_{pi} = 4,34 \cdot 10^3 N \sigma_{\Sigma i}, \quad (10.35)$$

где $\sigma_{\Sigma i} = \sigma_{pi} + \sigma_{pi}$ — эффективная площадь ослабления частицы.

Эффективные площади поглощения и полного рассеяния сферических частиц могут быть рассчитаны по формулам Ми, которые для случая малых частиц, удовлетворяющих условию $\frac{\pi d}{\lambda} \ll 1$, имеют вид

$$\sigma_{pi} = \frac{\pi^2 d^3}{\lambda} I_m \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right), \quad (10.36)$$

$$\sigma_{pi} = \frac{2\pi^5 d^6}{3\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2, \quad (10.37)$$

где d — диаметр частицы, I_m — мнимая часть стоящего в скобках комплексного числа.

Величины σ_{pi} и σ_{pi} в различной степени зависят от размеров частиц и длины волны. Для частиц малых размеров, для которых справедливы соотношения (10.36) и (10.37), $\sigma_{pi} \gg \sigma_{pi}$, т. е. эффективная площадь ослабления практически определяется только эффективной площадью поглощения.

Используемые для расчетов ослабления значения квадрата модуля и мнимой части отношения $\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}$ для воды зависят от температуры и длины волны (табл. 10.2).

Что касается льда, то $\left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2$ и $I_m \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$ практически не зависят от длины волны, а зависят от температуры (табл. 10.3).

Таблица 10.2

Значения квадрата модуля и мнимой части отношения $\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}$ для воды

Параметр	t °C	λ см			
		0,62	1,24	3,21	10,0
$\left \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right ^2$	20	0,8926	0,9193	0,9275	0,928
	10	0,8726	0,9152	0,9282	0,9313
	0	0,8312	0,9055	0,9300	0,9340
	-8	0,7921	0,8902		
$I_m \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$	20	0,0915	0,0471	0,1883	0,00475
	10	0,1142	0,0615	0,0247	0,00688
	0	0,1441	0,0807	0,0335	0,1102
	-8	0,1713	0,1036		

Таблица 10.3

Значение квадрата модуля и мнимой части множителя $\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}$ для льда		
Параметр	t °C	Значение параметра
$\left \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right ^2$ $I_m \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$	При всех температурах, если плотность 1 г/м ³	0,197
	0	$9,6 \cdot 10^{-4}$
	-10	$3,2 \cdot 10^{-4}$
	-20	$2,2 \cdot 10^{-4}$

Ослабление в дожде рассчитывают в функции его интенсивности, выраженной в мм/ч, поскольку найти концентрацию и распределение капель по размерам затруднительно. Очевидно, что вклад частиц различных размеров в общую интенсивность дождя различен. Парциальная интенсивность дождя I_i , формируемая каплями диаметром d_i , определяется соотношением

$$I_i = 3,6 \cdot 10^6 N_i \frac{\pi d_i^3}{6} \rho v_i, \quad (10.38)$$

где v_i — абсолютная скорость падения капли, см/с; d_i — диаметр капли, мм; ρ — плотность воды.

В дожде содержатся капли разных размеров, поэтому общая интенсивность дождя представляет собой сумму парциальных интенсивностей

$$I = \sum_{i=1}^N I_i.$$

С учетом соотношения (10.38) выражение (10.35) может быть переписано в виде

$$\gamma = \frac{0,434}{3,6} \sum \frac{I_i \gamma_i}{v_i V_i} = 0,126 \sum I_i C_i,$$

где V_i — объем капли диаметром d_i , $C_i = \gamma_i / v_i V_i$, $\rho = 1$ (для воды).

Так как множитель C_i при фиксированных длине волны и температуре представляет собой постоянную величину, то коэффициент ослабления в дожде может быть записан в виде

$$\gamma = 0,126 C \sum I_i. \quad (10.39)$$

Из соотношения (10.39) следует, что ослабление в дожде с интенсивностью I мм/ч линейно зависит от парциальных интенсивностей I_i , обусловленных группами капель различных размеров. Однако, как показывает опыт, такая зависимость между

эффективной площадью ослабления и интенсивностью дождя I наблюдается лишь для некоторых средних условий. Могут иметь место случаи, когда дожди с одинаковой интенсивностью I мм/ч будут давать различное ослабление.

Для наиболее типичных законов распределения капель в дождях различной интенсивности коэффициент ослабления определяют с помощью эмпирической формулы

$$\gamma = \beta I^\alpha, \quad (10.40)$$

где γ выражено в дБ/км, а I — в мм/ч. Значения коэффициентов β и α для различных длин волн при температуре 18 °C будут следующие:

λ см	0,9	1,24	1,8	3,2	5,6	10
β	0,22	0,12	0,045	0,0074	0,0022	0,0003
α	1,00	1,05	1,14	1,31	1,17	1,00

На рис. 10.10 представлена зависимость удельного коэффициента ослабления от длины волны при различной интенсивности дождя и температуре 18 °C. Для определения коэффициентов ослабления при других температурах вводят поправочные коэффициенты (табл. 10.4).

Таблица 10.4

Поправочные коэффициенты к графикам (рис. 10.10) для разных температур

I мм/ч	λ см	t °C				
		0	10	18	30	4
0,25	0,5	0,85	0,95	1,00	1,02	0,99
	1,25	0,95	1,00	1,00	0,90	0,81
	3,2	1,21	1,10	1,00	0,79	0,55
	10,0	2,01	1,40	1,00	0,70	0,59
2,5	0,5	0,87	0,95	1,00	1,03	1,01
	1,25	0,85	0,99	1,00	0,92	0,80
	3,2	0,82	1,01	1,00	0,82	0,64
	10,0	2,02	1,40	1,00	0,70	0,59
12,5	0,5	0,90	0,96	1,00	1,02	1,00
	1,25	0,83	0,96	1,00	0,93	0,81
	3,2	0,64	0,88	1,00	0,90	0,70
	10,0	2,03	1,40	1,00	0,70	0,59
50,0	0,5	0,94	0,98	1,00	1,00	1,00
	1,25	0,84	0,95	1,00	0,95	0,83
	3,2	0,62	1,87	1,00	0,99	0,81
	10,0	2,01	1,40	1,00	0,70	0,58
150,0	0,5	0,96	0,98	1,00	1,00	1,00
	1,25	0,86	0,96	1,00	0,97	0,87
	3,2	0,66	0,88	1,00	1,03	0,89
	10,0	2,00	1,40	1,00	0,70	0,58

Ослабление в облаках и туманах можно рассчитывать, пользуясь водностью, которая для монодисперсного образования со сферическими частицами определяется соотношением

$$W = N \frac{\pi d^3}{6} \rho, \quad (10.41)$$

где N — число частиц в 1 м^3 , ρ — плотность вещества, d — диаметр частиц. Для капельно-жидких облаков и туманов ($\rho = 1$) коэффициент ослабления определяется формулой

$$\gamma_{\Sigma} = \left[0,43 \frac{6\pi}{\lambda} I_m \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \right] W. \quad (10.42)$$

В диапазоне волн $\lambda = 0,5 \dots 10$ см величина стоящего в квадратных скобках множителя обратно пропорциональна λ , поэтому выражение (10.42) может быть представлено как

$$\gamma = 0,438 \frac{W}{\lambda^2}. \quad (10.43)$$

Зависимости коэффициента ослабления γ от длины волны в тумане и облаках рассчитывают для водности 1 г/м^3 и температур $0-18^\circ\text{C}$ (рис. 10.11 а). Для других капельно-жидких облаков и туманов в соответствии с соотношением (10.43) коэффициент ослабления пересчитывают пропорционально водности.

Рис. 10.10. Зависимость удельного коэффициента ослабления от длины волны при различной интенсивности дождя.

Одной из основных характеристик тумана является оптическая дальность видимости D в метрах, связанная с водностью соотношением

$$W = 9286 D^{-1,43}. \quad (10.44)$$

Дальность видимости может использоваться в качестве параметра в графиках коэффициента ослабления (рис. 10.11 б).

Ослабление в граде и снеге составляет всего несколько процентов ослабления в дожде той же интенсивности, что обусловлено малым значением множителей $\left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2$ и $I_m \left(-\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)$ в соотношениях (10.36) и (10.37). Поэтому, если интенсивность

града не очень велика, ослаблением в граде можно пренебречь. Что касается ослабления в снеге, то в случае сухого снега оно также пренебрежимо мало. Однако если снег мокрый, то в нем ослабление такое же, как и в дожде той же интенсивности.

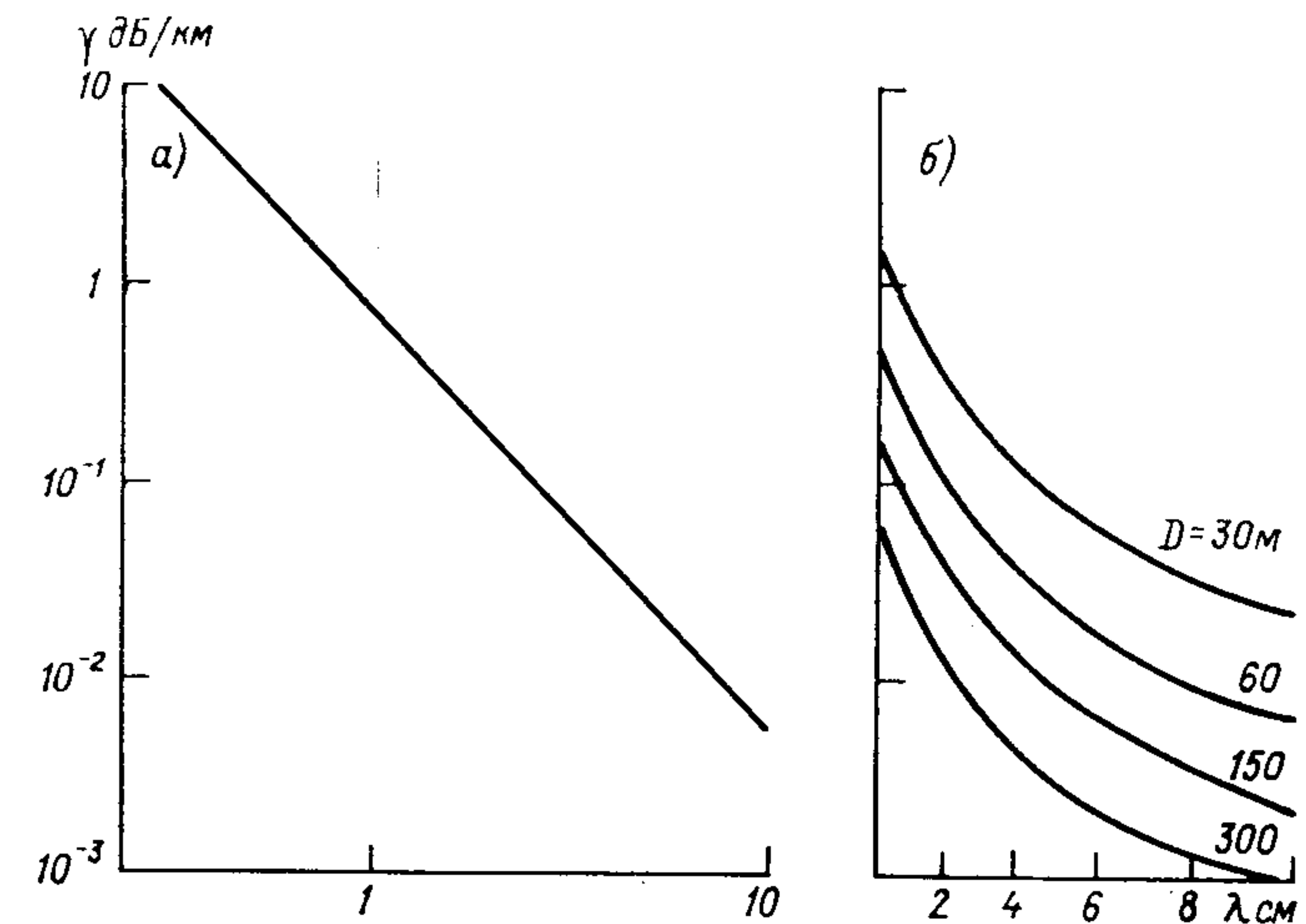


Рис. 10.11. Зависимость коэффициента ослабления в тумане от длины волны. а — для тумана с водностью 1 г/м^3 , б — для туманов с различной дальностью видимости.

10.6. Рассеяние электромагнитных волн сферическими частицами

Наряду с вредным эффектом ослабления рассеяние электромагнитной волны компонентами атмосферы, в частности аэрозольной составляющей (капли и ледяные кристаллы), приводит к формированию отраженного сигнала, несущего полезную информацию об облаках, осадках и т. п. Количество энергии, рассеиваемое в направлении к РЛС (отраженное), характеризуется эффективной площадью рассеяния (ЭПР). Теоретически ЭПР может быть вычислена только для частиц несложной формы, в частности сферических. Согласно теории Ми, ЭПР сферической частицы выражается формулой

$$\sigma = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \left| \sum_{n=1}^{\infty} (a_n - b_n) \right|^2. \quad (10.45)$$

Коэффициенты a_n и b_n , определяющие амплитуды парциальных волн, рассеиваемых частицей, сравнительно легко могут быть рассчитаны лишь при условии, что длина волны много больше

размеров частицы. В этом случае выражение (10.45) приводит к хорошо известной в оптике формуле Релея

$$\sigma = \frac{\pi^5 d^6}{\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \quad (10.46)$$

*Этот закон 2/3?
(см. формулу 10.37)*

В силу указанных допущений результаты расчетов по формуле (10.46) и точному выражению (10.45) различаются (рис. 10.12).

Формула Релея применима для вычисления ЭПР капель туманов, капельно-жидких облаков и морозящих осадков. Вычис-

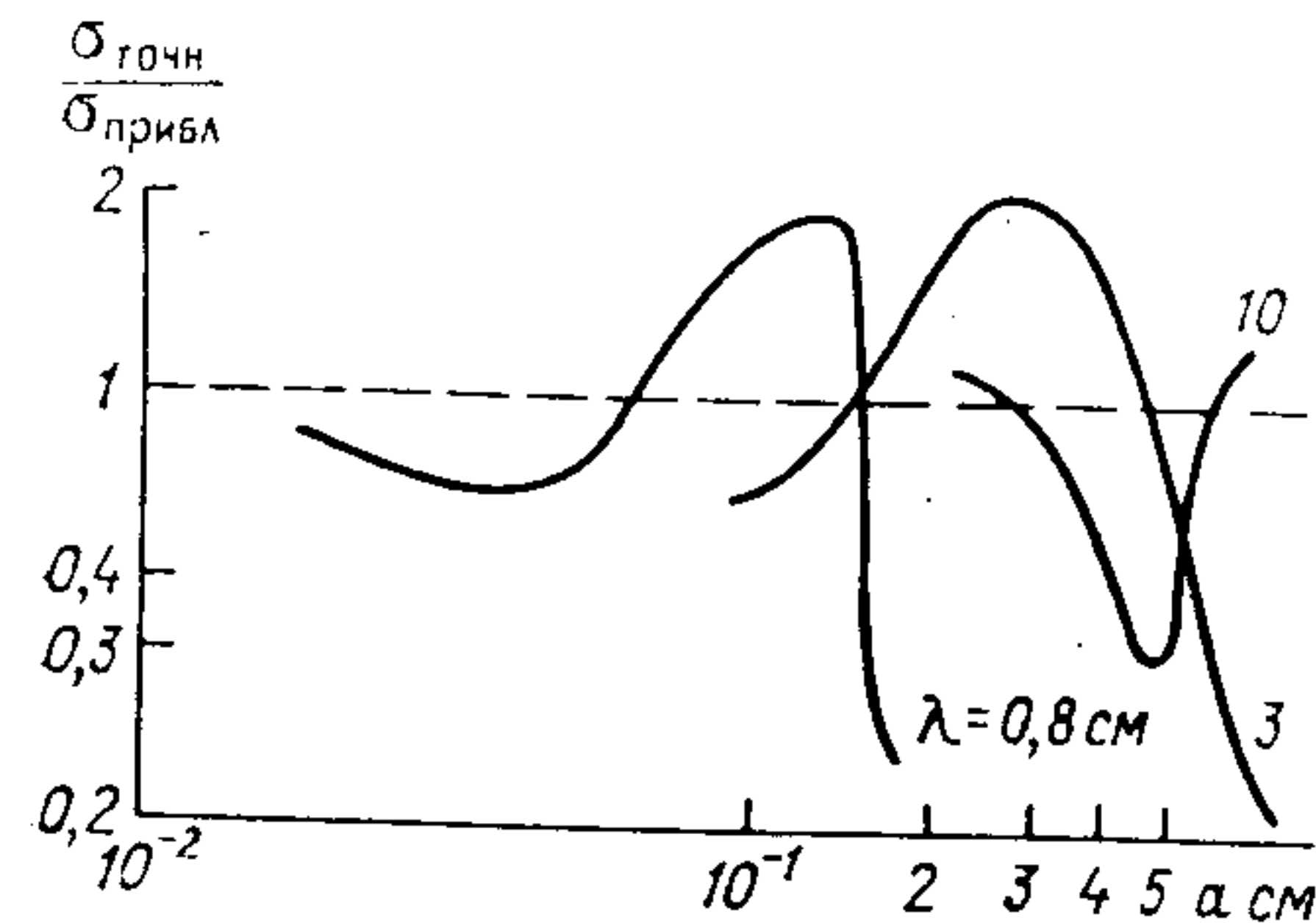


Рис. 10.12. Зависимость отношения ЭПР, рассчитанных по формуле Ми ($\sigma_{\text{точн}}$) и формуле Релея ($\sigma_{\text{прибл}}$), от радиуса частиц для различных длин волн.

ление ЭПР дождевых капель, особенно крупных, сопровождается значительными погрешностями, особенно при $\lambda < 1$ см. Однако эти погрешности можно учесть с помощью графика (рис. 10.12). Если при этом известен закон распределения капель в осадках по размерам, то можно рассчитать значения удельной ЭПР для дождей различной интенсивности (табл. 10.5).

Таблица 10.5

Значения удельной ЭПР (м^{-1}) для дождей различной интенсивности при $t = 18^\circ\text{C}$

λ см	I мм/ч			
	0,25	2,5	6,0	20,0
0,5	$6,6 \cdot 10^{-6}$	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$2,1 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-4}$
0,86	$4,8 \cdot 10^{-7}$	$8,8 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-4}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$
1,33	$4,1 \cdot 10^{-8}$	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$
2,0	$2,5 \cdot 10^{-8}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$	$3,1 \cdot 10^{-5}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
3,0	$9,2 \cdot 10^{-10}$	$7,0 \cdot 10^{-7}$	$4,1 \cdot 10^{-6}$	$2,9 \cdot 10^{-4}$
10,0	$9,2 \cdot 10^{-12}$	$2,7 \cdot 10^{-10}$	$1,1 \cdot 10^{-9}$	$5,3 \cdot 10^{-8}$

Удельной ЭПР называется эффективная площадь рассеяния единицы объема атмосферного образования, например одного

кубического метра или кубического сантиметра. Удельная ЭПР обозначается η и измеряется в $\text{м}^2/\text{м}^3$ (м^{-1}) или $\text{см}^2/\text{см}^3$ (см^{-1}).

Значения удельной ЭПР, рассчитанные по изложенной методике, будут справедливы только для некогерентного рассеяния, т. е. для случая, когда сигналы, отраженные отдельными частицами, складываются по мощности и когда суммарная ЭПР частиц, заключенных в объеме, равна сумме ЭПР отдельных частиц. Кроме того, такая методика расчета удельных ЭПР не учитывает влияния вторичного рассеивания, т. е. влияния рассеивающих частиц друг на друга в процессе рассеяния.

10.7. Эффективная площадь рассеяния облаков и осадков

При радиолокационном наблюдении метеорологические объекты представляют собой множественные объемно распределенные цели, состоящие из большого числа элементарных отражателей. Мощность радиолокационных сигналов, отраженных от такой цели, в предположении некогерентности рассеяния равна сумме мощностей сигналов, отраженных отдельными частицами. При этом суммарная мощность отраженных сигналов определяется суммой ЭПР отдельных отражателей, образующих эту сложную цель. Теоретически наиболее просто можно рассчитать ЭПР монодисперсных атмосферных образований, состоящих из частиц сферической формы.

ЭПР некогерентно рассеивающей метеорологической цели равна произведению удельной ЭПР σ_0 и разрешаемого объема V , отраженные сигналы от частиц которого одновременно приходят к РЛС. Очевидно, что удельная ЭПР метеоцели будет определяться соотношением

$$\sigma_0 = \sum_{i=1}^N \sigma_i,$$

где σ_i — ЭПР отдельной гидрометеорной частицы, N — число отражающих частиц в единице объема. В случае монодисперсных атмосферных образований

$$\sigma_0 = N \sigma_i. \quad (10.47)$$

С учетом закона распределения гидрометеорных частиц по размерам $N(d)$ выражение для удельной ЭПР будет иметь вид

$$\sigma_0 = \sum_d N(d) \sigma(d, \lambda), \quad (10.48)$$

где $\sigma(d, \lambda)$ — ЭПР гидрометеорной частицы диаметром d для длины волны λ .

Теперь перейдем к определению разрешаемого объема метеоцели (рис. 10.13). Так как дальность R до объема, облучаемого

высокочастотным импульсом длительностью τ , много больше расстояния ct , занимаемого импульсом в пространстве, то этот объем можно считать цилиндром с площадью основания $S_{осн}$ и высотой ct . Однако сигналы, отраженные от гидrometeorных частиц, заполняющих указанный объем, будут одновременно приходить на вход приемника не со всего цилиндра, а с его

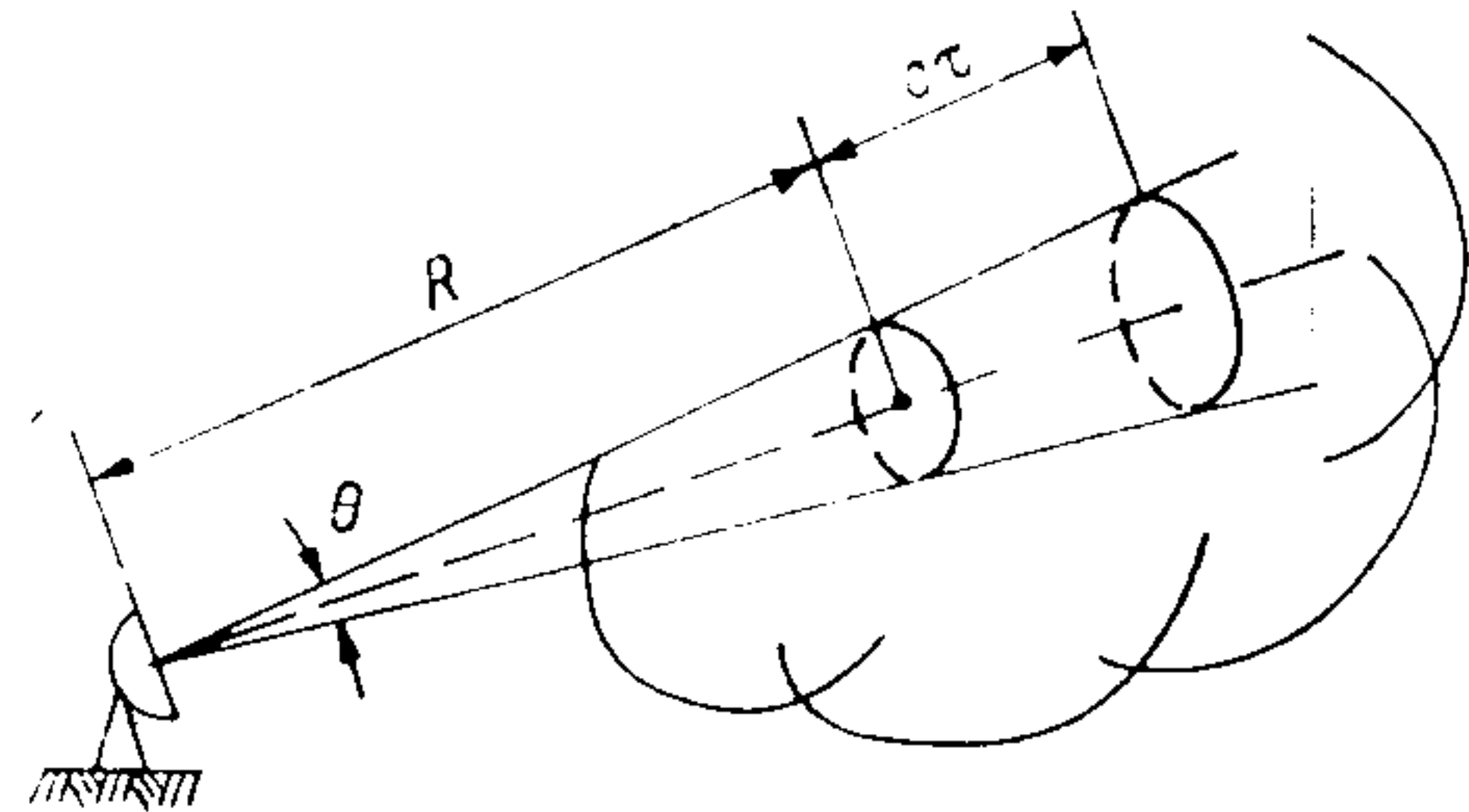


Рис. 10.13. К определению разрешаемого объема метеоцели.

части высотой $ct/2$. В результате для узкой симметричной диаграммы направленности шириной θ разрешаемый объем будет

$$V = S_{осн} \frac{ct}{2} = \frac{\pi R^2 \theta^2 ct}{8}. \quad (10.49)$$

С учетом этого выражения ЭПР метеоцели, состоящей из одинаковых частиц сферической формы, будет

$$\sigma = \frac{\pi^6 R^2 \theta^2 ct}{8\lambda^4} N d^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2, \quad (10.50)$$

а в случае неодинаковых сферических частиц

$$\sigma = \frac{\pi^6 R^2 \theta^2 ct}{8\lambda^4} \sum_d N(d) d^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2. \quad (10.51)$$

Выражения (10.50) и (10.51) справедливы в том случае, когда объем пространства, ограниченный диаграммой направленности и излученным импульсом, весь заполнен отражающими гидрометеорными частицами. В реальных условиях, особенно при наблюдении метеорологических объектов на значительных удалениях, разрешаемый объем пространства оказывается лишь частично заполненным отражающими частицами. Соответствующее уменьшение ЭПР метеорологических целей учитывают коэффициентом заполнения K_3 ($0 \leq K_3 \leq 1$).

10.8. Уравнение дальности радиолокационного наблюдения облаков и осадков

Уравнение дальности радиолокационного наблюдения метеорологических целей связывает между собой технические характеристики РЛС, параметры облаков и осадков, определяющие

их отражающие свойства, и дальность обнаружения. Для получения уравнения дальности радиолокационного наблюдения облаков и осадков можно воспользоваться уравнением дальности радиолокационного наблюдения точечной цели и подставить в него выражение для ЭПР метеорологических объектов. Если считать, что коэффициент направленного действия антенны в пределах основного лепестка диаграммы направленности постоянен и равен значению в максимуме диаграммы, то в результате подстановки соотношения (10.50) в выражение (4.21) получим

$$P_{пр} = \frac{\pi^3 P_n D^2 \theta^2 ct K K_3}{512 \lambda^2 R^2} N d^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2, \quad (10.52)$$

где P_n — импульсная излучаемая мощность, D — КНД антенны, θ — ширина диаграммы направленности, c — скорость распространения радиоволн, τ — длительность излучаемых импульсов, K — коэффициент затухания, K_3 — коэффициент заполнения, λ — длина волны, R — расстояние до отражающего участка цели, N — число частиц в единице объема, d — диаметр отражающих частиц, m — комплексный коэффициент преломления вещества частиц.

В метеорологических РЛС, как правило, применяются антенны с осесимметричными диаграммами направленности и отражателями зеркального типа. Для таких антенн коэффициент направленного действия D , ширина диаграммы направленности θ , реальная площадь раскрытия антенны S_A и ее эффективная площадь A связаны между собой соотношениями

$$D = \frac{16}{\theta^2}, \quad D = \frac{4\pi A}{\lambda^2}, \quad A = K' S_A, \quad (10.53)$$

$$\theta^\circ = (60 \dots 80) \frac{\lambda}{d_3},$$

где K' — коэффициент использования антенны, d_3 — диаметр зеркала.

Выражая одни параметры антенны через другие, можно получить различные формы записи уравнения дальности радиолокационного наблюдения. На практике в качестве основного параметра антенны удобно использовать ее реальную площадь. С учетом этого замечания и соотношений (10.53) выражение (10.52) может быть представлено в виде

$$P_{пр} = \frac{\pi^4 c P_n \tau S_A K' K_3 K}{8\lambda^4 R^2} N d^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2. \quad (10.54)$$

Из сравнения выражения (10.54) с уравнением дальности радиолокационного наблюдения точечной цели (4.21) следует, что, в отличие от наблюдения точечной цели, когда максимальная дальность обнаружения пропорциональна корню четвертой

степени из излучаемой мощности и других энергетических характеристик, при радиолокационном наблюдении метеоцелей максимальная дальность пропорциональна квадратному корню из указанных параметров. Это обусловлено зависимостью ЭПР метеорологических целей от расстояния.

10.9. Потенциал метеорологических РЛС

Анализ соотношения (10.54) показывает, что дальность обнаружения облаков и осадков определяется как техническими характеристиками РЛС, так и отражающими свойствами метеорологических целей. Поэтому при практическом использовании соотношения (10.54) его удобнее представить в виде

$$P_{\text{пр}} = \frac{\Pi}{R^2} Z, \quad (10.55)$$

где Π и Z — потенциал РЛС и отражаемость метеоцели, определяемые соотношениями

$$\Pi = \frac{\pi^4 c P_n \tau A}{8 \lambda^4}, \quad (10.56)$$

$$Z = N d^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 K_s K. \quad (10.57)$$

Потенциал РЛС определяется только ее техническими характеристиками и может быть рассчитан заранее. Если не учитывать влияния ослабления радиоволн при распространении ($K = 1$) и принять $K_s = 1$, то из соотношения (10.55) следует, что по измерениям мощности отраженных сигналов можно получить информацию об отражающих свойствах метеорологических целей. Именно на использовании этого соотношения и основаны количественные измерения при использовании импульсных РЛС.

10.10. Радиолокационная отражаемость облаков и осадков

Радиолокационная отражаемость метеорологических целей, состоящих из одинаковых сферических частиц, в соответствии с соотношением (10.57) будет определяться выражением

$$Z = N d^6 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2.$$

Радиолокационная отражаемость метеорологических целей с законом распределения капель по размерам $N(d)$ будет выражаться формулой (без учета последнего множителя)

$$Z = \int_0^{\infty} N(d) d^6 dd.$$

Радиолокационная отражаемость облаков и осадков связана с основными их характеристиками — водностью облаков и интенсивностью осадков. Это обусловлено тем, что как интенсивность дождя, так и водность облаков зависят от размеров частиц и закона их распределения по размерам. Эти зависимости можно представить следующими соотношениями:

$$I = \frac{\pi \rho}{6} \int_0^{\infty} N(d) d^3 v(d) dd, \quad (10.58)$$

$$W = \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} N(d) d^3 dd, \quad (10.59)$$

где ρ — плотность воды (льда), $v(d)$ — закон распределения скоростей падения капель.

Так как закон распределения частиц по размерам в облаках и осадках носит выраженный региональный характер, то связь между радиолокационной отражаемостью дождя и его интенсивностью и между радиолокационной отражаемостью облаков и их водностью для разных районов будет различной. Так, для умеренных широт удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными следующие зависимости:

для дождя

$$Z = 200 I_d^{1,6},$$

для снега

$$Z = 2000 I_{\text{сн}}^2,$$

для облаков с $d \leq 29$ мкм и $W \leq 1,3$ г/м³

$$Z = 0,048 W^2,$$

где I_d — интенсивность дождя, мм/ч; $I_{\text{сн}}$ — интенсивность снегопада, пересчитанная на воду, мм/ч; W — водность облаков, г/м³.

Указанные зависимости могут быть положены в основу радиолокационного измерения водности облаков и интенсивности осадков. При практической реализации такого метода измерений необходимо, чтобы в процессе наблюдений значение коэффициента заполнения было равно единице. Это условие достигается выбором узких диаграмм направленности антенн. Правда, уменьшение ширины диаграммы направленности вследствие уменьшения разрешаемого объема метеоцели приводит к уменьшению ЭПР. Это уменьшение может быть скомпенсировано выбором соответствующей длины волны РЛС, обеспечивающей как можно меньшее ослабление сигналов на трассе распространения.

10.11. Соотношение между когерентным и некогерентным рассеянием

При выводе уравнения радиолокационного наблюдения облаков и осадков и получении соотношений для их ЭПР предполагалось, что сигналы, отраженные от рассеивающих частиц, складываются по мощности, т. е. имеет место некогерентное рассеяние. Однако в реальных условиях предположение о некогерентном рассеянии не всегда оправдывается: в ряде случаев имеет место интерференция полей отдельных элементарных рассеивателей, при которой элементарные рассеянные сигналы складываются с учетом фазы. Такое рассеяние называют когерентным.

В реальных атмосферных образованиях в общем случае имеет место как когерентное, так и некогерентное рассеяние. Мощность суммарного сигнала при отражении от монодисперсного образования можно найти из выражения, предложенного К. С. Шифриным

$$P = P_{\text{нк}} \left[1 + 0,752 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda}{B} \left(\frac{\lambda}{l} \right)^3 \right], \quad (10.60)$$

где $P_{\text{нк}}$ — некогерентная составляющая отраженного сигнала, B — радиус сферы, равновеликой разрешаемому объему V , l — расстояние между частицами.

Первое слагаемое в выражении (10.60) определяет собой некогерентную составляющую в отраженном сигнале, а второе — когерентную составляющую. Отношение когерентной части к некогерентной

$$\varphi = 0,752 \cdot 10^{-3} \frac{\lambda}{B} \left(\frac{\lambda}{l} \right)^3 \quad (10.61)$$

характеризует тип рассеяния. Так, если $\varphi \ll 1$, то рассеяние некогерентно, при $\varphi \gg 1$, наоборот, когерентно. Если $\varphi \approx 1$, то в отраженном сигнале присутствуют одинаковые когерентная и некогерентная составляющие.

Поскольку в соответствии с формулой (10.49) радиус сферы, равновеликой разрешаемому объему, зависит от дальности

$$B = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{3}{4} R^2 \theta^2 \tau c},$$

относительная когерентная составляющая радиолокационного сигнала зависит от расстояния. Эта зависимость существенно проявляется на более длинных волнах.

Для иллюстрации рассмотрим соотношение между когерентной и некогерентной составляющими при радиолокационном наблюдении облаков и осадков с помощью РЛС 3 и 10-сантиметрового диапазона, имеющих следующие технические характеристики: $\tau = 1$ мкс; $\theta_3 = 3^\circ$; $\theta_{10} = 5^\circ$; расстояние между части-

цами в облаке 0,1 см; расстояние между каплями в дожде 10 см. Результаты расчетов (рис. 10.14) показывают, что в 3-сантиметровом диапазоне рассеяние волн на указанных образованиях

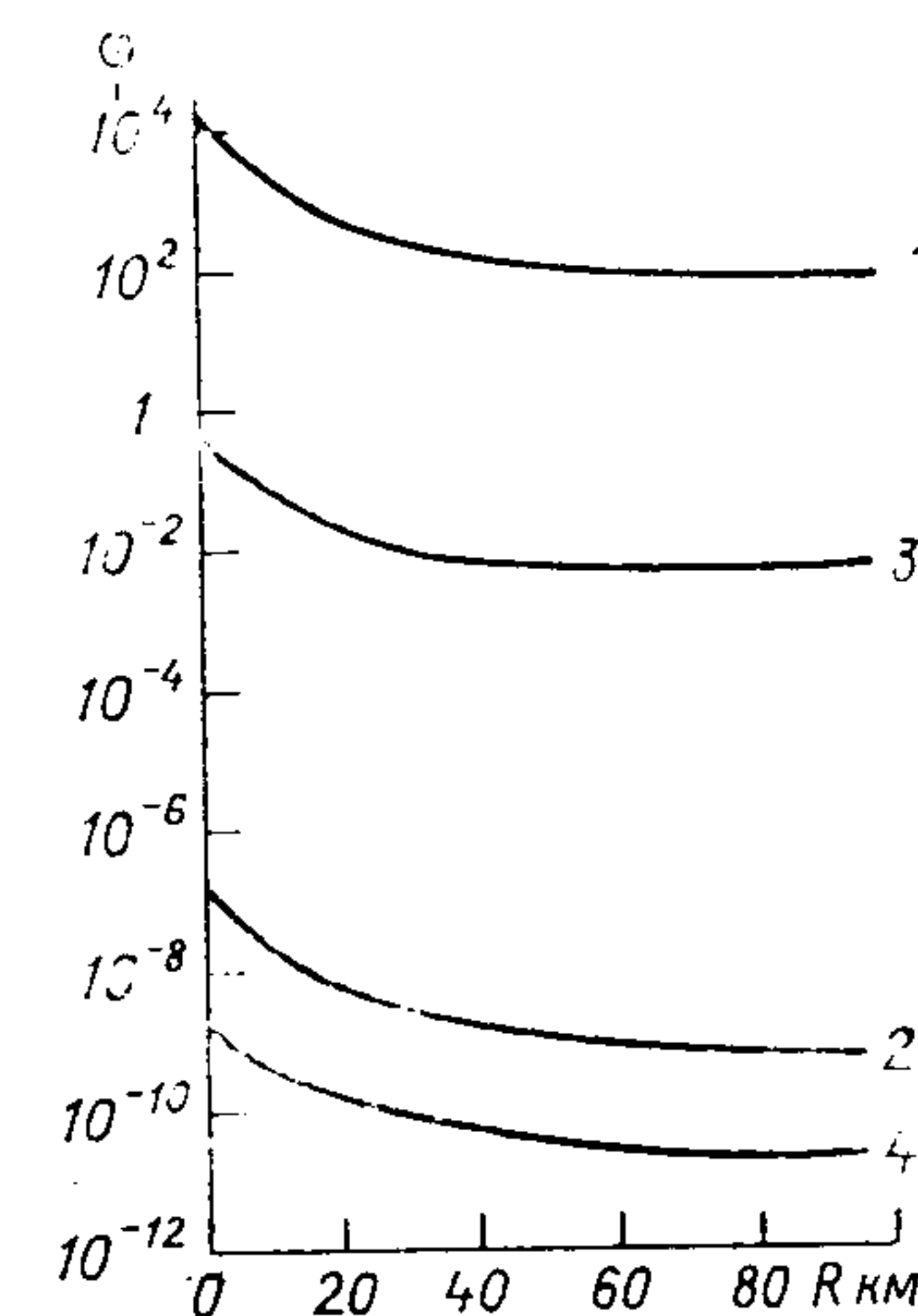


Рис. 10.14. Соотношение между когерентным и некогерентным рассеяниями в зависимости от расстояния.

1) $\lambda = 10$ см, облачность; 2) $\lambda = 3$ см, облачность; 3) $\lambda = 10$ см, дождь; 4) $\lambda = 3$ см, дождь.

всегда некогерентно. В 10-сантиметровом диапазоне в случае локации облаков когерентное рассеяние значительно превышает некогерентное, особенно на малых дальностях.

Глава 11 ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИМПУЛЬСНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ РАДИОЛОКАТОРОВ

11.1. Особенности импульсных метеорологических радиолокаторов

Импульсные метеорологические РЛС предназначены для обнаружения и исследования облаков и осадков, основная метеорологическая информация о которых заключена в их радиолокационной отражаемости, подлежащей измерению.

Одной из основных особенностей этих РЛС является то, что они предназначены для количественных измерений мощности сигналов, отраженных от облаков и осадков. С этой целью в их состав вводятся специальные устройства измерения мощности отраженных сигналов. Выполнение точных измерений мощности отраженных сигналов влечет за собой необходимость калибровки радиолокатора как метеорологического инструмента и контроля

его энергетического потенциала в процессе измерений. Контроль энергетического потенциала сводится к контролю уровня излучаемой мощности и чувствительности приемного устройства.

Другой особенностью метеорологических РЛС является большой динамический диапазон приемного устройства, что обусловлено большим диапазоном значений мощности радиолокационных сигналов, отраженных от облаков и осадков. Оценка возможных значений ЭПР метеорологических целей показывает, что их динамический диапазон достигает 100—120 дБ. Таким же динамическим диапазоном должен обладать и приемник радиолокатора.

С целью достаточно надежного обнаружения облаков и осадков с малыми значениями радиолокационной отражаемости метеорологические РЛС должны обладать значительным энергетическим потенциалом, что обеспечивается применением соответствующих магнетронных генераторов и высокочувствительных приемных устройств. В приемных устройствах современных метеорологических радиолокаторов для увеличения чувствительности применяются усилители высокой частоты, построенные на лампах бегущей волны. Что касается увеличения энергетического потенциала РЛС за счет применения антенн с большим коэффициентом направленного действия, то этот вопрос решается комплексно, так как ширина диаграммы направленности антенны влияет также на ЭПР метеоцелей: чем уже диаграмма направленности, тем меньше значение ЭПР.

Важным для метеорологических РЛС является также вопрос о выборе длины волны, который решается компромиссно с учетом рассеивающих свойств облаков и осадков и ослабляющих свойств атмосферы.

Метеорологические РЛС должны обеспечивать наблюдение облаков и осадков как в горизонтальной, так и в вертикальной плоскостях, для чего они должны иметь в своем составе индикаторы кругового обзора (ИКО) и индикаторы в координатах «дальность—высота» (ИДВ).

11.2. Потенциал метеорологического радиолокатора и его контроль

Потенциал метеорологического радиолокатора определяется техническими характеристиками РЛС (10.56): уровнем излучаемой мощности, чувствительностью приемника, направленными свойствами антенной системы, длиной волны и длительностью излучаемых импульсов. При измерении радиолокационной отражаемости облаков и осадков необходимо, чтобы потенциал РЛС сохранялся постоянным. Для этого необходимо контролировать уровень излучаемой мощности и чувствительность приемного устройства.

Контроль уровня излучаемой мощности в метеорологических РЛС производится методом отбора части мощности из волновода, соединяющего выход магнетронного генератора с антенной системой. Как правило, отбор производится с помощью направленного ответвителя и детекторной секции, сигналы на выходе которой измеряются с помощью стрелочного индикатора, отградуированного в единицах мощности. Стрелочный индикатор выносится на панель управления локатором и находится в поле зрения оператора.

Контроль чувствительности приемника. Чувствительность радиолокационного приемника определяется коэффициентом шума

$$N_{\text{ш}} = \frac{\left(\frac{P_c}{P_{\text{ш}}}\right)_{\text{вх}}}{\left(\frac{P_c}{P_{\text{ш}}}\right)_{\text{вых}}}, \quad (11.1)$$

который показывает, во сколько раз «ухудшается» отношение сигнал/шум на выходе приемника по сравнению со входом. Так как коэффициент усиления приемника по мощности равен

$$K_P = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}},$$

а мощность шумов на его выходе определяется соотношением

$$P_{\text{ш. вых}} = K_P P_{\text{ш. вх}} + P_{\text{ш. соб. вых}},$$

где $P_{\text{ш. соб. вых}}$ — мощность собственных шумов на выходе приемника, то выражение (11.1) может быть переписано в виде

$$N_{\text{ш}} = \frac{K_P P_{\text{ш. вх}} + P_{\text{ш. соб. вых}}}{K_P P_{\text{ш. вх}}} = 1 + \frac{P_{\text{ш. соб. вых}}}{P_{\text{ш. вх}}}. \quad (11.2)$$

Из формулы (11.2) следует, что измерение чувствительности сводится к измерению отношения мощности его собственных шумов на выходе к мощности усиленных входных шумов. На выходе приемного устройства невозможно отделить усиленный входной шум от собственных шумов приемника, поэтому в усиленном входном шуме $P_{\text{ш. вх}}$, входящем в знаменатель второго слагаемого соотношения (11.2), всегда будет присутствовать собственный шум приемника. Чтобы он существенно не сказывался на результаты измерений, его уровень должен быть много меньше усиленного входного шума.

Таким образом, для измерения коэффициента шума приемника необходимо измерить мощность его собственных шумов на выходе, а затем подать на вход приемника шумовой сигнал и измерить его выходную мощность. Взяв отношение измеренных мощностей и прибавив единицу, в соответствии с соотношением (11.1) получим величину коэффициента шума приемника. В метеорологических РЛС используется именно такой способ

измерения чувствительности приемных устройств, при этом сам процесс измерений максимально автоматизируется.

В волноводный тракт РЛС между антенным переключателем и смесительной камерой включается модулированный генератор шума проходного типа, сопротивление которого для проходящей электромагнитной волны в включенном и выключенном режимах одно и то же (рис. 11.1 а). Генератор шума обычно модулируется прямоугольными импульсами. В результате этого на выходе приемника будет два уровня шума: один, пропорциональный только шуму приемника, и другой, пропорциональный

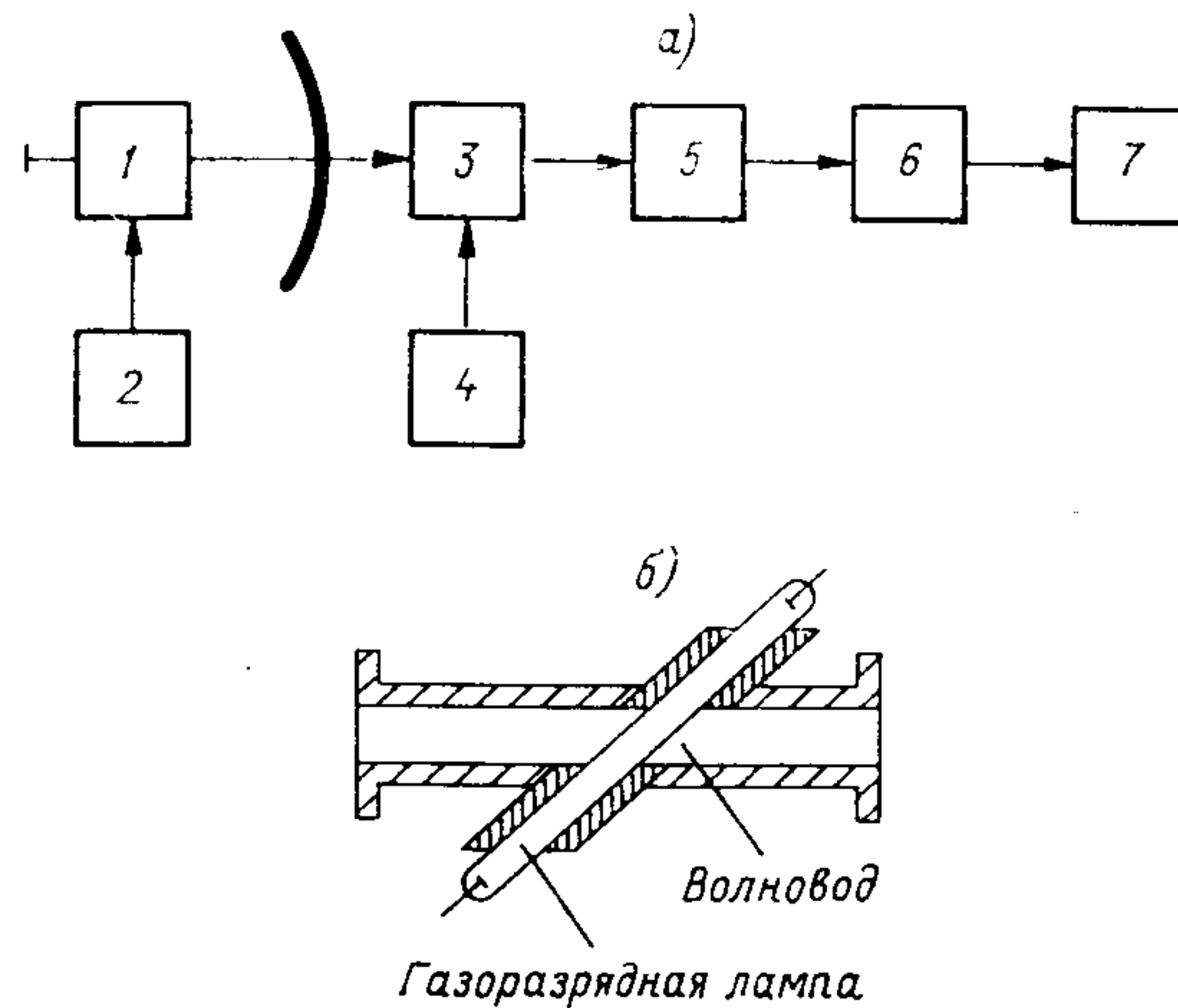


Рис. 11.1. Схема измерения коэффициента шума приемника (а) и газоразрядный генератор шума (б).

1 — генератор шума, 2 — генератор прямоугольных импульсов, 3 — антенный переключатель, 4 — передатчик, 5 — приемник, 6 — низкочастотный фильтр, 7 — индикатор.

шуму приемника плюс шум генератора. Так как мощность усиленных входных шумов много больше мощности собственных шумов приемника, то последними в данном случае можно пренебречь. Измерение отношения указанных шумовых мощностей сводится к выделению и измерению напряжения с частотой модуляции (переключения). Сигнал с частотой модуляции выделяется узкополосным фильтром. Такой метод измерения коэффициента шума позволяет измерить значения коэффициента шума до 20 дБ.

В качестве шумовых генераторов используются генераторы на газоразрядных трубках (рис. 11.1 б). Подобный генератор представляет собой отрезок прямоугольного волновода с соединительными фланцами, в котором под углом к оси волновода параллельно его узкой стенке (в плоскости ее ориентирован вектор E) установлена газоразрядная трубка. Она вводится в вол-

новод через отверстие, диаметр которого меньше предельного, поэтому мощность шума через отверстие из волновода наружу не поступает.

Газоразрядная трубка устанавливается под углом для того, чтобы обеспечить широкополосное согласование как в горячем, так и в холодном состоянии. В рабочем состоянии газоразрядная трубка генерирует шумовые электромагнитные колебания в широком диапазоне волн.

Контроль потенциала. В ряде случаев возникает необходимость не только в контроле уровня излучаемой мощности и чувствительности приемника, но и в контроле самого потенциала. Для этого на определенном расстоянии от РЛС на некоторой высоте над землей располагают отражатель с известным значением ЭПР. В качестве такого отражателя могут быть использованы проводящая большая сфера или уголкового отражатель.

11.3. Измерение мощности отраженных сигналов

В основу измерения мощности отраженных сигналов положен метод сравнения. В зависимости от того, с чем сравниваются принимаемые эхо-сигналы, различают способ калиброванного сигнала и способ калиброванного аттенюатора.

Способ калиброванного сигнала состоит в том, что измеряемые эхо-сигналы сравниваются с сигналами калиброванного высокочастотного генератора. Отраженные от атмосферных образований сигналы с выхода радиоприемника подаются на индикатор с амплитудной отметкой, где определяется их амплитуда. Затем передатчик радиолокатора выключается и в волноводный тракт станции вводятся высокочастотные импульсные сигналы от калиброванного генератора. Выходная мощность генератора устанавливается такой, чтобы выходные сигналы приемника были равны по мощности измеряемым эхо-сигналам. При этом усиление приемника не изменяется и органы управления электронно-лучевым индикатором находятся в том же положении, что и при индикации эхо-сигналов. Недостатком этого способа измерения мощности является малая оперативность и необходимость использования калиброванного высокочастотного генератора.

Способ калиброванного аттенюатора состоит в следующем. Мощность принимаемых эхо-сигналов может быть представлена как

$$P_{\text{пр}} = P_{\text{пр. мин}} \cdot 10^{0,1n}, \quad (11.3)$$

где n — превышение этой мощности над пороговым значением $P_{\text{пр. мин}}$, определяющим чувствительность приемника (в децибелах).

Для того чтобы измерить мощность принимаемых сигналов, необходимо определить превышение их мощности над мощностью минимально обнаруживаемых сигналов (над чувствительностью приемника) в соответствии с выражением (11.3).

На входе приемника после антенного переключателя включается аттенюатор (ослабитель), калиброванный в децибелах. В начале измерений аттенюатор устанавливается на минимальное ослабление (0 дБ) и в таком положении производится обнаружение эхо-сигналов на индикаторе. Затем с помощью аттенюатора сигналы, подаваемые на вход приемника, уменьшают до значения, определяющего чувствительность приемника. Этот момент фиксируется на экране индикатора РЛС, когда эхо-сигналы будут равны интенсивности шумов приемника. Соответствующие показания аттенюатора будут указывать превышение мощности принимаемых сигналов над чувствительностью приемника в децибелах. Подставив в выражение (11.3) значение $P_{пр. мин}$ и измеренное значение ослабления аттенюатора, получим искомое значение мощности эхо-сигнала.

Из конструктивных соображений аттенюатор удобнее включать не на входе приемника, а на входе его основного усилителя промежуточной частоты. Кроме того, при достаточной точности измерений регулируемый аттенюатор по промежуточной частоте выполнить конструктивно легче, чем по высокой частоте.

11.4. Характеристики импульсных метеорологических радиолокаторов

Импульсные метеорологические радиолокаторы, являющиеся основными сетевыми радиолокаторами, предназначены для обнаружения и исследования облаков и осадков. Они позволяют с достаточной заблаговременностью и по большой площади получить информацию об особо опасных атмосферных процессах (сильные ливневые дожди, грозы, град), обнаруживать зоны осадков различной интенсивности и определять их размеры, определять эволюцию развития облаков и осадков и измерять скорость и направление их перемещения, измерять высоту облаков, а также высоту облачных слоев, получать вертикальные профили облаков и осадков, определять высоту нулевой изотермы при слоисто-дождевых облаках и вертикальную протяженность переохлажденной части этих облаков.

В настоящее время на сети метеорологических станций используются импульсные метеорологические станции МРЛ-1, МРЛ-2, МРЛ-4, МРЛ-5, МРЛ-6. Радиолокационная станция МРЛ-1 является первой отечественной станцией, специально предназначенной для обнаружения и исследования облаков и осадков и работающей в двух диапазонах волн: миллиметровом

(канал I) и сантиметровом (канал II). Канал I служит для обнаружения облаков, расположенных на небольших расстояниях от РЛС, измерения их нижней и верхней границ и распределения по ярусам, канал II — для обнаружения и исследования мощных конвективных облаков и связанных с ними явлений. МРЛ-2 представляет собой одноканальную сантиметровую метеорологическую РЛС стационарного типа, а МРЛ-2П — такую же РЛС, но смонтированную на автомобильных прицепах. Назначение этих станций такое же, как и МРЛ-1 (канал II). Радиолокатор МРЛ-5 является двухволновой РЛС, работающей на волнах 3 и 10 см. В данном радиолокаторе, в отличие от РЛС типа МРЛ-1 и МРЛ-2, индикаторы ИКО и ИДВ совмещены на одной электронно-лучевой трубке. Предусмотрена возможность автоматического съема информации в цифровом коде, что позволяет сопрягать выход РЛС с ЭВМ.

11.5. Радиолокационное исследование ливней и грозных облаков

Кучево-дождевые облака состоят из одной или нескольких ячеек и характеризуются резко выраженными вертикальными скоростями и интенсивным электрическим полем. В эволюции ячеек различают три стадии.

В первой стадии (стадии зарождения), продолжительность которой от момента радиолокационного обнаружения облака длится 10—15 мин, во всей ячейке преобладают восходящие воздушные потоки. Во второй стадии (стадии зрелости), которая длится от 15 до 30 мин, из облака выпадает большая часть осадков. Эта стадия характеризуется наличием в облаке восходящих и нисходящих воздушных потоков, выпадением осадков ниже основания облака и грозовой активностью. Третья стадия характеризуется слабыми нисходящими движениями, уменьшением осадков, электрической активности и длится около 30 мин.

Временная изменчивость кучево-дождевых облаков определяется изменением следующих радиолокационных характеристик: максимальной высоты радиоэха H_m , максимальной отражаемости Z_m , толщины слоя H_2 с отражаемостью $Z \geq 10^2$ мм⁶/м³, толщины слоя H_3 с отражаемостью $Z \geq 10^3$ мм⁶/м³, высоты активного слоя радиоэха $H_{акт}$, вклад которого в суммарную отражаемость облака составляет 90 % (рис. 11.2). Использование приведенных данных позволяет определять стадии эволюции кучево-дождевых облаков в процессе проведения оперативных радиолокационных наблюдений.

Экспериментально установлено, что продолжительность радиоэха внутримассового кучево-дождевого облака составляет 1—2,5 ч, а фронтальных кучево-дождевых облаков — 3—6 ч.

Типичное изображение радиоэха внутримассовых и фронтальных кучево-дождевых облаков на индикаторе кругового обзора приведено на рис. 11.3 а, а на рис. 11.3 б показана вертикальная структура кучево-дождевого облака при его наблюдении на индикаторе типа ИДВ. Сравнительные прямые самолетные и радиолокационные наблюдения за эволюцией мощных кучево-дождевых и кучевых облаков показали, что наблюдаются синхронные изменения верхней границы радиоэха и действительной верхней границы облака. При этом в момент возникновения радиоэха верхняя его граница располагается значительно ниже действительной верхней границы облака, а по мере развития облака

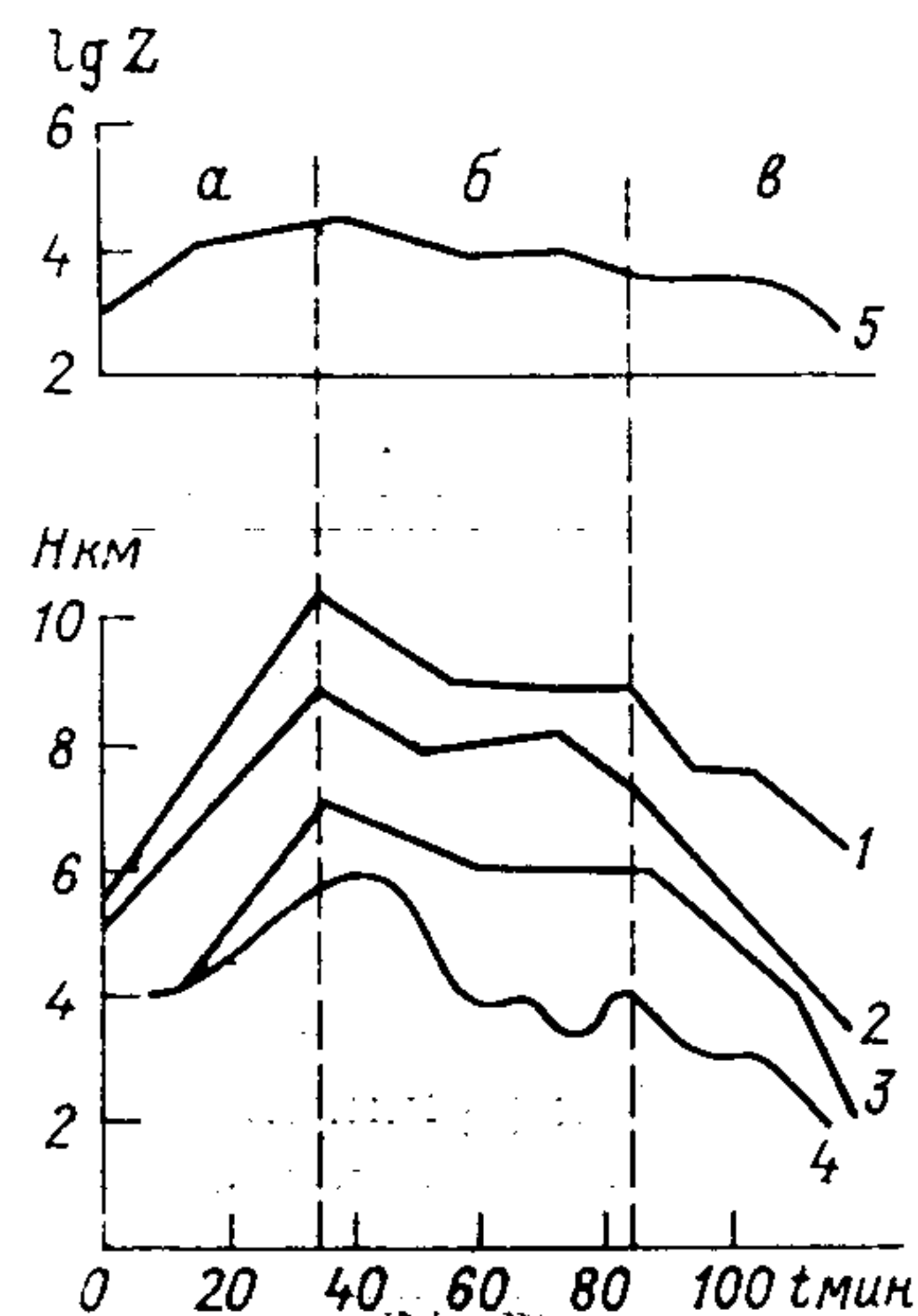


Рис. 11.2. Временная изменчивость осредненных отражающих и геометрических характеристик кучево-дождевых облаков.

а — стадия роста, б — зрелости, в — распада; 1 — H_m , 2 — H_2 , 3 — H_3 , 4 — $H_{акт}$, 5 — $lg Z_m$.

повышается и может достигать действительной верхней границы облака.

Отмечено, что в процессе развития мощного кучевого или кучево-дождевого облака скорость подъема верхней границы радиоэха больше скорости роста действительной вершины облака. Характерной особенностью радиоэха кучево-дождевых облаков является их большая вертикальная протяженность, достигающая в умеренных широтах 14—15 км, а в тропических 17—18 км. Горизонтальные размеры радиоэха отдельных кучево-дождевых облаков, как правило, меньше вертикальных, при этом максимальный горизонтальный размер примерно равен вертикальному размеру. Кучево-дождевые облака атмосферных фронтов могут иметь горизонтальные размеры, достигающие в ряде случаев сотен километров.

Развитие радиоэха конвективного облака характеризуется сначала резким возрастанием одной ячейки, а затем возникновением новых соседних, быстро увеличивающихся по размерам ячеек, которые впоследствии сливаются в одну большую область.

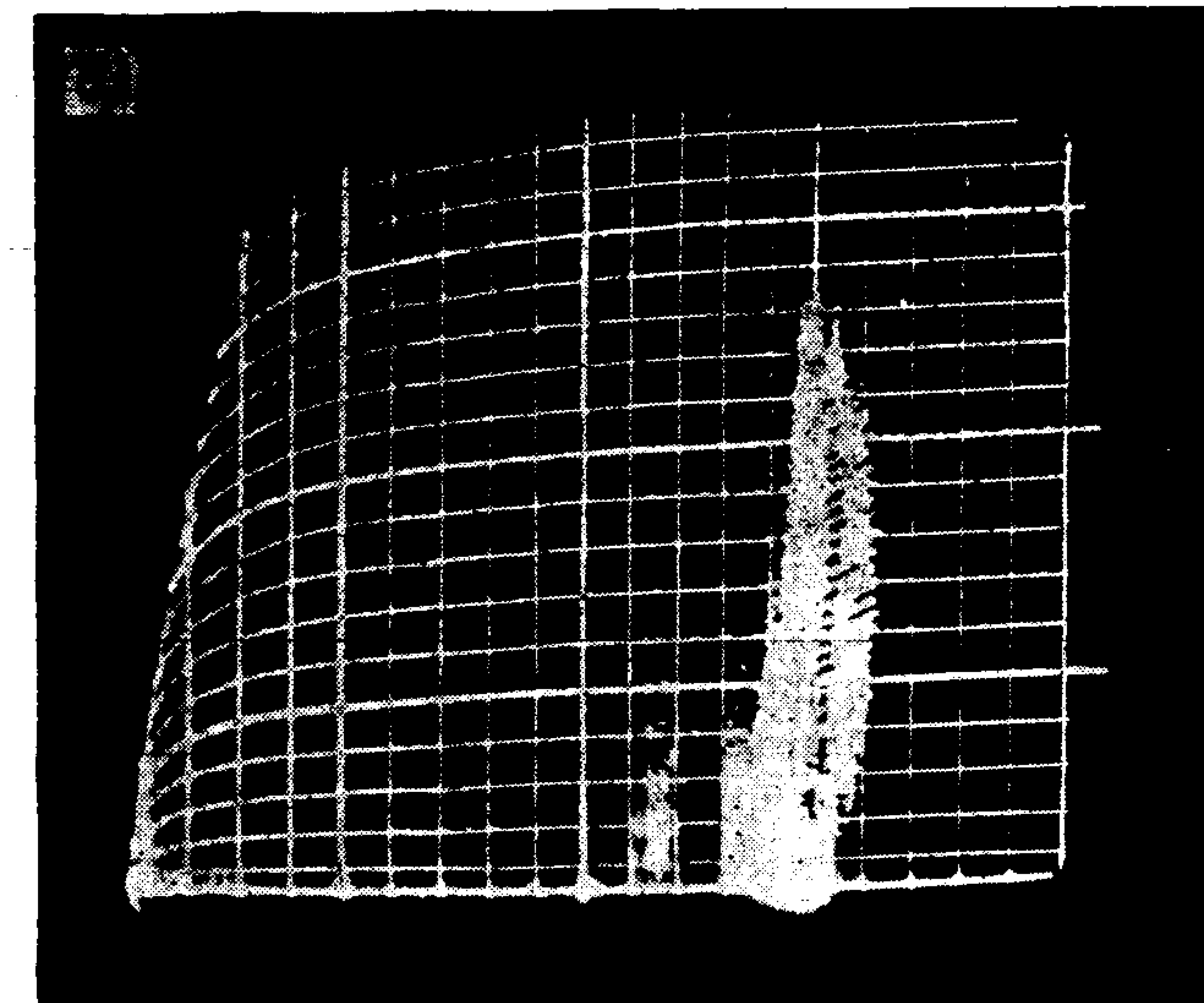
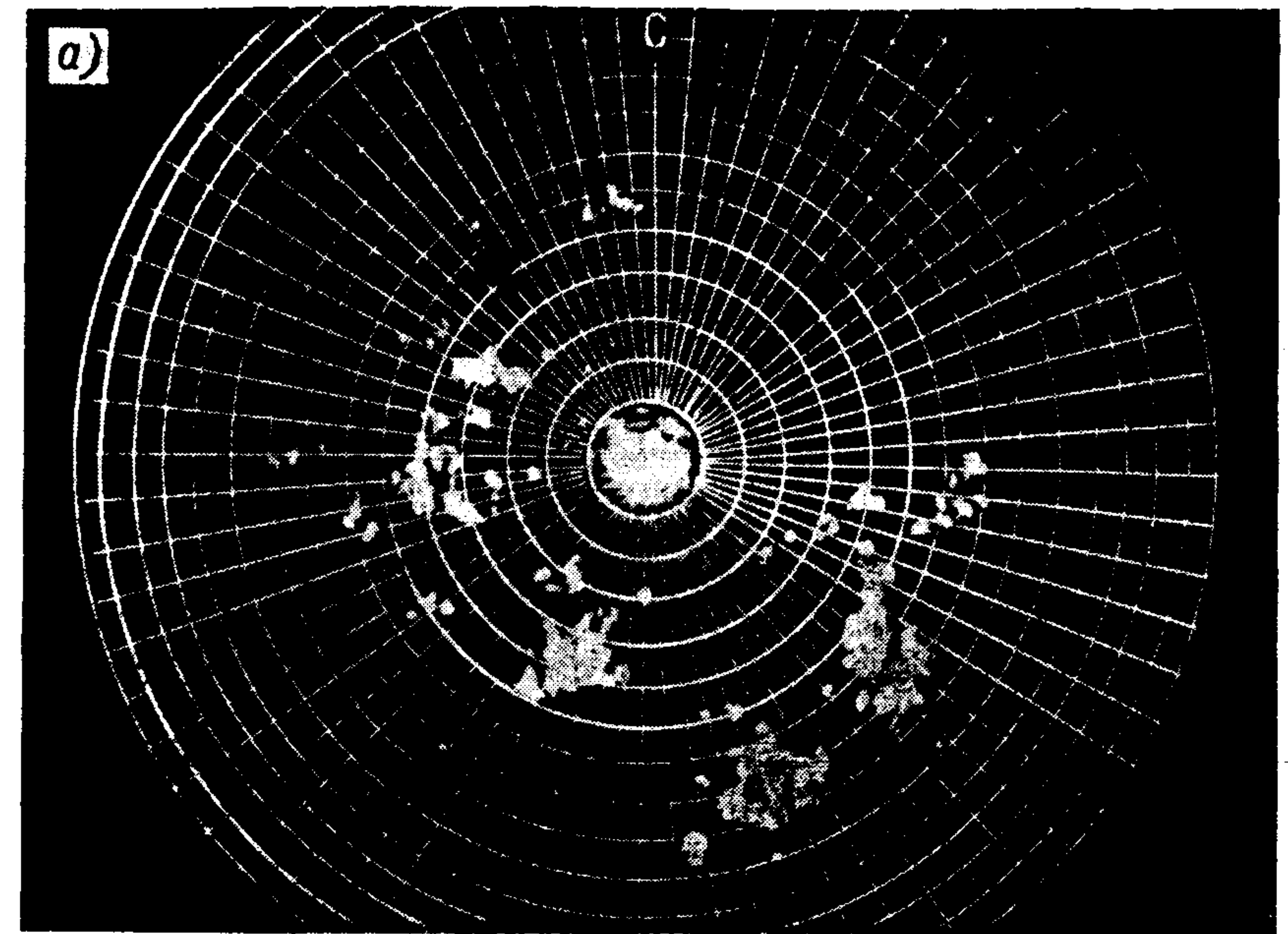


Рис. 11.3. Изображение радиоэха внутримассовых кучево-дождевых облаков на индикаторах РЛС.

а — на ИКО, б — на ИДВ.

В процессе развития конвективного облака его радиоэхо сильно флюктуирует с постоянной времени, равной примерно нескольким десяткам секунд. Среднее время жизни локальных конвективных ячеек радиоэха в 10-сантиметровом диапазоне волн около 20 мин, а максимальное близко к 1 ч. Среднее время развития радиоэха до максимального диаметра порядка 20 мин, а до максимальной высоты порядка 10 мин. Возникновение радиоэха от кучево-дождевых облаков происходит на высотах 1,5—3,5 км как при отрицательной, так и при положительной температуре воздуха в этом слое. Замечено, что радиоэхо, зародившееся при отрицательной температуре воздуха в соответствующем слое, достигает большей вертикальной протяженности. Наибольшие значения площадей радиоэха наблюдаются в слое от 2 до 3 км.

Особо важное значение имеет информация о грозовой активности кучево-дождевых облаков. При проведении радиолокационных наблюдений этих облаков для распознавания грозových очагов используются косвенные признаки, основанные на различных зависимостях, установленных для отдельных физико-географических условий и конкретных РЛС путем статистической обработки данных. Радиоэхо грозových облаков характеризуется большой вертикальной протяженностью и высоким значением мощности, что может быть критерием разделения грозových и ливневых очагов. Для районов Украины, по данным В. М. Мучника, наиболее часто высота верхней границы радиоэха грозových облаков лежит в интервале 6—9 км. Отдельные радиоэха грозových очагов достигали высот 14 км, проникая даже в нижнюю стратосферу.

Другим косвенным региональным критерием разделения ливней и гроз является критерий Н. Ф. Котова, основанный на связи между положением радиоэха и изотермы -14°C . Статистическая обработка большого числа совместных радиозондовых и радиолокационных данных наблюдений показала, что в 90 % случаев ливневые очаги достигают высоты изотермы -14°C , а грозные превышают ее. Приведенные особенности кучево-дождевых облаков наблюдаются в радиусе 40—50 км от РЛС.

В качестве критерия разделения ливневых и грозových очагов может быть использовано отношение высоты радиоэха к высоте нулевой изотермы. Так, по данным Е. М. Сальмана, среднее значение этого отношения для умеренных широт в летнее время для грозových облаков равно 0,9, а для ливневых очагов 0,2.

Одной из существенных особенностей грозových очагов является высокий уровень их радиолокационной отражаемости. Так, по данным Е. М. Сальмана, при $Z \geq 4500 \text{ мм}^6/\text{м}^3$ в умеренных широтах наблюдаются только грозные очаги. Для Украины нижним граничным значением радиолокационной отражаемости грозových облаков является $Z = 20\,000 \text{ мм}^6/\text{м}^3$.

Для разделения грозových и ливневых очагов можно использовать также различия в ходе отражаемости по высоте в грозových и ливневых очагах, установленные Е. М. Сальманом. Закон изменения радиолокационной отражаемости с высотой для ливневых и грозových очагов определяется соотношением

$$Z = Z_m \cdot 10^{-kH}, \quad (11.4)$$

где Z_m — максимальное значение радиолокационной отражаемости; k — коэффициент (для грозových очагов 0,3, для ливневых 0,9); H — высота, отсчитанная от уровня Z_m , км. Из соотношения (11.4) следует, что для грозových очагов имеет место более медленный ход изменения радиолокационной отражаемости по высоте.

С целью разделения грозových и ливневых очагов, расположенных на значительных удалениях от РЛС, можно пользоваться следующими соображениями. Поскольку отражаемость и интенсивность осадков в грозах существенно больше, чем в ливневых очагах, то дальность обнаружения грозových очагов должна быть больше дальности обнаружения ливневых. Так, для метеорологических РЛС с небольшим потенциалом предельная дальность обнаружения ливневых очагов с интенсивностью осадков 24 мм/ч равна примерно 50 км. Поэтому для таких РЛС можно считать, что все очаги, обнаруженные на дальностях, превышающих 50 км, являются грозowymi.

Для радиолокационного определения дождевых и грозových облаков и связанных с ними явлений Е. М. Сальманом введен комплексный критерий

$$Q = \frac{H_m \lg Z_m}{\lg Z_m - \lg Z_i},$$

где H_m — максимальная высота радиоэха, км; Z_i — значение радиолокационной отражаемости на уровне $H_i = H_{Z_m} + 2$ км. По результатам статистической обработки 150 измерений радиоэха для северо-западных и центральных районов ЕС получены следующие данные: $Q < 2$ в 80 % случаев соответствует обложным осадкам, в 20 % — ливням и отсутствию гроз; $2 < Q < 3$ в 75 % случаев соответствует ливням, в 20 % — обложным осадкам, в 5 % — грозам; $Q > 3$ в 95 % случаев соответствует грозovým очагам, в 5 % — ливням и отсутствию обложных осадков. Определять грозы можно также по радиолокационным сигналам, отраженным от ионизированных каналов, создаваемых разрядами молний, или с помощью радиопеленгаторов гроз.

11.6. Радиолокационное исследование градовых облаков

Импульсные метеорологические РЛС в настоящее время являются единственными техническими средствами дистанционного получения информации о степени градоопасности

кучево-дождевых облаков при выборе объекта для активных воздействий на них и контроле эффективности воздействий.

Различают градоопасные и градоносные кучево-дождевые облака. Градоносными облаками называются такие облака, в которых образуется град с диаметром градин $d \geq 0,5$ см. В тех случаях, когда из градоносного облака выпадает достигающий земной поверхности град, градоносное облако называется градоопасным. Градоносное облако не всегда может быть градоопасным. Так, по данным Г. К. Сулаквелидзе, если высота нулевой изотермы расположена на уровне 3—4 км, то большинство градин с $d \leq 1,6 \dots 1,8$ см при падении в слое между нулевой изотермой и земной поверхностью могут растаять. Такое облако от-

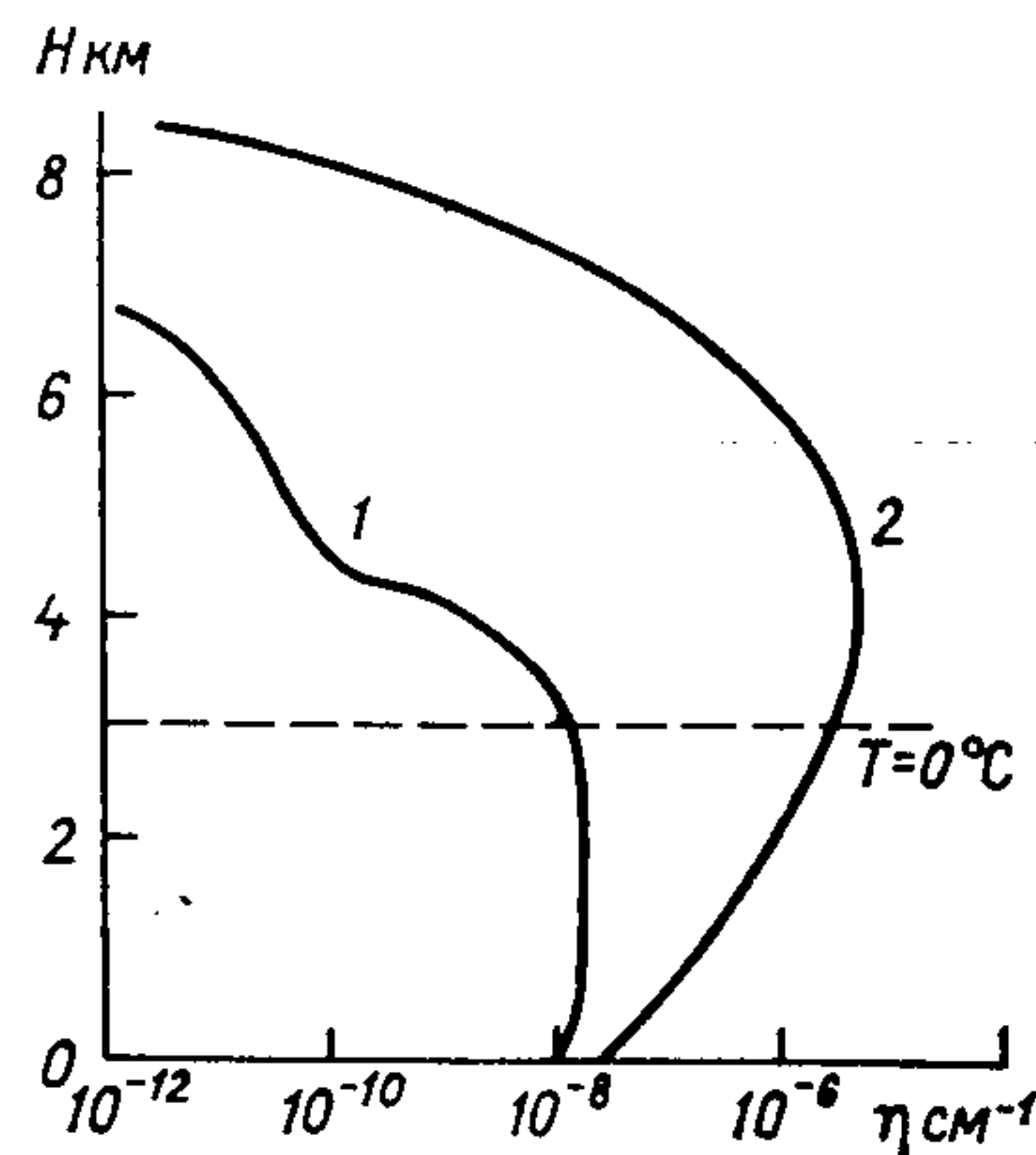


Рис. 11.4. Вертикальный профиль удельной ЭПР.
1 — облако, дающее дождь; 2 — градоопасное облако.

носится к разряду градоносных, так как в этом случае будут зафиксированы осадки в виде дождя. В тех случаях, когда нулевая изотерма расположена на уровне 1,5—2 км, градины, выпадающие из градоносного облака, на пути к земной поверхности растаять не успевают — градоносное облако становится градоопасным. В отличие от градоносных и градоопасных облаков, из облачных дождевых облаков выпадает дождь, снег или крупа с диаметром частиц до 0,5 см.

Анализ радиолокационных данных и данных радиозондирования показывает, что характеристики радиоэха градоносных облаков существенно отличаются от соответствующих характеристик дождевых облаков (табл. 11.1), причем эти отличия носят региональный характер.

У градовых и дождевых облаков конвективных форм наблюдается значительная разница в ходе вертикального профиля $\eta(H)$ или $Z(H)$ (рис. 11.4). Анализ зависимостей $\eta(H)$ показывает, что в градовом облаке выше нулевой изотермы удельная ЭПР η в течение нескольких км остается постоянной, а затем резко уменьшается с высотой. В сторону поверхности земли значения η также уменьшаются, что обусловлено уменьшением

Таблица 11.1

Характеристики радиоэха градовых и дождевых конвективных облаков для района Северного Кавказа

Вид осадков	Высота радиоэха, км			Температура на верхней границе радиоэха, °С			Средняя мощность облака, м	
	$H_{ср}$	$H_{макс}$	$H_{мин}$	$T_{ср}$	$T_{макс}$	$T_{мин}$	теплая часть	перехлаждающая часть
Град	10	15,0	6,0	-45	-30	-60	700	7000
Дождь	6	7,5	5,0	-20	-10	-28	500	3000

Вид осадков	Площадь поперечного сечения зоны, км ²			Удельная ЭПР на $\lambda=3,2$ см, см ⁻¹		
	$S_{ср}$	$S_{макс}$	$S_{мин}$	$\eta_{ср}$	$\eta_{макс}$	$\eta_{мин}$
Град	60	800	30	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$45 \cdot 10^{-7}$
Дождь	13	50	8	—	$8 \cdot 10^{-7}$	—

диаметра градин при таянии и изменением спектра отражающих частиц при падении их уже в жидкой фазе. Радиоэхо зон аккумуляции в начальные моменты не достигает поверхности земли и существует в таком состоянии 4—5 мин, затем быстро увеличивается по вертикали со скоростью примерно 10 м/с. Удельная ЭПР зон аккумуляции находится в пределах 10^{-8} — $5 \cdot 10^{-9}$ см⁻¹ (соответствует диаметру частиц около 2 мм).

Различия в радиолокационных характеристиках градовых и дождевых облаков могут быть использованы для разделения градовых облаков. Для высокогорных районов Кавказа Г. К. Сулаквелидзе в основу критерия такого разделения положил одновременную совокупность следующих признаков: $\eta_{макс} < 2 \times 10^{-7}$ см⁻¹ — в облаке образуются только жидкие осадки; $2 \times 10^{-7} < \eta_{макс} < 5 \cdot 10^{-7}$ см⁻¹ — при температуре вершины радиоэха выше -30 °С может образоваться дождь, а при температуре ниже -30 °С — крупа или мелкий град с $d < 1$ см; $\eta_{макс} > 5 \cdot 10^{-7}$ см⁻¹ — в облаке зарождаются градины диаметром более 1 см, при высоте нулевой изотермы 1—2 км они не успевают растаять и достигают поверхности земли.

Другим критерием для разделения градовых облаков является критерий, предложенный сотрудниками ЦАО, который основан на использовании некоторых предварительных признаков. Так, основными признаками градовых облаков являются следующие: $Z > 10^3$ мм⁶/м³; вертикальная протяженность зоны повышенной отражаемости не менее 3—3,5 км; отношение вертикальной протяженности зоны повышенной отражаемости к толщине всей зоны радиоэха 45—50 %; зона повышенной отражаемости должна располагаться в средней или верхней части радиоэха; вся зона радиолокационной отражаемости или большая ее часть должна располагаться в области отрицательных температур; зона радиоэха должна иметь вертикальный размер не менее 6 км и достигать высот более 9 км над уровнем моря.

Для разделения градовых облаков И. И. Гайворонским предложен комплексный критерий

$$K_P = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{n_{ri}}{n_{ri} + n_{di}} 100\%,$$

где n — общее число параметров, используемых для разделения; n_{ri} и n_{di} — параметры ливневых и градовых зон, представленные в табл. 11.2 (максимальная высота радиоэха H_M ; температура на уровне максимальной высоты радиоэха T_{H_M} ; размер радиоэха по вертикали ΔH ; отношение размера радиоэха, расположенного ниже уровня нулевой изотермы, к размеру радиоэха выше этого уровня $-H/+H$; логарифм радиолокационной отражаемости $\lg Z$; высота уровня максимальной радиолокационной отражаемости H_{Z_M} ; температура на уровне максимальной радиолокационной отражаемости T_{Z_M} ; температура слоя атмосферы, в котором расположено радиоэхо $T_{\Delta H}$).

Таблица 11.2

Параметры ливневых и градовых зон, используемые в критерии Гайворонского

Облака	H_M км	T_{H_M} °C	ΔH км	$\frac{-H}{+H}$	$\lg Z$	H_{Z_M} км	T_{Z_M} °C	ΔH_{Z_M} км	$T_{\Delta H}$ °C
Ливневые	5,0	-15	4,0	1,0	1,5	1,9	5	2,3	-1,5
Градовые	11,0	-50	9,7	3,8	4,3	6,3	-12,5	6,7	-27,5

Для равнинных районов Молдавии вероятность правильного опознавания градовых зон с помощью данного критерия равна

70—80 %, но при этом имеет место сильная его зависимость от месяца к месяцу.

М. Т. Абшаевым предложен критерий, представляющий собой условную вероятность выпадения града по измеренным значениям независимых параметров, вычисленную с использованием формулы Бейеса

$$P[\Gamma(a_1, a_2, \dots, a_n)] = \frac{1}{1 + \frac{P_n(a_1) \dots P_n(a_n)}{P_r(a_1) \dots P_r(a_n)}},$$

где a_1, a_2, \dots, a_n — измеренные значения параметров A_1, A_2, \dots, A_n ; $P_r(a_i)$ и $P_n(a_i)$ — плотности распределения параметра A_i при выпадении града и неградовых осадков соответственно.

При применении данного критерия рекомендуется использовать две группы независимых параметров. Первая группа включает: максимальное значение удельной площади рассеяния η_m на волне $\lambda = 10$ см, высоту зоны повышенной радиолокационной отражаемости $H_{\Delta\eta}$ и высоту верхней границы радиоэха H_B . Во вторую группу входят следующие параметры: η_m , температура воздуха на уровне зоны повышенной радиолокационной отражаемости $T_{H_{\Delta\eta}}$ и температура воздуха на уровне высоты верхней границы радиоэха T_{H_B} . Результаты практической проверки этого критерия в условиях Северного Кавказа следующие: выпадение града с обеспеченностью 96 % происходит при $P > 0,8$; при $P < 0,1$ имеют место ливни с обеспеченностью 98 %; промежуточные значения P соответствуют выпадению мелкого града или крупы.

Перечисленные критерии носят выраженный региональный характер, а их численные значения зависят от параметров используемых радиолокаторов. Все это затрудняет широкое их использование в практике активных воздействий на градовые процессы.

Инвариантный относительно физико-географических регионов и типа РЛС критерий разделения градовых и ливневых очагов предложен Г. К. Сулаквелидзе. Критерий основан на использовании двухдиапазонной РЛС, измеряющей одновременно в двух диапазонах удельную ЭПР одних и тех же объемов облака: η_1 и η_2 . Для монодисперсного облака удельные ЭПР в двух диапазонах волн будут

$$\begin{aligned} \eta_1 &= N\sigma_{s1} = N\varphi_1(m_1, d_s), \\ \eta_2 &= N\sigma_{s2} = N\varphi_2(m_2, d_s), \end{aligned} \quad (11.5)$$

где σ_s — ЭПР отдельных градин, имеющих диаметр d_s ; m — комплексный коэффициент преломления вещества градин. Выражения (11.5) образуют систему двух уравнений с двумя неизвестными (N и d_s). Частоты РЛС выбирают так, чтобы комплексный коэффициент преломления m в функциях φ_1 и φ_2 был оди-

наков. По найденным значениям d_0 можно определить максимальный диаметр градин d_m , так как они связаны между собой соотношением $d_m = 1,37d_0$. Подобным образом, но по более сложным соотношениям может быть решена задача и для случая полидисперсных облаков.

11.7. Радиолокационное исследование слоисто-дождевых облаков

Слоисто-дождевые облака характеризуются значительными горизонтальными площадями, поперечные размеры которых занимают несколько сотен, а иногда и тысяч километров. Такие облака, как правило, дают обложные осадки, имеющие в общем случае малую временную изменчивость. Радиоэхо подобных осадков нередко имеет очаговую структуру, которая более ярко выражена при наблюдениях дождя, чем при наблюдении снега. Микрофизическая структура слоисто-дождевых облаков имеет смешанный характер, при котором фаза воды в облаке зависит от места ее расположения относительно нулевой изотермы. В холодной части облака, расположенной выше нулевой изотермы, преобладает вода, находящаяся в кристаллической фазе, и радиолокационная отражаемость этой части облака обусловлена в основном выпадающими снежинками. В зоне таяния, находящейся ниже нулевой изотермы и имеющей размеры порядка сотен метров, выпадающие из холодной зоны снежинки подвергаются таянию и обволакиваются жидкой пленкой. Это приводит к тому, что слой таяния обладает наибольшей радиолокационной отражаемостью и на индикаторе типа ИДВ наблюдается в виде яркой полосы, характер которой зависит от потенциала РЛС.

У высокопотенциальных РЛС яркий слой таяния может не выделяться на экране вследствие значительных отражений от остальных частей облака. В этом случае необходимо работать при малых значениях усиления приемника. На экранах низкопотенциальных РЛС яркая полоса слоя таяния обычно хорошо наблюдается. В области ниже слоя таяния (на 500—300 м) падающие снежинки в результате окончательного таяния превращаются в водяные капли меньшего размера, к тому же концентрация капель оказывается меньше концентрации снежинок вследствие увеличения скорости падения. В результате этого радиолокационная отражаемость участка облака, расположенного ниже слоя таяния, уменьшается.

Теория образования эхо-сигнала яркой полосы позволяет построить вертикальный профиль радиоэха слоисто-дождевых облаков (рис. 11.5). Анализ вертикального профиля радиоэха показывает, что в зоне дождя среднее значение мощности эхо-сигнала мало изменяется с высотой. В зоне таяния на опреде-

ленной высоте возникает максимум отражений, а в зоне сухого снегопада снова имеет место уменьшение мощности отраженного сигнала с высотой. В случае слоисто-дождевых облаков, дающих умеренные обложные осадки, на экране индикатора ИДВ в холодной части облаков могут наблюдаться полосы горизонтальные или наклонные по отношению к яркой полосе. Часто радиоэхо от слоисто-дождевых облаков в вертикальной плоскости вообще не имеет определенной формы.

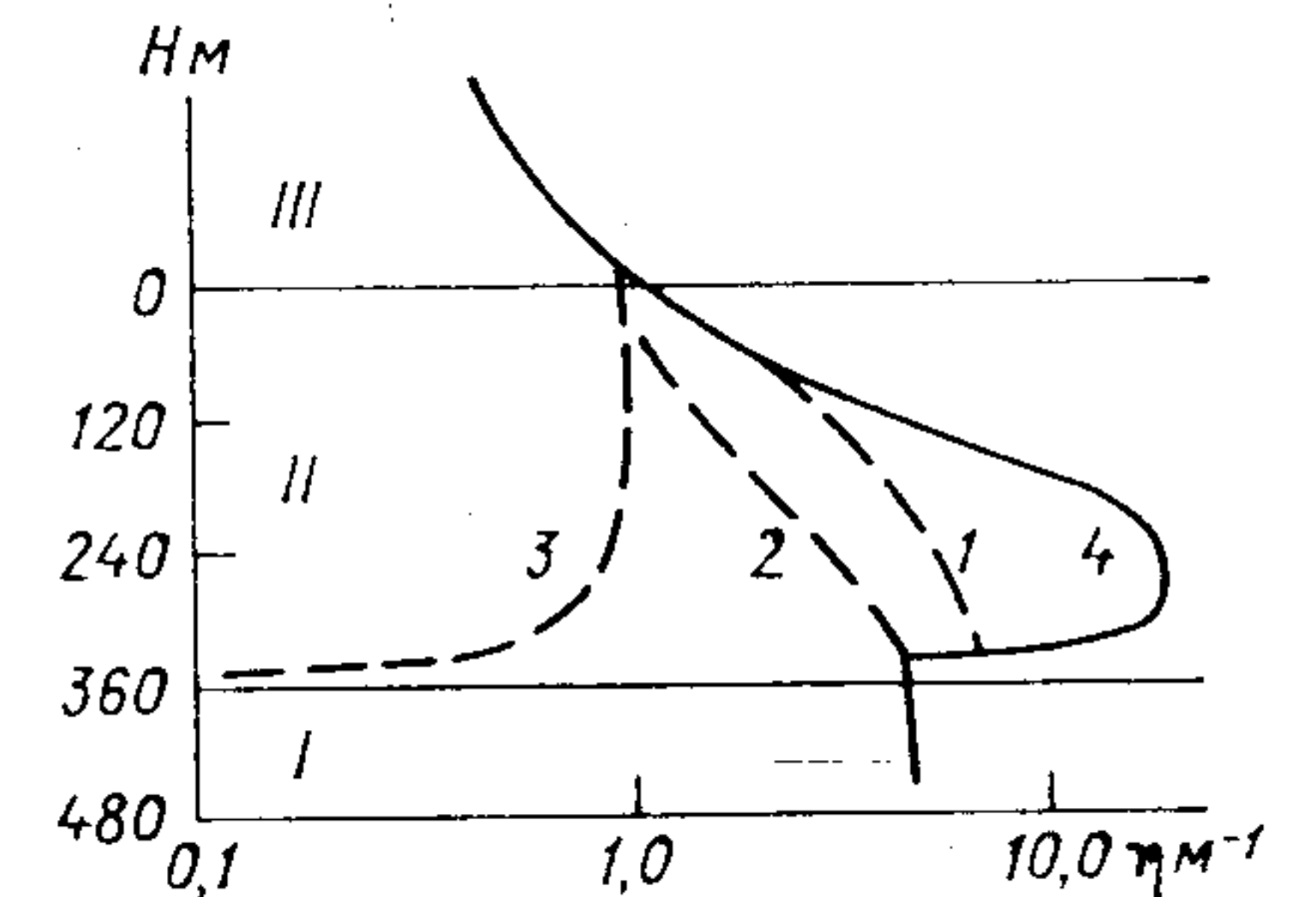


Рис. 11.5. Вертикальный профиль удельной ЭПР слоисто-дождевых облаков.

I — зона дождя, II — зона таяния, III — зона сухого снегопада; 1 — с учетом влияния коагуляции, 2 — таяния, 3 — скорости падения, 4 — суммарное влияние.

Более детальный анализ горизонтальных и наклонных полос радиоэха показывает, что они соответствуют областям возникновения и роста ледяных кристаллов (ячейкам генерации). Обычно указанные ячейки располагаются на одном уровне на несколько сотен метров выше фронтальной поверхности, имеют поперечный размер 1,5—2 км и существуют несколько часов. Движение ячеек происходит по направлению и со скоростью ветра на этом уровне. Изучая наклон верхних полос, можно получить информацию о скоростях падения снежинок, которые в свою очередь связаны с их размерами.

11.8. Радиолокационное исследование облаков

Кучевые облака представляют собой облака вертикального развития, поэтому и радиоэха таких облаков на индикаторе ИДВ наблюдаются в виде ярких областей, расположенных на определенных высотах (рис. 11.6). Наиболее яркая часть радиоэха наблюдается при отрицательных температурах. Лучшее всего на экранах РЛС видны мощные кучевые облака. При развитии кучевой облачности радиоэхо обычно зарождается в центральной части облака и по мере развития облака увеличивается в размерах.

Синхронные с радиолокационными самолетные измерения микроструктуры кучевых облаков показали, что в областях максимальной радиолокационной отражаемости расположены ячейки с относительно крупными переохлажденными водяными

каплями. Установлено также, что размеры радиоэха таких облаков чаще всего меньше реальных видимых размеров облака. Особенно это характерно для мощных кучевых облаков: в начальной стадии развития радиоэхо имеет малые размеры (несколько сотен метров), по мере развития облака вершина ра-

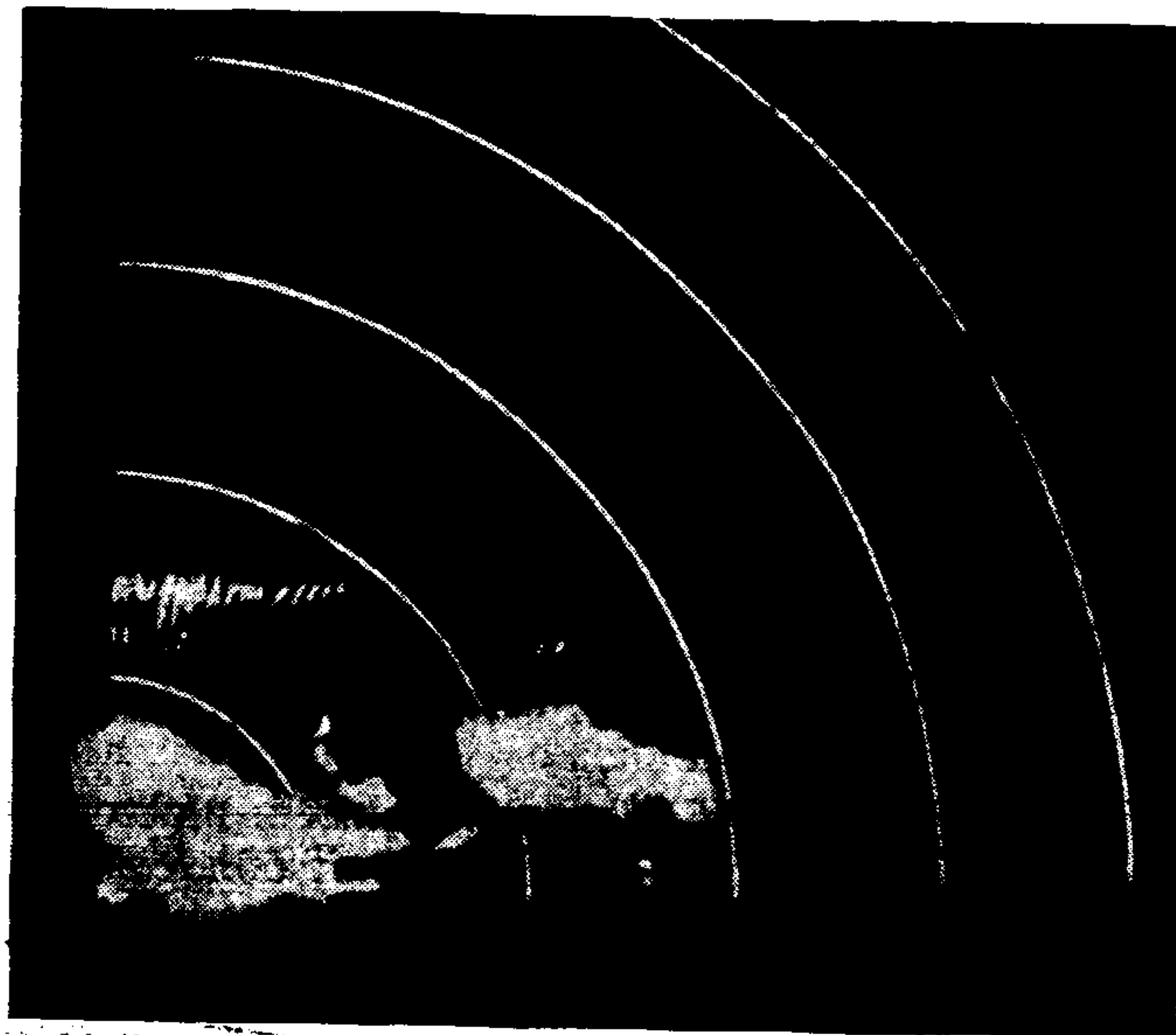


Рис. 11.6. Изображение радиоэха мощных кучевых облаков на ИДВ.

диоэха становится остроконечной и переходит в колоннообразную. В ряде случаев наблюдаются изображения полос падения, кривизна которых по вертикали соответствует вертикальному годографу ветра. Для кучевых облаков значение радиолокационной отражаемости находится в пределах 10^{-3} — $2 \cdot 10^{-3}$ мм⁶/м³, а для облаков кучево-дождевых может достигать 10^5 мм⁶/м³.

Слоисто-кучевые облака создают на индикаторе дальность — высота изображение с неровными верхней и нижней границами; яркость радиоэха увеличивается к верхней границе (рис. 11.7). Нижняя граница низких слоисто-кучевых облаков, особенно на близких расстояниях, может сливаться с изображениями местных предметов. Радиолокационная наблюдаемость слоисто-кучевых облаков зависит от температуры: с понижением температуры она улучшается. Установлено, что при отрицательных температурах наблюдаются даже тонкие слоисто-кучевые облака, в то время как при положительных температурах могут давать заметные отражения только мощные и плотные области этих облаков. Если из слоисто-кучевых облаков выпадают моро-

сящие осадки, то такие облака обнаруживаются всегда. Радиолокационная отражаемость просвечивающих слоисто-кучевых облаков составляет 10^{-3} — $5 \cdot 10^{-2}$ мм⁶/м³, а плотных крупнопельных облаков от 10^{-1} до 10^2 мм⁶/м³.

Слоистые облака — наиболее плохо обнаруживаемые атмосферные образования: даже на малых дальностях они видны на индикаторах РЛС лишь при выпадении мороси. На индикаторе ИДВ такие облака часто видны в виде отдельных ячеек радиоэха, соответствующих районам выпадения мороси (рис. 11.8). Нижняя граница радиоэха слоистых облаков в ряде случаев не просматривается, так как маскируется отражениями от местных предметов и мороси. Радиолокационная отражаемость слоистых облаков слабо уменьшается с высотой и в нижней части облаков составляет $4 \cdot 10^{-2}$ — $2 \cdot 10^{-1}$ мм⁶/м³.

Высоко-слоистые облака хорошо обнаруживаются современными импульсными метеорологическими радиолокаторами. Радиоэха таких облаков наблюдаются при температурах от +3 до —35 °С и обусловлены отражениями от кристаллов льда или снежинок. Изображение радиоэха высоко-слоистых облаков

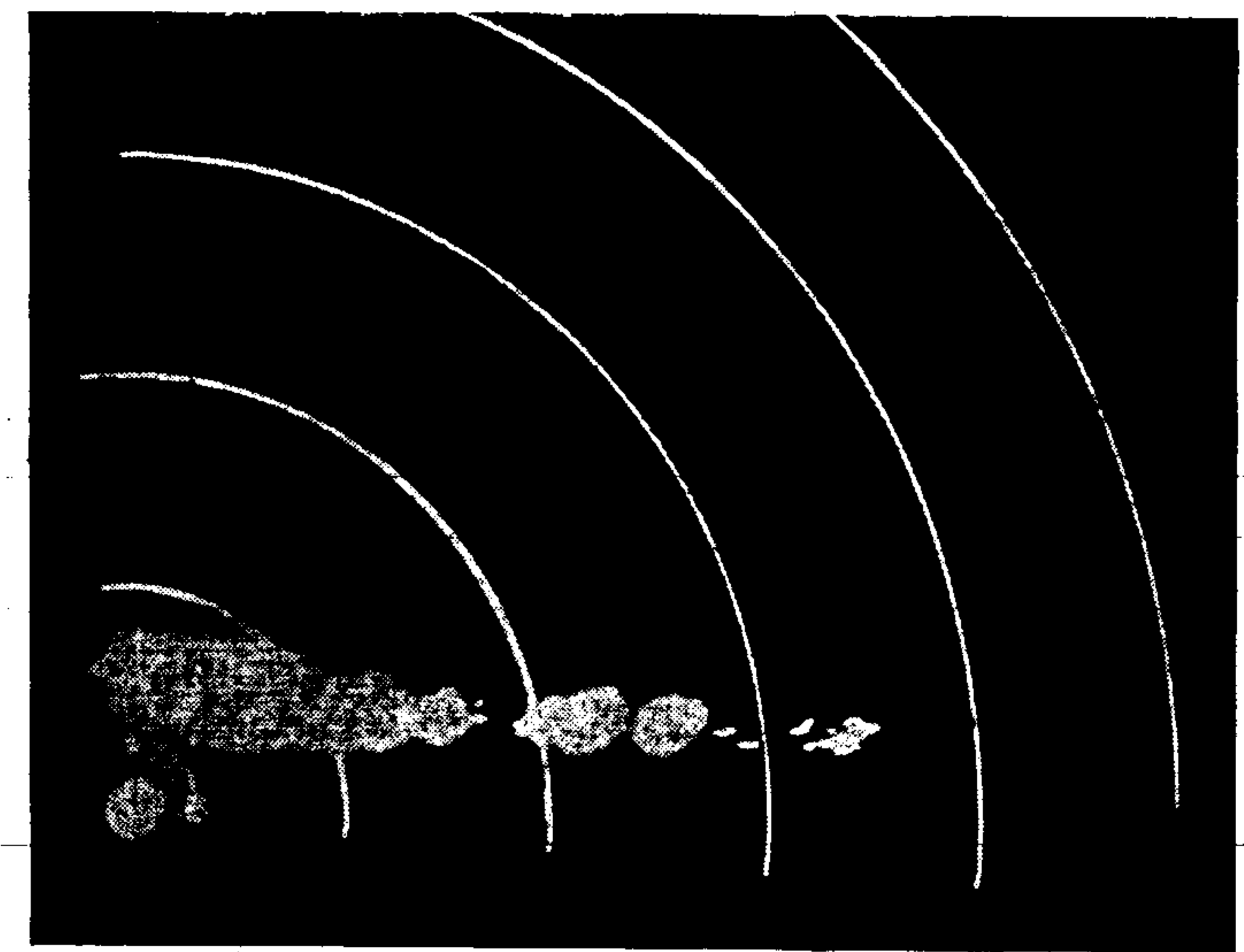


Рис. 11.7. Изображение радиоэха плотных слоисто-кучевых облаков на ИДВ.

(рис. 11.9) имеет неоднородную структуру, его интенсивность уменьшается с высотой. Основания радиоэха примерно одинаковы. В случае, если высоко-слоистые облака дают наклонные полосы осадков, радиоэхо может иметь наклон и неровные верхнюю и нижнюю границы. Радиолокационная отражаемость

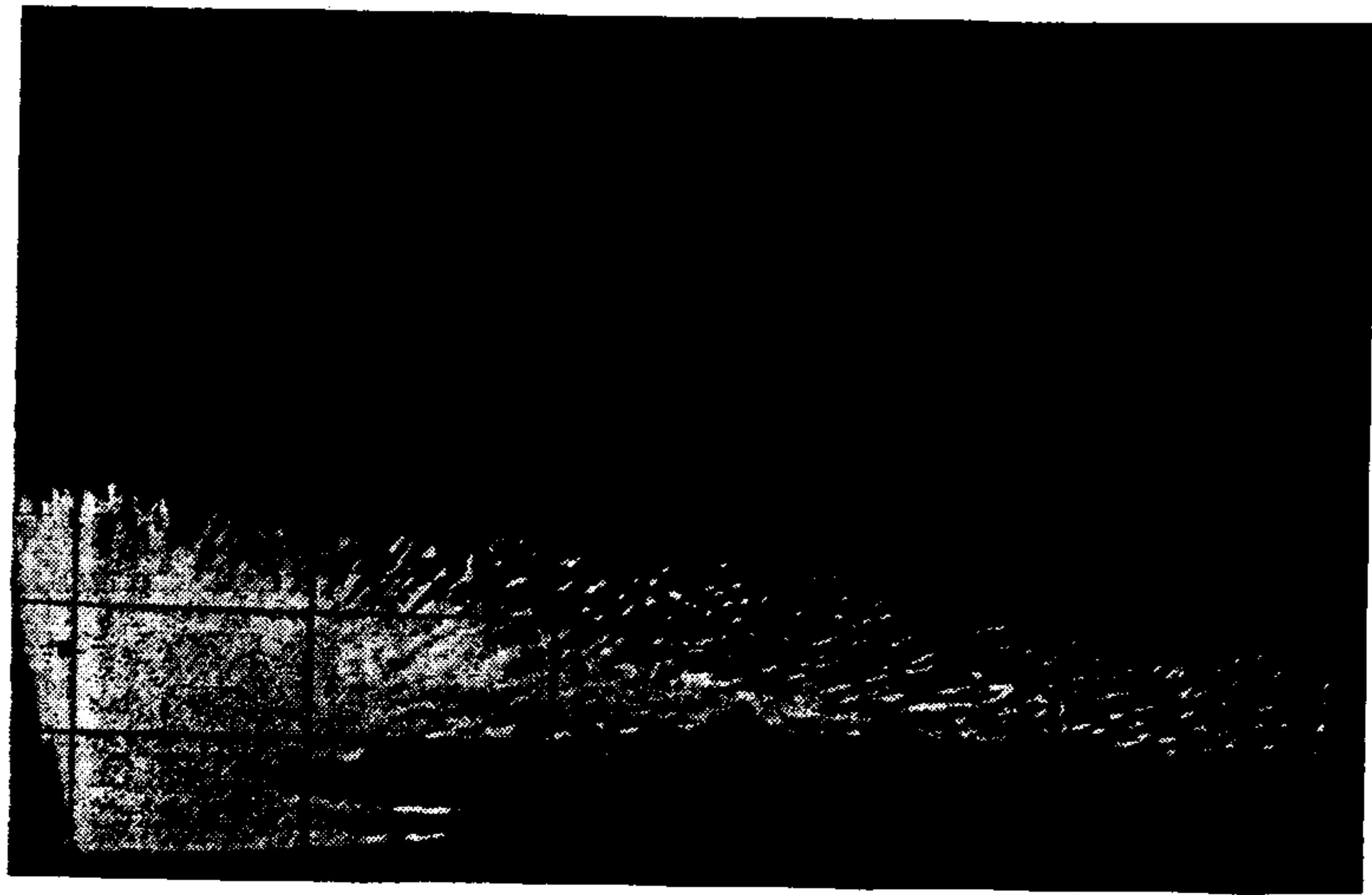


Рис. 11.8. Изображение радиоэха слоистых облаков на ИДВ.

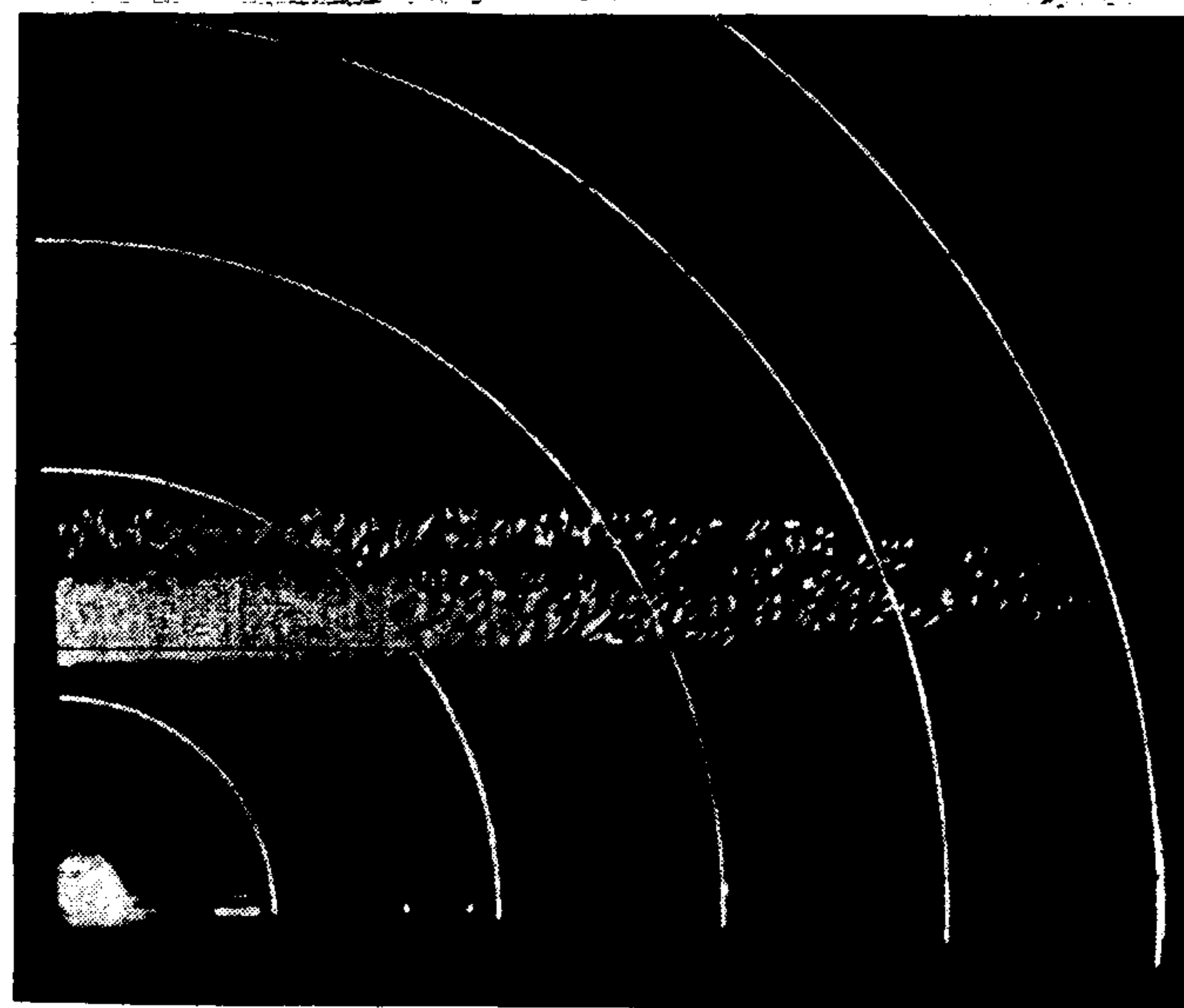


Рис. 11.9. Изображение радиоэха неплотных перисто-слоистых облаков на ИДВ.

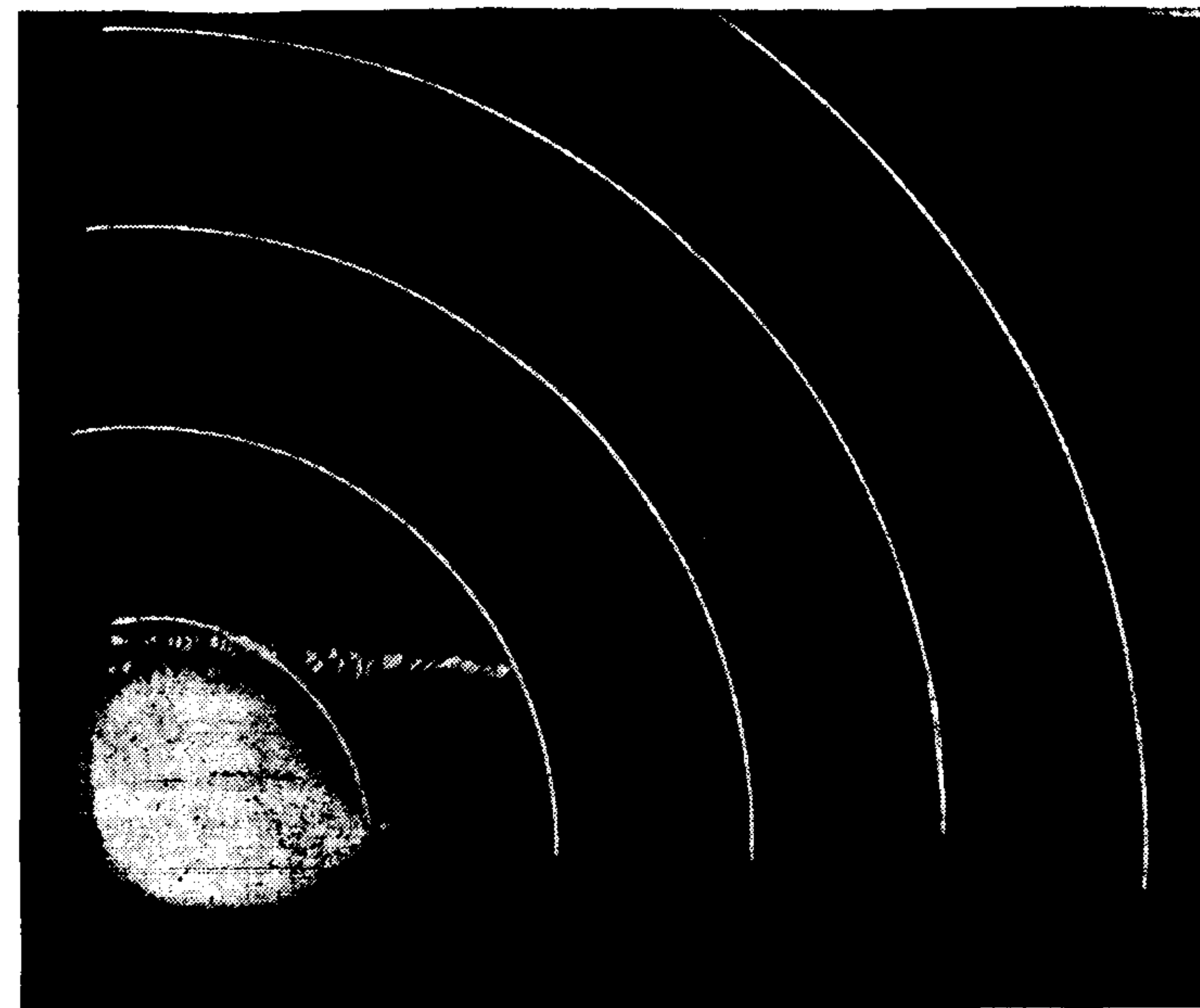


Рис. 11.10. Изображение радиоэха неплотных высоко-кучевых облаков на ИДВ.

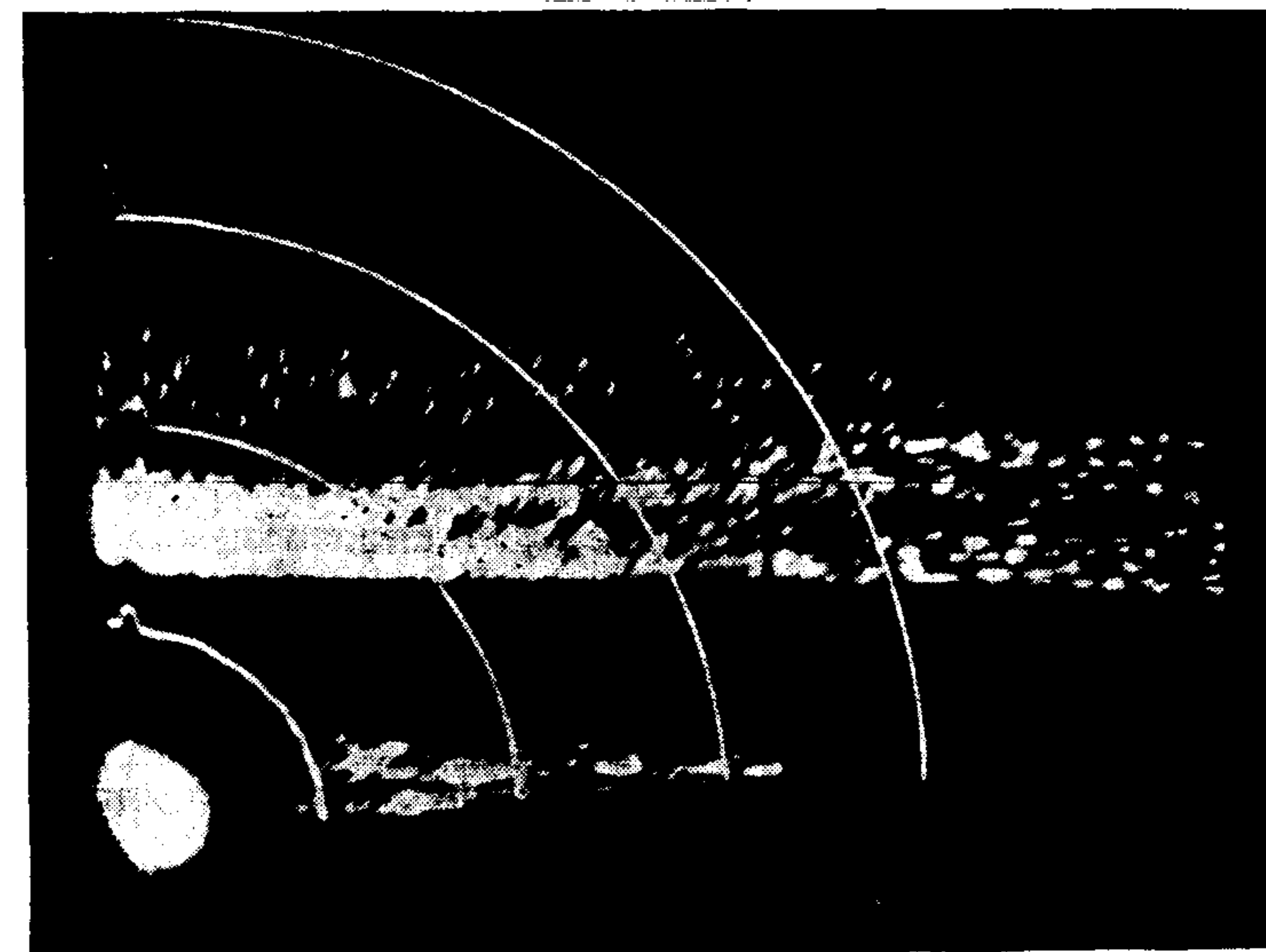


Рис. 11.11. Изображение радиоэха высоко-слоистых просвечивающих облаков на ИДВ.

высоко-слоистых облаков имеет следующие пределы: в нижних слоях плотных высоко-слоистых облаков она может достигать $10-10^2$ мм⁶/м³, постепенно уменьшаясь к верхним частям до $10^{-2}-10^{-3}$ мм⁶/м³; для нижних областей просвечивающих высоко-слоистых облаков изменяется от 0,1 до 2 мм⁶/м³.

Высоко-кучевые облака на экране индикатора дальность — высота наблюдаются в виде отдельных ячеек, расположенных по горизонтали на высотах более 2 км (рис. 11.10). Плотные высоко-кучевые облака дают более мощное радиоэхо, чем просвечивающие, и наблюдаются иногда вместе с полосами осадков. Такие облака лучше обнаруживаются при отрицательных температурах. Максимум радиолокационной отражаемости соответствует центральной части облака и составляет $10^{-2}-10$ мм⁶/м³.

Перистые облака по-разному обнаруживаются метеорологическими РЛС. Радиоэхо плотных перисто-слоистых облаков на экране индикатора дальность — высота похоже на радиоэхо плотных высоко-слоистых облаков (рис. 11.11). В случае, если такие облака связаны с хорошо выраженными фронтами, дальность обнаружения может быть значительной. Радиолокационная отражаемость перисто-слоистых облаков убывает с высотой и составляет $10^{-3}-10^2$ мм⁶/м³. Перистые нитевидные облака обнаруживаются хуже, чем другие разновидности облаков.

Глава 12 ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ДОПЛЕРОВСКИХ РАДИОЛОКАТОРОВ

12.1. Особенности метеорологических доплеровских радиолокаторов

Метеорологические доплеровские радиолокаторы предназначены для измерения скоростей перемещения облаков, осадков, невидимых неоднородностей тропосферы, стай птиц (орнитологических целей) и насекомых, а также для измерений скоростей движений рассеивающих частиц внутри атмосферных образований.

Гидрометеорные частицы атмосферных образований участвуют в сложных движениях: под действием ветра они перемещаются в горизонтальном направлении в составе всего образования; под действием гравитационных сил, восходящих и нисходящих воздушных потоков они участвуют в вертикальных движениях; вследствие турбулентных движений они хаотически перемещаются в пространстве. Вследствие указанных перемеще-

ний отражателей частота радиолокационных сигналов будет отличаться от частоты сигналов, излучаемых РЛС, т. е. будет иметь место доплеровский сдвиг частоты.

Упорядоченное движение атмосферного образования как системы отражателей определяет средний доплеровский сдвиг частоты, а движение отдельных отражателей друг относительно друга влияет на ширину спектра доплеровских частот. Изучая спектр принимаемого сигнала, можно получить информацию о движении как атмосферного образования в целом, так и о движении гидрометеорных частиц внутри атмосферного образования.

Следует отметить, что доплеровский сдвиг частоты связан только с радиальным перемещением отражающих объектов (с радиальными скоростями). Поэтому с помощью доплеровских радиолокаторов возможно измерение лишь радиальных скоростей. Для получения полного вектора скорости атмосферного образования или спектра полного вектора перемещения отдельных отражателей необходимо иметь три доплеровских РЛС, облучающих выбранный для исследования метеорологический объект с разных направлений.

Выходным устройством метеорологических доплеровских РЛС является анализатор спектра доплеровских частот, который может быть построен по параллельному или последовательному принципу анализа частотного диапазона. Анализатор спектра, построенный по параллельной схеме, представляет собой систему узкополосных фильтров, каждый из которых настроен на определенную частоту, отстоящую от соседней на величину полосы пропускания фильтра. При последовательном анализе на выходе РЛС устанавливается узкополосный фильтр с перестройкой по частоте в пределах всего диапазона возможных изменений доплеровских частот. Недостатком параллельного способа анализа доплеровского спектра является относительная сложность анализатора, а последовательного — большое время измерений.

Для измерения скоростей рассеивателей путем измерений доплеровских частот могут применяться как доплеровские РЛС с непрерывным излучением, так и когерентно-импульсные РЛС. При использовании когерентно-импульсных РЛС проявление доплеровского эффекта имеет характерные особенности по сравнению с РЛС непрерывного излучения, связанные с импульсным режимом работы. В таких РЛС сравнение частот излученного и отраженного сигналов происходит за очень короткий промежуток времени — в течение длительности импульса. При таком режиме работы РЛС колебания доплеровских частот наблюдаются не в виде непрерывных функций времени, а в виде их дискретных значений за время длительности отраженных импульсов: доплеровские биения как бы просматриваются в стробоскоп, при этом роль частоты стробирования

выполняет частота повторения отраженных сигналов. В когерентно-импульсных РЛС сигналы, отраженные от движущейся цели, на выходе приемника представляют собой последовательность видеоимпульсов, промодулированных по амплитуде доплеровской частотой (спектром доплеровских частот). Очевидно, что в таких РЛС частота повторения импульсов накладывает определенные ограничения на измеряемые доплеровские частоты. Дело в том, что огибающая импульсов выходного сигнала равна доплеровской частоте при условии, если справедливо соотношение $F_d \leq \frac{F_n}{2}$. Для значений $F_d > \frac{F_n}{2}$ получить однозначный ответ на вопрос о величине доплеровской частоты невозможно.

Приведенные соображения можно проиллюстрировать следующим примером: если когерентно-импульсная РЛС имеет частоту посылок $F_n = 1000$ Гц, то однозначное определение доплеровской частоты может быть осуществлено до $F_d = 500$ Гц. Это соответствует максимальной скорости целей 7,5 м/с, если РЛС работает на волне 3 см, и 2 м/с — при длине волны 0,8 см.

С целью увеличения диапазона возможных значений измеряемых доплеровских частот увеличивают частоту повторения излучаемых сигналов и длину волны. Однако это может оказаться затруднительным в связи с необходимостью обеспечить требуемую дальность действия РЛС, так как диапазон дальности ограничивается частотой повторения излучаемых сигналов.

В практике радиометеорологических наблюдений доплеровские РЛС с непрерывным излучением применяются для измерения скоростей совокупности всех частиц, находящихся в пределах антенного луча. Они успешно используются для предупреждения об особо опасных атмосферных образованиях типа торнадо. Вследствие значительных скоростей перемещений и больших размеров эти объекты не требуется селективировать по дальности и они лучше обнаруживаются РЛС непрерывного излучения. С помощью таких РЛС можно более точно измерять скорости, законы распределения скоростей частиц и законы распределения размеров капель в осадках.

Когерентно-импульсные РЛС применяются для исследования движений гидрометеорных частиц в каждом разрешаемом объеме внутри атмосферных образований и, в частности, для изучения таких явлений, как турбулентность.

При использовании доплеровских РЛС с непрерывным излучением метеорологическая информация заключена в доплеровской частоте или спектре доплеровских частот непрерывного выходного сигнала. В случае применения когерентно-импульсных РЛС метеорологическая информация заключена в изменениях амплитуд отраженных импульсов, вследствие чего должен

анализироваться спектральный состав огибающей импульсных сигналов на выходе радиоприемного устройства.

В практике радиометеорологических исследований наибольшее распространение получили когерентно-импульсные метеорологические РЛС.

12.2. Связь спектра доплеровских частот со скоростями движения рассеивающих частиц

Рассмотрим сначала простейший пример. Пусть с помощью доплеровской РЛС непрерывного излучения наблюдаются две одинаковые по размеру гидрометеорные частицы, перемещающиеся вдоль радиолуча со скоростями v_1 и v_2 . При этом в момент начала наблюдения частицы находятся на одинаковом расстоянии от РЛС. Результирующий отраженный сигнал этих частиц может быть представлен в виде

$$E(t) = E \cos \omega \left(t - \frac{2v_1 t}{c} \right) + E \cos \omega \left(t - \frac{2v_2 t}{c} \right), \quad (12.1)$$

где E — амплитуда волны, отраженной отдельной частицей; c — скорость распространения радиоволн. Используя формулу для суммы косинусов, имеем

$$E(t) = 2E \cos \frac{v_1 - v_2}{c} \omega t \cos \omega \left[t - \frac{(v_1 + v_2)}{c} t \right]. \quad (12.2)$$

Из соотношения (12.2) следует, что пара гармонических колебаний образует биение, амплитуда которого изменяется с частотой $\omega(v_1 - v_2)/c$, пропорциональной разности скоростей частиц, а высокочастотное заполнение смещено по частоте на величину $\omega(v_1 + v_2)/c$, пропорциональную их средней скорости.

Эту информацию можно извлечь из радиолокационного сигнала, исследуя его спектр. Однако обработку сигналов в РЛС обычно производят по видеочастоте, детектируя высокочастотный сигнал. В доплеровских РЛС применяют фазовый детектор, на который подается опорное напряжение с частотой ω зондирующего колебания. Фазовое детектирование соответствует смещению частотного спектра сигнала на ω . При этом информация, содержащаяся в радиолокационном сигнале, не меняется. С помощью спектроанализатора можно определить спектральные линии $\omega v_1/c$, $\omega v_2/c$, соответствующие скоростям частиц, либо измерить среднюю скорость метеоцели и ширину спектра скоростей движения частиц.

Иначе обстоит дело с некогерентными РЛС. Обычный амплитудный детектор выделяет огибающую биений, создавая сигнал с разностной частотой $\omega(v_1 - v_2)/c$. Высокочастотное заполнение сигнала, определяемое вторым сомножителем выражения (12.2), устраняется. В результате теряется информация о средней скорости движения метеоцели.

В более общем случае метеорологический объект можно представить как совокупность множества частиц со скоростями, распределенными в пределах $v_1 - v_2$. Для такой модели приведенные выше рассуждения остаются в силе. Высокочастотный радиолокационный сигнал можно характеризовать распределенным спектром шириной

$$\Delta\omega = \omega \frac{v_1 - v_2}{c} \quad (12.3)$$

и средним доплеровским сдвигом

$$\Omega_{д. ср} = \omega \frac{v_1 + v_2}{c}. \quad (12.4)$$

Эти величины позволяют определить ширину спектра радиальных скоростей частиц и среднюю скорость их движения. Когерентная РЛС позволяет измерить оба эти параметра, некогерентная — лишь ширину спектра скоростей.

При случайном движении рассеивателей спектр доплеровских частот также будет случайным и для его анализа необходимо определить корреляционную функцию флуктуаций частоты принимаемых сигналов.

Рассмотрим характер корреляционной функции и соответствующий ей спектр флуктуаций сигнала, отраженного от совокупности случайно перемещающихся в пространстве рассеивателей, скорости перемещения которых будем считать стационарными случайными процессами. Сигнал, отраженный от совокупности таких рассеивателей, можно записать в виде

$$E(t) = \sum_{i=1}^N E_i \cos(\omega t - \alpha_i),$$

где E_i — амплитуда волны, отраженной i -м рассеивателем; N — число частиц в одновременно отражающем объеме; $\alpha_i = 2kl_i(t)$ — фаза сигнала элементарного рассеивателя (здесь $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $l_i(t)$ — проекция смещения i -го рассеивателя на направление радиолуча в момент времени t). Корреляционная функция отраженных сигналов может быть записана в виде

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \overline{E_i E_j \cos(\omega t - \alpha_i) \cos(\omega t' - \alpha'_j)} = \\ &= \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \overline{E_i E_j \cos[\omega(t+t') - (\alpha_i + \alpha'_j)]} + \\ &+ \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \overline{E_i E_j \cos[\omega(t-t') - (\alpha_i - \alpha'_j)]} = \frac{1}{2} A_1 + \frac{1}{2} A_2, \quad (12.5) \end{aligned}$$

где $\alpha'_j = 2kl'_j = 2kl_j(t')$ — фаза j -го отражателя в момент времени t' .

Проанализируем слагаемые, входящие в правую часть выражения (12.4). Первое слагаемое (A_1), представляющее собой среднее значение быстро изменяющейся гармонической функции с медленно изменяющейся по сравнению с ω случайной фазой, при бесконечных пределах усреднения обращается в нуль ($A_1 = 0$). Второе слагаемое с точностью до постоянного множителя может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} A_2 &= \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \overline{E_i E_j \cos \omega(t-t') \cos(\alpha_i - \alpha'_j)} + \\ &+ \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \overline{E_i E_j \sin \omega(t-t') \sin(\alpha_i - \alpha'_j)}. \quad (12.6) \end{aligned}$$

Второй член в выражении (12.6) при осреднении в бесконечных пределах оказывается равным нулю, а в первом слагаемом отличны от нуля будут лишь те члены, для которых $i = j$. Введем обозначения: $\tau = t - t'$, $2k\tau v = \alpha_i - \alpha'_i$, где v — скорость изменения расстояния между двумя частицами, которую полагаем постоянной за время корреляции. Тогда выражение (12.5) для корреляционной функции может быть представлено как

$$R(\tau) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \overline{E_i^2 \cos 2k\tau v \cos \omega\tau}. \quad (12.7)$$

Для атмосферного образования, состоящего из частиц одинакового размера, выражение (12.7) будет иметь вид

$$R(\tau) = \frac{1}{2} \overline{NE_i^2 \cos 2k\tau v \cos \omega\tau}. \quad (12.8)$$

Спектр флуктуаций радиолокационных сигналов при известной корреляционной функции определяется соотношением

$$\begin{aligned} G(\Omega) &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \Omega\tau d\tau = \\ &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \omega(v) dv \int_0^{\infty} NE_i^2 \cos 2k\tau v \cos \omega\tau \cos \Omega\tau d\tau, \quad (12.9) \end{aligned}$$

где $\omega(v)$ — закон распределения проекций абсолютных скоростей рассеивателей на направление радиолуча.

Таким образом, изучая спектр флуктуаций амплитуд радиолокационных сигналов, отраженных от облаков и осадков, на выходе когерентно-импульсных РЛС, можно получить информацию о спектре скоростей движения рассеивателей внутри указанных атмосферных образований. Рассмотрим характер спектров флуктуаций амплитуд сигналов на выходе когерентно-импульсной РЛС применительно к дождю.

Если считать капли дождя сферическими, то величина E^2 , входящая в выражение (12.9), будет пропорциональна мощности сигнала, отраженного частицей, которая в соответствии с законом релеевского рассеяния пропорциональна шестой степени диаметра рассеивающих частиц d . В свою очередь, диаметр рассеивающих частиц функционально связан со скоростями их падения. В частности, скорость падения капель в см/с будет равна

$$\begin{aligned} v &= 4200d \quad \text{при } d \leq 0,1, \\ v &= 1420\sqrt{d} \quad \text{при } d > 0,1. \end{aligned} \quad (12.10)$$

Выражая обратную зависимость как $d = \varphi(v)$, обозначим

$$E^2 = C [\varphi(v)]^6, \quad p(v) = \frac{[\varphi(v)]^6}{[\varphi(v)]^6},$$

где C — постоянный коэффициент. Если считать, что капли дождя не переносятся ветром и участвуют только в гравитационном падении, то выражение (12.9) можно представить в виде

$$\begin{aligned} G(\Omega) &= NC \overline{[\varphi(v)]^6} \int_{-\infty}^{+\infty} p(v) dv \int_{-\infty}^{+\infty} \cos 2k\tau v \cos \omega\tau \cos \Omega\tau d\tau = \\ &= NC \overline{[\varphi(v)]^6} \int_{-\infty}^{+\infty} p(v) \left[\delta\left(v - \frac{\lambda}{2} F\right) + \delta\left(v + \frac{\lambda}{2} F\right) \right] dv = \overline{A} p(v), \end{aligned} \quad (12.11)$$

где $\overline{A} = NC \overline{[\varphi(v)]^6}$, $F = (\omega - \Omega)/2\pi$ — отклонение частоты сигнала от частоты зондирующего колебания, δ — дельта-функция. Из соотношения (12.11) следует вывод: спектр флуктуаций амплитуд радиолокационных сигналов, отраженных от дождя, повторяет по форме закон распределения проекций абсолютных скоростей на направление радиолуча с учетом того вклада, который они вносят в суммарную радиолокационную отражаемость.

Если капли дождя одинаковы по размерам, то мощность отраженных от них сигналов не зависит от скорости падения частиц, и соотношение для частотного спектра флуктуаций амплитуд отраженных сигналов имеет вид

$$G(\Omega) = NE^2 \int_{-\infty}^{+\infty} w(v) \left[\delta\left(v - \frac{\lambda}{2} F\right) + \delta\left(v + \frac{\lambda}{2} F\right) \right] dv = \overline{A} w(v). \quad (12.12)$$

Из выражения (12.12) следует, что в этом случае спектр флуктуаций амплитуд отраженных сигналов повторяет по форме закон распределения абсолютных скоростей рассеивателей.

Если капли дождя одновременно участвуют в двух независимых движениях (падение под действием гравитационных сил и увлечение воздушным потоком под действием ветра), то закон

распределения скоростей капель можно представить в виде двумерного закона

$$w(v_r, v_v) = w(v_r) w(v_v), \quad (12.13)$$

где $w(v_r)$ и $w(v_v)$ — законы распределения проекций горизонтального и вертикального движений капель на направление радиолуча. Подставляя $w(v) = w(v_r, v_v)$ в формулу (12.11) и интегрируя по v_r и v_v , можно получить выражение для спектра флуктуаций радиолокационных сигналов, отраженных от атмосферных образований, частицы которых участвуют в двух независимых движениях. Еще более сложен случай, когда совокупность частиц облаков участвует одновременно и в турбулентном перемещении.

12.3. Связь ширины спектра доплеровских частот со скоростью диссипации турбулентной энергии

Пусть Δv — разность между радиальной скоростью некоторого отдельного отражателя и радиальной скоростью частицы, находящейся в середине разрешаемого объема. В этом случае закон распределения разности скоростей рассеивателей может быть записан в виде

$$w(\Delta v) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_0(v_0) w(v_0 + \Delta v) dv_0, \quad (12.14)$$

где

$$w_0(v_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} w_l(v_0) p(l) dl$$

— распределение разности скоростей радиального перемещения рассеивателей относительно рассеивателя, находящегося в центре исследуемого объема; $w_l(v_0)$ — условное распределение радиальных скоростей рассеивателей, находящихся на расстоянии l от центра рассеивающего объема, и скорости рассеивателя, расположенного в его центре; $p(l)$ — относительный вклад в общую мощность радиолокационного сигнала отражений от частиц, находящихся на расстоянии l от центра объема.

Если разрешаемый объем, имеющий вид усеченного конуса, заменить эквивалентной сферой радиуса B , то

$$p(l) = \begin{cases} \frac{3}{B^3 l^2} & \text{при } l \leq B, \\ 0 & \text{при } l > B. \end{cases}$$

Введенное выше условное распределение $w_l(v_0)$ примем нормальным:

$$w_l(v_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi Dv_0(l)}} e^{-\frac{v_0^2}{2Dv_0(l)}}, \quad (12.15)$$

где $Dv_0(l)$ — структурная функция, определяемая выражением

$$Dv_0(l) = [v_0(\mathbf{R} + l) - v_0(\mathbf{R})]^2 = C_\xi \xi^{2/3} l^{2/3}. \quad (12.16)$$

Здесь \mathbf{R} — радиус-вектор относительно центра рассеивающего объема, ξ — проекция этого радиус-вектора на направление радиолуча, C_ξ — структурная постоянная.

Средняя ширина закона распределения $w_0(v_0)$ и его дисперсия с учетом соотношений (12.15) и (12.16) будут иметь вид

$$\Delta \bar{v}_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} v_0 w_0(v_0) dv_0 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} C_\xi \xi \int_0^\infty l^{1/3} p(l) dl, \quad (12.17)$$

$$\Delta \bar{v}_0^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} v_0^2 w_0(v_0) dv_0 = C_\xi \xi^{2/3} \int_0^\infty l^{2/3} p(l) dl. \quad (12.18)$$

В результате интегрирования получаем

$$\Delta \bar{v}_0 = \frac{9}{10} \sqrt{\frac{2}{\pi}} C_\xi^{1/2} \xi^{1/2} B^{1/3}, \quad (12.19)$$

$$\Delta \bar{v}_0^2 = \frac{9}{11} C_\xi \xi^{2/3} B^{2/3}. \quad (12.20)$$

С учетом полученных соотношений средняя и средняя арифметическая ширина спектра мощности отраженных сигналов будут определяться соотношениями

$$\Delta \bar{F} = \frac{2}{\lambda} \Delta \bar{v}_0 = 1,01 \frac{2}{\lambda} C_\xi^{1/2} \xi^{1/2} B^{1/3}, \quad (12.21)$$

$$\Delta \bar{F}^2 = \Delta \bar{v}_0^2 \left(\frac{2}{\lambda}\right)^2 = 1,64 \left(\frac{2}{\lambda}\right)^2 C_\xi \xi^{2/3} B^{2/3}. \quad (12.22)$$

Из выражений (12.21) и (12.22) следует, что, измеряя среднюю и среднюю квадратическую ширину спектра флуктуаций мощности отраженных сигналов, можно получить информацию о скорости диссипации турбулентной энергии ветра. Полученные соотношения справедливы для случая, когда влиянием других метеорологических факторов на спектр мощности отраженных сигналов по сравнению с турбулентными пульсациями

ветра можно пренебречь. В частности, в реальных условиях такая постановка задачи справедлива для некоторых типов облаков, не дающих осадков, а также для снегопада при вертикальном зондировании.

Если разрешаемый объем нельзя заменить равновеликой сферой, то соответствующие соотношения усложняются.

12.4. Некоторые результаты доплеровских измерений параметров атмосферы

Как следует из проведенного выше теоретического рассмотрения, доплеровские РЛС могут быть использованы для измерения структуры ветра, турбулентности, микрофизических характеристик осадков и ряда других характеристик атмосферы. Рассмотрим некоторые из этих возможностей.

Измерение ветра путем наблюдений за перемещением зон осадков. При наблюдении за облаками и осадками, выпадающими в районе размещения РЛС, антенна направляется горизонтально. Если ветер отсутствует, то выпадающие капли дождя не будут иметь радиальной составляющей скорости и допле-

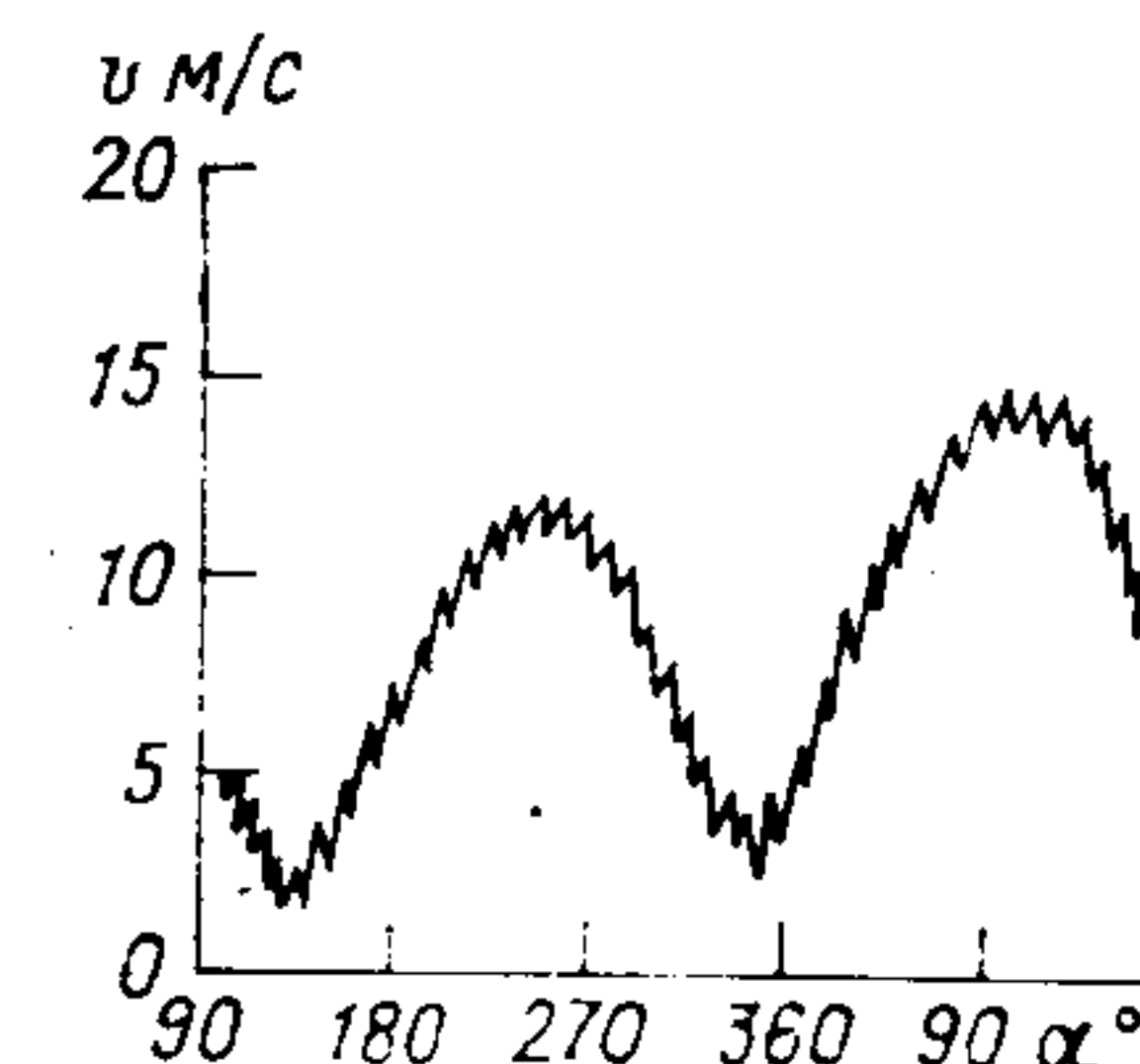


Рис. 12.1. Результаты измерений ветра доплеровской РЛС на высоте 1 км (по горизонтальной оси отложены азимутальные положения антенны РЛС).

ровская частота отраженных сигналов на выходе РЛС будет равна нулю. При наличии ветра у выпадающих капель дождя появится радиальная составляющая скорости, что приведет к доплеровскому сдвигу частоты отраженного сигнала.

При изменении азимутального направления антенны доплеровская частота изменяется и будет иметь максимальное значение, когда антенна ориентирована по направлению ветра или навстречу ему. Из примера, приведенного на рис. 12.1, можно заключить, что направление ветра во время эксперимента характеризовалось азимутальным углом 80° и его скорость была равна 15 м/с.

Определение вертикальных движений рассеивающих частиц, свободно увлекаемых воздушным потоком (мелкокапельные облака, диэлектрические неоднородности атмосферы и др.), производится при антенне, направленной в зенит. В результате измерений доплеровской частоты отраженных сигналов дождевых

облаков может быть получена картина вертикальных движений частиц, являющаяся результатом действия как их гравитационного падения, так и увлечения вертикальными воздушными потоками.

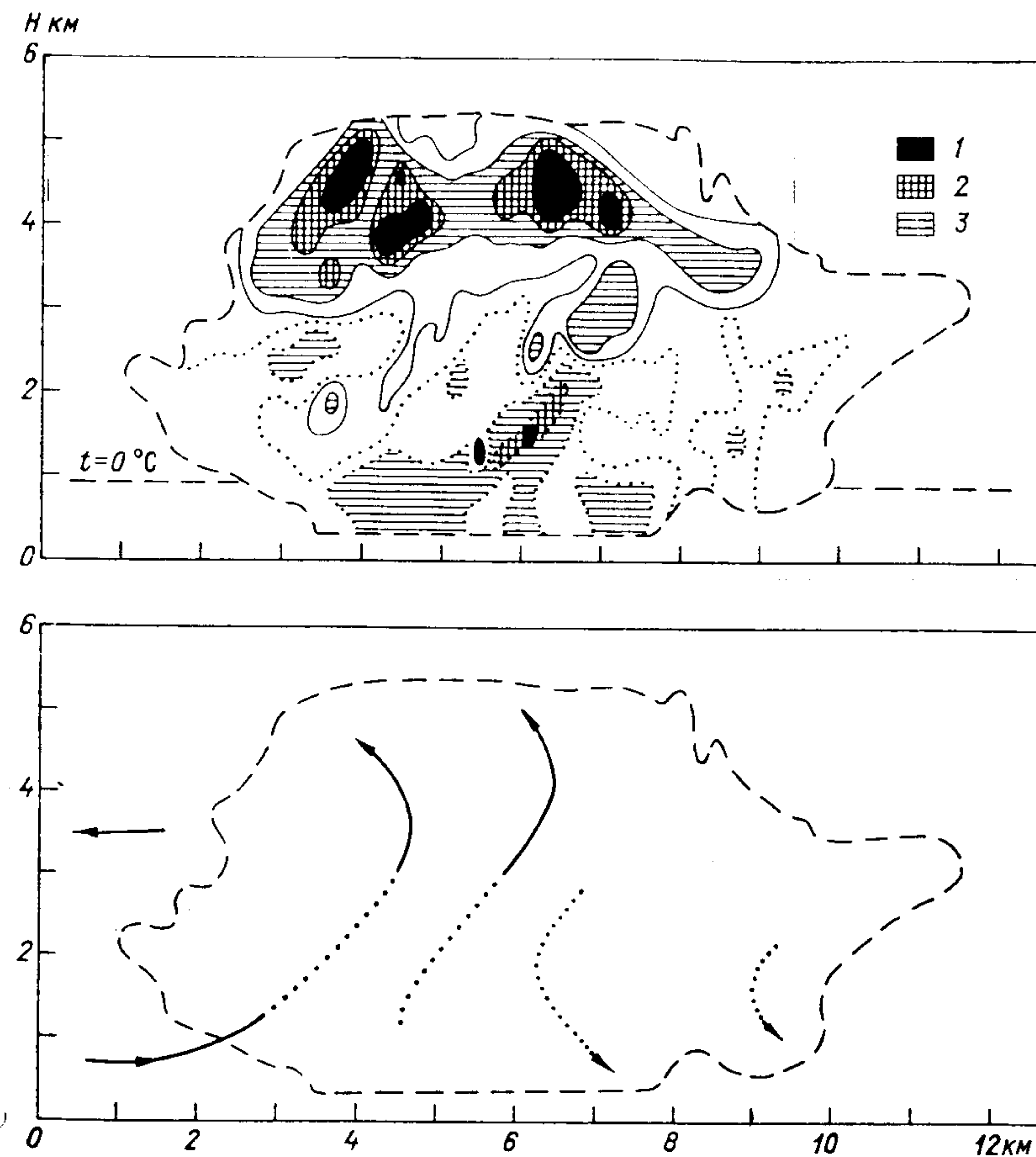


Рис. 12.2. Поле вертикальных движений отражающих частиц в кучево-дождевом облаке.

1 — 4 м/с, 2 — 3 м/с, 3 — 2 м/с.

На рис. 12.2 представлено поле вертикальных движений отражающих частиц в кучево-дождевых облаках в координатах высота—время. Сплошные линии очерчивают зоны восходящих конвективных потоков, а пунктирные — нисходящих. Из приведенного рисунка видно, что восходящие потоки со скоростями порядка 4 м/с наблюдаются в самой верхней части ливня. На высотах ниже 3 км, как правило, скорости направлены вниз. При этом отмечается значительная неоднородность поля верти-

кальных скоростей. Нижняя часть рисунка характеризует качественную картину вертикальных движений в рассматриваемом облаке.

Полученная таким образом информация позволяет более подробно изучить динамику развития облаков, ливневых осадков и гроз.

С помощью доплеровских систем может быть получена и другая важная метеорологическая информация о микроструктуре и динамических процессах облаков и осадков.

Глава 13 ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ПОЛЯРИМЕТРОВ

13.1. Поляризационные параметры электромагнитных волн, излучаемых передатчиками РЛС

Электромагнитные волны, излучаемые антеннами метеорологических РЛС, относятся к классу плоских полностью поляризованных электромагнитных волн. В такой волне векторы электрического (E) и магнитного (H) полей в каждый момент времени ориентированы ортогонально друг другу и концы их описывают в плоскости фронта волны одинаковые замкнутые кривые.

При рассмотрении поляризации волны обычно ограничиваются рассмотрением годографа только конца вектора E , имея в виду его жесткую связь с вектором H .

Плоская электромагнитная волна, распространяющаяся вдоль оси z прямоугольной системы координат, в общем случае может иметь составляющие вдоль осей x и y в плоскости фронта волны. Для гармонического поля с частотой ω указанные составляющие могут быть представлены как

$$\dot{E}_x = E_x e^{j\varphi_x}, \quad \dot{E}_y = E_y e^{j\varphi_y},$$

где E_x и E_y — амплитуды, а φ_x и φ_y — фазовые углы соответствующих составляющих.

Вещественные части комплексных амплитуд

$$\text{Re}[\dot{E}_x] = x, \quad \text{Re}[\dot{E}_y] = y$$

можно рассматривать как координаты точки на плоскости xy . В параметрической форме траектория конца вектора поля может быть задана уравнениями

$$x = E_x \cos(\omega t + \varphi_x), \quad (13.1)$$

$$y = E_y \cos(\omega t + \varphi_y). \quad (13.2)$$

Мощность такой волны определяется выражением

$$P = \frac{E_x^2 + E_y^2}{2Z_0},$$

где Z_0 — волновое сопротивление свободного пространства. Величина

$$E_m = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$$

представляет собой полную амплитуду волны.

Для определения годографа вектора поля необходимо из уравнений (13.1) и (13.2) исключить время t . Для этого из уравнения (13.1) находим

$$\omega t = \left(\arccos \frac{x}{E_x} \right) - \varphi_x \quad (13.3)$$

и подставляем в выражение (13.2):

$$\frac{x^2}{E_x^2} + \frac{y^2}{E_y^2} - 2 \frac{xy}{E_y E_x} \cos(\varphi_y - \varphi_x) = \sin^2(\varphi_y - \varphi_x). \quad (13.4)$$

Выражение (13.4) представляет собой уравнение эллипса, которое при определенных условиях может вырождаться в уравнение прямой или окружности.

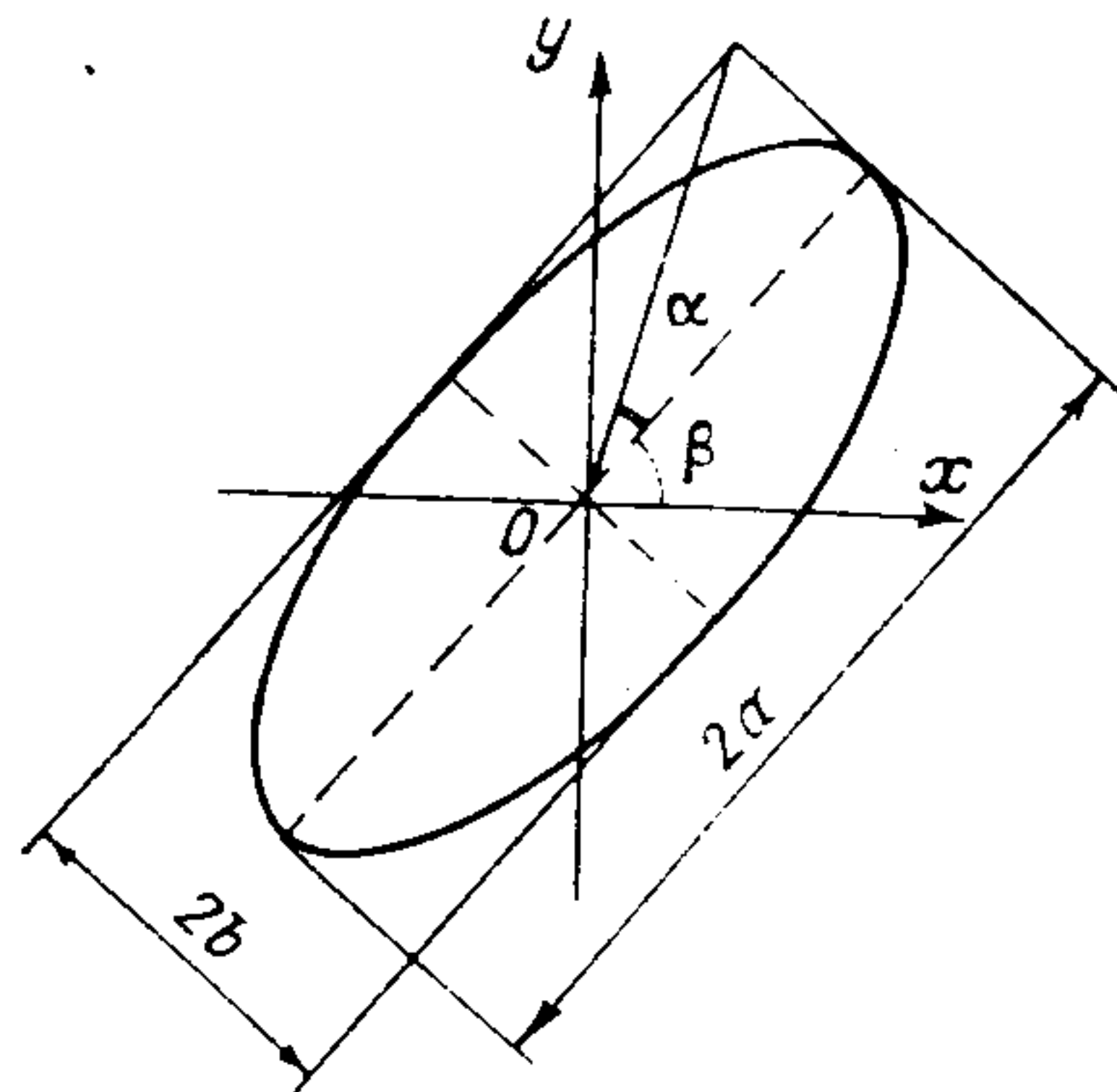


Рис. 13.1. Эллипс поляризации электромагнитной волны.

Поляризацию волны характеризуют формой эллипса поляризации, его ориентацией и направлением вращения вектора E (рис. 13.1). Форму эллипса поляризации определяют коэффициентом эллиптичности

$$|r| = \frac{b}{a},$$

где a и b — большая и малая полуоси эллипса соответственно. Очевидно, что $0 \leq |r| \leq 1$. Ориентацию поляризационного эллипса в плоскости фронта волны задают углом β между боль-

шой осью эллипса и горизонтальной осью выбранной прямоугольной системы координат. Этот угол изменяется в пределах $180^\circ \geq \beta \geq 0^\circ$.

Направление вращения вектора поля относительно наблюдателя, смотрящего вдоль направления распространения волны, учитывается соответствующим знаком у коэффициента эллиптичности: при вращении вектора поля по часовой стрелке величина r считается положительной, а волна — правополяризованной. При вращении вектора поля против часовой стрелки величина r считается отрицательной, а волна — левополяризованной.

Обычно форму эллипса поляризации и направление его обхода вектором поля определяют углом эллиптичности

$$\alpha = \arctg r,$$

изменяющимся в пределах $-\frac{\pi}{4} \leq \alpha \leq \frac{\pi}{4}$ для левого и правого вращения соответственно.

Очевидно, что амплитуды и фазы ортогональных линейно поляризованных компонент E_x , E_y , φ_x и φ_y однозначно связаны с параметрами эллипса поляризации и углом его ориентации. Эта связь выражается соотношениями

$$r = \left(\frac{E_x^2 \sin^2 \beta - E_x E_y \sin 2\beta \cos \varphi + E_y^2 \cos^2 \beta}{E_x^2 \cos^2 \beta + E_x E_y \sin 2\beta \cos \varphi + E_y^2 \sin^2 \beta} \right)^{1/2}, \quad (13.5)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \arctg \frac{2E_x E_y \cos \varphi}{E_x^2 + E_y^2}, \quad (13.6)$$

где $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ — разность фаз ортогональных линейно поляризованных составляющих.

Рассмотрим условия, при которых эллиптически поляризованная волна вырождается в линейно поляризованную волну или в волну круговой поляризации. Для того чтобы выражение (13.4) выродилось в уравнение окружности

$$\frac{x^2}{E_x^2} + \frac{y^2}{E_y^2} = 1,$$

необходимо, чтобы амплитуды и разность фаз линейно поляризованных ортогональных компонент удовлетворяли соотношениям

$$E_y = E_x, \quad \varphi = \varphi_y - \varphi_x = \pm 90^\circ.$$

У поляризованной по кругу волны коэффициент эллиптичности равен единице, а знак зависит от направления обхода вектором поля поляризационной окружности, как и у эллиптически поляризованной волны. Для круговой поляризации угол

эллиптичности α равен $\pm 45^\circ$, а угол ориентации вектора поля β не имеет смысла. У линейно поляризованной волны коэффициент эллиптичности и угол эллиптичности равны нулю, а угол ориентации вектора поля β может изменяться от 0 до 180° .

Выражение (13.4) становится уравнением прямой при условии $\varphi_y = \varphi_x$.

Таким образом, для того чтобы сформировать волну линейной поляризации, необходимо иметь две ортогональные линейно поляризованные составляющие с одинаковой фазой (разность их фаз равна нулю) и различными амплитудами с возможностью регулировки их соотношения. Волна круговой поляризации может быть образована двумя ортогональными линейно поляризованными волнами с одинаковыми амплитудами и фазами, различающимися на $\pm 90^\circ$. При этом в зависимости от знака разности фаз поляризованная по кругу волна будет правого или левого вращения.

Для получения эллиптически поляризованных волн в качестве исходных необходимо брать две ортогональные линейно поляризованные волны в общем случае с различными амплитудами и фазами.

13.2. Поляризация радиолокационных сигналов, отраженных гидrometeorными частицами

Облака и осадки в общем случае состоят из частиц произвольной формы. Установлено, что только капли туманов и капельно-жидких облаков, не дающих осадков, приближенно можно считать сферическими. Причины, приводящие к изменению формы капель осадков, обусловлены, с одной стороны, гравитационным падением, а с другой — аэродинамическим сопротивлением воздушной среды. В результате этого капли осадков оказываются сплюснутыми в вертикальной плоскости и приближаются по форме к двухосному эллипсоиду вращения. Что касается частиц кристаллических облаков и снежинок, то они имеют явно несферическую форму, преимущественно в виде пластинок, звездочек, столбиков и т. д.

Теоретическое решение задачи рассеяния электромагнитных волн на частицах сложной формы затруднено, так как координатные системы, в которых решаются соответствующие волновые уравнения, должны соответствовать форме рассеивающих частиц. Задача может быть решена, если гидrometeorные частицы аппроксимировать двухосными эллипсоидами вращения с размерами, много меньшими длины волны.

Аппроксимация гидrometeorных частиц эллипсоидами вращения. Двухосный эллипсоид вращения в наибольшей степени соответствует форме реальных гидrometeorных частиц. Действительно, сферические капли туманов и облаков аппроксими-

руются сферами, в которые вырождаются эллипсоиды при равных значениях полуосей. Палочкообразные частицы кристаллических облаков удовлетворительно аппроксимируются вытянутыми эллипсоидами, а пластинчатые и дискообразные частицы — сплюснутыми эллипсоидами. Для двухосного эллипсоида вращения с полуосями a , b и c (рис. 13.2) и диэлектрической прони-

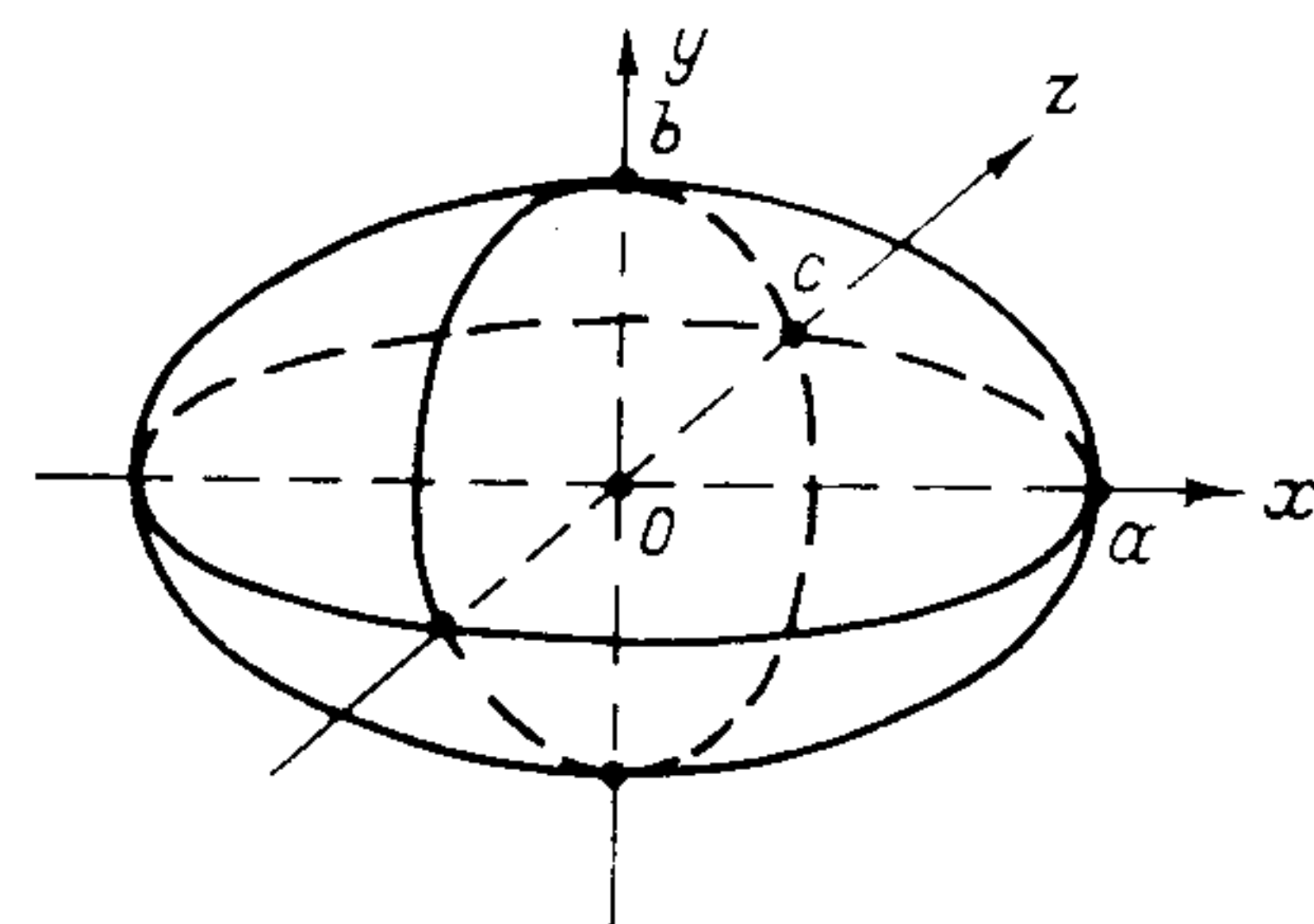


Рис. 13.2. Двухосный эллипсоид вращения.

цаемостью ϵ значения дипольного момента вдоль соответствующих полуосей различны и определяются соотношением

$$p_i = E_i \frac{abc}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)n_i},$$

где E_i — проекция поля падающей волны на соответствующую ось эллипсоида ($i = a, b, c$); n_i — коэффициенты формы, определяемые как

$$n_a = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{(s + a^2) R_s}$$

и другими аналогичными выражениями.

Коэффициенты формы обладают следующими свойствами: если $a > b > c$, то $n_a > n_b > n_c$ соответственно; при любых значениях a , b и c имеет место соотношение

$$n_a + n_b + n_c = 1. \quad (13.7)$$

Для вытянутого двухосного эллипсоида вращения, когда $a > b = c$,

$$n_a = \frac{1 - e^2}{2e^3} \left(\ln \frac{1 + e}{1 - e} - 2e \right),$$

где

$$e = \sqrt{1 - \frac{a^2}{b^2}}$$

— эксцентриситет эллипсоида. На основании выражения (13.7) остальные коэффициенты формы будут

$$n_b = n_c = \frac{1}{2} (1 - n_a).$$

Для сплюснутого двухосного эллипсоида вращения, когда $a = b > c$, коэффициенты формы составляют

$$n_c = \frac{1}{e^2} \left(1 - \sqrt{\frac{1-e^2}{e}} \arcsin c \right),$$

$$n_a = n_b = \frac{1}{2} (1 - n_c),$$

где

$$e = \sqrt{1 - \frac{c^2}{a^2}}.$$

Для сферы, как частного случая эллипсоида, $a = b = c$ и

$$n_a = n_b = n_c = \frac{1}{3},$$

а выражение дипольного момента будет иметь вид

$$p_{сф} = E_0 \frac{a^3}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1) \frac{1}{3}} = \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} a^3 E_0.$$

Определение величины сигнала, отраженного от частицы эллипсоидальной формы. При произвольной ориентации частицы относительно вектора поля падающей волны в общем случае возбуждаются все три составляющие дипольного момента частицы и будут различны фазы соответствующих им составляющих сигнала. Поэтому отраженный от такой частицы сигнал в общем случае будет иметь эллиптическую поляризацию, отличающуюся от поляризации облучающей волны.

Для того чтобы вычислить величину сигнала, рассеянного частицей в обратном направлении, необходимо определить составляющие дипольного момента вдоль выбранных направлений. Если вектор поля падающей линейно поляризованной волны параллелен одной из осей эллипсоида, то в частице будет возбуждаться только составляющая дипольного момента вдоль этой оси и в отраженном сигнале будет присутствовать только составляющая, обусловленная этой компонентой дипольного момента. Таким образом, если облучаемая эллипсоидальная частица ориентирована так, что одна из ее осей параллельна вектору поля падающей линейно поляризованной волны, то отраженная волна будет также линейно поляризованной в той же плоскости, что и падающая волна. В этом случае в отраженной волне будет отсутствовать поперечно поляризованная составляющая (деполяризационная компонента). Очевидно, что частица сферической формы в силу ее симметричности не изменяет форму поляризованного эллипса падающей на нее волны. Однако, поскольку направление распространения при отражении меняется, вращение падающей и отраженной волн будет противоположным.

Определим величины основной и деполаризационной составляющих сигнала, отраженного эллипсоидальной частицей при облучении ее с произвольного направления волной линейной поляризации. Пусть антенна РЛС излучает линейно поляризованную волну вдоль оси z прямоугольной системы координат (рис. 13.3), при этом оси x и y расположены в плоскости раскрытия антенны (ось x ориентирована в горизонтальной плоскости, а ось y — в вертикальной). Вектор поля излучаемой волны находится в плоскости xy и его ориентация характеризуется углом наклона относительно горизонтальной оси x . Если излучаемая волна поляризована горизонтально, то $\alpha = 0$, а если вертикально, то $\alpha = 90^\circ$.

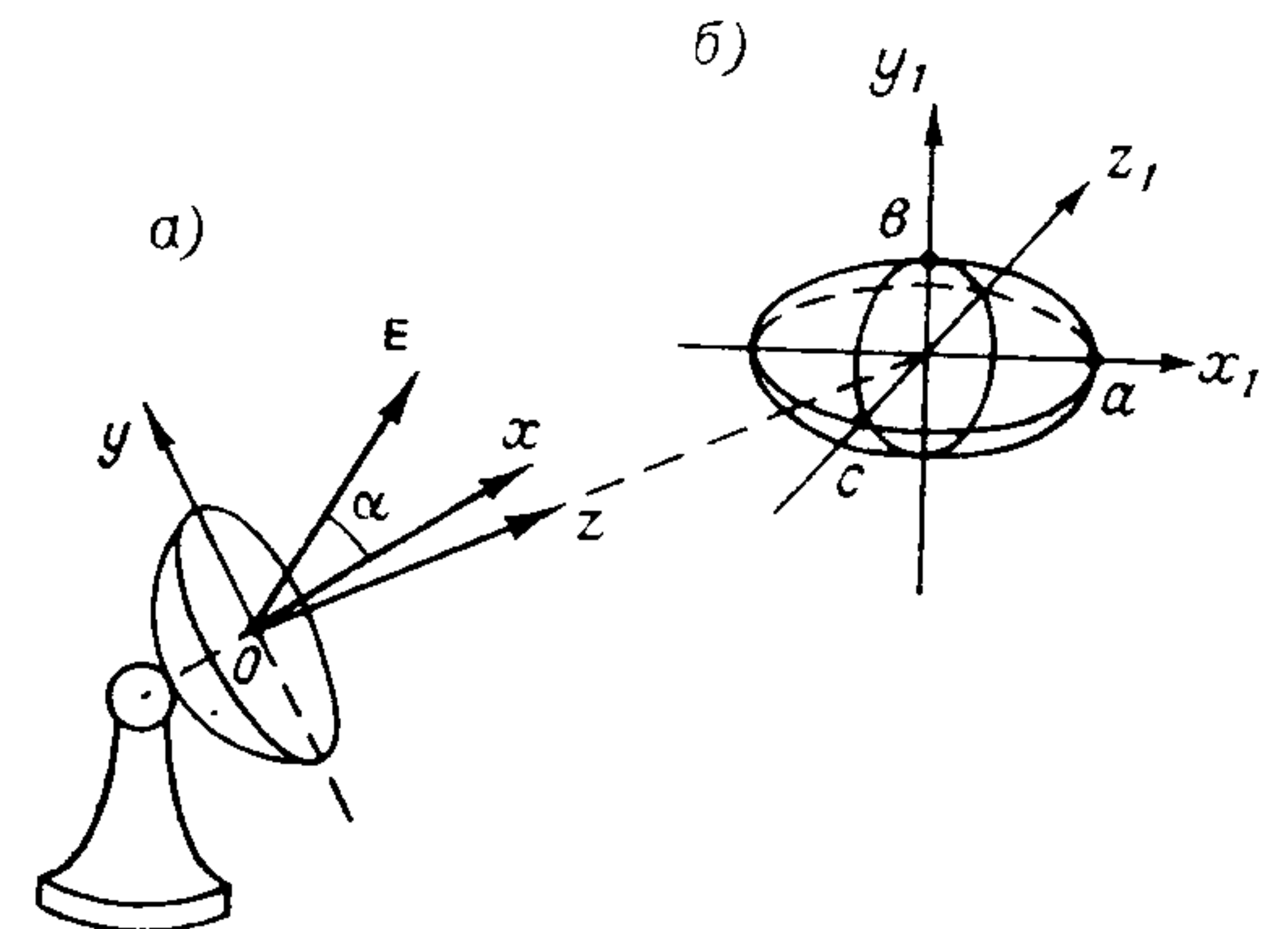


Рис. 13.3. Системы координат антенны (а) и эллипсоидальной частицы (б).

Введем систему координат x_1, y_1, z_1 , связанную с частицей, при этом оси oy_1 и oz_1 направим вдоль равных осей эллипсоида, а ось ox_1 — вдоль третьей, переменной оси. Составляющие дипольного момента частицы вдоль соответствующих осей будут равны

$$p_{x_1} = \frac{abc}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)n} E_{x_1} = g E_{x_1},$$

$$p_{y_1} = \frac{abc}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)n'} E_{y_1} = g' E_{y_1},$$

$$p_{z_1} = \frac{abc}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)n'} E_{z_1} = g' E_{z_1},$$

где

$$n = n_{x_1}, \quad n' = n_{y_1} = n_{z_1},$$

$$g = \frac{abc}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)n}, \quad g' = \frac{abc}{3} \frac{\epsilon - 1}{1 + (\epsilon - 1)n'}.$$

Если излучаемая антенной волна имеет единичную амплитуду, то компоненты поля в системе координат антенны будут определяться соотношениями

$$E_x = \cos \alpha e^{j\omega t}, \quad E_y = \sin \alpha e^{j\omega t}, \quad E_z = 0.$$

Соответствующие компоненты поля волны в системе координат частицы будут

$$E_{x_1} = \alpha_1 E_x + \alpha_2 E_y + \alpha_3 E_z = (\alpha_1 \cos \alpha + \alpha_2 \sin \alpha) e^{j\omega t},$$

$$E_{y_1} = \beta_1 E_x + \beta_2 E_y + \beta_3 E_z = (\beta_1 \cos \alpha + \beta_2 \sin \alpha) e^{j\omega t},$$

$$E_{z_1} = \gamma_1 E_x + \gamma_2 E_y + \gamma_3 E_z = (\gamma_1 \cos \alpha + \gamma_2 \sin \alpha) e^{j\omega t},$$

где $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$ — направляющие косинусы углов, образованных осями соответствующих систем координат (табл. 13.1).

Таблица 13.1

Направляющие косинусы углов

Координатные оси	x	y	z
x_1	α_1	α_2	α_3
y_1	β_1	β_2	β_3
z_1	γ_1	γ_2	γ_3

В соответствии с выражением для p составляющие дипольного момента, возбуждаемые в частице, будут определяться соотношениями

$$p_{x_1} = g (\alpha_1 \cos \alpha + \alpha_2 \sin \alpha) e^{j\omega t},$$

$$p_{y_1} = g' (\beta_1 \cos \alpha + \beta_2 \sin \alpha) e^{j\omega t},$$

$$p_{z_1} = g' (\gamma_1 \cos \alpha + \gamma_2 \sin \alpha) e^{j\omega t}.$$

Радиолокационная антенна в режиме приема характеризуется теми же направляющими косинусами, что и в режиме излучения (табл. 13.1). Используя формулы преобразования координат и известные соотношения между направляющими косинусами, получим составляющие отраженных сигналов вдоль осей координат антенны в виде

$$p_x = [(g - g') \alpha_1 (\alpha_2 \sin \alpha + \alpha_1 \cos \alpha) + g' \cos \alpha] e^{j\omega t},$$

$$p_y = [(g - g') \alpha_2 (\alpha_2 \sin \alpha + \alpha_1 \cos \alpha) + g' \sin \alpha] e^{j\omega t},$$

$$p_z = [(g - g') \alpha_3 (\alpha_2 \sin \alpha + \alpha_1 \cos \alpha)] e^{j\omega t}. \quad (13.8)$$

Антенна не принимает продольной составляющей волны, поэтому составляющая p_z в дальнейших расчетах не используется.

Из соотношений (13.8), в частности, следует очевидный результат: при рассеянии на сферической частице отраженная волна будет поляризована в той же плоскости, что и излученная (если излученная волна поляризована горизонтально ($\alpha = 0$),

в отраженной волне будет только составляющая p_x , если вертикально ($\alpha = 90^\circ$) — то составляющая p_y).

В общем случае при облучении эллипсоидальной частицы линейно поляризованной волной с произвольного направления отраженная волна будет иметь как основную, так и деполяризационную составляющие. При практических расчетах основной и деполяризационной составляющих их удобно определять относительно мощности волны, рассеянной равновеликой сферической частицей, дипольный момент которой легко вычисляется. Пользуясь соотношениями (13.8), можно записать

$$I_x = \frac{P_x^2}{P_{сф}^2} = \frac{[(g - g') \alpha_1 (\alpha_1 \cos \alpha + \alpha_2 \sin \alpha) + g' \cos \alpha]^2}{g_{сф}^2},$$

$$I_y = \frac{P_y^2}{P_{сф}^2} = \frac{[(g - g') \alpha_2 (\alpha_1 \cos \alpha + \alpha_2 \sin \alpha) + g' \sin \alpha]^2}{g_{сф}^2}. \quad (13.9)$$

Таким образом, относительная мощность, отраженная эллипсоидальной частицей, будет функцией величин $g/g_{сф}$, $g'/g_{сф}$, α , $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$. Угол α определяет угол наклона вектора поля E в плоскости фронта волны (параметр поляризации), а углы α_1, α_2 и α_3 — ориентацию частицы в пространстве. Величины $g/g_{сф}$ и $g'/g_{сф}$, в свою очередь, являются функциями диэлектрической проницаемости ϵ вещества частицы (табл. 13.2) и фактора формы $\rho = a/b$, если $a = c \neq b$.

Таблица 13.2

Отношения $g/g_{сф}$, $g'/g_{сф}$ и соответствующие им факторы формы для водяных ($\epsilon=81$) и ледяных ($\epsilon=3$) эллипсоидальных частиц

ρ	$g/g_{сф}$	$g'/g_{сф}$	ρ	$g/g_{сф}$	$g'/g_{сф}$
Вода					
0,1	10,20	0,673	1,00	1,000	1,00
0,2	2,82	0,716	1,25	0,865	1,08
0,4	2,25	0,780	1,67	0,700	1,24
0,6	1,56	0,847	2,50	0,580	1,56
0,8	1,15	0,935	5,00	0,450	2,77
Лед					
0,1	1,60	0,840	1,00	1,000	1,00
0,2	1,45	0,860	1,25	0,940	1,03
0,4	1,30	0,890	1,67	0,855	1,09
0,6	1,17	0,930	2,50	0,770	1,17
0,8	1,05	0,970	5,00	0,660	1,33
1,0	1,00	1,000	10,00	0,610	1,46

Используя соотношения (13.9) и данные табл. 13.2, можно рассчитать основную и деполаризационную компоненты волны, отраженной от эллипсоидальной частицы с любым фактором формы при облучении ее волной линейной поляризации.

Определение поляризации волны, отраженной эллипсоидальной частицей при облучении ее волной эллиптической поляризации, представляет собой сложную электродинамическую задачу, так как при суммировании соответствующих составляющих волны необходимо учитывать фазовые соотношения.

13.3. Поляризация радиолокационных сигналов, отраженных от облаков и осадков

Применим полученные в предыдущем параграфе результаты к анализу поляризации радиолокационных сигналов, отраженных от атмосферных образований как совокупности частиц эллипсоидальной формы.

Дождь. Экспериментальные исследования микроструктуры дождей показали, что их капли имеют форму, близкую к двухосному сплюснутому эллипсоиду вращения, меньшая ось которого (ось симметрии) ориентирована в вертикальной плоскости.

Если подобная частица облучается в горизонтальном направлении вертикально поляризованной волной (все РЛС линейной поляризации работают, как правило, с волной вертикальной поляризации), то в этом случае $\alpha = 90^\circ$, $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 1$, $\alpha_3 = 0$ и

$$I_x = 0, \quad I_y = g^2 / g_{\text{сф}}^2.$$

При излучении горизонтально поляризованной волны $\alpha = 0$, $\alpha_1 = 1$, $\alpha_2 = 0$, $\alpha_3 = 0$ и

$$I_x = \frac{(g')^2}{g_{\text{сф}}^2}, \quad I_y = 0.$$

Результаты расчетов для множества водяных и ледяных частиц эллипсоидальной формы, сплюснутых в вертикальном направлении (рис. 13.4), показывают, что влияние формы особенно заметно для водяных частиц. Например, водяные частицы с фактором формы $\rho = 2$ (вертикальный размер в 2 раза меньше горизонтального — дождь большой интенсивности) рассеивают горизонтально поляризованную волну в 2 раза больше, чем равно- великие по объему сферические капли. В то же время при вертикально поляризованной облучающей волне отраженный сигнал в 2,5 раза меньше, чем для таких же сферических частиц. Изменение угла наклона антенны вертикальной поляризации приводит к изменению отраженного сигнала от наименьшего значения при горизонтальном направлении до наибольшего при вертикальном. Для направления в зенит величина отраженного сигнала не зависит от вида поляризации облучающей волны.

Кристаллические облака. Ледяные частицы кристаллических облаков, находясь во взвешенном состоянии или незначительно перемещаясь, хаотически ориентируются в пространстве и не имеют преимущественной ориентации относительно антенной системы РЛС (вектора поля облучающей волны). Рассмотрим поляризацию радиолокационных сигналов, отраженных от частиц кристаллических облаков, соответствующих двум случаям: вытянутые кристаллы хаотически расположены в горизонтальной плоскости (оси симметрии горизонтальные); вытянутые кристаллические частицы хаотически расположены в пространстве по всем направлениям.

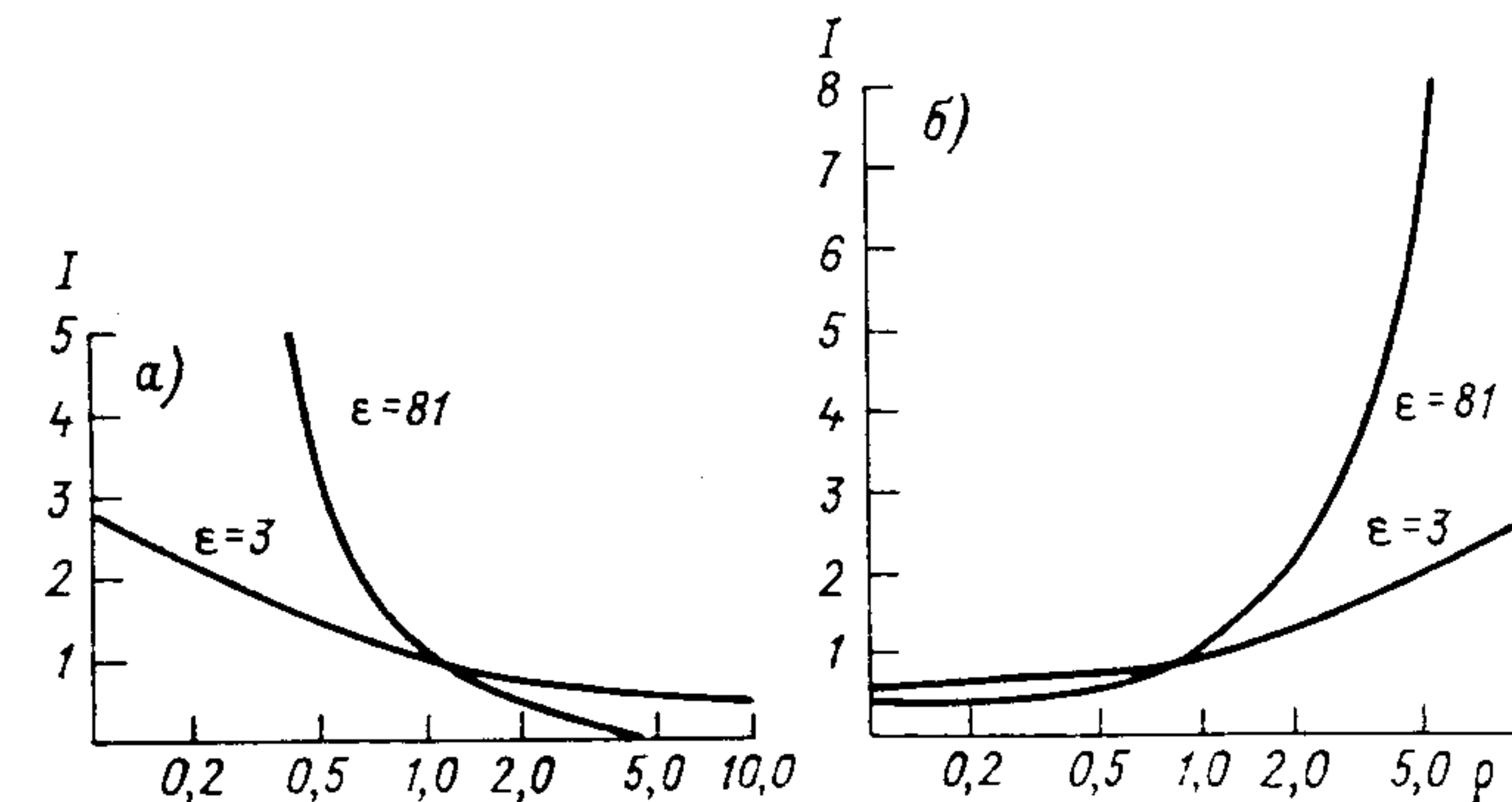


Рис. 13.4. Зависимость относительной мощности волны, отраженной от совокупности сплюснутых в вертикальной плоскости водяных ($\epsilon=81$) и ледяных ($\epsilon=3$) частиц при облучении в горизонтальном направлении волной вертикальной (а) и горизонтальной (б) поляризации.

Для совокупности частиц, оси симметрии которых хаотически расположены в горизонтальной плоскости, при облучении с помощью вертикально направленной антенны основная и деполаризационная составляющие сигнала будут

$$I_{\parallel} = \frac{1}{4g_{\text{сф}}^2} \left[\frac{3}{2} g^2 + g g' + \frac{3}{2} (g')^2 \right],$$

$$I_{\perp} = \frac{1}{8g_{\text{сф}}^2} (g - g')^2. \quad (13.10)$$

Их отношение

$$D = \frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}} 100\%$$

называется коэффициентом деполаризации. Коэффициент деполаризации для частиц, ориентированных в горизонтальной плоскости (палочкообразных и дискообразных), зависит от фактора формы (рис. 13.5). При изменении угла наклона вертикально поляризованной антенны от нуля до 90° мощность отраженных

сигналов изменяется от минимального до максимального значения (рис. 13.6). Таким образом, по наличию деполаризационной компоненты и зависимости основной составляющей от угла наклона антенны можно получить информацию об ориентации частиц в пространстве. В частности, если при качании по углу места антенны, излучающей вертикально поляризованную волну, изменяется основной сигнал и обнаруживается деполаризационная компонента, то оси симметрии отражающих несферических частиц располагаются все в горизонтальной плоскости. И наоборот, отсутствие деполаризационной компоненты при тех же условиях свидетельствует о расположении осей симметрии частиц в вертикальной плоскости.

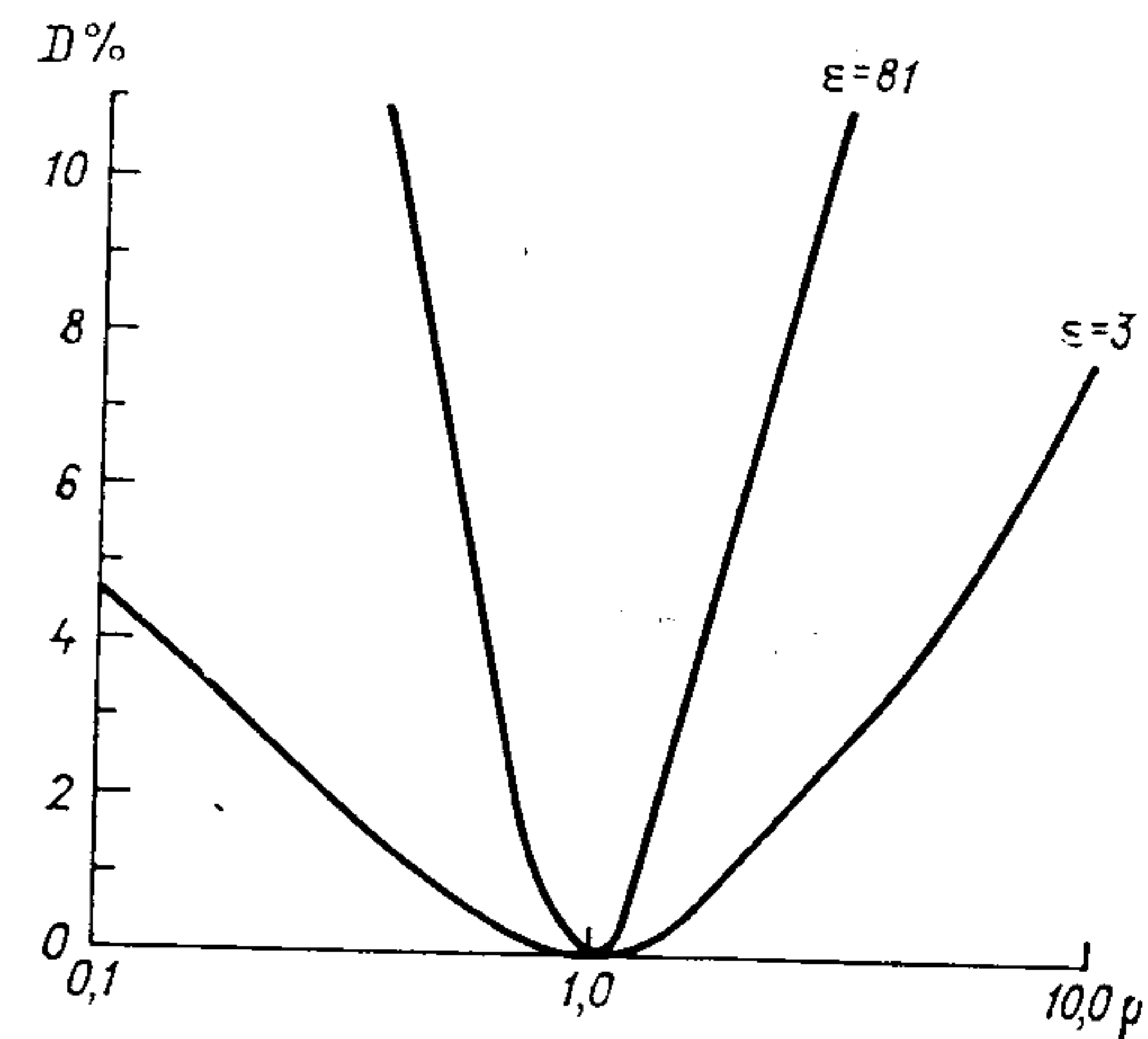


Рис. 13.5. Зависимость коэффициента деполаризации D для водяных ($\epsilon=81$) и ледяных ($\epsilon=3$) вытянутых эллипсоидальных частиц, произвольно ориентированных в горизонтальной плоскости, от фактора формы ρ .

Для эллипсоидальных частиц, хаотически ориентированных в пространстве, мощность отраженного сигнала основной и деполаризационной компонент независимо от направления облучения и поляризации облучающей волны определяется соотношениями

$$I_{\parallel} = \frac{1}{5g_{\text{сф}}^2} \left[g^2 + \frac{4}{3} gg' + \frac{8}{3} (g')^2 \right],$$

$$I_{\perp} = \frac{1}{15g_{\text{сф}}^2} (g - g')^2. \quad (13.11)$$

Для таких сигналов аналогично предыдущему можно ввести коэффициент деполаризации, зависимость которого для водяных и ледяных частиц от фактора формы представлена на рис. 13.7. Анализ приведенных зависимостей показывает, что хаотически ориентированные в пространстве частицы рассеивают энергию больше, чем соответствующие им равновеликие сферические частицы. Следствием этого является большая радиолокационная обнаруживаемость хаотически ориентированных в пространстве

несферических частиц, особенно водяных или тающих (покрытых пленкой воды) ледяных частиц. Расчеты показывают, что за счет таяния несферических ледяных частиц в районе нулевой изотермы отраженный от них сигнал может возрасти до 10 дБ.

Реальные кристаллические облака состоят из частиц произвольной формы, среди которых есть и сферические частицы, не изменяющие линейную поляризацию волны при отражении. Однако в целом для облака хаотически ориентированных в пространстве ледяных и водяных частиц (ледяных, покрытых пленкой воды) деполаризационная компонента отраженного сигнала может быть значительной, достигающей до десятков процентов.

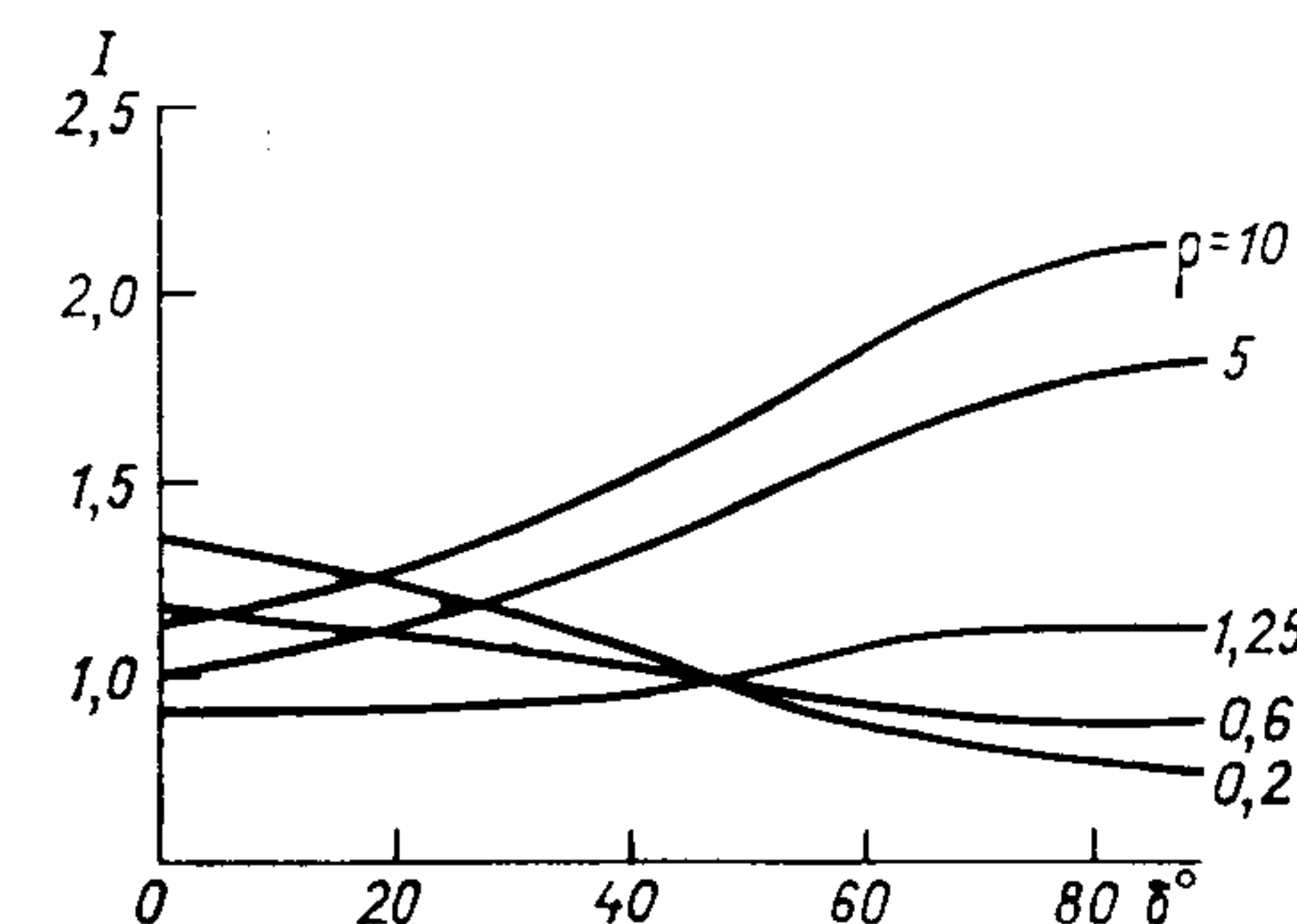


Рис. 13.6. Зависимость относительной мощности I основной поляризационной компоненты для ледяных частиц с различным фактором формы ρ , произвольно ориентированных в горизонтальной плоскости, от угла наклона антенны δ .

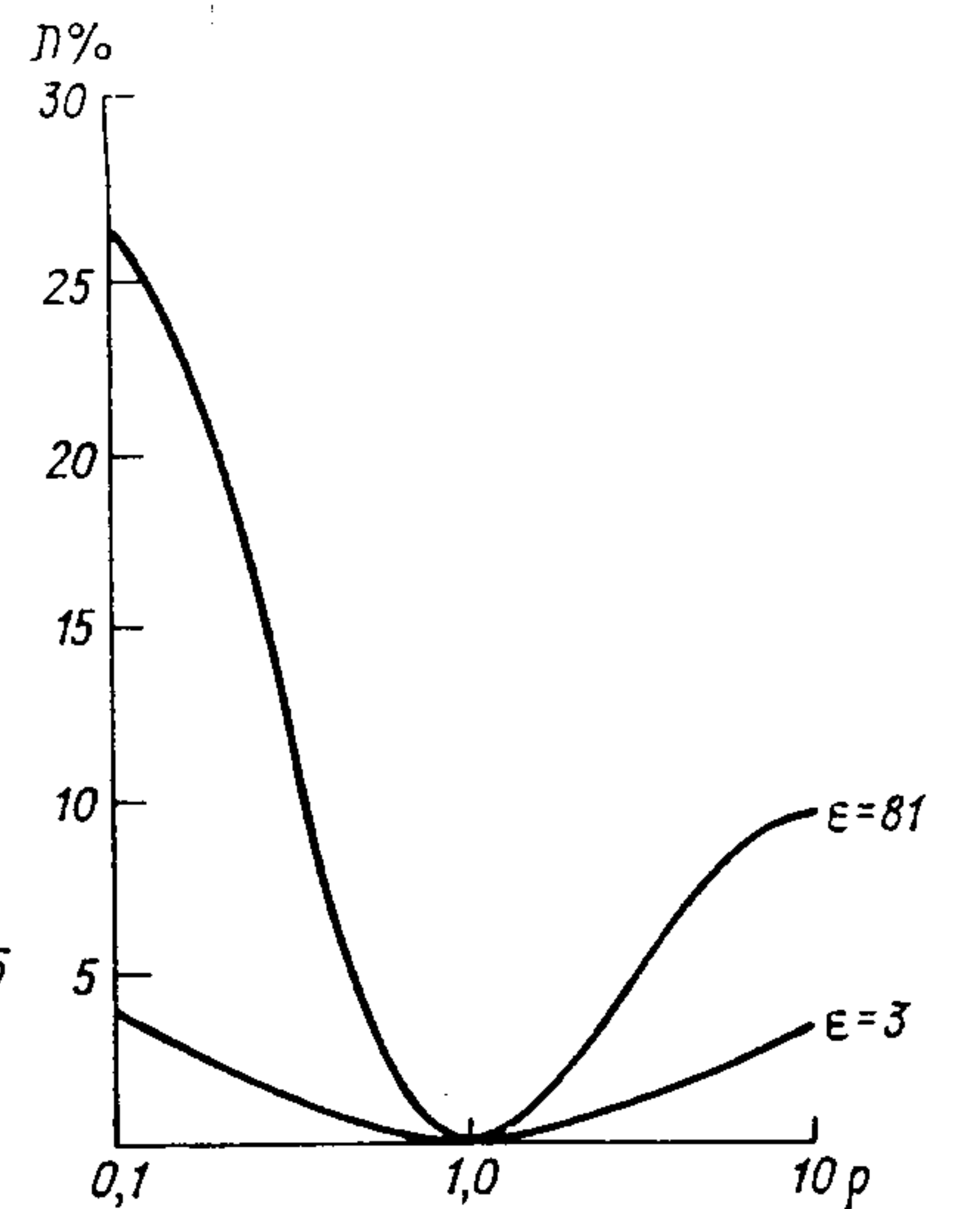


Рис. 13.7. Зависимость коэффициента деполаризации D сигналов, отраженных от эллипсоидальных водяных ($\epsilon=81$) и ледяных ($\epsilon=3$) частиц, произвольно ориентированных в пространстве, от фактора формы ρ .

Анализ рассмотренных двух случаев отражения сигналов от частиц кристаллических облаков приводит к выводу о том, что появление в отраженном сигнале деполаризационной компоненты свидетельствует о наличии в облаке ледяной фазы. Это позволяет по измеренной мощности деполаризационной компоненты получить некоторую информацию о микрофизической структуре отражающих атмосферных образований, не говоря о том, что уже сам факт наличия деполаризационной составляющей дает большую информацию о состоянии воды в облаках. Особенно эта информация имеет большую ценность при использовании радиолокационной техники в службе активных воздействий на атмосферные процессы.

Обычно сетевые метеорологические РЛС типа МРЛ работают с волной линейной поляризации, вектор которой

ориентирован в вертикальной плоскости. В таких станциях не предусмотрена возможность приема деполаризационной компоненты. Поэтому для анализа поляризационной структуры отраженных сигналов необходимо использовать специальные РЛС, в общем случае позволяющие излучать волну любой поляризации и принимать основную и деполаризационную компоненты.

13.4. Поляризационные параметры радиолокационных антенн и их влияние на прием отраженных сигналов

В современных метеорологических РЛС для излучения высокочастотной энергии и приема отраженных сигналов используется одна и та же антенна. С точки зрения поляризационных свойств антенна удовлетворяет принципу взаимности: она полностью принимает волну такой поляризации, какую имеет излучаемая волна. Если на антенну поступает волна, поляризованная ортогонально излучаемой, то антенна оказывается «слепой» и принимать такую волну не будет. Так, например, антенна вертикальной поляризации не принимает горизонтально поляризованное колебание; антенна круговой поляризации, излучающая волну с правым направлением вращения вектора поля, не сможет принимать такую же волну левого вращения. В случае антенны эллиптической поляризации эллипс собственной поляризации и эллипс «слепой» поляризации ориентированы ортогонально друг другу, а направления обхода векторов противоположны.

Если поляризация антенны не согласована с поляризацией электромагнитного поля (между соответствующими линейными поляризациями имеет место угол $\delta/2$), то мощность, принятая антенной, будет

$$P_{\text{пр}} = A\Pi \cos^2 \frac{\delta}{2}, \quad (13.12)$$

где Π — плотность потока мощности, A — эффективная площадь антенны. Угол δ (которым можно характеризовать различие не только линейных, но и любых поляризаций) называется углом поляризационной эффективности антенны. Поскольку плотность потока мощности равна векторному произведению векторов напряженности электрического и магнитного полей $\Pi = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ и каждый из этих векторов повернут на угол $\delta/2$ относительно соответствующих поляризационных осей антенны, множитель $\cos \frac{\delta}{2}$ входит в формулу (13.12) в квадрате.

Из выражения (13.12) следуют рассмотренные выше частные случаи: при согласованной поляризации ($\delta = 0$) антенна принимает максимальную мощность $P_{\text{пр. макс}} = A\Pi$, при слепой поляризации ($\delta/2 = 90^\circ$) приема нет.

Радиолокационные сигналы, отраженные от метеорологических целей, являются частично поляризованными. Они содержат составляющую с регулярной поляризацией и неполяризованную компоненту, которая характеризуется хаотическим вращением вектора напряженности поля. Соотношение между поляризованной и неполяризованной составляющими определяется степенью поляризации

$$m = \frac{\Pi_{\text{п}}}{\Pi_{\text{п}} + \Pi_{\text{н}}},$$

где $\Pi_{\text{п}}$ — плотность потока мощности поляризованной составляющей, $\Pi_{\text{н}}$ — плотность потока мощности неполяризованной составляющей.

Хаотическое движение вектора напряженности поля можно представить двумя составляющими — согласованной и несогласованной с поляризацией антенны. Поэтому любая антенна принимает только половину мощности неполяризованной волны

$$P_{\text{н}} = \frac{1}{2} A\Pi_{\text{н}}.$$

Частично поляризованная волна создает на выходе антенны мощность

$$P_{\text{пр}} = A\Pi \left[m \cos^2 \frac{\delta}{2} + \frac{1}{2} (1 - m) \right],$$

обусловленную обеими указанными составляющими.

Мощность, определяемая первым слагаемым, обусловлена полностью поляризованной составляющей и зависит от поляризационных параметров антенны. Мощность, определяемая вторым слагаемым, обусловлена неполяризованной составляющей, всегда постоянна для волны с определенной степенью поляризации и не зависит от поляризационных свойств антенны.

В частном случае, когда собственная поляризация антенны и поляризация принимаемой волны совпадают (угол $\delta = 0$), принимаемая мощность будет

$$P_{\text{пр}} = \frac{1}{2} A\Pi (1 + m),$$

а для полностью поляризованной волны

$$P_{\text{пр}} = A\Pi.$$

С изменением угла поляризационной эффективности антенны принимаемая ею мощность меняется (рис. 13.8). Для каждой степени поляризации эхо-сигналов имеет место максимум принимаемой мощности при согласованной поляризации антенны и принимаемой волны ($\delta = 0$) и минимум при ортогональной

поляризации ($\delta/2 = 90^\circ$). В частности, для полностью поляризованных сигналов ($m = 1$) $P_{\text{пр. макс}} = AP$, $P_{\text{пр. мин}} = 0$. Для

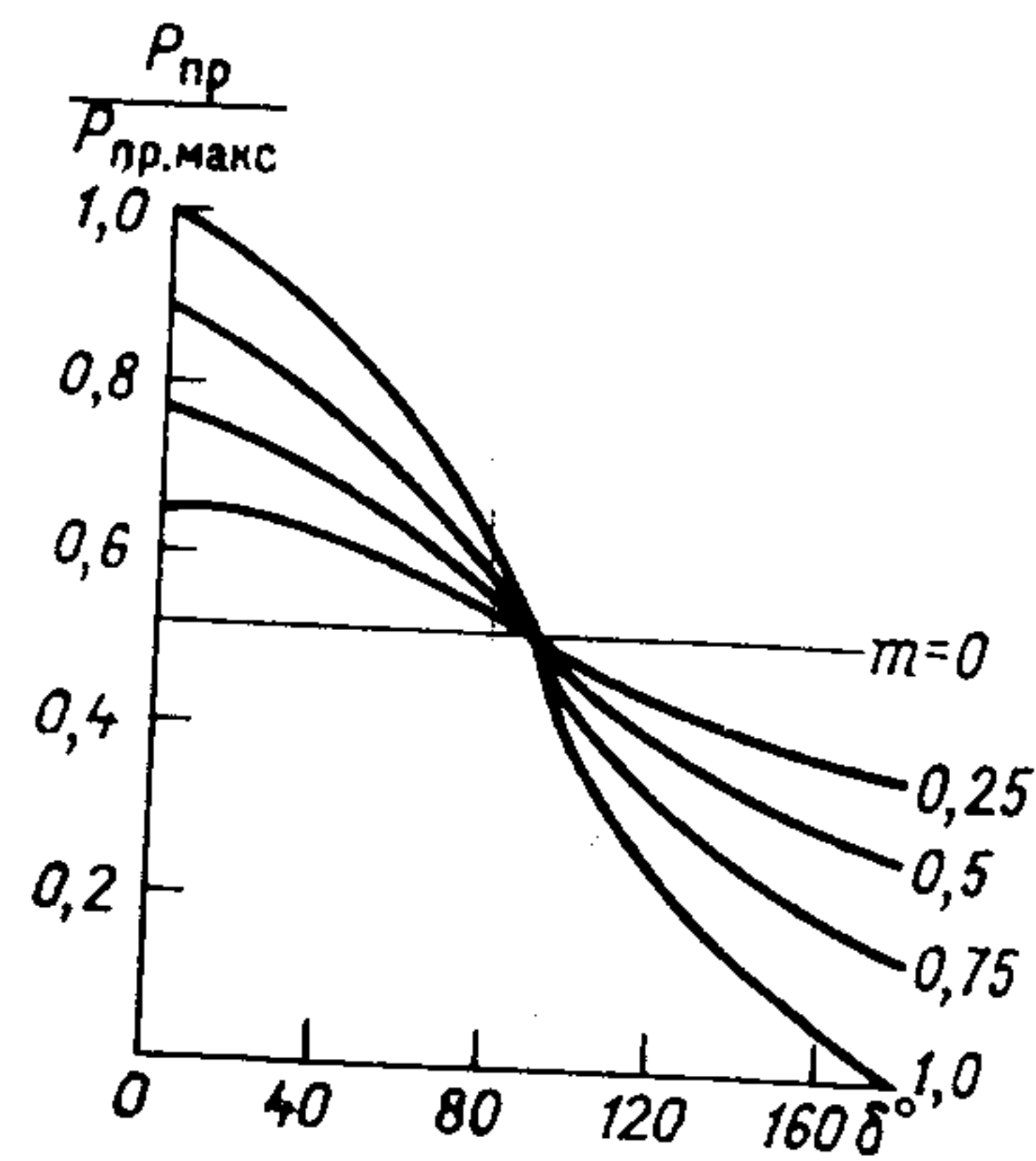


Рис. 13.8. Зависимость относительной мощности $P_{\text{пр}}/P_{\text{пр макс}}$ частично поляризованной волны, отраженной от облаков и осадков, от угла поляризационной эффективности антенны δ при различной степени поляризации волны m .

неполяризованных сигналов ($m = 0$) принимаемая мощность $P_{\text{пр}} = \frac{1}{2} AP$ и не зависит от поляризационных параметров антенны.

13.5. Экспериментальное определение поляризационных характеристик сигналов, отраженных от облаков и осадков

Одним из основных методов определения поляризации радиолокационных сигналов, отраженных от облаков и осадков, является метод Б. А. Шуляцкого, основанный на определении коэффициента деполаризации.

Атмосферное образование, в общем случае, состоящее из частиц эллипсоидальной формы, последовательно облучается волнами линейной и круговой поляризации. При этом определяются эффективные площади рассеяния кристаллической и капельной компонент при приеме основной компоненты сигнала $\eta_{\parallel \text{ крист}}$ и $\eta_{\parallel \text{ кап}}$. Кроме того, определяется коэффициент деполаризации кристаллической компоненты $D_{\text{крист}}$ при облучении цели волной линейной поляризации и приеме основной и перекрестной составляющих.

Другим способом косвенного получения информации о поляризации радиолокационных сигналов, отраженных от облаков и осадков, является способ В. Д. Степаненко и Н. Ф. Павлова, основанный на последовательном облучении метеоцели волнами различной поляризации (несколько линейных поляризаций с различным углом наклона вектора поля, несколько эллиптических поляризаций и две круговых поляризации с различными направлениями вращения вектора поля) и приеме отраженных

сигналов на антенны с различными поляризационными свойствами, в том числе ортогональными.

Анализируя поступающую таким образом информацию, можно различать между собой облака и осадки с различными поляризационными свойствами.

Очевидно, что коэффициент деполаризации, полученный при облучении атмосферного образования волной круговой поляризации, будет иметь другое значение, чем коэффициент деполаризации, полученный при облучении образования линейно поляризованной волной. В этих случаях в формировании отраженных сигналов участвуют различные физические характеристики отражателей: при облучении волной круговой поляризации нали-

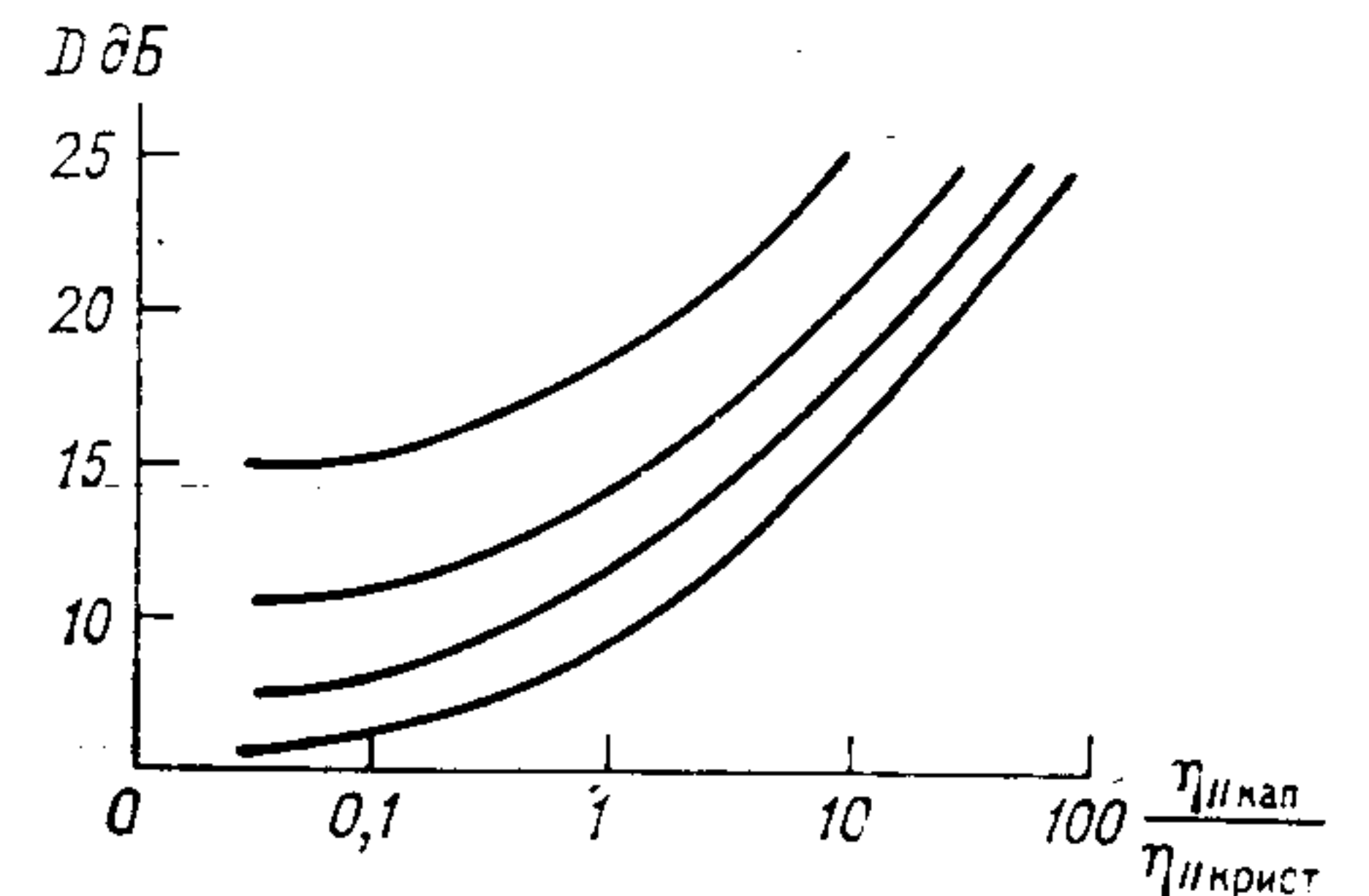


Рис. 13.9. Зависимость коэффициента деполаризации D радиолокационных сигналов от отношения $\eta_{\parallel \text{ кап}}/\eta_{\parallel \text{ крист}}$ удельных ЭПР капельной и кристаллической фаз воды в облаке при различных значениях коэффициента деполаризации кристаллической фазы.

чие деполаризационной компоненты свидетельствует о «сферичности» отражателей, что присуще водяным частицам в жидкой фазе; при облучении цели линейно поляризованной волной наличие деполаризационной компоненты свидетельствует о наличии в образовании кристаллической фазы воды.

Для смешанных облаков, состоящих из водяных капель и ледяных кристаллов, коэффициент деполаризации можно вычислить, суммируя сигналы от обеих частей облака в отдельности для каждой ортогональной составляющей. Для этого случая выражение коэффициента деполаризации имеет вид

$$D = D_{\text{крист}} \left(1 + \frac{\eta_{\parallel \text{ кап}}}{\eta_{\parallel \text{ крист}}} \right),$$

где $D_{\text{крист}}$ — коэффициент деполаризации для кристаллической части облака, $\eta_{\parallel \text{ кап}}$ — удельная ЭПР капельной части облака при приеме основной компоненты, $\eta_{\parallel \text{ крист}}$ — удельная ЭПР кристаллической части облака при приеме основной компоненты.

На рис. 13.9 представлены экспериментальные зависимости коэффициента деполаризации отраженных сигналов от отношения ЭПР капельной и кристаллической частей облака при различных значениях коэффициента деполаризации кристалличе-

ской части облака. Приведенный график может быть положен в основу критерия определения фазового состояния воды в облаках, что имеет большое значение при радиолокационном исследовании градовых облаков.

Глава 14 ИССЛЕДОВАНИЕ ГРОЗ С ПОМОЩЬЮ РАДИОЛОКАТОРОВ И РАДИОПЕЛЕНГАТОРОВ ДАЛЬНОМЕРОВ

14.1. Общие сведения о грозовых разрядах (атмосфериках)

Одним из основных условий грозовой деятельности является развитие мощной вертикальной конвекции влажного воздуха. Такие условия могут возникать или при сильном нагревании воздуха у земной поверхности, или в результате вынесения вверх теплого приземного воздуха вторгшимся снизу холодным воздухом. В первом случае возникают внутримассовые грозы, а во втором — фронтальные. Фронтальные грозы более продолжительны и охватывают большую территорию, чем внутримассовые. Над континентальными районами грозы, как правило, возникают в теплое время года, чаще в послеполуденные часы. Над морем грозы бывают обычно после полуночи. В некоторых районах максимум гроз приходится на поздний вечер и ночь.

Механизм грозовой деятельности заключается в следующем. В процессе конвективного движения, вызванного подъемом теплого влажного воздуха, образуются конвективные ячейки, в каждой из которых возникает восходящее движение в центре и нисходящее по периферии. Горизонтальные размеры таких ячеек могут составлять 2—8 км, а их число достигать в отдельных грозовых облаках семи. Пространство между конвективными ячейками, соизмеримое с размерами ячейки, занимают безвихревые зоны. Каждая конвективная ячейка проходит стадию зарождения, зрелости и затухания.

В стадии зарождения в ячейке преобладают восходящие течения, скорость которых достигает 20—30 м/с. Стадия зрелости характеризуется наличием восходящих и нисходящих потоков, наибольшей электрической активностью и выпадением осадков. При нахождении ячейки в стадии затухания в ней преобладают слабые нисходящие движения с уменьшением осадков и электрической активности. Полный цикл жизни отдельной ячейки продолжается около часа: стадия зрелости длится 15—30 мин, стадия затухания 20—30 мин.

В случае взаимодействия нескольких грозовых ячеек грозовая деятельность может оказаться более длительной. В про-

цессе конвективного подъема воздуха происходит интенсивный заряд отдельных облачных частиц и разделение зарядов, чему способствует действие на отдельные частицы ускорения свободного падения. В соответствии с общепринятой схемой грозового облака (рис. 14.1) его верхняя часть заряжена положительно, а нижняя — отрицательно. При этом может иметь место перекрытие областей положительных и отрицательных зарядов, особенно в стадии перерастания облака из ливневого в грозовое.

В результате разделения зарядов внутри облака и в окружающем его пространстве создаются сильные электрические поля, при которых между отдельными частями облака или между облаком и землей могут возникать электрические разряды — молнии. Средняя длина видимой части молнии составляет 2—3 км. Развитие молнии начинается со стадии пробоя се-

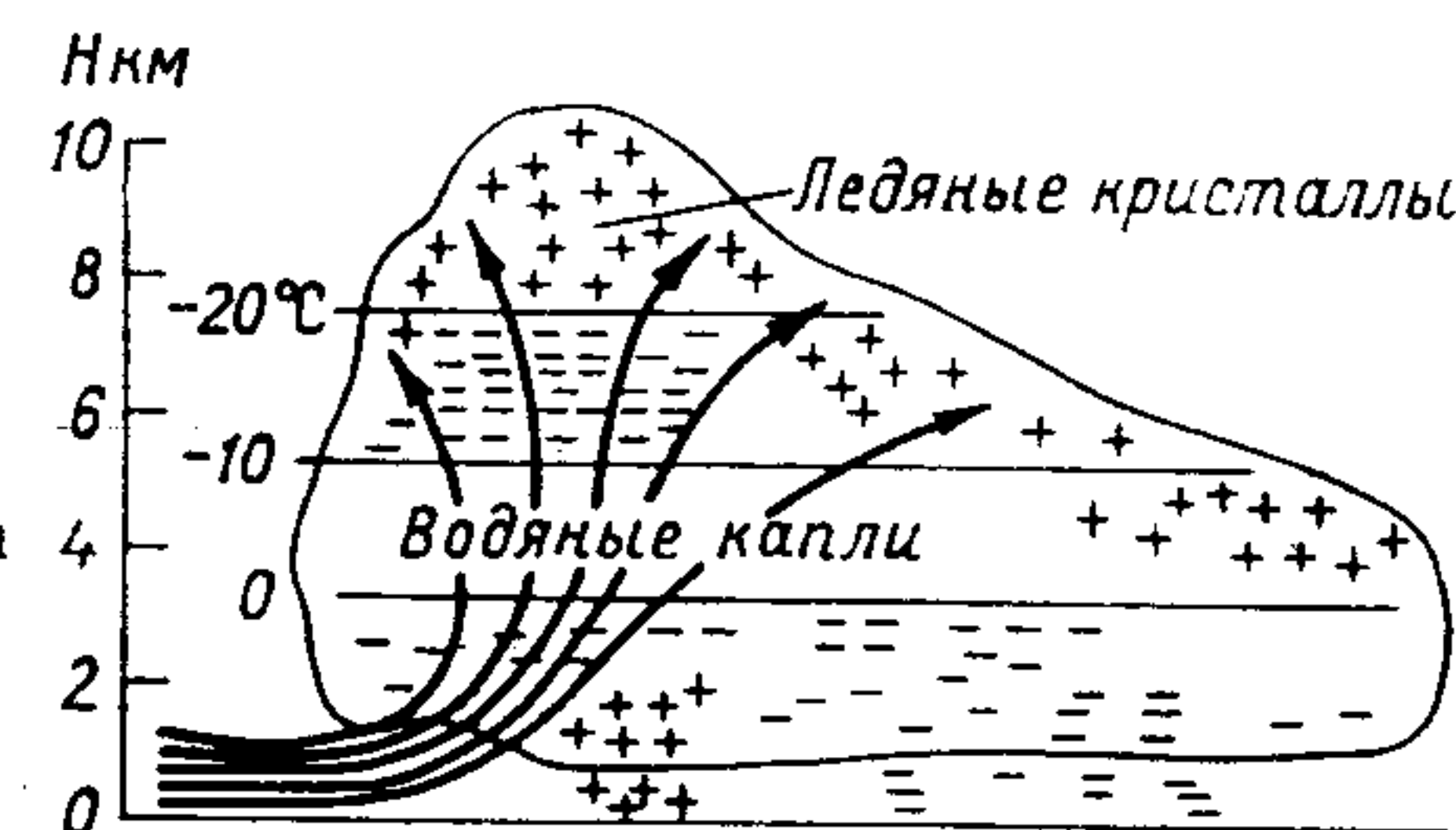


Рис. 14.1. Электрическая структура грозового облака.

рией разрядов промежутка между отрицательно и положительно заряженными частями облака. Эта стадия длится 2—10 мс. После пробоя наступает промежуточная стадия относительно слабой разрядной активности длительностью до 400 мс. Затем следует лидерная стадия, при которой из отрицательно заряженной области развивается слабо светящийся разряд, направленный вниз и сильно разветвляющийся. В этой стадии, продолжающейся 50—100 мс, образуются отдельные светящиеся ступени длиной 50—60 м. Когда разряд лидерной стадии достигает земли, по подготовленному им каналу развивается ярко светящийся главный разряд (обратный удар). Большой отрицательный заряд, распределенный вдоль лидерного канала, начинает быстро стекать на землю. С электродинамической точки зрения главный разряд эквивалентен волне тока положительных зарядов, движущейся в вертикальном направлении и перекрывающей промежуток между землей и облаком за 70—100 мкс. Ток разряда в среднем равен нескольким десяткам ампер, а в отдельных случаях может превышать сотни тысяч ампер.

Вслед за главным ударом по тому же каналу из более высоких областей следуют повторные обратные удары, число которых может достигать десятков при интервале между ними в 40—70 мкс. Повторным ударам, как правило, предшествуют стреловидные лидеры, развитие которых в отличие от ступенчатого

лидера происходит непрерывно. Вслед за последним обратным ударом наступает финальная стадия, характеризующаяся протеканием по каналу небольших, но длительных непрерывных токов.

Таким образом, грозовой разряд представляет сложный электродинамический процесс, состоящий из нескольких специфических стадий, с общей длительностью порядка 0,5—1,5 с. Процесс электрического разряда (молнии) сопровождается импульсом электромагнитного излучения, называемым атмосфериком, который может распространяться на значительное расстояние. В соответствии с описанными выше стадиями развития разряда вызываемое им электромагнитное излучение также можно подразделить на ряд характерных стадий (рис. 14.2). Стадия *B* соответствует состоянию пробоя и характеризуется сравнительно небольшими изменениями электростатического поля. Промежу-

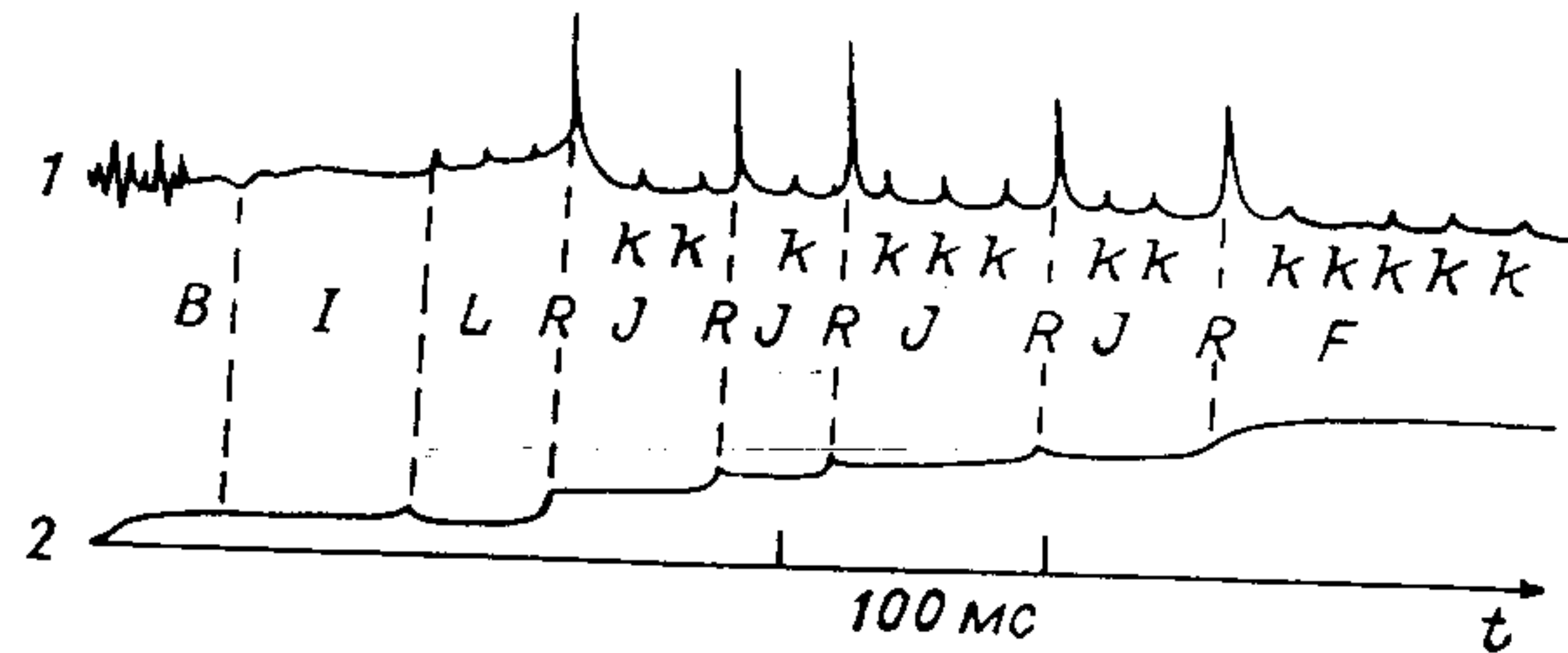


Рис. 14.2. Изменения электрического поля, сопровождающие разряд облако—земля.

1 — электромагнитное излучение в волновой зоне, 2 — электростатическая составляющая.

точная стадия *I* характеризуется незначительными нерегулярными изменениями статического поля и очень низкой активностью электромагнитного излучения. Стадия *L* соответствует лидеру, который сопровождается электромагнитным излучением в виде цуга двухполярных импульсов длительностью от 4 до 30 мс. Длительность отдельных импульсов составляет 50—100 мкс.

Электрическое поле в стадии главного разряда *R* распадается на две части, соответствующие быстрому нарастанию в пределах 50—250 мкс и следующему за ним более медленному нарастанию, длящемуся от 70 до 900 мкс, что приблизительно совпадает с длительностью сплошного свечения в канале обратного удара. Электромагнитное излучение обратных ударов используется для целей пеленгации и дальнометрии гроз. Вслед за главным ударом по тому же каналу следуют повторные обратные удары (стадия *J*), электромагнитное излучение которых характеризуется взаимным подобием форм. Интервалы между последующими обратными ударами перекрываются серией малых и быстрых изменений электромагнитного излучения (*k*-импульсы), следующих через 2—20 мс. Финальная стадия разряда *F* характе-

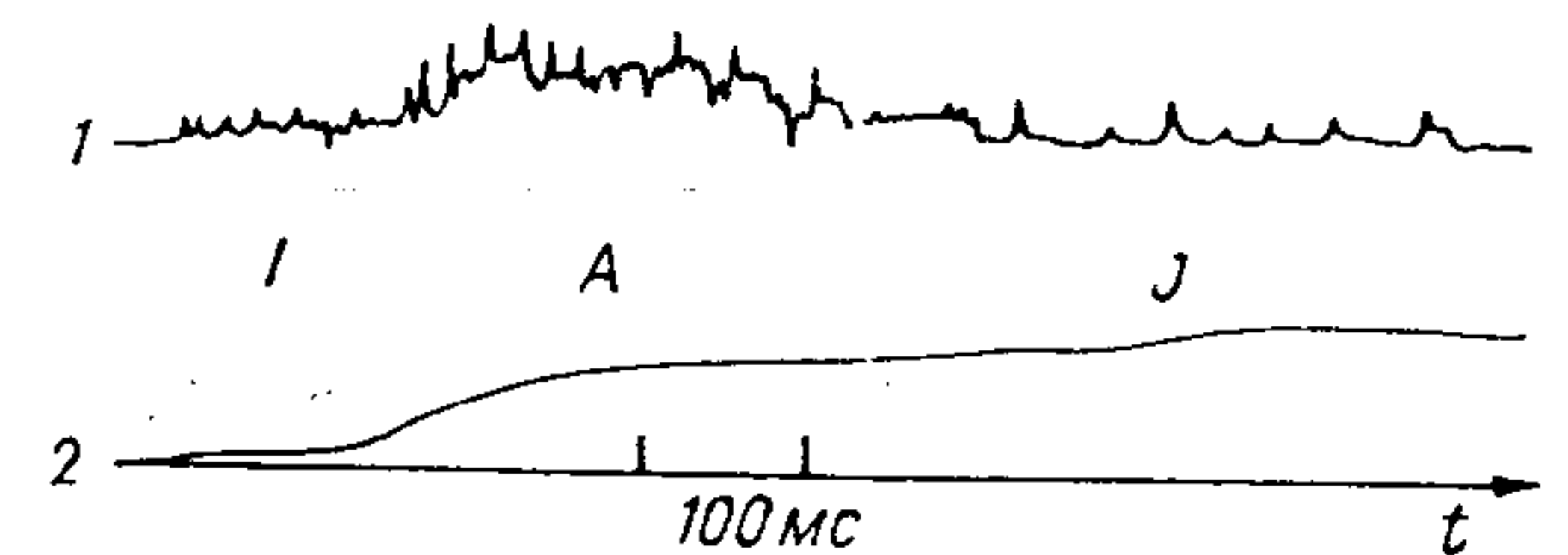
ризуется медленными и длительными изменениями поля, сопровождающимися несколькими небольшими импульсами, аналогичными *k*-импульсам.

Наряду с разрядами облако—земля наблюдаются разряды межоблачные и внутриоблачные. Электромагнитное излучение, соответствующее этому типу разрядов, может быть разделено на три характерные стадии (рис. 14.3): начальную (стадия *I*), активную (стадия *A*) и финальную (стадия *J*). В процессе начальной стадии имеет место электромагнитное излучение в виде импульсов малой амплитуды. Длительность этой стадии может достигать 300 мс, промежутки между импульсами могут быть от нескольких десятков микросекунд до 10 мс.

Начальная стадия облачного разряда постепенно переходит в активную стадию, электромагнитное излучение которой представляет собой хаотическую последовательность импульсов, ха-

Рис. 14.3. Изменения электрического поля, сопровождающие разряд облако—облако.

Усл. обозн. см. рис. 14.2.



рактеризующихся большой нерегулярностью форм и интервалов между ними. Финальная стадия межоблачного разряда аналогична финальной стадии разряда облако—земля. Соотношение числа облачных разрядов и разрядов на землю изменяется даже для одной грозы в очень широких пределах, зависящих от условий образования грозы и географической широты точки. В частности, установлено, что количество внутриоблачных разрядов в средних широтах составляет 60—70 % общего числа разрядов, а в нижних широтах достигает 90 %. Длительность разрядов и частота их следования зависят от интенсивности грозы, географической широты точки и рельефа местности.

Одной из основных характеристик атмосфериков является их частотный спектр. Установлено, что различные стадии разрядов вносят различный вклад в формирование частотного спектра. Так, лидеры и обратные удары в разрядах облако—земля, а также *k*-импульсы вносят основной вклад в излучение сверхдлинных волн (СДВ-излучение), которое занимает интервал от 3 до 30 кГц. На частотах 1 МГц и выше основной вклад дает почти непрерывное излучение в пробивной и промежуточных стадиях, однако на частотах порядка 10 МГц интенсивность этого излучения также спадает.

При облачных разрядах процессы пробоя, лидерные процессы и *k*-импульсы формируют составляющие спектра в диапазонах 400 и 800 МГц. В ряде работ установлено, что излучение

в этих диапазонах появляется за 10—15 мин до первой вспышки молнии. Указанное обстоятельство может быть использовано для прогнозирования момента перехода облака в стадию, сопровождающуюся грозовыми разрядами. Для иллюстрации характера спектра электромагнитного излучения грозовых разрядов на рис. 14.4 показано изменение относительной спектральной плотности, которая может быть использована для выбора диапазона работы приемного устройства пеленгатора-дальномера гроз.

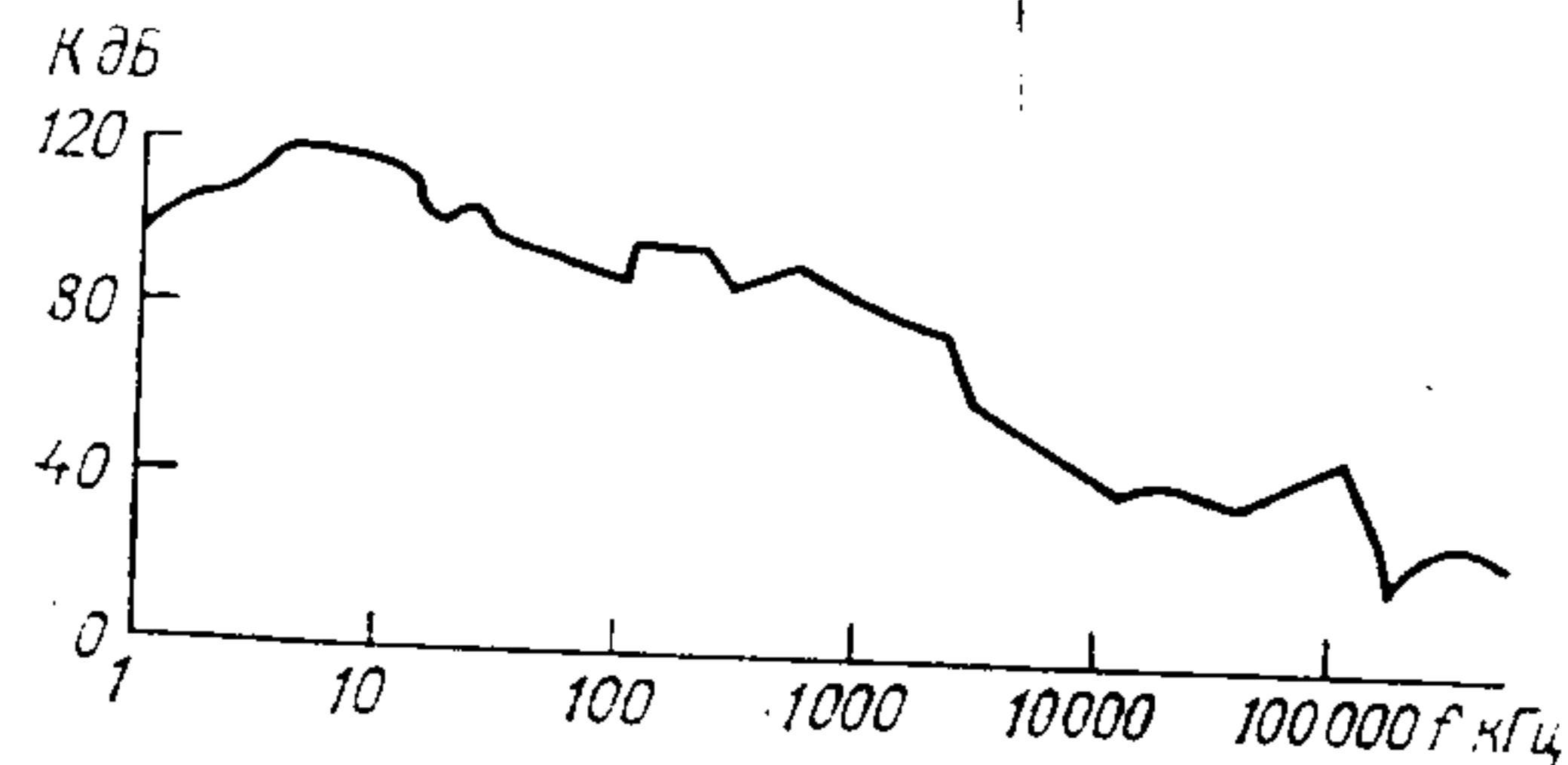


Рис. 14.4. Спектральная плотность атмосфериков, приведенная к полосе частот 1 кГц и расстоянию 10 км.

Распределение амплитуд разрядов в отдельной грозе, по данным большинства исследователей, подчиняется нормально-логарифмическому закону:

$$p(U) = \frac{1}{2\pi\sigma} e^{-\frac{U^2}{2\sigma^2}},$$

где $U = \ln E_0$ (здесь E_0 — напряженность поля, нормированная к модальному значению).

14.2. Распространение атмосфериков над земной поверхностью

На расстояниях более 25—30 км атмосферика можно рассматривать как излучение электрического диполя. Пользуясь такой моделью излучателя, трассу распространения атмосфериков можно условно разбить на три зоны: ближнюю (от 0 до 15 км), среднюю (от 15 до 300 км) и дальнюю (свыше 300 км). В ближней зоне при оценке распространения атмосфериков землю можно считать плоской.

Для иллюстрации зависимости интенсивности атмосфериков в ближней зоне от расстояния на рис. 14.5 приведена зависимость относительной амплитуды атмосферика от расстояния для различных условий распространения (подстилающая поверхность в виде морской воды и сухого песка), построенная для разных частот излучения. В средней зоне (на расстояниях свыше 150 км) излучение распространяется в сферическом волноводе, образованном поверхностью Земли и ионосферой. На ха-

актер распространения атмосфериков в этой зоне существенное влияние оказывает проводимость подстилающей поверхности и кривизна Земли. Для иллюстрации характера распространения атмосфериков в этой зоне на рис. 14.6 приведены зависимости относительных амплитуд атмосфериков от расстояния для различного времени суток (нормирование произведено относительно амплитуды на расстоянии 10 км).

Изменение функции ослабления с расстоянием для различных частот излучений имеет колебательный характер вследствие

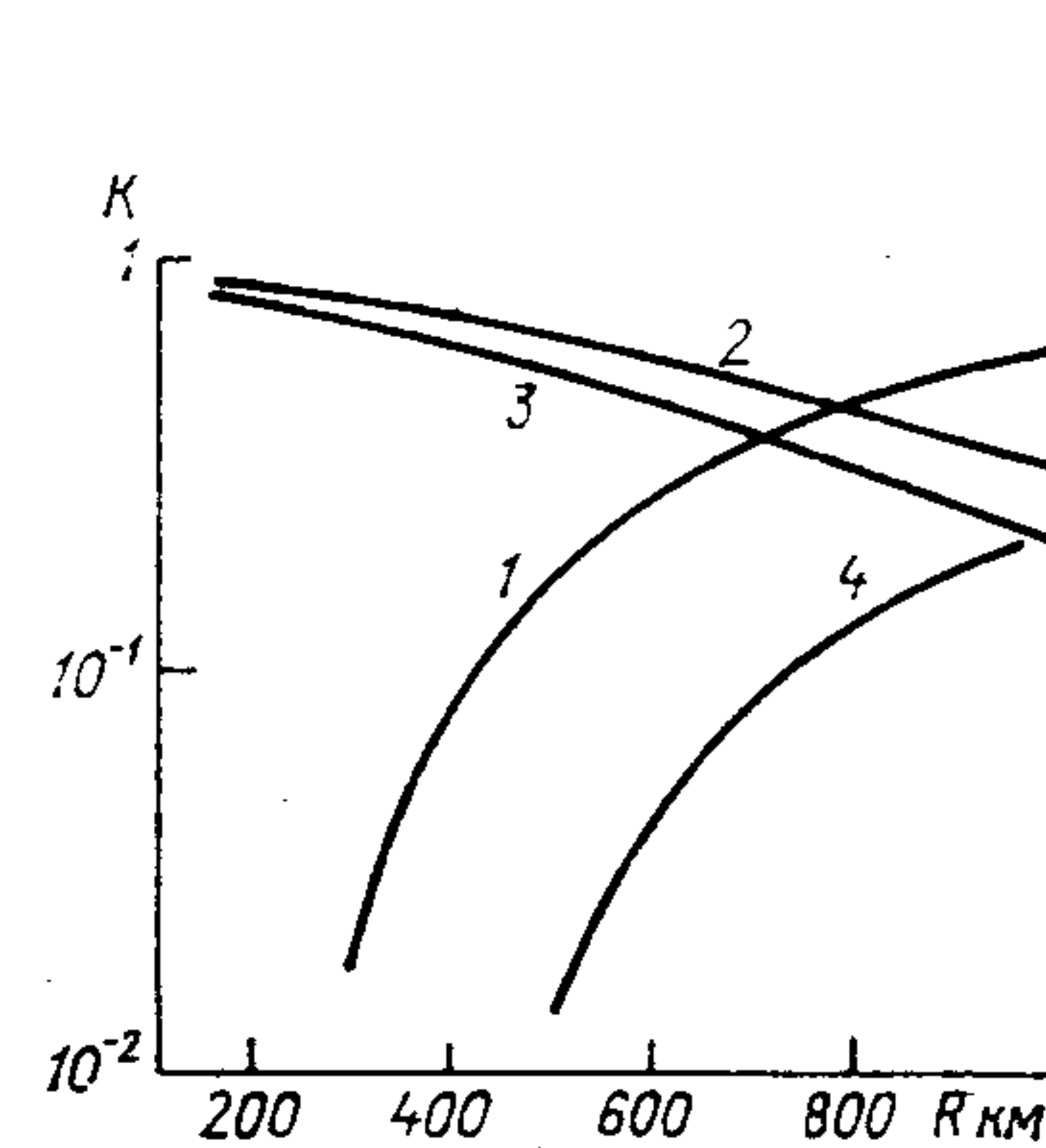


Рис. 14.5. Зависимость модуля функции ослабления от расстояния.

1 — земной луч, частота 60 кГц; 2 — луч, однократно отраженный от ионосферы, частота 60 кГц; 3 — земной луч, частота 100 кГц; 4 — луч, однократно отраженный от ионосферы, частота 100 кГц.

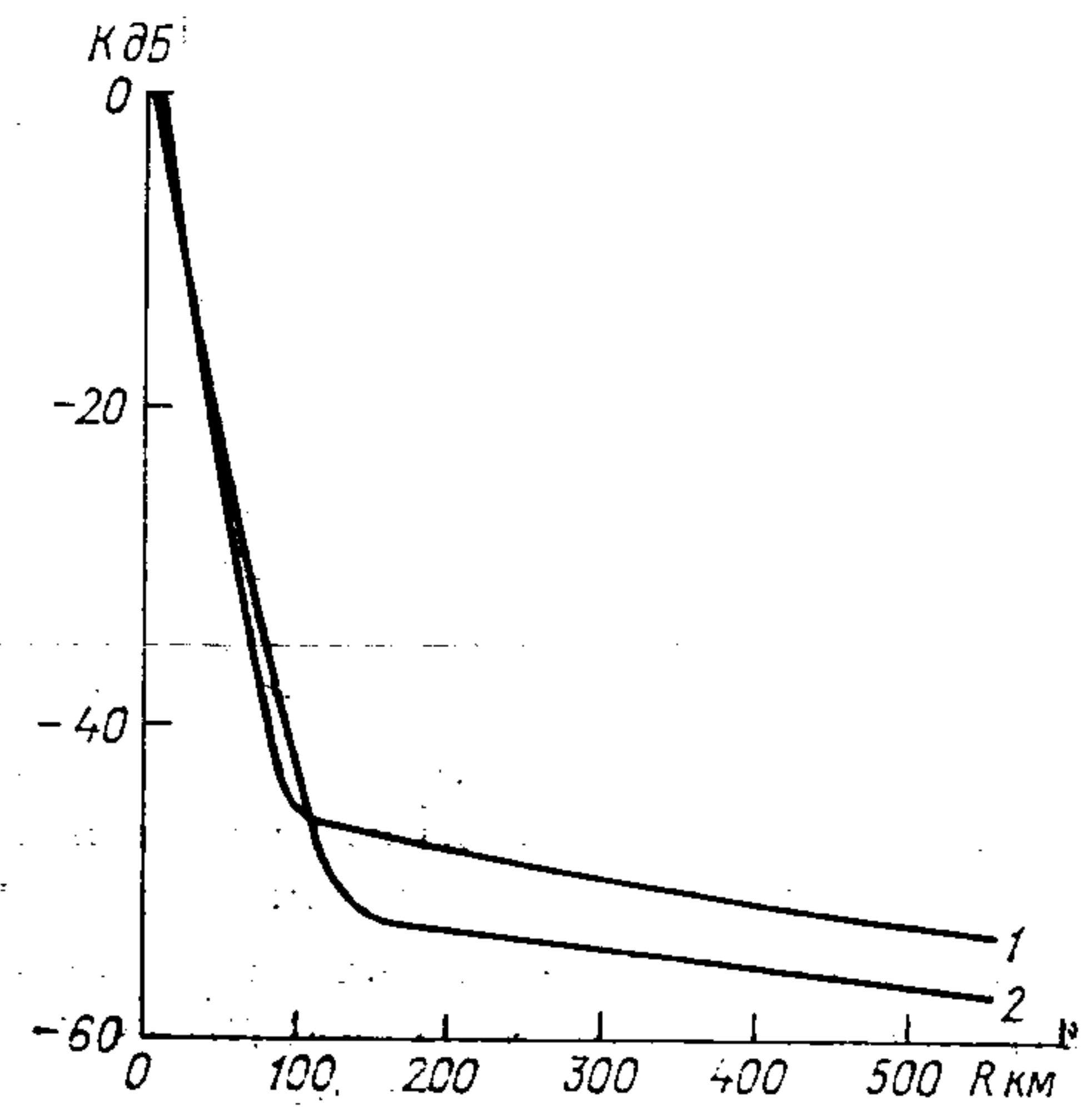


Рис. 14.6. Изменение с расстоянием низкочастотной компоненты атмосферика (700 Гц). 1 — день, 2 — ночь.

вие интерференции прямого (приземного) луча и лучей, отраженных от ионосферы. Существенное влияние ионосферы имеет место на расстояниях порядка 150—200 км. При расчете напряженности поля в дальней зоне можно учитывать только первое отражение от ионосферы, при этом по мере увеличения расстояния будет увеличиваться глубина осцилляций. Последняя зависит также от частоты диапазона излучения: так, уже при частотах порядка 50 кГц с увеличением расстояния глубина осцилляций уменьшается вследствие уменьшения коэффициента отражения ионосферы. В общем случае характер изменения напряженности атмосферика зависит от частоты. В частности, в диапазоне волн от 0,5 до 1 кГц напряженность поля монотонно убывает сначала быстро, а затем с расстояний 100—150 км медленно. На частотах выше 1 кГц с расстояний 50—100 км уже появляются осцилляции, увеличивающиеся с ростом частоты.

14.3. Измерение дальности гроз

Принцип измерения дальности грозовых разрядов основан на изменении параметров атмосфериков с расстоянием. В зависимости от применяемых для дальнометрии параметров различают амплитудный метод дальнометрии, *E-H* метод, амплитудно-спектральный и ряд других.

Амплитудный метод измерения расстояний до грозовых очагов заключается в использовании зависимости амплитуды максимальной полуволны атмосферика от расстояния. Максимальной полуволной атмосферика, регистрируемого в широкой полосе частот, для расстояний до 400 км является первая полуволна, еще не затронутая влиянием ионосферных отражений.

Закон изменения амплитуды первой полуволны от расстояния аппроксимируется монотонной функцией $1/R^k$ (коэффициент k зависит от типа атмосферика и проводимости подстилающей поверхности). В ряде случаев амплитудный метод измерения расстояний грозовых разрядов заключается в использовании зависимости от расстояния спектральных составляющих атмосферика, которая, в свою очередь, определяется величиной частоты этих составляющих. Экспериментально установлено, что для целей амплитудной дальнометрии целесообразно использовать частоты от 50 до 100 кГц. Это объясняется тем, что для расстояний до 300 км на этих частотах еще не появляются значительные колебательные изменения амплитуды за счет ионосферных отражений, и на этих частотах имеет место ярко выраженная зависимость от расстояния.

При построении амплитудных дальномеров на принципе приема определенных спектральных составляющих следует иметь в виду, что различные спектральные составляющие при распространении ослабляются по-разному. Так, спектральные составляющие в диапазоне 30—300 Гц убывают обратно пропорционально кубу расстояния в диапазоне дальностей от 50 до 100 км, а составляющие в диапазоне 0,5—1,0 МГц имеют экспоненциальную зависимость от расстояния. В силу того, что различные спектральные составляющие атмосфериков при их распространении ослабляются по различным законам, в процессе распространения атмосфериков будут иметь место их частичные искажения, приводящие к искажениям формы импульсов атмосфериков.

***E-H*-метод.** Сущность *E-H*-метода дальнометрии атмосфериков состоит в использовании различной зависимости от дальности напряженностей электрической (E) и магнитной (H) составляющих поля. При реализации этого метода возможен ряд модификаций: амплитудная, фазовая и импульсная. При амплитудной модификации используется зависимость от дальности отношения

$$V = \frac{|H_{\phi}|}{|E_z|}, \quad (14.1)$$

характер изменения которого при различных частотах принимаемой волны показан на 14.7.

При фазовой модификации *E-H*-метода используется зависимость от расстояния разности фаз между горизонтальной магнитной (H_{ϕ}) и вертикальной электрической (E_z) составляющими (рис. 14.8):

$$\Delta\Phi_{HE} = -\arctg \frac{1}{(kR)^3}, \quad (14.2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число.

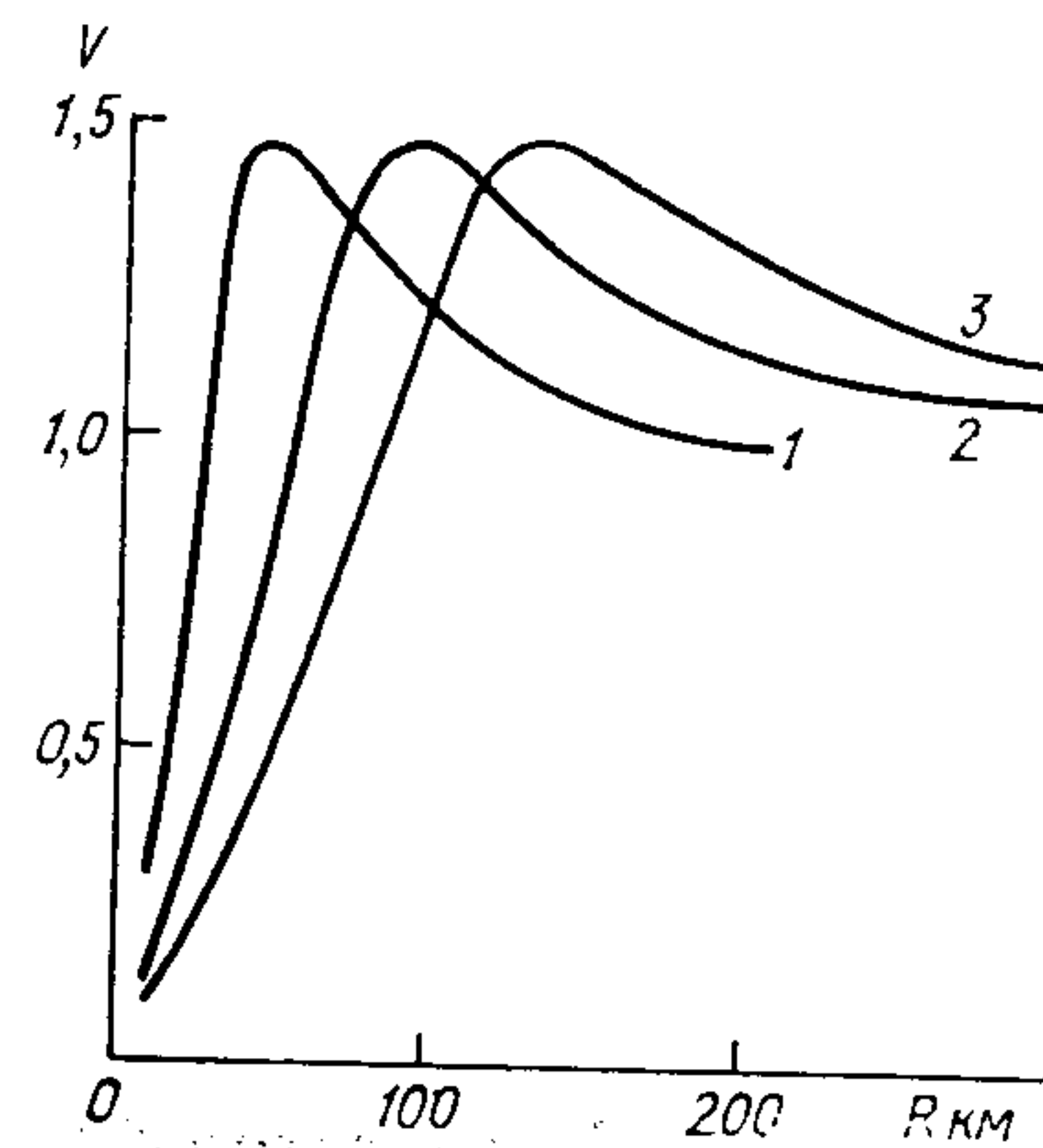


Рис. 14.7. Зависимость отношения модулей горизонтальной магнитной и вертикальной электрической составляющих атмосфериков от расстояния.

1 — частота 1500 Гц, 2 — 600 Гц, 3 — 400 Гц.

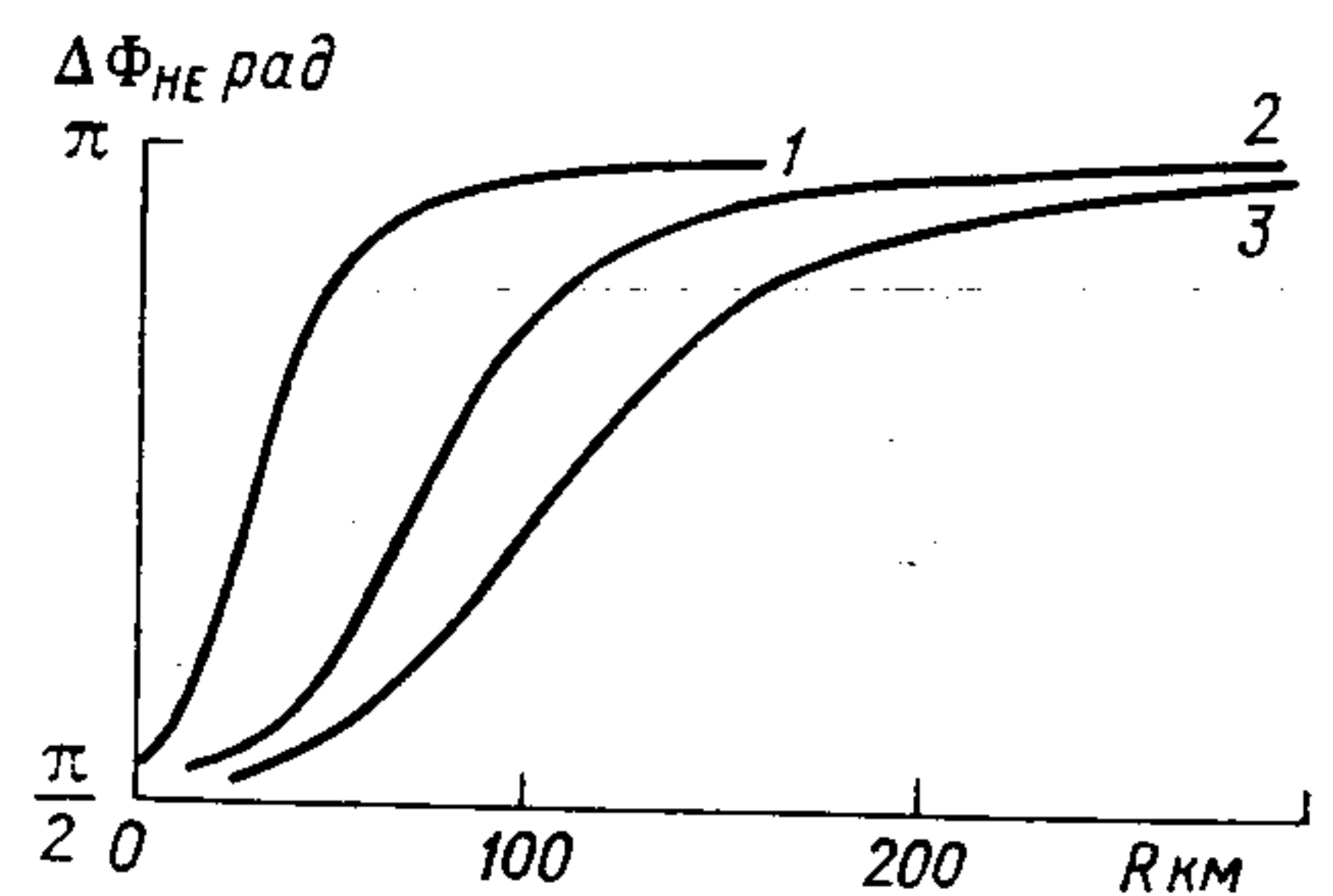


Рис. 14.8. Зависимость разности фаз горизонтальной магнитной и вертикальной электрической составляющих атмосфериков от расстояния.

1 — частота 1500 Гц, 2 — 600 Гц, 3 — 400 Гц.

Импульсная модификация *E-H*-метода основана на одновременном приеме и соответствующей обработке электрической и магнитной составляющих. Этот метод применим до расстояний 100—120 км. При приеме электрической и магнитной составляющих с больших дальностей различия между ними пропадают и выделение соответствующего разностного сигнала на фоне помех оказывается практически невозможным.

Амплитудно-спектральный метод дальнометрии гроз основан на использовании различной зависимости затухания спектральных составляющих атмосфериков от расстояния при распространении в волноводном канале Земля—ионосфера. Первоначально амплитудно-спектральный метод использовался для дальнометрии гроз на расстояниях свыше 1000 км. В настоящее время при работе в диапазоне сверхнизких частот область использования метода доведена до 100—200 км.

Из рассмотрения зависимости затухания различных спектральных составляющих от частоты для дневного состояния ионосферы (рис. 14.9) следует, что наибольшая разница между значениями затухания на соседних частотах отмечается на скатах

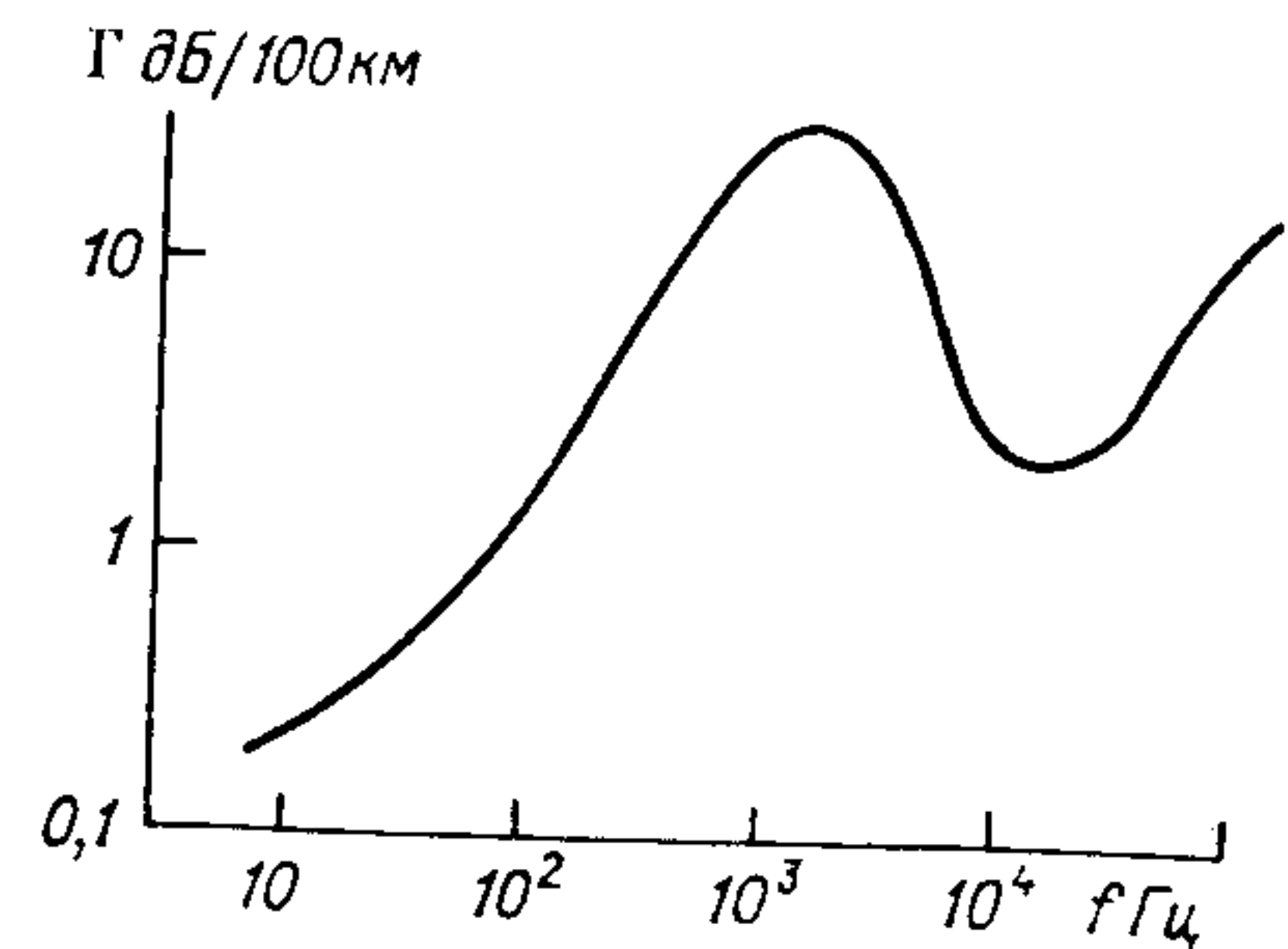


Рис. 14.9. Зависимость затухания спектральных составляющих атмосфера нулевой моды от частоты для дневного состояния атмосферы.

кривой. Используемые частоты необходимо выбирать на одном скате с тем, чтобы избежать значительных ошибок в определении дальности. Экспериментальная проверка показывает, что при выборе спектральных составляющих на частотах 1 и 2 кГц ошибка определения дальности составляет 20% на расстоянии 200 км.

14.4. Пеленгаторы гроз

Пеленгаторы — основное средство для определения местоположения гроз. Вначале, при зарождении радиопеленгаторов гроз, они были узкосекторными ввиду отсутствия в то время индикаторных устройств с запоминанием пеленга на источник разряда. С появлением электронно-лучевых трубок с достаточным временем послесвечения экрана стали создаваться высокоэффективные пеленгаторы гроз, позволяющие практически мгновенно определять направление на источники грозных разрядов, расположенные произвольным образом.

Все известные в настоящее время пеленгаторы гроз представляют собой моноимпульсные двухканальные пеленгаторы с двумя рамочными антеннами, работающие в диапазоне низких частот (в пределах максимума излучения обратного удара). Рамочные антенны, имеющие диаграммы направленности в виде восьмерок, ориентированы перпендикулярно друг другу и соединены со входами соответствующих радиоприемников. При приеме электромагнитного излучения грозового разряда во взаимно перпендикулярных антеннах наводятся затухающие колебания, пропорциональные по амплитуде синусу и косинусу угла прихода волны. После усиления и преобразования в каналах приемника сигналы подаются на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки индикатора. Электронный луч трубки под действием

управляющих напряжений отклоняется на определенный угол, соответствующий углу прихода волны.

Для устранения неоднозначности, обусловленной симметричным характером диаграммы направленности рамочной антенны, используют дополнительную ненаправленную антенну, сигнал которой после соответствующего преобразования и усиления подается на управляющий электрод электронно-лучевой трубки, в результате чего половина линии развертки на экране гасится. Сигналы от направленной и ненаправленной антенн подаются на индикаторное устройство в различной полярности: сигналы, соответствующие правой полуплоскости, в одной полярности, а левой — в другой, в результате получается, что в одной из полуплоскостей сигналы направленной и ненаправленной антенн

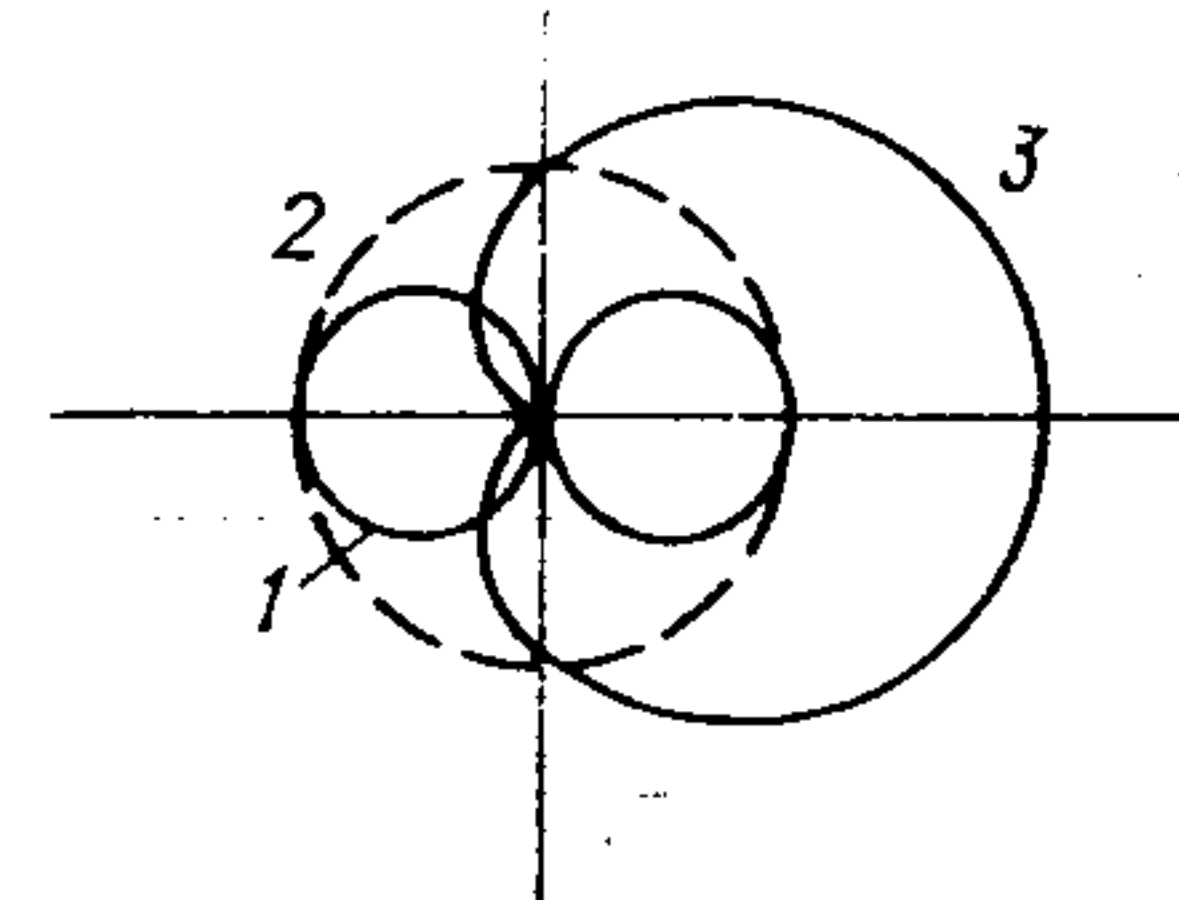


Рис. 14.10. Диаграммы направленности.

1 — рамочной антенны, 2 — ненаправленной антенны, 3 — их комбинации.

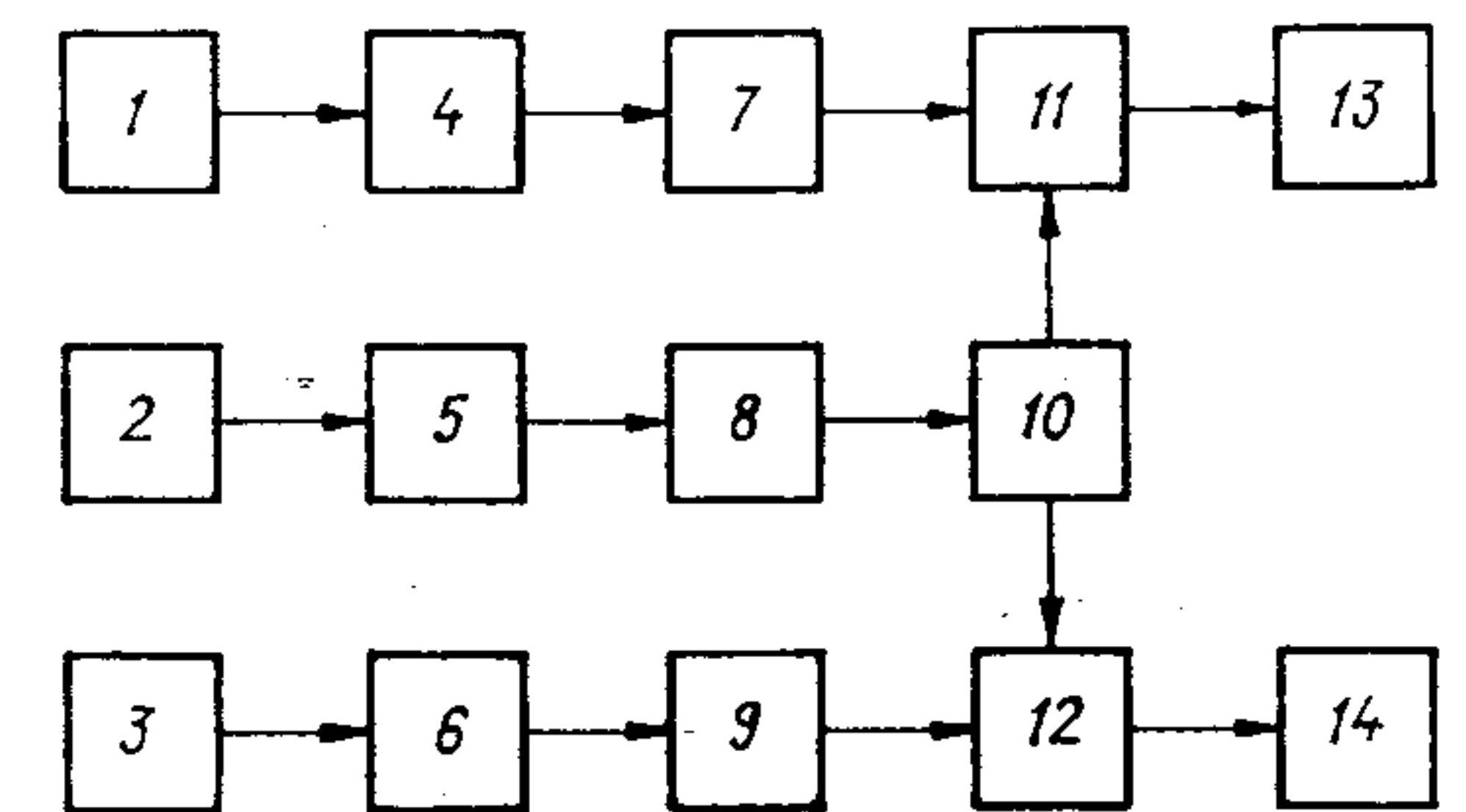


Рис. 14.11. Блок-схема пеленгатора первой разновидности.

будут складываться, а в другой вычитаться. В результате такого сложения и образуется суммарная диаграмма направленности в виде кардиоиды (рис. 14.10).

В настоящее время известны две разновидности грозопеленгаторов, реализующие описанный выше принцип. Пеленгатор первой разновидности (рис. 14.11) содержит две направленные антенны (1 и 3), которые ориентированы по направлениям север—юг и запад—восток и имеют в горизонтальной плоскости диаграммы направленности $\sin \varphi$ и $\cos \varphi$ (φ — угол, отсчитанный от направления на север). Антенны нагружены на узкополосные фильтры 4, 6, настроенные на рабочую частоту пеленгатора. Ненаправленная антенна 2 используется для устранения неоднозначности определения направления. Она также нагружена на аналогичный узкополосный фильтр 5, настроенный на ту же частоту, что и фильтры основных каналов.

Под действием атмосфера на выходах соответствующих фильтров появляются сигналы

$$U_1(t) = Z_1(t) \sin \varphi \sin \omega t,$$

$$U_2(t) = Z_2(t) \cos \varphi \sin \omega t.$$

$$U_3(t) = Z_3(t) \sin(\omega t + \Phi_3 + 90^\circ),$$

где $Z_1(t)$, $Z_2(t)$ и $Z_3(t)$ — огибающие соответствующих синусоидальных сигналов; φ — угол прихода волны; Φ_3 — изменение фазы волны в приемном тракте ненаправленной антенны.

С выхода узкополосных фильтров сигналы усиливаются усилителями 7, 8, 9 и через усилитель-ограничитель 10 подаются на синхронные детекторы 11, 12, при этом сигнал ненаправленной антенны используется в качестве опорного напряжения. Перед усилителем сигналов ненаправленной антенны включается фазовращатель, обеспечивающий фазовый сдвиг выходных сигналов направленных и ненаправленных антенн на 90° . На выходах синхронных детекторов будут иметь место напряжения

$$U_{1=} = k_1 Z_1(t) \sin \varphi \cos (\Phi_3 - \Phi_1),$$

$$U_{2=} = k_2 Z_2(t) \cos \varphi \cos (\Phi_3 - \Phi_2),$$

где k_1 , k_2 — коэффициенты усиления первого и второго усилительных трактов; Φ_1 , Φ_2 — набег фаз при усилении сигналов.

Отношение сигналов на выходах синхронных детекторов позволяет определить угол прихода волны

$$\varphi + \Delta\varphi = \arctg \frac{U_{1=}}{U_{2=}} = \arctg \frac{k_1 Z_1(t) \sin \varphi \cos (\Phi_3 - \Phi_1)}{k_2 Z_2(t) \cos \varphi \cos (\Phi_3 - \Phi_2)},$$

где $\Delta\varphi$ — так называемая квадрантная ошибка, обусловленная детектированием. Для устранения этой ошибки требуется выполнить условие: $k_1 = k_2$, $Z_1(t) = Z_2(t)$ и $\Phi_1 = \Phi_2$. В этом случае

$$\varphi = \arctg \frac{U_{1=}}{U_{2=}}. \quad (14.3)$$

С выхода синхронных детекторов огибающие напряжений с помощью схем формирования 13 и 14 преобразуются в прямоугольные импульсы длительностью несколько миллисекунд, подаваемые на отклоняющие пластины трубки.

Радиопеленгатор второй разновидности (рис. 14.12) также содержит три канала: два канала соответствуют направленным ортогонально ориентированным друг другу рамочным антеннам, третий — ненаправленной антенне. Сигналы, принятые направленными антеннами 1 и 2, прошедшие узкополосные фильтры 4 и 5, суммируются в устройстве 8 с дополнительным сдвигом фаз в 90° , обеспечиваемым фазовращателем 7. При одинаковых огибающих $Z_1(t)$ и $Z_2(t)$ и одинаковых амплитудных и фазовых характеристиках приемников суммарный сигнал на выходе устройства 8 будет иметь вид

$$U = Z(t) \sin (\omega t + \varphi),$$

где φ — угол прихода волны, отсчитанный от направления на север.

Снимаемое с суммирующего устройства 8 напряжение с помощью формирователя 10 и фильтра 13 преобразуется в сигнал с прямоугольной огибающей

$$U = A(t) \sin (\omega t + \varphi), \quad (14.4)$$

где $A(t)$ — огибающая синусоидальных сигналов. В случае неидентичности каналов вместо выражения (14.4) будет иметь место соотношение

$$U = A(t) \sin (\omega t + \varphi + \Delta\varphi),$$

где $\Delta\varphi$ — фазовый набег, обусловленный неидентичностью фазовых характеристик приемных каналов.

С выхода фильтра 13 сигнал поступает на два фазовых детектора (14, 15), на которые в качестве опорного напряжения

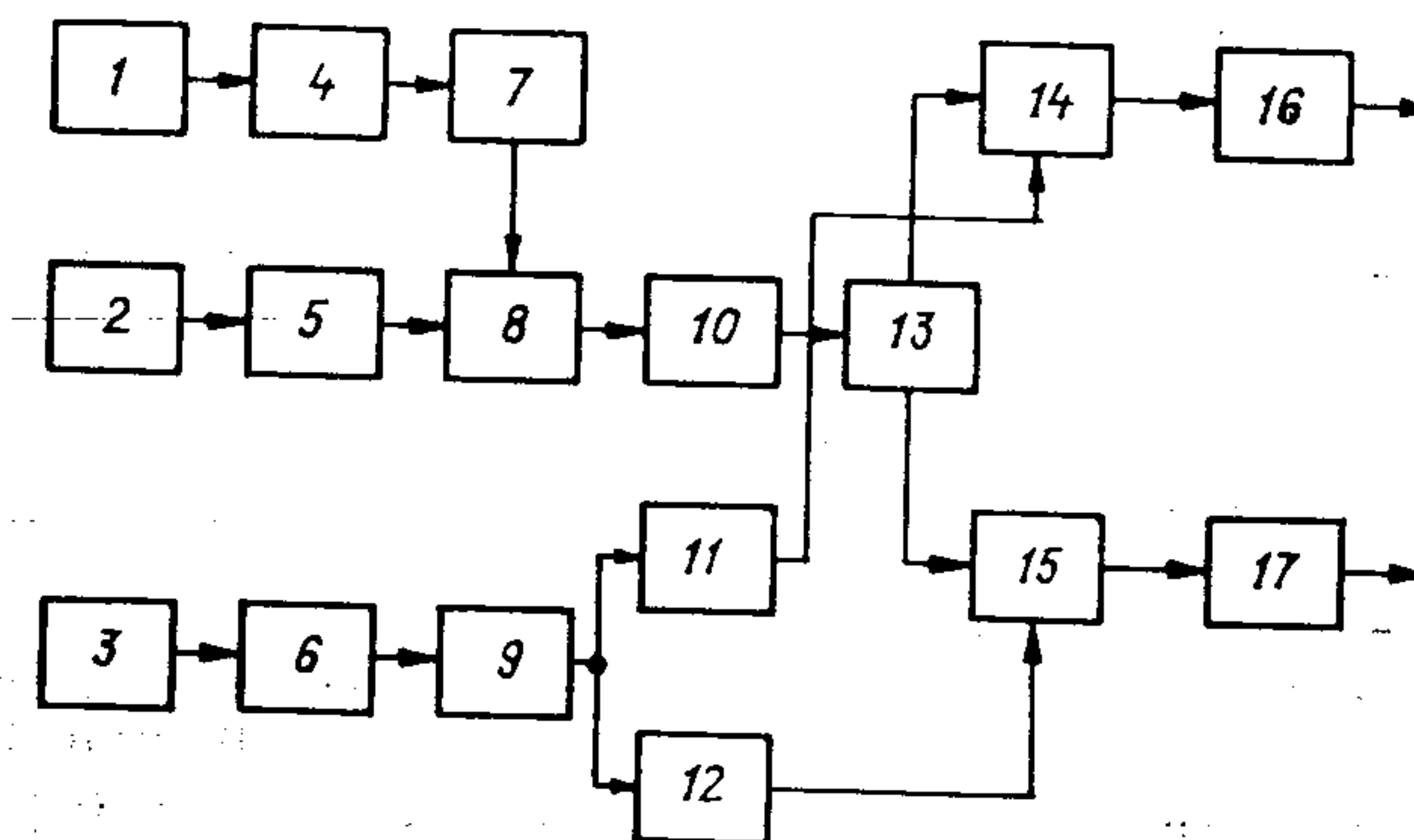


Рис. 14.12. Блок-схема пеленгатора второй разновидности.

подаются сигналы ненаправленной антенны 3, предварительно сдвинутые по фазе на 90° с помощью фазовращателей 11, 12. Фильтр 6 и усилитель 9 имеют такое же назначение, как и в каналах направленных антенн. На выходах фазовых детекторов будут иметь место напряжения

$$U_{1=} = k_1 A_1'(t) \sin (\varphi + \Delta\varphi_1 + \Delta\Phi_{13}), \quad (14.5)$$

$$U_{2=} = k_2 A_2'(t) \cos (\varphi + \Delta\varphi_2 + \Delta\Phi_{23}), \quad (14.6)$$

где k_1 и k_2 — коэффициенты передачи первого и второго каналов; $\Delta\Phi_{13}$ и $\Delta\Phi_{23}$ — разность фаз между сигналами в соответствующих антеннах и ненаправленной антенне.

С выхода фазовых детекторов сигналы поступают на соответствующие формирователи 16, 17, где преобразуются в прямоугольные импульсы, которые и используются для измерения угла прихода волны. Из соотношений (14.5) и (14.6) следует, что при условии $k_1 = k_2$, $A_1'(t) = A_2'(t)$, $\Delta\varphi_1 = \Delta\varphi_2$, $\Delta\Phi_{13} = \Delta\Phi_{23}$ имеет место соотношение (14.3).

14.5. Пеленгатор-дальномер

Рассмотренные дальномеры позволяют определять дальность от источников грозовых разрядов, а пеленгаторы — направление на них. Ни те, ни другие не позволяют определять местоположение источника разрядов (если не считать одновременного пеленгования источника разрядов пеленгаторами, расположенными в двух различных точках). Пеленгаторы-дальномеры представляют собой радиоэлектронные устройства, состоящие из совокупности дальномера и пеленгатора. В настоящее время пеленгаторы-дальномеры используются совместно с радиолокаторами типа МРЛ.

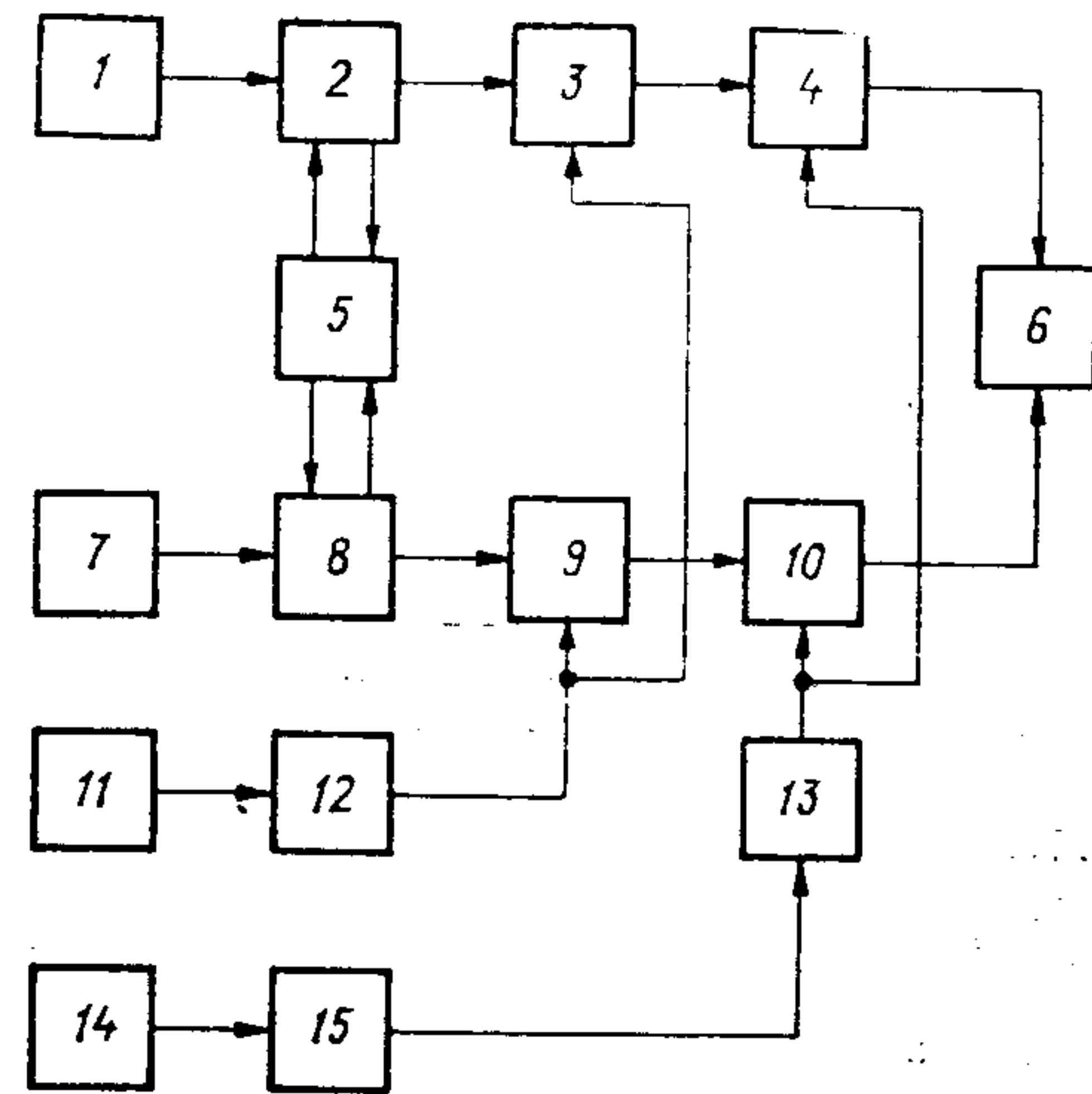


Рис. 14.13. Блок-схема грозопеленгатора ПАГ-1.

Для определения направления на источник грозовых разрядов служат две взаимно перпендикулярные рамочные антенны (1, 7). Сигналы, принятые рамочными антеннами, усиливаются усилителями 2, 8 и поступают на синхронные детекторы 3, 9, предназначенные для устранения неоднозначности определения направления прихода волны. В качестве опорного напряжения синхронных детекторов используется сигнал ненаправленной антенны 11, сформированный схемой 12. С целью увеличения динамического диапазона усилителей 2, 8 в их схемы введена быстроедействующая («мгновенная») автоматическая регулировка усиления (МАРУ) с помощью блока 5. Принцип ее работы заключается в том, что при превышении сигналом определенного уровня происходит одновременное и одинаковое изменение коэффициента усиления в обоих усилительных трактах.

Сигналы колоколообразной формы, снимаемые с выходов фазовых детекторов с помощью формирователей 4, 10 преобра-

Для совместной работы с импульсными метеорологическими РЛС разработан радиопеленгатор гроз ПАГ-1 с ограничителем дальности действия (рис. 14.13). Пеленгатор имеет два канала: азимутальный и ограничения дальности действия. Азимутальный канал предназначен для однозначного определения направления на источник грозовых разрядов, а канал ограничения дальности действия — для приема излучения грозовых разрядов, возникающих в пределах дальности метеорологической РЛС, с которой пеленгатор работает.

зуются в напряжения прямоугольной формы, пропорциональные косинусу и синусу угла между направлением прихода волны и направлением на север. Из этих напряжений в индикаторе 6 формируются напряжения развертки, обеспечивающие на экране электронно-лучевой трубки (потенциалоскопа, или трубки с длительной памятью) радиальные линии, идущие от центра к краю экрана по направлению на источник грозовых разрядов.

В результате использования трубки с длительным послесвечением обеспечивается сохранение пеленгационной информации на ее экране в течение определенного времени (до 30 мин). Амплитудный канал работает на частоте 7 кГц при полосе пропускания 200 Гц. Чувствительность азимутального канала обеспечивает отметки пеленга на половину радиуса экрана индикатора при напряженности поля 1,0—1,5 В/м. Канал ограничителя дальности построен по принципу амплитудной селекции. Антенна ограничителя дальности 14 ненаправлена в горизонтальной плоскости и настроена на частоту 60 кГц при полосе пропускания 4 кГц. В амплитудном анализаторе 15 усиленный и продетектированный сигнал запускает пороговую схему (если он превышает величину порога) и проходит на схему совпадений 13, куда поступает также сигнал из канала ненаправленной антенны 11. С выхода схемы совпадений сигнал поступает в формирующие каскады 4, 10 (когда одновременно поступают в спектре импульса грозового разряда сигналы с частотой 7 и 60 кГц), которыми эти схемы синхронизируются.

Пеленгатор ПАГ-1 обеспечивает вероятность обнаружения гроз на расстояниях до 300 км не менее 0,90, а вероятность пеленгования дальних гроз (на расстоянии $R > 400$ км) не более 0,05. Определение направления на грозу производится со средней квадратической ошибкой по азимуту не более 3° и максимальной 7° . Пеленгатор имеет выносной индикатор с кабельной линией до 1 км и вывод пеленга на экран метеорологического радиолокатора.

14.6. Радиолокационное обнаружение каналов молний

В процессе грозового разряда, сопровождающегося молнией, в атмосфере образуется ионизированный канал. Этот канал характеризуется большим градиентом коэффициента преломления на границах, высокой концентрацией ионов и свободных электронов и является поэтому интенсивно отражающей радиолокационной целью.

При определении ЭПР молниевых каналов их аппроксимируют цилиндром длиной l , для которого ЭПР может быть представлена формулами:

$$\sigma = 2\pi r^2 l \frac{l}{\lambda}$$

для большого радиуса сечения ($r \gg \lambda$) и

$$\sigma = \pi l^2 \rho^2 \left(\ln \frac{\lambda}{2\pi r} \right)^2$$

для $r \ll \lambda$.

Коэффициент отражения по мощности (ρ^2) определяется по формулам Френеля и для нормального падения волны без учета поглощения составляет

$$\rho^2 = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2},$$

где

$$n = \frac{1}{2} \sqrt{\left[\epsilon + \frac{(2\delta\lambda)^2}{c} \right]^{1/2} + \epsilon}$$

— показатель преломления ионизированного воздуха, выражаемый через проводимость среды δ , длину волны λ , скорость света c , диэлектрическую проницаемость ϵ .

Проводимость ионизированной среды определяется выражением

$$\delta = \frac{Ne^2}{m(\omega^2 + \nu^2)}$$

и зависит от средней концентрации электронов N , заряда электрона e , его массы m , угловой частоты падающей волны ω , угловой частоты столкновения электронов ν . Средняя концентрация электронов N и угловая частота столкновения электронов ν в канале молнии определяются зависимостями

$$N = \frac{I}{\pi r^2 e E K_e}, \quad \nu = 320 \cdot 10^{-7} p \sqrt{T},$$

где r — радиус канала молнии; I — ток разряда молнии; E — напряженность электромагнитного поля; K_e — подвижность электронов; p — давление воздуха, Па.

Подвижность электронов может быть определена в соответствии с выражением

$$K_e = \frac{0,75 \cdot 10^{-8} p^{-1} \sigma_1^{-2} T^{1/2}}{1 + \left[1 + 0,08 \left(\frac{E}{p} \right)^2 \frac{1}{\sigma_1^4 k} \right]^{1/2}},$$

где σ_1 — радиус столкновения электронов, см; T — температура в канале молнии, К; k — относительная часть энергии, теряемая электроном при столкновении, p — давление, Па.

С прекращением молниевых разрядов концентрация свободных электронов в ионизированном канале уменьшается по закону

$$N = \frac{N_0}{1 + N_0 \alpha t},$$

где N_0 — начальная концентрация электронов, α — коэффициент рекомбинации.

В грозном облаке концентрация электронов может изменяться от 10^{13} до 10^{17} эл/см³. При наблюдении эхо-сигналов молний от 1 до 5 с коэффициент рекомбинации изменяется от 10^{-9} до 10^{-8} см³/эл·с. Радиус молниевых каналов составляет примерно $r = 0,1$ м, а длину канала принимают порядка 1 км. С использованием приведенных данных можно рассчитать коэффициент отражения по мощности ρ^2 для различных длин волн и дальность обнаружения молний (табл. 14.1).

Таблица 14.1

Коэффициент отражения канала молнии ρ^2 на разных длинах волн λ , концентрация электронов N и максимальная дальность обнаружения R_{\max}

Время с начала разряда, с	λ см				N эл/см ³	R_{\max} км
	3	10	20	150		
0	1	1	1	1	$1,2 \cdot 10^{17}$	130
10^{-9}	1	1	1	1	$9,7 \cdot 10^{16}$	130
10^{-6}	1	1	1	1	$5 \cdot 10^{14}$	130
10^{-3}	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$5 \cdot 10^{-7}$	1	1	$5 \cdot 10^{11}$	87
1	10^{-14}	$5 \cdot 10^{-14}$	$9 \cdot 10^{-14}$	1	$5 \cdot 10^8$	0,6
10					$5 \cdot 10^7$	

Расчеты показывают, что для радиолокационного обнаружения молний наиболее удовлетворительными характеристиками обладают РЛС дециметрового и метрового диапазонов волн. В этом диапазоне дожди слабо влияют на эффективность радиолокационного обнаружения молниевых каналов, в то время как при обнаружении молниевых каналов с помощью РЛС типа МРЛ отражения от молний полностью маскируются отражениями от дождя.

Глава 15

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ МИКРОВОЛНОВЫХ РАДИОМЕТРОВ

15.1. Радиотепловое излучение и его характеристики

Всякое тело, температура которого отлична от абсолютного нуля, излучает электромагнитные волны в широком диапазоне частот. Источником такого излучения является случайное

тепловое движение электронов, находящихся внутри рассматриваемого тела. Суммарная мощность ($\text{Вт}/\text{м}^2$), излучаемая телом во всем диапазоне частот с единичной площадки в единицу времени, определяется формулой

$$\Pi = \frac{dP}{ds \cos \varphi}, \quad (15.1)$$

где P — полная мощность, излучаемая нагретым телом во всем диапазоне частот; s — поверхность тела; φ — угол между направлением излучения и нормалью к элементу ds .

Спектральная плотность потока мощности. Спектр мощности радиотеплового излучения ($\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$) сплошной, обычно неравномерный, характеризуется спектральной плотностью потока мощности и определяется формулой

$$\Pi_f = \frac{d\Pi}{df}.$$

Спектральная яркость. Мощность радиотеплового излучения, поступающая на вход приемника, зависит от расстояния до точки наблюдения. Чтобы исключить эту зависимость, спектральную плотность потока мощности относят к единице телесного угла Ω и пользуются спектральной интенсивностью излучения, или спектральной яркостью, в $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср})$

$$B_f = \frac{d\Pi_f}{d\Omega}.$$

Спектральная яркость тела зависит от его температуры и излучательной способности. Для абсолютно черного тела, которое полностью поглощает падающую на него лучистую энергию и превращает ее в тепло, эта зависимость выражается формулой Планка

$$B_f = \frac{2hf^3}{c^2} \left(e^{\frac{hf}{kT}} - 1 \right)^{-1}, \quad (15.2)$$

где $h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Вт} \cdot \text{с}^2$ — постоянная Планка; c — скорость света; $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Вт}/(\text{Гц} \cdot \text{К})$ — постоянная Больцмана.

В диапазоне радиоволн ($\lambda > 1 \text{ мм}$) имеет место соотношение $hf \ll kT$, в результате чего в выражении (15.2) экспоненциальный член можно разложить в ряд и ограничиться двумя первыми слагаемыми:

$$e^{\frac{hf}{kT}} \approx 1 + \frac{hf}{kT}.$$

В результате этого выражение (15.2) для диапазона радиоволн будет иметь вид

$$B_f = \frac{2k}{\lambda^2} T. \quad (15.3)$$

Соотношение (15.3) определяет зависимость яркости абсолютно черного тела от длины волны в диапазоне радиоволн и называется формулой Релея—Джинса. Так как в диапазоне радиоволн некоторые объекты по своим параметрам близки к абсолютно черному телу, то в соответствии с соотношением (15.3) их термодинамическая температура может служить энергетической характеристикой излучения. С другой стороны, по измеренной энергии излучения можно судить о температуре такого объекта.

Частота максимального теплового излучения. Длина волны (мкм), на которую приходится максимум теплового излучения, определяется законом Вина

$$\lambda_m = \frac{3 \cdot 10^3}{T}, \quad (15.4)$$

где T — температура тела, К. Частота максимального излучения тел, как правило, находится в инфракрасном диапазоне волн.

Излучательная способность тел. Реальные тела не являются абсолютно черными и не только поглощают падающую на них энергию, но отражают и пропускают ее сквозь себя. Для таких тел имеет место соотношение

$$\gamma + \rho + q = 1,$$

где γ — коэффициент поглощения, ρ — коэффициент отражения, q — коэффициент пропускания. В соответствии с этим соотношением падающая на тело мощность $P_{\text{пад}}$ частично поглощается телом ($P_{\text{погл}} = \gamma P_{\text{пад}}$), частично отражается ($P_{\text{отр}} = \rho P_{\text{пад}}$) и частично проникает через тело ($P_{\text{прох}} = q P_{\text{пад}}$). Согласно закону Кирхгофа, приведенные выше соотношения для абсолютно черного тела будут оставаться в силе для той части мощности реального тела, которая поглощается им. Вследствие этого яркость реального тела будет определяться соотношением

$$B_f^* = \gamma B_f. \quad (15.5)$$

Коэффициент поглощения γ характеризует тело как источник радиотеплового излучения и называется излучательной способностью. Интенсивность радиотеплового излучения реальных объектов (в том числе и метеорологического происхождения) определяется главным образом их излучательной способностью. Очевидно, что чем меньше тело отражает падающую на него лучистую энергию, тем больше поглощает, а следовательно, и тем больше излучает. В силу этого радиолокационные изображения объектов, полученные с помощью активных РЛС и микроволновых радиометров, можно сравнить между собой как позитив и негатив. В частности, металлические тела, определенным образом ориентированные относительно РЛС, дают сильный отраженный сигнал, в то время как их излучательная способность близка к нулю и радиотепловое излучение таких тел мало.

Яркая температура. Из соотношения (15.5) следует, что яркость реального, не абсолютно черного тела в диапазоне радиоволн будет определяться формулой Релея—Джинса (15.3), если в нее вместо действительной термодинамической температуры тела подставить яркостную (радиояркостную) температуру, определяемую соотношением

$$T^* = \gamma T.$$

Эффективная яркостная температура. Полное излучение реального тела, принимаемое приемным устройством, представляет собой сумму двух составляющих: собственного радиотеплового излучения, обусловленного его излучательной способностью (коэффициентом поглощения), и энергии, отраженной телом и обусловленной его отражательной способностью. В этом случае интенсивность полного излучения тела будет характеризоваться эффективной яркостной температурой

$$T_s^* = \gamma T + \rho T_{\text{вн}} + \gamma I_{\text{вн}}$$

где T — термодинамическая температура тела, $T_{\text{вн}}$ — температура внешнего излучения, ρ — коэффициент отражения тела.

Температурный контраст. Возможность различать два тела по их радиотепловому излучению зависит от контраста их эффективных яркостных температур. Для одинаково нагретых тел контраст будет определяться соотношением

$$\Delta T_s^* = T_{s1}^* - T_{s2}^* = (\gamma_1 - \gamma_2) T + (\rho_1 - \rho_2) T_{\text{вн}}$$

где γ_1 и γ_2 — излучательные способности тел.

Антенная температура. Радиотепловое излучение, принимаемое антенной радиометра, характеризуют антенной температурой

$$T_a = \frac{D}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi T_s^*(\varphi, \alpha) F(\varphi, \alpha) \sin \varphi d\varphi d\alpha = \frac{D}{4\pi} \int_{4\pi} T_s^*(\Omega) F(\Omega) d\Omega, \quad (15.6)$$

где $T_s^*(\varphi, \alpha)$ — эффективная яркостная температура тела в функции вертикального (φ) и азимутального (α) углов, определяющих направление прихода радиотеплового излучения; $F(\varphi, \alpha)$ — диаграмма направленности антенны. В правой части соотношения (15.6) эти величины выражены в функции телесного угла Ω .

Определим антенную температуру объекта, размеры которого много больше сечения антенного луча. Так как аналитическое выражение диаграммы направленности антенны в пределах 4π с учетом ее боковых лепестков получить практически невоз-

можно, то область интегрирования в выражении (15.6) разделим на две части:

$$T_a = \frac{D}{4\pi} \int_{\Omega_{\text{гл}}} F(\Omega) T_{s0}^*(\Omega) d\Omega + \frac{D}{4\pi} \int_{\Omega_6} F(\Omega) T_s^*(\Omega) d\Omega,$$

где T_{s0}^* — эффективная температура излучения в пределах главного лепестка; T_s^* — эффективная температура излучения в пределах боковых лепестков; $\Omega_{\text{гл}}$, Ω_6 — телесные углы главного и боковых лепестков соответственно.

Выразим телесный угол $\Omega_{\text{гл}}$ через телесный угол Ω_6 , занимаемый боковыми лепестками, и температуру излучения в пределах главного лепестка будем считать постоянной. В результате получим

$$T_a = \frac{D}{4\pi} T_{s0}^* \int_{4\pi} F(\Omega) d\Omega - \frac{D}{4\pi} T_{s0}^* \int_{\Omega_6} F(\Omega) d\Omega + \frac{D}{4\pi} \int_{\Omega_6} F(\Omega) T_s^*(\Omega) d\Omega. \quad (15.7)$$

Применим к последнему слагаемому правой части теорему о среднем:

$$\frac{D}{4\pi} \int_{\Omega_6} F(\Omega) T_s^*(\Omega) d\Omega = \bar{T}_{s6}^* \frac{D}{4\pi} \int_{\Omega_6} F(\Omega) d\Omega,$$

где \bar{T}_{s6}^* — средняя эффективная температура излучения, принимаемого по боковым лепесткам.

Теперь выражение (15.7) может быть приведено к виду

$$T_a = T_{s0}^* (1 - \beta) + \bar{T}_{s6}^* \beta. \quad (15.8)$$

В соотношении (15.8) коэффициент

$$\beta = \frac{D}{4\pi} \int_{\Omega_6} F(\Omega) d\Omega$$

характеризует долю всенаправленного излучения, принимаемого антенной вне главного лепестка. Он связан с коэффициентом использования площади антенны и для хороших антенн имеет величину 0,2—0,3.

Если учесть к.п.д. антенного тракта $\eta < 1$, то необходимо правую часть выражения (15.8) умножить на η и добавить слагаемое, определяющее вносимую шумовую температуру, которая равна температуре окружающей среды T_0 , умноженной на излучательную способность тракта, которая, как и для других шумящих тел, определяется потерями мощности $1 - \eta$. В результате антенная температура будет определяться соотношением

$$T_a = T_{s0}^* (1 - \beta) \eta + \bar{T}_{s6}^* \beta \eta + T_0 (1 - \eta). \quad (15.9)$$

Аналогично контрасту яркостных температур можно рассматривать контраст антенных температур

$$\Delta T_a = T_{a1} - T_{a2} = (1 - \beta) \eta \Delta T_s^*$$

Если речь идет о малом теле, сигнал от которого принимается не во всем телесном угле $\Omega_{гл}$, а лишь в его части $\Omega_{ц}$, охватывающей цель, то контраст антенных температур будет

$$\Delta T_a = (1 - \beta) \eta \Delta T \frac{\Omega_{ц}}{\Omega_{гл}}$$

Если $\Omega_{ц} \ll \Omega_{гл}$, то контраст антенных температур будет малым, несмотря на высокий яркостный контраст цели и фона.

15.2. Радиотепловое излучение атмосферы

Излучательная способность атмосферы, как и любого другого тела, определяется ее поглотительной способностью. При радиотепловом зондировании излучающим оказывается столб атмосферы, ограниченный диаграммой направленности. Элементарный слой атмосферы толщиной dl с коэффициентом поглощения γ и термодинамической температурой T будет иметь яркостную температуру

$$dT^* = \gamma T dl.$$

Если этот слой удален от точки приема на расстояние l , то создаваемый им сигнал ослабляется по закону $e^{-\Gamma(l)}$, где $\Gamma(l) = \bar{\gamma}l$ — оптическая толщина, $\bar{\gamma}$ — среднее затухание на пути распространения l . Эти величины связаны между собой формулой

$$\Gamma(l) = \bar{\gamma}l = \int_0^l \gamma dl.$$

Яркостная температура атмосферы будет определяться соотношением

$$T^* = \int_0^{\infty} \gamma T e^{-\int_0^l \gamma dl'} dl. \quad (15.10)$$

Первый множитель в подынтегральном выражении (15.10) определяет ход яркостной температуры вдоль линии распространения излучения, а второй, экспоненциальный множитель — ослабление радиотеплового излучения в атмосфере при его распространении.

Воспользовавшись теоремой о среднем, выражение (15.10) можно привести к виду

$$T^* = \bar{T} \int_0^{\infty} \gamma e^{-\int_0^l \gamma dl'} dl = \bar{T} (1 - e^{-\Gamma(\lambda)}), \quad (15.11)$$

соответствующему изотермической атмосфере с температурой \bar{T} . Оптическая толщина всей атмосферы

$$\Gamma(\lambda) = \int_0^{\infty} \gamma(\lambda, l) dl$$

в диапазоне СВЧ — малая величина ($\Gamma(\lambda) \ll 1$), поэтому

$$1 - e^{-\Gamma(\lambda)} \approx \Gamma(\lambda). \quad (15.12)$$

Очевидно, что поглотительные, а следовательно, и излучательные свойства среды зависят от ее плотности, при этом среде с большей плотностью соответствует больший уровень излучаемой энергии. Применительно к реальной безоблачной атмосфере можно утверждать, что в соответствии с убыванием плотности атмосферы по высоте максимальной излучательной способностью, а следовательно, и максимальной радиояркостной температурой будут обладать ее нижние слои. В соответствии с этим средняя температура может быть представлена в виде

$$\bar{T} = T_0 - \Delta T, \quad (15.13)$$

где T_0 — температура атмосферы у земной поверхности. Поправка на неизотермичность ΔT составляет примерно 30 К в диапазоне волн от миллиметров, до нескольких сантиметров и лишь в максимумах поглощения снижается до 5 К.

С учетом соотношений (15.13) и (15.12) выражение (15.11) принимает вид

$$T^*(\lambda) = [T_0 - \Delta T] \Gamma(\lambda).$$

Эта формула определяет яркостную температуру безоблачной атмосферы.

Для радиотеплового обнаружения облаков и осадков с поверхности Земли необходимо, чтобы существовал контраст между яркостными температурами облачной и безоблачной атмосферы и контраст антенных температур превышал чувствительность приемного устройства.

Для примера определим яркостный контраст при наблюдении с земной поверхности однослойной облачности. При этом влиянием боковых лепестков диаграммы направленности будем

пренебрегать. Для этого случая яркостный контраст может быть представлен в виде (рис. 15.1)

$$\Delta T^* = \bar{T}_1(1 - e^{-\Gamma_1}) + \bar{T}_2(1 - e^{-\Gamma_2})e^{-\Gamma_1} + \bar{T}_3(1 - e^{-\Gamma_3})e^{-(\Gamma_1 + \Gamma_2)} - \bar{T}_{\text{атм}}(1 - e^{-\Gamma_{\text{атм}}}), \quad (15.14)$$

где \bar{T}_1 — средняя температура подоблачного слоя атмосферы, Γ_1 — оптическая толщина подоблачного слоя, \bar{T}_2 — температура в слое облаков, Γ_2 — коэффициент поглощения в обла-

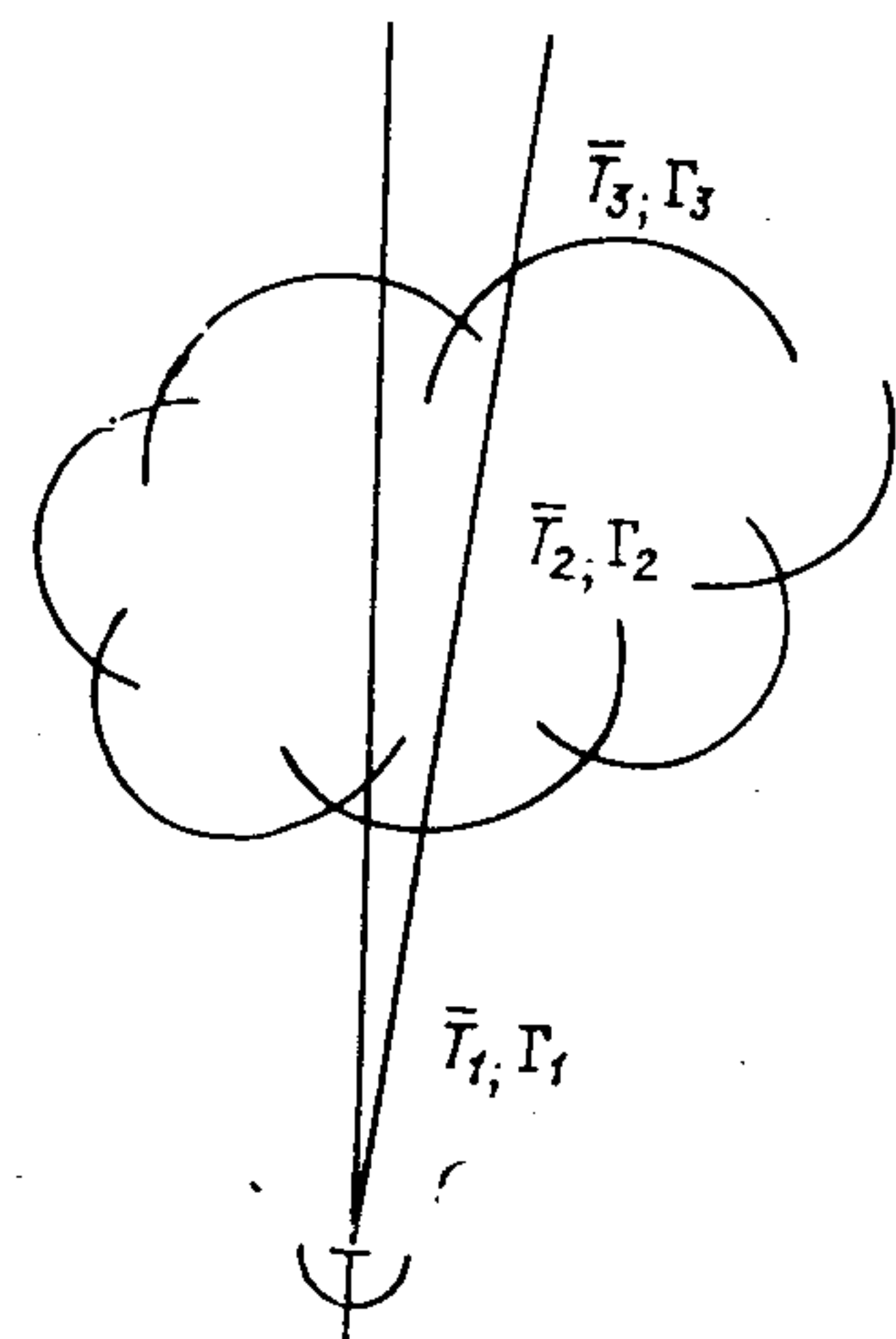


Рис. 15.1. К расчету радиояркостной и радио-контрастной температур при приеме излучения облаков.

ках, \bar{T}_3 — средняя температура надоблачного слоя атмосферы; Γ_3 — оптическая толщина надоблачного слоя, $\bar{T}_{\text{атм}}$ — средняя температура безоблачной атмосферы, $\Gamma_{\text{атм}}$ — оптическая толщина безоблачной атмосферы.

Очевидно, что как яркостные контрасты облаков и осадков, так и их яркостные температуры будут существенно зависеть от угла наклона антенны, что обусловлено различной толщиной столба наиболее излучающего слоя атмосферы, которая будет больше при малых углах наклона антенны.

Расчеты, выполненные по указанной методике (табл. 15.1), находятся в удовлетворительном согласии с результатами экспериментальных измерений. Для более сложных атмосфер-

Таблица 15.1

Яркостные контрасты ΔT^* К при наблюдении облаков и осадков с поверхности Земли

Облака	Угол наклона антенны к горизонту			
	90°	60°	30°	10°
Слоистые	0	0	0	1
Слоисто-дождевые				
$I=1$ мм/ч	9	10	18	49
$I=5$ мм/ч	27	30	51	129
Кучево-дождевые				
$I=20$ мм/ч	129	143	195	198

ных моделей (многоярусная облачность) выражение (15.14) усложняется. При наблюдении зон облаков и осадков сверху, например с самолета или метеорологического искусственного спутника Земли, необходимо учесть собственное радиотепловое излучение земной поверхности и излучение газов атмосферы и облаков, отраженное от земной поверхности. Очевидно, что в этом случае контрасты яркостных температур между зонами облаков и осадков и безоблачной атмосферой будут определяться уровнем радиотеплового излучения подстилающей земной поверхности и ее отражающими свойствами. Указанные контрасты будут зависеть также от диапазона волн, в котором производятся измерения.

15.3. Принцип построения радиометров

Радиометр представляет собой высокочувствительный радиоприемник микроволнового диапазона, имеющий остронаправленную антенну и оконечное устройство. С помощью одного радиометра дальность до излучающих объектов измерить не представляется возможным; измерение угловых координат производится теми же методами, что и в активных РЛС.

Основным, специфическим устройством радиометра является приемное устройство. Это обусловлено тем, что при приеме радиотепловых излучений приходится иметь дело с сигналами, мощность которых значительно ниже мощности собственных шумов приемника. Оптимальной процедурой приема и обработки шумоподобных радиотепловых сигналов является их накопление по мощности, что означает возведение в квадрат напряжения антенны и последующее накопление. Возведение в квадрат практически реализуется детектированием, поскольку в продетектированном сигнале содержится составляющая, пропорциональная мощности. Таким образом, элементами приемного устройства радиометра являются усилитель, детектор и интегрирующее устройство — накопитель.

Входной сигнал радиометра имеет практически неограниченный спектр, поэтому степень широкополосности входной цепи радиометра имеет существенное значение: чем шире ее полоса пропускания, тем больше энергия принятого сигнала. Чувствительность приемника радиометра определяется соотношением

$$P_{\text{пр. мин}} = \xi m_p k T_{\text{пр}} N_{\text{ш}} \sqrt{\frac{\Delta f}{\tau_{\text{ф}}}}, \quad (15.15)$$

где ξ — коэффициент, зависящий от типа приемного устройства; m_p — коэффициент различимости, показывающий, во сколько раз принимаемые антенной сигналы должны превышать уровень собственных шумов приемника для осуществления уверенного обнаружения объектов; k — постоянная Больцмана; $N_{\text{ш}}$ — коэффициент шума приемника; Δf — полоса пропускания

приемника по высокой частоте; τ_{ϕ} — постоянная времени приемника, определяющая полосу пропускания приемника по низкой частоте.

Чувствительность радиометра можно выразить в единицах антенной температуры. Для этого мощность, поступающую на вход антенны радиометра, согласно формулам (15.1), (15.3) представим как

$$P_{\text{пр}} = \frac{2kT_a \Delta f S A}{\lambda^2 R^2}, \quad (15.16)$$

где T_a — антенная температура; Δf — полоса пропускания приемника; S — площадь излучающей поверхности; A — эффективная площадь приемной антенны; R — расстояние.

Площадь излучающей поверхности при приеме излучения атмосферы равна площади поперечного сечения диаграммы направленности на соответствующем расстоянии:

$$S = \pi \left(\frac{R\theta}{2} \right)^2, \quad (15.17)$$

где θ — ширина диаграммы направленности. В свою очередь, для антенны с осесимметричной диаграммой направленности справедливо соотношение

$$\theta^2 = \frac{\lambda^2}{A}. \quad (15.18)$$

В результате подстановки выражений (15.17) и (15.18) в соотношение (15.16) получим

$$P_{\text{пр}} = \frac{\pi}{4} k T_a \Delta f, \quad (15.19)$$

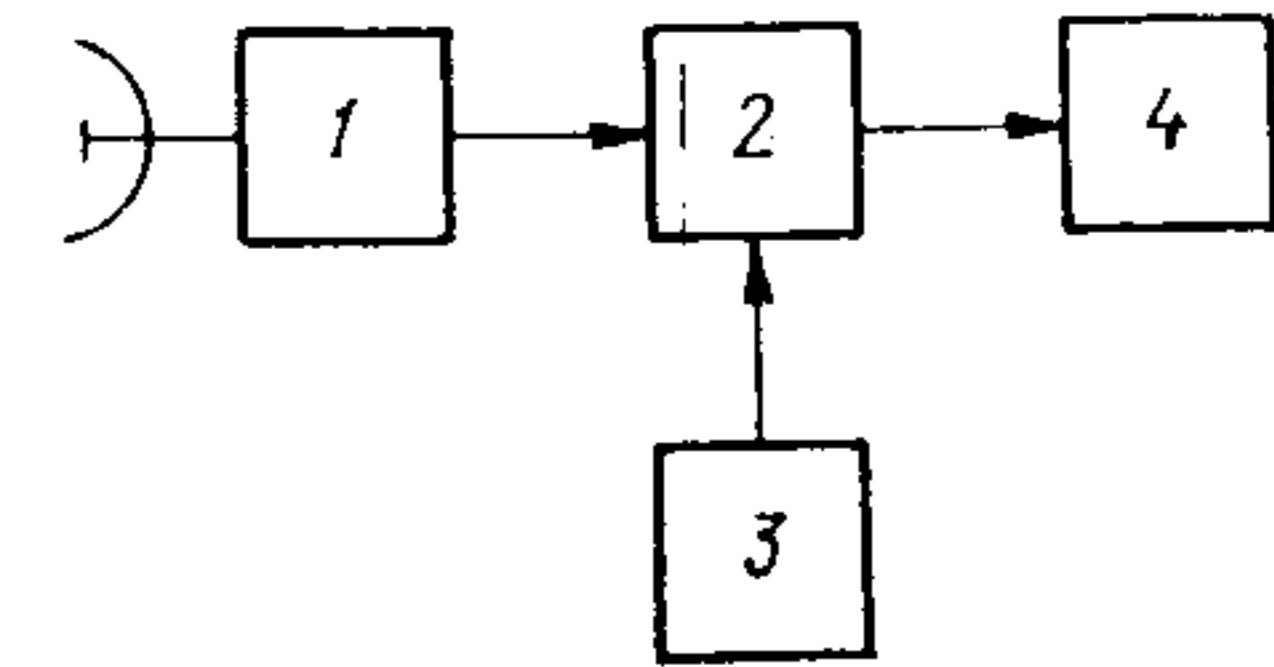
которое с точностью до постоянного коэффициента совпадает с известной формулой Найквиста для мощности шумов в активном сопротивлении. Полагая, что антенна согласована со входом приемника и отдает ему половину мощности, из соотношений (15.19) и (15.15) имеем

$$T_{\text{а. мин}} = \frac{4 \delta \sigma_p N_{\text{ш}} T_{\text{пр}} \xi}{\pi \sqrt{\Delta f \tau_{\phi}}}. \quad (15.20)$$

Чувствительность приемного устройства радиометра может быть повышена уменьшением его коэффициента шума, расширением полосы пропускания по высокой частоте, увеличением постоянной времени приемника (увеличением времени накопления сигналов) и понижением температуры приемника. Известно несколько способов построения приемных устройств радиометров: компенсационный, корреляционный и модуляционный, при этом в метеорологических микроволновых радиометрах наибольшее распространение нашли модуляционные приемники.

Компенсационный приемник. Компенсационный приемник (рис. 15.2) состоит из собственно радиоприемного устройства 1, источника постоянного компенсационного напряжения 3, устройства сравнения 2 и регистратора 4. Мощность усиленного сигнала состоит из двух слагаемых: первое слагаемое определяет мощность принятого радиотеплового излучения, а второе —

Рис. 15.2. Блок-схема компенсационного приемника.



1 — радиоприемное устройство; 2 — устройство сравнения; 3 — источник постоянного напряжения; 4 — регистратор.

мощность собственных шумов приемного устройства. От источника постоянного напряжения на вход компенсационного устройства подается постоянное напряжение, равное по величине и обратное по полярности постоянной составляющей сигнала. Таким образом осуществляется компенсация собственных шумов приемника и постоянного излучающего фона; на вход ре-

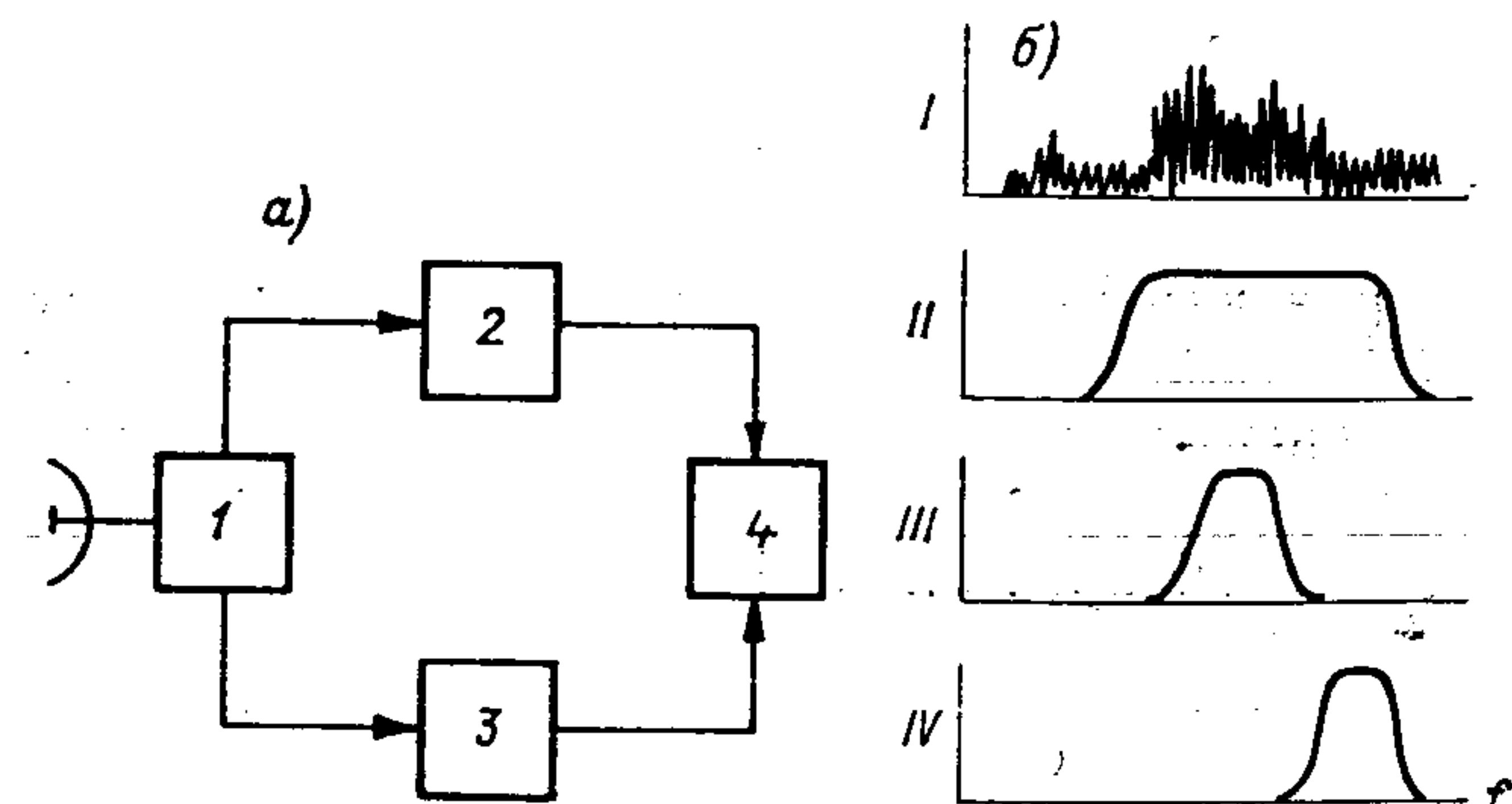


Рис. 15.3. Блок-схема компенсационного приемника сравнения (а), спектр сигнала и полосы пропускания фильтров (б).

I — спектр сигнала, II — полоса пропускания широкополосного фильтра, III — полоса пропускания фильтра сигнала, IV — полоса пропускания фильтра сравнения.

гистрирующего устройства поступают только сигналы, обусловленные лишь изменениями приходящего к антенне радиотеплового излучения. Недостатком компенсационного приемника являются жесткие требования к стабильности его коэффициента усиления, что технически трудно выполнимо.

Усовершенствованным вариантом такого приемника является компенсационный приемник сравнения (рис. 15.3 а). Приемник состоит из широкополосного усилителя высокой частоты 1,

Восстановление профиля влажности безоблачной атмосферы. Восстановление вертикальных профилей температуры и водяного пара в атмосфере основано на использовании резонансного поглощения водяного пара и кислорода в СВЧ-диапазоне волн. При измерениях нисходящего радиотеплового излучения атмосферы на поверхности Земли величина радиояркой температуры определяется соотношением

$$T^* = \int_0^H \gamma(\lambda, H) T(H) e^{-[\Gamma_k(\lambda) + \Gamma_v(\lambda)]} dH, \quad (15.22)$$

где $\gamma(\lambda, H)$ — профиль поглощения радиоволн с длиной волны λ газами атмосферы, $T(H)$ — профиль температуры, $\Gamma_k(\lambda)$ и $\Gamma_v(\lambda)$ — оптическая толщина атмосферы с учетом затухания в кислороде и водяном паре соответственно.

Входящий в соотношение (15.22) профиль поглощения радиоволн $\gamma(\lambda, H)$ определяется как профилем температуры, так и профилем влажности. Если считать профиль одного из указанных метеорологических элементов известным, например путем измерения другим независимым способом, то по измеренной яркостной температуре может быть восстановлен профиль другого метеорологического элемента. В настоящее время выполнено значительное число как теоретических, так и экспериментальных работ по восстановлению профиля влажности в атмосфере, так как профиль температуры заранее получить проще, например по среднеклиматическим данным. Так, на рис. 15.6 представлен профиль влажности атмосферы, восстановленный по результатам радиотепловых измерений в области резонансного поглощения водяного пара с $\lambda = 1,35$ см. Там же для сравнения приведен профиль влажности, измеренный радиозондом. Следует указать, что точность восстановления профиля влажности атмосферы по измеренной ее яркостной температуре еще значительно ниже точности радиозондовых измерений. Точность восстановления влажности может быть существенно повышена, если использовать информацию о приземной влажности, что следует из рис. 15.6.

Восстановление профиля температуры безоблачной атмосферы. Задача восстановления профиля температуры по своей постановке аналогична задаче восстановления профиля влажности, при этом прием радиотеплового излучения атмосферы проводится в полосе поглощения кислорода на длине волны 0,5 см. В полосе поглощения кислорода поглощение водяным паром невелико, а следовательно, невелико и излучение атмосферы, обусловленное кислородом. Учет влияния излучения водяного пара на точность восстановления профиля температуры может быть выполнен по среднеклиматическим данным.

Восстановление профиля температуры атмосферы по результатам реальных радиотепловых измерений в полосе поглоще-

ния кислорода ($\lambda = 0,5$ см) на 3—5 длинах волн (рис. 15.7) показывает, что средняя квадратическая ошибка восстановле-

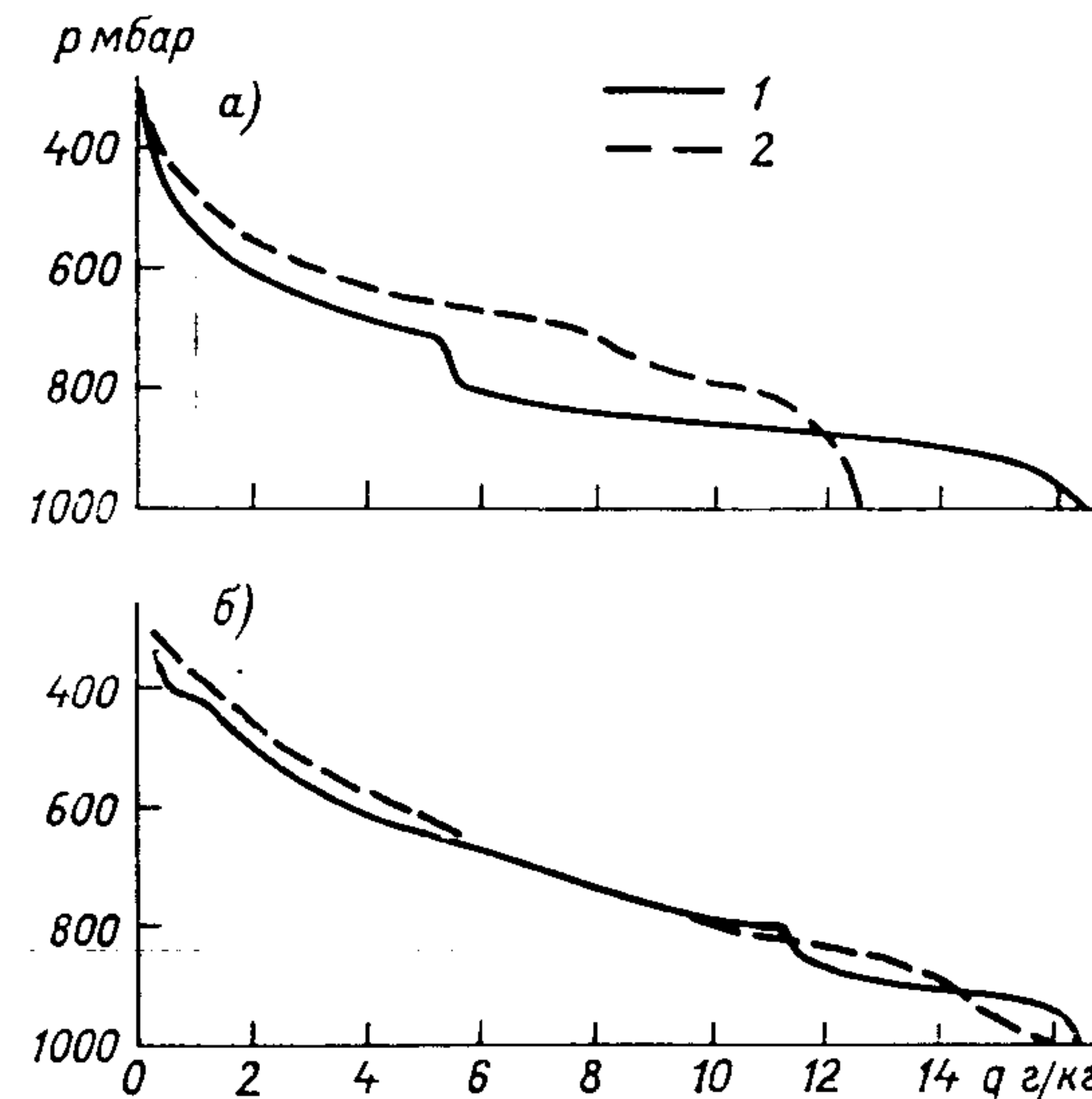


Рис. 15.6. Вертикальный профиль влажности воздуха.

а — без учета приведенной влажности, б — с учетом приведенной влажности; 1 — измерение радиозондом, 2 — измерение радиометром.

ния профиля температуры составляет 2—5 К. Сравнение полученных профилей с результатами одновременных аэрологических измерений и средними климатическими характеристиками

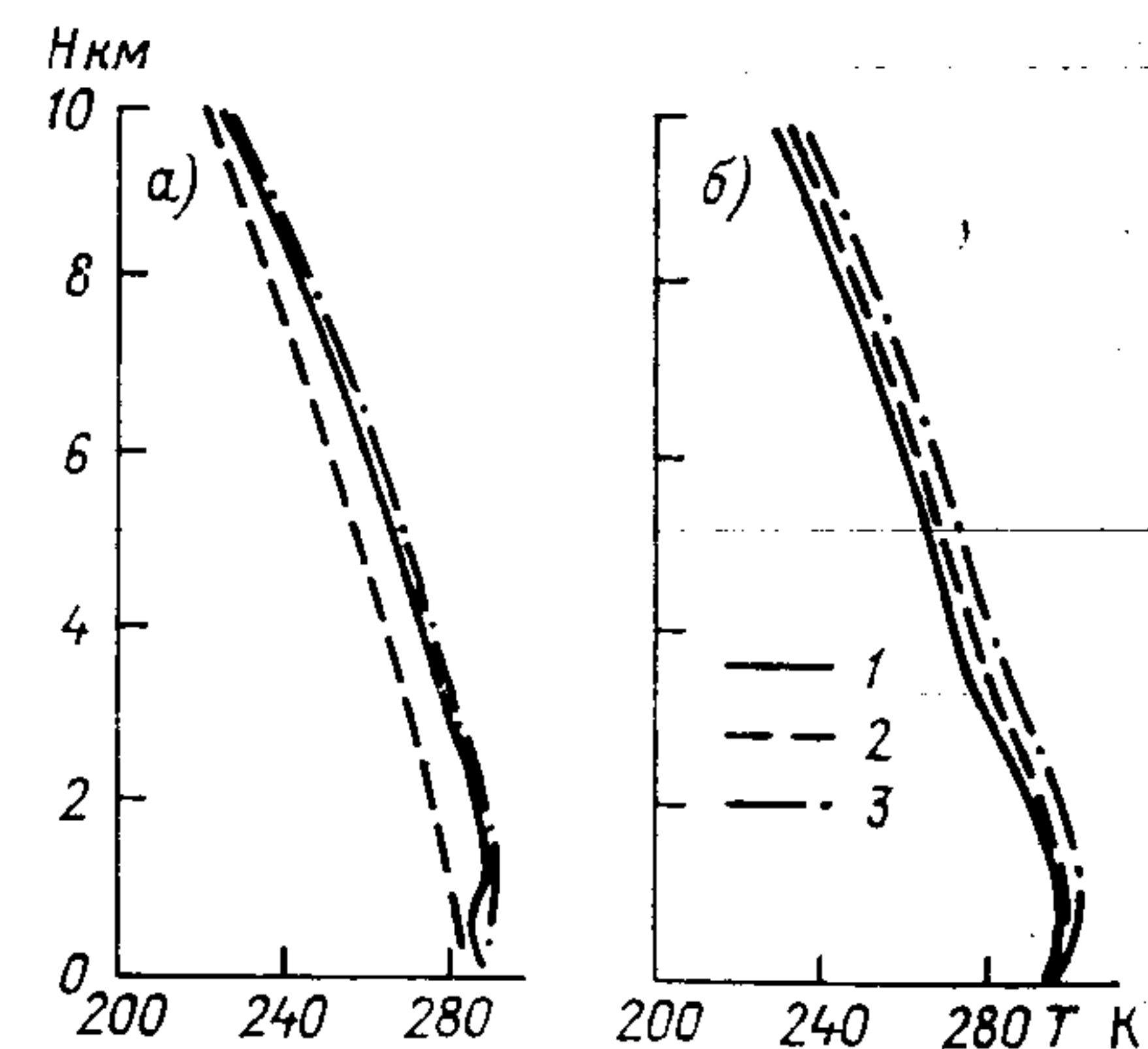


Рис. 15.7. Вертикальный профиль температуры атмосферы по результатам радиотеплового зондирования.

а — при зондировании по трем длинам волн, б — при зондировании по пяти длинам волн; 1 — измерение радиозондом, 2 — средний климатический профиль, 3 — измерение радиометром.

показывает, что восстановление профиля температуры по радиотепловым измерениям лучше отражает ход истинного температурного профиля, чем соответствующий средний климатический профиль.

Теоретические и экспериментальные исследования последних лет приводят к выводу, что высокая спектральная разрешающая способность микроволновых радиометров, а также сильная зависимость поглощения в водяном паре и кислороде от профилей метеорологических параметров атмосферы позволяют поставить задачу о комплексном восстановлении вертикальных профилей температуры и влажности путем одновременного использования как слабых ($\lambda = 1,35$ см), так и сильных ($\lambda = 0,164$ см; $\lambda = 0,25$ см; $\lambda = 0,5$ см) резонансов для высот до 85—95 км.

Восстановление профиля температуры и влажности атмосферы при наличии облачности. Задача восстановления профиля температуры и влажности атмосферы при наличии облаков значительно усложняется теми обстоятельствами, что поглощение в облаках слабоселективно по длине волны, а параметры облачности (водность и распределение ее по высоте) изменяются столь значительно, что практически исключается возможность использования средних климатических данных. Яркая температура атмосферы при приеме радиотеплового излучения с земной поверхности может быть представлена в виде

$$T^* = \int_0^{\infty} T(H) K(\lambda, H) dH, \quad (15.23)$$

где $T(H)$ — профиль температуры атмосферы, $K(\lambda, H)$ — ядро интегрального уравнения.

Формально решить уравнение (15.23) относительно профиля температуры $T(H)$ не представляется возможным, так как в ядро $K(\lambda, H)$ входит неизвестное поглощение в облаках. Аналогичные трудности возникают и при восстановлении профиля влажности. Однако в ряде случаев задача восстановления как профиля температуры, так и профиля влажности реальной облачности с некоторыми приближениями может быть решена. Во-первых, кристаллические облака практически не являются помехой при работе в диапазоне СВЧ-радиоволн; во-вторых, можно выделить условия, когда водозапас облаков не слишком велик, и в этом случае можно наметить путь исключения влияния облачности на восстановление вертикальных профилей температуры и влажности атмосферы.

Облачность ослабляет радиотепловое излучение атмосферы. Влияние такого ослабления можно оценить с помощью контраста облачной атмосферы и атмосферы без облаков. На рис. 15.8 представлены вертикальные профили радиоярких контрастов облаков мощностью 1,5 км при их различных водозапасах, рассчитанные в соответствии с такой методикой для $\lambda = 5,592$ мм и стандартной атмосферы. Анализ приведенных зависимостей показывает, что для стандартной атмосферы об-

лака над океаном на высоте примерно 3 км не влияют на излучение атмосферы на указанной длине волны и в этом случае может быть с достаточной точностью решена задача восстановления вертикального профиля температуры. Изложенный подход в принципе может быть применен и к решению задачи восстановления вертикального профиля влажности при наличии облаков.

Определение общего влагосодержания атмосферы и водозапаса облаков и осадков. Общее влагосодержание атмосферы определяется суммой интегрального содержания водяного пара $Q_{вп}$, водозапаса облаков ($Q_{обл}$) и дождей ($Q_{д}$). Если при-

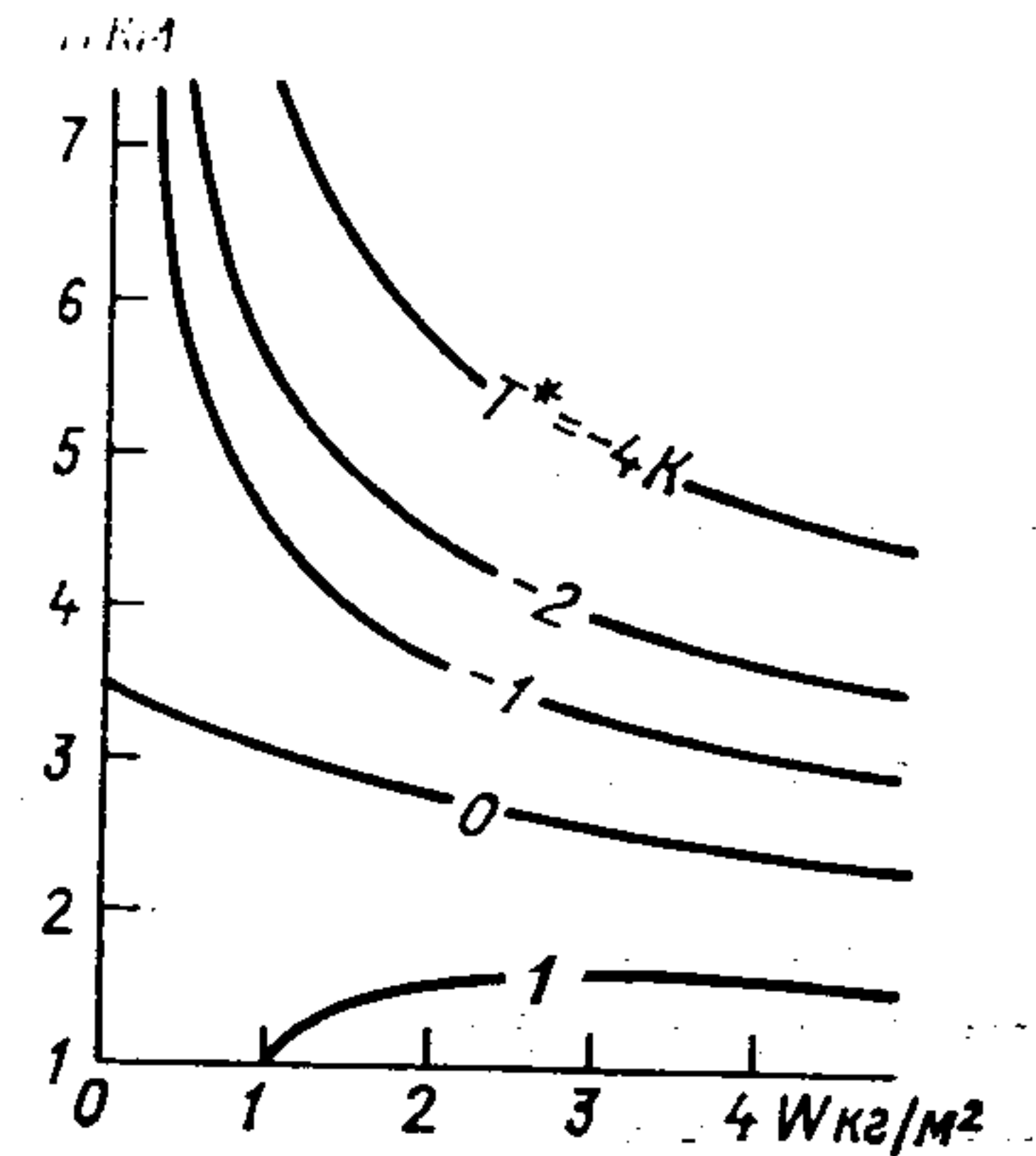


Рис. 15.8. Зависимость температурного контраста от средней высоты облаков мощностью 1,5 км и водозапаса.

нять соответствующие удельные коэффициенты поглощения независимыми от высоты, то интегральное поглощение такой атмосферы может быть записано в виде

$$\gamma_{\Sigma} = \int_0^H \gamma_k(H) dH + \gamma_{вп} Q_{вп} + \gamma_{обл} Q_{обл} + \gamma_{д} Q_{д}, \quad (15.24)$$

где γ_k — коэффициент поглощения в кислороде; $\gamma_{вп}$, $\gamma_{обл}$, $\gamma_{д}$ — коэффициенты поглощения водяного пара, облаков и дождя.

Для определения полного водозапаса атмосферы необходимо провести измерение яркостной температуры одновременно на нескольких частотах. Если предположить, что коэффициент диэлектрической проницаемости сред ϵ не зависит от длины волны λ , то можно составить систему уравнений типа (15.24), решение которых позволит определить величины ϵ , T , $Q_{вп}$, $Q_{обл}$ и $Q_{д}$. Анализ возникающих при этом погрешностей, проведенный В. Д. Степаненко, показывает, что относительные погрешности измерений оказываются минимальными при $0,3 < \gamma < 2$, что соответствует диапазону волн $\lambda = 0,8$ см; $\lambda = 1,25$ см; $\lambda = 1,8$ см.

В заключение заметим, что возможности исследования атмосферы с помощью микроволновых радиометров не

ограничиваются приведенными, а могут быть значительно шире. Так, микроволновые радиометры могут быть использованы для определения средних значений водности облаков и интенсивности дождей, если они работают совместно с активными РЛС. При этом с помощью радиометров определяется радиотепловое излучение облаков и дождей, а с помощью метеорологической РЛС производится измерение их геометрических размеров. Указанные данные в совокупности с результатами аэрологических измерений позволяют успешно решить эту задачу. Интересно отметить, что при таком способе измерений нет необходимости в измерениях радиолокационной отражаемости облаков и осадков.

Глава 16 ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКИХ КВАНТОВЫХ ЛОКАТОРОВ

16.1. Принцип построения оптических квантовых локаторов

Метеорологические оптические квантовые локаторы (ОКЛ) строятся по тем же принципам, что и импульсные РЛС, с учетом особенностей оптического диапазона. Метеорологические ОКЛ, так же как и метеорологические РЛС, характеризуются такими параметрами, как дальность действия, разрешающая способность, точность и время измерений, время обработки получаемой информации.

Метеорологические ОКЛ могут выполнять следующие основные задачи: определение пространственно-временных вариаций аэрозоля в приземном слое воздуха, характеристик облаков и туманов; зондирование тропосферы, стратосферы и мезосферы с целью изучения атмосферного аэрозоля и некоторых стандартных метеорологических элементов атмосферы; определение газовых компонент в приземном слое атмосферы; измерение скорости ветра в тропосфере доплеровским методом (при этом доплеровский ОКЛ может быть использован и для определения температуры).

Несмотря на различие решаемых задач, ОКЛ строятся в основном по одинаковому принципу. Типовой ОКЛ (рис. 16.1) состоит из оптического квантового генератора 1, оптической системы 2, ответвляющей треугольной призмы 3, приемника 4 и усилителя 5 светового импульса синхронизации, оптической приемной системы 6, приемника оптического излучения 7, приемного усилителя 8, индикатора 9 и устройства обработки информации 10. В качестве передающих устройств современных метеорологических ОКЛ наибольшее распространение получили твердотель-

ные оптические квантовые генераторы (ОКГ) — лазеры, что обусловлено их высокой импульсной мощностью и малой длительностью импульсов. Чаще всего в качестве передатчиков метеорологических ОКЛ используют ОКГ на рубине, неодиме или иттриево-алюминиевом гранате с мощностью в импульсе на первой гармонике до нескольких десятков мегаватт, при длительности импульсов 5—10 нс ($1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}$) и частоте следования импульсов 0,1—100 Гц. ОКГ с такими параметрами обеспечивает пространственное разрешение $\Delta R = 4,5 \text{ м}$ и вполне удовлетворяет современным требованиям к пространственной точности зондирования.

В последние годы изобретены твердотельные ОКГ на кристаллах, полупроводниковые ОКГ, а также ОКГ, работающие в ультрафиолетовой области спектра. Указанные типы ОКГ начинают использоваться в метеорологических ОКЛ. Реже применяются газовые ОКГ. Основными параметрами импульсных ОКГ являются длина волны, энергия в импульсе и частота следования импульсов. Выбор параметров ОКГ определяется

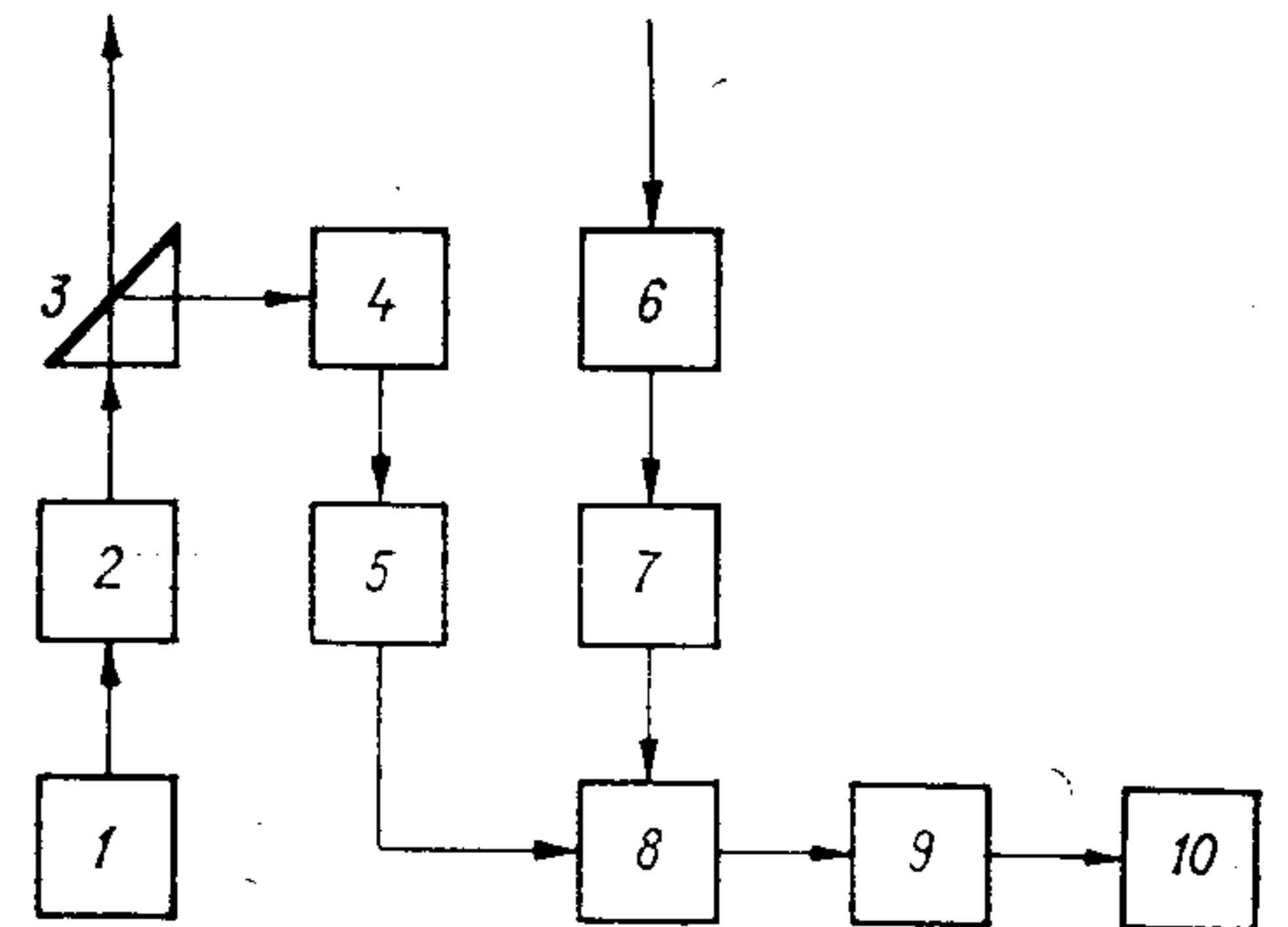


Рис. 16.1. Блок-схема оптического квантового локатора.

решаемой задачей. Во многих ОКГ диаграмма направленности передающего луча формируется оптическим резонатором ОКГ и имеет ширину до десятка угловых минут. Для дальнейшего сужения луча применяют оптическую систему.

Приемная оптическая система предназначена для формирования приемной диаграммы направленности, обеспечения максимального приема световой энергии и пропускания сигналов только определенных частот. В некоторых ОКЛ приемная оптическая система служит также для выделения сигналов определенной поляризации. Диаметр современных оптических антенн метеорологических ОКЛ составляет 0,3—0,5 м. Прием сигналов в определенном диапазоне спектра осуществляется использованием узкополосных интерференционных фильтров или спектральных приборов. В качестве оптических приемников чаще всего применяют фотоэлектронные умножители (ФЭУ) с максимумом чувствительности в требуемой части спектра. Индикаторные и регистрирующие системы метеорологических ОКЛ включают радиоэлектронные блоки регистрации и обработки информации. В простейших ОКЛ применяются осциллографы с регистрацией сигналов на фотопленку, в более сложных — счетчики фотоэлектронных, интеграторы, ЭВМ и т. п.

16.2. Взаимодействие лазерного излучения с атмосферой

В процессе распространения лазерного излучения оно взаимодействует с атмосферой, претерпевая поглощение и рассеяние на аэрозольных частицах и молекулах газов. Различают следующие виды рассеяния: молекулярное, аэрозольное, резонансное, спонтанное, комбинационное. Для оптического диапазона волн существенное значение имеет резонансное поглощение.

Молекулярное рассеяние представляет собой рассеяние на молекулах газов, составляющих атмосферу. Так как размеры молекул газов много меньше длины волны оптического лазерного излучения, то имеет место релеевское рассеяние. Молекулярное рассеяние зависит от плотности воздуха — числа молекул в единице объема. При рассеянии на молекулах воздуха интенсивность рассеяния в различных направлениях неодинакова и определяется индикатрисой рассеяния. Удельная эффективная площадь молекулярного рассеяния и индикатриса рассеяния выражаются соотношениями

$$\eta_m = \frac{32\pi^3 (n-1)^2}{3\lambda^4 N} s,$$

$$x_m(\varphi) = \frac{3}{16\pi} (1 + \cos^2 \varphi),$$

где N — число молекул в 1 см^3 ; s — коэффициент, учитывающий деполяризацию рассеянного излучения (примерно равный единице); λ — длина волны, см; φ — угол рассеяния; n — показатель преломления воздушной среды, определяемый выражением

$$n = 1 + a \frac{N}{N_0}$$

(здесь a — коэффициент, зависящий от длины волны; $N_0 = 2,55 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — число молекул в 1 см^3 приземного воздуха стандартной атмосферы).

Для рассеяния назад ($\varphi = \pi$) эффективная площадь молекулярного рассеяния 1 см^3 воздуха называется удельной эффективной площадью обратного молекулярного рассеяния и определяется соотношением

$$\eta_{\pi m} = \frac{4\pi a^2}{\lambda^4 N_0^2} N = \sigma_{\pi m}^0 N,$$

где $\sigma_{\pi m}^0$ — эффективная площадь обратного молекулярного рассеяния одной молекулы, см^2 . Аналогичным образом может быть представлена полная эффективная площадь обратного молекулярного рассеяния.

Удельная эффективная площадь рассеяния и индикатриса рассеяния для случая рассеяния излучения на аэрозолях атмосферы определяются соотношениями

$$\eta_a = N \int_0^\infty \sigma_i(\lambda, d) N(d) dd,$$

$$x_a = \frac{1}{Q} \int_0^\infty x_i(\varphi, d) N(d) dd,$$

где N — число аэрозольных частиц в 1 см^3 объема; $\sigma_i(\lambda, d)$ — ЭПР частицы размера d на длине волны λ ; $N(d)$ — закон распределения частиц по размерам; Q — параметр, нормирующий индикатрису рассеяния к единице; $x_i(\varphi, d)$ — индикатриса рассеяния частицы d при длине волны λ .

Значения η_m и η_a для различных длин волн обычно рассчитывают в функции метеорологической дальности видимости S_m (табл. 16.1).

Таблица 16.1

Удельные эффективные площади молекулярного и аэрозольного рассеяний в приземном слое стандартной атмосферы при различных значениях S_m и λ

λ мкм	$\eta_m \text{ см}^{-1}$	$\eta_a \text{ см}^{-1}$		
		$S_m = 1 \text{ км}$	$S_m = 5 \text{ км}$	$S_m = 10 \text{ км}$
0,6328	$6,84 \cdot 10^{-6}$	$3,60 \cdot 10^{-5}$	$6,80 \cdot 10^{-6}$	$3,27 \cdot 10^{-6}$
0,6943	$4,69 \cdot 10^{-6}$	$3,41 \cdot 10^{-5}$	$6,19 \cdot 10^{-6}$	$2,91 \cdot 10^{-6}$
2,36	$3,44 \cdot 10^{-10}$	$1,67 \cdot 10^{-5}$	$1,82 \cdot 10^{-6}$	$6,20 \cdot 10^{-7}$
10,6	$8,47 \cdot 10^{-13}$	$6,90 \cdot 10^{-6}$	$4,04 \cdot 10^{-7}$	$9,00 \cdot 10^{-8}$

Молекулярное рассеяние используется при измерении плотности атмосферы, а аэрозольное — при исследовании облаков и туманов.

Резонансное рассеяние имеет место в том случае, когда частота излучения, падающего на атомную или молекулярную систему, равна или близка к одной из частот их собственных электронных переходов. Эффективная площадь резонансного рассеяния одной молекулы с достаточной точностью определяется соотношением

$$\eta_p = \frac{e^2 f}{4\Delta\nu \epsilon m c},$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная; e и m — заряд и масса электрона; f — сила осциллятора; $\Delta\nu$ — спектральная ширина

резонансной линии при условии $\Delta\nu < \Delta\nu_{\text{ОКГ}}$ (при $\Delta\nu < \Delta\nu_{\text{ОКГ}}$ и $\Delta\nu$ необходимо заменить на $\Delta\nu_{\text{ОКГ}}$); c — скорость света.

Спектральная ширина резонансной линии для верхней стратосферы и мезосферы определяется доплеровским эффектом, обусловленным движением молекул среды. При этом удельная ЭПР резонансного рассеяния записывается в виде

$$\eta_{\text{д}}^{\circ} = 7,5 \cdot 10^{-3} \frac{f\lambda_0 M^{1/2}}{\sqrt{2RT}},$$

где λ_0 — длина волны, соответствующая центру линии, см; M — относительная молекулярная масса; R — газовая постоянная; T — температура атмосферы, К.

Изучая эффекты, связанные с резонансным рассеянием, можно определить концентрацию и температуру резонансно рассеивающих компонент атмосферы.

Спонтанное комбинационное рассеяние проявляется в том, что в спектре рассеянного света, кроме линий, характеризующих падающий свет, наблюдаются добавочные линии, сопровождающие каждую из линий падающего излучения. Эти добавочные спектральные линии, появляющиеся в результате рассеяния, для каждого рассеивающего вещества имеют свои характерные отличия, обусловленные собственными частотами колебаний молекул. Наблюдаются две системы линий, появляющиеся по обе стороны возбуждающей линии (стоксовы и антистоксовы компоненты). Спонтанное комбинационное рассеяние часто называют рамановским рассеянием. ЭПР одной молекулы при спонтанно-комбинационном рассеянии определяется выражением

$$\sigma_{\text{ск}}^{\circ} = \frac{27\pi^5}{3c^4} (\nu \pm \nu_{kn})^4 L_{kn},$$

где ν — частота падающего света, ν_{kn} — частота возможных колебательных переходов молекулы, L_{kn} — тензор рассеяния, k и n — колебательные квантовые числа начального и конечного состояний.

Эффективная площадь спонтанно-комбинационного рассеяния, так же как и эффективная площадь молекулярного рассеяния, пропорциональна четвертой степени частоты падающего излучения. Это означает, что для получения больших значений ЭПР необходимо работать с лазерами, излучающими в ультрафиолетовой области спектра. Анализ показывает, что значения эффективной площади комбинационного рассеяния на 2—3 порядка меньше значений эффективной площади молекулярного рассеяния. Использование спонтанно-комбинационного рассеяния позволяет определить абсолютные концентрации атмосферных компонент.

Резонансное поглощение имеет место в том случае, когда частота излучения, падающего на атомную или молекулярную

систему, как и в случае резонансного рассеяния, равна или близка к одной из частот их собственных электронных переходов. В отличие от резонансного рассеяния, при котором падающая на частицу энергия рассеивается практически в том же диапазоне частот, при резонансном поглощении поглощенная молекулами среды энергия переходит в тепловую энергию молекул, которая затем излучается в широком диапазоне частот в виде теплового излучения.

ЭПР резонансного поглощения определяется соотношением

$$\sigma_{\text{пр}}^{\circ} = h\nu_{n0} A_{n0} \frac{\lambda}{4\pi^2 hc \Delta\nu} \frac{J}{2J-1} X_{J-1},$$

где h — постоянная Планка, n и J — колебательные и вращательные квантовые числа, A_{n0} — вероятность спонтанного перехода между колебательными уровнями n и 0, λ — длина волны падающего излучения, c — скорость света, $\Delta\nu$ — ширина линии одиночного колебательного вращательного перехода, X_J — множитель Больцмана, определяющий число молекул, находящихся на различных вращательных уровнях. Эффект резонансного поглощения может быть использован для определения загрязняющих примесей в приземном слое воздуха.

16.3. Уравнение дальности оптической локации атмосферы

Уравнение дальности оптической локации атмосферы выводятся аналогично уравнению дальности радиолокационного наблюдения метеорологических целей. Основное различие этих уравнений заключается в том, что уравнение оптической локации записывается для двухпозиционного случая, так как современные ОКЛ не имеют совмещенных оптических систем. С учетом этого основное уравнение дальности оптической локации атмосферы может быть записано в виде

$$P_{\text{пр}} = \frac{\Pi}{R^2} \sigma K K_3,$$

где Π — потенциал оптического локатора, R — расстояние до отражающего объема, σ — ЭПР отражающего объема, K_3 — коэффициент заполнения, K — коэффициент ослабления.

Потенциал оптического локатора определяется соотношением

$$\Pi = \frac{1}{16} P_{\text{и}} A K_3,$$

где $P_{\text{и}}$ — импульсная излучаемая мощность, A — входная апертура оптической системы, K_3 — коэффициент пропускания приемной оптической системы.

В оптическом диапазоне метеорологические цели обладают значительной неоднородностью рассеивающих свойств. В силу

этого оптические свойства метеоцели оказываются неодинаковыми даже в пределах пространства, ограниченного одновременно отражающим объемом, что приводит к флюктуации ЭПР. В связи с этим ЭПР в оптическом диапазоне волн определяется выражением

$$\sigma = \int_0^{c\tau/2} h(l) e^{-2 \int_R^{R+l} \gamma(R) dR} dl, \quad (16.1)$$

где $c\tau/2$ — протяженность одновременно отражающего объема, $h(l)$ — закон изменения ЭПР внутри импульса вследствие флюктуаций индикатрисы рассеяния и числа рассеивающих частиц, $\gamma(R)$ — закон изменения коэффициента ослабления.

Первый множитель в подинтегральном выражении (16.1) определяет пространственную изменчивость отражающих свойств метеоцели, а второй — пространственную изменчивость ее ослабляющих свойств. Для случая оптической локации с разнесенными передающей и приемной системами коэффициент заполнения, учитывающий несовместимость оптических осей приемника и передатчика, определяется соотношением

$$K_3 = e^{-\frac{3L^2}{(R\theta_\Sigma + \frac{d}{r})^2}}$$

где L — расстояние между параллельными осями лучей, θ_Σ — сумма углов расходимости передающего и приемного лучей, d — начальный диаметр передающего и приемного лучей. На расстояниях $R > L/\theta$ $K_3 = 1$.

Коэффициент ослабления определяется зависимостью

$$K = e^{-2 \int_0^{R_0} \gamma(R) dR}$$

где $\gamma(R)$ — удельный коэффициент ослабления, Нп/км. Если $K_3 = 1$, $h(l) = h_0 = \text{const}$ в интервале от 0 до $c\tau/2$, а $\gamma(R) = \gamma = \text{const}$ при $R \leq r \leq R + c\tau/2$, то ток фотоприемника можно записать в виде

$$i = \frac{P_n A K_a M q_\lambda \eta_0}{16R^2} (1 - e^{-\gamma c\tau}) e^{-2 \int_0^{R_0} \gamma(R) dR}, \quad (16.2)$$

где P_n — излучаемая мощность, A — входная апертура оптической системы, M — коэффициент усиления приемника, q_λ — спектральная чувствительность фотоприемника, η_0 — ЭПР. Выражение (16.2) является уравнением оптической локации атмосферы. В общем случае в уравнении (16.2) следует еще учесть ток, обусловленный фоновой засветкой помехи.

16.4. Измерение плотности атмосферы

Измерение плотности атмосферы основано на использовании эффекта молекулярного рассеяния. Оно связано с проблемой разделения аэрозольного и молекулярного рассеяний. В настоящее время эти рассеяния разделяют методом двухчастотного зондирования.

При двухчастотном зондировании частоты лазерных излучений выбирают так, чтобы аэрозольное рассеяние в слое не зависело от частоты. Пусть, например, с помощью двухчастотного ОКЛ получены вертикальные профили суммарной ЭПР

$$\begin{aligned} \sigma_1(H) &= \sigma_{m1}(H) + \sigma_{a1}(H), \\ \sigma_2(H) &= \sigma_{m2}(H) + \sigma_{a2}(H), \end{aligned} \quad (16.3)$$

где индексы «1» и «2» означают номера соответствующих частот. Так как ЭПР обратно пропорциональна четвертой степени диаметра рассеивающих частиц, то для молекулярного рассеяния можно записать

$$\frac{\sigma_{m1}}{\sigma_{m2}} = \frac{\lambda_2^4}{\lambda_1^4}. \quad (16.4)$$

Решение системы уравнений (16.3) с учетом соотношения (16.4) дает

$$\sigma_{a1}(H) = \frac{M}{\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^4 - M} \left[\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^4 \sigma_2(H) - \sigma_1(H) \right], \quad (16.5)$$

$$\sigma_{a2}(H) = \frac{\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^4 \sigma_2(H) - \sigma_1(H)}{\left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^4 - M}, \quad (16.6)$$

где M — коэффициент, характеризующий частотную зависимость аэрозольного рассеяния, который может быть предварительно рассчитан для всей трассы.

Обработка данных наблюдения сводится к следующему. В результате двухчастотного зондирования получают вертикальные профили суммарного молекулярного и аэрозольного рассеяний. По известным профилям $\sigma_{a1}(H)$ и $\sigma_{a2}(H)$ в соответствии с соотношениями (16.5) и (16.6) получают вертикальный профиль аэрозольного рассеяния, который вычитают из полученных суммарных профилей. В результате этого получают профили молекулярного рассеяния, по которым вычисляют профиль плотности. Молекулярное и аэрозольное рассеяния могут быть также разделены при использовании трехволнового зондирования, и в этом случае уже не требуется предположения о неизменности ЭПР аэрозольного рассеяния в пределах

выбранного высотного интервала. В этом случае необходимо, чтобы ЭПР аэрозольного рассеяния была неизменна в спектральном диапазоне всех длин волн зондирования.

Анализ вертикальных профилей ЭПР, полученных в результате лазерного зондирования атмосферы на $\lambda=0,5300$ мкм и

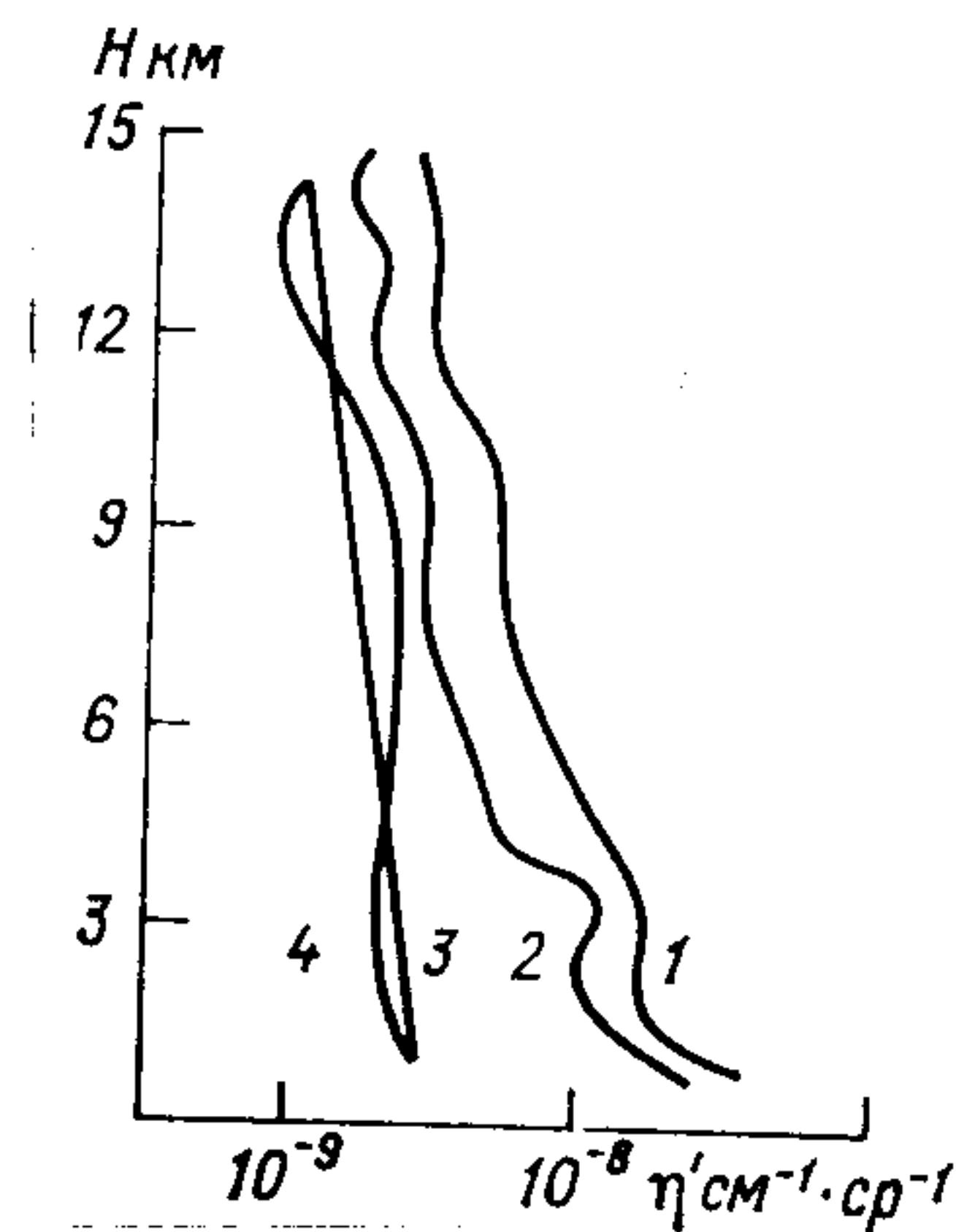


Рис. 16.2. Вертикальный профиль ЭПР при лазерном зондировании.

1 — на волне 0,5300 мкм; 2 — на волне 0,6943 мкм; 3 — вычисление для стандартной атмосферы при длине волны 0,6943 мкм; 4 — вычисление по данным зондирования на волнах 0,5300 и 0,6943 мкм.

$\lambda=0,6943$ мкм, а также сравнение измеренной плотности атмосферы с вертикальным профилем плотности для стандартной атмосферы и с результатами радиозондирования (рис. 16.2) показывает, что погрешности оптико-локационных измерений достигают в ряде случаев 30—40%. Можно надеяться, что совершенствование техники и методики измерений позволит в будущем существенно снизить указанные погрешности.

16.5. Измерение влажности нижней тропосферы

В настоящее время известны три метода определения влажности атмосферы с использованием ОКЛ: по сигналу обратного аэрозольного рассеяния; по резонансному поглощению молекулами воды; по спонтанному комбинационному рассеянию. Метод измерения профиля влажности атмосферы по ЭПР аэрозольного рассеяния основан на использовании сильного возрастания общей ЭПР при повышении влажности за счет конденсации водяного пара на атмосферных ядрах конденсации и различных аэрозолях. Измерение влажности атмосферы этим методом производится одноволновым зондированием. При обработке результатов зондирования используется связь между влажностью атмосферы и метеорологической дальностью видимости.

В настоящее время подтверждено лишь наличие корреляционной связи между оптико-локационными измерениями ЭПР общего рассеяния и результатами радиозондовых и самолетных

измерений влажности атмосферы. Это обусловлено множеством факторов, не поддающихся учету и влияющих на процесс конденсации водяного пара и формирование спектра капель. Дальнейшее развитие метода требует детальных исследований всей совокупности ветровых, температурных и конденсационных процессов, влияющих на величину отраженного сигнала, принимаемого приемным устройством ОКЛ.

Метод резонансного поглощения основан на использовании различия в интенсивностях отраженных сигналов, частоты которых лежат в пределах линии поглощения паров воды и вне этой линии. Практически для этого обычно используется

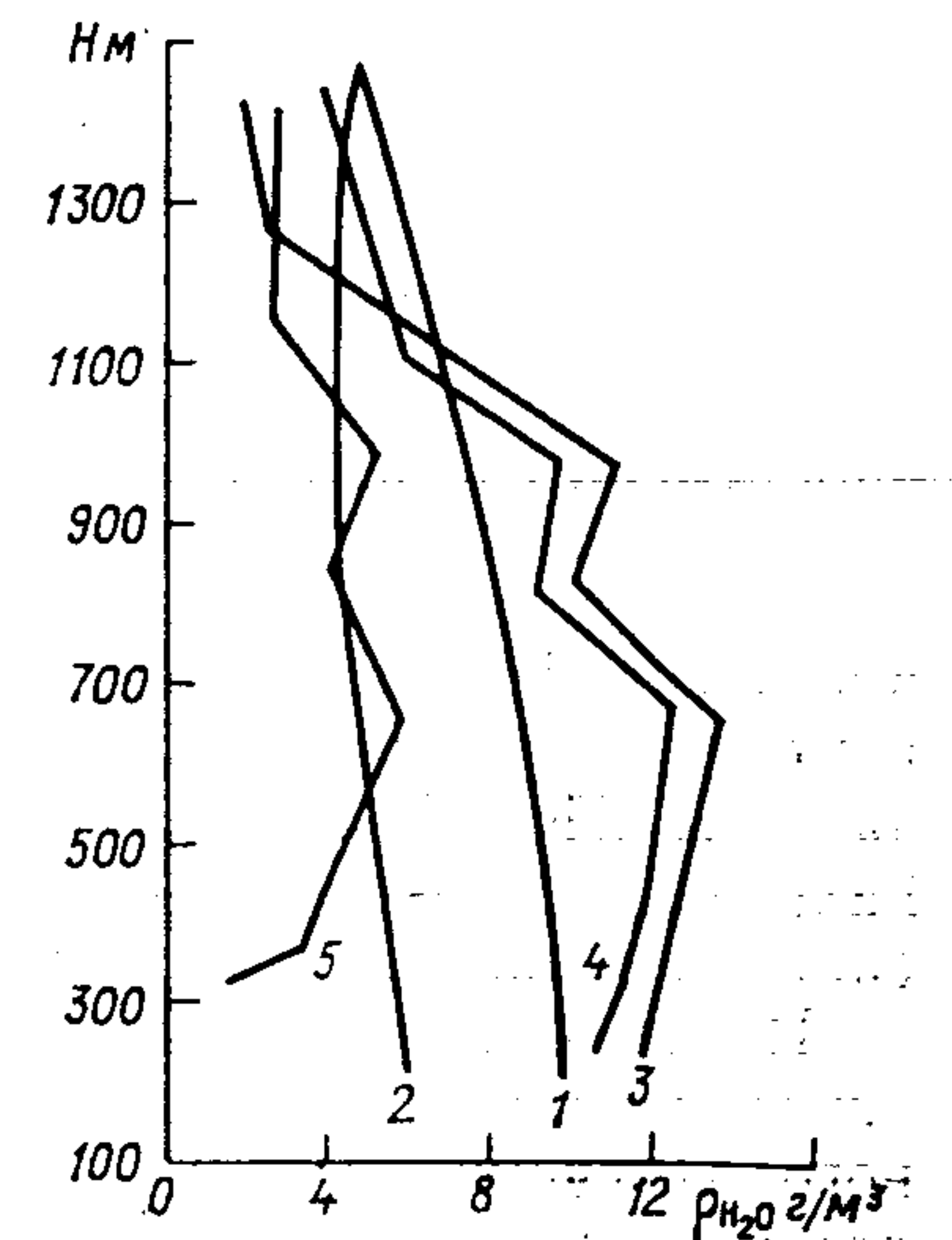


Рис. 16.3. Вертикальный профиль влажности атмосферы по результатам лазерного зондирования.

1, 2 — данные радиозондирования, соответствующие началу и концу измерений; 3, 4 — лазерные измерения; 5 — профиль общего обратного рассеяния на длине волны 0,3472 мкм. (Пространственное осреднение — в пределах 150 м, временное — не менее 100 импульсов.)

рубиновый ОКГ, термически перестраиваемый относительно центра.

Одним из существенных недостатков данного метода являются трудности в интерпретации результатов измерений, обусловленные изменением формы контура линии водяного пара в зависимости от давления воздуха, что в свою очередь обусловлено изменением полуширины контура линии от $0,3 \text{ см}^{-1}$ у поверхности Земли до $0,08 \text{ см}^{-1}$ на высоте 9 км. Метод требует жесткой стабильности частоты излучения от импульса к импульсу и должен сопровождаться параллельными измерениями влажности в приземном слое атмосферы.

Метод спонтанного комбинационного рассеяния лишен указанных недостатков метода резонансного поглощения. При его реализации сигнал обратного рассеяния паров воды сравнивается с сигналом обратного рассеяния молекулярного азота. Это позволяет исключить при обработке результатов зондирования аппаратные коэффициенты, а при одновременном

приеме на двух длинах волн — нестабильность энергии излучения ОКГ. В настоящее время методом спонтанного комбинационного рассеяния измерен вертикальный профиль влажности до высоты в несколько километров (рис. 16.3). Полученные результаты подтверждают принципиальную возможность оптико-локационного измерения профиля влажности атмосферы. Области максимального значения влажности соответствуют слоям, где существует максимум аэрозольного рассеяния.

16.6. Измерение ветра в нижней тропосфере

Измерение ветра в нижней тропосфере с помощью ОКЛ может выполняться тремя методами: доплеровским, растровым и базовым. Метод доплеровского ОКЛ основан на использовании изменения частоты сигналов ОКГ при их отражении от движущегося участка атмосферы. Доплеровский ОКГ работает в импульсном режиме. С помощью доплеровского ОКЛ определена составляющая скорости ветра с разрешением 0,2 м/с. Имеется возможность измерять скорости не только воздушных масс, но и вертикальных вихревых потоков, а также коэффициенты диффузии аэрозолей в воздухе. Для таких «тонких» измерений принимаются специальные меры по стабилизации частоты ОКГ. Измерения вертикального ветра и вертикальных вихревых потоков производятся при направлении оптической системы в зенит.

Измерение ветра методом растрового ОКЛ основано на использовании пространственной фильтрации — обратного рассеянного излучения с помощью растровой решетки с косинусоидально изменяющимся пропусканием. В приемном тракте растрового ОКЛ изображение стробируемого по дальности импульсного объема проектируется на решетку оптической антенны. В процессе наблюдения это изображение перемещается. Поэтому после прохождения через решетку сигнал оказывается промодулированным частотой

$$f = \frac{vF}{Rl},$$

где F — фокусное расстояние оптической системы, v — линейная скорость рассеивателя, R — расстояние до рассеивателя, l — период решетки. Так как все эти величины, кроме скорости рассеивающего объема, постоянны, то частота модуляции f оказывается прямо пропорциональной скорости v . Для фильтрации частоты f могут быть использованы специальные следящие фильтры.

С точки зрения теории оптимального приема задача измерения скорости атмосферного потока таким методом сводится к представлению рассеянных сигналов в виде пространствен-

ного рельефа с присущим ему пространственным спектром; оптическая антенна с растром по отношению к такому спектру является согласованным пространственным фильтром. Растровые ОКЛ конструктивно более просты, чем доплеровские. С их помощью измерялись скорости ветра в приземном слое атмосферы на расстоянии 10 м от ОКЛ. Полученные результаты удовлетворительно согласуются с одновременными измерениями ветра анемометрами. Так, значения скорости ветра 1,7 и 0,81 м/с, измеренным растровым ОКЛ, соответствовали скорости 1,5 и 0,9 м/с, измеренные анемометром.

Потенциальные возможности растровых ОКЛ существенно ниже, чем доплеровских, в силу малого значения коэффициента модуляции, определяющего величину электрического сигнала, содержащего информацию о ветре. Кроме того, установлено, что энергетический потенциал растровых ОКГ с реальными современными параметрами приемно-передающих систем ограничен расстояниями в несколько сотен метров от земной поверхности. Базовый метод оптико-локационного измерения ветра на трассе измерений основан на использовании свечения луча ОКГ в атмосфере. Известны результаты измерений таким методом на 15-километровой трассе с помощью гелиево-неонового ОКГ и их сравнение с данными анемометрических измерений, с которыми они удовлетворительно согласуются. Несмотря на относительную простоту такого ОКЛ, основной недостаток метода состоит в сложности применения на трассе с заранее размещенными отражателями.

Сравнение трех рассмотренных методов измерения ветра с помощью ОКЛ и анализ их практической реализации показывают, что в настоящее время трудно отдать предпочтение какому-либо из них, однако следует отметить, что лучшие к настоящему времени результаты получены с помощью доплеровских ОКЛ.

16.7. Измерение температуры

Оптико-локационное измерение температуры атмосферы выполняют методом спонтанно-комбинационного аэрозольного и молекулярного рассеяния на молекулярном азоте или кислороде; методом сравнения интенсивностей двух линий вращательного спонтанно-комбинационного рассеяния; методом поглощения излучения на длинах волн, соответствующих линиям с разными вращательными квантовыми числами; методом анализа спектрального контура, обусловленного молекулярным рассеянием. Метод спонтанно-комбинационного рассеяния на молекулярном азоте или кислороде состоит в том, что при измерении независимым способом прозрачности атмосферы с помощью ОКЛ получают вертикальный профиль молекулярного азота

или кислорода. В предположении, что в нижней атмосфере относительное содержание азота и кислорода неизменно, расчетным путем получают профиль температуры атмосферы. Указанным способом может быть измерена не только температура атмосферы, но и ее плотность. В настоящее время таким методом получен температурный профиль до высот 40 км.

Измерение температуры атмосферы путем использования аэрозольного и молекулярного рассеяния основано на совместном решении двух уравнений оптической локации — для аэрозольного и молекулярного рассеяния и спонтанно-комбинационного рассеяния. Решение такой системы уравнений возможно только при известной связи между ЭПР для различных рассеяний. В настоящее время таким методом произведено измерение температуры до высоты 20 км. Метод измерения температуры атмосферы путем сравнения двух линий вращательного спонтанно-комбинационного рассеяния реализован на волне 0,5320 мкм. Для селекции основного излучения применен фильтр с йодом, а для разделения сигналов на двух длинах волн вращательного спонтанно-комбинационного рассеяния использовались интерференционные фильтры. Одним из существенных недостатков этого метода является сложность спектрального разделения сигналов. Существенное упрощение метода дает возможность использовать сигналы спонтанно-комбинационного рассеяния на стоксовой и антистоксовой частотах молекулярного азота и кислорода.

Метод измерения температуры атмосферы, основанный на использовании поглощения оптического излучения на длинах волн, соответствующих линиям с разными вращательными квантовыми числами, в настоящее время разработан лишь теоретически. Он основан на использовании уравнения Больцмана, связывающего заселенность вращательного уровня с температурой. В результате этой связи поглощение в линиях с разными вращательными квантовыми числами будет зависеть от температуры. Результаты теоретических расчетов этого метода показывают, что с его помощью можно производить измерения на значительных дальностях, однако удовлетворительная точность измерений может быть достигнута только в радиусе нескольких сотен метров.

Метод измерения температуры, основанный на анализе спектрального контура, обусловленного молекулярным рассеянием, в настоящее время реализован и с его помощью выполнены измерения температуры атмосферы до высоты около 6 км с точностью в несколько градусов. Недостатком метода является сложность аппаратного комплекса, а преимуществом — возможность измерять кроме температуры и другие метеорологические элементы атмосферы.

16.8. Определение температуры и скорости и направления ветра в верхней атмосфере по резонансному рассеянию на натрии

Определение температуры и скорости и направления ветра в верхней атмосфере может быть основано на использовании эффекта резонансного рассеяния и резонансного поглощения излучения ОКГ молекулами натрия, постоянно находящегося на высоте 80—100 км, или искусственного натриевого облака, заброшенного в верхнюю атмосферу ракетой. Установлено, что на высотах 80—100 км естественная концентрация молекул натрия составляет 10^3 — 10^4 см⁻³, что обеспечивает относительно высокое значение ЭПР резонансного рассеяния на частотах возбуждения натрия с основного уровня (0,5890 и 0,5896 мкм), которое существенно превышает ЭПР молекулярного и аэрозольного рассеяний. В основе измерения направления ветра

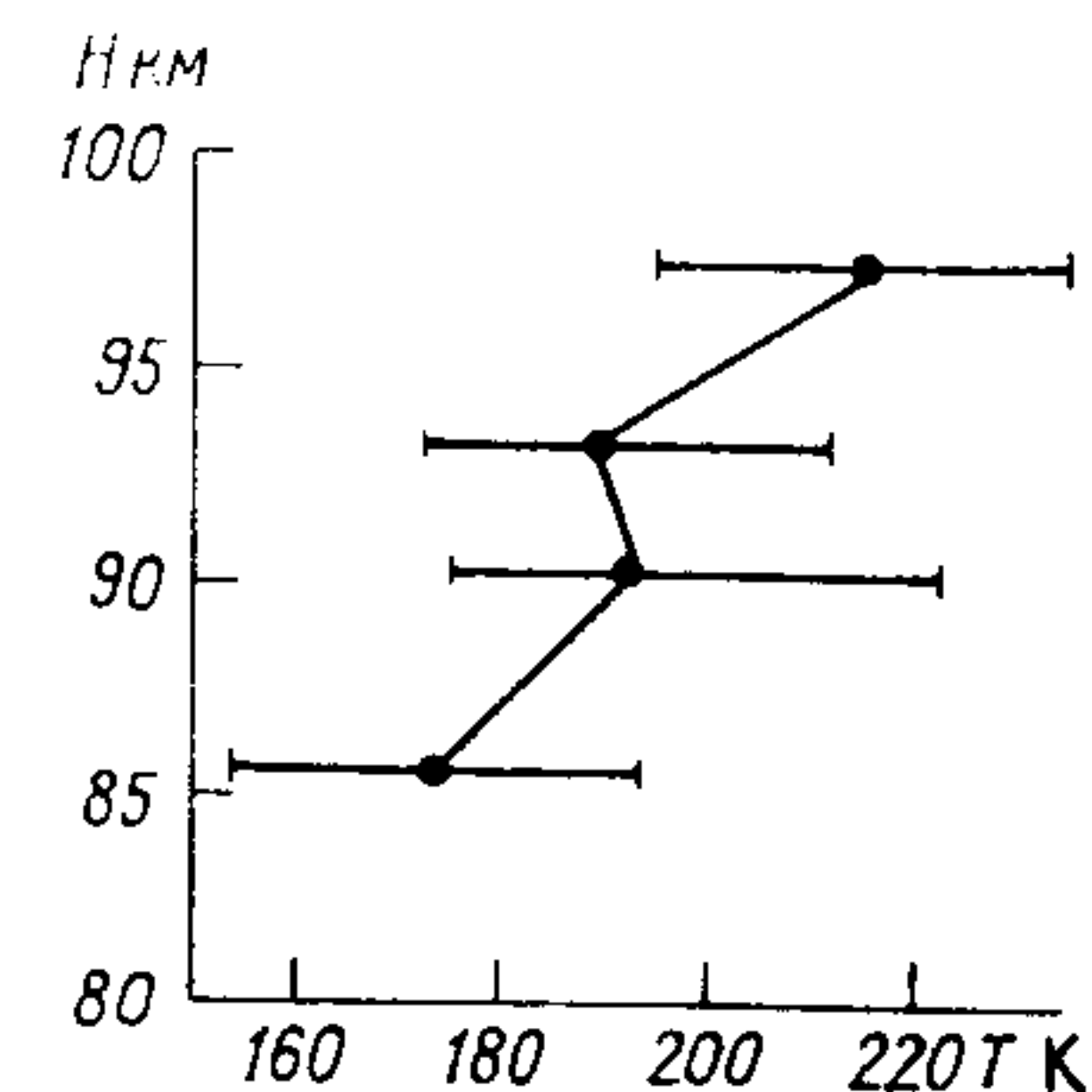


Рис. 16.4. Вертикальный профиль температуры верхней атмосферы по результатам лазерного зондирования атмосферы.

лежит зондирование атмосферы в трех точках пространства и определение концентрации между вертикальными профилями натрия по мере его горизонтального перемещения.

Измерение температуры в слое 80—100 км по рассеянию молекулами натрия основано на использовании доплеровского расширения контура сигнала резонансного рассеяния. Идея этого метода заимствована из метода измерения температуры в верхней атмосфере с помощью искусственных натриевых облаков, забрасываемых в атмосферу ракетами.

В основе метода измерения температуры по доплеровскому расширению контура сигнала резонансного рассеяния лежит соотношение, связывающее ширину полосы резонансного рассеяния $\Delta\nu_d$ с параметрами натриевого облака,

$$\Delta\nu_d = \frac{\nu_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{M}}, \quad (16.7)$$

где ν_0 — частота центра линии излучения; c — скорость света; R — универсальная газовая постоянная; T — температура, К; M — относительная молекулярная масса. Из выражения (16.7) следует, что измерение температуры сводится к измерению доплеровского уширения $\Delta\nu_d$ (или $\Delta\lambda_d$).

На рис. 16.4 показаны результаты оптико-локационного измерения температуры верхней атмосферы с использованием ОКГ, работающего в спектральном интервале $1,5 \cdot 10^{-2}$ нм, с энергией $1,25 \cdot 10^{-1}$ Дж, частотой посылок $(1,7 \dots 5) \cdot 10^{-2}$ Гц, длительностью импульса 1 мкс. Вертикальные отрезки представляют собой доверительные интервалы в виде средней квадратической ошибки. Анализ приведенных результатов показывает, что измерения выполняются со значительными погрешностями. Однако можно ожидать, что усовершенствование методики и техники измерений приведет к сокращению погрешностей измерений.

В настоящее время проведено зондирование, кроме натрия, атмосферного калия с максимумом концентрации на высотах 82—94 км и проводятся подготовительные работы по зондированию других малых атмосферных компонент.

Часть III

Техника безопасности

Глава 17

ТЕХНИКА БЕЗОПАСНОСТИ ПРИ РАБОТЕ С ЭЛЕКТРОУСТАНОВКАМИ

17.1. Факторы, определяющие опасность поражения электрическим током

В состав технических средств аэрологических и радиометеорологических измерений входит большое число различных по принципу действия электроустановок. Проектирование и изготовление электроустановок ведется в соответствии с утвержденными правилами и нормами. Это обеспечивает необходимую электробезопасность и исключает возникновение опасных ситуаций при условии соблюдения основных правил техники безопасности. Персонал, обслуживающий электроустановки, должен быть обучен безопасным методам работы с ними и пройти проверку знаний правил техники безопасности и умения оказать первую доврачебную помощь людям, пострадавшим от действия электрического тока.

Опасность поражения человека электрическим током среди прочих опасностей отличается тем, что человек не в состоянии дистанционно, без специальных измерительных приборов обнаружить опасные напряжения. Иногда они обнаруживаются слишком поздно, когда человек уже поражен. Именно поэтому особое внимание при работе с электроустановками необходимо уделять обеспечению условий безопасной работы. Персонал, работающий с электроустановками, должен иметь представление о механизме воздействия электрического тока на организм человека с тем, чтобы уметь в зависимости от конкретной обстановки принять срочные меры по оказанию помощи пострадавшим. В настоящее время механизм действия электрического тока на организм человека известен, что позволило определить предельно допустимые значения параметров токов и напряжений для него.

Продолжительность воздействия тока. При поражении организма человека электрическим током опасность тем меньше,