

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ГЛАВНАЯ ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ им. А. И. ВОЕЙКОВА

ТРУДЫ

06
Т 78

ВЫПУСК 358

АТМОСФЕРНОЕ
ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Под редакцией
д-ра геогр. наук
В. П. КОЛОКОЛОВА
Л. Г. МАХОТКИНА



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1975

Ленинградский
Гидрометеорологический институт
БИБЛИОТЕКА

283335

В сборнике представлены результаты работ, связанных с развитием и применением инструментальных методов наблюдений за близкими грозами с целью получения как режимной, так и оперативной информации. На основании исследования характеристик близких атмосфериков разрабатываются варианты методики наблюдений, приспособленные для практически удобного решения отдельных конкретных задач. В нескольких статьях рассмотрены вопросы электризации и атмосферного электричества. Сборник предназначен прежде всего для специалистов, встречающихся по роду работы с вопросами изучения местной грозовой деятельности.

The results of work associated with the development and application of instrumental methods of observation on close thunderstorm for the purpose of obtaining both regime and operative information, are presented. On the basis of investigating the characteristics of close atmospheric the variants of observation techniques suitable for solving certain problems are being developed. Some papers are devoted to problems dealing with electrification and atmospheric electricity. This book will be useful to specialists studying local thunderstorm activity.

ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ЗАВИСИМОСТИ КОЛИЧЕСТВА ГРОВОВЫХ РАЗРЯДОВ ОТ ЧИСЛА ДНЕЙ С ГРОЗОЙ

В настоящее время в литературе все чаще встречается утверждение, что между количеством грозовых разрядов и числом дней с грозой существует сложная зависимость, которая аппроксимирована чаще всего степенной функцией [2, 3, 6, 7]. Однако какой-либо физической интерпретации этой зависимости, как правило, не дается.

В данной работе делается попытка объяснить сложный характер зависимости между количеством грозовых разрядов, с одной стороны, и числом дней с грозой — с другой.

Физическое обоснование этой зависимости, как нам представляется, следует искать в раскрытии характера связей между грозообразующими процессами в атмосфере и электрическими проявлениями (грозовыми разрядами), являющимися следствием неустойчивости стратификации атмосферы. При решении этой задачи в первую очередь встает вопрос: каково же реальное содержание и смысл наиболее простого и распространенного параметра грозовой деятельности — среднего числа дней с грозой T ? Возможность использования параметра T для оценки грозовой активности подтверждена практикой его применения в различных областях науки и техники. Однако вопрос о том, что же означает величина T обычно не ставился, хотя именно с решением этого вопроса связана уже давно установленная возможность практического использования T . Ясно, что T является характеристикой статистического типа. По своей структуре (число случаев возникновения гроз) T естественно рассматривать как параметр, пропорциональный эмпирической вероятности возникновения гроз P , так что можно записать $T \sim P$. При этом интенсивность гроз пока не учитывается. Активность гроз должна быть связана, очевидно, в первую очередь с потенциальными возможностями возникновения гроз W , определяемыми по аэрологическим данным. Необходимо обратить особое внимание на то, что параметр W не

определяет совершенно однозначно результирующий эффект. Как хорошо известно, на основании результатов исследований по проблеме активных воздействий атмосферные процессы нередко находятся на грани неустойчивости, чем принципиально и обеспечивается возможность искусственного управления погодой. Эта особенность является, в частности, наиболее характерной для грозовых процессов. Поэтому ни вероятность гроз P (связанная, конечно, с энергетическими запасами), ни потенциальные возможности возникновения гроз W , взятые в отдельности, не определяют полностью искомую величину — среднее количество грозовых разрядов N . Достаточно правдоподобным является предположение, что количество грозовых разрядов N пропорционально произведению параметров, характеризующих вероятность гроз P и потенциальные возможности возникновения гроз W

$$N \sim PW. \quad (1)$$

Чем больше потенциальные возможности W , тем интенсивнее могут быть грозы, но имеющиеся энергетические запасы не всегда реализуются (последнее характеризуется вероятностью гроз P). Проверим формулу (1), используя экспериментальные данные. Для этого сопоставим параметры N и W и определим связывающее их соотношение. Конкретные значения N находим непосредственно по записям счетчиков грозовых разрядов. Для характеристики W воспользуемся параметрами Уайтинга (K) и Фауста (ΔT), значения которых определялись по данным аэрологического зондирования атмосферы, проводившегося в Воейково в течение теплого периода (май — сентябрь) 1963 г. Как известно, параметры K и ΔT используются для прогноза гроз по аэрологическим данным [1]. (Заметим, что, не меняя привычных обозначений, приходится употреблять T в различном смысле: T — число дней с грозой, но ΔT — не приращение T , а параметр Фауста.) Анализ результатов наблюдений показал, что если в качестве W брать линейные функции K или ΔT , то N и W связаны зависимостью вида

$$N \sim (W)^\beta, \quad (2)$$

где показатель степени $\beta \approx 2,5 \div 3$, $W \sim K$ или ΔT . (Коэффициенты пропорциональности, не представляющие в данном случае интереса, как здесь, так и далее опущены.)

С другой стороны, можно попытаться установить соотношение, во-первых, между P и W , и, во-вторых, между N и P . По данным работы [5], было получено соотношение между параметром Уайтинга K и вероятностью возникновения гроз P , которое можно аппроксимировать выражением (полагая $K \sim W$)

$$P \sim (W)^\gamma \quad (3)$$

с показателем степени $\gamma \approx 2$. Нами оценивалась также вероятность возникновения гроз в зависимости от значения прогностического параметра Фауста ΔT . Оценкой оправдываемости (кото-

рая, очевидно, пропорциональна P) служило отношение фактического числа дней с грозой к числу дней, когда грозы предсказывались. Одновременно с этим для каждого выбранного интервала ΔT подсчитывалось количество разрядов, зарегистрированных счетчиком молний. В результате сопоставления соответствующих значений N и P (определяемых оправдываемостью) было получено соотношение

$$N \sim (P)^n, \quad (4)$$

причем показатель степени $n \approx 1,4$.

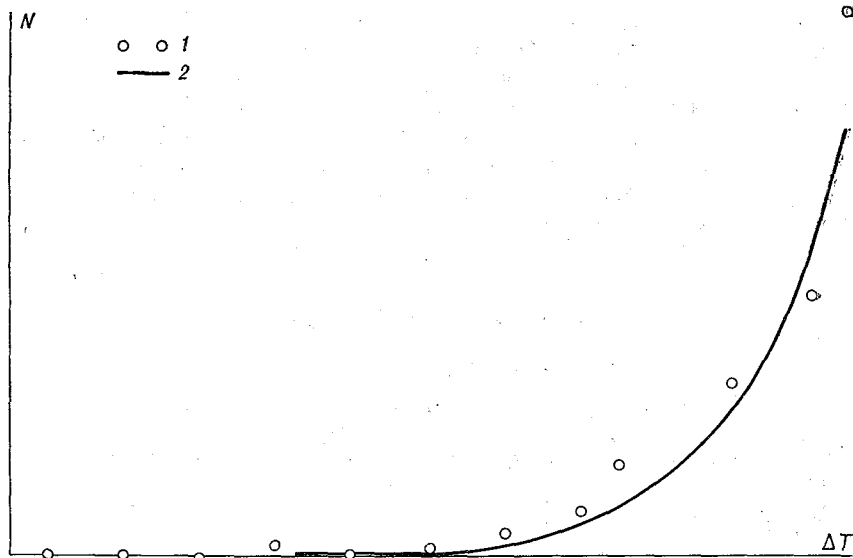


Рис. 1. Зависимость количества грозных разрядов N от параметра Фауста ΔT .

1 — по экспериментальным данным, 2 — по формуле $N = \Delta T \cdot P(\Delta T)$

В случае справедливости сделанного выше вывода, приводящего нас к формуле (1), показатели β , γ , n должны быть связаны между собой следующими соотношениями:

$$\beta = \gamma + 1, \quad n = \frac{\beta}{\gamma}, \quad (5)$$

так как вследствие (1) — (4)

$$N \sim P W \sim (W)^\beta \sim (W)^\gamma W \sim (W)^\gamma \frac{\beta}{\gamma}. \quad (6)$$

Численные значения показателей γ , β , n , полученные в результате обработки экспериментальных данных, вполне удовлетворительно согласуются между собой, подтверждая правильность

группы соотношений (1)–(6) и, следовательно, самого вывода, сделанного сначала на основании общих соображений. Действительно, $\beta = \gamma + 1 \approx 3$, тогда как отдельно было получено значение $\beta \approx 2,5 \div 3$. Подобно этому $n = \frac{\beta}{\gamma} \approx \frac{2,5}{2} : \frac{3}{2}$ (или $1,3 \div 1,5$) и находится в полном соответствии с полученным отдельно значением $n \approx 1,4$. Дополнительной иллюстрацией сходимости результатов расчета с экспериментальными данными может служить рис. 1, на котором представлена кривая $N \approx c(\Delta T)P$, построенная в соответствии с формулой (1) (полагая $W \sim \Delta T$, коэффициент c был определен дополнительно), и нанесены точки, соответствующие фактически зарегистрированному количеству разрядов, отмеченному счетчиком полупроводникового регистратора гроз (ПРГ) [4] с радиусом обнаружения 200 км при различных ΔT .

Наиболее важным результатом проведенного анализа является то, что на основании полученных соотношений и интерпретации величины T удалось не только вывести новым способом, но и раскрыть физический смысл формулы, выражающей зависимость между количеством грозовых разрядов N и числом дней с грозой T (так как $N \sim (P)^n$, но $P \sim T$, откуда $N \sim (T)^n$, причем $n \approx 1,5$).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зверев А. С. Синоптическая метеорология и основы предвычисления погоды. Л., Гидрометеиздат, 1968. 774 с.
2. Колоколов В. П., Симонова Р. И. Методика составления карт грозовых разрядов.—«Труды ГГО», 1965, вып. 177, с. 23–30.
3. Колоколов В. П. Грозовая деятельность по данным инструментальных наблюдений.—«Труды ГГО», 1968, вып. 225, с. 3–15.
4. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы.—«Труды ГГО», 1964, вып. 157, с. 54–58.
5. Пономаренко С. И., Комелькова Г. А., Мухин П. А. Результаты испытания различных способов прогноза гроз.—«Труды ЦИП», 1966, вып. 149, с. 3–38.
6. Филиппов А. Х. Грозы Восточной Сибири. Л., Гидрометеиздат, 1974. 75 с.
7. Popolansky F. Duration of Thunderstorms and the Number of Lightning Flashes Recorded by means of CIGRE Lightning Flash Counter according to observation in Czechoslovakia and in Finland. *Studia geophysika et geodetica*, Praha, 1972, N 1, p. 103–106.

О ЗАМЕНЕ ВИЗУАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ГРОЗАМИ ПРИБОРНЫМИ

В настоящее время в Гидрометслужбе происходит процесс автоматизации метеорологических наблюдений. В этой связи встает вопрос и об автоматизации атмосферно-электрических измерений. В частности, ставится задача замены визуальных наблюдений за грозами приборными. Целесообразность подобной замены очевидна: субъективные данные, получаемые сейчас наблюдателями метеостанций, уступят место объективной приборной информации.

Совершенно очевидно, что заменяя наблюдателя прибором, необходимо прежде всего выбрать такие характеристики прибора, которые бы обеспечивали получение данных, максимально приближающихся к получаемым наблюдателем.

В настоящей работе рассматривается вопрос о замене визуальных наблюдений за грозами приборными. В качестве прибора-отметчика грозы в радиусе действия метеостанции взят полупроводниковый регистратор гроз ПРГ-15 [2] с эффективным радиусом действия $R_0 = 8$ км. Нами проанализированы результаты одновременных наблюдений за грозами, проведенных на Полевой экспериментальной базе ГГО (Воейково) и отмеченных наблюдателем метеостанции и при помощи грозорегистратора ПРГ-15 за 1966—1972 гг., а также грозорегистратора ПРГ-100 ($R_0 = 100$ км) за 1969—1972 гг.

Основными критериями замены визуальных наблюдений за грозами приборными являются:

- 1) равенство среднего значения числа дней с грозой, зарегистрированных обоими методами;
- 2) равенство средней продолжительности отдельных гроз и суммарной продолжительности гроз;
- 3) совпадение периодов начала и окончания грозы.

На рис. 1 по оси ординат отложено значение продолжительности отдельных гроз, зарегистрированных метеостанцией, а по оси абсцисс — значения t , зарегистрированные грозорегистраторами ПРГ-15 (1) и ПРГ-100 (2). Как видно из рисунка, связь значений t , полученных по данным визуальных и приборных наблюде-

ний как для ПРГ-15, так и для ПРГ-100 описывается для $t > 1$ ч простым линейным уравнением типа

$$t_{\text{м.с}} = A + Bt_{\text{ПРГ}}, \quad (1)$$

где A и B — постоянные; $t_{\text{м.с}}$ и $t_{\text{ПРГ}}$ — средняя продолжительность отдельных гроз, зарегистрированная наблюдателем метеостанции и грозорегистратором соответственно.

Для грозорегистратора ПРГ-15 и ПРГ-100 получены значения $A=0,9$ и 1 и $B=0,28$ и $0,11$ соответственно.

Отношение суммарной продолжительности всех гроз, зарегистрированных грозорегистраторами $T_{\text{ПРГ}}$, к продолжительности гроз, отмеченных наблюдателем метеостанции $T_{\text{м.с}}$, получилось равным $1,6$ и $1,7$ для ПРГ-15 и ПРГ-100 соответственно.

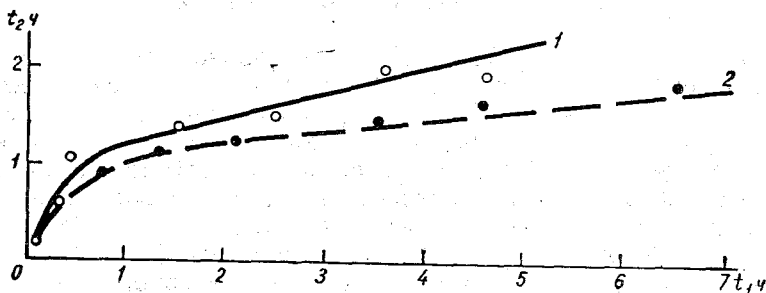


Рис. 1. Продолжительность отдельных гроз, отмеченных наблюдателем (t_2) и грозорегистраторами (t_1) ПРГ-15 (1) и ПРГ-100 (2).

Таким образом, при замене визуальных наблюдений за грозами приборными с указанным R_0 получаем увеличение общей продолжительности гроз в $1,6$ — $2,7$ раза в зависимости от типа прибора. Продолжительность же отдельных гроз по данным грозорегистраторов увеличивается в $1,5$ — 2 раза при применении ПРГ-15 и в 2 — 3 раза при применении ПРГ-100.

Для того чтобы количественно охарактеризовать число дней с грозой T , зарегистрированное наблюдателем и грозорегистраторами, анализировалось общее число случаев совпадений и несовпадений T при визуальных и приборных наблюдениях.

Получены следующие результаты.

При сравнении данных визуальных наблюдений с данными наблюдений по ПРГ-15 совпадает 71% случаев, зарегистрировано ПРГ-15, но не отмечено метеостанцией 19% случаев, зарегистрировано метеостанцией, но пропущено ПРГ-15 — 10% случаев.

При сравнении данных визуальных наблюдений с данными наблюдений по ПРГ-100 совпадает 50% случаев, зарегистрировано ПРГ-100, но пропущено метеостанцией 50% случаев. Отсутствуют случаи пропусков регистрации гроз ПРГ-100, если грозы отмечались метеостанцией. Полученные выше данные свидетельству-

ют о том, что применять грозорегистратор ПРГ-100 взамен визуальных наблюдений нельзя. Поэтому анализировались случаи сравнения данных метеостанции с данными грозорегистратора ПРГ-15.

Особый интерес представляет сравнение данных визуальных и приборных наблюдений по отметке начала и окончания грозы. Результаты такого сравнения представлены на рис. 2, по оси ординат которого отложено число случаев, а по оси абсцисс — время t .

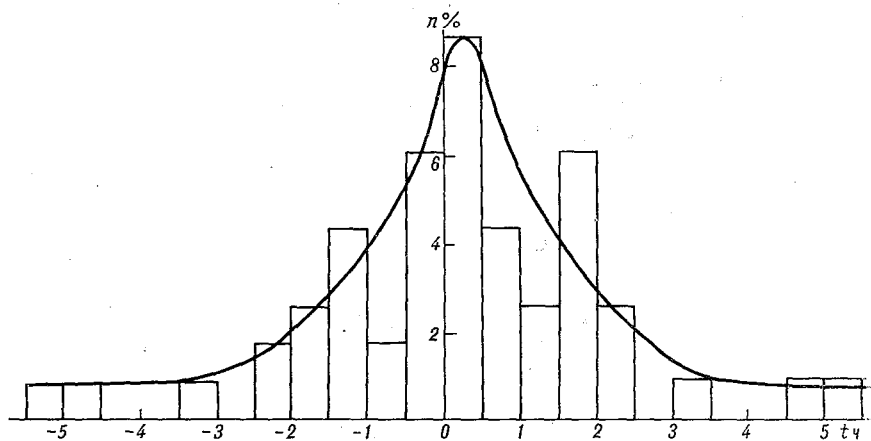


Рис. 2. Распределение времени опережения и запаздывания регистрации начала грозы по данным визуальных и приборных наблюдений.

При этом отрицательным значениям t соответствует опережение регистрации начала грозы метеостанциями по сравнению с регистрацией ПРГ-15, а положительным — наоборот.

Ход кривой рис. 2 показывает как значительное опережение так и отставание регистрации начала грозы при замене визуальных наблюдений приборными. Наиболее вероятным является опережение регистрации начала грозы прибором ПРГ-15 примерно на 15—20 мин. Следует, однако, заметить, что такой интервал времени сравним с точностью разрешения по времени при регистрации начала грозы прибором ПРГ.

Попытаемся объяснить полученные результаты, исходя из принципов работы грозорегистраторов и условий визуальных наблюдений за грозами. Известно [1, 3, 5], что характеристическая функция $P(R)$, дающая процент разрядов из точечного источника, находящегося на расстоянии R , принимаемых грозорегистратором, имеет вид, представленный на рис. 3 (кривая $\bar{t}$). При этом предполагается изменение напряженности поля E с расстоянием по закону $E \sim 1/R^n$, распределение E по логарифмически нормальному закону и равномерное распределение разрядов по площади. Как

следует из рис. 3 (кривая 1), примерно 30% разрядов при хорошей статистической обеспеченности принимается прибором за пределы R_0 , что и является причиной несоответствия визуальных и приборных данных.

С другой стороны, отмечаемый наблюдателем звук грома ослабляется с расстоянием R (для сферической волны) по закону

$$I = I_0 R^{-2} e^{-2\alpha R}, \quad (2)$$

где α — коэффициент затухания звука, I и I_0 — сила звука на расстоянии R и в источнике соответственно. Большое значение

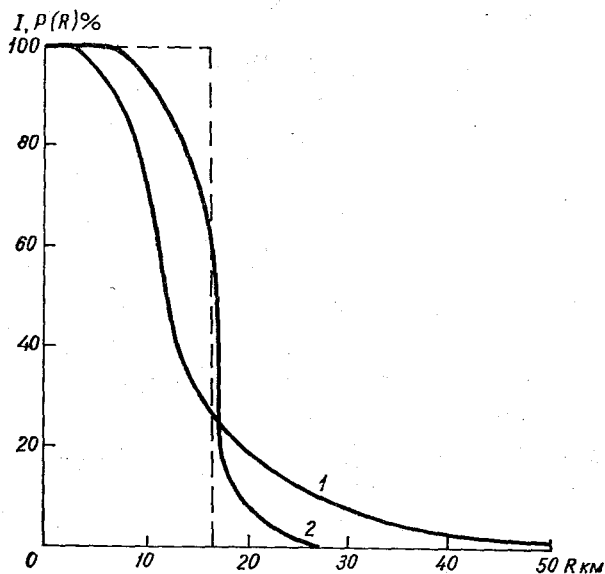


Рис. 3. Относительное изменение с расстоянием количества принимаемых разрядов $P(R)$ (1) и силы звука $I(R)$ (2).

$\alpha \approx 3,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$ определяет сильное ослабление звука с расстоянием.

Для построения графика, выражаемого уравнением (2), необходимо знать силу звука в источнике I_0 . Однако можно подойти к решению этой задачи с другой стороны. Зная экспериментальное значение максимального расстояния, на которое наблюдатель устанавливает по звуку грома, можно построить график изменения I с расстоянием (рис. 3, кривая 2). Как видно из рисунка, изменение I с расстоянием может быть удовлетворительно аппроксимировано прямоугольником.

Необходимо отметить, что при регистрации электромагнитного излучения на малых расстояниях диапазон применяемых прибором импульсов (а следовательно, и расстояний) в основном обу-

словлен разбросом амплитуд в источнике, который достигает значения двух порядков [4]. Разброс значений расстояний, с которых отмечается начало грозы наблюдателем, обусловлен как величиной силы звука I , так и рядом других причин (наличием зон молчания, усилением и ослаблением ветра с высотой, высотой расположения станции и т. д.).

Как отмечено выше, трактовка таких случаев, когда грозорегистратор отмечает, а метеостанция не наблюдает грозу, ясна: грозорегистратором принимаются разряды, находящиеся за пределами радиуса действия метеостанции. Те случаи, когда наблюдатель отмечает, а грозорегистратор не фиксирует грозу, могут быть объяснены следующим образом. Сила тока и сила звука в источнике не имеют непрерывного спектра. Минимальные их значения ограничены некоторым пороговым значением $I_{\text{ог}}$, которое обусловлено физическими условиями пробоя воздуха. Амплитуда грозовых импульсов, возникающих на малых расстояниях, может оказаться меньше порогового значения грозорегистратора и не будет им зарегистрирована. Сила же звука оказывается достаточной для того, чтобы гроза была зафиксирована наблюдателем. Подобные случаи наиболее характерны для слабых гроз и имеют, очевидно, больший вес при наблюдениях за грозами в северных районах страны. Для южных районов, в которых хорошо прорабатывается логарифмически нормальное распределение амплитуд грозовых разрядов, указанные случаи несовпадений должны быть более редкими.

Рассматривая вопрос о замене визуальных наблюдений за грозами приборными, следует прежде всего стремиться к сохранению рядов таких традиционных метеорологических характеристик, как число дней с грозой и продолжительность гроз.

Учитывая статистическую связь числа дней с грозой с общей продолжительностью и количеством грозовых разрядов, можно сделать вывод, что при замене визуальных наблюдений за грозами приборными наиболее подходящим прибором является ПРГ-15 с $R_z = 7 \div 8$ км, работающий на частоте 60 кГц и имеющий ширину полосы пропускания $\Delta f = 5$ кГц. Так как чувствительность грозорегистратора зависит от полосы пропускания и от его частотной характеристики, применение других типов грозорегистраторов потребует дополнительных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Асташенко А. И., Семенов К. А. Результаты сравнения грозорегистраторов.—«Труды ГГО», 1965, вып. 177, с. 46—54.
2. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы.—«Труды ГГО», 1964, вып. 157, с. 54—58.
3. Махоткин Л. Г., Семенов К. А. Статистика грозовых разрядов.—«Труды ГГО», 1963, вып. 146, с. 39—47.
4. Нориндер Х. Исследование грозовых разрядов. М.—Л., Госэнергоиздат 1956. 30 с.
5. Семенов К. А. Некоторые результаты испытаний грозорегистраторов с малым радиусом действия.—«Труды ГГО», 1964, вып. 157, с. 59—67.

О ВРЕМЕННЫХ ПРОМЕЖУТКАХ МЕЖДУ ГРОЗОВЫМИ РАЗРЯДАМИ

Для многих областей науки и техники необходимо знать не только значения амплитуд атмосфериков, но и продолжительность временных промежутков между ними. Это относится к различным аспектам радиотехники, производству взрывных работ, к управлению летательными аппаратами и т. д.

Особое значение имеет изучение временных промежутков между грозowymi разрядами при оценке эффекта активных воздействий на грозвые облака, при котором увеличивается или уменьшается интенсивность разрядной деятельности. При этом необходимо отделить эффект активных воздействий на грозвые облака от цикла их естественного развития.

Для определения временных промежутков между грозowymi разрядами нами обработаны и проанализированы данные наблюдений, полученные при помощи полупроводниковых регистраторов гроз (ПРГ-15) для пунктов, расположенных на различных широтах: Ленинград за 7 лет (1966—1972 гг.), Минск за 2 года (1971—1972 гг.) и Баксаны (Молдавия) за 1973 г. Грозорегистратор ПРГ-15 имеет радиус обнаружения 15 км и эффективный радиус действия 80 км. Ширина полосы пропускания ПРГ-15 — 5 кГц; рабочая частота — 60 кГц.

Для выяснения закономерностей в поведении промежутков между грозowymi разрядами построен рис. 1. По оси абсцисс отложена продолжительность временных промежутков t между соседними разрядами в минутах, по оси ординат — число случаев.

Из рис. 1 следует, что изменение t между грозowymi разрядами имеет экспоненциальный характер. При этом наблюдается явно выраженная широтная зависимость t . Если произвести экстраполяцию кривых и привести их к одинаковому числу случаев, то получим следующие выводы.

В более высоких широтах чаще встречаются большие значения t по сравнению с низкими широтами. Однако везде значения $t > 10$ мин встречаются менее чем в 10% случаев. При этом мак-

симум временных промежутков между грозовыми разрядами с уменьшением широты смещается в сторону малых значений t . Для Минска и Баксан, например, значения $t=10$ мин встречаются в $1 \div 2\%$ случаев.

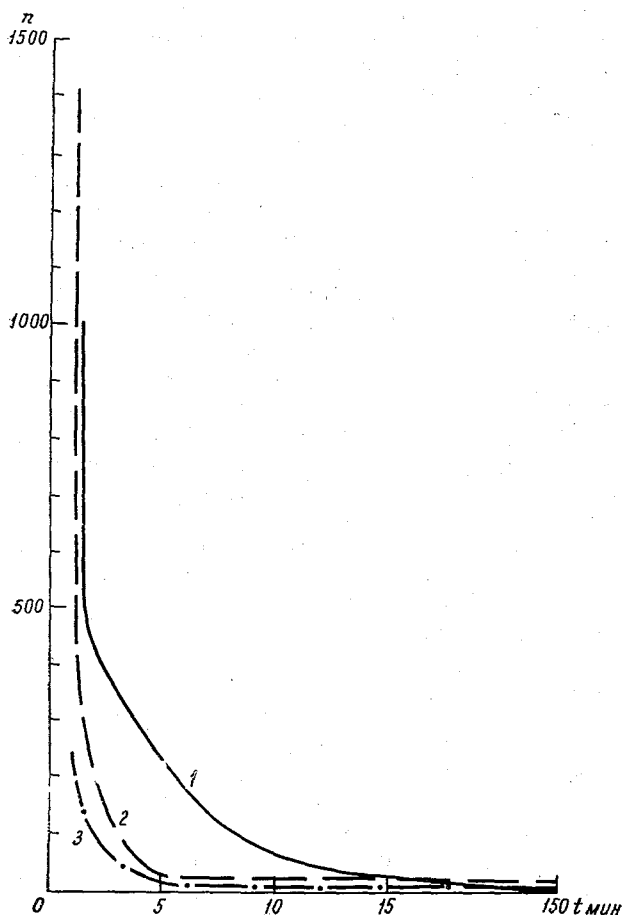


Рис. 1. Распределение временных промежутков между грозовыми разрядами.

1 — Ленинград, 2 — Минск, 3 — Молдавия.

Очевидно, максимум в распределении временных промежутков между грозовыми разрядами соответствует средним временным интервалам между разрядами в развитом грозовом облаке. Действительно, экстраполируя кривые рис. 1 в сторону малых значений t , получим наиболее вероятные значения $t_{\text{в}}=0,5 \div 2$ мин,

что соответствует $0,5 \div 2$ разряд/мин и согласуется с данными о количестве грозových разрядов для рассматриваемых широт. Однако из-за малой разрешающей способности грозорегистраторов по времени нет возможности определить более точно значение t_v .

Интересно попытаться выяснить закономерность в распределении t . С этой целью по данным рис. 1 в вероятностно-логарифмической шкале был построен график распределения t . Оказалось, что распределение временных интервалов между грозowymi разрядами удовлетворительно описывается логарифмически нормальным законом. Некоторое отклонение от этого закона наблюдается на хвостах распределения, что вероятно связано как с относительно небольшой статистикой, так и с различной природой временных интервалов между грозowymi разрядами. Действительно, интервалы между грозowymi разрядами, отмеченные расположенными у земной поверхности грозорегистраторами, могут быть обусловлены как характером развития отдельного грозового облака, так и перемещением облаков или отдельных грозových ячеек. При этом, очевидно, большие значения t (порядка десятков минут) обусловлены последним обстоятельством. Необходимо отметить, что зарегистрированные ПРГ-15 единичные гроззовые разряды могут и не относиться к исследуемому грозovому облаку, а представлять собой регистрацию больших амплитуд разрядов соседних облаков, расположенных за чертой радиуса обнаружения наблюдателя (а также за чертой R_g грозорегистратора). Интересно отметить, что полученные из графика средние значения t оказались близкими для всех пунктов и расположены в интервале $0,9 \div 1,1$ мин, что согласуется с имеющимися данными.

В связи с тем, что не имеет смысла рассматривать все встречающиеся временные промежутки между разрядами (в противном случае, надо было бы отмечать и промежутки между грозами в соседние дни), мы ограничились рассмотрением значений t , равных или меньших 150 мин.

Хотя следует заметить, что если разряды повторяются через промежутки более 30 мин, то они относятся к различным грозам. Подобное утверждение не встречает серьезных возражений как с точки зрения физики образования активных грозových облаков, так и с точки зрения статистической значимости больших значений t .

Действительно, вероятность регистрации временных промежутков, связанных с подходом различных облаков или сменой грозových ячеек, как следует из характера хода кривых рис. 1, по крайней мере, на два порядка меньше значения t , обусловленного естественным развитием грозových облаков.

Для того чтобы показать изменение значений t во всем диапазоне, ось абсцисс рис. 1 прервана при $t=15$ мин и представлена не в линейном масштабе.

Из сказанного следует, что при изучении временных промежутков между разрядами целесообразно рассматривать значения t по отношению к максимальному количеству грозových разрядов.

Таблица 1

**Повторяемость числа временных площадок до (N_1) и после (N_2)
максимума количества грозových разрядов**

Пункт наблюдений	Число площадок									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Минск										
N_1	7	4	4	4	0	1	0	0	0	0
N_2	5	6	3	3	0	3	0	0	0	0
Ленинград										
N_1	23	16	14	3	0	0	2	0	0	0
N_2	16	15	7	10	3	3	2	0	1	1
Молдавия										
пункт 1 N_1	5	2	2	0	1	0	0	0	0	0
N_2	3	0	4	1	0	1	0	0	1	0
пункт 2 N_1	5	5	2	3	2	0	1	1	1	0
N_2	7	2	2	3	4	0	1	1	0	0
пункт 3 N_1	6	9	3	3	1	1	0	0	0	1
N_2	5	5	4	5	2	0	0	0	0	0
пункт 4 N_1	1	3	2	0	0	0	1	0	0	0
N_2	2	2	1	1	0	0	1	0	0	0

В табл. 1 приведены результаты подсчета числа встречающихся временных площадок до и после максимума количества грозových разрядов N без учета интенсивности грозовой деятельности.

Как видно из табл. 1, чаще всего временные площадки отсутствуют непосредственно до и после максимума N . Однако встречаются случаи 2—3-кратных и более повторений временных площадок.

Если проанализировать все кривые количества грозových разрядов при интенсивности, равной $2/3$ разряд/мин, то окажется, что на восходящей ветви кривой роста N временные площадки совершенно отсутствуют. На нисходящей ветви их число резко сокращается. Если же брать кривые количества грозových разрядов с интенсивностью, равной или более 1 разряд/мин, то площадки прекращения грозовой деятельности исчезают как на восходящей, так и на нисходящей ветвях кривой количества грозových разрядов.

Полученный результат может быть использован, в частности, при контроле эффекта активных воздействий на развитые грозové облака, в результате которых происходит кратковременное прекращение грозовой активности. При этом, если интенсивность грозовой деятельности до воздействия составляет величину более

1 разряда/мин, можно утверждать, что прекращение грозовой деятельности связано с эффектом активных воздействий. Этот вывод имеет под собой ясную физическую основу. Во-первых, при таком подходе исключается регистрация фона разрядной деятельности. Во-вторых, этот факт свидетельствует о том, что в случае преобладания тенденции развития грозового облака над тенденцией распада имеется возможность непрерывной генерации грозовых разрядов до тех пор, пока интенсивность ее не станет менее 1 разряда/мин. После этого грозовое облако может начать распадаться. При этом появляются длительные временные интервалы между разрядами.

АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ БЛИЗКИХ АТМОСФЕРИКОВ, ГЕНЕРИРУЕМЫХ РАЗРЯДАМИ ТИПА ОБЛАКО — ЗЕМЛЯ И ОБЛАКО — ОБЛАКО

При изучении частотных спектров атмосфериков обычно используются два метода: метод настроенных приемников и метод полного гармоничного анализа отдельных атмосфериков. В первом случае применяются настроенные узкополосные приемники, во втором — задача сводится к вычислению интеграла Фурье.

Малан [14], используя первый метод, получил соотношение амплитуд электрического поля молниевых разрядов типа облако — земля (О — З) и облако — облако (О — О) в диапазоне частот от 3 кГц до 12 МГц. При этом тип разряда определялся по форме атмосфериков, которые одновременно с импульсом сигнала на одной из фиксированных частот воспроизводились на экране двухлучевого осциллографа. Из полученных данных следует, что амплитуды поля на частотах 3—10 кГц для разрядов на землю в 10—40 раз больше, чем для разрядов в облаках.

Существенным недостатком этого эксперимента является методика определения типа разряда. Известно, что некоторые типы облачных разрядов имеют структуру, аналогичную разрядам на землю [7, 10]. Однако остается неясным вопрос о приведении амплитуд поля к одному расстоянию и одинаковой ширине полосы.

Этому вопросу посвящена работа Пирса [17], но в ней нет подробных данных об эксперименте и методике определения амплитудно-частотных характеристик излучения молний различного типа. Единственным доказательством проведенных им работ, служит график, представленный в монографии Израэля [12], по которому можно определить соотношение амплитуд электрического поля на частотах от 0,1 до 100 кГц. При этом надо отметить существенную разницу значений на частотах ниже 1 кГц (2—3 порядка) и равенство на частотах выше 50 кГц.

Теоретические и экспериментальные работы Марнея, Шанмугана [15], Шанмугана и др. [18] показали, что облачные разряды

генерируют больше энергии горизонтально поляризованного излучения на частоте 50 кГц, а разряды на землю — вертикально поляризованного излучения на частоте 10 кГц. Однако соотношение амплитуд поля на различных частотах значительно меньше: на частотах 2—3 кГц оно равно 3—4, на 8 кГц — 6—7, на 30 кГц ~ 1 .

Несколько неожиданные результаты были опубликованы в работе [13]. Авторы приводят данные анализа двух записей электрического поля, обусловленного молниевыми разрядами типа О—З и О—О, полученных во время грозы, связанной с торнадо. Интересно то, что в обоих случаях максимум излучения приходится на частоты около 150 кГц.

Существенное различие данных, полученных авторами рассмотренных выше работ, требует более детального изучения вопросов, касающихся в основном амплитудно-частотных спектров молниевых разрядов различного типа, а также ряда других вопросов, в частности, более детального рассмотрения устойчивости одного из основных статистических параметров стандартного отклонения σ , на что указывалось ранее Хорнером [11], а также рассмотрения проблемы регистрации разрядов на землю. Существующие в настоящее время счетчики СИГРЭ (конструкция Пирса — Гоулда) и другие [2, 17] не дают надежных результатов [6, 16].

В отличие от широко распространенных методов определения амплитудно-частотных спектров атмосфериков автором применялась магнитная запись электрического поля. Она используется в вычислительной технике, в автоматических устройствах корреляционного анализа распределения и вычисления коэффициентов Фурье [4]. Невысокие требования, предъявляемые к магнитной записи импульсов (малое влияние скорости ленты [8], незначительное изменение амплитуды сигнала в тракте усилителя [5] и довольно несложная обработка записей), позволяют эффективно использовать этот метод для исследования спектральных характеристик атмосфериков, генерируемых молниевыми разрядами.

Для записи электрической составляющей поля использовалась магнитофонная приставка «НОТА-М». Предварительно определялась частотная характеристика усилителя записи и воспроизведения и вычислялись корректирующие множители.

Записи форм атмосфериков обрабатывались на анализаторе гармоник низкой частоты типа С5-3. При этом сигнал с усилителя воспроизведения подавался на вход анализатора гармоник, а затем на осциллограф. В полученные значения напряженности поля вводилась поправка на неравномерности частотной характеристики магнитофона.

Обычно при исследовании атмосфериков, зарегистрированных на расстоянии 15—30 км, обработка велась в диапазоне частот от 0,5 до 11 кГц при ширине полосы пропускания анализатора $\Delta f = 300$ Гц, так как на этих расстояниях амплитуда сигнала мала и анализ при более узкой полосе пропускания ($\Delta f = 6$ Гц) без до-

полнительного усиления неосуществим. Интервал обработки в данном диапазоне частот составлял 250 Гц. В качестве преобразователя использовалась десятиметровая антенна с эквивалентом порядка 100 пФ.

Для отметок типа разряда в магнитофоны был вмонтирован звуковой генератор. Кнопочный выключатель, который мог быть вынесен на расстояние 15—20 м, подключался в цепи питания генератора, что исключало дополнительные помехи при проведении магнитной записи. Все цепи, линии питания и аппаратура тщательно экранировались.

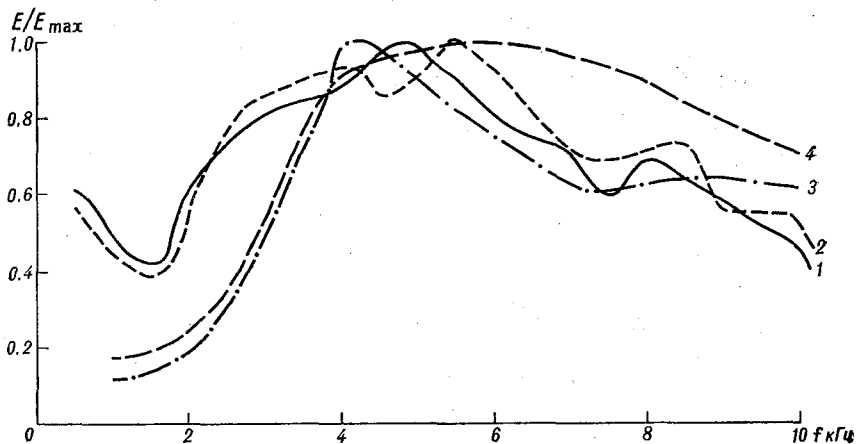


Рис. 1. Средние нормированные значения спектральной плотности электрического поля.

1 — для разрядов типа О—З, 2 — для разрядов типа О—О, 3 — по данным Флормена, 4 — по данным Г. А. Михайловой.

Как показывают экспериментальные исследования, существенную роль при записи на магнитную ленту импульсов, в частности форм атмосфериков, играет правильно установленный уровень записи. При анализе контрольного сигнала, форма и спектр которого известны, оказалось, что при высоком уровне записи его форма трансформируется и в области частот ниже 3 кГц наблюдается резкий подъем спектральной плотности. Изменяя уровень записи усилителя, был выбран оптимальный режим, при котором спектры контрольного сигнала, проанализированного непосредственно на анализаторе гармоник и предварительно записанного на магнитную ленту с последующей обработкой на анализаторе, согласовались между собой.

С применением магнитной записи были исследованы 113 волновых форм атмосфериков, генерируемых 70 разрядами типа О—З и 43 разрядами типа О—О, зарегистрированных на расстояниях 10—30 км. Наблюдения проводились в Молдавии в юго-западной ЕТС. В результате были вычислены средние нормированные по

максимуму значения спектральной плотности поля в диапазоне частот от 0,5 до 11 кГц. Эти значения приведены на рис. 1.

Весьма неожиданным оказалось то, что кривые 1 и 2, относящиеся к различному типу разрядов, согласуются между собой (коэффициент корреляции 0,8). В обоих случаях наблюдаются характерные дальним атмосферикам свойства: минимум, приходящийся на частоты 1,4 и 1,6 кГц, и максимум, приходящийся на частоты 4,5—5 кГц. Для сравнения здесь же приведены кривые 3 и 4, построенные по экспериментальным данным Флормена (3) и Г. А. Михайловой (4) [3], относящиеся в первом случае к среднему спектру десяти обратных ударов, отмеченных на расстояниях около 50 км, и во втором случае — к волновым формам атмосфериков, зарегистрированных на расстояниях около 100 км. Здесь наблюдается более резкий спад спектральной плотности на частотах ниже 4 кГц. В целом кривые согласуются между собой.

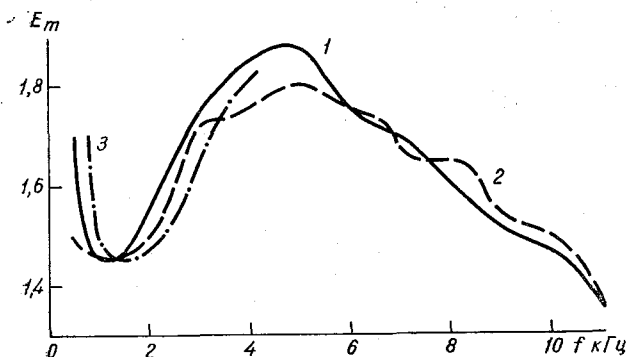


Рис. 2. Амплитудно-частотный спектр атмосфериков, генерируемых разрядами различного типа.

1 — разрядами типа О—З, 2 — разрядами типа О—О, 3 — по данным В. К. Инькова. Амплитуда поля выражена в логарифмических единицах.

Увеличение значений $E/E_{\max}$ для кривых 1, 2 на частотах ниже 1 кГц, по-видимому, связано с существованием второго максимума на частотах порядка 100—200 кГц, характерного для дальних атмосфериков. С другой стороны, при рассмотрении данных, представленных в работе Тейлора [19], а также кривых 3, 4 не наблюдается тенденции к увеличению амплитуд поля в этом диапазоне частот. Несоответствие полученных результатов можно отнести к неточности вычисления интеграла Фурье и к ограничению диапазона в низкочастотной части спектра. Совершенно непонятны причины появления особой точки в спектрах разрядов обоих типов, зарегистрированных на столь малых расстояниях.

Полученные спектры выражены в относительных единицах, и, естественно, не отражают действительного соотношения амплитуд поля молниевых разрядов О—З и О—О на различных частотах. Поэтому известный интерес представляют данные обработки форм атмосфериков, генерируемых разрядами различного типа, принятых и проанализированных при одинаковой чувствительности магнитофонного усилителя и анализатора гармоник. С этой целью были отобраны данные гармонического анализа 40 атмосфериков, относящихся к разрядам на землю и 20 атмосфериков к разрядам в облаках.

Обработка полученных значений проводилась графическим способом с помощью вероятностной шкалы [9].

В результате такой обработки были вычислены значения E_m для частот 0, 5, 1 и т. д. через 1 кГц, относящиеся к обоим типам разрядов (рис. 2).

Таким образом, амплитудно-частотные характеристики атмосфериков, генерируемых разрядами различного типа, одинаковы в полосе частот от 0,5 до 11 кГц.

На рис. 2 (кривая 3) приведены значения количества грозовых разрядов на различных частотах в диапазоне от 1 до 4 кГц, зарегистрированных на расстояниях менее 50 км [1]. Полученное распределение хорошо согласуется с кривыми 1, 2.

Подробный анализ зависимости значений стандартного отклонения σ от частоты подтвердил ранее высказанное предположение об его устойчивости. Среднее значение σ около 5,5 дБ.

На основании полученных данных можно сделать следующие выводы.

1. Амплитудно-частотные характеристики электромагнитного излучения разрядов типа О—З и О—О в диапазоне частот от 0,5 до 11 кГц, зарегистрированных на расстоянии 15—30 км, имеют близкие значения.

2. Исследования амплитудно-частотных характеристик молниевых разрядов различного типа указывают на нецелесообразность применения указанного диапазона частот при разработке счетчиков молниевых разрядов на землю.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иньков В. К. О выборе рабочей частоты для счетчиков местных грозовых разрядов.—«Труды ГГО», 1970, вып. 253, с. 25—31.
2. Лоч Б. Ф. Тиратронный приемник грозорегистратора.—«Труды ГГО», 1969, вып. 242, с. 22—25.
3. Михайлова Г. А. Амплитудные и фазовые спектры близких атмосфериков в диапазоне 2—30 кГц.—«Геомагнетизм и аэрономия», 1965, т. 5, № 1, с. 179—183.
4. Мэнли Р. Анализ и обработка записей колебаний. М., «Машиностроение», 1972, 367 с.
5. Слепов Н. Н. О спектре ШИМ сигнала в канале магнитной записи.—«Радиотехника», 1971, № 12, с. 95—98.

6. Снегуров В. С., Пилин В. Г. Результаты испытаний счетчиков молниевых разрядов в Молдавии.— См. наст. сборник.
7. Стекольников И. С. и др. Некоторые результаты исследований молний электронно-оптической аппаратурой.— «ДАН СССР», 1966, № 4, с. 169—172.
8. Техника магнитной записи. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962. 515 с.
9. Фукс Н. А. Механика аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1955. 351 с.
10. Hagenruth T. H. The lightning discharge. Atmospheric Electricity.— In: Compendium of Meteorology. Boston, 1951, p. 136—143.
11. Horner F., Bradley P. A. The spectra of atmospheric from near lightning discharges.— „Journ. Atm. and Terr. Phys.”, 1964, vol. 26, N 12, p. 1155—1166.
12. Israel H. Atmospheric Electricity. Problems of Physics. Vol. 29. Ierusalem, 1970, 796 p.
13. Jones H. L., Calkins R. L., Hughes W. L. A review of the frequency spectrum of cloud-to-cloud and cloud-to-ground lightning.— In: 12-th Conf. Radar Meteorol. Oslo, 1966, p. 174—179.
14. Malan D. J. Radiation from lightning discharges and its relation to the discharge process.— In: Recent Advances in Atmospheric Electricity. Editor L. G. Smith. Pergamon, Oxford, 1959, p. 557—563.
15. Marney G. O., Shanmugan K. Effect of channel orientation on the frequency of lightning discharges. — „Journ. Geophys. Res.”, 1971, vol. 76, N 18, p. 4198—4202.
16. Müller-Hillebrand D. The effect of changes of electric field on counter circuits. Lightning counters. 11.— „Arkiv Geofys.”, 1963, Bd 4, NR. 11, 271—292.
17. Pierce E. T. The influence of individual variations in the field changes due to lightning discharges upon the design and performance of lightning flash counters.— „Archiv Meteorol., Geophys. and Bioclimatol.”, 1956, Bd. 1, N 4, p. 78—86.
18. Shanmugan K., Breipohl A. M. Discriminating between cloud-to-ground and cloud-to-cloud lightning discharges a pattern recognition approach.— Journ. Geophys. Res.” 1971, vol. 76, N 6, p. 1582—1587.
19. Taylor W. L. Radiation field characteristics of lightning discharges in the band 1 kc/s to 100 kc/s.— „Journ. Res. N. B. S.”, 1963, vol. 67D, N 5; p. 539—550.

ОБ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОМ СПЕКТРЕ ИСТОЧНИКА АТМОСФЕРИКОВ НА СВЕРХНИЗКИХ ЧАСТОТАХ

Амплитудно-частотный спектр атмосфериков определяется с помощью гармонического анализа исходного сигнала, полученного на опыте. Зная спектральную плотность и спектр источника, легко определить значения интерференционного множителя

$$B(\omega, R)e^{-i\Phi(\omega, R)} = \frac{A(\omega, R)}{A_0(\omega, 0)} e^{i[\varphi(\omega, R) - \varphi_0(\omega, 0)]}, \quad (1)$$

где $A(\omega, R)$ — спектральная плотность временной функции $E(t, R)$ на расстоянии R от источника; $A_0(\omega, 0)$ — спектральная плотность источника; ω — круговая частота; $\Phi(\omega, R)$ — неполная фаза; $\varphi(\omega, R)$ — фаза.

Особый интерес представляют исследования спектральной плотности источника атмосфериков $A_0(\omega, 0)$ на сверхнизких частотах.

Если значения $A(\omega, R)$ могут быть получены с помощью гармонического анализа исходного сигнала, то параметры $A_0(\omega, 0)$ для этого же атмосферика остаются неизвестными. Обычно в таких случаях используется некоторый стандартный источник, который представляется временной функцией вида

$$E(t) \sim e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}, \quad (2)$$

спектральная плотность которого равна [1]

$$A_0(\omega, 0) = \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{(\alpha^2 + \omega^2)(\beta^2 + \omega^2)}}, \quad (3)$$

где α и β — параметры аппроксимации.

Что же касается экспериментальных данных по формам источника атмосфериков, то они весьма противоречивы, а их частотный спектр вообще малоизвестен.

В связи с этим рассмотрим данные, полученные В. Е. Кашпровским [1]. Изучая свойства электромагнитного излучения мол-

ниевых разрядов на землю, он показал, что на очень малых расстояниях формы атмосфериков хорошо аппроксимируются выражением (2). На основании полученных данных были вычислены значения α и β , а также модуль спектральной плотности (3).

Эти результаты и данные гармонического анализа 25 осциллограмм представлены на рис. 1.

В результате анализа форм 153 атмосфериков последние были подразделены на пять групп. К первым четырем группам были отнесены атмосферики, генерируемые разрядами, у которых положительный заряд движется от земли к облаку. Различие между группами состоит в некоторых особых проявлениях структуры волновых форм, которые В. Е. Кашпровский относит к существованию так называемых «включающихся» разрядов. В отличие от повторных ударов многократного грозового разряда, «включающиеся» разряды происходят без предварительного лидера и следуют по каналу, образованному основным разрядом. К пятой группе отнесены атмосферики, генерируемые разрядами с обратным движением зарядов (от облака к земле). В процентном отношении преобладают разряды первого типа ($\sim 50\%$).

Выше были рассмотрены данные гармонического анализа возмущений, обусловленных молниевыми разрядами на землю. Естественно, известный интерес представляют результаты исследований разрядов в облаках и уточнение данных, относящихся к разрядам на землю.

В связи с этим в Молдавии летом 1972 г. были проведены экспериментальные работы по изучению свойств атмосфериков, генерируемых молниевыми разрядами облако — облако (О—О) и облако — земля (О—З) на расстояниях не менее 5 км.

Запись электрической составляющей поля осуществлялась с помощью магнитофонных приставок «НОТА-М» в полосе частот от 0,04 до 11 кГц, а также на фиксированных частотах. Для этого к усилителю записи магнитофона подключались два фильтра, настроенные на частоты 5,42 кГц с шириной полосы на уровне 6 дБ — 0,5 кГц и 61 кГц с $\Delta f = 7,5$ кГц. Ослабление амплитуды поля на фильтрах составляло 25 и 18 дБ соответственно. Через развязывающие сопротивления порядка 50 кОм к усилителям записи обоих магнитофонов подключалась десятиметровая вертикальная антенна с эквивалентом около 100 пФ.

Методика обработки магнитных записей подробно изложена в работе [4]. Всего за период наблюдений было записано и обработано 76 атмосфериков, из них 25 относятся к разрядам типа О—З и 51 — к разрядам типа О—О.

По данным гармонического анализа были вычислены средние нормированные по максимуму значения частотных спектров (рис. 1).

Для сравнения на рисунке приведены: спектр стандартного источника, вычисленный по формуле (3) при $\alpha = 10^3 \text{ с}^{-1}$ и $\beta = 10^5 \text{ с}^{-1}$; спектральная плотность, полученная графическим способом и с помощью гармонического анализа 25 осциллограмм [1].

Последние приведены к спектральной плотности разрядов О—О и О—З по частоте 0,1 кГц. Выше указанной частоты кривые хорошо согласуются между собой. Это подтверждает правильность выбранной модели стандартного источника и указывает на то, что спектры разрядов обоих типов подобны друг другу.

Увеличение $A_0(\omega, 0)$ для кривых 1, 2 на частотах ниже 100 Гц обусловлено влиянием наводок от питающей сети.

В результате обработки магнитных записей форм атмосфериков при одинаковой чувствительности аппаратуры были получены медианные значения напряженности поля E_m и стандартное отклонение σ на частотах от 0,04 до 11 кГц, 5,42 и 61 кГц.

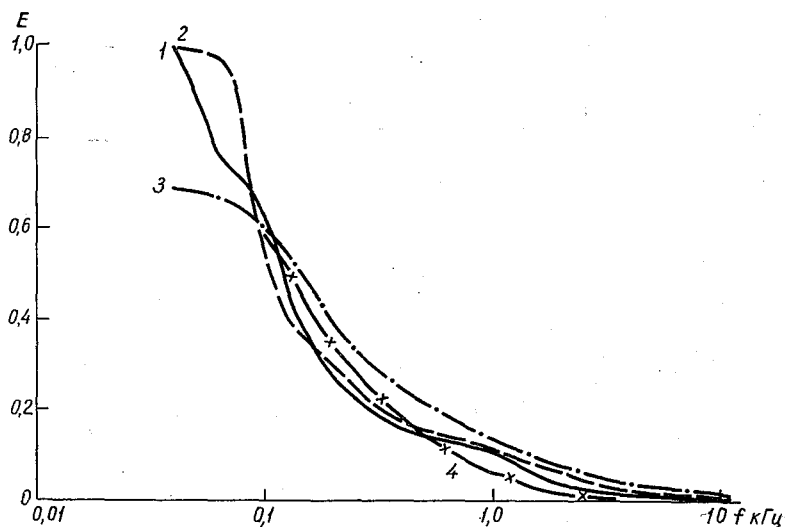


Рис. 1. Средние нормированные значения частотных спектров. 1 — для разрядов типа О—З, 2 — для разрядов типа О—О, 3 — для стандартного источника при $\alpha = 10^3 \text{ с}^{-1}$ и $\beta = 10^5 \text{ с}^{-1}$, 4 — по данным В. Е. Кашпровского (экспериментальный спектр).

Для частот 5,42 и 61 кГц параметры E_m и σ даны в табл. 1.

Данные E_m в табл. 1 соответствуют медианным значениям амплитуды поля с учетом ослабления сигнала на каждом фильтре.

Для приведения параметра E_m к полосе некоторого детектора использовались соотношения вида [5]

$$E_{m\Delta} = E_m \Delta \text{ и } E_{m\Delta} = E_m \sqrt{\Delta}. \quad (4)$$

Первое выражение используется на частотах ниже 50 кГц, второе — выше 50 кГц. Ширина полосы пропускания детектора $\Delta f = 6 \text{ Гц}$, что соответствует полосе пропускания анализатора гармоник.

Такой способ приведения выявил, казалось бы, очевидное различие $E_{m\Delta}$ на низких и высоких частотах при одинаковой полосе частот. При этом отношение амплитуд на частотах 5,42 и 61 кГц около двух.

Как указывается в работе [3], отношение разрядов, зарегистрированных при различной полосе пропускания приемников, пропорционально отношению ширины полос. Эта зависимость характерна в диапазоне частот от 4 до 20 кГц.

Таблица 1

Параметры амплитудного распределения атмосфериков

Частота, кГц	Тип разряда							
	0-0				0-3			
	E_m	σ	$E_{m\Delta}$	$E_{m\Delta}^*$	E_m	σ	$E_{m\Delta}$	$E_{m\Delta}^*$
5,42	3,0	5,4	3,78	3,0	3,05	5,8	3,82	3,05
61	2,95	4,6	3,53	2,4	3,1	5,8	3,49	2,5

Примечание. E_m , $E_{m\Delta}$ и $E_{m\Delta}^*$ — в логарифмических единицах, σ — в децибеллах.

Продолжительные наблюдения за количеством атмосфериков, отмеченных приборами на частотах 7,2 кГц с полосой 0,5 и 1 кГц, подтвердили найденную зависимость. Исходя из этого

$$\frac{E_1}{E_2} = \sqrt{\frac{\Delta_1 f}{\Delta_2 f}}, \quad (5)$$

где E_1 и E_2 — амплитуда поля на частотах 5,42 и 61 кГц, а $\Delta_1 f$ и $\Delta_2 f$ — соответствующая ширина полосы фильтра, тогда $\Delta_1 f / \Delta_2 f = 4$. Это значит, что амплитуду поля на частоте 61 кГц следует уменьшить в четыре раза. Рассчитанные таким образом значения $E_{m\Delta}^*$ приводятся в табл. 1. Интересно то, что отношение E_1/E_2 после приведения по полосе частот равно четырем. Полученное отношение, видимо, надо считать правильным вследствие того, что уравнение (4) не отражает действительного отношения амплитуд поля при различных значениях ширины полосы детектора и является очень грубым приближением.

Окончательно величина $E_{m\Delta}^*$ была приведена к средней спектральной плотности в полосе частот от 0,04 до 11 кГц по частоте 5,42 кГц. В результате был получен суммарный спектр, который приведен на рис. 2. Здесь же для сравнения дано распределение типа 1/f.

Анализ значений стандартного отклонения σ на различных частотах указывает на их устойчивость. Исследования этого параметра интересны с точки зрения выбора оптимальных характеристик аппаратуры, предназначенной для регистрации грозо-

вых разрядов, в частности для выявления наиболее подходящего для этих целей диапазона частот входного контура приемника, его полосы пропускания. Здесь следует, видимо, иметь в виду, что применение широкополосных фильтров обеспечит сглаживание случайных колебаний σ на некоторых частотах. Среднее значение σ колеблется от 9 до 10 дБ, что хорошо согласуется с данными, приведенными в работе [2].

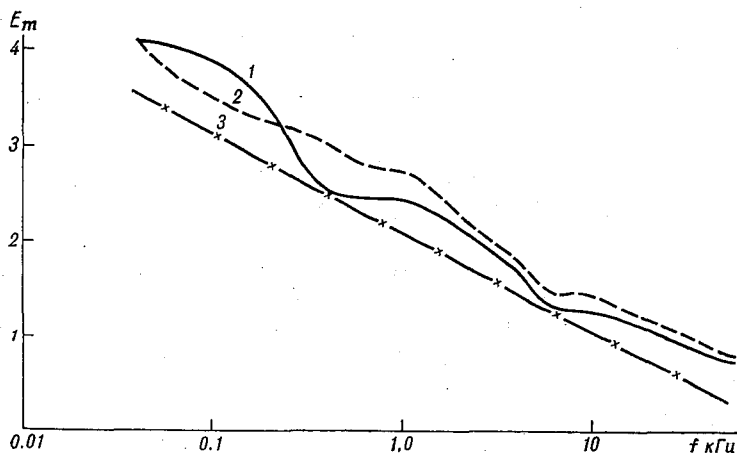


Рис. 2. Амплитудно-частотный спектр атмосфериков, зарегистрированных на расстоянии менее 5 км и генерируемых разрядами различного типа.

1 — разрядами типа О—З, 2 — разрядами типа О—О, 3 — распределение типа $1/f$. Амплитуда поля (m) выражена в логарифмических единицах.

Таким образом, подтверждена модель стандартного источника; установлено, что спектральная плотность $A_0(\omega, 0)$ в диапазоне частот 0,04 до 11 кГц и на частоте 61 кГц одинакова для обоих типов разрядов и вследствие этого можно говорить о нецелесообразности использования счетчиков конструкции Малана, в основу которых заложены отношения амплитуд поля на частотах 5 и 100 кГц для обоих типов грозовых разрядов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. М., «Наука», 1966. 248 с.
2. Махоткин Л. Г., Семенов К. А. Статистика грозовых разрядов.— «Труды ГГО», 1963, вып. 146, с. 142—149.
3. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. О зависимости числа принимаемых атмосфериков от ширины полосы.— «Труды ГГО», 1969, вып. 242, с. 26—28.
4. Снегуров В. С. Амплитудно-частотные спектры близких атмосфериков, генерируемых разрядами типа облако — земля и облако — облако.— См. наст. сборник.
5. Юман М. Молния. М., «Мир», 1972, 327 с.

РЕЗУЛЬТАТЫ РЕГИСТРАЦИИ УНИПОЛЯРНЫХ ФОРМ АТМОСФЕРИКОВ

На основании анализа форм атмосфериков, зарегистрированных на удалении от источников до 500 км, было предложено в разное время несколько их классификаций, в основу которых положено соотношение амплитуд поля первого и второго квазиполупериодов и полярность. Широкое разнообразие форм сигнала, присущих каждой из выделенных групп атмосфериков, стало непреодолимым препятствием при разработке их единой классификации. С другой стороны, такое многообразие форм указывает на неидентичность процессов, протекающих в молниевых разрядах.

Представляется небезынтересным сравнение атмосфериков групп, включающих их характерные формы, полученные в различных географических зонах и на разном удалении от источника. Если за основу принять только полярность первых двух полупериодов на определенных расстояниях, то данные, приведенные в работах [1—4], можно представить следующим образом (табл. 1).

Анализ результатов, приведенных в табл. 1, показал, что на расстоянии до 20 км наблюдаются только униполярные формы атмосфериков, причем 92% случаев имеют положительный знак. На удалении до 50 км появляются двухполярные формы (30% случаев) с положительным первым квазиполупериодом. Далее число квазисинусоидальных форм атмосфериков резко возрастает и на удалении более 100 км однополярные импульсы не наблюдаются. Из общего количества импульсов электромагнитного излучения молний, зарегистрированных до 500 км, 92,5% случаев приходится на первый полупериод с положительным знаком. Это говорит о том, что в большинстве случаев молния переносит отрицательный заряд.

В этой связи особый интерес представляют данные регистрации униполярных форм атмосфериков с помощью двухканального регистрирующего прибора (Π_1). Его оба канала настроены на

одинаковые частоты, но различной чувствительности и полярности запуска. Чувствительность первого канала 2,2 В, а второго 0,5 В на частоте 10 кГц соответственно для положительных и отрицательных амплитуд поля в полосе частот на уровне 6 дБ от 3 до 47 кГц и от 2,5 до 60 кГц. Второй канал представлен схемой запрета. Если амплитуда второго полупериода (в нашем случае — отрицательного) больше порога канала ограничения (0,5 В), то прибор не регистрирует атмосферерики.

Антенна прибора имеет горизонтальную часть длиной 7 м, высоту подвеса 5 м и снижение около 7 м. Чувствительность первого канала подобрана таким образом, чтобы, работая в режиме обычного (амплитудного) регистратора с отключенной схемой запрета, прибор регистрировал разряды с расстояний до 1000 км.

Таблица 1

Распределение соотношения униполярных и квазисинусоидальных форм атмосфериков на различном удалении от источника

R км	Количество разрядов		Σ_y %	Количество разрядов		Σ_K %	Σ %
	1-й положи- тельный полу- период	1-й отрица- тельный полупе- риод		1-й положи- тельный полу- период	1-й отрица- тельный полупе- риод		
	Униполярные формы			Квазисинусоидальные формы			
20	170 (92 %)	15 (8 %)	$\frac{185}{100}$	—	—	—	$\frac{185}{100}$
50	186 (65 %)	15 (5 %)	$\frac{201}{70}$	88 (30 %)	—	$\frac{88}{30}$	$\frac{289}{100}$
100	341 (31 %)	15 (1 %)	$\frac{356}{32}$	758 (68 %)	—	$\frac{758}{68}$	$\frac{1114}{100}$
500	341 (12 %)	15 (0,5 %)	$\frac{356}{12,5}$	2262 (80 %)	205 (7,5)	$\frac{2467}{87,5}$	$\frac{2823}{100}$

Таким образом, ограничение по дальности определяется не амплитудой атмосферика, а наличием второго полупериода. Следовательно, в ближней зоне прибор должен регистрировать все разряды положительной полярности, что характерно только для первого полупериода (см. табл. 1).

При больших расстояниях от источника количество атмосфериков, принятых прибором, должно уменьшаться, так как в 30% случаев это характерно для второго отрицательного полупериода.

Основная задача состоит в определении радиуса действия прибора и как четко этот радиус ограничен. Собственно это расстояние будет определять переход от униполярной формы импульса к квазисинусоидальной.

Сопоставление данных регистрации количества грозových разрядов с униполярной формой импульса и данных визуальных на-

блюдений, по которым определялся тип разряда и расстояние до него, позволило проследить распределение количества разрядов, отмеченных прибором Π_1 на разном удалении (рис. 1, кривая 1). Здесь же (кривая 2) дано аналогичное распределение для грозо-регистратора с чувствительностью 7 В на частоте 60 кГц и полосой пропускания 8 кГц на уровне 6 дБ (Π_2). Различие законов распределения количества разрядов очевидно. Если на удалении 15 км для амплитудного счетчика потери составляют 95% разрядов относительно количества разрядов, наблюдаемых визуально, то для случая регистрации униполярных форм пропуск составляет только 25%, причем это обусловлено не пороговым ограничением счетчика, а наличием импульсов отрицательной полярности

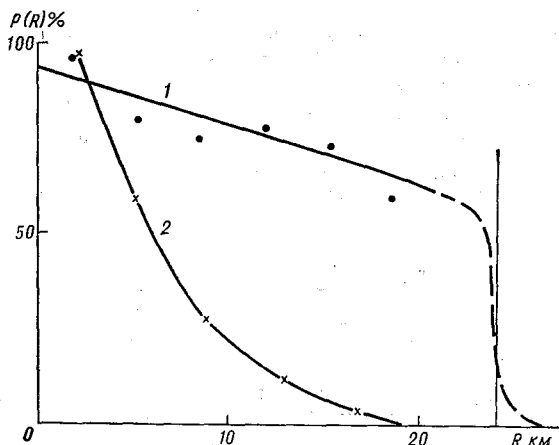


Рис. 1. Распределение количества грозовых разрядов, отмеченных приборами Π_1 и Π_2 в зависимости от расстояния.

1 — для прибора Π_1 , 2 — для прибора Π_2 .

или квазисинусоидальной формы. В силу естественного ограничения дальности визуальных наблюдений не удалось определить «хвост» распределения количества разрядов и степень его спада с увеличением расстояния. Чтобы восполнить этот пробел, используем данные количества грозовых разрядов, принятых приборами Π_1 и Π_2 за одинаковый период наблюдений. Эти данные приведены в табл. 2.

Известно, что количество разрядов, N_1 , зарегистрированных счетчиком молний в радиусе R , аналитически можно представить выражением

$$N_1 = 2 \pi g \sum_{R=0}^{R=15} R P(R), \quad (1)$$

где g — плотность разрядов на 1 км^2 ; R — расстояние в км; $P(R)$ — количество разрядов, принятое на различном удалении.

Численное решение (1) при распределении $P(R)$, характерного прибору чувствительностью 7 В (см. кривую 2 на рис. 1) и $N_1=83$ (см. табл. 2), дало значение $g=0,43$. Так как значение плотности разрядов на единицу площади можно считать постоянным, тогда, учитывая распределение $P'(R)$, полученное при реги-

Таблица 2

Количество разрядов, зарегистрированных приборами с различными входными характеристиками

Дата	Π_1	Π_2	Π_3
22 VII 1973	138	1	8
25 VII	20	—	—
26 VII	44	4	12
27 VII	21	4	7
28 VII	153	47	102
30 VII	51	5	Прибор отключен
2 VIII	45	11	
3 VIII	12	2	
4 VIII	14	2	
5 VIII	15	7	
ΣN	513	83	129

страции униполярных форм атмосфериков, которое аппроксимируется как $P'(R)=(1-R/50)$ из уравнения

$$N_2 = 2\pi g \int_0^R R \left(1 - \frac{R}{50}\right) dR, \quad (2)$$

где N_2 — количество разрядов по прибору Π_1 (по табл. 2 $N_2=513$), находим радиус ограничения приема атмосфериков. Он показывает, что при $g=0,43$ и распределении $P'(R)$ на удалении R прибором должно быть зарегистрировано N_2 разрядов.

Интегрирование (2) дает алгебраическое уравнение третьей степени, положительным решением которого будет $R=24$ км. На этом расстоянии практически было принято 513 разрядов, а это значит, что «хвост» распределения $P'(R)$ должен быть крутым, как показано на рис. 1.

Теоретически рассчитанное значение R подтверждается результатами сравнения количества разрядов, зарегистрированных счетчиками различной чувствительности, и данных визуальных наблюдений выносных постов и метеостанций, расположенных в радиусе до 150 км от пункта регистрации, которые представлены в табл. 3.

В ней приведены часовые суммы разрядов для счетчиков Π_1 , Π_2 , Π_3 и расстояния (R) до ближайшего грозового очага.

Анализ данных табл. 3 показал, что радиус обнаружения прибора Π_1 около 30 км.

Обычно при испытании счетчиков молний различной конструкции возникает вопрос: в каком соотношении регистрируются разряды типа облако—земля (О—З) и облако—облако (О—О).

Как показано в табл. 4, при регистрации униполярных форм атмосфериков прибор регистрирует в одинаковой степени разряды обоих типов. Пропуски, относящиеся в основном к разрядам в облаках (31%) и в тех случаях, когда тип не определен (20%), мож-

Таблица 4

Количество разрядов, зарегистрированных различными способами

Способ регистрации	Тип разряда			Σ
	О—З	О—О	тип не определен	
По данным визуальных наблюдений				
N	10	100	87	197
%	100	100	100	100
По приборным данным				
N	9	69	70	148
%	90	69	80	75

но отнести к униполярным формам с отрицательными амплитудами поля или к квазисинусоидальным.

Таким образом, при регистрации униполярных форм атмосфериков возможно более четкое ограничение радиуса действия приемного устройства, а следовательно, более точное определение количества грозовых разрядов в зоне действия счетчика. Основанием к этому могут служить данные, приведенные в табл. 2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иньков Б. К. Результаты регистрации форм ближних атмосфериков.— «Труды ГГО», 1965, вып. 177, с. 55—58.
2. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. М., «Наука», 1966. 248 с.
3. Norinder H. Variation of the electric field in the vicinity of lightning discharges.— „Arkiv Geofys.”, 1953, vol. 50, H. 5/6, N 20, p. 543—570.
4. Taylor W. L. Radiation Field characteristics of Lightning discharges in the band 1 kc/s to 100 kc/s.— „Journ. Res. NBS”, 1963, vol. 67D, N 5, p. 539—550.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ АМПЛИТУД БЛИЗКИХ АТМОСФЕРИКОВ

Сопоставление данных экспериментальных наблюдений за атмосфериками, зарегистрированными на расстоянии менее 5 км и 20—30 км от источника, показало, что в первом случае наблюдается интенсивный рост значений спектральной плотности на частотах ниже 1 кГц и уменьшение значений на более высоких частотах по закону, близкому к $1/f$; во втором случае в спектре наблюдается минимум на частотах 1,4—1,6 кГц и максимум на частотах 4,5—5,5 кГц [3, 4]. Аналогичные свойства проявляются в тех случаях, когда измерения напряженности электрического поля проводятся непосредственно вблизи источника, и они хорошо согласуются с принятой моделью стандартного источника [2] и для атмосфериков, зарегистрированных на расстоянии более 100 км, когда начинает проявляться влияние волновода земля — ионосфера.

В обычном представлении молниевый разряд рассматривается как электрический диполь с некоторым моментом $m(t)$, напряженность поля которого выражается уравнением вида

$$E_z = -\frac{1}{4\pi\epsilon} \left[\int_0^\infty \frac{m(t)}{R^3} dt + \frac{m(t)}{cR^2} + \frac{1}{c^2R} \frac{d}{dt} m(t) \right], \quad (1)$$

где ϵ — диэлектрическая постоянная среды; c — скорость света, км/мс; R — расстояние, км.

В таком виде уравнение используют как при измерениях на значительных расстояниях (дальняя зона), так и при измерениях на удалении порядка десятка километров (ближняя зона). В первом случае в уравнении (1) рассматривают только третье слагаемое и ему приписывают излучение; во втором случае ограничиваются рассмотрением первого слагаемого, которое относят к электростатической составляющей поля. Вполне понятно, что на различных расстояниях соотношение амплитуд каждого слагаемого

изменяется, однако, не совсем ясным остается вопрос о разделении казалось бы единого процесса — излучения электромагнитного поля молниевых разрядов на ряд составляющих, приписывая им тот или другой диапазон частот. Более того, при исследовании электрического поля на очень малых расстояниях от молниевых разрядов совершенно не учитывается одно из основных условий дипольного излучения — соотношения между расстояниями R до источника и его размерами h ($R \gg h$). Если считать, что высота (длина) канала молниевых разрядов порядка 4 км, то на расстояниях 10—20 км отношение R/h равно 2,5—5, что не согласуется с принятым условием.

Аппроксимируя изменение напряженности поля во времени функцией вида

$$E \sim e^{-\alpha t}, \quad (2)$$

где α — постоянный коэффициент, и подставляя это выражение в формулу (1), с помощью преобразования Лапласа находим спектральную плотность импульса, которая равна

$$A(f, R) = \frac{1}{(\alpha^2 + 4\pi^2 f^2)R} \sqrt{\frac{c^2}{R^4 4\pi^2 f^2} + \left(\frac{1}{R} - \frac{\alpha}{c}\right)^2}, \quad (3)$$

где f — частота, кГц.

На рис. 1 (кривая 5) приведены значения $A(f, R)$, вычисленные по формуле (3) при $\alpha=0,1$ для $R=20$ км в диапазоне частот от 0,1 до 10 кГц. Здесь определяющим является первое слагаемое, которое указывает на то, что спектральная плотность целиком задана первым членом в уравнении (1). Из этого следует традиционный вывод: в ближней зоне ($R \ll \lambda$) поле изменяется как $1/R^3$, подобно «кулоновскому» закону электростатики, а следовательно, оно является электростатическим. Так утверждает теория, правда при небольшом отступлении в одном из основных условий дипольного излучения, когда не соблюдается соотношение $R \gg h$. Этот вывод не согласуется с экспериментальными данными: во-первых, на расстояниях порядка 10—20 км в спектре атмосфериков появляются экстремальные точки на частотах 1,5 и 5 кГц; во-вторых, на частотах ниже 1 кГц не наблюдается резкого увеличения спектральной плотности, которое характерно для источника [2, 3, 4]. На основании этого можно предполагать, что механизм излучения в ближней зоне отличается от дипольного.

В этой работе сделана попытка интерпретации экспериментальных данных по распределению спектральной плотности $A(f, R)$ атмосфериков, зарегистрированных на расстоянии до 30 км.

Временная функция $E(t, R)$, описывающая форму атмосферика, обычно представляется интегралом Фурье

$$E(t, R) = \frac{1}{\sqrt{R}} \int_{-\infty}^{\infty} [B(f, R) A_0(f, 0) e^{-i\{\Phi(f, R) + \varphi_0(f, 0)\}} e^{i2\pi ft} df, \quad (4)$$

где $B(f, R)$ — передаточная функция, или функция распространения

ния; $A_0(f, 0)$ — спектральная плотность источника; $\Phi(f, R)$ и $\varphi_0(f, 0)$ — фаза; f — частота.

Передаточная функция может быть представлена выражением

$$B(f, R)e^{-i\Phi(f, R)} = \frac{A(f, R)}{A_0(f, 0)} e^{i\{\varphi(f, R) - \varphi_0(f, 0)\}}, \quad (5)$$

где $A_0(f, 0)$, например, для стандартного источника [1] равна

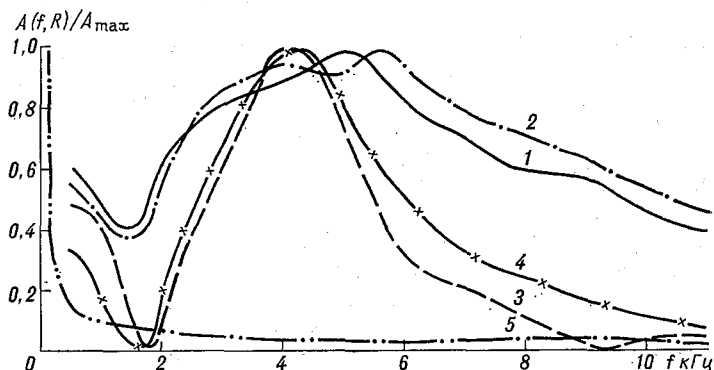


Рис. 1. Амплитудно-частотный спектр атмосфериков.

1 — для разрядов на землю, 2 — для разрядов в облаках [3], 3, 4 — расчет по формуле (9) для $R=20$ и 15 км, 5 — расчет по формуле (1) для $R=20$ км.

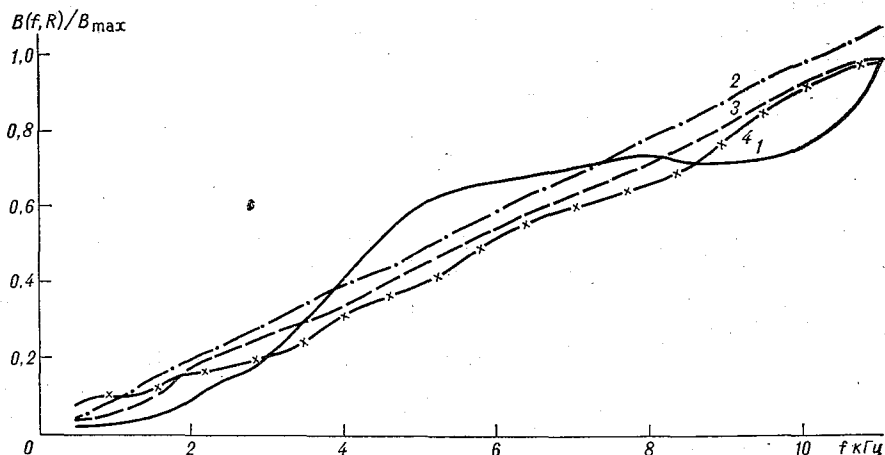


Рис. 2. Зависимость значений передаточного множителя $B(f, R)$ от частоты.

1 — по экспериментальным данным, 2 — аппроксимация вида f/f_0 , 3 — расчет по формуле (1), 4 — по Я. Л. Альперту.

$$A_0(f, 0) = \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{(\alpha^2 + 4\pi^2 f^2)(\beta^2 + 4\pi^2 f^2)}} e^{\operatorname{arctg} \left\{ -\frac{2\pi f(\alpha + \beta)}{\alpha\beta - 4\pi^2 f^2} \right\}}, \quad (6)$$

α и β — постоянные множители.

Исходя из того что спектральная плотность источника, полученная из (6), хорошо согласуется с экспериментальными данными [2, 4], последние были использованы для расчета значений передаточного множителя $B(f, R)$, который определялся как отношение амплитуд $A(f, R)$ и $A_0(f, 0)$ в диапазоне частот от 0,5 до 11 кГц. Вычисленные значения $B(f, R)$ приведены на рис. 2 (кривая 1). Для сравнения здесь же дано распределение $B(f, R)$, найденное Я. Л. Альбертом и др. [1] (кривая 4) для расстояния 100 км, а также передаточный множитель, полученный из уравнения (1) при изменении поля по гармоническому закону $E \sim \sin \omega t$ (кривая 3). Сравнение кривых 1, 3, 4 указывает на линейность изменения $B(f, R)$ в зависимости от частоты и допускает аппроксимацию передаточного множителя функцией f/f_0 , где f_0 — некоторая фиксированная частота (кривая 2).

Сделав соответствующие преобразования в (5) с учетом фазовых характеристик излучения, получим

$$A(f, R) = A_0(f, 0)B(f, R)e^{-i\frac{2\pi fR}{c}}. \quad (7)$$

В данном случае весьма существенным оказывается учет фазы, которая является функцией частоты и расстояния.

Полагая, что

$$B(f, R) = \frac{f}{f_0} e^{-(a+ib)R}, \quad (8)$$

где a и b — постоянные числа, и рассматривая действительную часть комплексного числа (7) и (8), находим спектральную плотность $A(f, R)$, которая равна

$$A(f, R) = \frac{\beta - \alpha}{\sqrt{(\alpha^2 + 4\pi^2 f^2)(\beta^2 + 4\pi^2 f^2)}} \exp \left\{ \operatorname{arctg} \left[-\frac{2\pi f(\alpha + \beta)}{\alpha\beta - 4\pi^2 f^2} \right] \right\} \times \\ \times \frac{f}{f_0} \exp(-aR) \cos \left(\frac{2\pi fR}{c} + bR \right). \quad (9)$$

Выражение (9) при соответствующем выборе параметров α , β , a , b в общих чертах передает основные особенности амплитудно-частотного спектра атмосфериков, зарегистрированных на малых расстояниях.

Значения $A(f, R)$, рассчитанные при $\alpha=0,1$, $\beta=1,0$, $a=0,01$, $b=0,04$ для $R=15$ и 20 км, приведены на рис. 1 (кривые 3, 4).

Таким образом, принятая нами аппроксимация вида (8) в первом приближении соответствует реальным значениям $B(f, R)$. Мнимая часть в (8) определяет фазовый сдвиг кривой $A(f, R)$ и при разумном выборе значений b можно получить характерные точки, соответствующие максимуму и минимуму спектральной плотности атмосфериков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альперт Я. Л. и др. Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе земля — ионосфера. М., «Наука», 1967, 122 с.
2. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. М., «Наука», 1966. 248 с.
3. Снегуров В. С. Амплитудно-частотные спектры близких атмосфериков, генерируемых разрядами типа облако—земля и облако — облако.—См. наст. сборник.
4. Снегуров В. С. Об амплитудно-частотном спектре источника атмосфериков на сверхнизких частотах.— См. наст. сборник.

ОПЫТ ПРИМЕНЕНИЯ ПЕЛЕНГАТОРА ЕРУХИМОВИЧА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА АТМОСФЕРИКАМИ

В течение нескольких десятков лет для наблюдений за азимутальным распределением источников атмосфериков и пеленгования грозových очагов использовались приборы, принципиально не отличавшиеся от электронно-лучевого пеленгатора Ватсон-Ватта и узкосекторного регистратора Бюро, первые модели которых были изготовлены около 50 лет назад [6, 9]. Определение азимута прихода атмосферика производится в этих приборах по соотношению амплитуд сигналов, принятых с помощью различных (или различно ориентированных) антенн с учетом синфазности или противофазности колебаний. Как показывают результаты контрольных измерений, рамочные антенны можно использовать для пеленгования грозových разрядов на любых расстояниях, вплоть до самых малых (порядка нескольких километров) [1]. В электронно-лучевых пеленгаторах часто используют только две рамочные антенны, ограничиваясь двухзначным отсчетом пеленга (без определения стороны прихода атмосферика, т. е. с неопределенностью в 180°). Единственное принципиальное усовершенствование пеленгатора Ватсон-Ватта, имеющее важное значение для однопунктных наблюдений, было сделано в 1947 г., когда был найден удобный способ исключения этой неопределенности (требующий, однако, добавления третьего приемника).

В монографии В. Е. Кашпровского [6] приводится описание пеленгатора Ю. А. Ерухимовича, предложенного в 1959 г., но не применявшегося до последнего времени для наблюдений за атмосфериками. В отличие от пеленгатора традиционного типа, в котором применяется амплитудный метод определения азимутов, в пеленгаторе Ерухимовича используется фазовый метод. При этом сдвиг фаз сравниваемых колебаний, имеющих одинаковую частоту, формируется в каналах пеленгатора и не связан, естественно, с какими-либо спектральными характеристиками атмосфериков. Следовательно, фазовые измерения используются в данном случае только в качестве подходящего, но не обязательного тех-

нического приема, т. е. играют роль принципиально отличную по сравнению с фазовыми измерениями на различных частотах, без которых невозможно проводить однопунктные наблюдения за далекими грозowymi очагами [4, 11]. Тем не менее видоизменение обычной методики определения азимутов в результате использования такого технического приема дает ряд практических преимуществ, повышая надежность работы аппаратуры и расширяя ее возможности при регистрации азимутального распределения атмосфериков.

В частности, фазовый пеленгатор может быть использован в качестве панорамного регистратора атмосфериков, отмечающего в отличие от узкосекторного регистратора, приход атмосфериков в любой момент времени с любой стороны. Наконец, в случае применения фазового пеленгатора появляется возможность строго синхронной регистрации вместе с азимутами одного из параметров самого атмосферика. Эта возможность практически реализуется в схемах с линейной разверткой азимутов [5, 15]. Такие схемы используются во всех блоках установки, разработанной Хейдтом для автоматической регистрации трех параметров атмосфериков: спектральной амплитуды (на любой из выбранных частот), отношения спектральных амплитуд на двух частотах и величины, соответствующей в пределе второй производной фазовой характеристики [13, 15]. При этом на экране электронно-лучевой трубки получают и фотографируются диаграммы, характеризующие статистическое распределение значений первого, второго и третьего параметра в зависимости от азимута прихода атмосфериков. Каждая из диаграмм получается отдельно при подключении индикатора к соответствующему блоку установки.

Результаты опытов, проведенных с макетом устройства для регистрации азимутального распределения амплитуд атмосфериков, подтверждают возможность получения линейной развертки с помощью достаточно простых схем, не вызывающих затруднений при их изготовлении и регулировке [5]. По-видимому, наиболее целесообразно использовать линейную развертку азимутов при наблюдениях за близкими грозowymi очагами (в радиусе до 200—300 км), когда приближенная оценка расстояния может быть получена амплитудным методом.

В настоящее время при использовании фазового метода для определения азимутов необходимо учитывать опыт, полученный при измерениях фазовых параметров исследуемых сигналов. В работах, проведенных совершенно независимо друг от друга и посвященных решению различных задач, был получен одинаковый вывод относительно методики измерения разности фаз [3, 4]. Практически наиболее удобными и эффективными оказались прямые методы измерения разности фаз, не требующие преобразования принятых узкополосных сигналов и формирования коротких импульсов. При однопунктных наблюдениях за далекими грозowymi очагами для фазовых измерений используется круговая развертка с модуляцией яркости путем периодического запираания

луча однополупериодно выпрямленным узкополосным сигналом [4, 11]. Принципиальная простота всего устройства (вместе с индикаторным блоком) обеспечивает надежность его работы и получение реально необходимой точности фазовых измерений, причем отдельные атмосферерики, искаженные какими-либо помехами, могут быть отбракованы оператором еще в процессе наблюдений.

Обобщая результаты проведенных работ, можно классифицировать различные варианты фазового метода измерения азимутов, основываясь на оценке степени преобразования узкополосных сигналов, получаемых после усиления принятых атмосферериков (на определенной рабочей частоте). При этом оказывается, что варианты, относящиеся к одной группе (без преобразования формы колебаний), являются наиболее подходящими для приборов с визуальным отсчетом азимутов, тогда как варианты другой группы (с промежуточным доиндикаторным устройством) могут применяться для регистрирующих приборов. Замечание о необходимости доработки конструкции пеленгатора Ерухимовича [6] было сделано в то время, когда фазовые однопунктные наблюдения, проводимые по новой методике, не применявшейся до этого для измерения параметров атмосферериков, еще только начинались [12].

При наличии достаточно большого опыта фазовых наблюдений переделка обычного пеленгатора в фазовый пеленгатор Ерухимовича не вызывает каких-либо затруднений и легко осуществляется технически, требуя в основном лишь добавления нескольких фазовращающих цепочек и ряда переключений. Возможность такой переделки обеспечивается за счет применения прямого метода измерения разности фаз, так как единственное преобразование формы сигнала (вследствие однополупериодного выпрямления) производится лишь для строгого согласования отсчетов по двум индикаторам, необходимым для упрощенных однопунктных наблюдений [2].

Обычный пеленгатор, входящий в комплект аппаратуры, на Полевой экспериментальной базе ГГО (Воейково) был переделан в декабре 1970 г. в фазовый пеленгатор, после чего продолжалось его регулярное использование для систематических однопунктных наблюдений за далекими грозowymi очагами. Переделка пеленгатора не повлияла заметно на точность визуальных измерений азимутов, которая может оцениваться, как и ранее, величиной порядка $1-2^\circ$. Наблюдатели, привыкшие к традиционной линейной форме вспышек на экране пеленгатора, очень быстро и без труда освоили способ визирования пеленгов при вспышках, имеющих полукруглую форму (рис. 1а). Для исследовательской работы может представлять известный интерес возможность индикации вместе с пеленгом еще одного дополнительного параметра. Эта характерная особенность фазовых пеленгаторов использовалась уже, как было отмечено выше, для регистрации различных параметров. В данном случае при добавлении дополнительного приемника, настроенного на частоту $2f$ (где f — рабочая частота пеленгатора), можно наблюдать разность фаз ($\Delta\varphi$) двух гармоник

атмосферика с частотами f и $2f$ (рис. 1б), подобно тому, как это делалось на одном из индикаторов установки для наблюдений за далекими грозowymi очагами [4]. По значению одного параметра $\Delta\varphi$ нельзя получить оценку расстояния до грозowego очага (для этого требуется определять разность $\delta\varphi = \Delta_1\varphi - \Delta_2\varphi$, используя четыре приемника [4, 11]), но если ограничиться только близкими

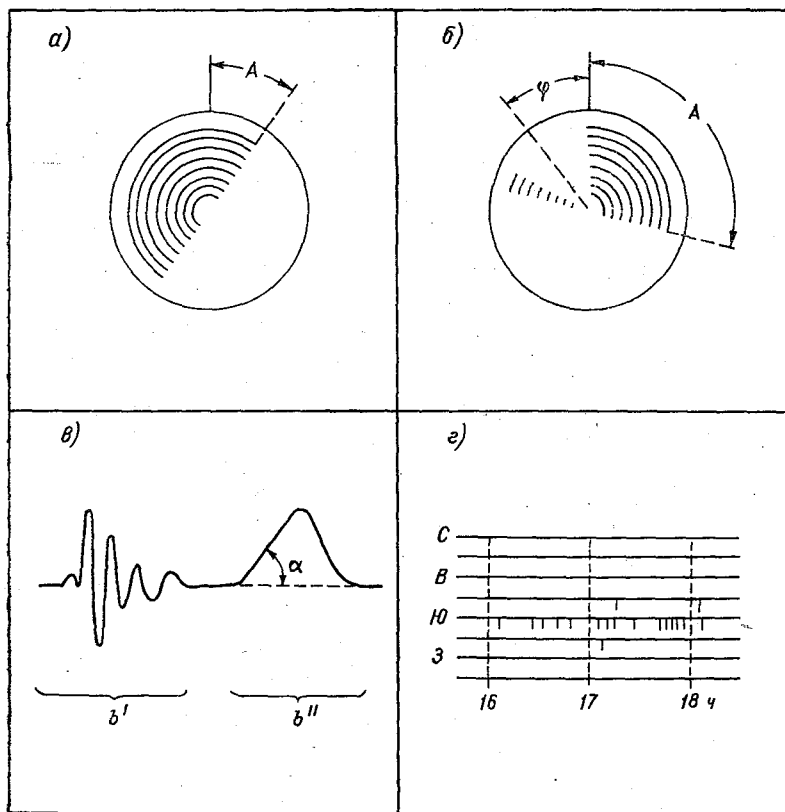


Рис. 1. Типичные варианты индикации данных с помощью фазового пеленгатора.

а, б — при визуальных отсчетах, в — при записи на магнитофон (вместе с формой атмосферика), г — при записи на бумажную ленту.

атмосфериками с достаточно большими амплитудами, неопределенность такой характеристики, вероятно, может быть несколько уменьшена.

Регистрация различных параметров атмосфериков вместе с их азимутами производится в установке Хейдта [13, 15] с целью получения статистических данных и не приспособлена поэтому для фиксирования характеристик выбранных индивидуальных атмо-

сфериков. При изучении характеристик отдельных атмосфериков удобнее воспользоваться магнитной записью данных, поступающих от различных приемников, в том числе от фазового пеленгатора. Для регистрации азимутов приходится применять те варианты фазовых пеленгаторов, в которых производится преобразование формы выходных сигналов. Однако короткие импульсы, формируемые для линейной развертки азимутов, не могут быть записаны обычными (сравнительно узкополосными) магнитофонами. В специальной и весьма сложной установке, предназначенной для одновременной регистрации формы и азимута каждого отдельного атмосферика, показания фазового пеленгатора автоматически преобразуются в цифровой отсчет [14]. При этом короткие импульсы, формируемые в схеме фазового пеленгатора, используются для пуска и остановки вспомогательного импульсного генератора. Рабочая частота генератора выбирается с таким расчетом, чтобы число автоматически сосчитанных импульсов равнялось азимуту, выраженному в градусах.

Для исследования зависимости формы атмосфериков от направления, с которого они приходят, обычно не требуется такая высокая точность и большая ширина полосы пропускания приемного устройства (до 100 кГц). Максимально возможное снижение требований к аппаратуре приносит часто большую пользу из-за значительного ускорения и облегчения работы в случае использования, в основном, готовых приборов, выпускаемых промышленностью. В конце 1970 г. для подтверждения удобства и многосторонности применений фазового пеленгатора Ерухимовича была успешно проведена опытная регистрация форм и азимутов атмосфериков с помощью магнитофона «Комета МГ-206» [8]. Вследствие естественной задержки сигналов порядка 1 мс в узкополосных усилительных каналах пеленгатора на одной дорожке можно было записать как форму атмосферика (в полосе частот 100 Гц — 10 кГц), так и азимут. Преобразование формы выходных синусоидальных колебаний, поступающих из двух каналов пеленгатора, производилось с помощью фазометра типа Ф2-1, выпускаемого промышленностью. Для получения формы сигнала, подходящей для записи, в фазометре были сделаны некоторые переключения. Мультивибраторы, работающие нормально в режиме самовозбуждения с очень низкой частотой (1 Гц), были переведены в ждущий режим путем закорачивания сопротивлений в анодах открытых ламп. Кроме того, потребовалось разомкнуть цепь выходного стрелочного прибора и отключить конденсатор, сглаживающий пульсации на аноде выходной лампы первого канала. Для окончательного формирования азимутального сигнала к этому аноду подключается цепочка, соединяемая (через развязывающее сопротивление) со входом магнитофона, к которому подводится также сигнал от приемника формы атмосфериков.

Примерная форма записываемых сигналов представлена на рис. 1в. Непосредственно вслед за формой каждого принятого атмосферика (b') записывается сигнал, по которому определяется

азимут (b''). При воспроизведении записей с помощью электронно-лучевого осциллографа можно отобрать нужные атмосферерики и сфотографировать их форму вместе с полученными дополнительными сигналами. Значения азимутов (A) прихода атмосфериков определяются с точностью порядка $10-20^\circ$ по величине угла α (рис. 1а). Для перехода от углов α к азимутам A необходимо использовать дополнительно снимаемую градуировочную кривую. Практически угол α изменяется в среднем в 6—8 раз меньше, чем азимут A , выраженный в градусах.

Наконец, в статье [17], опубликованной в 1972 г., был описан один из возможных вариантов использования фазового пеленгатора вместе с устройством, предназначенным для механической регистрации показаний на бумажной ленте. Пеленгатор с таким устройством можно назвать, в отличие от старых узкосекторных пеленгаторов [6], панорамным регистратором атмосфериков, так как он может регистрировать атмосферерики, приходящие в каждый данный момент с любой стороны. Узкосекторные пеленгаторы применялись раньше для получения данных об азимутальном распределении далеких грозовых очагов, расположенных на большой площади и дающих в сумме такое большое количество разрядов, что при пропуске около 95% атмосфериков, превышавших порог чувствительности аппаратуры, но не попавших в момент их прихода в приемный сектор, все же получалось на ленте в соответствующих направлениях вполне достаточное количество отметок. При наблюдениях за близкими грозовыми очагами в зоне радиусом 100—200 км, выделяемой практически наиболее простым и удобным амплитудным методом, на выбранных предельных расстояниях принимается всего около 10% разрядов [10]. В случае использования узкосекторного пеленгатора из рассматриваемых местных и, следовательно, небольших по размерам грозовых очагов, расположенных на этих расстояниях, может быть принято только около 0,5% (при ширине сектора 15°) или 1% (при ширине сектора 45°) от общего количества разрядов. Основная принципиальная особенность узкосекторных пеленгаторов заставляет считать совершенно нецелесообразным применение их для регистрации близких грозовых очагов, так как на основе фазовых пеленгаторов создается аппаратура [17], не имеющая недостатка, очень существенного в данном случае (искусственного уменьшения объема информации, уже ограниченного естественными условиями, еще на порядок или даже больше).

При разработке панорамного регистратора близких грозовых очагов авторы статьи [17] воспользовались, очевидно, методикой измерения разности фаз, примененной в анализаторах Хейдта [16], заменив только индикаторный блок с электронно-лучевой трубкой и фотоприставкой на амплитудный анализатор и многоканальный самописец с записью показаний на бумажную ленту. При таком способе регистрации показаний пеленгатора запись на ленте может быть подобна по внешнему виду записи направления ветра [7], применявшейся уже давно в анеморумбографах

(рис. 1г). Различие в числе секторов и соответственно перьев (8—в анеморумбографе и 10—в панорамном регистраторе близких грозových очагов [17]) не имеет сколько-нибудь существенного значения.

Однако вследствие применения усложненной методики измерения разности фаз, требовавшейся для формирования линейной развертки при фотографической регистрации показаний анализатора Хейдта [16], предложенная в статье [17] схема панорамного регистратора, вероятно, не является оптимальной. Для управления электромагнитами регистрирующего устройства по этой схеме производится формирование ряда промежуточных импульсов. Сначала формируются короткие импульсы, соответствующие нулевым переходам синусоидальных колебаний, поступающих с выхода приемников. Потом вырабатываются импульсы, длительность которых равна интервалу между отмеченными нулевыми переходами. Далее импульсы, которые в зависимости от азимутов прихода атмосфериков имеют различную длительность, преобразуются в импульсы другой формы с таким расчетом, чтобы амплитуда преобразованных импульсов была однозначно связана с длительностью преобразуемых импульсов. После дополнительного удлинения преобразованные импульсы поступают в амплитудный анализатор, распределяющий поступающие импульсы по соответствующим каналам самописца, регистрирующего азимуты прихода атмосфериков. Применение ряда преобразований промежуточных импульсов связано со значительным усложнением схемы пеленгатора и может снизить эксплуатационную надежность установки. Однако работы по созданию удобного и надежного панорамного регистратора на основе использования фазового пеленгатора являются, несомненно, весьма перспективными.

Результаты целого ряда опытов, проведенных, с одной стороны, с целью выяснения возможности применения фазового пеленгатора Ерухимовича для наблюдений за атмосфериками и, с другой стороны, для определения эффективности возможных (и частично уже применявшихся) вариантов фазового метода, позволяют дать положительный ответ на поставленные вопросы. Получение вполне определенных положительных выводов объясняется, в первую очередь, принципиальной простотой фазового метода измерения азимутов, основанного на использовании элементарной тригонометрической формулы для синуса суммы двух углов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Асташенко А. И., Махоткин Л. Г. О пеленговании близких грозových разрядов.—«Труды ГГО», 1963, вып. 146, с. 10—16.
2. Зачек З. В., Иньков Б. К., Махоткин Л. Г. Расположение источников атмосфериков на снимке Земли, сделанном с высоты 90 000 км.—«Труды ГГО», 1970, вып. 253, с. 133—135.
3. Золотарев И. Д. Импульсный фазометр, реализующий метод двойной кольцевой развертки.—В кн.: Автоматический контроль и методы электрических измерений. Т. 1. Новосибирск, 1964, с. 238—243.

4. Иньков Б. К. О возможности определения местоположения далеких гроз-
зовых очагов из одного пункта.—«Метеорология и гидрология», 1967, № 4,
с. 102—105.
5. Иньков Б. К. О применении линейной развертки при исследовании ази-
мутального распределения атмосфериков.—«Труды ГГО», 1968, вып. 225,
с. 74—78.
6. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехнически-
ми методами. М., «Наука», 1966, 248 с.
7. Кедроливанский В. Н., Стернзат М. С. Метеорологические при-
боры. Л., Гидрометеоиздат, 1953. 544 с.
8. Курбатов Н. В., Яновский Е. Б. Справочник по магнитофонам. М.,
«Энергия», 1971, с. 176.
9. Леушин Н. И. К вопросу о важности исследования атмосфериков и на-
блюдений за ними для службы погоды. Л., Гидрометеоиздат, 1938. 72 с.
10. Махоткин Л. Г., Лыдзар П. С. Ориентировочная оценка удаленности
гроз по амплитудам атмосфериков.—«Труды ГГО», 1963, вып. 146, с. 58—64.
11. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Однопунктные методы наблюдений
за грозовыми очагами.—«Труды ГГО», 1969, вып. 242, с. 32—36.
12. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Использование атмосфериков для по-
лучения геофизической информации.—«Труды ГГО», 1969, вып. 242,
с. 130—142.
13. Frisius J., Heydt G., Harth W. Observations of parameters characteri-
zing of VLF atmospherics as function of the azimuth.— „Journ. Atm. and Terr.
Phys.”, 1970, vol. 32, N 8, p. 1403—1422.
14. Grubb R. N. A digital data collection system for transient waveforms in the
1 to 100 kHz band and its application to the study of atmospherics.— Confe-
rence on M. F., L. F. and V. L. F. propagation, 8—10 nov. 1967. London, 1967.,
p. 339—345 (Inst. EL. Engin. Public).
15. Heydt G. Messung der Verteilung der spektralen Amplituden von Atmosphe-
rics unter Berücksichtigung des Einfallswinkels.— „Int. Elektr. Rundschau”,
1964, Bd. 18, N 12, S. 680—682, 688.
16. Heydt G. Peilanlagen zur Messung von spektralen Amplitudenverteilungen,
Amplitudenverhältnissen und Gruppenlaufzeitdifferenzen von Atmospherics.—
Technischer Bericht des H.—Hertz — Institut für Schwingungsforschung,
N 90. Berlin — Charlottenburg, 1967. 73 S.
17. Takeuti T., Nakata H. Registriergerät für Gewitter in Umkreis vom
200 km.— Meteorologische Rundschau, 1972, Bd 25, N 1, S. 23—25.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ МОЛНИЕВЫХ РАЗРЯДОВ

Как известно, молниевые разряды, представляющие собой источники мощного импульсного электромагнитного излучения, привлекают внимание исследователей при решении задач, связанных с изучением особенностей распространения импульсных сигналов над земной поверхностью, а также при рассмотрении ряда прикладных задач, связанных с определением местоположения грозовых очагов. В большинстве упомянутых задач требуется с той или иной степенью точности знание структуры электромагнитного излучения, сопровождающего молниевые разряды.

Обычная методика расчета компонент поля, обусловленных молниевыми разрядами (как правило, интересуются вертикальной компонентой электрического E_z и горизонтальной компонентой магнитного H_φ полей), в рамках применимости модели плоской земли с бесконечной проводимостью и для точки наблюдения, расположенной на поверхности земли, основывается на использовании выражений

$$E_z = -\frac{\mu_0}{2\pi R} \left[\frac{d^2 P(t)}{dt^2} + \frac{c}{R} \frac{dP(t)}{dt} + \frac{c^2}{R^2} P(t) \right],$$

$$H_\varphi = \frac{1}{2\pi cR} \left[\frac{d^2 P(t)}{dt^2} + \frac{c}{R} \frac{dP(t)}{dt} \right], \quad (1)$$

где c — скорость света в пустоте; R — расстояние от основания излучающего разряда до точки наблюдения; $P(t)$ — дипольный момент источника; t — время, отсчитываемое с момента прихода излучения в точку наблюдения.

Такая методика предполагает, во-первых, возможность представления излучателя в виде диполя и, во-вторых, знание временной зависимости дипольного или токового момента, которая может быть получена либо в результате непосредственного эксперимента [2, 8], либо на основании той или иной модели излучателя.

Одной из первых моделей молниевых разрядов было его представление в виде волны тока, характеризуемой в основании временной зависимостью $I(t) = I_0(e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$ и распространяющейся в вертикальном направлении с переменной скоростью $v = v_0 e^{-\gamma t}$ [4]. В предположении равномерного распределения зарядов вдоль канала в каждый момент времени вид входящих в выражения (1) дипольных моментов очень просто связать с параметрами приведенной выше модели разряда. При этом без существенного усложнения расчетов можно в довольно широких пределах варьировать как форму временной зависимости тока [7], так и вид $v(t)$ [9]. Именно таким путем были описаны временные и спектральные характеристики разрядов различных типов, уточнялись и конкретизировались только некоторые параметры аппроксимации тока [5—7, 9]. При этом практически во всех случаях расчеты полей проводились в предположении применимости дипольных представлений излучателя, когда справедливы выражения (1). Однако, если отказаться от неестественного допущения о равномерности распределения зарядов вдоль канала, предполагающего возможность мгновенного распространения возмущения вдоль всей его длины, то связь формы дипольного момента, входящего в выражения (1), с видом и параметрами аппроксимации тока разряда становится существенно сложнее. Кроме того, использование для расчетов компонент поля самих выражений (1) сопряжено с погрешностями, резко возрастающими по мере приближения к излучателю.

При решении ряда задач, связанных с ближней зоной, с этими погрешностями нельзя не считаться.

Следует заметить, что в работе [10] приведены более строгие выражения для компонент поля молниевых разрядов. Ниже мы приведем выражения для всех компонент поля разряда и произвольно расположенной точки наблюдения, что позволяет рассмотреть более сложную модель разряда с учетом его возможного наклона, а также получить количественные оценки, характеризующие границы применимости выражений (1), которые приведены нами в [1].

Так же как и в более ранних исследованиях, говоря о разряде, будем считать, что он представляет собой неоднородную волну тока, фронт которой распространяется в вертикальном направлении (снизу вверх или сверху вниз) с переменной скоростью $v(t)$ вдоль бесконечно тонкого канала. Временное и пространственное распределение тока будем описывать функцией

$$I(z', t) = I[t - t_u(z')] \cdot 1[t - t_v(z')], \quad (2)$$

где $I[t - t_u(z')]$ — непрерывная функция запаздывающего аргумента $t - t_u(z')$, задающая форму тока вдоль канала в каждый момент времени. Значение $t_u(z')$ определяется величиной скорости изменения тока $u(z') = dz'/dt_u$, которая считается заданной. $1[t - t_v(z')]$ — единичная функция включения, формирующая

фронт волны тока. Значение $t_v(z')$ зависит от скорости движения фронта $v(t)$, которая также считается заданной и в общем случае отлична от u . Поверхность земли при расчетах будем считать плоской и бесконечно проводящей.

Рассмотрение начнем с волны тока, распространяющейся вертикально вверх с поверхности земли.

Как известно, в цилиндрической системе координат, начало которой совмещено с основанием разряда, компоненты поля в точке с координатами (R, φ, z) могут быть выражены через однокомпонентный вектор Герца $\Pi = \Pi_z e_z$

$$E_z = -\frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial R^2} - \frac{1}{R} \frac{\partial \Pi_z}{\partial R}, \quad E_R = \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial R \partial z},$$

$$H_\varphi = -\varepsilon_0 \frac{\partial^2 \Pi_z}{\partial t \partial R}, \quad H_R = H_z = 0. \quad (3)$$

В свою очередь, Π_z можно представить в форме интеграла Кирхгофа

$$\Pi_z = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \left[\int_0^h \frac{P\left(t - \frac{R_1}{c}, z'\right)}{R_1} dz' + \int_0^h \frac{P\left(t - \frac{R_2}{c}, z'\right)}{R_2} dz' \right], \quad (4)$$

где $R_1 = \sqrt{R^2 + (z' - z)^2}$; $R_2 = \sqrt{R^2 + (z' + z)^2}$; h — высота канала. Первое слагаемое выражения (4) описывает прямую волну тока, а второе — зеркальную волну тока (в предположении бесконечной проводимости земли).

Рассмотрим вначале решение, соответствующее прямой волне тока. $P(t, z')$ связано с током в источнике соотношением

$$P(t, z') = \int_0^t I(\tau, z') d\tau. \quad (5)$$

Подставляя в это выражение ток, описываемый равенством (2), и вводя обозначения $t - \frac{R_1}{c} - t_u \equiv T_u(t, R, z, z')$; $t - \frac{R_1}{c} - t_v = T_v(t, R, z, z')$ (в последующем в качестве аргумента будем оставлять только обозначения переменных интегрирования), получаем

$$P(t, z') = \left[\int_{t_v(z') - t_u(z')}^{T_v(z')} I(s) ds \right] \cdot 1[T_v(z')]. \quad (6)$$

Наличие единичной функции включения $1[T_v(z')]$ приводит к тому, что верхний предел интегрирования в выражении (4), до тех пор пока фронт волны тока не достиг высоты h , является переменным (обозначим его z_1) и находится как решение уравнения

$$t - \frac{\sqrt{R^2 + (z_1 - z)^2}}{c} - t_v(z_1) = 0. \quad (7)$$

Заметим, что при соотношении параметров, когда $T_v = 0$, промежуток интегрирования в (7) обращается в нуль, следовательно,

и $P(t, z')$ равно нулю. При вычислении производных, входящих в (3), необходимо помнить, что верхний предел интегрирования в выражении (4) зависит от координат и времени. При этом dz_1/dt находится дифференцированием неявной функции $T_v(t, R, z_1, z) = 0$

$$\frac{\partial z_1}{\partial t} = - \frac{\partial T_v / \partial t}{\partial T_v / \partial z_1} = \frac{1}{\frac{z_1 - z}{c \sqrt{R^2 + (z_1 - z)^2}} + \frac{1}{v(z_1)}}$$

Выполняя необходимые в соответствии с соотношениями (3) операции дифференцирования, получаем для компонент поля

$$\begin{aligned} E_{z1} = & - \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \left\{ \int_0^{z_1} \frac{\partial I(T_u)}{\partial T_u} \frac{R^2}{c^2 R_1^3} dz' - \right. \\ & - \frac{I[T_u(z_1)] R^2}{\left[\frac{z_1 - z}{c \sqrt{R^2 + (z_1 - z)^2}} + \frac{1}{v(z_1)} \right] c^2 [R^2 + (z_1 - z)^2]^{3/2}} + \\ & + \int_0^{z_1} I(T_u) \left(\frac{3R^2}{R_1^2} - 2 \right) \frac{1}{c R_1^2} dz' + \int_0^{z_1} \left[\int_{t_v - t_u}^{T_u} I(s) ds \right] \frac{1}{R_1^3} \left(3 \frac{R^2}{R_1^2} - 2 \right) dz' \Big\}, \\ E_{R1} = & - \frac{1}{4 \pi \epsilon_0} \left\{ \int_0^{z_1} \frac{\partial I(T_u)}{\partial T_u} \frac{R(z' - z)}{c^2 R_1^3} dz' - \right. \\ & - \frac{I[T_u(z_1)] R(z_1 - z)}{\left[\frac{z_1 - z}{c \sqrt{R^2 + (z_1 - z)^2}} + \frac{1}{v(z_1)} \right] c [R^2 + (z_1 - z)^2]^{3/2}} + \\ & + 3 \int_0^{z_1} I(T_u) \frac{R(z' - z)}{c R_1^4} dz' + 3 \int_0^{z_1} \left[\int_{t_v - t_u}^{T_u} I(s) ds \right] \frac{R(z' - z)}{R_1^5} dz' \Big\}, \quad (8) \\ H_\varphi = & \frac{1}{4 \pi} \left\{ \int_0^{z_1} \frac{\partial I(T_u)}{\partial T_u} \frac{R}{c R_1^2} dz' - \right. \\ & - \frac{I[T_u(z_1)]}{\left[\frac{z_1 - z}{c \sqrt{R^2 + (z_1 - z)^2}} + \frac{1}{v(z_1)} \right] c [R^2 + (z_1 - z)^2]^{1/2}} + \\ & + \int_0^{z_1} I(T_u) \frac{R}{R_1^3} dz' \Big\}. \end{aligned}$$

Компоненты E_{z2} , E_{R2} , H_{φ_2} , соответствующие зеркальной волне тока, имеют вид, аналогичный выражениям (8), только во всех соотношениях, включая (6), необходимо z заменить на $-z$.

В случае, когда точка наблюдения находится на поверхности земли, E_z - и H_φ -компоненты поля представляют собой удвоенные

значения $E_{z'}$ и $H_{\varphi'}$, в то время как значение E_R в силу нечетности подынтегральных выражений по z' обращается в нуль. Вторые слагаемые приведенных выражений связаны с наличием разрыва на фронте тока. Начиная с момента времени, когда фронт достигает конца канала h , верхний предел интегрирования становится постоянным, а слагаемое, обусловленное движущимся фронтом (в последующем будем обозначать его $H_{\text{фр}}$ или $E_{\text{фр}}$), обращается в нуль. Все приведенные выше соотношения сохраняют свой вид и для случая, когда волна тока стартует с некоторой высоты h и фронт ее движется вниз, необходимо только верхний предел в интеграле по z' заменить на h , а нижний считать переменным [находится из соотношения (7)] для времен

$$\frac{\sqrt{R^2 + h^2}}{c} = t_0 < t < t_1 = \frac{\sqrt{R^2 + [(h-l) + z]^2}}{c} + \tau_v,$$

где τ_v — время движения фронта волны тока вдоль канала длиной l . После достижения волной конца канала нижний предел также становится постоянным и равным $h-l$.

В качестве примеров использования приведенных формул рассмотрим излучение, обусловленное лидерной стадией разряда и возвратным ударом.

Как известно, лидерная стадия представляет собой цуг двупольных импульсов. Не останавливаясь на детальном анализе форм отдельных типов лидерных разрядов, которые достаточно полно и подробно систематизированы в [3], отметим только, что в большинстве случаев огибающая цуга, которая имеет максимум в начале, ниспадает затем по экспоненциальному закону [8].

На примере H_{φ} -компоненты, регистрируемой на поверхности земли, оценим возможные модели лидерной стадии разряда.

Отдельные импульсы цуга лидерных разрядов формируются сравнительно короткими по длительности волнами тока, последовательно распространяющимися к поверхности земли. Среднее значение длины канала отдельных разрядов, образующих лидерный процесс, составляет 50 м.

Рассмотрим вначале простейшую модель отдельного лидерного разряда в виде единичного импульса тока длительностью τ , распространяющегося вниз из точки с координатами $(0, 0, h)$ с постоянной скоростью v_0 , конкретное значение которой выберем из условия, чтобы время движения тока вдоль канала составляло 1 мкс. Функция тока (2) в этом случае описывается соотношением $I(t, z') = I_0 \left[1 \left(t - \frac{z'}{v_0} \right) - 1 \left(t - \frac{z'}{v_0} - \tau \right) \right]$. Все интегралы, входящие в выражение (8), легко берутся и равенство для H_{φ} -компоненты принимает вид

$$H_{\varphi} = \frac{I_0}{2\pi R} \left\{ \left[\frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}} + \frac{\beta_0 ct - h}{\sqrt{(\beta_0 ct - h)^2 + R^2(1 - \beta_0^2)}} \right] 1(t') - \right. \\ \left. - \left[\frac{h}{\sqrt{R^2 + h^2}} + \frac{\beta_0 c(t - \tau) - h}{\sqrt{[\beta_0 c(t - \tau) - h]^2 + R^2(1 - \beta_0^2)}} \right] 1(t' - \tau) - \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\frac{h-l}{\sqrt{R^2 + (h-l)^2}} + \frac{\beta_0 c \left(t - \frac{l}{v_0} \right) - (h-l)}{\sqrt{\left[\beta_0 c \left(t - \frac{l}{v_0} \right) - (h-l) \right]^2 + R^2 (1 - \beta_0^2)}} \right] \times \\
& \quad \times 1 \left(t' - \frac{l}{v_0} \right) + \left[\frac{h-l}{\sqrt{R^2 + (h-l)^2}} + \right. \\
& \quad \left. + \frac{\beta_0 c \left(t - \frac{l}{v_0} - \tau \right) - (h-l)}{\sqrt{\left[\beta_0 c \left(t - \frac{l}{v_0} - \tau \right) - (h-l) \right]^2 + R^2 (1 - \beta_0^2)}} \right] 1 \left(t' - \frac{l}{v_0} - \tau \right), \quad (9)
\end{aligned}$$

где $t' = t - t_0$, $t_0 = \sqrt{R^2 + h^2}/c$; l — длина ступени лидера; $\beta_0 = v_0/c$.

На рис. 1 приведены формы отдельных импульсов лидерной стадии для значений $R=10$ и 1 км, причем первый импульс соответствует волне тока, «стартующей» с высоты $h=3$ км, второй — с $h=1$ км и третий — с $h=300$ м. Величина тока I_0 при расчетах принимается равной 1 кА. В момент времени $t=t_0$ (время отсчитывается с момента старта импульса тока) приходит излучение от точки $(0, 0, h)$ и поле скачком меняется на некоторую величину $\Delta H \approx I_0 \beta_0 / 2\pi R$. Дальнейшее изменение поля происходит по закону, определяемому первым слагаемым выражения (9). В момент $t_1 = t_0(l/v_0)$, когда фронт тока достигает конца ступени, поле вновь скачком уменьшается приблизительно на ту же величину, что и во время первого скачка. В момент времени $t_2 = t_0 + \tau$, когда в точку наблюдения приходит излучение, соответствующее заднему фронту импульса тока, H_φ становится отрицательным и, наконец, после достижения задним фронтом тока конца ступени излучение прекращается и поле обращается в нуль ($t_3 = t_0 + l/v_0 + \tau$). Как видно из этого рисунка, на малых расстояниях (менее 3 км) огибающая цуга зависит от их конкретного значения. Причем амплитуда импульсов растет по мере того, как отдельные ступени лидера продвигаются к земле. На расстояниях более 10 км амплитуда импульсов практически не зависит от высоты h , с которой стартует импульс тока, и обычно наблюдаемое экспоненциальное уменьшение амплитуды отдельных импульсов лидерной стадии можно объяснить только уменьшением скорости продвижения толчков тока по мере их приближения к поверхности земли. Как видно из рис. 1, уже использование довольно грубой аппроксимации для тока позволяет по форме импульсов H_φ -компоненты судить о таких характерных параметрах тока источника, как его длительность, время пробега вдоль канала. Однако слишком крутые фронты рассчитанных импульсов по сравнению с регистрируемыми, ограниченные возможности вариации амплитуд и дли-

тельностью отдельных полуволн заставляют искать более приемлемые аппроксимации для модели лидерного разряда.

Несколько лучшие результаты в смысле приближения к реальным формам дает аппроксимация тока разряда в виде

$$I(t, z') = I_0 \{ e^{-\alpha[t-t_u(z')]} - e^{-\beta[t-t_u(z')]} \} 1[t - t_0(z')]. \quad (10)$$

Скорость движения фронта тока, как и в большинстве работ, описывалась выражением $v(t) = v_0 e^{-\gamma t}$, где v_0 и γ выбирались таким образом, чтобы время движения фронта вдоль канала, так же как и в ранее рассмотренной модели, составляло 1 мкс. Для данной модели излучателя при вычислении компонент поля приходится прибегать к численным расчетам значений входящих в выражения (8) интегралов. Это связано прежде всего с тем, что не удается аналитически разрешить уравнение (7) относительно

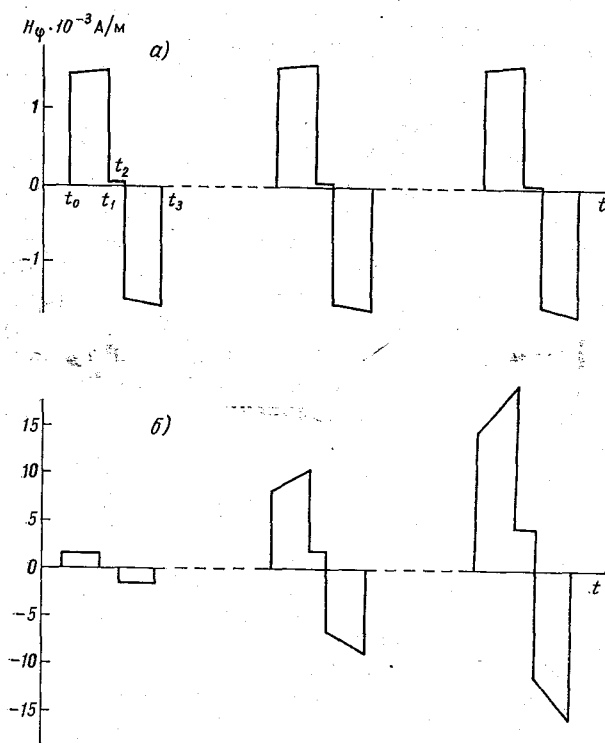


Рис. 1. Расчетная форма H_φ -компоненты лидеров, соответствующих модели разряда в виде волны тока, распространяющейся вертикально вниз и описываемой функцией

$$I = I_0 \left[1 \left(t - \frac{z'}{v_0} \right) - 1 \left(t - \frac{z'}{v_0} - \tau \right) \right].$$

$a - R = 10$ км, $b - R = 1$ км.

верхнего предела z_1 , которое для рассматриваемой модели принимает вид

$$t - \frac{\sqrt{R^2 + (z_1 - z)^2}}{c} + \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 - \frac{\gamma z_1}{v_0} \right) = 0. \quad (11)$$

Скорость изменения аргумента тока u при расчетах принималась либо постоянной (причем всегда $v \leq u$), либо имеющей вид $v(t)$. Параметры α и β аппроксимации тока при расчетах варьи-

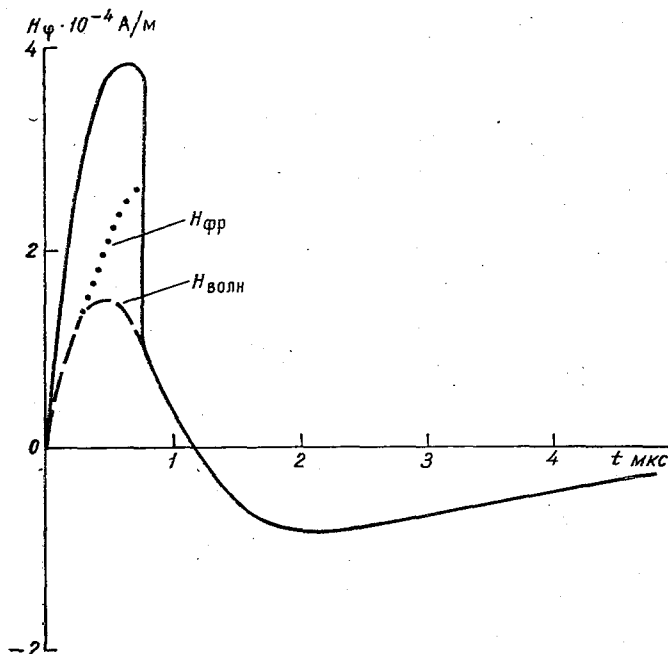


Рис. 2. Расчетная форма H_φ -компоненты лидера ($R = 100$ км), соответствующая модели разряда в виде волны тока, распространяющейся вертикально вниз со скоростью $v(t) = v_0 e^{-\gamma t}$ и имеющей в основании разряда вид $I(t, h) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-t})$.

ровались в пределах $(0,05 \div 1,0) \cdot 10^5$ 1/с для того, чтобы получить, во-первых, отношение амплитуд полуволн импульса по возможности ближе к единице и, во-вторых, время, в течение которого значение тока лидера превышает $1/2$ его максимального значения, составляло бы $4 \div 5$ мкс [11].

На рис. 2 для иллюстрации приведена форма H_φ -компоненты при $v_0 = 5 \cdot 10^7$ м/с, $\gamma = 1 \cdot 10^5$ 1/с, $u = 3 \cdot 10^8$ м/с. При $u = v$ разрыва на фронте тока нет и обусловленное им слагаемое отсутствует. По поводу рассмотренной аппроксимации можно сказать следующее.

Наличие разрыва на фронте сигнала, обусловленного тем, что $v \neq u$, приводит к появлению довольно значительного слагаемого $H_{\text{фр}}$, в свою очередь вызывающего появления скачка в пределах первой полуволны сигнала. Уменьшить это слагаемое можно либо устремляя v к u , либо выбирая другую функцию, аппроксимирующую ток лидера.

Следует отметить, что первоначальный выбор аппроксимирующей ток разряда функции целесообразно производить в соответствии с формой поля, регистрируемого в зоне от 50 до 100 км. При этом обычно выполняются условия

$$\frac{h}{R} \ll 1, \quad R_1 = \sqrt{R^2 + (z' - z)^2} \simeq R, \\ \frac{z' - z}{cR_1} \ll \frac{1}{v(z_1)}, \quad \frac{1/R^2 I(T_u)_{\text{max}}}{1/cR \left[\frac{\partial I(T_u)}{\partial T_u} \right]_{\text{max}}} \ll 1, \quad (12)$$

$$H_{\varphi} \simeq \frac{1}{2\pi cR} \left\{ \int_{z_1}^h \frac{\partial I(T_u)}{\partial T_u} dz' - I[T_u(z_1)]v(z_1) \right\}. \quad (13)$$

Для случая, когда u и v — постоянные, выражение для H_{φ} , считая $z'/cR_1 \ll 1/u$, можно привести к виду

$$H_{\varphi} \simeq \frac{1}{2\pi cR} [-uI(t')1(t') - I(t' - t_u)1(t' - t_u)]. \quad (14)$$

Если разрыва тока в источнике нет ($u=v$), то

$$H_{\varphi} \simeq -\frac{u}{2\pi cR} [I(t')1(t') - I(t' - t_u)1(t' - t_u)]. \quad (15)$$

Если к тому же функция $I(t)$ на промежутке $[t', t' + t_u]$ меняется незначительно, то

$$H_{\varphi} \simeq \frac{1}{2\pi cR} \frac{\partial I}{\partial t} l, \quad (16)$$

где $l = ut_u$ — длина ступени. Последние формулы согласуются с соотношениями, приведенными в [11], и дают наиболее простую связь формы импульса H_{φ} с формой тока. Использование выражений типа (15), (16) позволяет сравнительно просто подобрать форму тока, дающего неплохое приближение для сигнала H_{φ} в волновой зоне. В качестве простейшего критерия при подборе параметров аппроксимации функции тока может служить, например, отношение времени первого нулевого перехода t_2 к времени, характеризующему положение первого максимума t_1 . Подобного рода оценки показали, что неплохое приближение к реально регистрируемым сигналам дает аппроксимация тока, в основании разряда имеющая вид

$$I(t, h) = I_0(at)^n e^{-at}. \quad (17)$$

Параметры аппроксимации (17) имеют простую связь со значениями t_1 и t_2 :

$$n = \frac{1}{(1-t_1/t_2)^2}; \quad a = \frac{n}{t_2}. \quad (18)$$

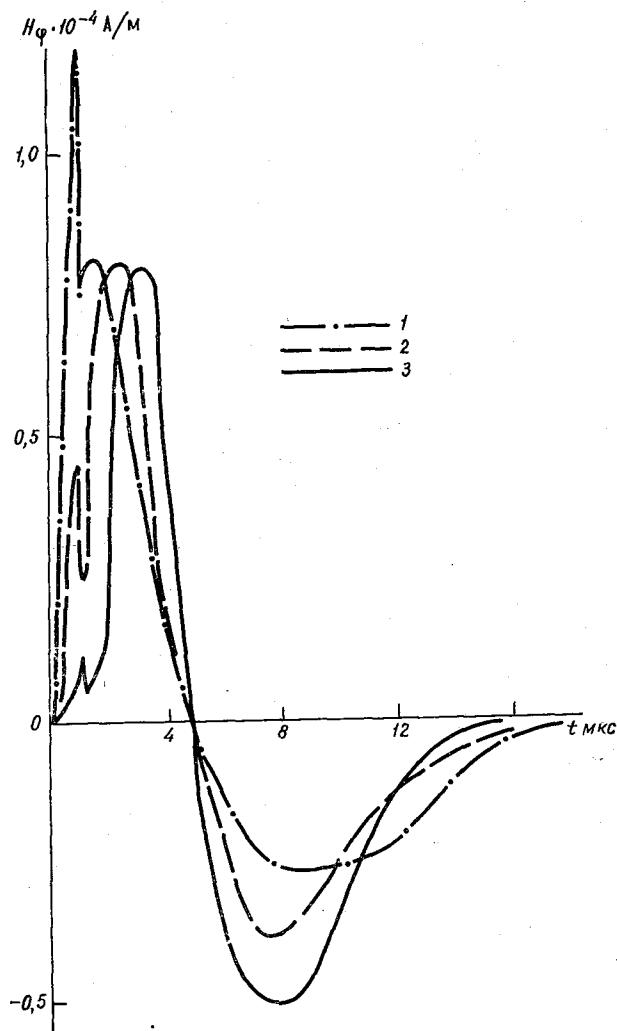


Рис. 3. Расчетная форма H_φ -компоненты лидера. ($R=100$ км), соответствующая модели разряда в виде волны тока, распространяющейся вертикально. вниз со скоростью $v(t)=v_0 e^{-\gamma t}$ и имеющей в основании разряда вид $I(t, h)=I_0 (at)^n e^{-at}$
 1 — $n=2$, 2 — $n=4$, 3 — $n=6$.

Кривые временной зависимости H_φ , полученные с использованием аппроксимации (17) для $R=100$ км при $u=0,5 \cdot 10^5$ км/с и $n=2, 4, 6$, представлены на рис. 3. Остальные параметры аппроксимации выбирались таким образом, чтобы длительность первой полуволны составляла 5 мкс, а максимальное значение тока равнялось 1 кА. Как видно из рис. 3, с ростом n уменьшается вклад слагаемого $H_{\text{фр}}$, обусловленного разрывом на фронте волны тока, увеличивается отношение второй полуволны к первой, а также от-

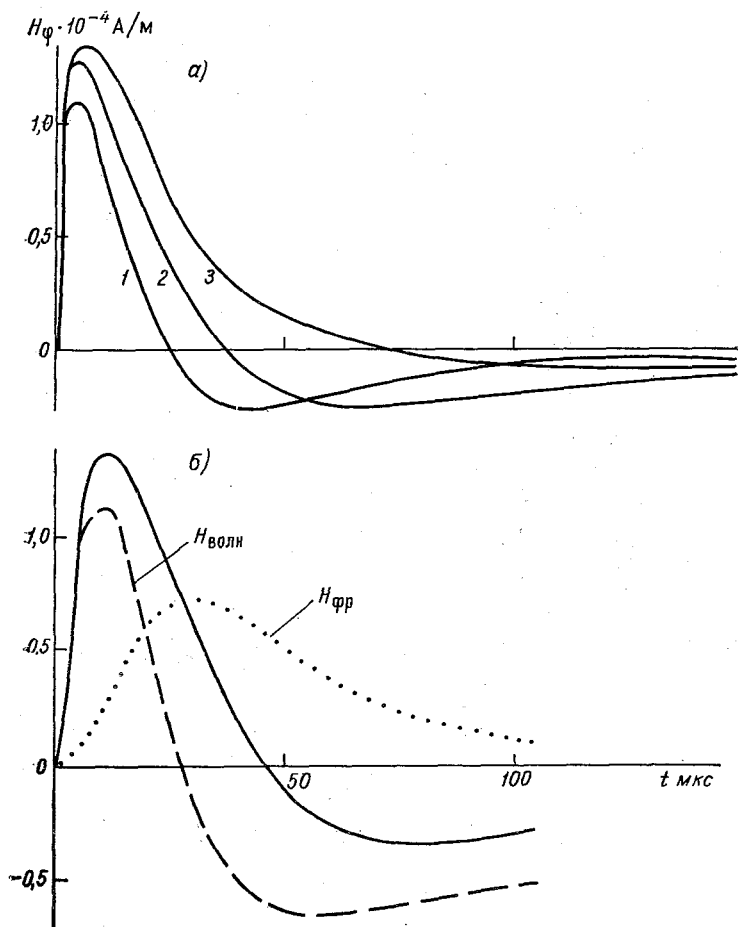


Рис. 4. Расчетная форма H_φ -компоненты главного разряда ($R=100$ км), соответствующая модели разряда в виде волны тока, распространяющейся вертикально вверх со скоростью $v(t) = v_0 e^{-\gamma t}$ и имеющей в основании вид $I(t, 0) = I_0 e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}$.

а: для $u = v$, $1 - \gamma = 0,6 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$, $2 - \gamma = 0,1 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$, $3 - \gamma = 0,3 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$;
б: для $u = c$.

ношение t_2/t_1 . Выброс на переднем фронте импульса иногда наблюдается на реальных осциллограммах. Однако его наличие можно объяснить не только разрывом на фронте тока, но и действием очень короткой волны тока, предшествующей основной волне тока, описываемой равенством (17).

Главные разряды, так же как и лидеры, можно рассматривать в рамках аппроксимации, описываемой выражением (11), только с другими значениями параметров. На рис. 4 показана зависимость формы импульсов H_φ -компоненты, рассчитанной для $R=100$ км, от параметров аппроксимации. Кривые рис. 4 а иллю-

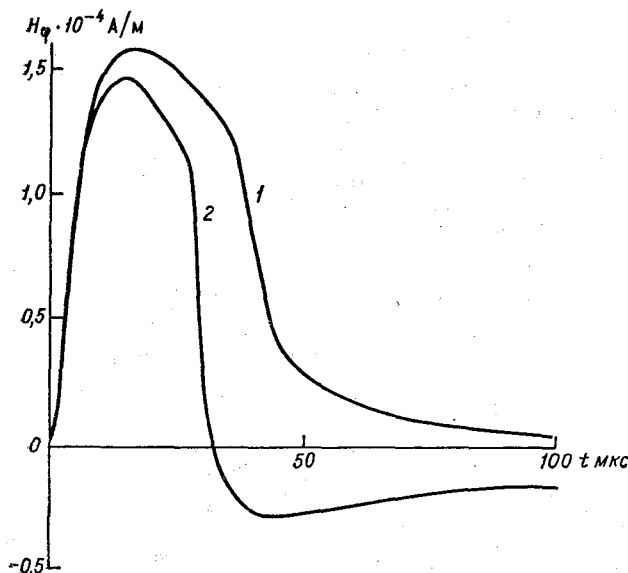


Рис. 5. Расчетная форма H_φ -компоненты повторного разряда ($\gamma=0$) для $R=10$ и 100 км, ограниченного по высоте величиной 2 км.

1 — для $0,1H_\varphi$, $R=10$ км; 2 — для H_φ , $R=100$ км.

стрируют влияние на форму импульса параметра γ (при этом считалось, что $u=v$). На рис. 4 б приведен импульс, рассчитанный в предположении, что $u=c$. Как отмечалось ранее, при этом заметную роль играет член $H_{\text{фр}}$, связанный с разрывом на фронте волны тока.

Как следует из анализа приведенных на рис. 4 кривых, с уменьшением значения γ , характеризующего степень изменения скорости движения волны тока при ее распространении вдоль канала, увеличивается длительность первой полуволны импульса. В пределе при $\gamma \rightarrow 0$ импульс становится однополярным даже на большом удалении от излучателя. Как известно [11], движение

волны тока с постоянной скоростью ($\gamma=0$) соответствует повторным ударам. Однако экспериментально зарегистрированные импульсы и в случае повторных ударов содержат не менее двух полуволн. В рамках рассматриваемой аппроксимации тока такой результат можно получить, вводя естественное ограничение на длину молниевых каналов. Сказанное иллюстрируется рис. 5, где приведена форма импульса для $\gamma=0$, но в отличие от аналогичной кривой, изображенной на рис. 4, длина канала принята равной 2 км. Как видно из рисунка, введением ограничения на длину канала можно обеспечить формирование второй полуволны импульса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кононов И. И. Границы применимости дипольных представлений молниевых разрядов.— См. наст. сборник.
2. Штенников Ю. В. Экспериментальные исследования дипольных и токовых моментов грозных разрядов.— В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 7. Л., изд. ЛГУ, 1968, с. 198—208.
3. Юман М. Молния. М., «Мир», 1972, с. 327.
4. Bruce C. E., Golde R. H. The lightning discharge.— "Journ. Inst. Electr. Engrs.", 1941, part 2, 88, p. 487.
5. Dennis A. S., Pierce E. T. The return stroke of the lightning flash to earth as a source of VLF atmospherics.— "Journ. Res. NBS", 1964, vol. 68D, N 7, p. 777—794.
6. Hill R. Electromagnetic radiation from the return stroke of a lightning discharge.— "Journ. Geophys. Res.", 1966, vol. 71, N 8, p. 1963—1968.
7. Müller-Hillerbrand D. "Magnetic field of the lightning discharge." Proceedings of the International Conference on Gas Discharges and Electrical Supply Industry, 1962, p. 89—111.
8. Norinder H. Magnetic field variations from lightning strokes in vicinity of thunderstorms.— "Arkiv Geofys.", 1956, 2, p. 423—451.
9. Srivastava K. L. M. Return stroke velocity of a lightning discharge.— "Journ. Geophys. Res.", 1966, vol. 71, N 4, p. 1238—1287.
10. Uman M. A., McLain D. K. Magnetic field of lightning return stroke.— "Journ. Geophys. Res.", 1969, vol. 74, N 28, p. 6899—6910.
11. Uman M. A., McLain D. K. "Radiation field and current of the lightning stepped leader."— "Journ. Geophys. Res.", 1970, vol. 75, N 6, p. 1058—1066.

ГРАНИЦЫ ПРИМЕНИМОСТИ ДИПОЛЬНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ МОЛНИЕВЫХ РАЗРЯДОВ

Как отмечалось в [3], в большинстве случаев расчеты компонент поля, обусловленных молниевыми разрядами, выполняются в предположении, что разряды представляют собой элементарный электрический диполь, ориентированный в том или ином направлении. Такое упрощение излучателя позволило сравнительно просто описать основные временные и спектральные характеристики различных типов разрядов.

В рамках плоской модели земли с бесконечной проводимостью выражение для компонент поля такого излучателя принимают на более простой вид

$$E_z(t) = -\frac{\mu_0}{2\pi R} \left[\frac{d^2 P(t)}{dt^2} + \frac{c}{R} \frac{dP(t)}{dt} + \frac{c^2}{R^2} P(t) \right],$$

$$H_\varphi(t) = \frac{1}{2\pi cR} \left[\frac{d^2 P(t)}{dt^2} + \frac{c}{R} \frac{dP(t)}{dt} \right]. \quad (1)$$

Однако при рассмотрении некоторых задач, связанных с ближней зоной, как например в [2], необходимо знание количественных оценок границ применимости дипольных представлений источника. Кроме того, такие оценки, позволяющие установить, с каких расстояний и с какой точностью молниевый разряд можно рассматривать как точечный диполь, представляют самостоятельный интерес.

Одну из первых попыток количественно оценить границы применимости выражений (1) представляет работа [9], в которой использована простейшая модель разряда в виде толчка тока, распространяющегося в вертикальном направлении с постоянной скоростью. Однако приведенные в указанной работе результаты носят частный характер и не дают возможности обобщить выводы на другие модели разрядов.

Стандартный подход при выяснении характера излучателя заключается в выделении в решении для компонент поля членов

с угловой зависимостью, соответствующей дипольному, квадрупольному и т. д. излучателям путем разложения решения в ряд по сферическим гармоникам [1, 5]. Однако использование классического разложения в ряд по мультиполям, примененного для синусоидальной временной зависимости поля, приводит к необходимости применения преобразований Фурье (прямого и обратного). При решении задач, подобной рассматриваемой в настоящей работе, возникают трудности, связанные с численным интегрированием быстроменяющихся функций. Поэтому в целом ряде работ [6—8] исследуется возможность проведения разложения решения в ряд по сферическим функциям непосредственно во временной области. Не останавливаясь на сравнительном анализе этих методов, отметим только, что для решения поставленной задачи целесообразнее, на наш взгляд, исходить из разложения вектора Герца Π , представляемого в виде интеграла Кирхгофа, в ряд Тэйлора по степеням z (смысл используемых обозначений см. в [3]). Как известно [4], отдельные слагаемые этого разложения имеют характер диполя, квадруполя и т. д.

Решать вопрос о дипольности разряда в последующем будем, сопоставляя решение для H_φ -компоненты, соответствующей первому члену разложения Π_z в ряд Тэйлора, с решением, соответствующим точным значениям Π_z , которые находятся достаточно легко либо в аналитическом виде для простейших моделей разряда, либо численно для более сложных моделей.

Так, при использовании выражения (8) работы [3] для простейшей модели разряда в виде однородной волны тока с амплитудой I_0 , распространяющейся с поверхности земли вертикально вверх (распространение волны с некоторой высоты h дает аналогичные результаты), значение компоненты $H_\varphi^{\text{дип}}$, соответствующее дипольному члену, описывается выражением

$$H_\varphi^{\text{дип}} = \frac{I_0}{2\pi} \left[\frac{\beta_0}{R} + \frac{vt'}{R^2} \right] 1(t'), \quad (2)$$

где t' — время, отсчитываемое с момента прихода волны в точку наблюдения.

Напомним, что точное значение H_φ по данным работы [3] имеет вид

$$H_\varphi = \frac{I_0 \beta_0 c \left(t' + \frac{R}{c} \right)}{2\pi R \sqrt{\left[\beta_0 c \left(t' + \frac{R}{c} \right) \right]^2 + R^2 (1 - \beta_0^2)}} 1(t'). \quad (3)$$

Запишем $H_\varphi^{\text{дип}}$ в виде

$$H_\varphi^{\text{дип}} = \frac{I_0 \beta_0}{2\pi R} \left(1 + \frac{t'}{R/c} \right) 1(t'). \quad (4)$$

Разлагая далее H_φ в ряд по степеням $\frac{t}{R/c}$, получаем

$$H_\varphi = \frac{I_0 \beta_0}{2\pi R} \left(1 + \frac{t'}{R/c} \right) \left[1 - \beta_0^2 \frac{t'}{R/c} + \frac{3}{4} \beta_0^4 \left(\frac{t'}{R/c} \right)^2 + \dots \right]. \quad (5)$$

Если рассматривать данную модель по отношению к лидерным процессам, то максимальное значение величины $\frac{t}{R/c} \ll 1$, начиная с нескольких сот метров. Пренебрегая в выражении (5) членами более высоких по сравнению с $t'/(R/c)$ порядков малости, получаем, что относительное различие дипольного и точного решений $\delta H = (H_\varphi - H_\varphi^{\text{дип}})/H_\varphi^{\text{дип}}$, принимаемое нами в качестве критерия, характеризующего дипольность излучателя, описывается очень простым соотношением

$$\delta H \simeq \beta_0 \frac{vt'}{R}. \quad (6)$$

Как видно из этого соотношения, отличие рассматриваемого излучателя от диполя растет линейно со временем (по мере увеличения размеров разряда), причем тем скорее, чем больше величина β_0 и меньше R , если учесть, что среднее значение длины канала отдельного лидерного разряда составляет 50 м, а значение β_0 не превышает 0,2, то $\delta H < 1\%$ уже начиная с расстояний 0,5—1,0 км от разряда (отсчитываемых вдоль поверхности земли).

Что касается главных разрядов, имеющих значительно большие линейные размеры, то заметное отличие от дипольности должно, очевидно, проявляться на значительно больших, чем для лидеров, расстояниях. Рассмотрим главный разряд в рамках его аппроксимации, используемой в работе [3]. Пользуясь приведенными в данной работе точными выражениями для компонент поля разряда, можно показать, что соотношение для H_φ -компоненты в рамках дипольного приближения приводится к выражению вида (1), в котором

$$\frac{dP(t')}{dt} = \int_0^{z_1} I \left(t - \frac{R}{c}, z' \right) dz'. \quad (7)$$

Если предел интегрирования z_1 , который находится как решение уравнения

$$t - \frac{\sqrt{R^2 + (z_1 - z)^2}}{c} + \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 - \frac{\gamma z_1}{v_0} \right) = 0, \quad (8)$$

заменить его приближенным значением

$$z_1 \simeq \frac{v_0}{\gamma} (1 - e^{-\gamma t}), \quad (9)$$

то интеграл (7) легко берется и $dP(t)/dt$ принимает вид

$$\frac{dP(t)}{dt} = \frac{e^{-\alpha t}}{\gamma - \alpha} - \frac{e^{-\beta t}}{\gamma - \beta} + \frac{(\beta - \alpha)e^{-\gamma t}}{(\gamma - \alpha)(\gamma - \beta)}. \quad (10)$$

Погрешность вычислений H_φ , связанная с приближенным определением z_1 , увеличивается с уменьшением R и ростом v_0 . Однако

даже для наибольших значений $v_0 = 0,8 \cdot 10^5$ км/с, используемых при расчетах; максимальная погрешность определения H_φ не превосходит 3,4% для $R=3$ км, начиная с 10 км ее значение не превышает 1%.

Сопоставляя значения компонент, рассчитанные по формулам (1) с использованием приведенного выше выражения (10), с аналогичными значениями, вычисленными с помощью их точных выражений для различных значений параметров аппроксимации для тока и скорости, можно оценить дипольность главных разрядов. Расчеты точных значений H_φ -компоненты поля проводились численно по формуле

$$H_\varphi = \frac{I_0}{2\pi R} \int_0^{z_1} \frac{1}{f^{1/2}(z')} \left\{ \left[\frac{\beta}{c} - \frac{1}{f^{1/2}(z')R} \right] e^{-\beta\varphi(z')} - \left[\frac{\alpha}{c} - \frac{1}{f^{1/2}(z')R} \right] e^{-\alpha\varphi(z')} \right\} dz', \quad (11)$$

здесь

$$f(z') = 1 + \frac{z'^2}{R^2}, \quad \varphi(z') = t + \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 - \frac{\gamma z'}{v_0} \right) - \frac{R}{c} f^{1/2}(z').$$

На рис. 1 приведены кривые $\delta H = (H_\varphi - H_\varphi^{\text{дип}})/H_{\varphi \text{ max}}$, рассчитанные для расстояний 10 и 30 км от основания разряда. Параметры аппроксимации тока для приведенных на рисунке кривых

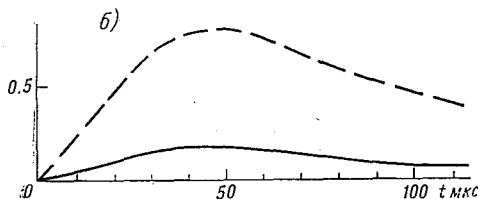
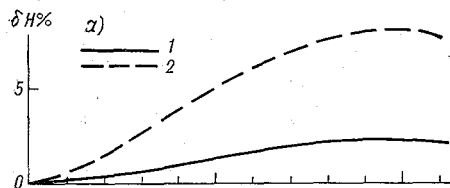


Рис. 1. Относительное различие $\delta H = (H_\varphi - H_\varphi^{\text{дип}})/H_{\varphi \text{ max}}$ между точным значением H_φ -компоненты для вертикальной модели главного разряда и ее дипольным приближением $H_\varphi^{\text{дип}}$.

$a-R=10$ км, $b-R=30$ км; $1-v_0=0,3 \cdot 10^5$ км/с, $2-v_0=0,6 \cdot 10^5$ км/с.

приняты равными $\alpha = 0,4 \cdot 10^5$ 1/с, $\beta = 0,7 \cdot 10^5$ 1/с, $\gamma = 0,1 \cdot 10^5$ 1/с, $v_0 = 0,3 \times 10^5$ км/с и $0,6 \cdot 10^5$ км/с. Значения z_1 , входящие в предел интегрирования, отыскивались также численным решением уравнения (8).

Как следует из результатов проделанных оценок, заметное различие между значениями H_φ и $H_\varphi^{\text{дип}}$, достигающее в отдельных случаях 8%, наблюдается на расстояниях от излучающего канала до 10–15 км. С ростом времени наблюдения указанное различие сначала растет, затем стабилизируется на некотором уровне и далее снова уменьшается. Наиболее существенное влияние на величину расхождения ока-

зывает изменение начальной скорости v_0 . Так, при изменении v_0 в 2 раза от $0,3 \cdot 10^5$ до $0,6 \cdot 10^5$ км/с относительная величина разности δH увеличивается в 3—4 раза. Влияние других параметров α , β , γ проявляется значительно слабее.

С ростом дальности δH резко уменьшается и для 30 км не превосходит 1%. Это значение расстояния можно принять в качестве нижней границы дальности, начиная с которой вертикальный молниевый разряд с большой точностью можно считать диполем.

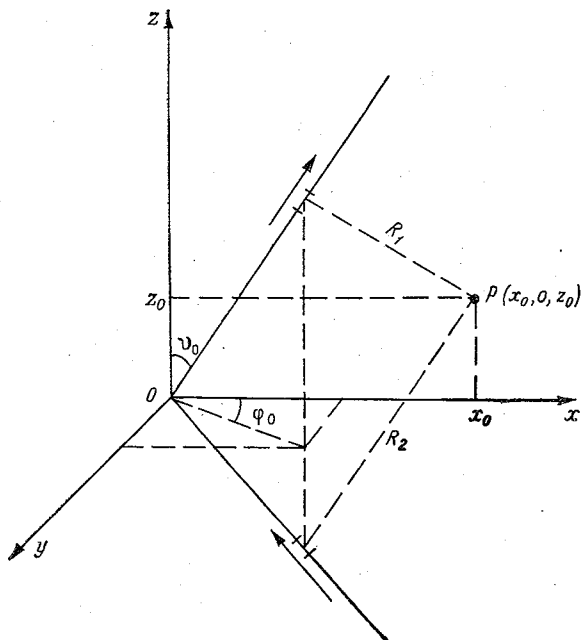


Рис. 2. Пояснение обозначений, используемых при рассмотрении модели наклонного разряда. Стрелками обозначено направление движения прямой и зеркальной волн тока.

Полученные результаты нетрудно обобщить и на случай модели разряда с учетом его возможного наклона. Задача отыскания компонент поля наклонного разряда может быть сведена к рассмотрению двух линейных антенн, положение одной из которых совпадает с разрядом, а другая является его зеркальным отражением в нижнем полупространстве. В свою очередь, поле от каждой антенны путем соответствующего преобразования исходной системы координат, заключающейся в ее повороте в первом случае на угол ϑ_0 в плоскости zx и угол φ_0 в плоскости xu и во втором (для зеркального изображения) соответственно на углы $\pi - \vartheta_0$ и φ_0 , может быть найдено с использованием полученных в работе [3] результатов.

Опуская промежуточные вычисления, связанные с преобразованием (прямым и обратным) исходной системы координат, и используя обозначения, представленные на рис. 2, приведем окончательные выражения для компонент поля наклонного разряда (которые пометим индексом «н»), выраженные через найденные в [3] значения составляющих поля вертикального разряда (которые пометим индексом «в»). Для обозначения компонент, соответствующих прямой волне тока, используем индекс «1», соответствующих зеркальной волне — индекс «2».

$$\begin{aligned} E_{z_1}^n &= \sin \vartheta_0 \cos \varphi_1 E_{R_1}^v + \cos \vartheta_0 E_{z_1}^v, \\ E_{z_2}^n &= \sin \vartheta_0 \cos \varphi_2 E_{R_2}^v + \cos \vartheta_0 E_{z_2}^v, \\ H_{\varphi_1}^n &= (-\sin \varphi_0 \cos \vartheta_0 \sin \varphi_1' + \cos \varphi_0 \cos \varphi_1') H_{\varphi_1}^v, \\ H_{\varphi_2}^n &= (\sin \varphi_0 \cos \vartheta_0 \sin \varphi_2' + \cos \varphi_0 \cos \varphi_2') H_{\varphi_2}^v, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\sin \varphi_1' = -\frac{x_0 \sin \varphi_0}{\sqrt{(x_0 \cos \varphi_0 \cos \vartheta_0 - z_0 \sin \vartheta_0)^2 + x_0^2 \sin^2 \varphi_0}},$$

где

$$\sin \varphi_2' = -\frac{x_0 \sin \varphi_0}{\sqrt{(x_0 \cos \varphi_0 \cos \vartheta_0 + z_0 \sin \vartheta_0)^2 + x_0^2 \sin^2 \varphi_0}},$$

$$\cos \varphi_1' = \frac{x_0 \cos \varphi_0 \cos \vartheta_0 - z_0 \sin \vartheta_0}{\sqrt{(x_0 \cos \varphi_0 \cos \vartheta_0 - z_0 \sin \vartheta_0)^2 + x_0^2 \sin^2 \varphi_0}},$$

$$\cos \varphi_2' = \frac{-(x_0 \cos \varphi_0 \cos \vartheta_0 + z_0 \sin \vartheta_0)}{\sqrt{(x_0 \cos \varphi_0 \cos \vartheta_0 + z_0 \sin \vartheta_0)^2 + x_0^2 \sin^2 \varphi_0}}, \quad (13)$$

Значения E_R , E_z и H_φ находятся по формулам (8) работы [3] с заменой в этих выражениях z и R соответственно на z_1 , R_1 и z_2 , R_2 . Соответствующие замены необходимо произвести и в выражениях для пределов интегрирования.

В том случае, когда точка наблюдения расположена на поверхности земли ($z_0=0$, $x_0=R_0$), приведенные выше выражения (12) существенно упрощаются. В частности, выражение для H_φ -компоненты принимает вид (12), в котором

$$f(z') = 1 + \frac{z'^2}{(z'^2 + R^2)} - \frac{2z'}{\sqrt{z'^2 + R^2}} \cos \varphi_0 \sin \vartheta_0. \quad (14)$$

Следует заметить, что для наклонной антенны погрешность определения корня уравнения (8) с помощью приближенного соотношения (9) в некоторых случаях оказывается довольно значительной. Так, при удалении от основания разряда на 10 км в случае, когда разряд наклонен в сторону точки наблюдения, погреш-

ность определения z_1 с помощью приближенного соотношения достигает 7% при $\vartheta_0=45^\circ$ и времени наблюдения 5 мкс и меньше. С ростом дальности и времени наблюдения погрешность в определении z_1 хотя и убывает, но все же заметно сказывается на точности вычисления компонент поля. Поэтому для конкретных расчетов дипольного приближения мы находим корень, численно решая уравнение (8).

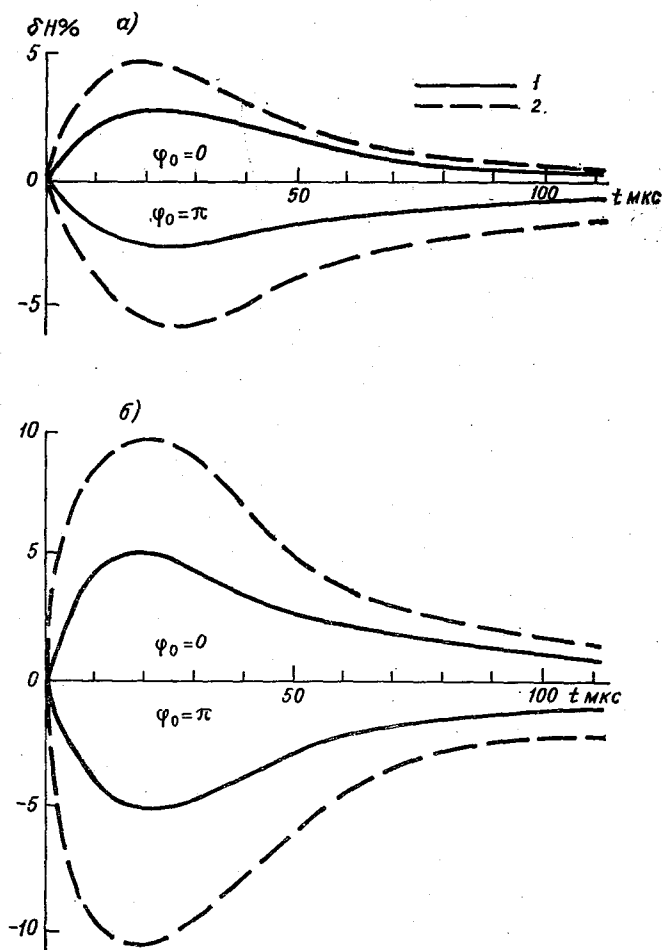


Рис. 3. Относительное различие $\delta H = (H_\varphi - H_\varphi^{\text{дип}})/H_{\varphi \text{ макс}}$

между точным значением H_φ -компоненты для наклонной модели главного разряда в зависимости от времени и пространственной ориентации разряда R , ϑ_0 , φ_0 .

$a-R=10$ км, $\vartheta_0=\pi/12$; $b-R=30$ км, $\vartheta_0=\pi/6$; $1-v_0=0,3 \cdot 10^8$ км/с, $2-v_0=0,6 \cdot 10^8$ км/с.

Для иллюстрации границ справедливости дипольных представлений в случае наклонного разряда на рис. 3 приведены результаты расчетов величины δH для тех же значений аппроксимации тока, что и на рис. 1 и для значений $\varphi_0=0$ и π , а $\vartheta_0=0, \pi/12, \pi/6$ и расстояний 10 и 30 км. Как видно из этих рисунков, расхождение значений H_φ и $H_\varphi^{\text{дип}}$ в сильной степени зависит от значения начальной скорости движения волны тока, увеличиваясь с ее ростом. Кроме того, абсолютная величина δH существенно растет по мере увеличения наклона разряда.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Джексон Дж. Классическая электродинамика. М., «Мир», 1965, 702 с.
2. Кононов И. И. Импульсный электромагнитный метод определения удаленности грозовых очагов.—«Труды ГГО», 1970, вып. 253, с. 46—54.
3. Кононов И. И., Семикрас Ю. В. Электромагнитное излучение молниевых разрядов.—См. наст. сборник.
4. Морс Ф. М., Фешбах Г. Методы математической физики. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1960. 930 с.
5. Стрэттон Дж. А. Теория электромагнетизма. ОГИЗ, 1948. 539 с.
6. Clapp R. E. Generalized addition theorem for spherical Harmonics.—"Journ. Mathemat. Phys.", 1970, vol. 11, N 1, p. 1—20.
7. Clapp R. E., Hu and L. Magnetic field generated by a transient current distribution.—"Journ. Mathemat. Phys.", 1970, vol. 11, N 1, p. 21.
8. Ginzton K. D. Multipole theory in the time domain.—"Journ. Mathemat. Phys.", 1966, vol. 7, N 4, p. 634.
9. Müller-Hillerbrand D. The magnetic field of the lightning discharges.—Proceedings of the International Conference on Gas Discharges and Electrical Supply Industry, 1962, p. 89—111.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СИНХРОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ПО СЧЕТЧИКАМ МЕСТНЫХ ГРОВОВЫХ РАЗРЯДОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ИХ ЭФФЕКТИВНОГО РАДИУСА ДЕЙСТВИЯ

Для определения длины какого-либо отрезка необходимо сделать линейные измерения, в результате которых находится искомая величина или размер специально выбранной базы. При определении эффективного радиуса действия имеющихся счетчиков грозовых разрядов до сих пор приходилось находить расстояния до отдельных грозовых разрядов по интервалам времени между молнией и громом, делая одновременно отметки о том, сработал или не сработал в этот момент исследуемый прибор. Такая методика при проведении целой серии наблюдений оказывается практически весьма трудоемкой и позволяет получить данные, относящиеся только к самым небольшим расстояниям (до 10—15 км) из-за плохой слышимости грома на уровне шумов от более удаленных разрядов. Уже на указанных квазипредельных расстояниях не удастся определить удаленность большинства визуально наблюдаемых молний. Поэтому систематические наблюдения по такой методике с целью определения эффективного радиуса действия (R_0) счетчиков молний проводилась крайне редко, а значения R_0 для счетчиков других типов оценивались по отношению количества разрядов, зарегистрированных ими, с одной стороны, и наиболее грубым прибором с определенным ранее R_0 — с другой. Решение вопросов, связанных с разработкой более удобной методики определения R_0 , выдвигалось в качестве одной из самых актуальных задач в этой области как нашими, так и зарубежными специалистами, в частности энергетиками, представленными в международной организации СИГРЭ (или МКБЭС — международная конференция по большим электрическим системам).

До сих пор не был рассмотрен вариант определения R_0 с помощью двух или трех однотипных счетчиков, работающих синхронно не в одном, а в разных пунктах, расположенных на сравнительно небольшом расстоянии друг от друга. Показания этих

счетчиков должны сравниваться попарно, поэтому достаточно сделать расчет относительного числа совпадений, т. е. количества одних и тех же разрядов, зарегистрированных парой счетчиков, в зависимости от расстояния между пунктами, в которых они установлены. Это расстояние и является в данном случае исходной базой.

Распределение амплитуд атмосфериков в источнике (вблизи разряда) и на фиксированном расстоянии от него описывается логарифмически нормальным законом, причем степень изменчивости амплитуд характеризуется величиной стандартного отклонения (см., например, [3]). Расчет относительного числа совпадений для предельного случая ($\sigma=0$), имеющий вспомогательное иллюстративное значение, легко осуществляется с помощью элементарных геометрических формул.

Однотипные счетчики, установленные в пунктах, расстояние между которыми равно D , при $\sigma=0$ и монотонном убывании амплитуд атмосфериков с увеличением расстояния от разряда до пункта регистрации принимали бы все разряды на площади кругов с радиусом R_0 и ни одного разряда за пределами соответствующих кругов. Допуская, как это обычно делается в статистике грозовых разрядов [2, 4], что в среднем разряды распределяются равномерно по всей рассматриваемой площади, получаем для предельного случая (при $\sigma=0$) непосредственную геометрическую оценку относительного числа совпадений $P_2(D)$, зависящего от расстояния между пунктами D и R_0 . В этом случае значение $P_2(D)$ равно отношению площади сегмента к площади круга. На основании имеющихся геометрических соотношений легко вывести следующую формулу для $P_2(D)$ при $\sigma=0$:

$$P_2(D) = \frac{2}{\pi} \left\{ \left[\arccos \left(\frac{D}{2R_0} \right) \right] - \left(\frac{D}{2R_0} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{D}{2R_0} \right)^2} \right\}. \quad (1)$$

Характерной особенностью формулы (1) является то, что $P_2(D)$ — есть функция не двух аргументов (D и R_0), а только одного — отношения $D/2R_0$. Возможность практического использования $P_2(D)$ для определения эффективного радиуса действия счетчиков обусловлена в первую очередь этой особенностью, сохраняющейся, как видно из дальнейших расчетов, и в общем случае (при $\sigma \neq 0$).

В реальных условиях $\sigma > 0$ и процент принимаемых разрядов $100P(R)$ непрерывно изменяется в зависимости от расстояния R , поэтому для вычисления $P_2(D)$ необходимо провести интегрирование по R , учитывая изменение длины дуги $a^*(R)$. На расстоянии R от пункта, расположенного в точке T_1 , будет приниматься только часть от общего количества возникающих там разрядов, равная в относительных единицах $P(R)$. Из полоски $a^*(R)dR$ в пункте T_1 будет принято в среднем $gP(R)a^*(R)dR$ разрядов, где g — средняя плотность разрядов на единицу площади. Все эти разряды должны быть приняты также прибором, установлен-

ным в точке T_2 , так как расстояния от любой точки указанной плоскости до T_2 не превышают R . Для расчета относительного числа совпадений $P_2(R)$ достаточно проинтегрировать указанные значения, относящиеся к левой полуплоскости, и удвоить полученный результат вследствие полной симметрии условий в правой и левой полуплоскостях. Совершенно симметричные оценки получаются также для верхней и нижней половины каждой полуплоскости, так что общее число совпадений в четыре раза больше числа совпадений в одном квадранте.

Для вычисления искомого интеграла

$$4g \int_{D/2}^{\infty} a^*(R) P(R, E_n) dR = g \pi R_3^2 P_2(D) \quad (2)$$

необходимо использовать конкретное выражение для величины $P(R, E_n)$, зависящей от расстояния R и порога срабатывания счетчиков E_n . Обычно принимается условие, согласно которому амплитуды атмосфериков убывают обратно пропорционально некоторой степени расстояния R_1

$$\frac{E(R)}{E(R_1)} = \left(\frac{R_1}{R}\right)^k, \quad (3)$$

где $E(R_1) = E_1$ и $E(R)$ — медианные амплитуды атмосфериков на расстояниях R_1 и R . Вероятность того, что атмосферик, приходящий от разрядов, расположенных на расстоянии R_1 от пункта наблюдений, превысит по амплитуде пороговое значение E_n на основании логарифмически нормального закона распределения амплитуд [2] дается формулой

$$P(R_1, E_n) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{\ln E_n}^{\infty} e^{-\frac{(\ln E - \ln E_1)^2}{2\sigma^2}} d(\ln E). \quad (4)$$

По условию (3) амплитуды атмосфериков, принимаемых с расстояния R , должны быть на расстоянии R_1 не менее чем $E_n (R/R_1)^k$. Вводя обозначения $\ln E_n = u_n$, $\ln E_1 = u_1$, $\ln E = u$, $\ln R = r$, $\ln R_1 = r_1$, можно написать в соответствии с формулой (4) следующее выражение для $P(R, E_n)$:

$$P(R, E_n) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{u_n + kr - kr_1}^{\infty} e^{-\frac{(u - u_1)^2}{2\sigma^2}} du. \quad (5)$$

По определению длина дуги $a^*(R)$ выражается формулой

$$a^*(R) = R \arccos \left(\frac{D}{2R} \right). \quad (6)$$

Подставляя указанные значения $P(R, E_n)$ и $a^*(R)$ в формулу (2), получаем

$$\pi R_3^2 P_2(D) = 4 \int_{D/2}^{\infty} R \arccos \left(\frac{D}{2R} \right) \left[\frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{u_n + kr - kr_1}^{\infty} e^{-\frac{(u - u_1)^2}{2\sigma^2}} du \right] dR, \quad (7)$$

где выражение в квадратных скобках также является функцией R , так как нижний предел входящего в него интеграла зависит от $kr = \ln(R^k)$. Вследствие сложности подынтегрального выражения, стоящего в правой части формулы (7), нельзя непосредственно из нее получить практически удобное конечное выражение для $P_2(D)$. Поэтому в данном случае целесообразно использовать приближенное выражение для нормированного значения $a(R) = (2/\pi R) a^*(R)$ типа

$$a(R) \approx 1 - \left(\frac{D}{2R}\right)^n \quad (8)$$

при выборе подходящего значения показателя n . На основании результатов вспомогательных численных оценок для дальнейших расчетов можно принять значение $n=1,5$. Допускаемые при этом погрешности по данным сделанного ранее сопоставления результатов для случая $\sigma=0$ практически не вызывают значительных расхождений с точным решением. С помощью формул (2), (7) и (8) для вычисления величины $P_2(D)$ получается выражение

$$R^2 P_2(D) \approx 2 \int_{D/2}^{\infty} R \left[1 - \left(\frac{D}{2R}\right)^{1,5} \right] \left[\frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{u_n + kr - kr_1}^{\infty} e^{-\frac{(u-u_1)^2}{2\sigma^2}} du \right] dR. \quad (9)$$

Заменим всюду в последнем выражении переменную R на $r = \ln R$ (как это уже было частично сделано раньше) и примем обозначение $\Delta = \ln(D/2)$, тогда

$$R^2 P_2(D) \approx I_1 - I_2, \quad (10)$$

где

$$I_1 = 2 \int_{\Delta}^{\infty} e^{2r} \left[\frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{u_n + kr - kr_1}^{\infty} e^{-\frac{(u-u_1)^2}{2\sigma^2}} du \right] dr, \quad (11)$$

$$I_2 = 2 \left(\frac{D}{2}\right)^{1,5} \int_{\Delta}^{\infty} e^{0,5r} \left[\frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{u_n + kr - kr_1}^{\infty} e^{-\frac{(u-u_1)^2}{2\sigma^2}} du \right] dr. \quad (12)$$

Интегрируя полученные для I_1 и I_2 выражения по частям, представим результат в виде $I_1 = I_{11} + I_{12}$, $I_2 = I_{21} + I_{22}$, где

$$I_{11} = - \frac{e^{2\Delta}}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{u_n + k\Delta - kr_1}^{\infty} e^{-\frac{(u-u_1)^2}{2\sigma^2}} du, \quad (13)$$

$$I_{12} = \frac{k}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{\Delta}^{\infty} e^{2r} e^{-\frac{(u_n + kr - kr_1 - u_1)^2}{2\sigma^2}} dr, \quad (14)$$

$$I_{21} = -4 \left(\frac{D}{2}\right)^{1,5} \frac{e^{0,5\Delta}}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{u_n + k\Delta - kr_1}^{\infty} e^{-\frac{(u-u_1)^2}{2\sigma^2}} du, \quad (15)$$

$$I_{22} = \frac{4k}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left(\frac{D}{2}\right)^{1,5} \int_{\Delta}^{\infty} e^{0,5r} e^{-\frac{(u_n + kr - kr_1 - u_1)^2}{2\sigma^2}} dr. \quad (16)$$

Чтобы свести интегралы I_{11} и I_{21} к хорошо известному нормальному интегралу вероятностей

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-x}^x e^{-\frac{t^2}{2}} dt, \quad (17)$$

откуда $\Phi(-x) = -\Phi(x)$, достаточно сделать подстановку ($u - u_1 = \sigma t$) и несложные преобразования, в результате которых оказывается, что

$$I_{11} = -\frac{e^{2\Delta}}{2} \left[1 - \Phi\left(\frac{u_n + k\Delta - kr_1 - u_1}{\sigma}\right) \right], \quad (18)$$

$$I_{21} = -2 \left(\frac{D}{2}\right)^{1,5} e^{0,5\Delta} \left[1 - \Phi\left(\frac{u_n + k\Delta - kr_1 - u_1}{\sigma}\right) \right], \quad (19)$$

Чтобы найти подстановку, приводящую интегралы I_{12} и I_{22} к нормальному виду, введем вспомогательные множители e^{p_1} и e^{p_2} для представления показателей в экспонентах, стоящих под интегралом в формулах (14) и (16) в виде полных квадратов

$$4\sigma^2 r - (kr + u_n - kr_1 - u_1)^2 + p_1 \equiv -(kr + q_1)^2, \quad (20)$$

$$\sigma^2 r - (kr + u_n - kr_1 - u_1)^2 + p_2 \equiv -(kr + q_2)^2, \quad (21)$$

где p_1, q_1, p_2, q_2 — некоторые коэффициенты, имеющие на основании данных тождеств (20) и (21) следующие значения:

$$p_1 = \frac{4c\sigma^2}{k} - \frac{4\sigma^4}{k^2}, \quad q_1 = c - \frac{2\sigma^2}{k}, \quad (22)$$

$$p_2 = \frac{c\sigma^2}{k} - \frac{\sigma^4}{4k^2}, \quad q_2 = c - \frac{\sigma^2}{2k}, \quad (23)$$

где для краткости принято обозначение $c = u_n - kr_1 - u_1$. Используя формулы (22) и (23), можно переписать интегралы I_{12} и I_{22} в следующем виде, удобном для перехода к интегралу вероятностей:

$$I_{12} = \frac{ke^{-\frac{p_1}{2\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{\Delta}^{\infty} e^{-\frac{(kr+q_1)^2}{2\sigma^2}} dr, \quad (24)$$

$$I_{22} = \frac{4ke^{-\frac{p_2}{2\sigma^2}}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \left(\frac{D}{2}\right)^{1,5} \int_{\Delta}^{\infty} e^{-\frac{(kr+q_2)^2}{2\sigma^2}} dr. \quad (25)$$

Теперь остается только сделать подстановку $(kr+q_1)/\sigma=t$ (или $(kr+q_2)/\sigma=t$) и, перейдя к переменной t , выразить данные интегралы через функцию $\Phi(x)$

$$I_{12} = \frac{e^{-\frac{p_1}{2\sigma^2}}}{2} \left[1 - \Phi \left(\frac{k\Delta + q_1}{\sigma} \right) \right], \quad (26)$$

$$I_{22} = 2e^{-\frac{p_2}{2\sigma^2}} \left(\frac{D}{2} \right)^{1,5} \left[1 - \Phi \left(\frac{k\Delta + q_2}{\sigma} \right) \right]. \quad (27)$$

В заключение нужно раскрыть значения коэффициентов, входящих в формулы (18), (19), (26) и (27), учитывая при этом соотношение $r_3 = \ln R_3 = r_1 + (u_1/k) - (u_n/k) + (\sigma/k)^2$, приведенное в [1] и полученное на основании известных расчетов [4]. Отсюда следует, что введенный выше параметр $c = (u_n - kr_1 - u_1) = k[(\sigma^2/k^2) - r_3]$ и коэффициенты p_1, p_2, q_1, q_2 , даваемые формулами (22) и (23), имеют такие значения

$$p_1 = -4\sigma^2 r_3, \quad p_2 = \sigma^2 \left(\frac{3}{4} \frac{\sigma^2}{k^2} - r_3 \right), \quad (28)$$

$$q_1 = - \left(kr_3 + \frac{\sigma^2}{k} \right), \quad q_2 = \frac{\sigma^2}{2k} - kr_3. \quad (29)$$

Аргумент функции $\Phi(x)$ в формулах (18) и (19) может быть также записан с учетом значения r_3

$$\frac{u_n + k\Delta - kr_1 - u_1}{\sigma} = \frac{c + k\Delta}{\sigma} = \frac{k}{\sigma} (\Delta - r_3) + \frac{\sigma}{k}, \quad (30)$$

что позволяет получить удобные выражения для I_{11} и I_{21}

$$I_{11} = -\frac{1}{2} \left(\frac{D}{2} \right)^2 \left\{ 1 - \Phi \left[\frac{\sigma}{k} + \frac{k}{\sigma} \ln \left(\frac{D}{2R_3} \right) \right] \right\}, \quad (31)$$

$$I_{21} = -2 \left(\frac{D}{2} \right)^2 \left\{ 1 - \Phi \left[\frac{\sigma}{k} + \frac{k}{\sigma} \ln \left(\frac{D}{2R_3} \right) \right] \right\}. \quad (32)$$

Окончательные выражения для I_{12} и I_{22} получаются после подстановки в формулы (26) и (27) указанных выше значений p_1, p_2, q_1, q_2

$$I_{12} = \frac{1}{2} R_3^2 \left\{ 1 + \Phi \left[\frac{\sigma}{k} - \frac{k}{\sigma} \ln \left(\frac{D}{2R_3} \right) \right] \right\}, \quad (33)$$

$$I_{22} = 2R_3^{0,5} \left(\frac{D}{2} \right)^{1,5} e^{-\frac{3}{8} \left(\frac{\sigma}{k} \right)^2} \left\{ 1 - \Phi \left[\frac{\sigma}{2k} + \frac{k}{\sigma} \ln \left(\frac{D}{2R_3} \right) \right] \right\}. \quad (34)$$

Наконец, в соответствии с определением (10), принятыми ранее обозначениями $I_1 = I_{11} + I_{12}$, $I_2 = I_{21} + I_{22}$ и формулами (31), (32), (33) и (34) находится результат проведенного расчета

$$P_2(D) \approx \frac{1}{2} \left\{ 1 + \Phi \left[\frac{\sigma}{k} - \frac{k}{\sigma} \ln \left(\frac{D}{2R_3} \right) \right] \right\} +$$

$$+ \frac{3}{2} \left(\frac{D}{2R_9} \right)^2 \left\{ 1 - \Phi \left[\frac{\sigma}{k} + \frac{k}{\sigma} \ln \left(\frac{D}{2R_9} \right) \right] \right\} - \\ - 2 \left(\frac{D}{2R_9} \right)^{1,5} e^{-\frac{3}{8} \left(\frac{\sigma}{k} \right)^2} \left\{ 1 - \Phi \left[\frac{\sigma}{2k} + \frac{k}{\sigma} \ln \left(\frac{D}{2R_9} \right) \right] \right\}. \quad (35)$$

Основные расчеты, необходимые для практического использования методики определения эффективного радиуса по экспериментальным значениям $P_2(R)$, удобно сделать заранее и после проведения соответствующих наблюдений пользоваться кривыми 1—6 (рис. 1), рассчитанными по формуле (35). На рис. 1 кроме семейства основных рабочих кривых даны еще некоторые вспомогательные зависимости только для характеристики принятой методики расчетов по формуле (35), дающей зависимость $P_2(R)$ от аргумента $(D/2R_9)$, были приняты следующие значения параметров: $\sigma=1$ (или округленно 8,5 дБ) и $\sigma=0,8$ (или 7 дБ) при трех значениях показателя k ($k=1, 2$ и 3) в обоих случаях. По экспериментальным данным значения стандартного отклонения σ сравнительно устойчивы ($k=1, 2$), а отдельные значения выскакивающие из общего ряда, приводившиеся иногда в литературе, вероятно, появились вследствие методических погрешностей отдельных наблюдений. В качестве наиболее типичного значения можно принять $\sigma=7$ дБ. Как видно из рис. 1, более сильное влияние на параметр $P_2(D)$ по сравнению с действием гипотетических колебаний статистического параметра σ оказывает выбор значения показателя k , который, возможно, действительно изменяется в сравнительно широких пределах в зависимости от диапазона расстояний и частоты.

На рис. 1 дополнительно приведены кривые 7 и 8 для реально не встречающегося случая $\sigma=0$, имеющие лишь вспомогательное значение. Кривая 7 построена по точной формуле (1), кривая 8 вычислена в соответствии с принятой приближенной оценкой величины $a(R)$. Для расчета кривой 8 использовалась формула, вытекающая как из условия (8),

$$[P_2(D)]_{\sigma=0} \approx \frac{2\pi \int_{D/2}^{R_9} \left[1 - \left(\frac{D}{2R} \right)^{1,5} \right] R dR}{\pi R_9^2} = 1 + 3 \left(\frac{D}{2R_9} \right)^2 - 4 \left(\frac{D}{2R_9} \right)^{1,5}, \quad (36)$$

так и в предельном случае при $\sigma=0$ из формулы (35). Расхождения между этими двумя кривыми, заметные на рис. 1, практически лежат в допустимых пределах, так как реальная точность экспериментального значения $P_2(D)$, по-видимому, не будет превышать нескольких процентов.

После получения экспериментального значения $P_2(R)$ по данным синхронных наблюдений в двух пунктах эффективный радиус действия исследуемых приборов может быть определен с по-

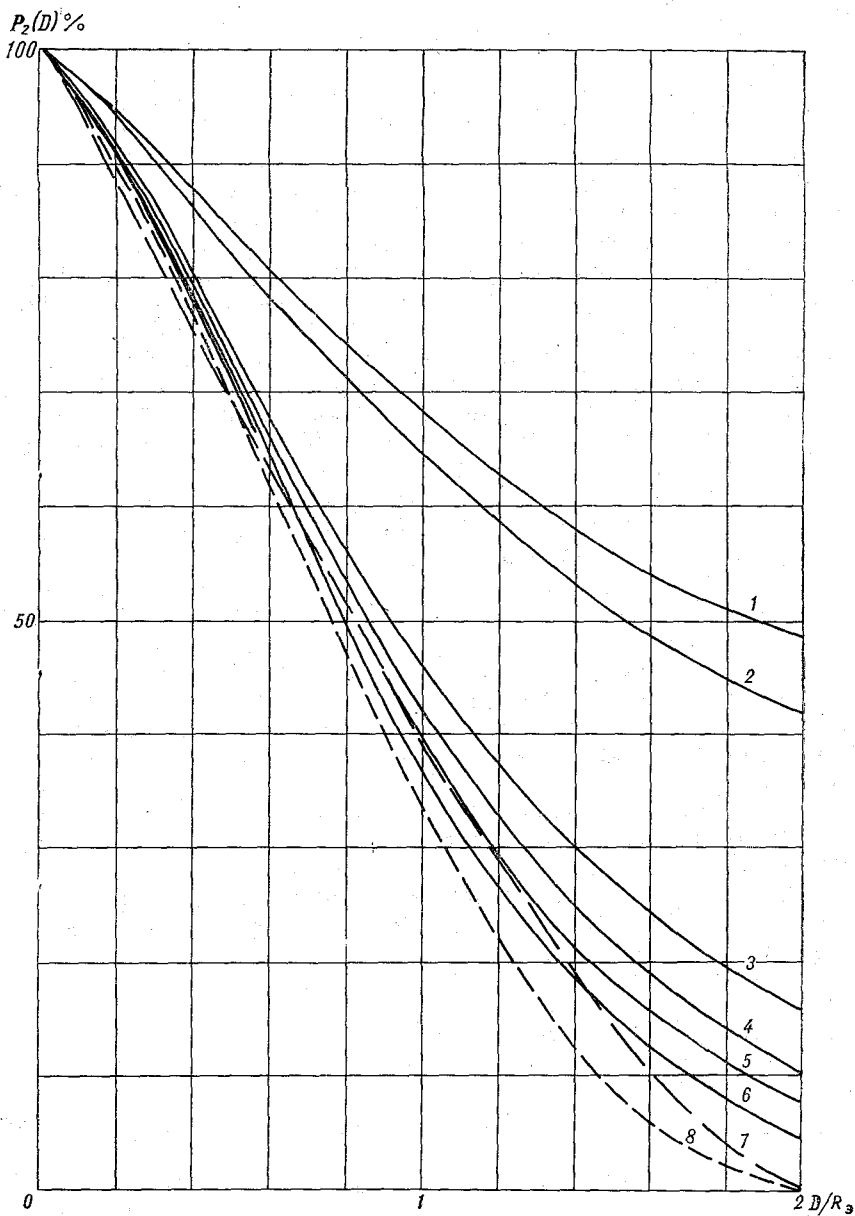


Рис. 1. Зависимость относительного числа совпадений $P_2(D)$ от расстояния между пунктами D .

1— $\sigma=1$, $k=1$; 2— $\sigma=0,8$, $k=1$; 3— $\sigma=1$, $k=2$; 4— $\sigma=0,8$, $k=2$; 5— $\sigma=1$, $k=3$; 6— $\sigma=0,8$, $k=3$; 7 и 8— $\sigma=0$ (независимо от k); кривая 7 рассчитана по формуле (1), кривая 8— по формуле (36).

мощью графика, приведенного на рис. 1. Для этого нужно выбрать кривую, относящуюся к $\sigma=0,8$ (т. е. 7 дБ) и к принятому значению показателя k (для счетчиков, работающих на частоте 60 кГц, обычно считалось, что $k=1$). Когда выбрана нужная кривая, по известной ординате $P_2(D)$ находится абсцисса (D/R_0 соответствующей точки этой кривой, откуда при известном расстоянии между пунктами D непосредственно определяется R_0 .

Некоторая условность, связанная с необходимостью выбора значения показателя k , может быть исключена при организации синхронных наблюдений в трех пунктах, расположенных на небольшом расстоянии друг от друга. По данным наблюдений этих пунктов можно определить два значения $P_2(D')$ и $P_2(D'')$, относящиеся к расстояниям D' и D'' . При наличии этих двух значений с помощью кривых 1—6 (рис. 1) находятся одновременно значения R_0 и k . Чтобы найти эти значения, проще всего определить по графику ряд абсцисс, относящихся к ряду фиксированных значений k (промежуточные значения которых получают интерполяцией) при ординатах, равных в одном случае $P_2(D')$, а в другом случае $P_2(D'')$. Искомые значения R_0 и k находятся по той паре соответствующих членов этих рядов, для которой отношение $(D'/R_0) : (D''/R_0)$ наиболее близко к известному заранее отношению $D' : D''$.

На основании опыта работы по изучению атмосфериков представляется целесообразным при организации наблюдений в близких пунктах с целью определения эффективного радиуса действия по значениям $P_2(D)$ использовать самописец с достаточно быстрой протяжкой ленты (например, отметчик времени Н-30), на которой делаются также базисные отметки по сигналам точного времени. Достижимая при этом точность фиксации моментов прихода атмосфериков (не хуже 0,5 мин) практически достаточна для выделения при последующей обработке записей синхронных отметок близких грозовых разрядов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колоколов В. П., Симонова Р. И. Методика составления карт грозовых разрядов.—«Труды ГГО», 1965, вып. 177, с. 23—30.
2. Махоткин Л. Г. Статистика атмосферных радиопомех.—«Геомagnetизм и аэрономия», 1963, т. № 2, с. 284—292.
3. Махоткин Л. Г. Оценка параметров амплитудного распределения атмосфериков, генерируемых изолированным источником.—«Геомagnetизм и аэрономия», 1964, т. 4, № 1, с. 200—202.
4. Махоткин Л. Г. Статистические характеристики амплитуд атмосфериков.—«Труды ГГО», 1965, вып. 177, с. 142—150.

Л. А. ДИНЕВИЧ, А. В. МАЛЫХИН,
В. С. СНЕГУРОВ

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ГРОЗАМИ ПО СЧЕТЧИКАМ МОЛНИЙ РАЗЛИЧНОЙ КОНСТРУКЦИИ

Обычно при решении ряда практических и научных задач поднимается вопрос о разработке и испытании инструментальных методов регистрации количества грозовых разрядов. При этом особое внимание уделяется вопросам выбора диапазона рабочих частот, чувствительности прибора. Определенный интерес представляют данные распределения количества разрядов, регистрируемых счетчиком, в зависимости от расстояния, эффективный радиус действия прибора, радиус обнаружения, а также значения одного из основных статистических параметров — стандартного отклонения σ .

Для решения этих задач летом 1973 г. на базе Молдавской противоградовой экспедиции были проведены инструментальные и визуальные наблюдения за грозами. С помощью визуальных наблюдений определялся тип грозового разряда и расстояние до него.

Регистрация количества грозовых разрядов осуществлялась счетчиками чувствительностью 3, 5, 5 и 7 В, рабочей частотой $60 \text{ кГц} \pm 10\%$ и полосой пропускания на уровне 6 дБ — 8 кГц. Кроме того, количество грозовых разрядов определялось с помощью счетчика с рабочей частотой 2 кГц и полосой пропускания $\Delta f = 300 \text{ Гц}$. Выбор диапазона очень низких частот обусловлен тем, что здесь наблюдается максимальное затухание поля даже при незначительном удалении от источника. Из сказанного следует, что на этих частотах возможно более точное ограничение радиуса действия грозорегистратора. С другой стороны, из ряда литературных источников известно, что для регистрации разрядов на землю более предпочтительным является диапазон частот 0,5—2,5 кГц, следовательно, если руководствоваться этими данными, то такой грозорегистратор должен регистрировать преимущественно разряды на землю.

Во всех приборах использовалась типовая антенна высотой 5 м, выполненная в виде зонтика: центральный провод длиной

3,5 м и три луча той же длины, служащие одновременно оттяжками. Емкость таких антенн колеблется от 70 до 120 пФ.

Для определения радиуса обнаружения грозорегистраторов привлекались данные визуальных наблюдений выносных пунктов и радиолокационные съемки зон с наибольшей отражаемостью. Отметки наличия грозы на пунктах позволили определить грозовые зоны и вести за ними наблюдения. Сопоставляя по времени начало работы грозорегистратора и расположение зоны, генерирующей грозовые разряды (здесь имеется в виду расстояние до очага и время его наблюдения на РЛС), определялся радиус действия счетчика.

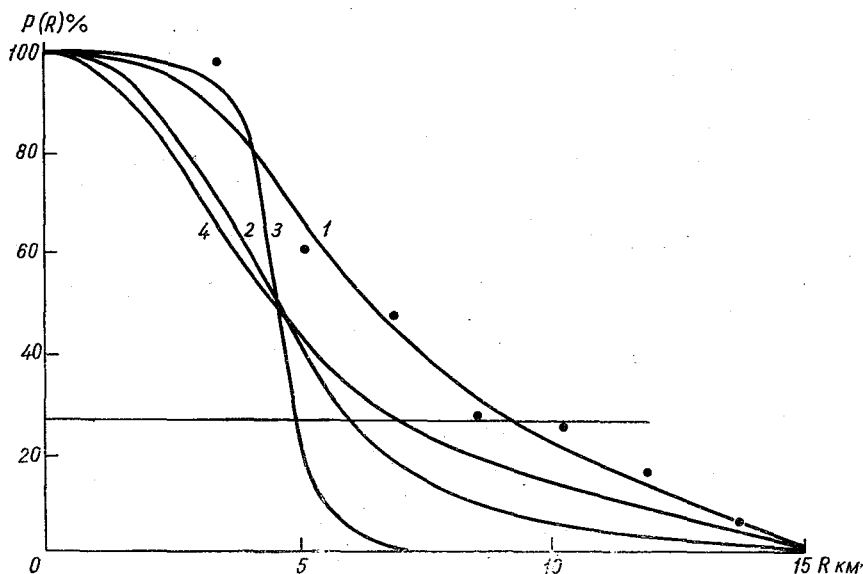


Рис. 1. Распределение количества разрядов, отмеченных прибором на различном удалении.

1 — экспериментальные данные по прибору чувствительностью 7 В; 2 — рассчитана для $\sigma = 4,4$ дБ, $k = 1$; 3 — для $\sigma = 5,4$ дБ, $k = 3$; 4 — для $\sigma = 6,0$ дБ, $k = 1$.

В результате такой обработки был определен радиус обнаружения приборов: для счетчиков чувствительностью 7 В радиус обнаружения получился равным 20 км, чувствительностью 5 В — 40 км и для прибора чувствительностью 3,5 В — 100 км.

Расчеты, относящиеся к определению эффективного радиуса действия грозорегистраторов, сопряжены обычно с существенными трудностями. Это, в первую очередь, обусловлено нерегулярностью появления грозовых очагов в зоне действия счетчика, их неравномерным распределением в пространстве и во времени.

Наиболее простым способом определения эффективного радиуса действия (R_0) грозорегистраторов с малым радиусом действия можно считать визуальные наблюдения за грозовыми разрядами,

т. е. подсчет количества разрядов, зарегистрированных прибором на различных расстояниях, и количества разрядов, наблюдаемых визуально. Надо заметить, что и в этом случае полученные значения являются ориентировочными, так как обычно наблюдателю не удается отметить все без исключения разряды и тем более определить расстояние до них.

В результате проведенных наблюдений удалось зафиксировать 210 случаев, когда было определено расстояние до разряда.

Обработка данных заключалась в следующем. Подсчитывалось количество разрядов, отмеченных прибором на расстояниях 0—3,5, 3,5—5, 5—7 км и т. д. Количество разрядов, принятых в интервале 0—3,5 км, принималось за 100%. Сумма разрядов в остальных интервалах расстояний выражалась в процентах относительно первого. В результате был получен график распределения количества разрядов, отмеченных прибором, в зависимости от расстояния $P(R)$, который приведен на рис. 1.

Для определения значения стандартного отклонения σ и медианного значения $\bar{R}$ использовалась таблица с вероятностной шкалой. По оси ординат откладывались значения $P(R)$, выраженные в процентах от общего количества разрядов в данном интервале. По оси абсцисс откладывались логарифмы расстояний ($\lg R$). Полученные точки хорошо укладываются на прямой, подтверждая тем самым логарифмически нормальный закон распределения. По наклону прямой определяется $\sigma=5,8$ дБ. Медианное значение $\bar{R}=4,8$ км. Из соотношения [1]

$$R_0 = e^{\sigma^2} \bar{R}$$

легко определяется эффективный радиус действия счетчика. Для счетчика чувствительностью 7 В $R_0=7,8$ км.

Получение значения R_0 соответствует закону распределения амплитуд поля в зависимости от расстояния R^{-1} .

Обычно при сопоставлении экспериментальных и теоретических данных распределения наблюдается большее или меньшее расхождение данных в зависимости от того, насколько полученная выборка соответствует принятому закону распределения. На основании результатов обработки, рассмотренных выше, было определено, что зависимость $P(R)$ подчинена нормально-логарифмическому закону распределения. При этом критерий Пирсона, выраженный суммой квадратов относительных отклонений ординат действительного распределения от теоретического, равен $P(\chi^2)=0,41$, а критерий Колмогорова, равный модулю разности между статистической и теоретической функциями распределения, равен $P(\lambda)=0,79$. Эти цифры указывают на хорошее совпадение результатов экспериментальных наблюдений с принятым нами логарифмически нормальным распределением количества разрядов, отмеченных прибором на различном удалении. Теоретический расчет параметров σ и $\bar{R}$ показал, что для принятого распределения $\sigma=5,4$ дБ и $\bar{R}=4,8$ км (см. рис. 1). Здесь же по σ и $\bar{R}$ вычислены

значения $P(R)$, соответствующие показателю степени $k=1$ и 3 для $\sigma=4,4$ и 6 дБ.

Сопоставление кривых $P(R)$ для различных значений σ , k показало, что наиболее вероятными параметрами следует считать $\sigma=5 \div 6$ дБ при $k=1$.

Таким образом, приведенные расчеты лишней раз подтвердили существование логарифмически нормального закона распределения количества разрядов, зафиксированных грозорегистратором на различном удалении в ближней зоне.

При решении некоторых задач иногда возникает вопрос, какова активность грозовой ячейки или очага, включающего несколько ячеек, генерирующих грозовые разряды, и как долго она проявляется? Этому вопросу посвящен ряд работ, в которых указывается, что продолжительность одной ячейки колеблется от 10 до 30 мин, а так как она генерирует 1—2 разряд/мин, то следует считать, что за максимальный период активности ячейка дает до 60 разрядов. Но какова зависимость этих значений от условий, в которых развивается гроза (южные районы, умеренные широты)? С этой целью были рассмотрены данные грозорегистраторов с малым радиусом действия, в частности приборов типа ПРГ-1М чувствительностью 3,75 и 7 В. При решении подобной задачи таким способом обычно возникает ряд трудностей: во-первых, грозовой очаг различным образом перемещается в районе пункта наблюдений, т. е. в одних случаях он проходит над пунктом регистрации, в других — на некотором удалении; во-вторых, как уже отмечалось выше, счетчик неравномерно фиксирует разряды на различных расстояниях и, в-третьих, неизвестно, какой интервал времени следует считать периодом активности грозового очага.

Рассматривая некоторую весьма идеализированную схему расположения грозового очага относительно пункта наблюдений, можно предположить, что очаг представляется в виде окружности радиуса R и перемещается над пунктом таким образом, что площадь, занимаемая им и ограниченная радиусом обнаружения счетчика, по мере приближения очага растет от некоторого нулевого значения до максимума. Учитывая распределение количества разрядов, отмеченных прибором, в зависимости от расстояния, нами ранее были вычислены средние значения числа молний в очаге в пятнадцатиминутном интервале времени для трех пунктов: Воейково (данные с 1964 по 1972 г.), Одесса (с 1963 по 1966 г.) и Душети (с 1961 по 1968 г.), где были установлены приборы типа ПРГ-1М (табл. 1).

Как видно из таблицы, стандартное отклонение σ колеблется в пределах от 8 до 12 дБ. Некоторое увеличение σ для Одессы обусловлено коротким периодом наблюдений.

Из табл. 1 следует, что с увеличением широты среднее количество разрядов, генерируемых грозой, уменьшается. Если количество разрядов N_m отнести к средней продолжительности грозы, то получим близкие для всех пунктов значения.

Таким образом, среднее количество разрядов, генерируемых грозным очагом за некоторый интервал времени, остается постоянным для всех рассматриваемых географических зон, т. е. продолжительность активности ячейки должна быть одинаковой.

Таблица 1

Значения стандартного отклонения σ и медианные значения количества разрядов N_m

Пункт	σ дБ	N_m	T ч	$\frac{N_m}{4T}$
Воейково	8,2	91	1,4	16
Душети	10,2	249	2,4	26
Одесса	12,4	167	1,8	23

Примечание. T — средняя продолжительность грозы по данным многолетних наблюдений.

Для уточнения или выяснения значений параметра σ и среднего количества разрядов N_m в Молдавии (Корнешты) использовались данные, полученные в мае — июле 1973 г. с помощью счетчика чувствительностью 7 В. Малый эффективный радиус действия счетчика дает основание полагать, что разряды, зарегистрированные им, относятся к одному грозовому очагу.

С помощью вероятностной шкалы были определены значения стандартного отклонения σ и медианное значение количества грозных разрядов N_m за одну грозу (см. табл. 2). Далее определялось суммарное время работы счетчика. При этом в случае прохождения нескольких грозных зон в районе наблюдения каждая из них обрабатывалась отдельно. Результаты обработки представлены в табл. 2.

Таблица 2

Характеристики разрядной деятельности (по наблюдениям в Молдавии)

	T ч	ΣN	N_m	σ дБ	$\frac{\Sigma N}{T}$	$T_{\text{ср}}$ ч	$\frac{N_m}{T_{\text{ср}}}$
Без поправки	17,8	484	25	10,8	27	1,12	23
С поправкой	17,8	1790	90	10,8	100	1,12	82

В первой строке дан расчет без поправки на распределение $P(R)$; во второй — с поправкой. Поправочный множитель определялся по графику распределения $P(R)$ (рис. 1) при условии,

Таблица 3

Отношение между внутриоблачными и наземными разрядами

Дата	Время (от — до) ч мин	Тип разряда			О—О/О—З
		О—З	О—О	не определен	
20—21 V 1973	23 53—03 33	10	3	2	0,33
24 V	11 05—13 25	5	18	40	3,60
25 V	18 59—19 15	—	3	1	—
11 VI	15 10—17 44	9	10	20	1,1
26 VI	16 42—17 10	1	5	4	5,0
27 VI	16 57—17 30	5	2	—	0,4
1 VII	15 17—18 35	15	34	6	2,3
3 VII	14 23—17 38	—	7	2	—
5 VII	16 50—18 20	7	14	6	2,0
6 VII	16 20—17 55	3	—	12	—
7 VII	17 49—20 20	3	2	9	0,7
9 VII	19 25—21 05	20	33	4	1,6
26 VII	20 37—21 20	6	8	—	1,3
27 VII	18 52—20 54	—	5	3	—
28 VII	14 45—19 13	4	64	65	16,0
Σ		88	208	174	

что радиус очага соизмерим с R_0 . Отсекая на графике $P(R)$ равные площади, получим значение $P(R)=0,26$ (см. рис. 1). Это значит, что имеющееся количество разрядов необходимо увеличить на множитель, обратный этому значению (т. е. $1/P(R)=\alpha=3,7$).

В результате получено отношение $N_m/T_{ср}$, равное 82 разряд/ч, или 20 разрядам за 15 мин, что хорошо согласуется с данными, приведенными в табл. 1. Близкое по значению отношение $N_m/T_{ср}$ получим и в случае, когда рассматривается отношение суммарного количества разрядов ΣN и продолжительности гроз T . Оно составляет 100 разряд/ч, или 25 разрядов за 15 мин. Так как время действия одной грозовой ячейки порядка 15—20 мин, а количество разрядов, генерируемое ею, составляет в среднем 30, можно считать, что полученные значения характеризуют активность одной грозовой ячейки. Данные визуальных наблюдений за грозовыми разрядами показали, что в ближней зоне обычно генерирует одна (реже две) грозовая ячейка.

В табл. 3 приведено отношение количества разрядов различного типа для дней с грозами, когда проводились визуальные наблюдения.

В среднем отношение $O—O/O—З$ равно 2,3. Преобладание облачных разрядов вполне согласуется с принятыми ранее закономерностями.

Количество зарегистрированных разрядов и продолжительность гроз

Дата	N_1	N_2	T ч	Дата	N_1	N_2	T ч
20 V 1973	2	2	0,7	24 VI 1973	60	22	1,1
21 V	11	4	3,1	26 VI	25	13	1,3
22 V	54	11	2,1	27 VI	32	5	0,6
24 V	213	102	1,2	30 VI	9	3	—
25 V	28	4	0,8	1 VII	178	57	2,3
27 V	25	10	1,2	2 VII	3	—	—
30 V	13	2	—	3 VII	15	10	0,5
9 VI	1	1	—	4 VII	37	8	1,0
10 VI	4	2	—	5 VII	108	47	2,3
11 VI	146	49	2,6	6 VII	77	31	1,7
16 VI	7	4	—	7 VII	63	29	2,9
17 VI	11	2	—	8 VII	47	15	3,4
19 VI	2	1	—	9 VII	141	71	5,9
23 VI	3	1	0,6	10 VII	10	2	—

В связи с разработкой автоматических и полуавтоматических станций, в комплекте которых предусмотрены счетчики молниевых разрядов различного радиуса обнаружения, в том числе счетчик, который должен сигнализировать о прохождении близких грозových очагов, т. е. в какой-то степени выполнять роль наблюдателя, возникла потребность в определении оптимальной пороговой чувствительности такого прибора, который дает минимальное количество разрядов, соответствующее принятой оценке «день с грозой». Большая чувствительность прибора позволит регистрировать разряды от удаленных очагов, что, естественно, отразится на правильности оценки характера грозы — была ли она в пункте наблюдения или прошла на некотором удалении от него. Большой порог чувствительности приведет к потере информации о наличии грозоопасных зон. Поэтому представляет интерес сопоставление данных о количестве разрядов, отмеченных приборами с пороговой чувствительностью 5 (N_1) и 7 (N_2) В, с данными визуальных наблюдений (T) на метеостанции в Корнешты (см. табл. 4).

Из табл. 4 следует, что для счетчика чувствительностью 5 В максимальное количество разрядов, при котором не было отметки «день с грозой», $N_{1\max}=13$; чувствительностью 7 В $N_{2\max}=4$. Минимальное количество разрядов, при котором была отметка «день с грозой», для счетчика чувствительностью 5 В $N_{1\min}=2$, чувствительностью 7 В $N_{2\min}=1$. Следовательно, для первого счетчика минимальное количество разрядов, которое соответствует отметке

«день с грозой», равно 7; для второго счетчика это количество равно 3.

Испытания грозорегистратора с рабочей частотой 2 кГц и полосой пропускания 300 Гц подтвердили ранее полученные данные по исследованию счетчика аналогичного грозорегистратора Пирса—Гоулда [2].

В табл. 5 приводятся данные сопоставления количества грозовых разрядов, отмеченных прибором и наблюдаемых визуально.

Таблица 5

Количество разрядов, наблюдаемых визуально и по низкочастотному счетчику

	Тип разряда			Сумма	
	0—0	0—3	не определен	N	%
Визуально	69	4	49	122	100
По прибору	62	4	49	115	94

Сравнительно малый промежуток наблюдений не дает полного основания для подведения итогов исследования счетчиков подобной конструкции. Однако следует отметить, что применение этого счетчика для регистрации разрядов на землю нецелесообразно, так как независимо от типа разряда он регистрирует около 94% всех разрядов, наблюдаемых визуально.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Махоткин Л. Г., Семенов К. А. Статистика грозовых разрядов.— «Труды ГГО», 1963, вып. 146, с. 39—47.
2. Снегуров В. С., Пилин В. Г. Результаты испытаний счетчиков молниевых разрядов в Молдавии.— См. наст. сборник.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ СЧЕТЧИКОВ МОЛНИЕВЫХ РАЗРЯДОВ В МОЛДАВИИ

За рубежом получил широкое распространение счетчик молниевых разрядов, разработанный Пирсом, а затем усовершенствованный Гоулдом. Позднее он был рекомендован Международной конференцией по большим электрическим системам (МКБЭС) в качестве счетчика молний на землю. Усовершенствование прибора в основном коснулось антенного устройства и ограничения верхних частот входного контура.

Широкие исследования подобной конструкции были проведены Мюллер-Хиллебрантом и др. [8] в Швеции, Норвегии и Финляндии. Цель этих работ заключалась в определении соотношения между разрядами различного типа ($O-3$ и $O-O$), регистрируемыми счетчиком, а также в определении радиуса обнаружения грозовых разрядов. Как отмечает Мюллер-Хиллебрант [7, 9], существенным оказалось изменение чувствительности прибора. При уровне входного сигнала 5 В/м, что соответствует радиусу обнаружения порядка 20 км, прибор регистрирует до 77% общего числа разрядов на землю. При чувствительности 2 В/м это значение уменьшается до 25%. Было показано, что приборы, установленные в различных пунктах (всего 167 счетчиков), в среднем фиксируют $65 \pm 15\%$ разрядов типа $O-3$. Следовательно, для отдельных приборов это отношение составляет 50%, т. е. регистрируются все без исключения разряды, для других оно увеличивается до 80%. Аналогичное отношение $O-O/O-3$ (80%) было получено Г. П. Лещенко [2, 3] при испытании грозорегистратора, разработанного Б. Ф. Лоч [4], с частотной характеристикой, близкой к прибору Пирса—Гоулда на экспериментальном метеорологическом полигоне УкрНИГМИ (Днепропетровская область). Здесь весьма примечательным фактом является естественное распределение разрядов различного типа, характерное этому району. Среднее значение $O-O/O-3$ за весь период наблюдений равно 0,8. Возникает вопрос, не является ли соотношение разрядов, характерное для счетчика, отражением их естественного распределе-

ния? Если это так, то легко объяснить значительный разброс значений $O - O/O - 3$, полученных Мюллер-Хиллебрантом.

Другим не менее важным звеном в рассматриваемой конструкции грозорегистратора является антенное устройство. Его значительные размеры и довольно сложная конструкция создают определенные трудности при эксплуатации.

В связи с этим в Молдавии были проведены испытания низкочастотного грозорегистратора с характеристикой, аналогичной счетчику Пирса — Гоулда, изготовленного в Иркутском университете, а также прибора на управляемых диодах типа ПРГ-1М. В последнем использовалась пятиметровая вертикальная антенна, имеющая три отвода, растянутых под углом 120° друг к другу, длиной по 3,5 м и служащих одновременно оттяжками.

Параллельно с инструментальными наблюдениями проводились визуальные наблюдения за типом грозовых разрядов.

Цель исследований заключалась в определении соотношения количества разрядов различного типа, регистрируемых низкочастотным счетчиком, и радиуса обнаружения гроз для обоих приборов.

Испытания низкочастотного грозорегистратора проводились в два этапа; первый — для случая с вертикальной антенной, второй — с типовой горизонтальной.

В первом случае использовалась пятиметровая вертикальная антенна. В верхней части к ней крепилось шесть проводов, растянутых симметрично. Емкость такой антенны около 200 пФ. Интерес, проявленный к такому типу антенн, заключается в том, что они значительно проще по своей конструкции и более удобны при эксплуатации. Кроме того, нас интересовали вопросы, как изменится характер работы счетчика, каково соотношение регистрируемых им разрядов различного типа и каков радиус обнаружения грозовых разрядов?

Для определения радиуса обнаружения молний были использованы данные визуальных наблюдений, которые в ночные часы в условиях хорошей видимости были весьма эффективны, так как канал молний просматривался на расстоянии до 30 км. Кроме того, в качестве вспомогательного материала привлекались данные радиолокационных наблюдений. С каждого вспомогательного пункта каждые 3—5 мин поступали данные фактической обстановки, которые заносились в журнал. Они обычно представлялись в виде отметок типа осадков, их интенсивности, а также отметок грозы, ее характера (например, виден канал молнии, слышен гром, гроза над нами) и направления на грозовой очаг.

Таким образом, привязывая по времени данные радиолокационных и визуальных наблюдений с моментом начала работы счетчиков, можно определить их радиус обнаружения. В результате был получен радиус обнаружения грозовых разрядов прибором с характеристикой Пирса — Гоулда. Он составил расстояние порядка 20—25 км. Полученный результат соответствует данным, приведенным в других работах. Некоторое расхождение в значе-

ниях можно отнести за счет неточностей в методике обработки и определения расстояния до грозы.

При сопоставлении данных визуальных наблюдений, по которым определялось соотношение разрядов разного типа, генерируемых грозовой ячейкой, с приборными оказалось, что счетчик в одинаковой степени регистрирует разряды обоих типов. Эти данные приведены в табл. 1.

Таблица 1

Сравнение количества разрядов различного типа, отмеченных прибором, с данными визуальных наблюдений (в случае применения вертикальной антенны)

Дата	Тип разряда			Сумма	
	О—О	О—З	не определен	N	%
18 VI 1972	13	3	1	17	
24 VI	57	17	—	74	
28 VI	20	—	—	20	
29 VI	16	9	6	31	
31 VI	239	45	60	344	
Σ	345	74	67	486	88
По визуальным наблюдениям					
N	409	75	67	551	100
%	74	13	13	100	

Следовательно, счетчик молний с вертикальной антенной регистрирует 88% всех разрядов в радиусе 20—25 км.

Является ли полученный результат следствием изменения типа антенного устройства? На этот вопрос мы смогли ответить после проведения второго этапа испытаний, когда к прибору была подключена типовая горизонтальная антенна.

Однако и в этом случае мы получили аналогичный результат. Уже по данным наблюдений только за одной грозой, проходившей 2 августа, визуально было отмечено 285 разрядов, из них 221 разряд типа О—О и 32 разряда типа О—З (тип 32 разрядов не был определен). В таком же соотношении они были отмечены прибором. Тем не менее этого уже достаточно, чтобы убедиться в том, что прибор регистрирует все без исключения разряды, не отдавая преимущества тому или другому типу. Дополнением к сказанному служат данные, приведенные в табл. 2.

Таким образом, независимо от конструкции применяемой антенны, прибор регистрирует в одинаковой степени разряды обоих типов. А из этого следует, что в диапазоне частот от 0,02 до 2 кГц нужно ожидать одинаковые амплитудно-частотные характеристики электромагнитного поля молниевых разрядов облако—облако

и облако — земля. Если они близки по своим значениям, тогда можно объяснить результаты, полученные ранее Мюллер-Хиллебрантом [7—9], и данные, приведенные в этой статье.

Определенный интерес представляют результаты визуальных наблюдений за грозами. Известно [6], что соотношение $O-O/O-3$ в различных районах неодинаково. Например, для Жовтневое Днепропетровской области оно равно 0,8 [2], для Киева — 2,4, для Ленинграда (Воейково) — 1 [1], для Англии [5] — 1,5, для Владивостока — около 20 [6]. Зачастую определить соотношение между внутриоблачными и наземными разрядами с большой точностью невозможно вследствие того, что обычно процент разрядов, тип которых не определен, составляет

Таблица 2
Количество разрядов различного типа, отмеченных прибором (в случае применения горизонтальной антенны)

Дата	Тип разряда			Σ
	O—O	O—3	не определен	
5 VIII 1973	38	—	5	43
12 VIII	4	—	—	4
19 VIII	532	120	400	1052
Σ	574	120	405	1099

половину общего количества зарегистрированных разрядов. По этой причине приведенные выше значения носят ориентировочный характер и естественно не отражают действительного соотношения разрядов для упомянутых районов. В связи с этим небезынтересными являются данные соотношения между внутриоблачными и наземными разрядами для отдельных грозовых очагов. С этой целью мы провели визуальные наблюдения, которые заключались в определении соотношения $O-O/O-3$ для отдельных очагов. Нами были выбраны грозовые очаги, находящиеся на расстоянии 10—15 км от пункта наблюдений. Обычно наблюдения проводились в ночные часы, что позволило уменьшить количество разрядов, тип которых не определен. В табл. 3 приведено отношение внутриоблачных и наземных разрядов для отдельных грозовых очагов.

Хотя среднее значение отношения $O-O/O-3$ равно 1,4, здесь наблюдается значительный разброс от случая к случаю. Отдельные грозовые очаги характеризуются преимущественно разрядами на землю, другие только внутриоблачными разрядами. Если оценить величину отношения между разрядами $O-O$ и $O-3$ за весь период наблюдений, получим значение равное 3,6.

Характерной особенностью гроз в Молдавии является преобладание мощных межоблачных разрядов, протяженность которых достигает десятков километров. Структура таких разрядов обычно ступенчатая. Возникнув в одном месте, они распространяются на большие расстояния, переходя от одного грозового очага к другому, как бы объединяя между собой отдельные грозовые ячейки, действующие в различных местах. Отдельные межоблачные разряды завершаются одним или несколькими разрядами на землю. Во время грозы 16 июня наблюдались три грозовые ячейки, действующие одновременно в трех направлениях от пункта наблюдения. Расстояние между крайними ячейками было порядка 30—40 км, расстояние до места наблюдения 15—20 км. Несколько межоблачных разрядов, следуя друг за другом через некоторые

Таблица 3

Отношение между внутрисоблачными и наземными разрядами

Дата	Время (от—до), ч мин	Тип разряда		0—0/0—3
		0—0	0—3	
17 VI 1972	1 54—2 35	6	17	0,35
	2 52—3 22	10	22	0,45
	3 55—4 40	12	8	1,50
24 VI	20 09—21 33	57	17	3,40
25 VI	2 00—3 40	66	43	1,50
28 VI	20 05—20 20	5	—	—
	21 05—21 33	11	—	—
	22 27—22 55	4	—	—
29 VI	17 30—18 40	9	6	1,50
30 VI	23 10—23 45	2	16	0,22
Σ		182	129	

интервалы времени, представлялись как связывающие цепочки между отдельными ячейками. Беря свое начало у одной из них, они распространялись в направлении двух других и, как бы замкнув их между собой, одновременно вызывали разряды на землю. Такие случаи наблюдались и в другие грозовые дни.

Разряды на землю обычно наблюдались в виде отдельных ударов со слабо ветвящимся каналом.

Кривые суточной вариации грозовой деятельности почти не отличаются от полученных ранее. Интенсивность грозовой деятельности увеличивается во второй половине дня и максимум приходится на 16—18 ч. Грозы обычно наблюдаются после полудня и в ночные часы и очень редко в утренние.

Для определения радиуса обнаружения гроз приборами типа ПРГ-1М чувствительностью 0,7 В и эквивалентом антенны 39 пФ

и чувствительностью 3,5 В и эквивалентом 100 пФ использовались данные радиолокационных наблюдений.

В момент начала работы счетчиков проводилась съемка ярких частей на индикаторе кругового обзора и отсчитывалось расстояние до центра очага. При этом выбирались такие случаи, когда на индикаторе наблюдались одна или две яркие части. Это до некоторой степени исключало ошибки, связанные с определением характера засветки — является ли данный очаг грозовым или нет.

Таким образом, были получены приближенные значения радиуса обнаружения гроз приборами. Для первого он составил 150 км, для второго — порядка 100 км.

Таким образом, на основании полученных данных можно сделать следующие выводы.

1. Счетчики молний с характеристикой Пирса — Гоулда независимо от конструкции применяемой антенны в радиусе 20—25 км в одинаковой степени регистрируют разряды обоих типов.

2. Визуальные наблюдения за типом грозовых разрядов позволили определить соотношение между ними для отдельных грозовых очагов. При этом наблюдается значительный разброс значений отношения $O-O/O-3$ от случая к случаю. В целом для этого района оно равно 3,6.

3. Радиус обнаружения счетчика молний ПРГ-1М чувствительностью 0,7 В равен 150 км, на управляемых диодах при чувствительности 3,5 В с «зонтичной» антенной около 100 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колоколов В. П. Некоторые особенности разрядной деятельности гроз в средних широтах.—«Труды ГГО», 1965, вып. 177, с. 13—22.
2. Лещенко Г. П. Опыт регистрации грозовых разрядов на очень низких частотах.—«Труды ГГО», 1970, вып. 253, с. 64—68.
3. Лещенко Г. П. Инструментальные наблюдения за грозовой деятельностью на экспериментальном метеорологическом полигоне УкрНИГМИ.—«Труды ГГО», 1972, вып. 277, с. 140—146.
4. Лоч Б. Ф. Тиратронный приемник грозорегистратора.—«Труды ГГО», 1969, вып. 242, с. 22—25.
5. Мейсон Б. Дж. Физика облаков. Л., Гидрометеиздат, 1961. 482 с.
6. Семенов К. А. Соотношение между числом внутриоблачных разрядов и разрядов на землю.—«Труды ГГО», 1967, вып. 204, с. 68—69.
7. Muller-Hillebrand D. Lightning counters and results obtained in Sweden during the thunderstorm period 1958.—*Tekniks — Vetenskapling Forskning Arg.*, 1959, vol. 30, N 6, p. 217—233.
8. Muller-Hillebrand D., Johansen V., Saraoja E. Resultats de mesures au compteur de coups de foudre en Swede, Norvege et Finland. Extrait de la Conference Internationale des Grands Reseaux Electriques Session, 1960.
9. Muller-Hillebrand D. Lightning counters II. The effect of changes of electric field on counter circuits.—*„Arkiv Geofys.”*, 1963, vol. 4, N 3, p. 271—292.

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ СРАВНЕНИЯ ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА КОЛИЧЕСТВОМ ГРОВОВЫХ РАЗРЯДОВ И РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ЗА ГРОЗАМИ В ПРЕДБАЙКАЛЬЕ

В настоящее время в практике научных исследований и обслуживании народного хозяйства все шире используются инструментальные методы наблюдений за грозовыми процессами как наиболее объективные способы обнаружения этого опасного явления природы. Наибольшее значение, как нам представляется, с точки зрения практики имеют радиолокационные наблюдения за ливнями и грозами и регистрация количества грозовых разрядов на некоторой ограниченной территории. Радиолокационная аппаратура позволяет обнаруживать ливни и грозы и вести наблюдения за их перемещением и развитием. Существует комплекс критических значений радиометеорологических элементов [2, 6], по которым с большой степенью вероятности можно разделять ливни и грозы. Критические значения этих элементов были в основном определены для Европейской территории СССР. Приборные наблюдения за грозовыми разрядами позволяют определять их количество на некоторой территории, ограниченной эффективным радиусом действия грозорегистратора. При этом остаются неизвестными направление и расстояние до грозы, что очень важно знать при определении эффективного радиуса действия счетчика грозовых разрядов. В работе [4] были установлены достаточно надежные связи между количеством грозовых разрядов и высотой вершины радарного ядра и толщиной облаков.

Настоящая работа ставит своей целью провести совместный анализ результатов регистрации грозовых разрядов и радиолокационных наблюдений за ливнями и грозами в Предбайкалье. Это в какой-то мере позволит дать объективную оценку эффективности обнаружения гроз с помощью аппаратуры МРЛ-1 для условий Предбайкалья.

Исходными материалами явились данные ежечасных наблюдений на МРЛ-1 в Новой Разводной (10 км от Иркутска) и ре-

зультаты регистрации грозовых разрядов счетчиками Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова (ГГО) [2] за летний период 1972 г. Радиолокационные данные использовались нами в виде бланков (форма № 3), которые обрабатывались в соответствии с методикой, предложенной ГГО. На рис. 1 представлена схема расположения пунктов регистрации грозовых разрядов в масштабе ИКО (индикатор кругового обзора), равного 300 км. В указанных на схеме пунктах были установлены грозорегистраторы с частотой 57—62 кГц и чувствительностью 0,3 В (ПРГ-2). В пункте Большие Коты, кроме указанного выше прибора, работал грозорегистратор с частотной характеристикой 2—20 кГц и чувствительностью 5 В (1 В/м). Эффективный радиус действия последнего грозорегистратора составляет 250—300 км [3], а грозорегистратора ПРГ-2, по нашему определению, 35—40 км.

При оценке эффективности радиометеорологических показателей, позволяющих разделять явления на экране ИКО, очень часто используют визуальные наблюдения метеорологических станций [5]. Однако в настоящее время при решении этого вопроса представляется возможным использовать наиболее объективные средства наблюдения за явлениями. К последним можно отнести инструментальные наблюдения за грозами с помощью

грозорегистраторов. Установлено, что количество разрядов, регистрируемое грозорегистратором, имеет очень хорошую связь с климатологическими характеристиками гроз [2]. Таким образом, при сравнении результатов радиолокационных наблюдений за грозами с результатами регистрации грозовых разрядов можно воспользоваться одной из климатологических характеристик (например, число дней с грозой), но определенной по радиолокационным данным. В табл. 1 представлены месячные значения числа дней с грозой T_1 , определенные на основании ежечасных наблюдений на МРЛ-1 в радиусе 35 км от пунктов установки грозорегистраторов. Кроме того, даются месячные суммы количества разрядов N , зарегистрированных приборами ПРГ-2 в каждом из пунктов. Из табл. 1

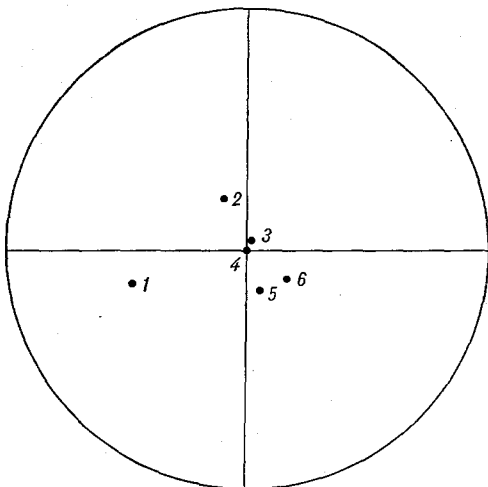


Рис. 1. Схема расположения пунктов регистрации грозовых разрядов в масштабе ИКО.

1 — Кырен, 2 — Усолье Сибирское, 3 — Хомутово, 4 — Новая Разводная, 5 — Исток Ангары, 6 — Большие Коты.

видно, что между числом дней с грозой, определенным по МРЛ-1, и количеством грозовых разрядов N имеется очень хорошая связь. Коэффициент корреляции, рассчитанный по данным всех пунктов в табл. 1, между этими величинами равен 0,91. Следует отметить, что расчет коэффициента корреляции подобным образом вполне оправдан. Все пункты, кроме Кырен, находятся в одинаковых фи-

Таблица 1

Месячные значения числа дней с грозой, определенные по МРЛ-1 (T_1) и по метеорологическим данным (T_2 и T_3)

Пункт	Месяц	T_1	T_2	T_3	N (в тысячах)
Большие Коты	VI	1	1	0	0,1
	VII	3	7	4	2,2
	VIII	1	1	1	0,5
Исток Ангары	VI	1	3	2	1,4
	VII	4	7	6	5,0
	VIII	2	2	2	0,9
Новая Разводная	VI	3	3	1	1,7
	VII	5	10	5	8,1
	VIII	2	2	2	0,9
Хомутово	VI	2	3	1	1,7
	VII	6	9	7	4,6
	VIII	2	2	1	0,8
Усолье Сибирское	VI	1	3	2	1,4
	VII	9	8	8	6,7
	VIII	2	2	2	1,3
Кырен	VI	4	5	5	3,2
	VII	11	10	10	10,1
	VIII	4	6	5	3,8

зико-географических условиях. Таким образом, в радиусе 170 км (Кырен) от пункта установки радиолокатора грозы определяются с большой степенью вероятности.

Для сравнения в табл. 1 указаны месячные значения числа дней с грозой T_2 , определенные по метеорологическим данным в радиусе 35 км от пунктов установки грозорегистраторов. Коэффициент корреляции между числом дней с грозой T_2 и количеством грозовых разрядов несколько выше и равен 0,95. Нетрудно заметить, что между числом дней с грозой, определенным по МРЛ-1, и числом дней с грозой, определенным по метеоданным, имеется некоторое различие. Причем число дней с грозой по ме-

теоданным в большинстве случаев выше числа дней с грозой по МРЛ-1. Особенно это заметно для месяцев с повышенной грозовой деятельностью. Такое несоответствие, как нам представляется, можно объяснить следующим. Непродолжительные грозы (менее одного часа) радиолокатором не учитываются, так как перерыв между сеансами наблюдений составляет 1 ч. Подтверждением сказанного может служить число дней с грозой T_3 (табл. 1), которое определено по метеоданным для гроз, имеющих продолжительность более одного часа.

Для каждого суток определялась по снимкам ИКО площадь грозовых очагов. При этом брались во внимание серии наблюдений на МРЛ-1 продолжительностью не менее 10—15 ч. Кроме того, при подборе серий наблюдений учитывался рельеф местности, который влияет на процессы грозообразования. Количество грозовых разрядов по прибору 1 В/м подсчитывалось в соответствии с периодом наблюдений на МРЛ-1. Зависимость количества грозовых разрядов N от площади грозовых очагов S в среднем аппроксимируется выражением вида $N=0,17S$, где N — количество грозовых разрядов в тысячах, S — площадь грозового очага в тысячах км².

Интересно отметить, что в случае отсутствия гроз в пределах радиуса действия радиолокатора, грозорегистратор отмечает в среднем за сутки 660 разрядов. Эта величина довольно устойчива и колеблется в пределах ± 250 разрядов. Только в двух случаях из 20 при такой обстановке грозорегистратором зарегистрировано 1500—1700 разрядов. Можно предположить, что эти разряды грозорегистратор отмечает из грозовых очагов, расположенных за пределами радиуса обнаружения радиолокатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баттан Л. Дж. Радиолокационная метеорология. Л., Гидрометеониздат, 1962. 192 с.
2. Лыдзар П. С. Полупроводниковые грозорегистраторы.—«Труды ГГО», 1964, вып. 157, с. 54—58.
3. Колоколов В. П. Грозовая деятельность по данным инструментальных наблюдений.—«Труды ГГО», 1968, вып. 225, с. 3—15.
4. Колоколов В. П. О связи грозовой активности конвективного облака с его вертикальным развитием.—«Труды ГГО», 1972, вып. 277, с. 27—37.
5. Сальман Е. М., Гашина С. Б. Локализация осадков и грозоопасных зон по их радиолокационным характеристикам.—«Труды ГГО», 1967, вып. 217, с. 33—39.

*Н. В. БАРУ, Г. Б. БРЫЛЕВ, В. П. КОЛОКОЛОВ,
Г. Г. КОРНИЕНКО, М. Е. СОЛОМОНИК*

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ГРОЗОПЕЛЕНГАТОРА ПАГ-1 В СОСТАВЕ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО РАДИОЛОКАТОРА МРЛ-2 ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ ГРОЗ

В грозовой сезон 1972 г. в ЗГМО Минска, Гомеля и Бреста были проведены радиолокационно-пеленгационные наблюдения за грозовыми очагами (для определения эксплуатационных характеристик установленной в этих пунктах аппаратуры грозопеленгатора ПАГ-1) и оценка эффективности совместных радиолокационно-пеленгационных наблюдений (для выявления грозовых очагов и разделения гроз от ливней, а также для определения методики использования аппаратуры ПАГ-1 при совместной работе с МРЛ-2 (МРЛ-1)).

Чтобы обеспечить ограничение дальности действия грозопеленгатора радиусом $R=400$ км, для каждого пункта была установлена необходимая величина порогового напряжения ограничителя дальности, так как чувствительность однопорогового амплитудного анализатора зависит не только от усиления приемного тракта, но и от эффективности антенны, которая для штыревых и дипольных антенн определяется как их размерами, так и высотой установки над уровнем земли и окружающими предметами, условиями распространения и особенностями источника излучения радиоволн. Хотя для отсимметрированной дипольной антенны зависимость от высоты установки значительно меньше, чем для штыревой, однако, для выставления порога ограничения дальности она оказывается существенной.

Калибровка осуществлялась по приемнику, настроенному на прием мощной радиостанции СДВ-диапазона. Вход приемника подключался либо к стандартной рамочной антенне, эффективность которой мало зависит от высоты установки, либо к антенне ограничителя дальности.

Рамочная антенна ориентировалась на максимум приема. Относительное изменение выходного напряжения приемника, получающееся при переключении антенн, определялось при установке

антенны ограничителя дальности в стандартных условиях (высоте центра антенны 4 м) и при установке в реальных условиях эксплуатации аппаратуры ПАГ-1. Пороговый уровень соответственно изменялся таким образом, чтобы скомпенсировать изменение эффективности антенны.

В табл. 1 приведены выставленные согласно описанной методике и скорректированные по результатам наблюдений пороговые напряжения.

Из табл. 1 видно, что описанная методика выставления порога в основном оправдывается, однако, по результатам пробной эксплуатации порог может быть проверен и скорректирован на весьма значительную величину.

Таблица 1

Пороговые напряжения ограничителя дальности действия ПАГ-1

Пункт размещения	Условия установки антенны ограничителя дальности	Ориентировочная высота установки антенны, м	Пороговое напряжение ($R < 400$ км), В	
			по методике	по результатам наблюдений
Пункт 1	На кузове автофургона	4	20	19—20
Пункт 2	На крыше здания	6	22	20—22
Пункт 3	На крыше здания	12	27	28—29
Пункт 4	На крыше здания	20	29	32—33

В период испытаний проводились одновременные наблюдения за грозами по грозопеленгатору ПАГ-1 и метеорадиолокатору МРЛ-2. В активные грозовые дни наблюдения проводились в течение 30—40 мин каждого часа. При отсутствии интенсивного радиосхвата на индикаторе кругового обзора МРЛ-2 наблюдения проводились в течение 5—10 мин. Данные о грозовых очагах, полученные с помощью ПАГ-1 и МРЛ-2, сопоставлялись с данными о грозах, зафиксированных на метеостанциях и постах, отмеченных на срочных кольцевых синоптических картах.

При анализе результатов наблюдений за случай принимался непрерывный сектор пеленгов на определенный грозовой очаг. Сектора разделялись на несколько случаев (грозовых очагов), если ряд прерывался на 6—10°. При сопоставлении азимутального положения грозовых очагов, определенного по грозопеленгатору, с положением грозовых очагов, определенным по МРЛ или по данным метеостанций, допуск по азимуту был принят равным 10°. В отдельных случаях, учитывая инструментальную погрешность грозопеленгатора ПАГ-1 (максимальная ошибка $\pm 7^\circ$), протяженность грозовых облаков и возможную до 14—20 км (днем) удаленность грозового очага от метеостанции, допуск по азимуту увеличивался до 15° для грозовых очагов, удаленных от места установки ПАГ-1 на 100 км и более, и до 20° для грозовых очагов, находившихся ближе 100 км.

В зависимости от количества метеостанций в данном районе (табл. 2) и напряженности облачности наличие гроз в каждом случае подтверждали от одной до четырех метеостанций.

При пропуске грозы в один случай объединялись метеостанции, лежащие в азимутальном секторе не более $6-10^\circ$. Если грозы длились в течение 4—6 ч и в какой-либо промежуточный срок наблюдений не были зарегистрированы, то они не считались пропущенными.

Таблица 2

Количество метеорологических станций и постов в штормовом кольце и их распределение по секторам

Сектор, град.	Минск		Гомель		Брест	
	Расстояние, км					
	<300	>300	<300	> 300	<300	>300
0—45	6	3	4	2	7	17
45—90	8	3	7	2	4	33
91—135	7	9	4	1	4	17
136—180	7	12	1	1	6	—
181—225	4	3	6	3	—	—
226—270	8	6	5	8	1	—
271—315	9	3	6	29	1	—
316—359	8	1	9	13	2	3

В результате сопоставления всех трех видов наблюдений за грозами (по фактическим данным, МРЛ-2 и ПАГ-1) приняты следующие классификационные варианты:

I — все три вида наблюдений фиксировали грозу;

II — грозы зафиксированы МРЛ-2 и ПАГ-1, а метеостанциями не наблюдались из-за их редкой сети, по синоптической обстановке грозы возможны;

III — грозы зафиксированы ПАГ-1, подтверждены данными наблюдений метеостанций обнаружены МРЛ-2 (III*) в виде ливней или облачности Сb, Ns;

III' — грозы зафиксированы ПАГ-1, подтверждены данными наблюдений метеостанций, на МРЛ-2 радиоэхо не обнаружено;

III'' — грозы зафиксированы ПАГ-1, подтверждены данными наблюдений метеостанций, находящихся от пункта на расстоянии $300 \text{ км} < R \leq 400 \text{ км}$;

IV — грозы зафиксированы метеостанциями, но не обнаружены МРЛ-2 и ПАГ-1;

V — грозы зафиксированы метеостанциями и МРЛ-2, но не обнаружены ПАГ-1;

- VI — ПАГ-1 пеленговал грозы, зафиксированные метеостанциями на расстоянии $R > 400$ км;
- VII — ПАГ-1 пеленговал грозы, которые были зафиксированы метеостанциями или МРЛ-2 в предыдущие или последующие сроки наблюдения;
- VII' — ПАГ-1 зафиксировал грозу, которая не подтверждалась данными метеостанций и МРЛ-2, но по синоптической обстановке гроза возможна, так как в этом направлении находились ливневая или мощная кучево-дождевая облачность;
- VII'' — ПАГ-1 принимал единичные разряды, МРЛ-2 и метеорологические станции грозу не подтверждали.

Таблица 3

Результаты (число случаев и процент) статистической обработки данных наблюдений за грозами (май — сентябрь 1972 г.)

Вариант	Минск	Гомель	Брест
I	178 (42,1)	166 (33,9)	146 (36,9)
II	69 (16,3)	99 (20,1)	152 (38,4)
III	36 (8,5)	46 (9,4)	13 (3,3)
III'	18 (4,2)	26 (5,3)	4 (1,0)
III''	21 (4,9)	27 (5,5)	7 (1,8)
IV	11 (2,6)	7 (1,4)	7 (1,8)
V	5 (1,2)	8 (1,6)	3 (0,7)
VI	6 (1,4)	6 (1,2)	11 (2,8)
VII	20 (4,7)	28 (5,7)	9 (2,2)
VII'	18 (4,2)	31 (6,3)	21 (5,3)
VII''	42 (9,9)	47 (9,6)	23 (5,8)
Σ	424 (100)	491 (100)	396 (100)

В табл. 3 приведены результаты статистической обработки данных наблюдений в ЗГМО Минска, Бреста и Гомеля в соответствии с классификационными вариантами.

Если исключить случаи VII, в которых грозопеленгатор принимал разряды до или после того, как гроза зафиксирована МРЛ-2 и метеостанцией, случаи VII', когда источником единичных разрядов являлись ливневые и мощные кучево-дождевые облака, и случаи VII'', когда из-за редкой сети метеостанций (табл. 2) не удалось обнаружить источник разрядов, то можно охарактеризовать основные эксплуатационные характеристики грозопеленгатора ПАГ-1 следующими цифрами (табл. 4).

Вероятность обнаружения гроз в радиусе $R \leq 300$ км не менее 0,95. Вероятность обнаружения грозовых очагов, находящихся на

расстоянии $R > 400$ км, не выше 0,04. Вероятность пропуска гроз в радиусе $R \leq 300$ км не превышает 0,05 (табл. 4).

Указанные характеристики соответствуют техническим данным на аппаратуру ПАГ-1 и согласуются с теоретическими расчетами [1]. Кроме того, из табл. 3 видно, что в 4—15% случаев (III, III') грозопеленгатор ПАГ-1 регистрирует грозовые очаги, которые не обнаруживает МРЛ-2. Но, с другой стороны, из-за редкой сети метеостанций примерно в 16—38% случаях (II) грозовые очаги обнаруживаются совместно МРЛ-2 и ПАГ-1, но не регистрируются метеостанциями.

Таблица 4

Эксплуатационные характеристики грозопеленгатора ПАГ-1

Характеристика	Расстояние, км	Минск	Гомель	Брест	Варианты
Вероятность обнаружения гроз	$R \leq 300$	0,95	0,96	0,97	$\frac{(I+II+III+III')}{(I+II+III+III'+IV+V)}$
Вероятность обнаружения гроз	$300 < R \leq 400$	0,06	0,07	0,02	$\frac{III''}{(I+II+III+III'+III''+IV+V)}$
Вероятность обнаружения гроз	$R > 400$	0,017	0,016	0,032	$\frac{IV}{(I+II+III+III'+III''+IV+V)}$
Вероятность пропуска гроз	$R \leq 300$	0,05	0,04	0,03	$\frac{(IV+V)}{(I+II+III+III'+IV+V)}$

Для оценки эффективности использования грозопеленгатора ПАГ-1 при обнаружении гроз радиолокационно-пеленгационным методом было проведено сопоставление данных радиолокационных наблюдений с данными о грозах, обнаруженных метеостанциями и постами, на которые были получены пеленги на грозопеленгаторе ПАГ-1.

Сопоставление проводилось по градациям расстояний 0—100, 101—200, 201—300 км.

Данные радиолокационных наблюдений классифицировались по следующим случаям.

I. Метеостанцией фиксируется гроза, есть пеленги в этом азимуте, по МРЛ-2 гроза подтверждалась и оценивалась с различной надежностью в соответствии с принятыми региональными радиолокационными критериями [2]:

$\mathbb{K}$ при $Y > 22$,

$\mathbb{K}$) при $15,6 < Y < 22$,

($\mathbb{K}$) при $9,6 < Y < 15,6$,

где $\mathbb{K}$ — вероятность совпадения радиолокационной информации о грозах с данными наземных визуальных наблюдений не менее 90%; $\mathbb{K}$) — не менее 80%; ($\mathbb{K}$) — от 50 до 70% (гроза считалась

подтвержденной, если она попадала в дискретную ячейку пространства $30 \times 30 \text{ км}^2$, занятую радиоэхом с критерием $Y \geq 9,6$, или в одну из соседних ячеек).

II. Метеостанций фиксируется гроза, есть пеленг в этом азимуте, МРЛ-2 гроз не отмечала, при этом по данным МРЛ-2 различаются следующие случаи:

1) радиолокатор отмечал радиоэх, численные характеристики которого позволяют оценить в данной ячейке ливень, а на более близких расстояниях имелись грозовые ячейки;

2) то же, что 1, но на более близких расстояниях нет грозовых ячеек;

Таблица 5

Результаты обработки радиолокационно-пеленгационных наблюдений

Градация по расстоянию, км	Количество гроз, обнаруженных визуально	Количество гроз, обнаруженных всеми видами регистрации, %			Σ	Количество гроз, не обнаруженных МРЛ-2, %						Σ
		≤	≤	(≤)		в за ≤	в без ≤	$\frac{H_{\max}}{\lg z} > 8 \text{ км}$	радиозно без явлений			
									за ≤	без ≤		
АМСГ а/п Шоссейная												
100—200	135	66	18	84	—	—	4	12	—	16		
201—300	214	58	2	60	—	—	13	27	—	40		
Брест												
0—100	57	59,7	17,5	15,8	93	—	3,5	—	—	3,5	7	
101—200	86	32,6	24,4	25,6	82,6	1,2	1,2	2,3	6,9	5,8	17,4	
201—300	96	28,1	16,7	24,0	68,8	3,1	5,2	4,2	10,4	8,3	31,2	
Минск												
0—100	116	23,3	21,5	15,5	60,3	4,3	14,7	10,3	4,3	6,1	39,7	
101—200	294	28,6	26,5	8,5	63,6	4,1	10,8	7,5	8,2	5,8	36,4	
201—300	258	29	10,9	9,3	49,2	2,7	4,3	12,4	16,3	15,1	50,8	
Гомель												
0—100	67	24	19,4	14,9	58,3	—	11,9	13,4	—	16,4	41,7	
101—200	106	15,1	19,9	17,0	52	1,9	11,3	3,8	5,6	25,4	48,0	
201—300	94	15,9	8,5	14,9	39,3	—	2,1	2,1	13,8	42,7	60,7	

3) радиолокатор отмечал радиоэх, но возможно измерить только высоту облачности, значение которой характерно для грозы ($H_{\max} \geq 8 \text{ км}$), а $\lg z \leq 1$;

4) радиолокатор отмечал радиоэх без опасных явлений или радиоэха нет, но на более близких расстояниях имелись грозовые ячейки;

5) то же, что 4, но на более близких расстояниях грозовых ячеек нет.

В табл. 5 приведены результаты выборочной обработки радиолокационно-пеленгационных данных по пунктам ЗГМО Гомеля, Минска и Бреста, а также результаты данных радиолокационно-пеленгационных наблюдений, проводившихся в мае—сентябре 1972 г. в АМСГ а/п Шоссейная (Ленинград) на МРЛ-1 и ПАГ-1.

Радиолокационные данные зависят как от правильной эксплуатации аппаратуры МРЛ-2, что обеспечивает стабильность ее работы, так и от квалификации операторов.

Из табл. 5 видно, что результаты, полученные в АМСГ а/п Шоссейная и ЗГМО г. Бреста, оказались близкими, так как при стабильной работе аппаратуры МРЛ-2 перед обработкой был проведен тщательный критический просмотр бланков радиолокационных наблюдений с целью исключения ошибок операторов, сделанных при обработке. Существенно худшие результаты по обнаружению гроз МРЛ-2 получены в Минске и Гомеле, что может быть объяснено как недостаточной квалификацией обслуживающего персонала, так и нестабильной работой аппаратуры МРЛ-2.

Таблица 6

Вероятность ошибочного указания соседней ячейки по радиолокационным данным

Градация по расстоянию, км	Количество гроз, обнаруженных МРЛ-2	Количество гроз, обнаруженных МРЛ-2							
		в своей ячейке				в соседней ячейке			
		К	К)	(К)	Σ	К	К)	(К)	Σ
Брест									
0—100	53	54,7	15,1	15,1	84,9	9,4	3,8	1,9	15,1
101—200	71	26,7	19,8	16,9	63,4	12,6	9,9	14,1	36,6
201—300	66	25,7	7,6	13,6	46,9	15,2	16,7	21,2	53,1
Гомель									
0—100	39	30,8	17,9	17,9	66,6	10,3	15,4	7,7	33,4
101—200	55	20	18,2	10,9	49,1	9,1	20	21,8	50,9
201—300	37	19	5,4	16,2	40,6	21,6	16,2	21,6	59,4

Из анализа результатов, приведенных в табл. 5, можно сделать следующие выводы.

1. Процент случаев обнаружения гроз МРЛ-2 заметно снижается с увеличением расстояния, при этом имеет место в 8—25% случаев с классификацией грозы по критерию с недостаточной надежностью (P). Можно считать, что наличие пеленгов на такие очаги является достаточным основанием для уверенного определения их как грозовых.

2. Радиолокационные критерии грозоопасности дают хорошую оправдываемость только на стабильно работающей аппаратуре МРЛ, обслуживаемой квалифицированным персоналом, имеющим достаточный опыт работы.

Имеются случаи пропущенных гроз, определенных по радиолокационным критериям как ливни (3—19%), а также случаи пропущенных гроз в облаках, высота которых характерна для грозовых облаков ($H_{\max} \geq 8$ км), а отражаемость на верхнем уровне мала ($\lg z \leq 1$)—3—13%.

Использование грозопеленгатора ПАГ-1 обеспечивает обнаружение этих гроз и тем самым повышает эффективность МРЛ-2 по обнаружению гроз в среднем на 3—10% на расстоянии 0—100 км и на 4—19% на расстоянии 200—300 км.

Кроме того, следует обратить внимание на возможность уменьшения азимутальных ошибок в определении местоположения гроз, которое может быть получено путем сопоставления данных МРЛ-2 с пеленгами от ПАГ-1.

Известно, что вследствие характера отражаемости от грозовых облаков местоположение грозы часто определяется по радиолокационным данным в соседней ячейке [3]. По проведенной выборочной оценке (табл. 6) количество таких ошибок возрастает от 15% (г. Брест) для зоны 0—100 км до 50% для зоны 201—300 км. За истинный азимут на грозу в табл. 6 приняты данные метеостанций, на которые были пеленги ПАГ-1. Однако эта особенность радиолокационных наблюдений учитывается при кодировании информации о грозах, оно ведется по ячейкам пространства 60×60 км².

Таким образом, использование грозопеленгатора ПАГ-1 совместно с МРЛ-2 (МРЛ-1) обеспечивает:

- увеличение количества обнаруженных гроз на 5—15%;
- повышение надежности обнаружения гроз в 15—20% случаев;
- повышение оперативности обнаружения гроз, так как по данным ПАГ-1 определяются направления, в которых следует вести радиолокационное зондирование;
- возможность частично скорректировать ошибки обнаружения гроз по МРЛ-2 (указание соседней ячейки);
- возможность в условиях хорошей погоды (отсутствие облачности) в промежуточные сроки между синоптическими не включать МРЛ-2, если на ПАГ-1 нет пеленгов, и таким образом экономить технический ресурс радиолокационной станции.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бару Н. В., Кононов И. И., Соломоник М. Е. Ограничитель дальности действия грозопеленгатора.—«Труды ГГО», 1974, вып. 301, с. 168—177.
2. Брылев Г. Б., Сальман Е. М. О возможном способе ежедневной корректировки радиолокационного критерия грозоопасности.—«Труды ГГО», 1973, вып. 281, с. 82—85.
3. Austin G. L., Stansbury E. I. The lokation and its relation to precipitation detected by radar.—Journ. Atm. and Terr. Phys.", 1971, vol. 33, N 5, p. 841—844.

Г. Г. КОРНИЕНКО, Г. П. ПАВЛОВА

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГРОЗОПЕЛЕНГАТОРА-ДАЛЬНОМЕРА СОВМЕСТНО С МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИМ РАДИОЛОКАТОРОМ МРЛ ДЛЯ ПОВЫШЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБНАРУЖЕНИЯ ГРОЗ

Для оценки эффективности и оперативности обнаружения гроз при совместном использовании сверхдлинноволнового моноимпульсного автоматического радиопеленгатора (СМАР), определяющего местоположение грозовых очагов по электромагнитному излучению и метеорациолокационной станции (МРЛ), были проведены наблюдения в аэропорту Борисполь (г. Киев).

Азимутальное положение грозового очага определялось с помощью грозопеленгатора, преобразователем которого являются две рамочные антенны, имеющие диаграмму направленности в виде восьмерки. Получение однозначности осуществлялось с помощью антенны, имеющей круговую диаграмму направленности. Определение пеленга производилось на частоте 7 кГц, которая выделялась из спектра принятого атмосферика с помощью фильтров в канале азимутов. Дальность до грозового очага определялась путем оценки распределения амплитуд спектральной составляющей 60 кГц, выделенной из частотного спектра атмосфериков по заданным порогам.

Пороговые уровни были разнесены примерно на 8 дБ, что соответствует значению стандартного отклонения логарифмически нормального распределения амплитуд атмосфериков.

Сопряжение дальномерных и пеленгационных данных для отображения их в полярных координатах на экране индикатора производилось в устройстве формирования координатной отметки путем задержки импульса дальности (подсвета) относительно начал развертки на экране индикатора на время, соответствующее измеренной градации дальности. Индикация каждого принятого атмосферика производилась в виде отметок на потенциоскопической электронно-лучевой трубке с длительной «памятью».

Угловое положение отметки соответствует пеленгу на источник

электромагнитного излучения, а радиальное отклонение соответствует градации дальности.

В период испытаний проводились одновременные наблюдения за грозами по грозопеленгатору-дальномеру и метеорадиолокатору МРЛ-2. Методика испытаний была аналогична применявшейся при совместном использовании МРЛ с грозопеленгатором ПАГ-1 [1].

Регистрация гроз проводилась с 9 до 21 ч, в отдельные дни при активной грозовой деятельности — круглосуточно. Каждые 30 мин визуальные наблюдения, данные МРЛ и индикаторов СМАР записывались в журнал. При снятии данных с индикаторов СМАР производилась запись группировки отметок от отдельных разрядов по азимутальным секторам и грациям дальности в этих секторах. По распределению отметок на экране «запоминающего» индикатора определялось местоположение грозовых очагов; причем положение очага характеризовалось азимутальным сектором, который охватывал всю группу отметок и граций дальности. Использование двух амплитудных дальномеров обеспечивало возможность определения расстояний в пределах граций дальности, указанных в табл. 1.

Таблица 1

Шкалы амплитудных дальномеров

Дальномер	Градация дальности, км			
	1	2	3	4
Первый	0—30	30—75	75—200	200—400
Второй	0—20	20—50	50—125	125—300

Предварительный анализ результатов наблюдений за летний период 1973 г. показал, что СМАР обеспечивает обнаружение гроз с вероятностью $P \geq 0,9$, а вероятность правильного определения градации дальности — $P \geq 0,7$, что согласуется с данными работы [2]. Информация о грозовых очагах, полученная с помощью СМАР и МРЛ, сравнивалась с данными визуальных наблюдений за грозами, проводившихся на метеостанциях. Сопоставление синоптических, радиолокационных и грозопеленгационных данных проводилось по методике, описанной в [1].

В табл. 2 приведены результаты обработки радиолокационно-пеленгационных данных за 30 дней летнего периода (июль — сентябрь), выбранных произвольно. Из анализа результатов, приведенных в табл. 2, можно сделать следующие выводы:

1) процент случаев обнаружения гроз только с помощью МРЛ-1 заметно снижается с увеличением расстояния в зоне 200—300 км;

2) имеются случаи пропущенных гроз, определенных по радиолокационным критериям как ливни, в зоне 0—100 км — 25,7%; в зоне 100—200 км — 7,1%, в зоне 200—300 км — 5,6%.

Использование СМАР обеспечивает обнаружение этих гроз и тем самым повышает эффективность МРЛ по обнаружению этих гроз на 27% по выборочным данным для зоны 0—100 км, на 8,6% для зоны 100—200 км, на 9,1% для зоны 200—300 км;

3) на больших расстояниях ($R > 250$ км) значительно возрастает процент пропущенных гроз, определенных по радиолокационным данным как радиоэхо без явлений (64,8% для зоны 200—300 км).

Таблица 2

Результаты обработки (число случаев и процент) радиолокационно-пеленгационных данных за 30 дней летнего периода

Градация расстояний, км	Количество гроз, обнаруженных СМАР и визуально	Количество гроз, обнаруженных МРЛ			
		$\bar{K}$	$\bar{K}$	$(\bar{K})$	Σ
0—100	70	17 (24,3)	12 (17,1)	16 (22,9)	45 (64,3)
100—200	198	40 (20,2)	35 (17,7)	55 (27,8)	130 (65,7)
200—300	88	12 (13,7)	5 (5,7)	6 (6,8)	23 (26,2)

Градация расстояний, км	Количество гроз, обнаруженных СМАР и визуально	Количество гроз, не обнаруженных МРЛ			Σ
		ливень	$\frac{H_{\max}}{lg z} > 8, z \leq 1$	радиоэхо нет или радиоэхо без явления	
0—100	70	18 (25,7)	1 (1,4)	6 (8,6)	25 (35,7)
100—200	198	14 (7,1)	3 (1,5)	52 (25,7)	68 (34,3)
200—300	88	5 (5,6)	3 (3,4)	57 (64,8)	65 (73,8)

Применение СМАР, обеспечивающего достаточно уверенное определение грозовых очагов, позволяет обнаружить и эти грозы;

4) использование данных СМАР позволяет повысить надежность распознавания гроз, т. е. перевести грозы, обнаруженные с малой вероятностью — $(\bar{K})$, в грозы, обнаруженные с большей вероятностью — $\bar{K}$.

Так, для зоны 0—100 км можно перевести 22,9% из $(\bar{K})$ в $\bar{K}$, для зоны 100—200 км — 27,8%, для зоны 200—300 км — 6,8%;

5) следует обратить внимание на возможность азимутальных ошибок в определении местоположения гроз, которое может быть получено путем сопоставления данных МРЛ с отметками на СМАР. Вследствие характера отражаемости от грозовых облаков, местоположение грозы часто определяется по радиолокационным данным в соседней ячейке.

При проведенной выборочной оценке количество таких ошибок составляет примерно 50%. За истинный азимут на грозу приняты данные метеостанций, на которые были отметки по СМАР. Эта особенность радиолокационных наблюдений учитывается при кодировании информации о грозах, оно ведется по ячейкам пространства 60×60 км².

Сравнивая результаты совместного использования МРЛ с грозопеленгатором ПАГ-1 [1] и с грозопеленгатором-дальномером можно сделать вывод, что увеличение процента обнаружения гроз и повышение надежности радиолокационных критериев оказываются примерно одинаковыми для обоих приборов. Однако возможность оценки расстояния при использовании СМАР позволяет более уверенно распознавать грозовые очаги при наличии нескольких радиолокационных очагов в одном направлении.

Особенно эффективен СМАР при обнаружении гроз, характеризующихся по радиолокационным данным как радиоэхо без явлений, так как наличие информации о расстоянии в этом случае является определяющим.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бару Н. В., Брылев Г. Б., Колоколов В. П. и др. Результаты использования грозопеленгатора ПАГ-1 в составе метеорологического радиолокатора МРЛ-2 для обнаружения гроз.— См. наст. сборник.
2. Бару Н. В., Кононов И. И., Соломоник М. Е. и др. Амплитудный анализатор для определения расстояния до грозовых очагов.— См. наст. сборник.
3. Руководство по производству наблюдений и применению информации с радиолокаторов МРЛ-1, МРЛ-2. Л., Гидрометеиздат, 1974, 28 с.

Н. В. БАРУ, И. И. КОНОНОВ,
М. Е. СОЛОМОНИК, В. Д. ПЛОТНИКОВ

АМПЛИТУДНЫЙ АНАЛИЗАТОР ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАССТОЯНИЯ ДО ГРОВОВЫХ ОЧАГОВ

Оперативная информация о распределении грозовых очагов может быть получена с помощью грозопеленгатора-дальномера. Определение направления на источник излучения по положению фазового фронта электромагнитного поля решается с помощью грозопеленгаторов. Определение расстояния до грозы путем анализа параметров электромагнитного излучения (ЭМИ) молниевых разрядов представляет собой вероятностную задачу, так как ЭМИ молнии является случайным процессом и его параметры — амплитуда и форма создаваемого сигнала — подчиняются определенным законам распределения. Естественно для целей дальнометрии выбирать такие параметры, дисперсия которых в источнике была бы минимальной или хотя бы статистически четко охарактеризованной, с тем, чтобы можно было выделить изменение этих параметров с расстоянием.

При этом требуется знать распределение соответствующего параметра ЭМИ грозового разряда в источнике и характер (закон) его изменения с расстоянием.

Для отдельного молниевых разряда, являющегося одной из реализаций случайного процесса, нельзя определить расстояние с удовлетворительной точностью. Однако по совокупности данных, образующих процесс грозы, можно решить вероятностную задачу определения расстояния до грозы. В диапазоне расстояний от 20—30 до 300—400 км для ориентировочного определения расстояния до грозы может быть использован амплитудный метод дальнометрии, обеспечивающий наиболее простую аппаратную реализацию.

Как известно, распределение амплитуд атмосфериков, приходящих из определенного очага, с достаточной точностью может быть охарактеризовано логарифмически нормальным законом:

$$f(u) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{u^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

где $u = \ln E_0$; E_0 — напряженность электрического поля, нормированная к модальному значению; σ — стандартное отклонение логарифмически нормального распределения.

Параметры этого распределения, измеренные для какого-либо очага, расположенного на известном расстоянии, могут быть использованы для определения параметров распределения амплитуд для очага, находящегося на произвольном расстоянии от точки наблюдения. Для этого следует знать зависимость амплитуд от расстояния (закон или графики). По мере увеличения расстояния до грозового очага кривая распределения будет смещаться в сторону меньших амплитуд. Задача определения расстояния по существу сводится к статистической проверке гипотез, связанных с принадлежностью принятых из данного очага сигналов к тому или иному интервалу дальности.

Если иметь достаточный статистический материал и выбрать дискретные значения (расстояний) такими, чтобы уровни сигналов, принятые из соседних градаций, существенно отличались, то можно получить достаточно высокую вероятность разделения соседних градаций.

Рассмотрим для определения расстояний использование многопорогового амплитудного анализатора, позволяющего по распределению количества разрядов по амплитудным порогам оценить, какому интервалу дальности соответствует данный грозовой очаг.

При рассмотрении многопорогового амплитудного анализатора необходимо получить ответы на следующие вопросы:

- каким образом должны быть выбраны пороги, с тем чтобы при ограниченном статистическом материале (количество разрядов, принятых из данного грозового очага) можно было бы иметь максимальную вероятность обнаружения грозы (с определением расстояния до нее) и одновременно минимальную вероятность ошибок и пропусков;

- как изменение параметров процесса и аппаратуры (среднего количества разрядов в грозе, значение стандартного отклонения σ и стабильности пороговых уровней) влияет на вероятностные характеристики дальномеров;

- каким критерием следует пользоваться при определении местоположений грозы, т. е. при выборе градации дальности на основании распределения количества разрядов, зарегистрированных пороговыми устройствами.

При решении этой задачи будем исходить из следующих посылок:

- рассматривается одиночный грозовой очаг, находящийся в фиксированном месте;

- уровни срабатывания пороговых устройств выбираются таким образом, чтобы в логарифмическом масштабе разность этих уровней была постоянна $\Delta u = \text{const}$;

- разбивка производится от некоторого i -того уровня в обе стороны, причем этому уровню соответствует пороговая вероят-

ность P_i , т. е. вероятность того, что атмосферик, принятый из грозового очага, находящегося на i -том интервале дальности, превысит указанный уровень.

Вероятное количество разрядов, зарегистрированных пороговыми устройствами, будет соответствовать логарифмически нормальному закону, определенному в дискретных интервалах.

Рассмотрим два соседних порога с пороговыми вероятностями P_{i-1} и P_i , причем $P_{i-1} < P_i$, а $\Delta u = u_{i-1} - u_i = k$.

Задача заключается в определении вероятности того, что при количестве разрядов N в грозе $i-1$ пороговый уровень будет превышен m_{i-1} раз и что при этом не менее $m_{i-1} + a$ раз будет превышен i -тый пороговый уровень.

Априорная вероятность попадания в этот интервал будет

$$P'_i = P_i - P_{i-1}. \quad (2)$$

В обоих случаях речь идет об определении вероятности появления при N испытаниях определенного числа событий, причем вероятности для первого и второго событий соответственно будут P_{i-1} и P'_i .

При такой постановке вопроса получается задача на биномиальное распределение. Вероятность приема m разрядов при вероятности приема отдельного разряда p и количества разрядов в грозе N будет:

$$P(m, N) = C_N^m p^m (1-p)^{N-m}. \quad (3)$$

Вероятность приема не менее n разрядов (кумулятивная вероятность) определяется как сумма всех вероятностей от $m=n$ до $m=N$:

$$P(N \geq m \geq n) = \sum_{m=n}^{m=N} C_N^m p^m (1-p)^{N-m}. \quad (4)$$

Если определять местоположение грозы по критерию первого скачка, при котором i -тая пороговая схема примет не менее a_0 разрядов, то можно ввести следующие вероятностные характеристики:

— вероятность обнаружения грозы при такой формулировке будет

$$P_{\text{обн}} = P_i(n \geq a_0); \quad (5)$$

— вероятность правильного определения градации дальности

$$P_{\text{пр. опр}} = P_i(n \geq a_0) - P_{i-1}(n \geq a_0); \quad (6)$$

— вероятность выбора более младшей градации, т. е. вероятность минусовой ошибки

$$P_{(-)} = P_{i-1}(n \geq a_0); \quad (7)$$

— вероятность пропуска или выбора более старшей градации

$$P_{\text{пр}} + P_{(+)} = P_i(n \leq a_0). \quad (8)$$

Для выполнения расчетов необходимо знать количество разрядов в грозе N , выбрать значение порогового уровня u_i и интервал Δu .

Результаты экспериментальных наблюдений, проводившихся в ГГО им. А. И. Воейкова, дают следующие средние значения количества разрядов в грозе за 30-минутный срок наблюдения:

Ленинград (Воейково)	(1964—1972)	—38
Душети	(1961—1968)	—46
Одесса	(1963—1966)	—46

Несмотря на различные географические условия, среднее количество разрядов в грозе (за 30 мин) меняется незначительно и определяется в пределах от 40 до 50.

Поскольку грозовой очаг создает поток случайных независимых событий (разрядов), то в этом случае, естественно, считать справедливым распределение Пуассона. По таблицам для определения доверительных границ в случае распределения Пуассона находится количество разрядов в отдельной грозе, которое при среднем количестве разрядов 40 с вероятностью 0,9 будет находиться в пределах от 30 до 50. Соответственно при среднем количестве разрядов 50— в пределах от 40 до 60.

Для расчета были выбраны пороговые уровни $u_i = 1,3\sigma$; 1 ; 1σ ; $0,9\sigma$ и интервалы $\Delta u = 0,75\sigma$; $1,0\sigma$; $1,2\sigma$.

Соответствующие значения пороговых вероятностей были определены по таблицам логарифмически нормального закона распределения. Результаты вычисления вероятностных характеристик, согласно формулам (5)—(8), для $a_0 = 1$ и 2 приведены в табл. 1.

Из анализа полученных результатов следует, что вероятностные характеристики улучшаются с увеличением порогового интервала. Однако при этом увеличивается значение дискретных значений по расстоянию. По имеющимся данным значение стандартного отклонения близко к 8 дБ [1,2]. При этом выбор интервала $\Delta u = 1\sigma$ позволяет определить расстояние в пределах дискретных значений, отличающихся друг от друга в 2,5 раза. Например 0—30, 30—75, 75—187 км и т. д. Дальнейшее увеличение интервала снизило бы точность определения расстояния. Если переход от $\Delta u = 0,75\sigma$ к $\Delta u = 1\sigma$ существенно повышает вероятность правильного определения расстояния, то повышение Δu до $1,2\sigma$ дает уже не столь значительный выигрыш. Поэтому целесообразно остановиться на интервале $\Delta u = 1\sigma$.

При $a_0 = 1$ лучшие результаты получаются при выборе рабочей точки — порогового уровня $u_i = 1,3\sigma$. В этом случае можно было бы увеличить пороговый уровень.

При $a_0 = 2$ оптимальным оказывается пороговый уровень $u_i = 1,1\sigma$.

Для обеспечения высокой вероятности обнаружения гроз целесообразно считать грозу обнаруженной, если принят хотя бы один

Таблица 1

Вероятностные характеристики многопорового амплитудного дальномёра при критерий $a_0=1$ и 2

Интервал Δu	N	$u_i=1,3\sigma$				$u_i=1,1\sigma$				$u_i=0,9\sigma$			
		$P_{\text{обн}}$	$P_{\text{пр. опр}}$	$P(-)$	$P_{\text{пр.}+}+P(+)$	$P_{\text{обн}}$	$P_{\text{пр. опр}}$	$P(-)$	$P_{\text{пр.}+}+P(+)$	$P_{\text{обн}}$	$P_{\text{пр. опр}}$	$P(-)$	$P_{\text{пр.}+}+P(+)$
$a_0=1$													
0,75 σ	30	0,896	0,482	0,414	0,104	0,962	0,404	0,558	0,038	1,0	0,282	0,718	0
	40	0,95	0,441	0,509	0,05	0,987	0,324	0,663	0,013	1,0	0,185	0,815	0
	50	0,977	0,388	0,589	0,023	0,996	0,253	0,743	0,004	1,0	0,121	0,879	0
	60	0,989	0,333	0,659	0,011	0,9986	0,199	0,8	0,0014	1,0	0,081	0,919	0
1,0 σ	30	0,923	0,646	0,277	0,074	0,984	0,570	0,414	0,016	1,0	0,422	0,578	0
	40	0,967	0,616	0,351	0,033	0,993	0,483	0,51	0,007	1,0	0,337	0,663	0
	50	0,986	0,569	0,417	0,014	0,998	0,409	0,589	0,002	1,0	0,257	0,743	0
	60	0,994	0,517	0,477	0,006	0,9998	0,344	0,656	0,0002	1,0	0,196	0,804	0
1,2 σ	30	0,934	0,764	0,170	0,066	1,0	0,723	0,277	0	1,0	0,586	0,414	0
	40	0,973	0,753	0,220	0,027	1,0	0,649	0,351	0	1,0	0,491	0,509	0
	50	0,989	0,722	0,267	0,011	1,0	0,583	0,417	0	1,0	0,411	0,589	0
	60	0,996	0,685	0,311	0,004	1,0	0,523	0,477	0	1,0	0,344	0,656	0
$a_0=2$													
0,75 σ	30	0,670	0,566	0,104	0,330	0,854	0,651	0,203	0,146	1,0	0,632	0,368	0
	40	0,836	0,673	0,163	0,164	0,935	0,630	0,303	0,065	1,0	0,491	0,509	0
	50	0,887	0,659	0,228	0,113	0,974	0,570	0,404	0,026	1,0	0,371	0,629	0
	60	0,942	0,649	0,293	0,058	0,990	0,507	0,483	0,010	1,0	0,279	0,721	0
1,0 σ	30	0,735	0,690	0,045	0,265	0,929	0,825	0,104	0,071	1,0	0,777	0,227	0
	40	0,860	0,787	0,073	0,140	0,959	0,795	0,164	0,041	1,0	0,695	0,305	0
	50	0,929	0,824	0,105	0,071	0,987	0,759	0,228	0,013	1,0	0,596	0,404	0
	60	0,966	0,825	0,141	0,034	0,998	0,705	0,293	0,0016	1,0	0,513	0,487	0
1,2 σ	30	0,753	0,738	0,015	0,247	1,0	0,955	0,045	0	1,0	0,896	0,104	0
	40	0,880	0,854	0,026	0,120	1,0	0,927	0,073	0	1,0	0,837	0,163	0
	50	0,942	0,922	0,020	0,058	1,0	0,895	0,105	0	1,0	0,772	0,228	0
	60	0,973	0,919	0,054	0,027	1,0	0,859	0,141	0	1,0	0,707	0,293	0

разряд, и определять градацию дальности по критерию $a_0=1$. Во всех случаях, когда принято больше разрядов, пользоваться для определения расстояния критерием $a_0=2$.

Приемлемое совмещение обоих критериев получается при выборе рабочей точки $u_i=1,3\sigma$.

По данным табл. 1 можно судить о влиянии на вероятностные характеристики многопорогового амплитудного дальномера изменения параметров грозового процесса и аппаратуры.

Изменение σ будет аналогично изменению порогового интервала.

При интервале $\Delta u=8$ дБ расчетным значениям интервалов соответствуют следующие значения σ :

Δu	0,75	1,0	1,2
σ (дБ)	10,6	8	6,7

Изменение количества разрядов в грозе в пределах доверительных интервалов, ограниченных вероятностью 0,9, не вызывает ухудшения вероятностных характеристик дальномера до недопустимых значений (особенно при критерии $a_0=2$).

Следует отметить, что по результатам опытной эксплуатации можно, по-видимому, подобрать оптимальное время наблюдений, т. е. среднее количество разрядов.

Изменение пороговых уровней, обусловленное инструментальными причинами, приводит к смещению рабочей точки (u_i). Так, изменение u_i с $1,3\sigma$ до $1,1\sigma$ соответствует изменению порогового напряжения на 21,5%. Если стабильность пороговых чувствительностей по полю выдерживается с точностью $\pm 10\%$, то этого достаточно для обеспечения стабильных характеристик дальномера. В сложных условиях размещения антенны дальномера возможно придется, кроме калибровки по полю, производить уточнение порогового уровня по результатам предварительных наблюдений за грозами.

В табл. 2 приведены вероятностные характеристики амплитудного дальномера, полученные в результате испытаний в 1972 г. в а/п Шоссейная и а/п Борисполь. При этом использовались дальномеры с пороговыми интервалами $\Delta u=8$ дБ и градациями расстояний 0—13, 13—30, 30—90, 90—210 и 210—420 км.

Сопоставляя полученные данные с данными табл. 1, видим, что они достаточно близки к расчетным, полученным для количества разрядов 30 (рабочая точка $u_i=1,3\sigma$ и интервал $\Delta u=1\sigma=8$ дБ). Для сравнения указанные данные приведены в последних двух столбцах табл. 2.

Таким образом, имеется основание полагать, что среднее наблюдаемое количество разрядов в грозе несколько меньше, чем указывалось выше, и для расчетов амплитудного многопорогового анализатора может быть принято равным 30. Частично это может быть объяснено тем обстоятельством, что один грозовой процесс мог быть разбит между соседними сроками наблюдений (по

30 мин), причем начало процесса не совпадало с началом срока. При экспериментальной проверке работы амплитудного дальномера наблюдалось снижение вероятности правильного определения градации дальности в зоне ближе 100 км, что, по-видимому, может быть объяснено: во-первых, тем, что вследствие протяженности грозового очага (20—30 км) получалась значительная вероятность нахождения его в двух соседних градациях и, во-вторых, тем, что в ближней зоне получались относительно большие ошибки определения фактического местоположения грозовых очагов по данным метеостанций и постов.

Таблица 2

Экспериментальные и теоретические вероятностные характеристики амплитудного дальномера

Статистические характеристики	Дальномер ($f_{\text{раб}}=60 \text{ кГц}$)				Теоретические	
	а/п Шоссейная		а/п Борисполь		$\Delta u=8 \text{ дБ}, N=30, u_t=1,3 \sigma$	
	$n \geq 1$	$n \geq 2$	$n \geq 1$	$n \geq 2$	$a_0=1 (n \geq 1)$	$a_0=2 (n \geq 2)$
Вероятность обнаружения грозы $P_{\text{обн}}$ ($n \geq a_0$)	0,95	0,72	0,91	0,73	0,92	0,735
Вероятность правильного определения градации расстояния	0,73	0,56	0,80	0,67	0,65	0,69
Вероятность минусовой ошибки в одну градацию	0,13	0,10	0,01	0,01	0,28	0,045
То же, более чем в одну градацию	0,01	—	0,01	—		
Вероятность пропуска грозы в радиусе до 300 км	0,05	0,28	0,03	0,27	0,08	0,265
Вероятность плюсовой ошибки в одну градацию	0,07	0,06	0,09	0,05		
То же, более чем в одну градацию	—	—	0,01	—		
Вероятность приема гроз с расстояния $R > 420 \text{ км}$	0,03	0,03	0,01	0,01	~0,01	~0,01
Вероятность получения пеленгов на неустановленные источники	0,20	0,08	0,18	0,06	—	—

Исследуемый дальномер работал на частоте 60 кГц.

Рабочая частота амплитудного дальномера должна выбираться из следующих соображений: во-первых, затухание сигнала с расстоянием должно быть возможно более интенсивным с тем, чтобы перепад пороговых уровней (8 дБ) получался на возможно меньшем расстоянии, что особенно важно на дальних градациях; во-вторых, эта частота должна присутствовать в спектре молниевых разрядов любой формы и иметь достаточную интенсивность.

Исходя из указанных соображений, подкрепленных многолетними экспериментальными исследованиями, проводившимися в ГГО им. А. И. Воейкова, была выбрана рабочая частота 60 кГц.

Таким образом, предложенная методика расчета многопорогового амплитудного дальномера позволяет получить результаты, достаточно хорошо согласующиеся с экспериментальными данными. При этом можно выбрать также параметры аппаратуры, которые обеспечат удовлетворительную работу дальномера при достаточно широком диапазоне изменений характеристик грозового процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Махоткин Л. Г. Оценка параметров амплитудного распределения атмосфериков, генерируемых изолированным источником.—«Геомagnetизм и аэрoнoмия», 1964, т. 4, № 1, с. 200—202.
2. Махоткин Л. Г. Статистика атмосферных радиопомех.—«Геомagnetизм и аэрoнoмия», 1963, т. 3, № 2, с. 284—292.

Н. А. ФАИЗУЛИН, И. И. КОНОНОВ,
В. Д. ПЛОТНИКОВ

ИМПУЛЬСНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ ГРОЗОДАЛЬНОМЕР БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ

Для поля вертикального электрического диполя, расположенного на поверхности земли, можно написать уравнения, связывающие вертикальную компоненту электрического поля $E_z(t)$ и горизонтальную компоненту магнитного поля $H_\varphi(t)$ земной волны с дипольным моментом источника $P(t)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} E_z(t) &= -\frac{\mu}{2\pi R} [P''(t) + \alpha P'(t) + \alpha^2 P(t)], \\ H_\varphi(t) &= \frac{1}{2\pi c R} [P''(t) + \alpha P'(t)], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ гн/м; $\alpha = c/R$; $c = 3 \cdot 10^8$ км/с;
 R — расстояние до излучателя.

В работе [2] указано на возможность использования различной зависимости электрической и магнитной компонент поля от расстояния для оценки дальности до источника грозового происхождения путем анализа характера расхождения нулевых переходов откликов фильтров E и H каналов с переходными характеристиками вида

$$\begin{aligned} h_E(t) &= \beta e^{-\frac{\beta}{2}\tau} \left(\cos \frac{\sqrt{3}}{2} \beta \tau - \frac{1}{\sqrt{3}} \sin \frac{\sqrt{3}}{2} \beta \tau \right), \\ h_H(t) &= \beta e^{-\beta \tau}, \end{aligned} \quad (2)$$

где β — параметр фильтров.

При равенстве величин α и β в (1) и (2) происходит совпадение нулевых переходов откликов фильтров, при $\alpha \neq \beta$ наблюдается расхождение их. Применяя набор из нескольких пар фильтров, настроенных на различные расстояния, можно таким образом получить альтернативный селектор дальности, дающий ответ на вопрос о нахождении источника разрядов в пределах определенного дискрета дальности, на которые разбивается радиус действия дальномера. Увеличение точности такого дальномера может

быть достигнуто лишь за счет увеличения числа градаций дальности, что усложняет схему, увеличивает его габариты и вес.

Рассмотрим возможность непрерывной оценки дальности до источников грозового происхождения во всем радиусе действия дальномера путем анализа не характера, а величины расхождения нулевых переходов откликов фильтров.

Для определения величины расхождения нулевых переходов откликов фильтров в зависимости от расстояния нами были проведены численные расчеты величин t_{0E} и t_{0H} путем вычисления интегралов свертки вида:

$$\int_0^{t_{0E}} I_E(\tau) h_E(t_{0E} - \tau) d\tau = 0, \quad \int_0^{t_{0H}} I_H(\tau) h_H(t_{0H} - \tau) d\tau = 0, \quad (3)$$

$$\text{где } I_E(\tau) = \int_0^{\tau} E_z(\mu) h_\Phi(\tau - \mu) d\mu; \quad I_H(\tau) = \int_0^{\tau} H_\varphi(\mu) h_\Phi(\tau - \mu) d\mu, \quad h_\Phi(t) = \\ = \frac{8\omega}{2\pi} \frac{\sin \frac{\Delta\omega\tau}{2}}{\frac{\Delta\omega\tau}{2}} \cos \omega_0\tau - \text{переходная характеристика фильтра, вклю-}$$

чаемая в E и H каналы и необходимая для получения нулевых переходов откликов фильтров и идентификации частотных и фазовых характеристик каналов.

Чтобы проводимые расчеты были по возможности близкими к реальности, мы воспользовались осциллограммами $E_z(t)$ компонент реальных атмосфериков, пришедших с расстояний 100—150 км. Считая их, в силу слабого влияния на этих расстояниях индукционного и статистического членов, мало отличающимися от второй производной дипольного момента $P''(t)$, мы также расчетным путем восстановили $E_z(t)$ и $H_\varphi(t)$ поля на более близких расстояниях (от 10 до 100 км) по формулам:

$$E_{z \text{ расч}}(t) = \dot{f}(t) + \frac{c}{R} \int_0^t \dot{f}(\tau) d\tau + \frac{c^2}{R^2} \int_0^t d\tau \int_0^{\tau} \dot{f}(\mu) d\mu, \\ H_{\varphi \text{ расч}}(t) = f(t) + \frac{c}{R} \int_0^t f(\tau) d\tau, \quad (4)$$

где $f(t) = E_{z \text{ эксп}}(t)$.

Попутное сопоставление $E_{z \text{ эксп}}(t)$ с $E_{z \text{ расч}}(t)$, вычисленных для тех же расстояний, что и для экспериментально зарегистрированных атмосфериков, показало, что их среднеквадратическое отклонение не превышает 5%. В качестве аппроксимирующей функции $f(t)$ можно воспользоваться выражением

$$f(t) = e^{-c_1 t} \sin(at)^b. \quad (5)$$

Параметры этой функции, отражающей «каркас» импульса в пределах первых двух полувольт, имеют простую связь с дли-

тельностью τ_1 и τ_2 и амплитудами A_1 и A_2 первых двух полувольт:

$$a = \frac{1}{\tau_1} \pi^{1/b}; \quad b = \frac{\lg 2}{\lg \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}}; \quad c_1 = \frac{\ln A_1/A_2}{\frac{1}{a} \left(\frac{\pi}{2} \right)^{1/b} (3^{1/b} - 1)}. \quad (6)$$

Среднеквадратическое отклонение экспериментальных кривых и аппроксимирующего их выражения (5) не превышает 35%, что вполне достаточно для проведения последующих расчетов. При этом основным параметром с точки зрения проводимых оценок, является a , значение которого определяет длительность первой полувольты импульса. Меняя a в пределах от $5 \cdot 10^5$ до $1,8 \cdot 10^5$ 1/с при $b=0,445$, мы можем менять длительность первой полувольты от 25

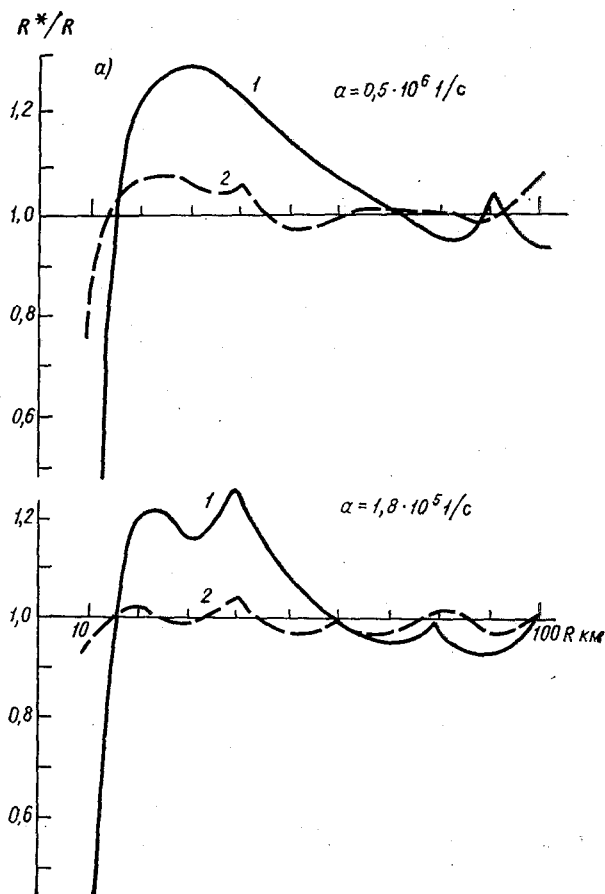


Рис. 1. Кривые, характеризующие погрешность
 тичном (2) интер
 а — для равномерного приближения, б — для среднеквад

до 75 мкс. Этот интервал в основном перекрывает диапазон возможных вариаций форм E_z -компоненты главных разрядов. Последующие оценки мы проводили для указанных выше крайних значений параметра a .

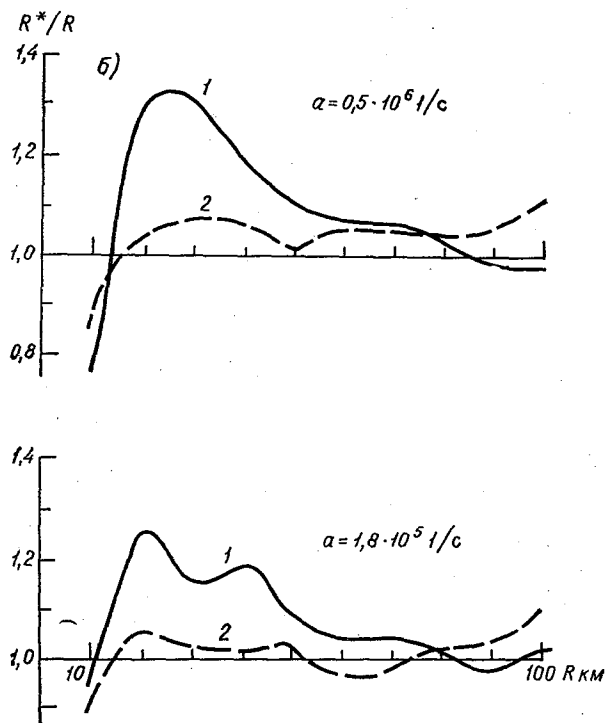
Результаты численных расчетов величин t_{0E} и t_{0H} позволяют сделать следующие выводы:

— зависимость $\Delta t = t_{0E} - t_{0H}$ от расстояния R_ϕ , на которое настроен фильтр, при постоянной дальности R до источника разряда является монотонной функцией (возрастающей) при увеличении R ;

— значение Δt становится равным нулю только в точке равенства R и R_ϕ во всем диапазоне вариаций форм разрядов и дальности до 100 км;

— вид зависимости Δt от R_ϕ слабо зависит от значения a , существенно меняется только масштаб этой зависимости при вариациях a .

На основании сделанных выводов, производя интерполирование зависимости $R_\phi = f(\Delta t)$ по величинам Δt для определенного



оценки расстояния R^* при линейном (1) и квадратичного приближения.

числа пар фильтров, настроенных по дальности $R_{\Phi 1}, R_{\Phi 2} \dots, R_{\Phi n}$, и определяя значения R_{Φ} при $\Delta t = 0$, получаем оценку дальности до источника разряда.

Очевидно, точность определения дальности R в значительной степени определяется точностью интерполирования зависимости $R_{\Phi} = f(\Delta t)$. Приведем анализ точностных характеристик дальномера в зоне от 10 до 100 км при различных методах интерполирования.

Равномерное приближение. При рассмотрении задач равномерного приближения функции $f(x)$ на отрезке $[a, b]$ интерполирующая функция находится в виде полинома n степени $P_n(x)$, для которого

$$\max |f(x) - P_n(x)| < \varepsilon, \quad x \in [a, b]. \quad (7)$$

Если производная степени $n+1$ функции $f(x)$ сохраняет знак и меняется не очень сильно на отрезке $[a, b]$, то разность между погрешностью многочлена наилучшего равномерного приближения и интерполяционного многочлена по корням полинома Чебышева незначительна [1]. Как показывают численные расчеты, это условие справедливо для интерполируемой зависимости $R_{\Phi} = f(\Delta t)$. Взяв в качестве величин a и b значения Δt при $R_{\Phi} = 10$ и 100 км при различных значениях дальности R , определим корни полинома Чебышева по формуле

$$\Delta t_m = \frac{1}{2} \left[(b-a) \cos \frac{2m+1}{2n+2} \pi + (b+a) \right], \quad (8)$$

Полученным значениям Δt_m для каждой дальности R соответствует определенное значение $R_{\Phi m}$. При дальности, меняющейся через 10 км в рассматриваемой зоне и ранее взятых значениях a , расчет дает различные значения $R_{\Phi m}$, которые можно характеризовать средним значением $\bar{R}_{\Phi m}$ и среднеквадратическим отклонением $\sigma_{R_{\Phi m}}$. При интерполировании многочленом первой степени $\bar{R}_{\Phi 0} = 17$ км, $\sigma_{R_{\Phi 0}} = 2$ км, $\bar{R}_{\Phi 1} = 79$ км, $\sigma_{R_{\Phi 1}} = 3,2$ км, многочленом второй степени $\bar{R}_{\Phi 0} = 14$ км, $\sigma_{R_{\Phi 0}} = 1,6$ км, $\bar{R}_{\Phi 1} = 43$ км, $\sigma_{R_{\Phi 1}} = 4,2$ км, $\bar{R}_{\Phi 2} = 89$ км, $\sigma_{R_{\Phi 2}} = 2,8$ км.

Таким образом, взяв в качестве узлов интерполирования вычисленные значения $\bar{R}_{\Phi m}$, можно считать, что при вариациях длительности эквивалентных токов разрядов интерполирующее устройство дальномера производит в среднем равномерное приближение зависимости $R_{\Phi} = f(\Delta t)$. Оценка дальности при этом производится по правилу

$$R^* = \frac{\begin{vmatrix} \bar{R}_{\Phi 0} & \Delta t_0 \\ \bar{R}_{\Phi 1} & \Delta t_1 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & \Delta t_0 \\ 1 & \Delta t_1 \end{vmatrix}} \quad (9)$$

при интерполировании многочленом первой степени и

$$R^* = \frac{\begin{vmatrix} \bar{R}_{\Phi 0} & \Delta t_0 & \Delta t_0^2 \\ \bar{R}_{\Phi 1} & \Delta t_1 & \Delta t_1^2 \\ \bar{R}_{\Phi 2} & \Delta t_2 & \Delta t_2^2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & \Delta t_0 & \Delta t_0^2 \\ 1 & \Delta t_1 & \Delta t_1^2 \\ 1 & \Delta t_2 & \Delta t_2^2 \end{vmatrix}} \quad (10)$$

при интерполировании многочленом второй степени. Графики зависимости величины R^*/R от R для обоих случаев интерполирования приведены на рис. 1а. Как следует из этого рисунка, если допустить погрешность в определении дальности, достигающую 10 км, в зоне до 20 км, то, применяя интерполирование многочленом первой степени, можно получить погрешность определения дальности около $\pm 20\%$ в зоне 20—100 км. При интерполировании многочленом второй степени погрешность определения дальности существенно уменьшается: до 3—4 км в зоне до 20 км и не более 10% в зоне 20—100 км.

Среднеквадратическое приближение. При среднеквадратическом приближении коэффициенты интерполяционного многочлена должны удовлетворять системе нормальных уравнений. При интерполировании многочленом первой степени решение системы нормальных уравнений дает следующее выражение для оценки дальности

$$R^* = \frac{\begin{vmatrix} \sum_{i=0}^m R_{\Phi i} & \sum_{i=0}^m \Delta t_i \\ \sum_{i=0}^m \Delta t_i R_{\Phi i} & \left[\sum_{i=0}^m \Delta t_i \right]^2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} m & \sum_{i=0}^m \Delta t_i \\ \sum_{i=0}^m \Delta t_i & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^2 \end{vmatrix}}, \quad (11)$$

где m — число узлов интерполирования; $R_{\Phi i}$ — дальности, на которые настроены фильтры, определяющие узлы интерполирования; Δt_i — разность нулевых переходов откликов фильтров с настройкой $R_{\Phi i}$.

При интерполировании многочленом второй степени выражение для оценки дальности имеет вид

$$R^* = \frac{\begin{vmatrix} \sum_{i=0}^m R_{\Phi i} & \sum_{i=0}^m \Delta t_i & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^2 \\ \sum_{i=0}^m \Delta t_i R_{\Phi i} & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^2 & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^3 \\ \sum_{i=0}^m \Delta t_i^2 R_{\Phi i} & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^3 & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^4 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} m & \sum_{i=0}^m \Delta t_i & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^2 \\ \sum_{i=0}^m \Delta t_i & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^2 & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^3 \\ \sum_{i=0}^m \Delta t_i^2 & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^3 & \sum_{i=0}^m \Delta t_i^4 \end{vmatrix}}. \quad (12)$$

Результаты расчета R^*/R для обоих случаев интерполирования при $m=4$ и равноотстоящих узлах интерполирования приведены на рис. 16. Сравнивая данные рис. 1а и 1б, можно сделать вывод, что изменение метрики приближения не дает существенного выигрыша в точности определения дальности. Однако использование среднеквадратической метрики усложняет дальномер, требуя большого числа узлов интерполирования и имея значительно более сложный алгоритм решающего устройства.

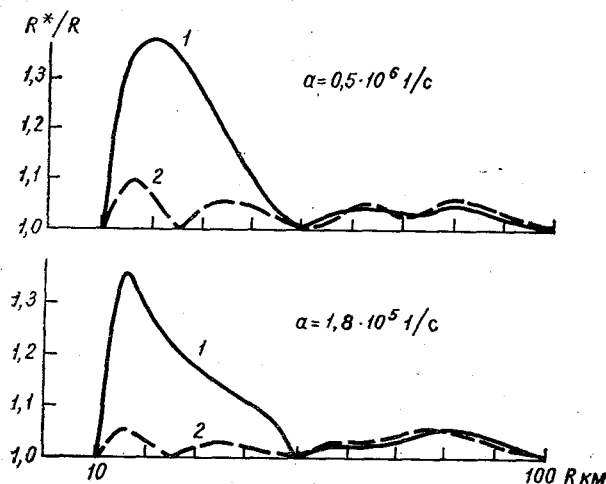


Рис. 2. Кривые, характеризующие погрешность оценки расстояния R^* при линейном интерполировании с узлами интерполирования 10, 50, 100 км (1) и 10, 25, 50, 100 км (2).

Линейное интерполирование. При линейном интерполировании отрезок $[a, b]$, на котором производится приближение функции $f(x)$, разбивается на ряд отрезков, в пределах которых допускается интерполирование многочленом первой степени. Оценка дальности в этом случае производится по правилу

$$R^* = \frac{\begin{vmatrix} R_{\Phi i} & \Delta t_i \\ R_{\Phi i+1} & \Delta t_{i+1} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & \Delta t_i \\ 1 & \Delta t_{i+1} \end{vmatrix}}, \quad R_{\Phi i} \leq R \leq R_{\Phi i+1}. \quad (13)$$

При использовании линейного интерполирования решающее устройство дальномера должно прежде всего определить интервал, в котором значение Δt обращается в нуль, что можно осуществить, анализируя характер расхождения нулевых переходов откликов фильтров. Графики зависимости R^*/R от R при узлах интерполирования 10, 50 и 100 км и 10, 25, 50 и 100 км приведены на рис. 2. Из этих графиков видно, что при узлах интерполирования 10, 25, 50 и 100 км дальномер может обеспечить погрешность определения дальности около 10% во всей зоне 10—100 км.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бахвалов Н. С. Численные методы. М., «Наука», 1973. 631 с.
2. Кононов И. И. Импульсный электромагнитный метод определения удаленности грозных очагов.—«Труды ГГО», 1970, вып. 253, с. 46—54.

Н. А. ФАЙЗУЛИН, И. И. КОНОНОВ,
В. Д. ПЛОТНИКОВ

ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО ШУМА НА ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИМПУЛЬСНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ГРОЗОДАЛЬНОМЕРА БЛИЖНЕЙ ЗОНЫ

Среди факторов, оказывающих влияние на точность оценки расстояния до близких грозовых разрядов, полученной с помощью импульсного электромагнитного метода [3], существенную роль играют погрешности оценки разности нулевых переходов, обусловленные внешним атмосферным шумом. Атмосферный шум можно считать состоящим из непрерывного шумового фона, образованного наложением большого числа дальних атмосфериков, и близкого по своим свойствам к белому шуму (в полосе частот 20—30 кГц), и из импульсной составляющей, возникающей вследствие действия единичных близких атмосфериков. Поскольку вероятность совпадения исследуемого атмосферика с достаточно интенсивным мешающим атмосфериком чрезвычайно мала ($<10^{-5}$), то оценим влияние на дальномер лишь непрерывной шумовой составляющей. Анализ проведем, считая, что на входах дальномера действует нормальный белый шум — стационарный случайный процесс $v(t)$ с равномерным спектром $F_v(\omega) = 2N_0$ и функцией корреляции $B_v(\tau) = N_0 \delta(\tau)$. Решающее устройство дальномера производит линейное интерполирование зависимости $R_\Phi = f(\Delta t)$, и оценка дальности вычисляется по правилу:

$$R^* = \frac{\begin{vmatrix} R_{\Phi i} & \Delta t_i \\ R_{\Phi i+1} & \Delta t_{i+1} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} 1 & \Delta t_i \\ 1 & \Delta t_{i+1} \end{vmatrix}}, \quad R_{\Phi i} \leq R \leq R_{\Phi i+1}, \quad (1)$$

где $R_{\Phi i}$ — дальности, на которые настроены фильтры, определяющие узлы интерполирования; Δt_i — разность нулевых переходов откликов фильтров с настройкой $R_{\Phi i}$.

Найдем закон распределения оценки дальности R^* , определяемый функциональной зависимостью (1) и законом распределения

величин Δt_i и Δt_{i+1} . Учитывая, что условие (1) выполняется только при противоположных знаках Δt_i и Δt_{i+1} , выражение для R^* можно записать в виде:

$$R^* = R_{\Phi i} \frac{\Delta t_{i+1} + k \Delta t_i}{\Delta t_{i+1} + \Delta t_i} = R_{\Phi i} \frac{x}{y}, \quad k = \frac{R_{\Phi i+1}}{R_{\Phi i}}. \quad (2)$$

Случайные процессы $\xi_E(t)$ и $\xi_H(t)$ на выходах преобразующих фильтров каналов E и H , обусловленные воздействием шума $v(t)$, подчиняются нормальному закону распределения с параметрами.

$$m_{\xi E} = 0, \quad \sigma_{\xi E}^2 = \frac{N_0}{\pi} \int_0^\infty |K_E(i\omega)|^2 d\omega = \frac{N_0}{2} \beta_i, \quad (3)$$

$$m_{\xi H} = 0, \quad \sigma_{\xi H}^2 = \frac{N_0}{\pi} \int_0^\infty |K_H(i\omega)|^2 d\omega = \frac{N_0}{2} \beta_i, \quad (4)$$

где

$$K_E(i\omega) = \frac{i\omega \beta_i}{\beta_i^2 + i\omega \beta_i - \omega^2}; \quad K_H(i\omega) = \frac{\beta_i}{\beta_i + i\omega},$$

$\beta_i = \frac{c}{R_{\Phi i}}$ — параметр фильтра; c — скорость света.

Отклики фильтров, обусловленные воздействием исследуемого атмосферика, ведут себя как линейные в окрестности нулевого перехода, следовательно, на выходах преобразующих фильтров выражение для суммы сигнала с шумом можно записать в виде:

$$u(t) = I'(t_0)t + \xi(t), \quad (5)$$

где $I'(t_0)$ — крутизна отклика фильтра в точке перехода через нуль; $\xi(t)$ — нормальный случайный процесс с параметрами (3), (4). Плотность вероятности момента первого перехода через нуль смеси регулярной функции и случайного процесса вида (5) определяется выражением [2]:

$$W(t_0) = E(m) \Phi^{E(m)-1}(-t') \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{t'^2}{2}\right), \quad (6)$$

где $t' = (I'(t_0)t)/\sigma_\xi$ — нормированное время;

$$E(m) = \Phi(m) + \frac{1}{m\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{m^2}{2}\right), \quad m = \frac{I'(t_0)}{\sigma_\xi},$$

$$\Phi(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^m \exp\left(-\frac{z^2}{2}\right) dz — \text{интеграл вероятности.}$$

Анализ выражения (6) показывает, что $W(t_0)$ при $m \geq 3$ (что справедливо для случая больших отношений сигнал/шум) не отличается от нормального закона распределения с нулевым математическим ожиданием и дисперсией $\sigma^2(t_0) = \sigma_\xi^2/I'^2(t_0)$.

Таким образом, величины Δt_i и Δt_{i+1} подчиняются нормальному закону распределения с математическими ожиданиями m_i и m_{i+1} , определяемыми типом атмосферы и величиной дальности R и дисперсиями, соответственно равными:

$$\sigma_i^2 = \frac{N_0 \beta_i}{[I'(t_0)]^2}; \quad \sigma_{i+1}^2 = \frac{N_0 \beta_{i+1}}{[I'(t_0)]^2}. \quad (7)$$

Очевидно, x и y являются также нормально распределенными величинами с параметрами

$$m_x = m_{i+1} + k m_i, \quad \sigma_x^2 = \sigma_{i+1}^2 + k^2 \sigma_i^2 = \sigma_i^2 \frac{1+k^3}{k}, \quad (8)$$

$$m_y = m_{i+1} + m_i, \quad \sigma_y^2 = \sigma_{i+1}^2 + \sigma_i^2 = \sigma_i^2 \frac{1+k}{k} \quad (9)$$

и коэффициентом корреляции

$$r = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} (x - m_x)(y - m_y) W(x) \cdot W(y) dx dy}{\sigma_x \sigma_y} = \frac{1+k^2}{V(1+k^3)(1+k)}. \quad (10)$$

Совместное распределение величин x и y имеет вид [3]:

$$W_2(x, y) = \frac{1}{2\pi \sigma_x \sigma_y \sqrt{1-r^2}} \exp \left\{ \frac{-1}{2(1-r^2)} \times \right. \\ \left. \times \left[\frac{(x-m_x)^2}{\sigma_x^2} - 2r \frac{(x-m_x)(y-m_y)}{\sigma_x \sigma_y} + \frac{(y-m_y)^2}{\sigma_y^2} \right] \right\}. \quad (11)$$

Применяя формулу для функции распределения частного двух случайных величин, запишем функцию распределения величины $z = x/y$

$$W_2(z) = \int_0^{\infty} W_2(y, zy) y dy. \quad (12)$$

Подставляя (11) в (12) и опуская громоздкие, хотя и несложные вычисления, получаем

$$W_2(z) = \frac{\sigma_x \sigma_y \sqrt{1-r^2}}{2\pi (\sigma_x^2 + z^2 \sigma_y^2 - 2rz \sigma_x \sigma_y)} \times \\ \times \left\{ \exp \left[- \left(\frac{m_x^2 \sigma_y^2 - 2rm_x m_y \sigma_x \sigma_y + m_y^2 \sigma_x^2}{2(1-r^2) \sigma_x^2 \sigma_y^2} \right) \right] + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{\pi}{2(1-r^2)}} \frac{\sigma_y z(m_x \sigma_y - rm_y \sigma_x) + \sigma_x (m_y \sigma_x - rm_x \sigma_y)}{\sigma_x \sigma_y \sqrt{\sigma_x^2 + z^2 \sigma_y^2 - 2rz \sigma_x \sigma_y}} \times \right. \\ \left. \times \left[1 + \Phi \left(\frac{\sigma_y z(m_x \sigma_y - rm_y \sigma_x) + \sigma_x (m_y \sigma_x - rm_x \sigma_y)}{\sqrt{2(1-r^2)} \sigma_x \sigma_y \sqrt{\sigma_x^2 + z^2 \sigma_y^2 - 2rz \sigma_x \sigma_y}} \right) \right] \right\} \times$$

$$\times \exp \left[-\frac{m_x^2 - 2zm_y m_x + z^2 m_y^2}{2(\sigma_x^2 + z^2 \sigma_y^2 - 2rz \sigma_x \sigma_y)} \right]. \quad (13)$$

При линейном интерполировании зависимости $R_\Phi = f(\Delta t)$ выражения для m_i и m_{i+1} можно записать в виде

$$m_i = m_0 \left(1 - \frac{R_{i+1} - R}{\Delta R} \right), \quad m_{i+1} = m_0 \frac{R_{i+1} - R}{\Delta R}, \quad (14)$$

где $m_0 = m_{i+1} + m_i$, $\Delta R = R_{i+1} - R_i$,
 R — измеряемая дальность.

Тогда из выражения (14) получим

$$m_y = m_0, \quad m_x = m_0 \left[1 + (k-1) \left(1 - \frac{R_{i+1} - R}{\Delta R} \right) \right]. \quad (15)$$

Пользуясь значениями параметров распределения (13), определяемыми выражениями (8), (9) и (10), нетрудно получить функцию распределения $W(R^*)$. В свою очередь, зная $W(R^*)$ и учитывая, что величина R^* ограничена значениями R_i и R_{i+1} , можно получить значения для математического ожидания и дисперсии оценки дальности при каждом R_i

$$m(R^*) = \int_{R_i}^{R_{i+1}} R^* W(R^*) dR^*, \quad (16)$$

$$\sigma^2(R^*) = \int_{R_i}^{R_{i+1}} (R^*)^2 W(R^*) dR^* - m^2(R^*). \quad (17)$$

Взяв в качестве узлов интерполирования фильтры $R_{\Phi 1}$, $R_{\Phi 2}$, $R_{\Phi 3}$, $R_{\Phi 4}$ с настройкой 10, 25, 50 и 100 км получим для каждого интервала дальности следующие значения k : $k_1=2,5$, $k_2=2$, $k_3=2$. Для определения величины m_0/σ_i были проведены численные расчеты откликов фильтров по формулам:

$$I_E(t) = \int_0^t J_E(\tau) h_E(t - \tau) d\tau, \\ I_H(t) = \int_0^t J_H(\tau) h_H(t - \tau) d\tau, \quad (18)$$

где

$$J_E(\tau) = \int_0^\tau E_z(\mu) h_\Phi(\tau - \mu) d\mu, \\ J_H(\tau) = \int_0^\tau H_\Phi(\mu) h_\Phi(\tau - \mu) d\mu. \quad (19)$$

Методика расчета $E_z(t)$ и $H_\Phi(t)$ была аналогична той, которая использовалась в работе [3].

Конкретные расчеты проводились для $\omega_0 = 6,16 \cdot 10^4$ 1/с, $b = 0,445$ и двух крайних значений $a = 5 \cdot 10^5$ и $0,5 \cdot 10^5$ 1/с. Значение σ_i при $R_{\Phi 1} = 10$ км при расчетах бралось равным 1 мкс, что соответствует среднеквадратическому значению шума на входах дальности ~ 20 мВ/в, при $I'(t_0)$ равной в среднем $\sim 10^4$ 1/с (по результатам обработки осциллограмм откликов фильтров). Зависимость

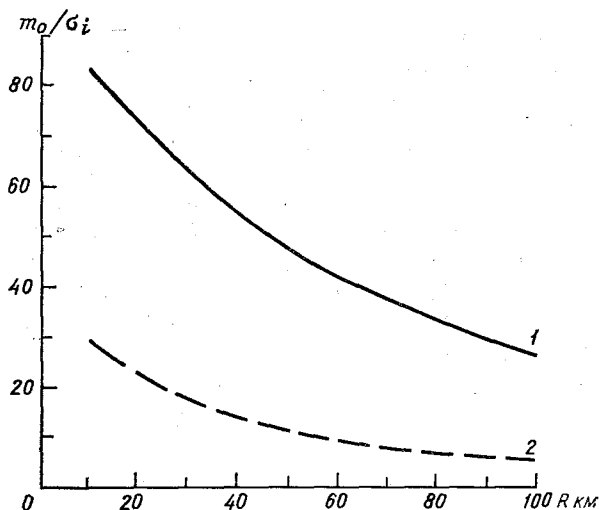


Рис. 1. Зависимость m_0/σ_i от расстояния.
1 — $a = 0,5 \cdot 10^5$ 1/с, 2 — $a = 5 \cdot 10^5$ 1/с.

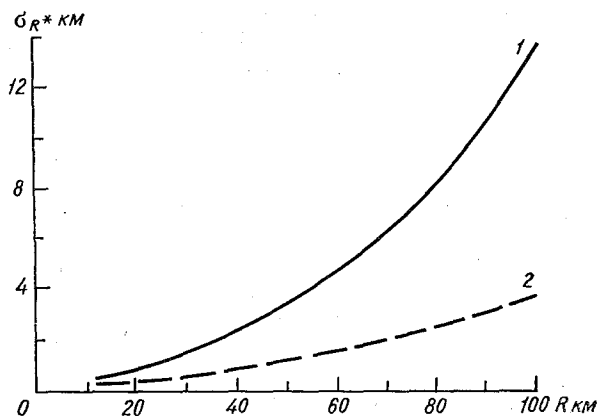


Рис. 2. Зависимость среднеквадратического отклонения оценки дальности от расстояния.
1 — $a = 0,5 \cdot 10^5$ 1/с, 2 — $a = 5 \cdot 10^5$ 1/с.

m_0/σ_i приведена на рис. 1. На рис. 2 и 3 показаны зависимости среднеквадратического отклонения оценки дальности, вычисляемого по формуле (13), и смещения оценки дальности, определяемого выражением:

$$\delta R = m(R^*) - R. \quad (20)$$

Как видно из рис. 2 и 3, влияние внешних шумов приводит к значительным погрешностям определения дальности: ее смещению на величину около 10 км и среднеквадратическому отклонению около 5—10 км.

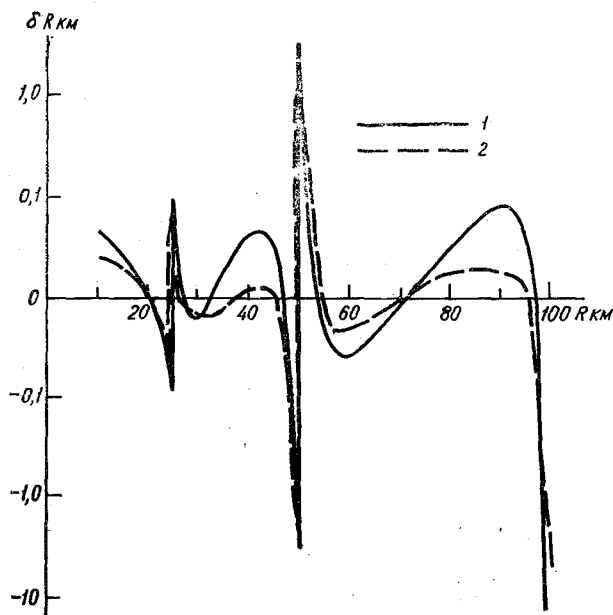


Рис. 3. Зависимость смещения оценки дальности от расстояния.

1 — $a = 0,5 \cdot 10^6$ 1/с, 2 — $a = 0,5 \cdot 10^5$ 1/с.

Выводы

1. Внешние атмосферные шумы существенно влияют на точностные характеристики импульсного грозодалномера ближней зоны (10—100 км).

2. На расстояниях, превышающих 70—80 км, погрешность оценки дальности, обусловленная шумами, составляет 15—20%.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. М., «Сов. радио», 1966. 752 с.
2. Нарышкин А. Н., Дубянский А. С. Плотность вероятности момента первого перехода через ноль смеси регулярной функции и случайного процесса.—«Радиотехника», 1971, т. 26, № 9, с. 12—17.
3. Файзулин Н. А., Кононов И. И., Плотников В. Д. Импульсный грозодалномер ближней зоны.—См. наст. сборник.

ТРАНЗИСТОРНЫЙ БЛОК ЛИНЕЙНОЙ РАЗВЕРТКИ АЗИМУТА ДЛЯ ПЕЛЕНГАТОРА БЛИЗКИХ ГРОЗОВЫХ ОЧАГОВ

Для исследования азимутального и амплитудного распределения атмосфериков большой интерес представляет метод «линейной развертки азимута» [1, 3, 4], при котором величина горизонтального отклонения луча на экране электронно-лучевой трубки пропорциональна азимуту прихода атмосферика, а по величине вертикального отклонения можно судить об амплитуде последнего. Проверка макета установки с линейной разверткой азимута [1], проведенная в ГГО, показала большое удобство указанного метода. Результатом дальнейшей разработки и модернизации макета является рассматриваемый ниже блок линейной развертки азимута.

Основной вопрос, на который было обращено особое внимание при разработке,— это вопрос о возможно более точной фиксации нулевых переходов. Как известно, в используемом методе сравниваются два сигнала, по разности фаз которых и определяется азимут прихода атмосферика. Первый сигнал берется непосредственно с выхода усилителя, на входе которого включена ненаправленная (например, вертикальная) антенна. Второй сигнал получается в результате сложения усиленных идентичными усилителями напряжений, наведенных тем же атмосфериком в рамочных антеннах север—юг и восток—запад (после предварительного сдвига этих напряжений по фазе на 90° по отношению друг к другу). В момент перехода через нулевое значение первого сигнала формируется импульс, запускающий ждущую разверстку осциллографа. В момент нулевого перехода второго сигнала формируется импульс, подсвечивающий луч осциллографа. Если частота развертки луча совпадает с частотой сигнала, то расстояние по горизонтали между первоначальным положением луча и подсвеченной точкой и определит разность фаз сигналов, т. е., в конечном счете, азимут прихода атмосферика.

Однако практически схема, формирующая импульс, срабаты-

вает не точно в момент перехода сигнала через нуль (момент начала квазипериода), а лишь по достижении им некоторого значения U_0 (порог срабатывания схемы). Поэтому при недостаточно большой амплитуде U_m синусоидального сигнала на входе формирующей схемы разница во времени между моментом перехода через нуль и моментом срабатывания схемы может достигать весьма значительной величины. В предельном случае при $U_m = U_0$ она составляет четверть периода, что ведет к ошибке по фазе до 90° . Поэтому от решения вопроса о возможно более точной фиксации нулевых переходов существенно зависит и точность определения азимута.

В первом макете установки [1] для фиксации нулевых переходов первого и второго сигналов использовались две различные триггерные схемы. В схеме формирования подсвечивающего импульса использовался симметричный триггер со счетным входом. Как известно, схемы со счетным входом обладают сравнительно низкой чувствительностью, причем желательно предварительное формирование запускающих импульсов. Лабораторные исследования показали, что от синусоидального сигнала указанная схема начинает срабатывать при амплитуде синусоиды не менее 10 В.

В схеме формирования импульса, запускающего ждущую развертку осциллографа, в макете [1] на вход триггера подается предварительно выпрямленное и продифференцированное напряжение сигнала, что облегчает работу триггера. Однако на дифференцирующей цепочке происходит ослабление сигнала по амплитуде в несколько десятков раз, так что общая чувствительность этой схемы тоже невелика. Что же касается времени между моментом перехода через нуль и моментом достижения вершины сформированного импульса, то после дифференцирования синусоиды оно уменьшается, но остается достаточно большим — больше 12% от периода, т. е. больше 40° по фазе.

С целью выбора схемы для более точной фиксации нулевых переходов была проведена экспериментальная проверка ряда триггеров (в том числе и указанных выше). Наилучшие результаты получены с полупроводниковым аналогом схемы триггера Шмитта [2]. Триггер Шмитта в отличие от других триггеров хорошо запускается синусоидальным напряжением и обладает высокой чувствительностью даже в ламповом варианте. Переход на транзисторы значительно увеличивает чувствительность схемы. В окончательном варианте триггера (рис. 1 а) были применены транзисторы МП42, специально предназначенные для работы в переключающих и триггерных схемах. Подбором элементов схемы и режимов работы транзисторов удалось обеспечить четкое срабатывание триггера при амплитуде синусоидального сигнала на входе $U_m = 100$ мВ (порог срабатывания схемы $U_0 \approx 70$ мВ). Чувствительность можно регулировать потенциометром R_2 . Триггер имеет одно устойчивое состояние, при котором транзистор T_1 открыт, а транзистор T_2 закрыт. Переброс схемы во второе (неустойчивое) состояние осуществляется импульсами положительной

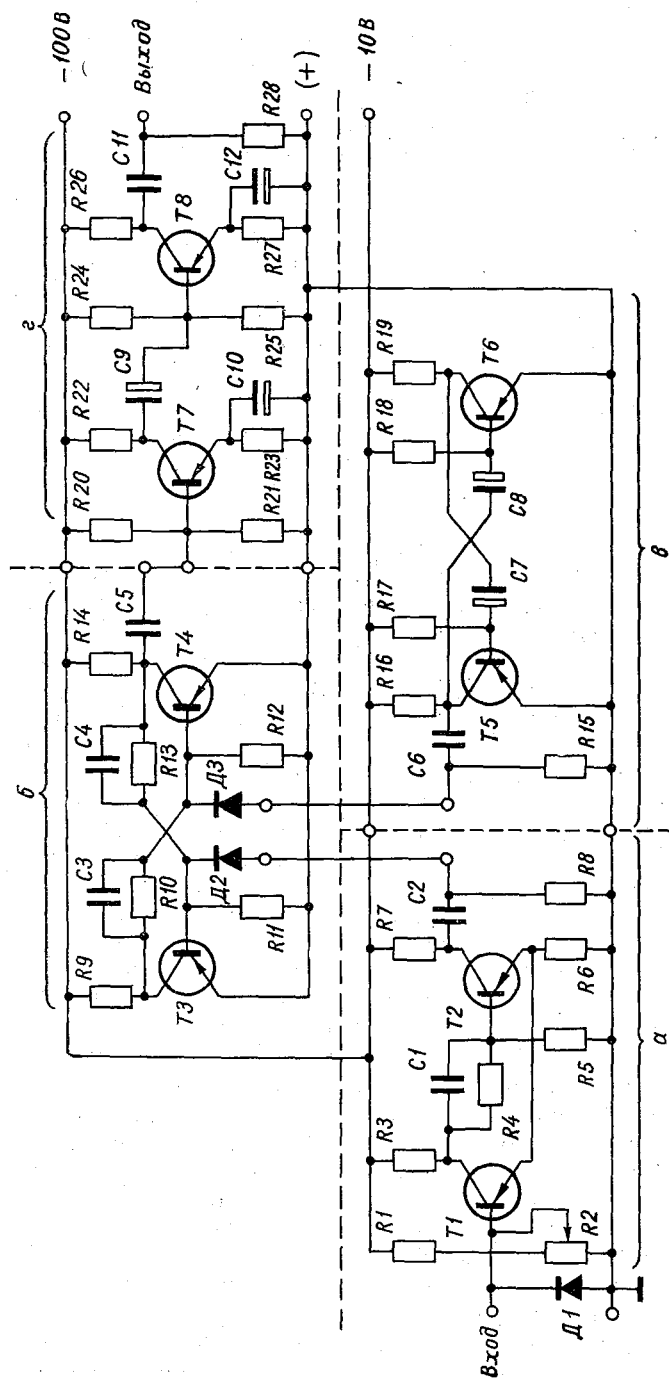


Рис. 1. Схема канала блока линейной развертки азимута.
 а — фиксатор нулевых переходов, б — триггер задержки, в — мультивибратор, г — усилитель — ограничитель

полярности, подаваемыми на базу транзистора $T1$. Для защиты транзистора $T1$ при большой амплитуде сигнала на входе триггера поставлен двухсторонний параллельный диодный ограничитель на опорном диоде Д808, ограничивающий положительный полупериод на уровне 8 В, а отрицательный — на уровне 0,7 В. Роль ограничивающего резистора в схеме ограничителя играет внутреннее сопротивление источника сигнала.

Полученные в триггере Шмитта прямоугольные импульсы после дифференцирования их цепочкой $R8C2$ поступают на вход триггера задержки с двумя устойчивыми состояниями, собранного на транзисторах $T3—T4$ (рис. 1 б). На второй вход того же триггера подаются возвращающие импульсы от мультивибратора на транзисторах $T5—T6$ (рис. 1 в). Частота колебаний, генерируемых мультивибратором, невелика (порядка 1 Гц), что обеспечивает запуск ждущей развертки только от первого положительного полупериода атмосферика и исключает возможность наложения нескольких атмосфериков.

С выхода триггера задержки продифференцированный импульс поступает для окончательного формирования на усилитель-ограничитель, собранный на транзисторах $T7—T8$ (рис. 1 г). Здесь происходит усиление импульса и ограничение его снизу. Применение в окончательном каскаде усилителя транзистора МП26 позволило получить на выходе короткий положительный импульс с амплитудой порядка 70 В, что вполне достаточно не только для запуска ждущей развертки, но и для подсветки луча осциллографа. Таким образом, описанная выше схема, состоящая из фиксатора нулевых переходов (триггер Шмитта), задерживающего устройства (триггер задержки с мультивибратором) и формирователя импульсов (усилитель-ограничитель), может быть использована для формирования не только запускающих импульсов линейной развертки, но и импульсов подсветки луча.

Блок-схема рассматриваемой установки линейной развертки азимута состоит, таким образом, из двух совершенно идентичных каналов, схема и работа которых рассмотрены выше. Конструктивно отдельные каскады канала оформлены в виде плат-модулей размерами 65×45 мм, что существенно упрощает монтаж, наладку, а в случае необходимости и ремонт установки.

Схема сложения, предшествующая каналу формирования подсвечивающего импульса, вынесена за пределы описываемой установки. Она смонтирована в том же корпусе, в котором размещены усилители. Такое решение позволило существенно упростить цепи питания блока линейной развертки и исключить опасность повышения температуры в корпусе транзисторного блока при нагревании электронной лампы. Схема собрана на лампе 6Н8С и в принципе не отличается от схемы сложения, примененной в первом макете установки [1].

Описанный блок использовался летом 1970 г. в установке для неленгации близких грозových очагов. Освободившаяся при этом вертикально-отклоняющая система осциллографа служила, как

и в первом макете [1], для получения информации об амплитудах приходящих атмосфериков на нескольких фиксированных частотах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. И н ь к о в Б. К. О применении линейной развертки при исследовании азимутального распределения атмосфериков.—«Труды ГГО», 1968, вып. 225, с. 74—78.
2. Ш в а р ц С. М. Полупроводниковые схемы. Справочник. М., Изд-во иностр. лит-ры, 1962. 439 с.
3. H e y d t G., V o l l a n d H. A new method for locating thunderstorms and counting their lighting discharges from a single observing station.—"Journ. Atm. and Terr. Phys.", 1964, vol. 26, N 7, p. 780—782.
4. H e y d t G. Messung der Verteilung der spektralen Amplituden von Atmospherics unter Berücksichtigung des Einfallswinkels, Int. Elektron Rundschau, 1964, vol. 18, N 12, p. 680—682.

ОБЩИЕ ОЦЕНКИ СРЕДНИХ И ПРЕДЕЛЬНЫХ ЗАРЯДОВ ЧАСТИЦ АЭРОЗОЛЕЙ

К исследованию аэрозолей ведут различные пути, в лабиринте которых могут происходить самые невероятные встречи. Видный специалист Кейдл заметил, что исследование мелких частиц — в такой же мере искусство, как и наука, и что методика, применяемая при изучении смога, может быть использована также для исследования пыли в далеких галактиках [4]. Пример, приведенный в одном из докладов по медицинским аспектам изучения аэрозолей, может быть, привычен для врачей, но производит большое впечатление на геофизика поразительным соответствием пиков концентрации дыма и пиков процента бронхиальных больных [12]. Однако далеко не всегда специалисты из различных областей сразу же начинают понимать друг друга. Причиной этого является прежде всего узкая специализация, последствия которой особенно ярко выразил М. А. Садовский: большинство специалистов способно совершать лишь ограниченное число операций у геофизического конвейера и не может существенно изменить его ход [8]. Кроме того, возможно появление противоположных оценок решения одной и той же задачи. Например, с помощью закона Стефана — Больцмана (зная солнечную постоянную или эффективную температуру Солнца) можно грубо оценить среднюю температуру Земли (или других планет). Радиоинженер подчеркивает сходимости оценочной величины с действительной температурой [7], а геофизики обращают внимание на расхождение и считают такую оценку неудовлетворительной. Здесь нет необходимости обсуждать характерные детали этого сопоставления, так как они не влияют на порядок искомой величины.

При изучении аэрозолей технические и научные задачи особенно тесно переплетаются и почти всегда возникают вопросы об оценке роли электрических зарядов. Не только большие, но и малые заряды аэрозольных частиц могут представлять известный интерес, если использовать их в качестве индикаторов изучаемых процессов. Тем не менее какая-то часть работ будет безрезультат-

ной из-за отсутствия зарядов необходимой величины или неопределенности показаний предполагаемого индикатора. Теоретические исследования в этой области обладают кажущимися преимуществами, получая хотя бы временное признание в тех случаях, когда еще нет данных для оценки реальности исходных допущений и основные черты получаемых закономерностей завуалированы сложным расчетом. Реальную пользу принесет скорее совокупность более грубых теоретических оценок ожидаемых величин, помогающая выяснить вероятность получения намеченных результатов.

Следуя традиционной схеме, в обзорных работах по электрическим зарядам частиц дают четко дифференцированную характеристику отдельных механизмов электризации, некоторые формулы (среди которых часто повторяется формула Потенье) и краткие сведения об экспериментальных работах (см., например, [13, 16]). Широкое обобщение результатов затрудняется тем, что, отвлекаясь от конкретных факторов, приходится рассматривать весьма пеструю картину распределения зарядов частиц. При любом механизме электризации средние заряды частиц (без учета знака) зависят от их размера и эта зависимость представляется обычно степенной функцией. Значение показателя степени изменяется от 0,5 до 2 или 3 и может служить индексом механизма электризации [6], но использовать этот индекс для решения обратной задачи до сих пор не удавалось. Разброс экспериментальных данных не позволял иногда отличить правильную расчетную формулу от ошибочной [5].

Разнородность данных должна препятствовать выводу общих оценок, и тем не менее удобно и часто даже необходимо иметь какую-то общую мерку, чтобы сразу же различить средние, большие (практически предельные) и малые заряды частиц. В отдельных работах при рассмотрении вопросов о применении [1] или устранении [2] эффектов, связанных со статической электризацией, обходятся вообще без всяких указаний на величину зарядов. Вероятно, в таких неопределенных случаях приходится иметь дело с некоторыми средними или среднепредельными зарядами. Чтобы это понятие ассоциировалось с более или менее определенной величиной, нужно проверить, как часто встречаются те или иные заряды.

В работах по атмосферному электричеству исследуются заряды самых различных «частиц» — от ионов до всей Земли в целом. Сопоставим на графике средние размеры и заряды капелек туманов и облаков [3], дождевых капель и всей Земли [9]. Следует учитывать, что каждая точка фиксируется не очень точно, но является результатом целого комплекса измерений. Модельная экстраполяция на 10 порядков кажется непривычной, но не является исключением. Например, переход от капли к Земле соответствует по масштабу переходу от атомного ядра к капле, — модели, использованной в теории деления ядер Бора — Уилера — Френкеля [10]. Точки, нанесенные на рис. 1, располагаются около

прямой, угловой коэффициент которой несколько меньше 2. В данном случае представляет интерес не отыскание какой-либо универсальной зависимости, а получение определенных указаний о сопоставимости зарядов различных частиц. Заметим, что экспериментальные данные о зарядах всех выбранных частиц до сих пор теоретически не объяснены. Согласно оценке, полученной на основании рис. 1, для сравнения зарядов частиц удобно

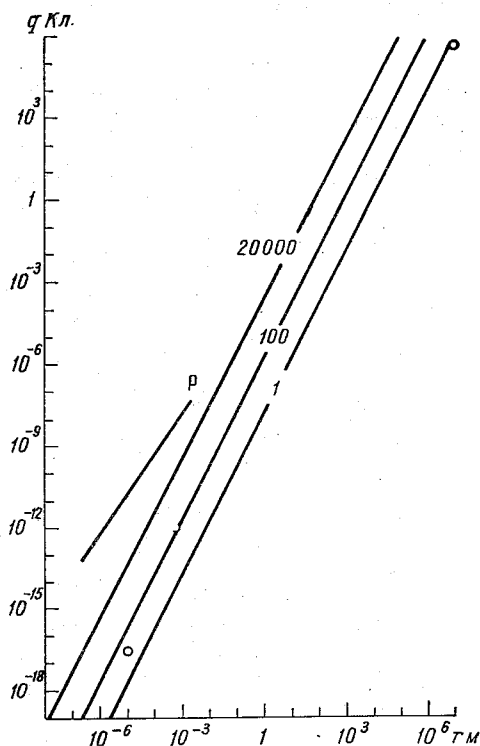


Рис. 1. Примерная зависимость средних зарядов q (по абсолютным значениям) от радиуса r слабо (1), средне (100) и сильно (20 000) заряженных «частиц».

использовать величину типа q/r^2 (где q — заряд и r — радиус частицы) или число элементарных зарядов на единицу площади. Величина q/r^2 соответствует также напряженности поля на поверхности частицы E_{π} и с этой точки зрения сделанные оценки могут показаться тривиальными. Однако на эти соотношения обращали мало внимания, не замечая, например, что известная формула для заряда частицы в электрическом поле E_{π} может быть прочитана как $E_{\pi} = E_{\text{в}}$, но характеризовать заряды величиной, выраженной в В/м, было бы довольно странно.

Для практики важно выбрать вполне определенную мерку заряда частиц, в качестве которой целесообразно предложить величину $L = 0,01$ эл. заряд/мкм², имеющую некоторую аналогию с метром (заряд Земли соответствует округленно одному L). На рис. 1 проведены прямые, соответствующие зарядам L , $100L$ и $20\,000L$, а также

прямая, указывающая предельные заряды водяных капелек по Релею. Заряды частиц, характеризующиеся величинами порядка единиц L , практически можно считать малыми, сотен L — средними, тысяч L — большими и десятков тысяч L — квазипредельными (пробивному напряжению в обычных условиях соответствует величина порядка $17\,000L$). Таким способом можно сравнить электризацию не только частиц, но и поверхностей. Например, при шпрединовании тканей возникают заряды, харак-

теризуемые величинами порядка тысяч L [11]. После того как данная статья была подготовлена и обсуждалась в первый раз на семинаре отдела атмосферного электричества ГГО в 1969 г., вышла статья Такахаши [14], в заключительной части которой сопоставлены результаты различных измерений зарядов капель в естественных условиях. Там был охвачен практически весь диапазон размеров ($10^{-6} < r < 10^{-2}$ м) и зарядов ($10^{-18} < q < 10^{-10}$ Кл) капелек, однако, более широких обобщенных выводов в статье [16] нет. Точки, имеющиеся на графике, сделанном Такахаши ([14]), каждая из которых получена в результате осреднения данных серии измерений, в случае переноса их на наш график (рис. 1) располагаются в подавляющем большинстве случаев вблизи прямой $L=100$, т. е. относятся по указанной здесь классификации к частицам с зарядами умеренной (средней) величины. В частном случае, рассмотренном позднее Такахаши [15], были получены равновесные заряды ледяных кристаллов, соответствующие величине $L \sim 1$, т. е. характерные для слабо заряженных частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бочков А. Д. Окрашивание деталей в электрическом поле. М., Машгиз, 1958. 48 с.
2. Иоссель Ю. А., Шигловский К. Б. На борту янтарное электричество. Л., «Судостроение», 1966. 140 с.
3. Кацыка А. П., Махоткин Л. Г., Петров Г. Д., Чжао Бо-лин. Электрические заряды капель облаков и туманов.—Изв. АН СССР, Сер. геофиз., 1961, № 1, с. 162—165.
4. Кейдл Р. Твердые частицы в атмосфере и в космосе. М., «Мир», 1969. 288 с.
5. Махоткин Л. Г. О формуле Ц. Г. Брейдо для предельного заряда капель.—Изв. АН СССР. Сер. геофиз., 1959, № 2, с. 330—331.
6. Махоткин Л. Г. Электричество туманов и механизм заряжения капель.— В кн.: Труды Всесоюз. науч. метеорологического совещания. Т. 5. Л., Гидрометеиздат, 1963, с. 196—203.
7. Пирс Дж. Электроны, волны и сообщения. М., Физматгиз, 1961. 348 с.
8. Садовский М. А. Насущные задачи геофизики в комплексе наук о Земле.—«Вестник АН СССР», 1968, № 1, с. 60—63.
9. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Л., Гидрометеиздат, 1949. 252 с.
10. Френкель Я. И. Принципы теории атомных ядер. М.—Л., Изд. АН СССР, 1950. 294 с.
11. Шихов В. Н. Борьба со статическим электричеством при шпрединовании тканей. М., «Химия», 1967. 82 с.
12. Lauther P. I., Ellison J. M., Waller R. E. Some medical aspects of aerosol research.—"Proc. Roy. Soc. Ser. A", 1968, vol. 307, N 1489, p. 223—234.
13. Schütz A. Über die elektrische Aufladung von Aerosolen.—"Staub-Reinhalt. Lust," 1967, Bd. 27, N 12, S. 534—540.
14. Takahashi T. Electric charge of cloud droplets and drizzle drops in warm clouds along the Mauna Loa-Mauna Kea saddle road of Hawaii Island.—"Journ. Geophys. Res.", 1972, vol. 77, N 21, p. 3869—3878.
15. Takahashi T. Electrification of growing ice crystals.—Journ. of atmospher. sciences, 1973, vol. 30, N 6, 1220—1224.
16. Weinberg F. G. Electrical aspects of aerosol formation and control.—"Proc. Roy. Soc. Ser. A", 1968, vol. 307, N 1489, p. 195—208.

СТАТИЧЕСКАЯ ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ САМОЛЕТОВ И ПРОБНЫХ ТЕЛ В РАЗЛИЧНЫХ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Полеты современной авиации проводятся в различных метеорологических условиях. В сложных метеорологических условиях, в облаках типа Сб, могут существовать такие явления, как очень сильная болтанка, обледенение, молниевые разряды, которые в ряде случаев могут привести к катастрофе.

Необходимо учитывать и еще одну опасность, которая может возникать в облаках различных видов — это явление статической электризации тел в аэрозольных потоках.

Сильнейшие помехи на антеннах аппаратуры, возникающие в сложных метеорологических условиях и нарушающие связь и работу электронных устройств, не исчерпывают всех неприятностей, которые вызываются статической электризацией.

Коронные разряды, появляющиеся при определенных значениях потенциалов на поверхности, могут быть причиной возникновения пожаров при дозаправке самолета в воздухе или при утечке горючего из баков.

Возмущение электрического поля зарядом, находящемся на поверхности самолета, действует на значительно большем расстоянии, чем возмущение, создаваемое самолетом как металлическим телом, и может увеличить вероятность разряда молнии на самолет [1].

Таким образом, исследование процессов, приводящих к образованию электрических зарядов опасных значений на поверхности самолетов, представляет не только научный, но и практический интерес в связи с увеличением самолетного парка и появлением новых типов самолетов больших размеров, летающих на больших скоростях.

Электрический заряд, находящийся на поверхности самолета, измеряется приборами напряженности электрического поля и является одним из параметров атмосферно-электрических изменений.

Возникает вопрос — можно ли сравнивать значения зарядов, образующихся в одних и тех же метеорологических условиях на поверхности самолетов различных типов?

Как известно из литературы [1], значение заряда на поверхности самолета зависит от формы и размера самолета, от заря-

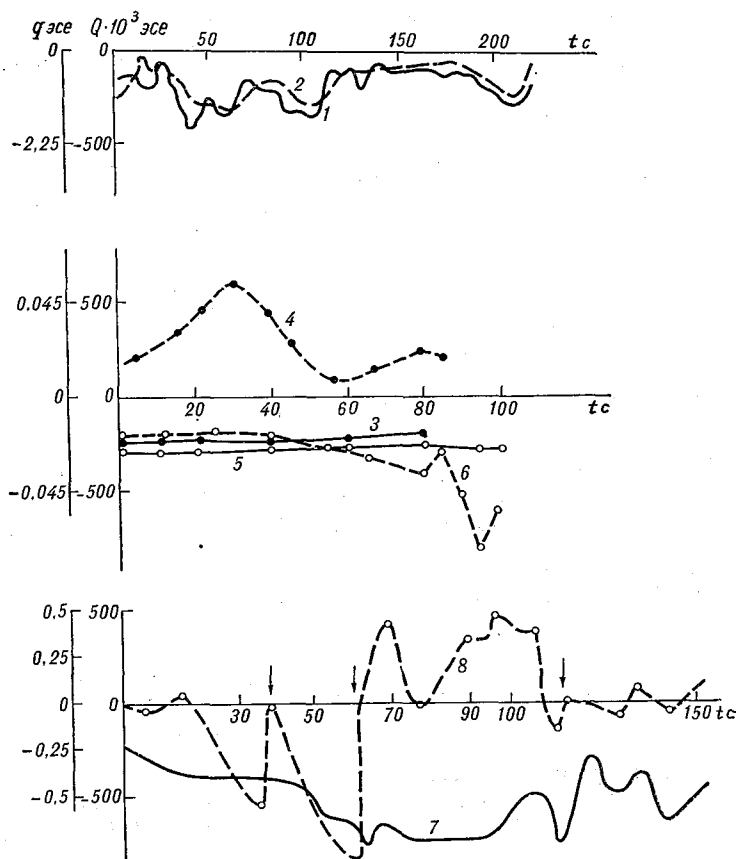


Рис. 1. Результаты измерений зарядов Q (заряды на поверхности самолетов, кривые 1, 3, 5, 7) и q (заряды на поверхности пробных тел, кривые 4, 6, 8).

1 — при полете ТУ-104 в слоистых облаках верхнего яруса, 3, 5 — при полете АН-24 под слоисто-кучевыми облаками, 7 — при полете ИЛ-18 в плотных слоисто-дождевых облаках.

жения при работе двигателей (возникающего при неполном сгорании топлива), коронирования и т. д. Значение заряда самолета может изменяться при изменении режима двигателей. Значительные электрические поля в атмосфере затрудняют получение точных значений зарядов самолета.

В предлагаемой работе делается попытка оценить зарядение различных типов самолетов путем статической электризации в аэрозольном потоке облачных частиц в сопоставлении с измерениями, проведенными с помощью пробных тел. Эти измерения [3] позволяют определять величины заряда, или потенциала, на экспонируемом в аэрозольном потоке теле, радиусом 1,5 см, экранированном от электрических полей атмосферы и самолета.

На рис. 1 (кривые 1, 2) представлены результаты измерений значений заряда на поверхности самолета ТУ-104 и значений

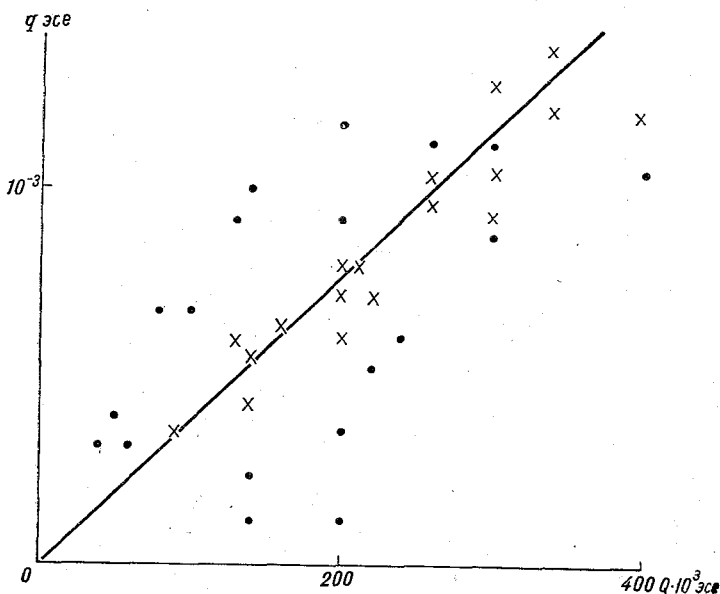


Рис. 2. График корреляции значений зарядов на поверхности самолета ТУ-104 и на поверхности пробного тела, когда зарядение самолета от работы двигателей незначительно.

заряда на поверхности пробного тела при полете в слоистых облаках верхнего яруса. Влияние электрического заряда от двигателей в этом случае незначительно. Можно видеть, что изменения значений заряда на поверхности как самолета, так и пробного тела тесно связаны и обусловлены, очевидно, одной и той же причиной — статической электризацией от облачных частиц.

График корреляции рис. 2, построенный по измерениям в моменты нарастания значений зарядов на поверхности самолета и пробного тела (на рисунке крестики), подтверждает, что в данном случае одна причина — статическая электризация — способствует накоплению зарядов как на пробном теле, так и на са-

полете. Сопоставление значений зарядов на поверхности самолета и пробного тела показывает, что уменьшение значения заряда на поверхности самолета (на рисунке точки) требует дополнительно учета токов разрядки.

Таким образом, составляющую вклада статической электризации от облачных частиц в общий заряд самолета можно оценивать достаточно хорошо с помощью пробных тел (в момент нарастания значений зарядов на поверхности пробных тел). Отношение значений зарядов на поверхности самолета и пробного тела $\sim 2 \cdot 10^5$ раз.

Рассмотрим случай (рис. 1), где представлены измерения заряда пробного тела (кривые 4, 6) и заряда самолета (кривые 3, 5) АН-24, у которого заряд от двигателей довольно значительный. Кривые 3, 4 построены по данным измерений при полете под облаками, когда наблюдались снежинки, кривые 5, 6 — когда визуально отметить наличие осадков не удалось. Можно отметить, что в тех случаях, когда вклад электростатического заряжения от облачных частиц мал (небольшие концентрации), в прозрачных слоистых облаках или в слабых осадках, значение заряда на поверхности самолета зависит от электризации при работе двигателей. Заряд самолета $200 \cdot 10^3$ эсе почти не изменяется, тогда как, по измерениям с помощью пробных тел, отмечается слабое электростатическое заряжение от аэрозольных частиц.

На этом примере можно видеть, что измерения заряда на поверхности пробных тел позволяют получать информацию о электростатическом заряжении от небольших концентраций облачных частиц, а учет этой информации позволяет лучше оценивать электризацию самолетов, возникающую при работе двигателей.

При полете в облаках, очень неоднородных, могут значительно меняться не только концентрации, но и средние радиусы облачных частиц, часто наблюдается обледенение, и если в этом случае электризация самолета от двигателей не только велика, но и меняется от режимов, отношение значений зарядов на поверхности самолета и пробного тела значительно меняется из-за сложного баланса токов зарядки и разрядки на поверхности самолета.

На рис. 1 электрический заряд от работы двигателей самолета ИЛ-18 (кривая 7) можно оценить как фон сигнала на уровне $200 \cdot 10^3$ эсе для данного режима. Значительные изменения над этим фоном обусловлены вкладом статической электризации от облачных частиц в относительно плотных слоисто-дождевых облаках. Стрелками отмечены моменты «заземления» пробного тела. В этом режиме полета неоднократно наблюдалось обледенение и облака были очень неоднородны по внешнему виду. В таких облаках, естественно, отношение значений зарядов, приобретаемых самолетом и пробным телом, может существенно меняться даже в течение одного режима.

В этом сложном случае можно оценить по отношениям значений зарядов, приобретаемых самолетом и пробным телом в однородных условиях (при незначительном заряжении от двигателей),

только порядок значения заряда, который приобретал бы самолет за счет статической электризации от облачных частиц.

Таким образом, напрашивается вывод о том, что сочетанием одновременных измерений зарядов самолета и измерений зарядов с помощью пробных тел осуществляется возможность выделения тока зарядки самолета при статической электризации от облачных частиц.

Сопоставлять измеренные значения электрических зарядов, приобретаемых различными типами самолетов в определенных метеорологических условиях, можно тогда, когда учтены электро-статические заряды, возникающие из-за эксплуатационных характеристик самолетов.

Сочетание измерений заряда самолета и измерений зарядов с помощью пробных тел позволяет выявить величины заряджения от работы двигателей, так как наличие даже незначительной дымки, осадков, иногда невидимых для глаза (рис. 1, кривая б), устанавливается с помощью пробных тел и может быть учтено при измерениях.

Следовательно, сочетание таких измерений позволяет учитывать как факторы физического плана, связанные с природой явления, так и технического и эксплуатационного характера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Имянитов И. М. Электризация самолетов в облаках и осадках. Л., Гидрометеиздат, 1970. 212 с.
2. Имянитов И. М., Чубарина Е. В. Заряжение самолета ЛИ-2 в облаках слоистых форм.—«Труды ГГО», 1968, вып. 225, с. 117—127.
3. Пономарев Ю. Ф. О микроструктуре облаков различных форм и видов.—«Труды ГГО», 1972, вып. 277, с. 69—72.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СТОХАСТИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА АТМОСФЕРИКОВ

Постановка задачи. При геометрическом подходе к проблеме распознавания образов множество атмосфериков, формируемых на произвольных дальностях от точки приема, характеризуется конечным числом параметров исходного описания и отображается в пространстве параметров исходного описания подмножествами очек, относящихся к разным классам.

Рассматривается задача устранения избыточности исходного описания и сжатия информации. Эта задача имеет целью, с одной стороны, упрощение понимания, отображения и интерпретации данных, а с другой — поиск существенных деталей для адекватного их представления.

Пространство, полученное из исходного с помощью вырожденного преобразования, в котором избыточность описания существенно уменьшена, определяется как пространство признаков.

Для получения оптимальной системы координат пространства признаков используется ортогональное преобразование координат исходного пространства по методу Карунена — Лозва [2, 3, 9, 12]. Оптимальная система координат Карунена — Лозва характеризуется тем, что составляющие дисперсии множества атмосфериков по осям распределяются в максимально убывающем с ростом номера оси порядке. Вследствие этого оси с большими номерами несут малый вклад в общую дисперсию атмосфериков и их можно исключить. Проекция атмосфериков на оставшиеся оси определяет величину признаков для каждого атмосферика.

Геометрически для двумерного случая метод Карунена — Лозва состоит в переносе начала координат в центр тяжести эллипса рассеивания атмосфериков на плоскости и в повороте исходных осей координат до совпадения с главными осями инерции эллипса. Алгебраически метод состоит в нахождении собственных векторов и собственных значений корреляционной матрицы. При этом ранжированные по величине собственные значения соответствуют дисперсии линейных комбинаций параметров исходного

описания с весами, равными соответствующим собственным векторам [13].

Производится сравнение предлагаемой модели с моделью Костыгова — Зорина, основанной на интерполяционном анализе отдельных атмосфериков [5, 6]. Это сравнение выявляет определенные преимущества предлагаемой модели.

Выбор параметров исходного описания. Вследствие того что метод Карунена — Лозва является оптимальным методом создания линейных признаков на основе уже выбранных параметров исходного описания, его эффективность в значительной степени зависит от неформализуемого этапа выбора этих параметров.

В этом смысле модель является не единственной и может быть уточнена при появлении новых объективных данных о стохастическом процессе атмосфериков. Возможно, что существуют какие-либо иные априорные сведения, которые необходимо было бы учитывать в дополнение к рассматриваемым ниже.

1. Высокая скорость формирования атмосфериков — до 36 атм/с согласно данным работы [18], — приводит к необходимости анализа атмосфериков как стохастического процесса. Именно поэтому был выбран дискретный вариант разложения Карунена — Лозва, адекватный самому процессу формирования атмосфериков и учитывающий специфику использования ЦВМ.

2. Зависимость классов форм близких атмосфериков от знака амплитуды первого квазиполупериода. В результате анализа 102 атмосфериков в работе [17] установлено 10 классов форм близких атмосфериков. Допустимо предположить наличие аналогичной зависимости форм атмосфериков и на произвольной дальности.

3. Зависимость числа квазиполупериодов атмосфериков от дальности [4, 8]. Максимальное число квазиполупериодов может достигать 20—30.

4. Существование амплитудных и временных (фазовых) методов дальнометрии предполагает равноправность амплитудных и временных параметров форм атмосфериков.

На основе этих априорных сведений с учетом простоты визуального съема с фотопленок были выбраны следующие параметры исходного описания атмосфериков: амплитуды квазиполупериодов со знаком $A_k \text{ sign } A_k$ и длительности квазиполупериодов $\Delta_k, k=1, 2, \dots, N/2$, где N — общее количество параметров исходного описания.

Разработка модели атмосфериков. Реализация метода Карунена — Лозва подразделяется на следующие этапы.

Этап 1. Процедура нормирования, центрирования и предварительного преобразования матрицы исходных данных. Сравнение нескольких вариантов такой процедуры [3, 7, 15, 16], а также вариантов только нормирования и только единичного преобразования показало их относительную идентичность, что объясняется с одной стороны, близким к нулю средним значением параметра

вследствие обосновываемого ниже преобразования с учетом знака амплитуды первого квазиполупериода, а, с другой стороны, математическим изяществом вариантов и их малой эффективностью, что для более общего случая отмечалось также в работе [11]. Поэтому был принят вариант Ватанабе [15]—нормирование, центрирование и повторное нормирование.

Этап 2. Вычисление корреляционной матрицы преобразованных данных. Здесь необходимо учитывать следующие обстоятельства [10]:

а) ошибки ввода, например, ошибки при набивке перфокарт могут значительно исказить статистику данных;

б) для адекватной оценки корреляционной матрицы количества атмосфериков M должно быть примерно в 10 раз больше порядка матрицы N ;

в) использование для анализа одной только корреляционной матрицы может быть неадекватным описанием данных с мульти-модальной функцией распределения;

г) возможно подавление редких, но значимых групп атмосфериков.

За основу вычислений был взят алгоритм № 39а [1].

Этап 3. Решение полной проблемы собственных значений симметричных и эрмитовых матриц — нахождение одновременно и собственных значений и собственных векторов корреляционной матрицы. Для решения этой проблемы используется метод Якоби в разработке Гринштадта [14]. За основу вычислений был взят алгоритм № 85а [1].

Этап 4. Вычисление признаков атмосфериков — умножение преобразований матрицы данных на транспонированную матрицу собственных векторов с использованием стандартной подпрограммы.

Учет ограничений по объему памяти и характеристикам ЦВМ:

а) количество обрабатываемых атмосфериков $M \leq 12\,000/N$ обратно пропорционально количеству параметров исходного описания N ; б) количество чисел на перфокарте — 12, — приводит к следующей форме записи параметров исходного описания атмосфериков:

$$|A_1| \operatorname{sign} A_1, |A_2| \operatorname{sign} A_2, \dots, |A_{12}| \operatorname{sign} A_{12}, \Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_{12}.$$

Следовательно, $N=24$, $M=500$, $k=N/2=12$.

Согласно данным работы [4], учет $k=12$ квазиполупериодов обеспечивает максимальную дальность до источников атмосфериков около 4,5 тыс. км.

Прямое применение метода Карунена — Лозва показало, что амплитудная составляющая первого собственного вектора имеет вид $(-1)^k$, $k=1, 2, \dots, N/2$, а временная составляющая — вид полупериода косинусоиды, что противоречит принципу равноправия параметров.

Для выяснения причин такого противоречия матрица исходных данных была представлена в виде:

$$\|A, 0\| + \|0, \Delta\|.$$

Раздельное исследование матриц-слагаемых выявило новое противоречие — точность аппроксимации на матрице амплитудных параметров на 15—10% выше, чем на матрице временных параметров.

Вводя дополнительное преобразование на матрице амплитудных параметров

$$A_k = |A_k| \operatorname{sign} A_1$$

для получения знакопостоянного первого собственного вектора и упрощения его аппроксимации, получаем следующее представ-

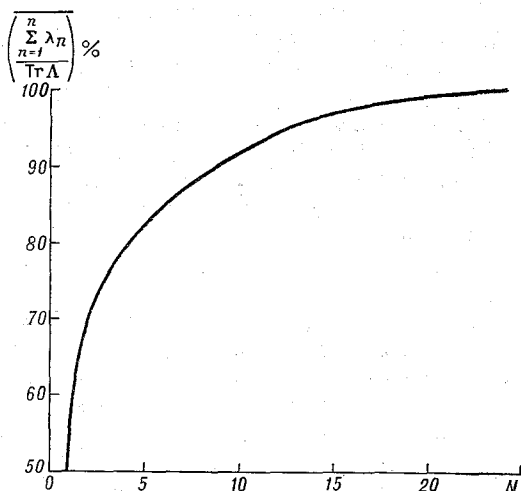


Рис. 1. Зависимость точности аппроксимации атмосфериков от числа признаков.

ление элементов матрицы исходных данных в зависимости от знака амплитуды первого квазиполупериода $\operatorname{sign} A_1$:

$(|A_1|, |A_2|, \dots, |A_{12}|, \Delta_1, \Delta_2, \Delta_3, \dots, \Delta_{12})$, если $\operatorname{sign} A_1 = 1$,
 $(-|A_1|, -|A_2|, \dots, -|A_{12}|, \Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_{12})$, если $\operatorname{sign} A_1 = -1$.

Объясняя вышеуказанные противоречия неучетом знака амплитуды первого квазиполупериода $\operatorname{sign} A_1$ на матрице временных параметров, приходим к расширению понятия длительности квазиполупериодов на отрицательную область:

$$\Delta_k = |\Delta_k| \operatorname{sign} A_1, \quad k = 1, 2, \dots, \frac{N}{2}.$$

В результате этого элемента матрицы исходных данных записываются однообразно

$$A_k = |A_k| \text{sign } A_1, \Delta_k = |\Delta_k| \text{sign } A_1,$$

точность аппроксимации атмосфериков увеличивается на 15—10% в области основных признаков, амплитудные и временные составляющие собственных векторов описываются почти совпадающей функциональной зависимостью, среднее значение параметров исходного описания становится близким к нулю, что позволяет исключить процедуру центрирования вследствие ее неэффективности.

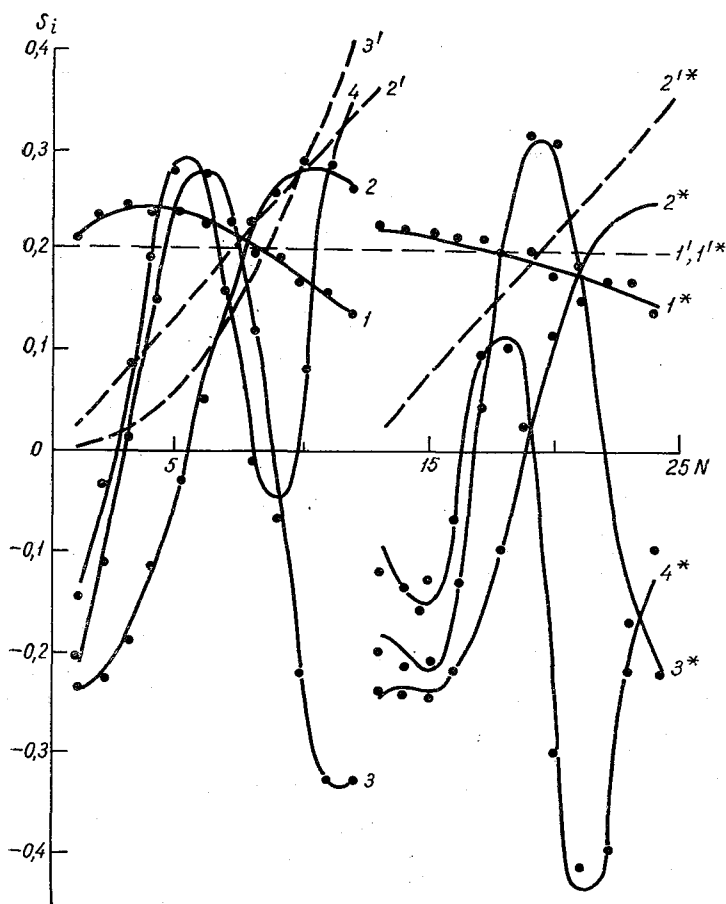


Рис. 2. Основные собственные векторы.

$1-S_1(A_k)$, $2-S_2(A_k)$, $3-S_3(A_k)$, $4-S_4(A_k)$; $1^*-S_1(\Delta_k)$, $2^*-S_2(\Delta_k)$, $3^*-S_3(\Delta_k)$, $4^*-S_4(\Delta_k)$. Аналогичные обозначения со штрихами ($1'$, $2'$, $3'$, $1'^*$, $2'^*$) для модели Костыгова — Зорина.

Зависимость точности аппроксимации атмосфериков от числа признаков представлена на рис. 1, среднее значение четырех нормированных основных собственных векторов S_i — на рис. 2. Осреднение получено по проведенным в полугодовом интервале времени пяти экспериментам, краткая характеристика которых представлена в табл. 1. Собственные векторы с более высокими номерами вследствие несинфазности в различных экспериментах характеризуют частные особенности конкретных реализаций процессов и не учитываются в модели, однако могут быть учтены в дальнейшем. Как показывает график на рис.1, при учете только четырех основных признаков точность аппроксимации атмосфериков составляет около 80%.

Таблица 1

Характеристика экспериментов

Длительность, мин	Общее количество атмосфериков M	Среднее количество атмосфериков в минуту	$d = \frac{\sum_i^M (\text{sign } A_{i1} = 1)}{\sum_i^M (\text{sign } A_{i1} = -1)}$
20	179	8,95	0,967
15	449	29,93	1,118
15	492	32,8	0,330
10	564	56,4	0,857
4	268	67,0	1,000

Необходимо отметить недостаток проведения экспериментов только в дневное время, чем, возможно, и ограничивается область применения предлагаемой модели.

Коэффициенты аппроксимирующих полиномов Чебышева для четырех основных собственных векторов представлены в табл. 2. За основу вычислений были взяты алгоритмы № 28а и 91а [1]. С учетом аппроксимирующих коэффициентов выражения для признаков y_i атмосфериков представляются в виде:

$$y_i = \sum_{k=1}^{N/2} [s_i(A_k) A_k + s_i(\Delta_k) \Delta_k] = \sum_{k=1}^{N/2} \left[\left(\sum_{n=0}^6 a_{in} k^n \right) A_k + \left(\sum_{n=0}^6 b_{in} k^n \right) \Delta_k \right].$$

Таким образом, основные свойства предлагаемой модели состоят в следующем: используется статистический подход, учитывается знак амплитуды первого квазиполупериода, указывается точность аппроксимации, учитываются высшие члены разложения и свойства разделимости классов атмосфериков; амплитудные и временные параметры рассматриваются в сумме, равноправность (некоррелированность) амплитудных и временных составляющих собственных векторов позволяет рассмотреть частные мо-

Таблица 2

Коэффициенты аппроксимирующих полиномов Чебышева

i		n						
		0	1	2	3	4	5	6
a_n	1	0,16	0,51	—0,10	0,71	—0,17	—	—
		864	400	444	329	827	—	—
		271	$470 \cdot 10^{-1}$	$007 \cdot 10^{-1}$	$411 \cdot 10^{-3}$	$941 \cdot 10^{-4}$	—	—
	2	—0,24	—0,58	0,66	0,69	0,11	—0,35	0,16
		011	076	970	043	205	701	696
		158	$981 \cdot 10^{-2}$	$290 \cdot 10^{-2}$	$698 \cdot 10^{-3}$	$907 \cdot 10^{-3}$	$800 \cdot 10^{-4}$	$412 \cdot 10^{-5}$
	3	—0,37	0,24	—0,10	0,40	—0,66	0,46	—0,11
		901	514	983	386	899	705	503
		975	243	983	$543 \cdot 10^{-1}$	$174 \cdot 10^{-2}$	$509 \cdot 10^{-3}$	$137 \cdot 10^{-4}$
	4	—0,28	0,30	—0,22	0,97	—0,18	0,15	—0,45
		654	224	235	061	554	389	840
		605	517	587	$699 \cdot 10^{-1}$	$587 \cdot 10^{-1}$	$184 \cdot 10^{-2}$	$819 \cdot 10^{-4}$
	1	0,22	—0,23	—0,33	—	—	—	—
		535	052	150	—	—	—	—
		012	$499 \cdot 10^{-2}$	$000 \cdot 10^{-3}$	—	—	—	—
	2	—0,37	0,22	—0,12	0,28	—0,26	0,96	—0,85
		215	768	429	106	130	322	972
		714	452	263	$968 \cdot 10^{-1}$	$336 \cdot 10^{-2}$	$724 \cdot 10^{-4}$	$222 \cdot 10^{-6}$
b_{in}	3	—0,49	0,67	—0,48	0,14	—0,19	0,12	—0,28
		288	048	529	698	938	308	374
		292	992	251	857	$670 \cdot 10^{-1}$	$219 \cdot 10^{-2}$	$690 \cdot 10^{-4}$
	4	—0,42	0,85	—0,73	0,26	—0,42	0,31	—0,86
		693	424	274	060	336	389	378
		028	027	962	260	$945 \cdot 10^{-1}$	$499 \cdot 10^{-2}$	$866 \cdot 10^{-4}$

дели и выбрать лучшую в случае их различия, некоррелированность амплитудных и временных составляющих собственных векторов позволяет вдвое увеличить возможности ЦВМ по объему оперативной памяти за счет отдельного исследования частных моделей и последующего суммирования результатов. Обширный статистический материал и отсутствие априорных предположений о характере атмосфериков делают предлагаемую модель достоверной, хотя, возможно, область ее применения ограничена дневными условиями. Дополнительное аналогичное исследование ночных атмосфериков позволит уточнить, насколько существенным может быть это ограничение.

Сравнение модели Костыгова — Зорина с предлагаемой моделью. Оптимальные свойства разложения Карунена — Лозва и модели, основанной на его использовании, позволяют рассматривать предлагаемую модель как эталон, с которым могут быть сравнены работы других авторов.

Рассмотрим, например, модель Костыгова — Зорина, не обладающую ни одним из перечисленных выше свойств и основанную на интерполяционном анализе 37 атмосфериков на интервале 8 квазиполупериодов [5, 6].

Модель Костыгова — Зорина использует априорные предположения, основанные на предварительном анализе энтропии отклонений параметров отдельных атмосфериков от аппроксимирующих поверхностей:

а) огибающая амплитуд A_k приближается к усеченной гауссовской кривой при $k=1$;

б) длительность τ_k половинок квазиполупериодов представляется линейной функцией от номера k .

Сравнение моделей произведено на рис. 2. Кроме чисто функциональных отличий сравниваемых весовых коэффициентов, необходимо отметить следующие обстоятельства.

1. Весовые коэффициенты относятся к разному статистическому материалу: в модели Костыгова — Зорина используется матрица абсолютных значений параметров, а в предлагаемой модели — матрица амплитудных значений параметров, умноженных на знак амплитуды первого квазиполупериода $\text{sign } A_1$.

2. Для экономии места кривые амплитудных и временных составляющих весовых коэффициентов модели Костыгова — Зорина нанесены на один график, хотя модель Костыгова — Зорина соответствует двум частным вариантам предлагаемой модели, уменьшающей таким образом в два раза число признаков по сравнению с моделью Костыгова — Зорина.

3. Отмеченные априорные предположения в модели Костыгова — Зорина не позволяют определить высшие члены разложения и соответствующие высшие весовые коэффициенты — выше третьего для амплитуд и выше второго для длительностей квазиполупериодов, что к тому же определяет неравноправность представления этих параметров в модели Костыгова — Зорина.

4. Функциональные различия весовых коэффициентов усугубляются еще и тем, что в предлагаемой модели учитываются свойства разделимости классов атмосфериков, например, первый собственный вектор разделяет атмосферики, по крайней мере, на два класса в зависимости от знака амплитуды первого квазиполупериода.

5. Сравнение составляющих второго весового коэффициента для длительностей квазиполупериодов осуществляется на основе пересчета от длительностей половинок квазиполупериодов τ_k в модели Костыгова — Зорина к длительностям квазиполупериодов Δ_k в предлагаемой модели

$$\sum_{k=1}^{2k} k \tau_k \cong \sum_{k=1}^k (2k-1) \Delta_k.$$

Попутно заметим, что использование длительностей квазипериодов вместо их половинок позволяет вдвое увеличить диапазон аппроксимации или экономить память ЦВМ.

6. Для эквивалентности сравнения сумма квадратов весовых коэффициентов обеих моделей нормированием приводится к единице.

Проведенное сравнение показывает, что отмеченные априорные предположения в модели Костыгова—Зорина являются недостаточно обоснованными и что предлагаемая модель, свободная от подобных предположений, обладает определенными преимуществами.

Предлагаемая методика разработки модели с использованием разложения Карунена—Лоэва может явиться одним из возможных подходов к анализу атмосфериков как стохастического процесса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агеев М. И. и др. Алгоритм 28а. Метод наименьших квадратов для аппроксимации ортогональными полиномами. Алгоритм 39а. Вычисление корреляционных коэффициентов с умножением матриц. Алгоритмы (1—50). М., ВЦ АН СССР, 1966, с. 53—56, с. 71—73. Алгоритм 85а. Вычисление собственных значений и собственных векторов методом Якоби, Алгоритм 91а. Аппроксимация таблиц с помощью полинома Чебышева. Алгоритмы (51—100). М., ВЦ АН СССР, 1966, с. 73—80, с. 87—89.
2. Ватанабе С. Разложение Карунена—Лоэва и факторный анализ.— Теория и приложения.— В кн.: Автоматический анализ сложных изображений. М., «Мир», 1969, с. 254—275.
3. Ватанабе С. и др. Оценка и отбор параметров в задачах распознавания образов.— В кн.: Автоматический анализ сложных изображений. М., «Мир», 1969, с. 276—295.
4. Иньков Б. К. Некоторые особенности форм дальних атмосфериков.— «Труды ГГО», 1965, вып. 177, с. 42—45.
5. Костыгов К. И., Зорин В. А. К информационному анализу структуры земного атмосферика.— В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 9. Л., 1969, с. 154—167.
6. Костыгов К. И., Зорин В. А. К математической модели земного атмосферика.— В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 10. Л., 1970, с. 155—164.
7. Курочкина А. И., Асташева Н. Г. Система стандартных программ для статистической обработки биомедицинских данных.— В кн.: Кибернетика в медико-биологических исследованиях. М., «Наука», 1971, с. 16—26.
8. Флигель Д. С. Синтез форм атмосфериков.— «Труды ИЗМИРАН», 1960, вып. 17(27), с. 27—49.
9. Фу К. Отбор и упорядочение признаков — разложение Карунена — Лоэва.— В кн.: Последовательные методы в распознавании образов и обучении машин. М., «Наука», 1971, с. 46—53.
10. Ball G. H. Data Analysis in Social Sciences: What about the Details.— In AFIPS Conf. Proc. Fall Joint Computer Conf., vol. 27, 1965, p. 533—560.
11. Brick D. B. Pattern Recognition, the Challenge, are we meeting it? In Methodologies of Pattern Recognition, Ed. S. Watanabe. N. Y., Academic Press, 1969, p. 75—96.

12. Chien Y. T., Fu K. S. On the Generalized Karhunen—Loève Expansion.—"IEEE Trans. Inform. Theory", 1967, vol. 13, N 3, p. 518—520.
13. Gnanadesikan R., Wilk M. B. Data a Analytic Methods in Multivariate Statistical Analysis. In Multivariate Analysis—II. New York—London, Academic Press, 1969, p. 593—638.
14. Greensladt I. The determination of the characteristic roots of a matrix by the Jacobi method.—In: Mathematical Methods for Digital Computers. Eds. A. Ralston and H. S. Wilf. N.—Y., 1962, p. 84—91.
15. Kaminuma T., Takekawa T., Watanabe S. Reduction of Clustering Problem to Pattern Recognition.—"Pattern Recognition", 1969, vol. 1, N 3, p. 195—205.
16. Mucciardi A. N., Gose E. E. A Comparison of Seven Techniques for Choosing Subsets of Pattern Recognition Properties.—IEEE Trans. Comput., 1971, C-20, N 9, p. 1023—1031.
17. Taylor W. L. Radiation Field Characteristics of Lightning Discharges in the Band 1 kc/s to 100 kc/s.—"Journ. Res. NBS", 1963, 67D, N 5, p. 539—550.
18. Tepley L. R. A Comparison of Sterics as Observed in the Very Low Frequency and Extremely Low Frequency Bands.—"Journ. Geophys. Res.", 1959, vol. 64, N 12, p. 2315—2329.

ЗАРЯД ЧАСТИЦ ОСАДКОВ

В работе [3] показано, что соотношение между вкладом, создаваемым процессами захвата ионов и процессами контактной электризации, в электризацию облачных частиц разных диапазонов размеров существенно различно. Если для мелких частиц частота захвата ионов на несколько порядков превышает частоту столкновений частиц друг с другом, то для частиц радиусом 50 мкм эти частоты делаются уже сравнимыми. Учитывая, что при столкновениях заряд частицы изменяется на десятки и сотни элементарных зарядов, в то время как при захвате иона заряд изменяется лишь на единицу, следует сделать вывод о том, что основным фактором в электризации частиц осадков являются столкновения.

Столкновения могут оканчиваться либо коагуляцией, либо разрывом временно возникшего контакта. В обоих случаях столкновения способны привести к изменению заряда рассматриваемой частицы: при коагуляции заряд частиц осадков может изменяться за счет присоединения предварительно заряженной частицы, при разрыве временного контакта заряд рассматриваемой частицы изменяется за счет различных процессов контактной электризации [2]. Совместное действие коагуляционного и «контактного» механизмов электризации частиц осадков легко оценить, пользуясь известными уравнениями роста облачных частиц за счет гравитационной коагуляции.

Рассмотрим частицу, оказавшуюся в верхней части облака. Достигнув некоторого размера, она начинает падать, сталкиваясь при этом с более мелкими частицами. Представляется, что поскольку коагуляционный рост частиц достаточно крупных для того, чтобы падать в восходящем потоке, должен протекать одинаково как в слоистых, так и в кучевых облаках, то наши расчеты в качестве оценки применимы как к тем, так и к другим облакам.

Принимая, что коэффициент отскакивания равен f , средний заряд мелких частиц, приобретенный ими до столкновения q_1 , а средний заряд разделяемый при разрыве контакта первоначально незаряженных частиц q , уравнения роста радиуса и среднего заряда частицы можно записать следующим образом:

$$\frac{dR}{dz} = c w \frac{1}{4\rho} (1 - f),$$

$$\frac{dQ}{dz} = nc \pi f R^2 \left[q + q_1 \left(1 - 1,5 \frac{r^2}{R^2} \right) - 1,5 \frac{r^2}{R^2} Q \right] + n \pi c R^2 (1 - f) q_1 - \frac{\lambda}{v} Q, \quad (1)$$

$$z = 0, R = R_0, Q = Q_0,$$

где ρ — плотность воды; n — число мелких частиц в единице объема; v — скорость падения большой частицы; отсчет z взят от верхней границы облака.

Коэффициент столкновения был взят в форме, принятой в работе [1],

$$C = 1 - \frac{r_0^3 R}{4 r_m^2 (R^2 - r_m^2)}, \quad (1a)$$

где $r_0 = 13,5$ мкм; r_m — радиус частиц, соответствующий максимуму в спектре водности.

Система уравнений (1) с учетом (1a) решалась численно, при этом по экспериментальным данным задавались переменные по высоте — профиль водности и средний радиус мелких частиц. Результаты этих расчетов будут изложены ниже. Предварительно проанализируем систему (1) и попытаемся определить зависимость величины заряда $Q(z)$, накапливаемого на частице, от величины коэффициента отскакивания. Это легко сделать для несколько упрощенных условий, а именно: примем, что водность w и средний радиус мелких частиц не зависят от высоты и положим $C=1$, что для частиц радиусом более 100 мкм вполне допустимо. Учитывая, что $r \ll R_0$, а также, что для больших частиц влияние электропроводности воздуха на заряд частицы мало (см. [3]) уравнение роста заряда можно упростить:

$$\frac{dQ}{dz} = n \pi c f R^2 \left[q + q_1 - 1,5 \frac{r^2}{R^2} Q \right] + n \pi c R^2 (1 - f) q_1.$$

Вводя для краткости $A = 4,5 \frac{f}{(1-f)r}$, получаем решение в виде

$$Q(R) = \frac{q + \frac{1}{f} q_1}{1,5 r^2} [R^2 - R_0^2 e^{-A(R-R_0)}] - 2 \frac{R - R_0 e^{-A(R-R_0)}}{A} + 2 \frac{1 - e^{-A(R-R_0)}}{A^2} + Q_0 e^{-A(R-R_0)},$$

$$R = R_0 + c w \frac{1}{4 \rho} (1 - f) z. \quad (2)$$

Исследуем зависимость функции $Q(z)$ от величины коэффициента отскакивания f .

1. $f \rightarrow 1$. Случай полностью упругих столкновений, соответствует столкновениям твердых частиц между собой.

Решение находится непосредственно из (1)

$$R = R_0,$$

$$Q(z) = \frac{q + q_1}{1,5r^2} R_0^2 \left(1 - e^{-\frac{z}{z_0}} \right), \quad z_0 = (1,5r^2 n \pi c)^{-1}. \quad (3)$$

2. $f/(1-f) \approx 1$.

а) Если $R - R_0 \ll R_0$,

$$Q = \left(q + \frac{1}{f} q_1 \right) R_0^2 \pi n c f z + Q_0 e^{-A(R-R_0)}. \quad (4)$$

б) Если $R \gg R_0$,

$$Q = \frac{q + \frac{1}{f} q_1}{1,5r^2} R^2 = \frac{q + \frac{1}{f} q_1}{1,5r^2} \left(R_0 + c\omega \frac{1-f}{4\rho} z \right)^2. \quad (5)$$

Таким образом, пока радиус частиц лишь незначительно превышает ту величину, с которой начинается коагуляционный рост, заряд растет пропорционально пройденному пути тем быстрее, чем больше коэффициент отскакивания. Но затем, когда радиус частицы значительно превышает начальный радиус, заряд растет тем быстрее, чем больше коэффициент слияния, т. е. чем меньше коэффициент отскакивания. Следовательно, если облако имеет мощность, достаточную для того, чтобы в нем радиус частицы мог вырасти до значения, намного превышающего радиус, с которого возможна гравитационная коагуляция, то на больших частицах заряд в среднем должен быть пропорционален квадрату их радиуса независимо от уровня нахождения частиц.

3. $f \rightarrow 0$, при этом $A \rightarrow 0$ и в формуле (3) функция $Q(z)$ содержит неопределенность типа $0/0$. Раскрывая неопределенность, получаем

$$R = R_0 + c\omega \frac{1}{4\rho} z, \\ Q = Q_0 + q_1 \frac{R^3 - R_0^3}{r^3}. \quad (6)$$

Этот случай соответствует коагуляционному росту заряда.

Таким образом, коагуляционный и контактный механизм электризации приводят к различному виду зависимости среднего заряда частиц от их радиуса.

Были проведены численные расчеты на моделях облака с водностью и радиусом мелких частиц, зависящими от высоты. В этих расчетах варьировались следующие параметры, определяющие рост заряда частицы: мощность (H) и водность (ω) облака, электропроводность воздуха (λ), начальный радиус больших частиц (R_0), коэффициент отскакивания (f).

Выполненные расчеты позволяют сделать следующие выводы.

1. Рост частиц осадков сопровождается одновременным ростом их заряда. В том случае, если все столкновения сопровождаются слиянием, то средний заряд частиц осадков окажется пропорциональным кубу радиуса; если часть столкновений ведет к разрыву временного контакта, то средний заряд частиц осадков окажется пропорциональным квадрату радиуса.

Таблица 1

Влияние электропроводности воздуха на величину заряда $\bar{Q}/q$, приобретаемого частицей на нижней границе облака

λ СГСЕ	R_0 МКМ	
	50	100
$5 \cdot 10^{-5}$	3230	4770
$5 \cdot 10^{-4}$	3000	4480
10^{-3}	1090	1370

2. На нижней границе облака частицы осадков приобретают заряд Q , который превышает заряд q , полученный при одном столкновении в десятки, сотни и даже тысячи раз.

3. Величина заряда, накопленного отдельной частицей, увеличивается с увеличением толщины облака и его водности.

Таблица 2

Влияние величины коэффициента отскакивания на величину заряда частицы на нижней границе облака

f	$1 - \frac{R^2}{(R+r)^2}$	0,03	0,05	0,07	0,1	0,2	0,4
$\bar{Q}/q$	4510	4410	4420	4430	4450	4480	4530

4. С увеличением мощности и водности облака уменьшается зависимость накопленного заряда от величины начального радиуса.

5. Как свидетельствует табл. 1, изменение величины электропроводности воздуха в тех пределах, которые возможны в негрозовых облаках, слабо влияет на величину зарядов частиц осадков, что совпадает с выводом работы [3].

6. Таблица 2 иллюстрирует факт автомодельности задачи по отношению к выбору величины коэффициента отскакивания f .

Действительно, хотя с уменьшением f уменьшается доля столкновений, вызывающих контактную электризацию, но при этом увеличивается доля столкновений, ведущих к коагуляции, а следовательно, быстрее растет радиус частицы и общее количество столкновений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Барукова Ю. А., Учеваткина Т. С. Расчет роста капель и сферических ледяных частиц в конвективных облаках на машине «Урал-1». — «Труды ГГО», 1963, вып. 145, с. 3—13.
2. Мордовина Л. С. О зарядении облачных частиц. — «Труды ГГО», 1969, вып. 242, с. 94—104.
3. Мордовина Л. С. Случайная электризация частиц при столкновениях. — «Труды ГГО», 1974, вып. 301, с. 75—80.

СОДЕРЖАНИЕ

В. П. Колоколов. Физическая интерпретация зависимости количества грозовых разрядов от числа дней с грозой	3
Т. В. Лободин. О замене визуальных наблюдений за грозами приборами	7
Т. В. Лободин. О временных промежутках между грозовыми разрядами	12
В. С. Снегуров. Амплитудно-частотные спектры близких атмосфериков, генерируемых разрядами типа облако—земля и облако—облако	17
В. С. Снегуров. Об амплитудно-частотном спектре источника атмосфериков на сверхнизких частотах	23
Б. К. Иньков, В. С. Снегуров. Результаты регистрации униполярных форм атмосфериков	28
В. С. Снегуров. Определение функции распространения и спектральной плотности амплитуд близких атмосфериков	35
Б. К. Иньков, Л. Г. Махоткин. Опыт применения пеленгатора Ерухимовича для наблюдений за атмосфериками	40
И. И. Кононов, Ю. В. Семикрас. Электромагнитное излучение молниевых разрядов	48
И. И. Кононов. Границы применимости дипольных представлений молниевых разрядов	61
Б. К. Иньков. О возможности использования синхронных наблюдений по счетчикам местных грозовых разрядов для определения их эффективного радиуса действия	69
Л. А. Диневич, А. В. Малыхин, В. С. Снегуров. Результаты наблюдений за грозами по счетчикам молний различной конструкции	78
В. С. Снегуров, В. Г. Пилин. Результаты испытаний счетчиков молниевых разрядов в Молдавии	86
А. А. Кречетов, А. Х. Филиппов. Некоторые результаты сравнения инструментальных наблюдений за количеством грозовых разрядов и радиолокационных наблюдений за грозами в Предбайкалье	92
Н. В. Бару, Г. Б. Брылев, В. П. Колоколов, Г. Г. Корниенко, М. Е. Соломоник. Результаты использования грозопеленгатора ПАГ-1 в составе метеорологического радиолокатора МРЛ-2 для обнаружения гроз	96
Г. Г. Корниенко, Г. П. Павлова. Использование грозопеленгатора-дальномера совместно с метеорологическим радиолокатором МРЛ для повышения эффективности обнаружения гроз	104
Н. В. Бару, И. И. Кононов, М. Е. Соломоник, В. Д. Плотников. Амплитудный анализатор для определения расстояния до грозовых очагов	108
Н. А. Файзулин, И. И. Кононов, В. Д. Плотников. Импульсный электромагнитный грозодальномер ближней зоны	116
Н. А. Файзулин, И. И. Кононов, В. Д. Плотников. Влияние внешнего шума на точностные характеристики импульсного электромагнитного грозодальномера ближней зоны	124
В. И. Созин. Транзисторный блок линейной развертки азимута для пеленгатора близких грозовых очагов	131

Л. Г. Махоткин. Общие оценки средних и предельных зарядов частиц аэрозолей	136
Ю. Ф. Пономарев. Статическая электризация самолетов и проб- ных тел в различных метеорологических условиях	140
Б. Д. Орлов. Математическая модель стохастического процесса атмо- сфериков	145
Л. С. Мордовина. Заряд частиц осадков	155

Труды ГГО, вып. 358

Атмосферное электричество

Редактор Л. В. Ковель. Техн. редактор М. И. Брайнина. Корректор Е. И. Бородина

Сдано в набор 17/II 1975 г. Подписано к печати 4/VII 1975 г. М-17270. Формат 60×90¹/₁₆, бумага тип. № 1. Печ. л. 10,5. Уч.-изд. л. 10,61. Тираж 600 экз. Индекс МЛ-232. Заказ № 177. Цена 74 коп.

Гидрометеониздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, д. 23.

Сортавальская книжная типография Управления по делам издательств, полиграфии и книжной торговли Совета Министров Карельской АССР. Сортавала, Карельская, 42.