

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

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

Т Р У Д Ы

ВЫПУСК 319

Б. К. ИНЬКОВ

ФАЗОВЫЕ МЕТОДЫ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАССТОЯНИЯ
ДО ОЧАГОВ АТМОСФЕРИКОВ

Под редакцией
канд. физ.-мат. наук
В. П. КОЛОКОЛОВА



ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
ЛЕНИНГРАД • 1973

Ленинградский
Гидрометеорологический ин-т
БИБЛИОТЕКА

908927

В книге анализируются и обобщаются результаты непосредственных измерений фазовых параметров атмосфериков и использования их для определения расстояния до удаленных грозных очагов (по наблюдениям в одном пункте). Излагается новая методика наблюдений, разработанная в последние годы, позволившая решить задачу о локализации далеких грозных очагов.

Предназначена для специалистов по атмосферному электричеству и представляет интерес для метеорологов, радиофизиков и практиков, которым по роду работы требуются данные о далеких грозных очагах.



ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитные импульсы, генерируемые грозowymi разрядами, можно принимать на очень больших расстояниях от грозowych очагов. Эти импульсы, называемые атмосфериками, хорошо известны по радиопомехам, которые особенно проявляются при приеме радиопередач длинноволновых радиостанций в летнее время: Треск, переходящий в сплошной шум, при особенно большой грозовой активности и большом усилении приемника определяется амплитудой атмосфериков.

Общее представление об амплитудно-частотных характеристиках атмосфериков может быть получено самыми элементарными средствами, даже попутно при прослушивании радиопередач на разных частотных диапазонах. В работах, посвященных исследованию атмосфериков, в течение долгого времени изучались только амплитудные спектры и формы атмосфериков, регистрируемые с помощью аппаратуры, специально изготовленной для этих целей.

Однако по мере удаления атмосфериков от источника (грозового разряда) изменяются не только их амплитудные характеристики, но и фазовые параметры, так как в сверхнизкочастотном диапазоне начинает существенно изменяться фазовая скорость электромагнитных колебаний, распространяющихся в волноводе Земля—ионосфера. Изменение фазовых параметров атмосфериков более сложно по сравнению с изменением амплитудных характеристик и не может быть обнаружено на слух. Обширные исследования фазового спектра атмосфериков впервые были проведены Я. Л. Альпертом и его сотрудниками с целью определения частотной зависимости фазовых скоростей электромагнитных колебаний в сверхдлинноволновом диапазоне. Однако вопрос о возможности использования фазовых параметров атмосфериков не только в научных исследованиях, но и в качестве основы при разработке практически удобного метода оценки расстояния до удаленных грозowych очагов, еще сравнительно недавно оставался совершенно открытым.

Серьезные трудности, встретившиеся как при попытках усовершенствовать старый метод локализации грозowych очагов сетью пунктов [22, 59, 68], так и при длительной подготовке к наблюдениям за атмосфериками на спутнике и интерпретации этих данных [136, 156], подтвердили ощущавшуюся ранее целесообразность поиска новых путей для решения задачи о локализации далеких грозowych очагов; в конце концов этот поиск завершился разработкой практически удобной методики фазовых наблюдений.

ГЛАВА I

ПРОБЛЕМЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ДАЛЕКИХ ГРОЗОВЫХ ОЧАГОВ

1. Общие сведения об атмосфериках

Молнии генерируют интенсивные радиоимпульсы, воспринимаемые как помехи в очень широком диапазоне частот (от нескольких герц до десятков мегагерц). Только за пределами этого диапазона преобладающее значение приобретают другие источники естественных радиопомех, в том числе космические (Солнце и Галактика). Тщательное изучение атмосфериков (так кратко называются сигналы, генерируемые молниями) началось около полувека назад. Постепенно наметилась тенденция к дифференциации работ, проводимых с целью изучения радиопомех, исследования распространения радиоволн (в сверхнизкочастотном диапазоне), получения данных о грозовой активности в различных районах и т. д., вплоть до выяснения биологического влияния атмосфериков [167] и использования их в геологоразведке [7]. Однако работы в различных направлениях часто бывают связаны между собой или дают результаты, полезные для применения в других областях.

Уже давно было замечено, что средний уровень естественных радиопомех зависит от частоты f , на которой производится прием, и что амплитуды атмосфериков $E \sim f^{-1}$ (при $f \geq 10$ кГц) [49]. Этот вывод подтверждается современными данными [137], согласно которым можно получить следующую оценку частотной зависимости амплитуд атмосфериков $E_B(f)$ вблизи источника (на расстоянии 10 км от разряда): $E_B(f) \approx 3f^{-1}$ В/м, где f выражено в кГц, $10 < f < 10^5$, а ширина полосы пропускания $B = 250$ Гц. При редукции к ширине полосы $B = 1$ Гц соответствующие величины E были уменьшены в статье [19] в B раз, так как по данному в ней графику $E_1(f) \approx 0,01f^{-1}$ В·с/м. Однако правильнее редуцировать значения

E_B с помощью множителя $B^{-\frac{1}{2}}$, что подтверждается результатами экспериментальной работы [63]. С учетом этого замечания получается следующее приближенное выражение: $E_1(f) \approx 0,2 \text{ В} \cdot \text{с}^{1/2}/\text{м}$. В случае использования приемников с широкой полосой пропускания, в пределах которой изменения $E(f)$ велики, необходим более детальный расчет редуцированных множителей. При $f \approx 5 \div 6$ кГц зна-

чения $E(f)$ достигают максимума и начинают уменьшаться при дальнейшем снижении f .

Все приведенные здесь оценки амплитуд узкополосных составляющих атмосфериков сделаны по медианным величинам, характеризующим совокупность большого числа отдельных сигналов. На небольшом расстоянии от разряда (т. е. практически в источнике) распределение амплитуд отдельных атмосфериков подчиняется логарифмически нормальному закону. Основной безразмерный параметр этого распределения — стандартное отклонение σ — оказывается достаточно устойчивым в различных условиях и имеет значение, равное 7—8 дБ [54, 56, 67]. Используя известное статистическое правило «три сигма», можно дать примерную оценку отношения максимальных амплитуд к минимальным (порядка 200 : 1). Эта оценка объясняет отмеченные еще десятки лет назад случаи приема очень далеких атмосфериков с амплитудами до 1 В/м (в широкой полосе пропускания), а также появление специальной работы по «гигантским атмосферикам» [118]. Вследствие большой изменчивости амплитуд атмосфериков в самом источнике амплитудные методы оценки расстояния практически применимы только для локализации близких грозových очагов (удаленных не более чем на 200—300 км), когда шкала с шагом 1 : 2 оказывается практически достаточной [66]. Поэтому, найдя пути решения проблем локализации далеких грозových очагов, потребовалось бы указать методику, исключаящую влияние амплитудных вариаций на результаты измерений.

Характерной особенностью атмосфериков является то, что это нерегулярные импульсы с неравномерными по временной протяженности интервалами между соседними сигналами. Распределение продолжительности интервалов, по данным работы [64], выполненной автором совместно с Л. Г. Махоткиным и обобщающей материалы различных измерений, может быть представлено в аналитической форме с помощью логарифмически нормального закона, причем значения стандартного отклонения σ не обладают большой устойчивостью и колеблются в пределах примерно от 9 до 20 дБ. Следовательно, отдельные интервалы могут быть на несколько порядков меньше среднего интервала. Это накладывает определенные ограничения на выбор ширины полосы пропускания приемников, используемых для наблюдений за атмосфериками.

Наиболее устойчивы, по-видимому, типичные формы атмосфериков в источнике (вблизи разряда), если не рассматривать их детально. При регистрации формы самых близких атмосфериков с помощью широкополосной аппаратуры преобладают сигналы, напоминающие треугольные положительные импульсы, длительностью порядка 60—80 мкс. Обобщая результаты своих наблюдений, автор выделил три типа близких атмосфериков [30]. Указанная выше форма характерна для атмосфериков типа I, приходящих в среднем с расстояний менее 100 км. Определяющей особенностью атмосфериков типов II и III, к которым относятся более удаленные атмосферика (среднее расстояние до источников 150—

180 км), является появление квазиполупериодов, т. е. переход к осциллирующей (колебательной) форме. Более детальная классификация близких атмосфериков была предложена Тейлором [175], но подавляющее большинство входящих к ней групп имеет второстепенное значение: на первый тип приходится 76% атмосфериков, а на остальные девять только 24% общего числа зарегистрированных им форм.

В результате анализа форм близких атмосфериков (с помощью механического анализатора [71] или путем вычисления интегралов Фурье на ЭВМ [175]) были получены соответствующие амплитуд-

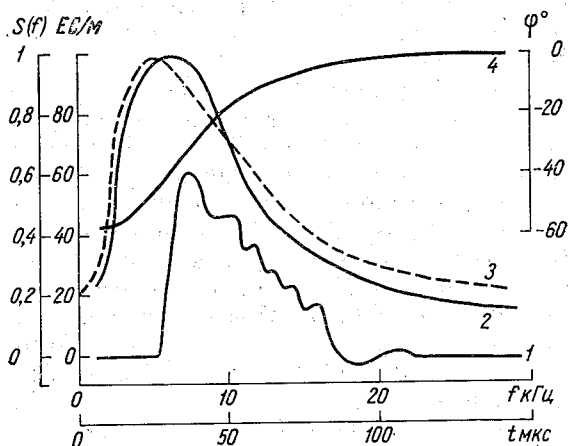


Рис. 1. Характеристики близких атмосфериков.

- 1 — форма атмосферика, тип I по Б. К. Инькову [30],
- 2 — амплитудный спектр по Г. А. Михайловой [71],
- 3 — амплитудный спектр по Тейлору [175], 4 — фазовый спектр по Г. А. Михайловой [71].

ные и фазовые спектры. Амплитудный спектр имеет максимум на частотах около 5—6 кГц. Спад порядка $1/f$ при увеличении f близок к спаду $1/f^2$, характерному для импульсных сигналов простой формы [57]. Труднее интерпретировать нижнюю ветвь спектральной кривой ($f < 4$ кГц), так как в этой области различные экспериментальные данные и элементарные оценки заметно расходятся. Особенно неясно поведение спектральной кривой на участке самых низких частот ($f < 1$ кГц), характерных для так называемых «хвостов» атмосфериков [6].

Кривые фазового спектра близких атмосфериков не имеют явно выраженных экстремумов (хотя для окончательного уточнения их особенностей необходимы данные, относящиеся к частотам менее 1 кГц). При $f > 1 \div 2$ кГц фазы монотонно возрастают с увеличением f , но рост их постепенно замедляется и становится мало заметным на частотах выше 20 кГц. Типичная форма близких атмосфериков и их амплитудные и фазовые спектры приведены на рис. 1. Благодаря существованию типичной формы имеются основания для

использования «стандартного источника» при исследовании свойств распространения сверхдлинных волн [6].

При удалении от грозового разряда форма атмосферика начинает заметно изменяться на сравнительно небольших расстояниях (выше уже было обращено внимание на трансформацию формы в интервале до 200 км). Изменение формы вызвано зависимостью поглощения и фазовой скорости радиоволн (в сверхнизкочастотном диапазоне) от частоты f , а также наложением сигналов, распространяющихся различными способами. Здесь достаточно кратко остановиться на частотной зависимости коэффициента ослабления, так как фазовые изменения, оказавшиеся наиболее интересными с точки зрения решения задачи о локализации далеких грозовых очагов, подробно рассматриваются в главе II.

На рис. 2 представлена кривая 1, характеризующая изменение коэффициента ослабления α в зависимости от частоты, и выделены штриховкой области, в которых $\alpha \geq 10$ дБ/Мм, т. е. поглощение велико. Область частот ниже 400 Гц, где ослабление мало, обладает рядом специфических особенностей (большие ограничения выбора ширины полосы пропускания приемных устройств, высокий уровень технических помех и т. д.), затрудняющих использование этого участка очень низкочастотного (ОНЧ) диапазона для наблюдений за атмосфериками. Экспериментальные работы в этой области связаны с решением специальных задач (например, изучением резонансов полости Земля—ионосфера). Основная полоса пропускания занимает сравнительно широкий участок (примерно от 5 до 100 кГц) и ее удобно разделить на два интервала (I и II). В пределах более высокочастотного интервала II (25—100 кГц) напряженность поля атмосфериков сравнительно низка и резко уменьшается (рис. 2, кривая 2), а изменения фазовой скорости радиоволн очень малы (рис. 2, кривая 3). Для наблюдений за далекими грозовыми очагами наиболее подходящим оказывается интервал I (5—25 кГц), в котором интенсивность атмосфериков достаточно велика и начинается существенное возрастание фазовых скоростей.

Формы далеких атмосфериков и их трансформация в зависимости от расстояния изучались как экспериментально, так и

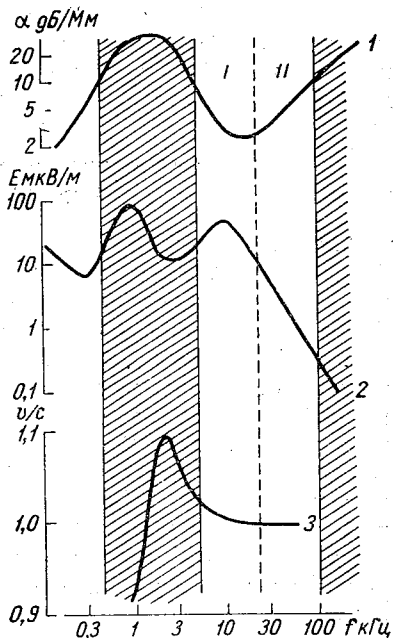


Рис. 2. Зависимость коэффициента ослабления (1 — по Чепмену и др. [105]), средней напряженности поля атмосфериков (2 — по Фишеру [114]) и фазовой скорости радиоволн (3 — по Чаллинору [106]).

теоретически в ряде работ (например, [6, 42, 44]). Полученные результаты представляют большой интерес с точки зрения подтверждения теории распространения радиоволн сверхнизкочастотного диапазона, выяснения структуры нижней ионосферы и т. д. Однако при практическом подходе к решению проблемы локализации далеких грозных очагов важно не брать все характеристики атмосферных в целом, а ограничиться минимально необходимыми данными. Нужно исключить из рассмотрения избыточную информацию, попытки получения которой важны для других исследований, но вызывают очень большие технические и методические затруднения.

2. Различные подходы к разработке методов однопунктных наблюдений

Большое внимание, уделявшееся в течение десятков лет разработке однопунктных методов локализации далеких грозных очагов, объясняется необходимостью получения более полных и надежных данных для решения ряда научных и практических задач. Действительно, мировые карты распределения уровня атмосферных радиопомех, приводимые как в учебной [12, 24], так и в специальной [86] литературе, составлялись обычно на основании метеорологических данных о распределении числа дней с грозой. Характеристика грозовой активности по среднему числу дней с грозой весьма условна, однако даже такая оценка может быть получена не для всех районов, так как сбор данных за последние годы, как показал опыт, трудно осуществить в больших масштабах. На последних мировых картах распределения числа дней с грозой, составленных Всемирной метеорологической организацией по средним данным для каждого месяца, имеются районы, где стоят только отметки «больше» или «меньше» некоторого числа [88]. Отдельные инструментальные данные дают основание предполагать, что для таких районов могут быть не учтены даже участки с высоким уровнем грозовой активности [168]. Самая общая и распространенная характеристика среднего уровня глобальной грозовой активности (100 молний в секунду над всей Землей), приводимая как в монографиях по атмосферному электричеству и метеорологии, так и в научнотехнической литературе (см., например, [41]), носит грубо оценочный характер и в течение полувека не могла быть сколько-нибудь существенно уточнена [43].

На синоптические карты, охватывающие большие территории (северное полушарие или тропическую зону), наносятся данные наблюдений около 400 метеорологических станций. В результате систематического просмотра этих карт установлено, что отметки гроз встречаются редко (в среднем по 10—15 отметок) и мало заметны среди другой метеорологической информации. Но метеорологические службы ряда стран четыре раза в сутки передают по фототелеграфу прогностические карты особых явлений [84], на которых отметки грозных областей являются одним из самых основных элементов. Английская карта охватывает запад Европы, Атланти-

ческий океан от Европы до Северной Америки и Северную Америку, французская карта — Европу, Африку (до экватора) и прилегающую часть Атлантического океана. При составлении таких карт фактические данные о расположении и интенсивности далеких грозových очагов, полученные по наблюдениям за атмосфериками, проведенным в пределах последнего часа, представляли бы несомненно большой интерес. В частности, они способствовали бы уменьшению количества сомнительных и неопределенных случаев, когда отметки на различных картах (в той части, где они перекрываются) не согласуются между собой.

Предположения о возможности использования данных наблюдений за атмосфериками в качестве индексов стабильности атмосферных процессов, сделанные десятки лет назад [103, 155], относятся к кругу вопросов, ставших особенно актуальными в последнее время в связи с общей тенденцией современной метеорологии к проведению крупномасштабных или даже глобальных исследований. В области такого применения атмосфериков, кроме отдельных частных работ (например, [91, 112]), почти ничего не было сделано, так как традиционные методы пеленгования грозových очагов сетью пунктов позволяют охватить только сравнительно небольшие районы и, следовательно, главное условие относительно крупномасштабности характеристик не выполняется. Для проведения работ в этом направлении в случае создания новых методов потребуется предварительно накопить материал наблюдений за достаточно продолжительное время.

Для получения необходимых данных лучше всего могли бы подойти методы однопунктных наблюдений, на перспективность и очевидные преимущества которых обращено внимание в монографии [42], где приводится также краткое описание отдельных попыток их разработки. Учитывая важность вопроса о возможности разработки практически удобных методов однопунктных наблюдений, в настоящее время целесообразно дополнить и расширить это описание.

Для определения расстояний до источников атмосфериков сначала пытались использовать наиболее резко выраженные особенности распространения радиоволн — зеркальные отражения от ионосферы и поверхности Земли (в низкочастотном диапазоне), позднее — наличие критической частоты, выше которой отражения отсутствуют (в диапазоне коротких волн), и наконец более тонкие дисперсионные свойства среды — зависимость поглощения (а в самое последнее время — скорости распространения электромагнитных колебаний) от частоты.

В течение примерно 20 лет специалисты надеялись получить необходимые оценки расстояния по методу кратных отражений, предложенному Шонландом. Особенно большая работа в этом направлении была проведена в Потсдамской обсерватории (ГДР), где был изготовлен специальный комплект аппаратуры и некоторое время проводились регулярные наблюдения. У отдельных метеорологов, посещавших тогда Потсдамскую обсерваторию, создалось даже

впечатление, что этот метод можно использовать вместо традиционного, но слишком громоздкого и мало эффективного метода пеленгования атмосфериков сетью пунктов. Позднее подробный отчет о работе, проведенной в Потсдамской обсерватории, был опубликован в специальном выпуске трудов метеорологической службы ГДР [173]. Однако как по результатам этой работы, так и по ряду других данных [42] вполне определенно выяснилось, что метод Шонланда не оправдал всех возлагавшихся на него надежд. Сами авторы работы [173] считают, что таким методом можно получить общую характеристику распределения источников атмосфериков в радиусе до 2—3 тыс. км (эти расстояния можно условно назвать средними), поэтому задача о локализации далеких грозových очагов остается нерешенной даже в периоды, наиболее благоприятные для наблюдений. В дневное время получается более грубая оценка расстояния (с градицией через 500 км), а ночью, хотя точность измерений повышается, атмосферерики подходящей формы составляют только 5—6% их общего числа. Кроме недостатков, указанных в монографии [42], можно отметить ряд практических затруднений, связанных с получением и обработкой фотоосциллограмм отдельных атмосфериков, и, главное, возможность неоднозначной интерпретации данных [172] в случае сомнения в правильности порядковой нумерации импульсов. В настоящее время метод Шонланда используется только эпизодически при теоретических расчетах формы атмосфериков [46, 97] и экспериментальной оценке эффективной высоты и коэффициента отражения ионосферы в диапазоне сверхнизких частот [107].

В основу метода Шонланда были положены чисто геометрические соотношения без учета каких-либо особенностей ионосферы, рассматриваемой просто в качестве отражающей поверхности. В противоположность этому, Кларк и Бирн [108] сделали попытку использовать для оценки расстояния наиболее резко выраженную особенность самой ионосферы (в диапазоне коротких волн) — наличие критической частоты, выше которой отражения отсутствуют. Краткое описание этого метода имеется в монографии [42]. Метод Кларка и Бирна (как и метод Шонланда) позволяет охватить только средние расстояния (от 0,5 до 2 тыс. км), причем в случае хороших условий в ионосфере расстояния порядка 1 тыс. км оцениваются с точностью до 10%. Кроме недостатков, отмеченных в [42], сами авторы [108] указывают на ряд серьезных практических затруднений, возникающих при выборе канала, свободного от радиостанций (хотя полоса пропускания приемника составляла только 1,6 кГц), при определении регулярного слоя (E , F_1 или F_2), от которого зависит распространение сигналов, и особенно в случае появления спорадического слоя E_s , вызывающего грубые ошибки в оценке расстояния. В течение некоторого периода с помощью специально собранного комплекта аппаратуры проводились опытные измерения (отдельные примеры которых приведены в статье [108]), но вследствие указанных недостатков этого метода пришлось продолжить поиски новых методов однопунктных наблюдений [109].

Различные авторы предлагали использовать для оценки расстояний до источников атмосфериков селективные особенности распространения радиоволн, выраженные менее резко и зависящие как от геометрических факторов (эффективной высоты), так и от характеристик (эффективной проводимости) нижней ионосферы. В. Е. Кашпровский [42] предложил блок-схему дальномера, основанного на измерении отношения напряженностей поля на двух частотах (например, 10 и 4 кГц), выбираемых из участка сверхнизкочастотного диапазона, расположенного несколько выше критической частоты волновода Земля—ионосфера. Согласно ориентировочной характеристике, приведенной для пояснения этого предложения в [42], намечалось охватить только средние расстояния (примерно от 0,5 до 2,5 тыс. км). Значительно позднее аналогичное предложение сделал Крум [109], рассмотревший наряду с методом однопунктных наблюдений различные варианты метода синхронных наблюдений на нескольких пунктах. Эти предложения не были проверены экспериментально, хотя сразу же были сделаны оговорки, что в отдельные периоды подобная система будет работать недостаточно удовлетворительно [42]. Хотя периодические и нерегулярные вариации напряженности поля в сверхнизкочастотном диапазоне сравнительно малы, нет оснований считать их второстепенными и надеяться на получение успешных результатов. Известно, например, что при ионосферных возмущениях на частотах выше 15 кГц наблюдается увеличение напряженности поля, а на частотах ниже 15 кГц — ее уменьшение [181]. С помощью аппаратуры, разработанной Волландом и Хейдтом, наряду с другими элементами автоматически регистрируются также отношения амплитуд атмосфериков на двух частотах; эти данные предназначены только для получения дополнительных сведений относительно функций распространения и характеристики спектров атмосфериков [182].

3. Экспериментальная проверка отдельных предложений

В предыдущем разделе были рассмотрены более известные методы оценки расстояния до источников атмосфериков, описанные в [42], практическая непригодность которых выяснилась в результате проведения различных испытаний, кроме того, принципиально ограниченные средними расстояниями до 2—3 тыс. км. Однако некоторые авторы продолжали придерживаться того мнения, что методы однопунктных наблюдений, если бы их удалось разработать, могли представлять большой интерес и иметь много приложений [164, 134].

В ряде работ, которые не рассмотрены в монографии [42], было обращено внимание на использование при определении расстояния более детальных характеристик формы атмосфериков и подробных статистических оценок амплитудного распределения принимаемых импульсов. Так как вопрос относительно эффективности и практической пригодности этих методов не был достаточно выяснен, последние предложения экспериментально проверялись автором.

Пытаясь найти исходные параметры, более подходящие для решения поставленной задачи, английские специалисты обратились к выбору более тонких характеристик формы атмосфериков, получаемых в результате спектрального анализа осциллограмм. Однако опыт показал, что прямой путь, связанный с применением специального механического анализатора, требует очень большой затраты времени при анализе выбранных атмосфериков [123]. Специально разработанный электронный гармонический анализатор оказался также недостаточно подходящим для проведения этой работы. Хепбурн [123] предложил более удобный вариант метода, основанный на получении характеристик роста последовательных квазипериодов τ в зависимости от времени T , отсчитываемого от начала атмосферика. Значения τ и T определяются непосредственно по осциллограмме атмосферика. Для определения расстояния по методу Хепбурна используется номограмма, на которой вычерчено семейство кривых, вычисленных по следующей формуле (для ряда фиксированных расстояний R до источника):

$$T = Rc^{-1} \left\{ \left[1 - \left(\frac{\pi c}{2h} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} - 1 \right\}, \quad (1)$$

где c — скорость света, h — высота ионосферы (принимается равной 85 км). Искомая величина R находится путем выбора расчетной кривой, на которой располагаются экспериментальные точки. Несмотря на затруднения, связанные с получением и обработкой фотоосциллограмм отдельных атмосфериков, которые заранее ограничивают возможность широкого и систематического применения метода Хепбурна, автор сделал дополнительную проверку его эффективности по данным регистрации формы атмосфериков, проводившейся синхронно с помощью однотипной аппаратуры в Ленинграде и Киеве [29].

Приемная аппаратура имела полосу пропускания от 20 Гц до 200 кГц (на уровне 6 дБ) и была снабжена линиями задержки на 80 мкс, обеспечивавшими регистрацию начальной части атмосфериков. На каждом пункте одновременно использовались два осциллографа со ждущей разверткой различной длительности (200 и 800 мкс). Расстояния до источников зарегистрированных атмосфериков определялись по данным пеленгования грозовых разрядов шестью радиогониометрическими пунктами, проводившими наблюдения синхронно с регистрирующей аппаратурой. Всего было получено более 400 осциллограмм атмосфериков, для которых расстояния до источников были определены достаточно надежно.

После первичной обработки данных, сводившейся к определению длительности квазипериодов последовательных колебаний τ_n , результаты измерений были подразделены в зависимости от расстояния до источников на три группы. Осредненные и графически сглаженные значения τ_n удовлетворительно согласовались со значениями, полученными из расчетных кривых, но достаточно четкие

оценки расстояния по этим параметрам не всегда можно было получить (вполне определенно изменялись величины, относящиеся к средним расстояниям 750 и 1250 км, но выбор между средними расстояниями 1250 и 1750 км был затруднен). Если выбирались не средние значения τ_n , а величины, относящиеся к отдельным атмосферикам, то получался еще менее определенный результат, так как разброс точек значительно увеличивался. Характерно, что Хепбурн [123] выбрал для анализа из тысяч осциллограмм 269 атмосфериков, из которых только для 148 экспериментальные точки хорошо укладывались на теоретические кривые.

Принципиально метод Хепбурна мало отличается от рассмотренного в п. 2 метода Шонлаанда, а различные по виду расчетные формулы в первом приближении совпадают [58]. По-видимому, простое соотношение между τ и T , получающееся в первом приближении, послужило основанием для замечания Хепбурна о возможности создания автоматической аппаратуры для определения расстояния по его методу [123], однако имеющиеся экспериментальные данные не подтверждают предположение Хепбурна вследствие существенного разброса измеряемых параметров.

Предложенная Хепбурном методика обработки данных отличалась от прежних приемов большой эффективностью и гибкостью. Однако значительное ее усовершенствование при сохранении, по существу, типа выбранных исходных параметров и закономерностей оказалось недостаточным для решения поставленной задачи и практического применения этого метода для регулярных систематических наблюдений. Поэтому метод Хепбурна применялся только в исследовательской работе в тех случаях, когда заранее предусматривалась регистрация формы атмосфериков и представляло интерес получить попутно какую-нибудь оценку расстояний [166, 170, 183].

Для определения искомых расстояний, кроме параметров формы «головной» части атмосфериков, пытались также использовать характеристики следующих иногда за ними очень низкочастотных колебаний (так называемых «хвостов» атмосфериков). Было замечено, что интервал времени t между головной частью и хвостом увеличивается вместе с удаленностью источника атмосферика R . На основании теоретических оценок Хепбурн [122] пришел к выводу о наличии линейной связи между t и R и по данным наблюдений определил коэффициенты выражения $t = aR - b$. Значения коэффициентов a и b зависят от времени суток. Экспериментальные данные, полученные Кимпара [151], не подтвердили эту формулу. Вайт [184] нашел вывод этой формулы при допущении, что сигнал, содержит узкую полосу частот. Такое допущение в данном случае мало оправдано. По Вайту правильное соотношение между t и R представляется в виде $\sqrt{t} = BR + A$. Коэффициент B зависит от параметров ионосферы, уменьшаясь от дня к ночи в 2—3 раза. Принципиально это соотношение могло бы использоваться для определения расстояния, но практически точность такого метода слишком мала даже для получения грубых оценок, поэтому

дальнейшие опыты не проводились. Только спустя примерно 10 лет появились статьи [138—140], в которых предлагалось определять расстояние по другому параметру хвоста атмосферика — длительности (τ^*) первой четверти начального квазипериода. Теоретические основания для такой оценки были даны ранее Вайтом [184].

В этих статьях [138—140] повторяется один единственный пример успешной локализации тропических ураганов Рита и Бланка, находившихся в день наблюдений (4 августа 1966 г.) на расстояниях около 6500 км (Рита) и 3300 км (Бланка) от пункта наблюдений (на Гавайских островах).

Несмотря на известные практические затруднения, возникающие в случае необходимости получения и обработки фотоосциллограмм атмосфериков, а также на осложнения, связанные с мерами по уменьшению или устранению помех от электрических сетей (особенно интенсивных в очень низкочастотном диапазоне), важно было уточнить, имеются ли реальные перспективы для использования такой методики оценки расстояния. Такая проверка была сделана автором настоящей работы (совместно с Л. Г. Махоткиным) [62] по материалам наблюдений, проводившимся в 1959—1960 гг. в ИЗМИРАН (под Москвой). В результате просмотра фотозаписей удалось отобрать 66 запеленгованных атмосфериков, у которых можно было измерить необходимый параметр τ^* (такое количество кривых нельзя считать очень малым при сопоставлении с материалом цитированных американских статей, где приводятся формы только 4 атмосфериков, принятых из района тропических ураганов). Полученные данные подтверждают наличие указанного эффекта — средние значения τ^* в дневное время определенно возрастают при увеличении расстояния (см. табл. 1).

Таблица 1

R тыс. км	0—3	3—6	> 6
τ^* мс, день	1,1	2,2	2,6
ночь	—	1,5	1,4

В ночное время зависимость τ^* от R не обнаруживается. Однако важнее всего то, что даже в дневное время определенно выражено изменение только средних значений τ^* , но разброс отдельных значений τ^* так велик, что трудно говорить о возможности надежной оценки удаленности источников [62]. Следовательно, этот метод также не является перспективным для регулярного практического использования. Заметим, что при проведении этой проверки можно было использовать только очень грубые оценки расстояний до источников, полученные в ИЗМИРАН по синхронным наблюдениям куста радиогониометрических пунктов. Однако обоснованность сделанных выводов подтверждается данными, опубликованными в вышедшей позднее статье [141], где анализируются наблюдения, сделанные 7 августа 1967 г. на Гавайских островах. В ней приводятся средние значения $\tau^* = 1,1$ мс (при $R = 2$ тыс. км) и $\tau^* = 3,0$ мс (при $R = 5,5$ тыс. км), полученные при обработке 50 осциллограмм хвостов атмосфериков, принятых в дневное время из районов, где были

расположены тропические ураганы Хоуп и Джорджия. Полученные в табл. 1 для этих расстояний средние значения τ^* около 1,1 и 2,6 мс практически вполне удовлетворительно согласуются с величинами, приведенными с [141].

Вследствие недостаточной перспективности ряда новых предложений известное основание имели бы попытки модернизации и усовершенствования самого старого амплитудного метода, который еще лет 40 назад пробовали применять австралийские специалисты [110], составившие для этого специальную карту распределения средней напряженности поля атмосфериков. Простой амплитудный метод, позволяющий получить оценку расстояния до ближайшего грозового очага по логарифмической шкале [66], практически весьма удобен для наблюдений в радиусе до 200—300 км и получает все большее распространение. Для наблюдений за далекими грозовыми очагами такая шкала оказывается слишком грубой и всевозможные вариации условий распространения, не имеющие существенного значения на близких расстояниях, начинают играть существенную роль и могут быть причиной полного искажения результатов. Поэтому современный вариант амплитудного метода, разработанный Волландом и Хейдтом [130], вызвал у специалистов определенный интерес, хотя ожидаемая дальность его не особенно велика (для дневных условий летом до 3 тыс. км, зимой до 4,5 тыс. км) при обычно указываемой точности порядка 10—15% [131]. В качестве основы для определения расстояния Волланд и Хейдт выбрали статистические параметры амплитудного распределения атмосфериков, различая отдельные очаги по их азимуту. Обращение к статистическим методам представляет значительный интерес, но заранее, без конкретного анализа задачи, нельзя считать их достаточно эффективными в любом случае. Для определения искомых статистических параметров была разработана и изготовлена специальная аппаратура, с помощью которой автоматически регистрировались азимуты и амплитуды атмосфериков [130]. Характеристики распределения, по которым предполагалось производить оценки расстояния до грозового очага и его активности, получают после обработки фотоснимков с экрана индикатора (подсчета числа точек и построения соответствующих графиков). Принципиально сама аппаратура была также интересна и оригинальна. В этой аппаратуре была впервые применена линейная (электронная) развертка по азимутам (ось X), позволяющая одновременно регистрировать амплитуды атмосфериков на любой выбранной частоте (или даже другой элемент) по оси Y .

Так как статистический метод Волланда—Хейдта представлялся достаточно интересным, целесообразно было возможно скорее попытаться его использовать. Однако в первой публикации [130] не было никаких указаний относительно устройства и принципа работы аппаратуры, поэтому действующий макет аналогичного прибора был создан автором настоящей работы самостоятельно [34].

Для получения линейной азимутальной развертки использовалось следующее соотношение. Сигналы, принимаемые на рабочей

частоте пеленгатора f ненаправленной антенной E_a и неподвижными рамочными антеннами север—юг $E_{C-Ю}$ и восток—запад $E_{B-З}$, можно записать в следующей форме:

$$E_a = A_1(t) \sin(2\pi ft), \quad E_{C-Ю} = A_2(t) \cos \theta \sin(2\pi ft), \quad E_{B-З} = \\ = A_2(t) \sin \theta \sin(2\pi ft),$$

где $A_1(t)$, $A_2(t)$ — соответствующие амплитуды, θ — азимут прихода атмосферика. Сдвинем фазу $E_{B-З}$ на $+90^\circ$, тогда

$$E'_{B-З} = A_2(t) \sin \theta \cos(2\pi ft).$$

Сложим сигналы $E_{C-Ю}$ и $E'_{B-З}$:

$$E_\Sigma = E_{C-Ю} + E'_{B-З} = A_2(t) \cos \theta \sin(2\pi ft) + \\ + A_2(t) \sin \theta \cos(2\pi ft) = A_2(t) \sin(2\pi ft + \theta), \quad (2)$$

откуда видно, что сигнал E_Σ сдвинут по фазе по отношению к сигналу E_a на угол θ , равный по определению азимуту прихода атмосферика. Как выяснено в статьях [124, 179], это же соотношение было использовано раньше Волландом и Хейдтом.

В комплект аппаратуры входили как типовые узлы (антенны и усилители катодного пеленгатора, осциллограф со ждущей разверткой, фотоприставка), так и специально изготовленные схемы для формирования импульсов. Длительность ждущей развертки была установлена равной одному периоду частоты пеленгатора. Работа осциллографа управлялась короткими импульсами, сформированными из сигналов E_a (для пуска ждущей развертки) и E_Σ (для подсветки нормальнозапертого луча). Схема для формирования пусковых импульсов представлена в статье [34]. Сигнал E_a выпрямляется, дифференцируется и подается на мультивибратор с двумя устойчивыми состояниями. Окончательный пусковой импульс отрицательной полярности с амплитудой около 10 В и длительностью около 20 мкс формируется с помощью второго мультивибратора с одним устойчивым состоянием.

Для формирования импульсов подсветки выходные напряжения приемника $E_{B-З}$ (через цепочку RC для сдвига фазы на 90°) и приемника $E_{C-Ю}$ подаются на сетки двойного триода, с общей анодной нагрузки которого снимается суммарное напряжение E_Σ , используемое для запуска триггера. Перепады напряжения, получающиеся при его срабатывании, превращаются в результате дифференцирования в короткие остроконечные импульсы, дополнительно усиленные и формируемые выходными каскадами, собранными также на двойном триоде. Более подробно эти схемы описаны и снабжены спецификацией в оригинальной статье [34].

Расстояние от фиксированного начала развертки до точки, подсвеченной на экране осциллографа, является мерой сдвига фаз между сигналами (E_a , E_Σ) и, следовательно, однозначно определяет азимут прихода атмосферика.

Хотя в обзорном докладе Пирса [165] амплитудный метод Волланда—Хейдта был назван весьма перспективным, опытные наблюдения, проведенные с помощью изготовленного макета аппаратуры на полевой базе ГГО в пос. Воейково, дали, к сожалению, весьма неопределенные результаты, так что появившиеся было надежды на возможность организации однопунктных измерений не оправдались еще раз. Для примера в табл. 2 даются величины $\varphi^*(R) = -0,11 \lg [g(E)/g(10E)]$, полученные для разных расстояний по данным серии дополнительных измерений на частоте $f=7$ кГц [78]. Здесь через $g(E)$ или соответственно $g(10E)$ обозначено количество принятых атмосфериков с амплитудой больше E (или $10E$). По Волланду и Хейдту по величине $\varphi^*(R)$ может быть сделана оценка расстояния, однако по данным измерениям связи между $\varphi^*(R)$ и R нет.

Уже Пирс указал на неопределенность, возникающую в случае расположения двух (или нескольких) очагов в одном азимуте [165]. Для объяснения отрицательных результатов проведенной проверки

Таблица 2

R тыс. км	1—2	2—2,5	2,5—3	3—4	4—5
$\varphi^*(R)$	1,29	1,31	1,34	1,24	1,49

были дополнительно проанализированы основные допущения, причем обнаружилось принципиально важные практические ограничения статистического метода.

Для обоснования возможности одновременного определения удаленности R и активности A грозового очага, что предусматривалось получить с помощью этого метода, решающее значение имеет точный вид функции $W(E)$, характеризующей амплитудное распределение атмосфериков в источнике, и функции $E(R)$, описывающей изменение напряженности поля в зависимости от расстояния. Практически вследствие ограниченного динамического диапазона аппаратуры обычно регистрируются атмосферерики, относящиеся только к части кривой распределения $W(E_1)$, преимущественно к ее нисходящей ветви (т. е. те атмосферерики, амплитуды которых вблизи источника, E_1 при $R=1$, достаточно велики). Известные ограничения накладываются также на интервал расстояний, внутри которого по заданной зависимости напряженности поля от расстояния $E(R)$ должна находиться искомая величина R . Если аппроксимировать $W(E_1)$ и $E(R)$ степенными функциями $W(E_1) \approx W^*(E_1) = aE_1^{-q}$, $E(R) \approx E^*(R) = E_1 R^{-h}$, так что $E_1 = E^*(R) R^h$, или сокращенно $E_1 = ER^h$, тогда амплитудное распределение атмосфериков, принятых из очага, расположенного на расстоянии R , имеет вид:

$$AW^*(E) = aAE_1^{-q} = aA [ER^h]^{-q} = [aAR^{-hq}] E^{-q}. \quad (3)$$

Следовательно, по данным наблюдений получается зависимость типа CE^{-q} , где $C = aAR^{-hq}$. По найденным величинам C и q нельзя определить искомое значение R , так как q не зависит от R , а C

288556

зависит как от R , так и от A . Параметры a , k , q зависят, конечно, от выбора частоты, но в данном случае это не имеет значения. В итоге приходится прийти к выводу, что оценку расстояния по методу Волланда—Хейдта фактически можно сделать только по величине погрешности аппроксимации, что совершенно недостаточно для практических целей, учитывая реальную точность измерений.

Сделанные выводы подтверждаются тем, что в работах Волланда и Хейдта даются только единичные изолированные примеры оценки R (иногда повторяющиеся в разных статьях) и отсутствуют результаты обработки более или менее длительных систематических наблюдений. Добавим, что, по сообщению секретаря объединенного комитета по атмосферному электричеству МАГА Долезалека, бывший докладчик на Мюнхенской ассамблее УРСИ Е. Пирс отказался уже от сделанной ранее оценки перспективности амплитудного метода и признал преимущество фазового метода, разработанного позднее на принципиально новой основе. В настоящее время остаются интересными лишь те аппаратурные особенности рассмотренной установки Волланда—Хейдта, которые побудили заняться неприменявшимся ранее вариантом методики индикации азимутов прихода атмосфериков. Различные варианты этой методики могут найти применение в случае необходимости измерения на общем индикаторе с азимутом еще одной характеристики атмосферика на другой частоте.

4. Экспериментальные оценки зависимости фазового спектра атмосфериков от расстояния

Метод полного гармонического анализа формы атмосфериков, впервые предложенный Я. Л. Альпертом [2], в течение длительного времени использовался в ИЗМИРАН для изучения распространения радиоволн сверхнизкочастотного диапазона (в значительной части которого нет радиостанций). Он широко распространен в исследовательской работе и за рубежом (в США, Англии, Японии, Индии). Этот метод, позволяющий получить характеристики распространения радиоволн во всем сверхнизкочастотном диапазоне по данным анализа небольшого числа атмосфериков (нескольких десятков, а иногда даже нескольких единиц), не предназначался попутно для решения проблемы локализации далеких грозовых очагов. Практически для этого требуется в течение каждого сеанса (продолжающегося вместе с обработкой данных около одного часа) получить сведения о средних расстояниях до грозовых очагов, являющихся источниками примерно сотни принятых атмосфериков. При изучении характеристик распространения радиоволн каждая работа, выполненная и опубликованная в течение года или даже нескольких лет, основывалась на материалах полного гармонического анализа примерно такого же или даже меньшего количества выбранных для исследования форм атмосфериков. Например, в США проводились наблюдения на сети станций, очевидно, созданной ранее для регистрации электромагнитного излучения ядерных взрывов [145]. Не-

смотря на то что была использована сложная аппаратура, обеспечивающая синхронизацию наблюдений с точностью до 1 мс на расстояниях свыше 5 тыс. км, много данных обработать не удалось. Вывод о согласованности теоретических и экспериментальных значений фазовых скоростей радиоволн, сделанный в статье [144], основан на результатах анализа семи атмосфериков, принятых на четырех станциях.

Пути, ведущие к изменению трудоемкости наблюдений на несколько порядков ценой резкого уменьшения объема получаемой информации, ограничиваемой только параметрами, необходимыми для оценки расстояния, непосредственно не были видны. Обходной путь, предложенный Хепбурном с целью замены гармонического анализа менее трудоемким методом обработки отдельных осциллограмм формы атмосфериков, как было указано в п. 3, оказался недостаточно эффективным, не говоря уже о том, что получение тех же осциллограмм атмосфериков, которые используются при гармоническом анализе, само по себе практически неудобно.

Тем не менее вопросу об изменении фазовых характеристик атмосфериков в зависимости от расстояния был посвящен позднее ряд работ [166, 170, 183]. В результате полного гармонического анализа 39 атмосфериков Сао [170] пришел к выводу, что

$$f^{1,9} d[\varphi(f)]/df \sim R, \quad (4)$$

где $\varphi(f)$ — фаза гармоники с частотой f , характеризуя это соотношение коэффициентом корреляции 0,85 и стандартной ошибкой ± 230 км. В статье [183] при обсуждении возможности использования фазовых спектров для определения расстояния до источника сделано сопоставление величин

$$R \sim f^{2,2} d[\varphi(f)]/df \quad (5)$$

с R^* , определенным по методу Хепбурна [123]. По данным анализа 24 атмосфериков, между R и R^* имеется линейная связь, характеризуемая коэффициентом корреляции 0,93 и стандартным отклонением ± 285 км. На этом основании авторы статьи [183] делают вывод о том, что, несмотря на трудности, связанные с выбором начального момента времени при полном гармоническом анализе атмосфериков, таким способом можно приблизиться к решению поставленной задачи. Аналогичные результаты были получены также в статье [166]. Необходимо подчеркнуть, что в этих работах сделана, по существу, не проверка метода определения расстояний до источников по фазовым характеристикам атмосфериков, а оценка согласованности двух методов обработки осциллограмм. Действительно, метод Хепбурна основывается на некоторых допущениях относительно зависимости фазовой скорости радиоволн от частоты и в конечном счете связан с косвенным использованием особенностей фазовых характеристик атмосфериков, тогда как при гармоническом анализе фазовые характеристики получаются после более трудоемкой обработки осциллограмм. Бредли и Хорнер [100] довольно осторожно отнеслись к выводам Сао [170]. Они указали, что

отмеченные изменения фазовых характеристик, вероятно, реальны, однако не ясно, как избежать ошибок, возникающих при выборе начального момента времени, и что использовать этот эффект для оценки расстояния удастся только тогда, когда он будет изучен гораздо лучше. Такие осторожные и, по существу, негативные выводы достаточно обоснованы при оценке перспектив применения традиционных методов наблюдений в другом, не предусмотренном ранее, направлении. Более широко этот вопрос не рассматривался, и в литературе не было никаких указаний на то, как разработать другой метод наблюдений, специально приспособленный для решения последней задачи об определении расстояния.

5. О возможности использования принципа действия и узлов радионавигационной аппаратуры

Радиопеленгаторы, применяемые для наблюдений за атмосфериками и в радионавигации, принципиально не отличаются друг от друга, хотя обычно работают в различных диапазонах и имеют различные технические характеристики и конструкцию. В случае пеленгования радиостанций (радиомаяков) атмосферерики могут создавать помехи для измерений и, наоборот, при пеленговании атмосферериков к помехам относились бы сигналы радиостанций. Пеленгаторы для наблюдений за атмосфериками работают, как правило, на фиксированной частоте порядка 10 кГц (или несколько ниже), выбираемой с учетом как спектрального распределения энергии, излучаемой грозowymi разрядами, так и условий распространения радиоволн [42]. Выпускаемые серийно навигационные пеленгаторы предназначены для приема сигналов либо длинноволновых и средневолновых станций, работающих в диапазоне от 200 кГц до 1—4 МГц (преимущественно судовой вариант), либо коротковолновых и УКВ — передатчиков и маяков (преимущественно самолетный вариант) [18, 20].

Точность навигационных пеленгаторов характеризуется величиной порядка 1° на расстояниях до нескольких сотен километров от радиостанций (радиомаяков). Для уменьшения случайных погрешностей, связанных с особенностями распространения радиоволн, практикуется многократный отсчет пеленгов. Влияние радиопомех снижается путем уменьшения ширины полосы пропускания аппаратуры [20, 79]. Тем не менее судовые радиопеленгаторы относятся к наименее точным приборам среди современной радионавигационной аппаратуры, хотя при решении отдельных частных задач могут оказаться незаменимыми [82].

Пеленгование источников атмосферериков производится обычно на сверхнизких частотах (порядка 10 кГц) с помощью аппаратуры, точность которой (даже на больших расстояниях) не уступает существенно точности навигационных пеленгаторов (в их рабочей зоне). Однако условия работы в случае пеленгования источников атмосферериков более сложные, так как вместо достаточно длительных сигналов радиостанций, допускающих ряд повторных измерений пеленга и осреднение отсчетов, принимаются единичные короткие импульсы (продолжительностью порядка 1 мс). При этом при-

менение рамочных антенн оказывается практически оправданным на всех расстояниях, от нескольких до десятка тысяч километров [9, 32].

Из опыта наблюдений за атмосфериками известно, что применение выпускаемых промышленностью коротковолновых пеленгаторов не дает положительных результатов. Действительно, во время второй мировой войны в США была сделана неудачная попытка использования коротковолновых радионавигационных пеленгаторов для наблюдений за атмосфериками, после которой пришлось приступить к изготовлению отсутствующих там сверхдлинноволновых пеленгаторов [101]. Некоторые зарубежные авторы [162, 180] сравнительно недавно безосновательно выступили с критическими замечаниями относительно использования сверхнизкочастотного диапазона для дальней связи и навигации, сославшись на неустойчивость напряженности поля, существенное возрастание ошибок фазовых измерений. Наоборот, в последние годы имеется вполне определенно выраженная тенденция к еще более активному практическому использованию сверхнизкочастотного диапазона (в котором работает, например, глобальная навигационная система «Омега»), что подтверждает правильность представлений о надежности и устойчивости условий распространения. Все это дает основание утверждать, что сверхдлинным волнам принадлежит будущее в радионавигационных системах и дальней связи [82].

Кроме обычно применяемых пеленгаторов, в литературе описаны другие типы аппаратуры, по-видимому, еще не используемой. Среди них представляет интерес фазовый пеленгатор Ерухимовича [42], с помощью которого на одном индикаторе можно получить информацию как об азимуте, так и о фазовой характеристике каждого принимаемого атмосферика. Однако по точности определения азимута различные типы пеленгаторов, описанные в литературе, практически сколько-нибудь существенно не отличаются друг от друга.

На больших расстояниях (по сравнению с базой) линии положения, соответствующие пеленгам и гиперболам, неограниченно сближаются, но применение гиперболических систем для наблюдений за атмосфериками практически трудно осуществимо и вряд ли может дать эффективный результат (за исключением некоторых работ, связанных с решением специальных задач). Это объясняется особенностями гиперболического метода, который в принципе не может быть однопунктным и требует, во-первых, проведения синхронных наблюдений в нескольких точках, во-вторых, устройства специальной особенно высококачественной системы прямой связи между пунктами для передачи формы атмосфериков (без чего временные задержки не могут быть измерены с достаточной точностью) и, в-третьих, разработки устройства для автоматической регистрации и быстрого сопоставления данных [154].

Для решения прямой навигационной задачи многопунктность гиперболических систем не имеет существенного значения и не создает каких-либо практических затруднений, так как сигналы всех радиостанций каждой цепочки принимаются в одном месте (на

данном корабле или самолете). Точность определения места с помощью современных фазовых гиперболических систем очень высока и достигает в некоторых случаях сотых долей процента от расстояния до источников радиосигналов [12, 19, 79, 82]. Такая точность обеспечивается применением высокостабильных задающих генераторов и строгой синхронизацией работы отдельных передатчиков цепочки радионавигационных станций. Обычно сигналы одной из станций (ведущей) принимаются другими станциями цепочки (ведомыми) и не излучаются ими со строго фиксированной задержкой или же на других частотах, кратных некоторой «базисной» частоте. При импульсной работе отдельные сигналы повторяются с определенными частотами (например, 20, 25 и 33,3 Гц в системе «Лоран-А»), даются в виде ритмически повторяющихся пакетов из 8—9 очень коротких импульсов («Лоран-С») или сравнительно длительных посылок порядка одной секунды (в сверхдлинноволновой системе «Омега»). В пакете импульсов для исключения влияния их друг на друга (в случае отражения от ионосферы) используется фазовое кодирование, состоящее в изменении фазы несущей частоты на 180° («Лоран-С»). Так как разности фаз могут быть измерены только в пределах одного цикла (360°), в некоторых навигационных системах для устранения многозначности показаний и опознавания «грубых» дорожек периодически (на короткие промежутки времени) изменяется режим работы цепочки передатчиков («Декка-навигатор»). Кроме того, в новых моделях судовых приемоиндикаторов (типа «Пирс-1») имеется собственный высокостабильный опорный генератор, автоматически синхронизируемый сигналами ведущей станции. Вследствие высокой стабильности передаваемых сигналов полоса пропускания схемы автоподстройки частоты и фазы сделана равной всего 1 Гц, что практически исключает влияние помех [19, 79].

При использовании фазовых радионавигационных систем окончательные данные о координатах получаются в результате измерения разности фаз принятых колебаний, которые комбинируют между собой или с колебаниями местного опорного генератора. Разности фаз измеряются с точностью порядка нескольких градусов, чаще всего в литературе указывается величина около $3\text{—}5^\circ$ с вариациями (по отдельным источникам) от 1 до 20° [12, 19, 20, 79]. В подтверждение наиболее вероятной оценки точности измерений разности фаз можно сослаться, например, на статью [120], в которой приводятся результаты определения разности фаз колебаний с частотами 10,2 и 13,6 кГц, причем сигналы излучались радиостанцией, расположенной на расстоянии 8,5 тыс. км от приемного пункта. Погрешность измерений, определенная путем настройки двух приемников на одну частоту и сравнения их показаний с рубидиевыми эталонами частоты, оказалась равной приблизительно 3° . С такой же примерно точностью можно измерить разность фаз двух кратных гармоник в спектре атмосферных волн, применяя для этого фазометры из описываемого ниже комплекта аппаратуры. Однако атмосферные волны приходят в виде единичных сигналов, появляются в случайные моменты

времени и обладают широким спектром, т. е. очень резко отличаются по стабильности и регулярности от сигналов, излучаемых навигационными радиопередатчиками. Технические приемы, используемые для обеспечения высокой точности навигационных систем, настолько тесно связаны с качеством и регулярностью подаваемых сигналов, что не могут быть непосредственно распространены на область, в которой изучаются сигналы естественного происхождения (атмосферика).

Общее ознакомление с современным состоянием радионавигационной техники было необходимо для выяснения реально достижимой точности измерений отдельных параметров и подтверждения правильности выбора тех параметров, которые могут оказаться наиболее подходящими для разработки метода однопунктных наблюдений за далекими грозowymi очагами. Можно отметить, что даже в случае применения по каким-либо причинам сложной гиперболической системы (не являющейся однопунктной) следовало бы принимать атмосферика не только в широкой полосе частот (как это делается в установке, описанной в статье [154]), но и в узкой полосе около выбранной фиксированной частоты. В таком случае грубая дорожка могла бы определяться по интервалам времени между моментами прихода атмосферика, зарегистрированного на пунктах с помощью широкополосных приемников, а точная дорожка по разности фаз спектральных составляющих атмосферика, выделяемых при узкополосном приеме. Для однопунктных наблюдений такая методика, конечно, неприменима и нужны принципиально отличные решения.

В заключение необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что при наблюдениях за далекими грозowymi очагами практически предъявляются совершенно иные требования к точности определения расстояний по сравнению с точностью радионавигационных измерений. Действительно, сами молнии имеют размеры порядка нескольких километров и возникают в различных точках грозового очага, поэтому определение расстояния до очага с точностью, большей нескольких километров, вообще не имеет смысла. При наблюдениях за областями, охватывающими континенты, представляют интерес результаты измерений, точность которых на один-два порядка ниже этого принципиального предела.

6. Фазовая интерпретация метода Волланда—Хейдта

В 1965 г., когда автор уже начал заниматься разработкой фазового метода, появилась небольшая статья Волланда и Хейдта [131], в которой, кроме рассмотренного в п. 5 амплитудного метода, очень кратко описывался метод определения расстояния до удаленных грозовых очагов по разности группового времени запаздывания атмосфериков Δt на двух близких частотах. С помощью соответствующей аппаратуры, принцип действия которой был описан позднее [125], можно автоматически регистрировать распределение значений Δt в зависимости от азимута прихода атмосфериков,

фотографируя экран электронно-лучевой трубки с выдержкой порядка 5 мин. Таким образом получают диаграмму, характеризующую пространственное распределение далеких грозových очагов в прямоугольных координатах азимут — расстояние (которое пропорционально величине Δt). Казалось, что задача успешно решена, хотя и с помощью сложной аппаратуры, но не исключающей возможность разработки более простых методов.

Однако только в статье [131] был приведен единственный пример осциллограммы, снабженной шкалой расстояний от 0 до 16 тыс. км (по снимку, сделанному 27 сентября 1964 г.). Во всех других статьях и докладах (до 1970 г. включительно) шкала расстояний отсутствует и указываются только некоторые промежуточные величины (градусы, мкс/кГц или просто мкс). Из статей Хейдта и его сотрудников складывается общее представление о серьезных затруднениях, встреченных ими при попытке использовать результаты фазовых измерений для определения расстояния до грозových очагов. Фазовые измерения одновременно с регистрацией других параметров атмосфериков проводятся с 1966 г. в трех пунктах, расположенных на территории ФРГ. Полученные расхождения до сих пор не были объяснены по двум причинам.

Во-первых, в статьях авторов этого метода отсутствуют прямые указания на величину переводного множителя, которым следует пользоваться для перехода от непосредственно измеряемого параметра к искомому расстоянию R . Формула, показывающая связь между производным параметром Δt и расстоянием R , приводится без вывода со ссылкой на более раннюю работу [178], а в статье [125] даже с явной ошибкой. Описка, незаметная лишь при беглом знакомстве с предложенной методикой, встретилась в обзорном докладе другого специалиста [146]. Вскоре после начала работы у самих авторов (Хейдта и др.) возникли сомнения в отношении правильности расчетной формулы, вызывавшие сперва лишь замечания о возможности ее экспериментальной проверки [125]. Пределы применимости расчетной формулы постепенно сжимались: сначала [125, 131] указывались границы $R > 500$ км, $3 < f < 10$ кГц (где f — частота), позднее [182] — $R > 2$ тыс. км, $5 < f < 10$ кГц. Предположение о возможных погрешностях в измерениях, вызванных техническими причинами [131], в частности наложением близких по времени атмосфериков, нелинейными искажениями в аппаратуре, а также особенностями спектра источника [125], перерастает позднее в уверенность: необходима экспериментальная градуировка шкалы расстояний [115, 133]. Экспериментальное определение шкалы рассматривается в качестве одной из основных, но трудных задач, так как только сравнительно близкие источники часто отождествляются с грозowymi очагами, запеленгованными английской сетью. Поэтому выяснение связи между спектральными параметрами атмосфериков и расстоянием может служить предметом исследования, проводимого на основе международного сотрудничества [133]. В конце концов был сделан вывод, что даже прекрасно отработанная теория распространения не может заменить экспериментальной градуи-

ровки шкалы расстояний, в результате чего первым шагом к решению поставленной проблемы служит организация наблюдений за атмосфериками в Атлантике на исследовательском корабле «Метеор» [115]. Подобные выводы плохо согласуются с тем, что атмосферика мало чувствительны к параметрам ионосферы, так как профили, резко отличающиеся друг от друга, могут приводить, по существу, к одинаковым, постоянным распространениям в сверхнизкочастотном диапазоне [135].

Во-вторых, проверка выведенного ранее соотношения между величиной выбранного фазового параметра и расстоянием задерживалась из-за отсутствия обобщенных данных о зависимости фазовых скоростей от частоты, представленной в форме, достаточно удобной для практических расчетов. Долгое время казалось, что оценка изменения фазовой скорости с помощью известной элементарной (приближенной) формулы для идеального волновода является слишком грубой и необоснованной. Элементарные формулы такого типа, как правило, не применялись при анализе экспериментальных данных по фазовым скоростям. Результаты теоретических расчетов фазовых скоростей обычно приводятся в табличной или графической форме, и согласованность их с экспериментальными данными считается удовлетворительной даже при наличии заметного разброса точек вокруг построенных кривых, что затрудняет выбор наиболее типичного варианта. Определенное недоверие к приближенным формулам было раньше вполне оправдано, хотя в отдельных работах (например, [96]) уже использовалась достаточно удобная элементарная формула, предложенная сначала Вайтом, а позднее в несколько иной форме и другими авторами [77]. Такая осторожность объясняется специфической особенностью рассматриваемой здесь задачи, решение которой зависит в основном не от абсолютных значений фазовой скорости, а от сравнительно небольших изменений ее в узком интервале частот. Действительно, нельзя было заранее сказать, что теряется в результате замены точных теоретических значений фазовой скорости $v(f)$ величинами, получаемыми с помощью элементарной формулы, и не повлияют ли допущенные погрешности на характеристику хода $v(f)$ в интервале рабочих частот фазовых методов наблюдений за атмосфериками.

В связи с развитием фазовых наблюдений был проведен детальный анализ согласованности данных теоретических расчетов с данными, полученными с помощью элементарной формулы для $v(f)$ при соответствующем подборе ее коэффициентов (среди которых основную роль играет коэффициент, лишь немного отличающийся от квадрата эквивалентной критической частоты волновода) [65]. Как выяснилось, использование элементарной формулы в пределах выбранного интервала частот не вызывает никаких реально значимых погрешностей и фактически не приводит к потере точности теоретических расчетов. Благодаря этому может быть получена вполне определенная оценка допустимых значений переводного множителя, с помощью которого измеренные фазовые параметры связывают с расстоянием, так как выбор различных исходных данных приводит

лишь к изменению значений одного из коэффициентов достаточно простой окончательной формулы.

Для получения общей характеристики варианта фазового метода, предложенного Волландом и Хейдтом, необходимо провести заново расчет переводного множителя, обращая особое внимание на соотношение непосредственно измеряемых и искомых величин. С помощью аппаратуры, разработанной Хейдтом, производится автоматическая регистрация разности фаз двух сигналов с частотой 40 кГц, получаемых путем ряда преобразований каждого принятого атмосферика. При этом погрешности при регистрации параметра, которые могут встретиться в отдельных случаях из-за особенности аппаратуры или посторонних помех, не могут быть обнаружены по фотозаписи, где каждый отдельный атмосферик изображается в виде точки на координатной сетке.

Рассмотрим основные узлы аппаратуры для измерения фазовых характеристик атмосфериков [125]. Входная часть аппаратуры состоит из катодного повторителя, фильтра нижних частот (с граничной частотой 18 кГц) и апериодического усилителя. Усиленные сигналы поступают в смеситель, куда подается также сигнал гетеродина, работающего на одной из пяти фиксированных частот (25—28 и 30 кГц). Выход смесителя соединен с тремя параллельно включенными селективными усилителями, в каждом из которых имеется один резонансный контур. С помощью переключения индуктивностей контура первого (а) и второго (б) усилителей сигналы могут быть настроены на четыре фиксированные частоты со следующими парными комбинациями (а—б): 22 и 18 кГц, 21,4 и 18,6 кГц, 21 и 19 кГц, 20 и 20 кГц. Третий усилитель (в) работает всегда на одной фиксированной частоте (20 кГц). Выделенные узкополосные сигналы (а, б) поступают на оба входа первого кольцевого модулятора, а на оба входа второго кольцевого модулятора подается сигнал от усилителя (в). За каждым из двух кольцевых модуляторов следует свой селективный усилитель с одним резонансным контуром, настроенным на частоту 40 кГц. Разность фаз двух выходных сигналов (с частотой 40 кГц) измеряется фазометром. По своему устройству фазометр аналогичен соответствующим лабораторным приборам, выпускаемым промышленностью.

Таким методом измеряется величина $[\varphi(f_1) + \varphi(f_2)] - 2\varphi(f_c)$, где $\varphi(f_i)$ — фаза спектральной составляющей атмосферика с частотой f_i ($i=1, 2, c$), причем $f_c - f_1 = f_2 - f_c = \Delta f$. Заметим, что в статьях Хейдта обозначение Δf применяется иногда для разности ($f_2 - f_1$), имеющей в два раза большую величину. При конструировании аппаратуры была предусмотрена возможность выбора для работы определенной комбинации параметров f и Δf из совокупности фиксированных значений f (5, 6, 7, 8 и 10 кГц) и Δf (2; 1,4; 0 кГц).

Интерпретация результатов фазовых измерений основывается прежде всего на самых общих сведениях о фазовом спектре атмосфериков $\varphi(f, R)$ и его компонентах:

$$\varphi(f, R) = \bar{\varphi}_0(f) + \Delta_n[\varphi_0(f)] + 2\pi \frac{R}{\lambda(f)}, \quad (6)$$

где $\overline{\varphi_0(f)}$ — средний фазовый спектр атмосферика в источнике, $\Delta_n[\varphi_0(f)]$ — индивидуальные отклонения от $\varphi_0(f)$ в источнике, R — расстояние от источника до пункта наблюдения, $\lambda(f) = f^{-1}v(f)$ — длина волны, $v(f)$ — фазовая скорость. По самому определению членом $\Delta_n[\varphi_0(f)]$ в среднем можно пренебрегать, так как $\frac{1}{n} \sum_n \Delta_n[\varphi_0(f)] = 0$ при достаточно большом n . Кроме того, по опыту

наблюдений в большинстве случаев оправдывается дополнительная оценка $\Delta_n[\varphi_0(f)] \approx \Delta_n[\varphi_0(f + \delta)]$, если $\delta \ll f$. Поэтому, не делая практически значительной ошибки, можно взять за основу следующее выражение:

$$\varphi(f, R) = \overline{\varphi_0(f)} + \frac{2\pi f}{v(f)} R \quad (7)$$

и представить сразу же зависимость $\varphi(f, R)$ от f в явном виде с помощью подстановки $v(f) = c(1 - b/f^2)^{-\frac{1}{2}}$, пренебрегая при этом несущественным в данном случае общим множителем (поправкой на сферичность волновода) [65]. В результате получается формула

$$\varphi(f, R) = \overline{\varphi_0(f)} + \frac{2\pi R}{c} (f^2 - b)^{\frac{1}{2}}, \quad (8)$$

в которой c — скорость света, b — некоторый коэффициент; остается пока неучтенным лишь член $\varphi_0(f)$, не влияющий на масштаб шкалы расстояний. Обозначим через $\Delta^2\varphi$ величину, непосредственно измеряемую с помощью аппаратуры Хейдта ($\Delta^2\varphi = \varphi(f - \Delta) - 2\varphi(f) + \varphi(f + \Delta)$). Чтобы найти зависимость искомой величины R от $\Delta^2\varphi$, вычислим вторую производную от $\varphi(f, R)$

$$\frac{d^2[\varphi(f, R)]}{df^2} = \frac{d^2[\varphi_0(f)]}{df^2} - \frac{2\pi R b}{c} (f^2 - b)^{-\frac{3}{2}}. \quad (9)$$

Для упрощения расчетной формулы преобразуем множитель $(f^2 - b)^{-\frac{3}{2}}$ с помощью приведенного выше выражения для $v(f)$, тогда $(f^2 - b)^{-\frac{3}{2}} = c^{-3} f^{-3} [v(f)]^3$,

$$\frac{d^2[\varphi(f, R)]}{df^2} = \frac{d^2[\varphi_0(f)]}{df^2} - \frac{2\pi R b}{c f^3} \left[\frac{v(f)}{c} \right]^3. \quad (10)$$

Обращаясь к оценке относительной величины первого члена формулы (10), удобно аппроксимировать сначала фазовый спектр близкого атмосферика [71] или стандартного источника [6] выражением типа $\varphi_0(f) \approx k_1 - k_2 \lg f$, где k_1 и k_2 — некоторые коэффициенты. Если $\varphi_0(f)$ выражено в радианах, а f — в кГц, то $k_1 \sim 2 \div 4$, $k_2 \sim 0,8 \div 1,6$. При $k_2 = 1$ и $f = 8$ кГц, $d^2[\varphi_0(f)]/df^2 \sim 0,4 f^{-2} \sim 0,006$. Второй член формулы (10) имеет такую же величину при $f = 8$ кГц, $b = 1,4$ и $R \sim 100$ км. Так как при малых R возможна некоторая нелинейность шкалы и нуль необходимо уточнять экспериментально, первый член, лишь немного корректирующий нулевую точку шкалы расстояний,

может быть опущен. Кроме того, можно исключить также множитель $c^{-3} [v(f)]^3$, отличающийся от единицы примерно на 5%. После сделанных упрощений и замены дифференциалов конечными приращениями формула (10) принимает вид:

$$\frac{d^2 [\varphi(f, R)]}{df^2} \approx \frac{\Delta^2 \varphi}{(\Delta f)^2} \approx -\frac{2\pi b}{cf^3} R \approx -0,0047 \frac{2\pi}{f^3} R, \quad (11)$$

причем численный коэффициент указан для f в кГц, R в км и $b=1,4$. Следовательно, измеряемая величина $\Delta^2 \varphi$ связана с искомой R приближенной формулой

$$\Delta^2 \varphi \approx -0,0047 \frac{2\pi (\Delta f)^2}{f^3} R. \quad (12)$$

Значения $\Delta^2 \varphi$ могут вообще изменяться в пределах от 0 до 2π , так что при $\Delta f=1$ кГц и $f=8$ кГц полная длина шкалы расстояний L оказывается порядка $512:0,0047 \approx 110$ тыс. км. Эта оценка резко расходится с оценкой единственной конкретной шкалы ($L=16$ тыс. км), приведенной Волландом и Хейдтом [131], хотя указанная там расчетная формула аналогична формуле [11]. Действительно, подставив в нее значение коэффициента $b \approx (c/4h)^2$ [96], получим формулу

$$\frac{1}{2\pi} \frac{\Delta^2 \varphi}{\Delta f} = -\frac{c\Delta f}{16h^2 f^3} R, \quad (13)$$

отличающуюся от формул Волланда и Хейдта только обозначением левой части [125, 131] или множителем, близким к единице [182]. Вместо перевода непосредственно измеряемых величин в значения R , Волланд, Хейдт и их сотрудники всюду сопоставляют с R введенную ими вспомогательную величину $\Delta t = \Delta^2 \varphi / 2\pi \Delta f$, называемую разностью времен групповой задержки, причем сначала [131] даже не было объяснено, как измеряется Δt . По формуле (13), как уже было указано в статье [131], $\Delta t = -7,5 R$ при $f=8$ кГц, $\Delta f=1$ кГц, R выражено в тысячах километров и Δt — в мкс. В таком случае, если вся шкала соответствует примерно 16 тыс. км, то максимальное значение $\Delta t \approx 7,5 \cdot 16 \approx 120$ мкс совпадает в пределах допустимой погрешности с длительностью одного периода основной частоты 8 кГц, т. е. с величиной, которая не связана с искусственным переходом от $\Delta^2 \varphi$ к Δt . Очевидно, ошибочное определение величины промежуточного параметра Δt (максимальное значение которого в рассматриваемом случае равно $0,001$ Гц⁻¹, т. е. 1000 мкс) вызвало появление грубой ошибки при построении шкалы расстояний.

Оценка шкалы R играет очень важную роль при общей оценке любого фазового метода наблюдений за атмосфериками, поэтому вывод о наличии грубой ошибки в исходной работе [131] желательно проверить еще раз, проведя соответствующий расчет другим методом. В изложенном выше первом варианте расчет проведен в основном по схеме Волланда, но если раньше можно было опасаться появления значительных неконтролируемых погрешностей вследствие использования простой формулы для $v(f)$, то теперь, с учетом ре-

зультатов работы [65], такие сомнения отпадают. Другие допущения, сделанные здесь с целью упрощения и большей наглядности расчета, приводят к появлению не очень больших и, во всяком случае, контролируемых погрешностей, которые не могут резко исказить окончательный результат.

Расчет шкалы, или точнее, характеризующей ее величины L может быть выполнен непосредственно по данным об измеряемом параметре и фазовой скорости $v(f)$. По определению L как минимальному расстоянию, на котором измеряемый параметр $\Delta^2\varphi(R)$ изменяется на 2π , должно выполняться равенство $\Delta^2\varphi(L) - \Delta^2\varphi(0) = \pm 2\pi$. Представим его в развернутом виде, пользуясь формулой (8) и учитывая, что измеряемый параметр $\Delta^2\varphi(R) = \varphi(f - \Delta, R) - 2\varphi(f, R) + \varphi(f + \Delta, R)$:

$$\frac{2\pi L}{c} \sqrt{(f - \Delta)^2 - b}^{\frac{1}{2}} - \frac{4\pi L}{c} [(f^2) - b]^{\frac{1}{2}} + \frac{2\pi L}{c} [(f + \Delta)^2 - b]^{\frac{1}{2}} = \pm 2\pi, \quad (14)$$

откуда, вводя обозначение $\alpha = (\Delta/f)$, получим формулу

$$\begin{aligned} \frac{c}{L} = \pm (1 - \alpha) f \sqrt{1 - \frac{b}{f^2(1 - \alpha)^2}} - 2f \sqrt{1 - \frac{b}{f^2}} + \\ + (1 + \alpha) f \sqrt{1 - \frac{b}{f^2(1 + \alpha)^2}}. \end{aligned} \quad (15)$$

Так как рабочая частота f выбирается всегда выше критической, $b/[f(1 - \alpha)]^2 \ll 1$ и т. д., можно разложить в ряд каждый радикал, входящий в формулу (15), и просуммировать почленно полученные ряды. После этих преобразований приходим к формуле

$$\begin{aligned} \frac{c}{L} = \frac{b\alpha^2}{f} \left\{ \frac{1}{1 - \alpha^2} + \frac{3b}{2f^2} \frac{(1 + \frac{1}{2}\alpha^2 + \frac{1}{6}\alpha^4)}{(1 - \alpha^2)^3} + \right. \\ \left. + \frac{15}{8} \frac{b^2}{f^4(1 - \alpha^2)^5} \left[1 - \frac{1}{3}\alpha^2 + \frac{2}{3}\alpha^4 - \frac{1}{3}\alpha^6 + \frac{1}{15}\alpha^8 \right] + \dots \right\}, \quad (16) \end{aligned}$$

в которой по смыслу (при равноценности изменений на $+2\pi$ и -2π) взят знак плюс. Сумма членов, стоящих в фигурных скобках,

Таблица 3

f в кГц	$b = 1,4$		$b = 1,15$	
	Δ кГц	f_2/f_1	Δ кГц	f_2/f_1
10	3,3	2,0	3,5	2,1
8	2,3	1,8	2,5	1,9
7	1,9	1,7	2,0	1,8
6	1,5	1,7	1,6	1,7
5	1,2	1,6	1,2	1,6

Сводка данных о разработке методов

Год	Автор	Страна	Метод определения расстояния	Экспериментальная проверка
1940	Шонланд	Англия	Регистрация кратных отражений атмосфериков	Проводилась
1945	Чипланкар, Хэтиангади	Индия	То же	То же
1951	Смит	Англия	„	„
1952	Пирс	Англия	„	„
1954	Скейб, Кейзер Попп	ГДР	„	Проводилась при помощи специального комплекта аппаратуры
1956	Кларк Бирн	Англия	По зависимости радиуса зоны молчания от частоты в мегагерцевом диапазоне	То же
1957	Хепбурн	Англия	По интервалу времени между высокочастотной частью атмосферика и его низкочастотным «хвостом»	Проводилась
1960	Хепбурн	Англия	По длительности последовательных квазипериодов атмосфериков	Проводилась
1964	Волланд, Хейдт	ФРГ	Статистическая обработка амплитуд принимаемых атмосфериков	Проводилась при помощи специального комплекта аппаратуры
1965	Кашпровский	СССР	По соотношению амплитуд атмосферика на разных частотах	Не проводилась
1965	Крум	Англия	То же	То же
1962	Сао	Япония	Полный гармонический анализ атмосфериков	Проводились отдельные измерения

однопунктных наблюдений за атмосфериками

Причины, ограничивающие применение метода	Регулярность измерений. Публикация результатов	Источник
При самых благоприятных условиях (ночью) пригодные формы составляют 5—10% общего числа зарегистрированных атмосфериков	Регулярные измерения не проводились	Proc. Roy. Soc., 1940, 175
То же	То же	Proc. 2nd. An., 1945, 21 A
”	То же	Proc. 2RE, 1951, 39 Phil. Mag., 1952, 43
” При самых благоприятных условиях (ночью) пригодные формы составляют 5—10% общего числа зарегистрированных атмосфериков. Трудоемкость массовой обработки фотоснимков. Ошибки в нумерации отражений	Измерения были прекращены. Опубликованы результаты отдельных сопоставлений с синоптической ситуацией	Die Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchroneaufnahme von Richtung und Wellenform. Akademie Verlag, Berlin, 1958
Слишком грубая оценка удаленностей. Для интерпретации необходимы данные наклонного ионосферного зондирования	Регулярные измерения не проводились	J. Atm. Terr. Phys., 1956, v. 9, N 4, 210—228
Низкая точность определения удаленности. Характер исходной зависимости не согласуется с данными других измерений. Трудоемкость массовой обработки фотоснимков	То же	J. Atm. Terr. Phys., 1957, v. 10, 266
Трудно фиксировать начальную точку на осциллограмме, особенно при удаленностях 1000 км и более. Трудоемкость массовой обработки фотоснимков	То же	J. Atm. Terr. Phys., 1960, v. 19, N 1, 37—53
Невозможность разделения источников атмосфериков, расположенных в одном азимуте. Необоснованная экстраполяция данных по «хвосту» распределения (для больших расстояний)	Измерения проводились на трех станциях. Результаты не публиковались	J. Atm. Terr. Phys., 1964, v. 26, N 7
Большой разброс отношений	Регулярные измерения не проводились	В. Е. Кашпровский. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. М., «Наука», 1966
То же	То же	J. Atm. Terr. Phys., 1965, v. 27, N 1, 101—109
Очень большая трудоемкость получения результатов даже единичных измерений	То же	J. Atm. Terr. Phys., 1962, v. 24, N 11, 993

Год	Автор	Страна	Метод определения расстояния	Экспериментальная проверка
1967	Вадера, Тантри	Индия	Полный гармонический анализ атмосфериков	Проводились отдельные измерения
1965	Волланд, Хейдт	ФРГ	По групповой задержке сигнала на выбранной частоте	Проводилась при помощи специального комплекта аппаратуры
1967	Хагес	США	По продолжительности первой четверти квазипериода «хвоста» атмосферика	То же
1971	Кемп, Джонс	Англия	Гармонический анализ компонентов ОНЧ колебаний (2—50 Гц)	Проводилась с использованием магнитной записи

дает поправку к L порядка 2% при $\Delta=1$ кГц и около 15% при $\Delta \approx f/3 \div f$ (4), считая $b=1,4$. В результате как по формуле (16), так и по выведенной раньше формуле (11)

$$L \approx cf^3/b\Delta^2. \quad (17)$$

Заметим, что в формулах (14)—(17) введено сокращенное обозначение Δ вместо принятого ранее (когда встречались другие Δ) обозначения Δf . Практически разность частот Δ нужно выбирать так, чтобы L не превышало максимально возможного расстояния (20 тыс. км). Действительно, при слишком большом L , когда можно использовать только часть шкалы расстояний, отношение аппаратных ошибок к измеряемой величине растет и точность измерений уменьшается. В табл. 3 приведены примерные значения Δ (в кГц), подсчитанные по формуле (17) для различных частот f при условии $L=20$ тыс. км. Если вместо $b=1,4$ берут несколько заниженное значение этого коэффициента ($b=1,15$), как это было сделано фактически в немецких работах (в соответствии с принятой высотой $h=70$ км), то получаются немного завышенные величины Δ . Интервал между боковыми частотами $(f+\Delta)$, $(f-\Delta)$ должен быть сравнительно велик, так как при выборе практически подходящих параметров отношение $(f+\Delta)/(f-\Delta)$ имеет величину порядка 2.

По данным табл. 3, из предусмотренных Хейдтом сдвигов боковых частот (Δ равно 1; 1,4 и 2 кГц) целесообразно использовать только $\Delta=2$ кГц при $f \sim 7 \div 8$ кГц. В случае выбора центральной частоты $f=10$ кГц даже $\Delta=2$ кГц слишком мало, а при низких $f \sim 5 \div 6$ кГц дальность приема ограничивается значительным поглощением на частотах $(f-\Delta) < 5$ кГц. Поправка, связанная с опу-

Причины, ограничивающие применение метода	Регулярность измерений. Публикация результатов	Источник
<p>Очень большая трудоемкость получения результатов даже единичных измерений</p> <p>Трудность интерпретации данных</p> <p>Трудоемкость массовой обработки фотоснимков. Значительные случайные ошибки. Специальный выбор места, связанный с необходимостью исключения помех, создаваемых промышленными установками и линиями электропередачи</p> <p>Малое число импульсов, превышающих уровень фона</p>	<p>Регулярные измерения не проводились</p> <p>Измерения проводились на трех станциях, но данных о расстояниях нет</p> <p>Регулярные измерения не проводились</p> <p>Дан только один пример за два дня</p>	<p>J. Atm. Terr. Phys., 1967, v. 29, N 11, 1453—1457</p> <p>Controller, 1965, Bd. 4, N 2, 35 2nt. El. Rund., 1965, Bd. 19, N 8, 426. Nachrichtentehn. Z., 1964, Bd. 17, N 12, 641—652</p> <p>J. Atm. Terr. Phys., 1967, N 12, 1629—1631</p> <p>J. Appl. Meteorol., 1967, N 6, 728—730</p> <p>J. Atm. Terr. Phys., 1971, 33, N 4, 567—572; N 6, 919—927</p>

щенным множителем формулы (16), может снизить выбранное предельное значение L примерно на 15%, но это практически лишь подтвердит табличные данные, потому что, как правило, не придется рассчитывать на регистрацию гроз в районе антипода. При сравнительно больших интервалах между рабочими частотами влияние возможных вариаций условий распространения, вероятно, компенсируется лишь частично и не исключена возможность появления дополнительных погрешностей измерений.

7. Краткая сводка данных о работах, проведенных с целью создания метода однопунктных наблюдений

В предыдущем изложении основное внимание было обращено на принципиальные особенности проведенных ранее работ (за исключением п. 6, где рассматриваются результаты параллельной разработки). При этом детальнее освещались вопросы, имеющие наиболее существенное значение для оценки перспективности предложенных методов. Недостатки метода сопоставления интенсивностей отдельных спектральных компонентов атмосфериков [42] увеличиваются из-за явно выраженной зависимости результатов непосредственно измеренных отношений амплитуд на двух частотах от азимута прихода атмосферика, вызванной влиянием магнитного поля на поглощение радиоволн [115]. Особенности методов спутниковых наблюдений за грозowymi очагами (которые, по существу, не являются однопунктными) могут быть еще яснее охарактеризованы данными подсчета числа спутников и приемных станций, необходимых для непрерывного обзора заданного

района и всей Земли (12—18 спутников и 4 приемные станции) [158]. Несмотря на делавшиеся еще раньше попытки ограниченных спутниковых наблюдений (с относительно большими интервалами по времени) [98], данные таких измерений до сих пор не входят в программу международного метеорологического обмена.

После рассмотрения основных принципиальных вопросов оказалось возможным дать обобщенную сводку данных о разработке методов однопунктных наблюдений, ограничиваясь в ней указанием самых общих схематизированных характеристик (табл. 4). Эта сводка не претендует на исчерпывающую полноту, в частности, в ней не приведены материалы до 1940 г. и не упомянуты появившиеся недавно статьи, подробно рассмотренные в тексте. Включение в сводку всех литературных данных сделало бы ее труднообозримой. Приведенная сводка достаточно наглядно характеризует усилия, прилагавшиеся в течение нескольких десятков лет для разработки практически удобного метода однопунктных наблюдений за далекими грозowymi очагами.

ГЛАВА II

ОПЫТ ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗОВЫХ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРИКОВ С ПОМОЩЬЮ НАСТРОЕННЫХ ПРИЕМНИКОВ

На первом этапе обработки данных однопунктных наблюдений за атмосфериками должна производиться группировка принятых сигналов по источникам (грозовым очагам). Для этого необходимо предварительно иметь хотя бы приближенные данные о местоположении источника каждого принятого атмосферика, так как иначе нет оснований для выделения определенных групп из совокупности импульсов, беспорядочно перемешанных по времени своего поступления. Расположение отдельных грозовых очагов уточняется на втором этапе обработки, когда производится статистическая обработка данных, заключающаяся в осреднении их по выделенным однородным группам.

Амплитудные методы оценки расстояния до далеких грозовых очагов, связанные с применением статистики на первом этапе обработки данных, не могут обеспечить получение необходимых результатов не только из-за значительных вариаций поглощения, но также вследствие искажения статистических параметров, относящихся к неоднородным группам атмосфериков.

Дополнительное условие — необходимость получения предварительной оценки расстояния по отдельным атмосферикам, — выдвигаемое на основании большого опыта прежних наблюдений, конкретизирует поставленную задачу, но не дает никаких указаний о способе ее решения (не считая исключения ряда ранее предложенных методов). Очевидно, однако, что для этого требуется использовать какие-то новые параметры атмосфериков, не измерявшиеся при проведении традиционных наблюдений.

Измерения сдвигов по времени отдельных компонентов или частотных параметров атмосфериков, проводившиеся в виде опыта разными авторами (иногда даже в течение довольно длительного периода), требовали выполнения трудоемких операций и либо не давали вообще положительных результатов (например, при использовании метода кратных отражений), либо не допускали в ряде случаев достаточно уверенной интерпретации данных (в частности, из-за необходимости выбора некоторой нулевой

точки, соответствующей началу атмосферика). Исходные параметры могли бы измеряться по началу пакета колебаний или его огибающей только в случае применения многопунктного гиперболического метода наблюдений, когда получаются сравнительно большие задержки по времени, заметно отличающиеся друг от друга, если расстояния до источников не очень велики и сравнимы по порядку с длиной баз. При однопунктных наблюдениях такие ограничения отпадают, но требуется определить сравнительно небольшие задержки по времени, сопоставляя отдельные колебания внутри самих импульсов или пакетов колебаний.

В поисках физической основы для разработки метода однопунктных наблюдений было обращено внимание на характерную особенность волноводного распространения радиоволн, фазовые скорости которых заметно возрастают в области частот, близких к критической частоте волновода. В волноводе Земля—ионосфера фазовые скорости начинают резко возрастать на частотах примерно ниже 10 кГц. Чтобы использовать этот эффект, нужно было начать возможно более простые и практически удобные измерения фазовых параметров атмосфериков, не прибегая к слишком трудоемкому гармоническому анализу формы сигналов. Выбор таких параметров подкреплялся выводами из опыта всей предыдущей работы, в процессе проведения которой возможности традиционных методов наблюдений были, очевидно, исчерпаны и оставалось только обратиться к необычной перестройке пеленгационных приемников. Необходимость проведения предварительных опытов подчеркивалась тем обстоятельством, что возможность получения фазовых характеристик атмосфериков с помощью настроенных приемников не была для всех очевидной или даже отрицалась.

Ограничиваясь минимумом необходимой информации, нужно измерять разность фаз двух гармоник атмосферика на частотах f_1 и f_2 (практически удобнее всего выбирать соотношение $f_1/f_2 = 2$). В результате предельного сокращения объема исходных данных (по каждому отдельному атмосферик) появляется даже возможность определенного уточнения измерений, так как отпадает необходимость выбора начального момента времени, создававшая серьезные затруднения при полном анализе формы атмосфериков. Самые общие оценки также подтверждают преимущества выбора фазовых параметров вместо амплитуд атмосфериков. В первом приближении формы большинства атмосфериков в источнике можно считать подобными, что подтверждается как многочисленными непосредственными измерениями, так и опытом использования стандартного источника при теоретических расчетах.

Однако не приходится говорить о подобии амплитуд атмосфериков в источнике, так как они изменяются примерно в 100 раз. Подобные изменения амплитуд при стандартном исходном сигнале получаются в результате изменения расстояния не менее чем в 10—20 раз. Например, захватывают весь интервал,

в котором могут быть расположены далекие грозовые очаги (удаленные более чем на 1000 км), если рабочие частоты выбраны на участке с достаточно малым поглощением радиоволн. Шкала расстояний, даже в случае применимости статистических методов для уменьшения неопределенности, вызванной разбросом амплитуд, и введения специальных поправок, получилась бы нелинейной и с малым разрешением в наиболее интересном интервале, не охватываемым прежними методами пеленгования грозовых очагов. Самые общие оценки соотношения вариаций фаз в источнике по сравнению с их изменением в зависимости от расстояния указывают на принципиальные преимущества фазовых методов. Действительно, полный цикл изменения разности фаз двух гармоник (связанных соотношением $f_2 = 2f_1$) соответствует ориентировочно изменению расстояния не более чем на несколько тысяч километров, тогда как вариации этого параметра в источнике составляют лишь небольшие доли цикла. Благодаря линейному набегу фаз при постоянной фазовой скорости (зависящей только от частоты) должна получиться удобная линейная шкала расстояний, особенно выгодная для наблюдений за далекими грозовыми очагами.

Однако вслед за вопросом «что измерять?» (и что можно получить в результате применения фазового метода) исключительную важность приобретал вопрос «как измерять?» (и можно ли получить искомые параметры атмосфериков достаточно простым и удобным методом, обеспечивая высокую оперативность наблюдений).

1. Разность фаз (общие определения)

Определение разности фаз $\Delta\varphi$ не вызывает никаких затруднений в случае сравнения двух неограниченно продолжающихся синусоидальных колебаний с одинаковой частотой: $A_1 \sin(2\pi ft + \varphi_1)$ и $A_2 \sin(2\pi ft + \varphi_2)$, где f — частота, t — время, φ_1 и φ_2 — фазовые углы. Тогда $\Delta\varphi = (2\pi ft + \varphi_1) - (2\pi ft + \varphi_2) = \varphi_1 - \varphi_2$. При использовании приемников, настроенных на частоту f и выделяющих из атмосфериков сравнительно узкополосные сигналы, коэффициенты A_1 и A_2 нужно считать непериодическими функциями времени, $A_1(t)$ и $A_2(t)$, которые изменяются достаточно медленно по сравнению с $\sin(2\pi ft)$. Обычное определение разности фаз распространяется и на этот случай, так как огибающие $A_1(t)$ и $A_2(t)$ характеризуют только амплитуду сигнала [27]. Если же сравниваются сигналы $A_1(t) \sin(2\pi f_1 t + \varphi_1)$ и $A_2(t) \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2)$ с различными частотами $f_1 \neq f_2$, то разность фаз $\Delta\varphi = 2\pi(f_1 - f_2)t + (\varphi_1 - \varphi_2)$ становится переменной величиной, зависящей от времени t [14, 80]. Однако обычно используются колебания с рациональным отношением частот f_1/f_2 , для которых может быть указана некоторая постоянная величина $\Delta^*\varphi$, характеризующая сдвиг фаз. Например, в радиодальномерах, применяемых в производственных условиях с 1939 г., измерения производятся на частотах, связанных между собой соотношением $f_1/f_2 = 3/2$. По традиции принято пользоваться во всех случаях одним обозначением $\Delta\varphi$ (не делая различий между $\Delta\varphi$ и

$\Delta^*\varphi$), хотя при этом приходится прибегать к несколько искусственным и условным приемам. В частности, в книге [14] разность фаз сигналов $a_1 = A_1 \sin(2\pi f_1 t + \varphi_1)$ и $a_2 = A_2 \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2)$ определяется путем приведения к одной частоте с помощью множителя $p = (f_1/f_2)$. В результате сопоставления переписанного выражения для $a_1 = A_1 \sin \left[p \left(2\pi f_2 t + \frac{\varphi_1}{p} \right) \right]$ с исходным выражением для $a_2 =$

$= A_2 \sin(2\pi f_2 t + \varphi_2)$ делается вывод, что $\Delta\varphi = \varphi_2 - (\varphi_1/p)$, хотя и не объясняется, почему в первом выражении можно опустить множитель p . Для исключения неопределенности необходимо всегда отмечать, к какой из частот относится разность фаз. В радиодальномерной практике, как указано в [14], разность фаз обычно относят к более быстрому колебанию. Неточные определения разности $\varphi_1 - \varphi_2 = -\Delta\varphi$, связываемой с типовыми формами фигур Лиссажу без указания на различную цену углов φ_1, φ_2 , встречаются даже в справочной литературе [91]. В своих работах мы также пользовались привычным обозначением $\Delta\varphi$, но всегда учитывали при расчетах, к какой частоте отнесены углы φ_1, φ_2 и какова относительная цена соответствующих градусных делений. Однако для большей определенности лучше отказаться от условных соотношений и рассматривать сразу же измеряемую величину, не зависящую от времени t .

Запишем сравниваемые сигналы в форме $U_1 = A_1(t) \sin(2\pi mft + \varphi_1)$ и $U_2 = A_2(t) \sin(2\pi nft + \varphi_2)$, причем m и n являются целыми числами (не имеющими общих множителей). Тогда инвариантной величиной будет линейная комбинация фаз $\Phi_1 = 2\pi mft + \varphi_1$ и $\Phi_2 = 2\pi nft + \varphi_2$, так как $n\Phi_1 - m\Phi_2 = n\varphi_1 - m\varphi_2 = \Delta^*\varphi$. При фазовых измерениях, проводимых как по фигурам Лиссажу, так и с помощью какого-либо другого метода, непосредственно получается именно эта величина.

Указание на неточность распространенных в литературе определений было сделано давно [90], но предложенный тогда способ исключения неопределенности путем изменения цены градусных делений для одной из частот имеет условный характер и практически не всегда удобен. Даже теперь, почти через 40 лет после выхода статьи [90], снова отмечается усложнение понятия фазового сдвига (разности фаз) в случае сравнения колебаний с различными частотами, вследствие чего представляют интерес как способы количественной оценки этого параметра, так и практические методы его измерения [75]. Однако авторы последней статьи, принимая за меру фазового сдвига наименьший временной интервал между нулевыми переходами, относят этот интервал к одной из частот, т. е. возвращаются опять к условному определению, которое легко становится двусмысленным.

2. Методика измерения разности фаз и задачи наблюдений

Результаты первого цикла фазовых наблюдений должны были дать общие представления о характере изменения выбранного параметра в зависимости от расстояния до источника при работе на

различных частотах сверхдлинноволнового диапазона. Поэтому сначала было правильнее использовать грубый метод индикации разности фаз, позволяющий быстро организовать наблюдения и получить необходимые предварительные оценки. Наиболее существенные особенности этой работы определялись импульсной природой принимаемых сигналов (атмосфериков), имеющих длительность порядка одной миллисекунды, появляющихся в виде единичных импульсов, поступающих в произвольном порядке из различных источников и значительно меняющихся по амплитуде.

В области фазометрии уже сделаны известные методические обобщения [48], но пока еще нет установившейся классификации методов фазовых измерений и определенного критерия, выделяющих специальную группу импульсных измерений. Весьма условное определение типа измерений (или режима работы) может быть связано с длительностью импульсов τ , считая, например, что при импульсном режиме $\tau < 1$ мс [27]. При незатухающих колебаниях τ очень велико, хотя и остается практически конечным (так как все измерения производятся в течение ограниченного промежутка времени).

При работе с незатухающими колебаниями разность фаз (по крайней мере, на одинаковых частотах) можно очень легко измерить, используя типовые лабораторные приборы, выпускаемые промышленностью. Значительно труднее было начинать непосредственные измерения фазовых параметров атмосфериков, когда сами рабочие сигналы в соответствии с перечисленными выше свойствами атмосфериков имеют резко выраженный импульсный характер и должны приниматься обязательно на различных частотах. Между прочим, атмосферики часто могут быть отнесены к импульсным сигналам даже на основе критерия указания типа, учитывающего только длительность τ [27], но не касающегося целого ряда других практически важных особенностей измерений.

Позднее было замечено, что в то время (несколько лет назад) в литературе уже обращалось внимание на весьма малое число работ по импульсной фазометрии, причем их немногочисленность объяснялась трудностью разработки таких фазометров [26]. Вследствие сравнительной новизны методов импульсной фазометрии соответствующие разработки проводились независимо в различных областях, по тематике исследований совершенно не связанных между собой. Организация непосредственных измерений фазовых параметров атмосфериков свидетельствовала о преодолении инертного отношения к методике наблюдений в этой области, сложившегося довольно давно и оставшегося в принципе неизменным в течение длительного времени. Недостатки традиционных наблюдений по привычке не связывались с их неполнотой, которая обычно оставалась незамеченной. Характерно, что в монографии [42], вышедшей в период появления первых публикаций с описанием фазовых методов однопунктных наблюдений (1965—1967 гг.), ничего не говорится о непосредственном

измерении фазовых параметров атмосфериков, хотя вопросам методики наблюдений уделено достаточно много внимания. Фазовые измерения упоминаются в этой монографии только в связи с описанием пеленгатора Ерухимовича, в котором они используются не для получения новых физических параметров, а в качестве технического приема. Так как пеленгаторы Ерухимовича до последнего времени не использовались для наблюдений за атмосфериками и были поэтому мало известны, практически пришлось снова находить подходящий вариант метода измерения разности фаз, исключая при этом необходимость формирования специальных импульсов.

Последнее условие было принято сразу же с учетом специфики наблюдений за атмосфериками, хотя в лабораторной практике измерения разностей фаз производятся в большинстве случаев путем преобразования искомого параметра в параметр, удобный для обычных измерений [48]. С одной стороны, по такому привычному пути пошли Волланд и Хейдт [125 131], которые к тому же вообще не проводили серии предварительных опытов. Из-за этого позднее они столкнулись с рядом затруднений при попытке завершить интерпретацию своих измерений с целью локализации далеких грозových очагов (об этих затруднениях упоминается, в частности, в статьях [115, 125]). С другой стороны, вполне определенно выяснились большие преимущества прямых методов измерения разности фаз (без формирования фазовых отметок), например, в процессе работы по усовершенствованию метеорного радиолокатора, проведенной И. Д. Золотаревым [26]. Для метеорных наблюдений применяется, конечно, совершенно иная аппаратура, чем для наблюдений за атмосфериками, однако условия работы (связанные с нерегулярностью появления исследуемых сигналов) имеют некоторые общие особенности. Эти данные (с которыми удалось ознакомиться позднее) подтверждают обоснованность условия, поставленного раньше при выборе методики измерений определенного типа.

Представление о перспективности непосредственных фазовых наблюдений за атмосфериками могло быть получено только в результате анализа результатов предварительных опытов, так как подобные измерения раньше не проводились. Поэтому выбор метода измерений в значительной степени определялся необходимостью скорейшего выяснения возникших вопросов. В этих условиях удобнее всего было применить прямой и наиболее простой способ индикации разности фаз по фигурам Лиссажу. Измерения, проводимые с помощью фигур Лиссажу, имеют вполне удовлетворительную точность при работе с достаточно стабильными незатухающими колебаниями. В частности, такой метод практически применялся при гидрологических и океанологических работах [14], а также в радиогезии [83].

При работе с импульсными сигналами (атмосфериками) точность измерений по фигурам Лиссажу резко снижается, так как из-за кратковременности вспышек на экране индикатора какой-

либо промер сделать нельзя и приходится учитывать лишь форму кривой. Кроме того, фигуры нередко имеют неправильную форму вследствие нестабильности как самих амплитуд, так и соотношения между ними на различных частотах. Несмотря на низкую точность измерений, отдельные погрешности, возникающие обычно при анализе формы в связи с необходимостью выбора начального момента времени, в этом случае автоматически исключаются. Наглядной иллюстрацией важности исключения таких погрешностей служит рис. 3, на котором представлена зависимость относительных значений фазовых скоростей (v/c) от частоты f по данным недавно опубликованной работы [78]. На этом рисунке кривые совмещены в точке, соответствующей частоте $f = 10$ кГц, и выделена штриховкой область, в пределах которой могут лежать экспериментальные значения (v/c), определенные методом гармонического анализа формы атмосфериков. Кривые, ограничивающие эту область, резко отличаются от расчетной теоретической кривой, поэтому, по мнению авторов статьи [78], в качестве окончательного результата может быть принята средняя кривая, близкая к теоретической зависимости. Подобные оценки не всегда обеспечивают получение определенного ответа на практические вопросы о возможности использования конкретного фазового параметра.

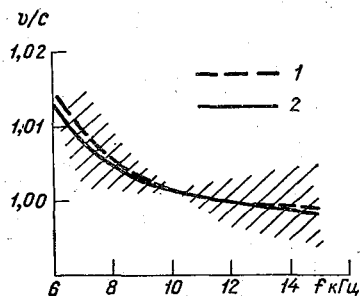


Рис. 3. Зависимость относительных значений фазовых скоростей (v/c) от частоты по [78].

1 — экспериментальная кривая, 2 — теоретическая кривая.

Данные одноpunktных наблюдений, отличающихся большой простотой и оперативностью, представляли бы интерес даже при грубой оценке расстояния (например, по четырем основным и четырем промежуточным формам фигур Лиссажу). На основании имевшихся сначала данных можно было предполагать, что выбранная методика измерений по фигурам Лиссажу сохранится при переходе от предварительных исследований к регулярным одноpunktным наблюдениям за грозowymi очагами, расположенными на расстояниях до 3—4 тыс. км и что для организации таких наблюдений достаточно выбрать подходящие частоты.

Действительно, с одной стороны, имелось указание на то, что пеленгаторы, используемые для наблюдений за атмосфериками, рассчитаны на предельные расстояния порядка 3—4 тыс. км и настроены с этой целью на рабочую частоту, близкую к 7 кГц [42]. Так как при одноpunktных наблюдениях для локализации источников необходимы параллельные отсчеты по пеленгатору и дальномерному устройству, неопределенность, возникающая в случае перехода на следующие фазовые циклы вследствие приема

слишком далеких атмосфериков, исключалась бы пропуском соответствующих пеленгов.

С другой стороны, сделанные тогда примерные оценки указывали на возможность перекрытия интервала расстояний до 3—4 тыс. км в пределах одного цикла изменения разности фаз на двух частотах, связанных между собой наиболее простым и удобным соотношением (1:2). В таком случае можно было бы работать в пределах одного фазового цикла, комбинируя отсчеты по фазометру и пеленгатору. Для получения этих предварительных оценок использовались данные о зависимости фазовой скорости радиоволн от частоты. В то время основным источником необходимых экспериментальных данных служили работы, проводившиеся в течение длительного времени (около 10 лет) в ИЗМИРАН, где использовался метод полного гармонического анализа формы атмосфериков, предложенный Я. Л. Альпертом. Результаты этих работ были опубликованы в ряде статей [2—5, 16, 17, 70, 72, 74], в которых обычно отмечалось, что полученные экспериментальные данные согласуются почти во всем рассматриваемом диапазоне частот (при $f > 3$ кГц) с теоретическими значениями фазовых скоростей, приведенными в монографии [1]. Аналогичные выводы были получены также американскими специалистами, использовавшими метод Я. Л. Альперта в США [144].

Все это способствовало развитию работы в новом направлении, требовавшем организации непосредственных фазовых наблюдений за атмосфериками, причем достаточно перспективными казались даже измерения, проводимые с помощью фигур Лиссажу. Сначала предполагалось, что после проведения первых опытов, предназначенных для уточнения предварительно выбранной пары частот и привязки показаний индикатора к определенным градиациям расстояния, будет сделан переход к регулярным однопунктным наблюдениям за удаленными грозowymi очагами. Необходимо лишь сразу обратить внимание на одну частную особенность фигур Лиссажу, не имевшую существенного значения при обычных измерениях на незатухающих колебаниях и монотонном изменении разности фаз. Некоторые из фигур Лиссажу неоднозначно определяют разность фаз, например, в случае одинаковых частот и амплитуд как при разности фаз 90° , так и при разности фаз 270° получается круг. Для устранения двузначности показаний необходимо указать направление, в котором движется луч, вычерчивающий эту фигуру.

3. Настройка приемников, организация наблюдений и методика первичной обработки данных

Для непосредственного измерения определенного фазового параметра атмосфериков нужны усилители (или приемники), настроенные на фиксированные частоты. С помощью этих приемников (дающих усиление порядка 100 дБ) из непрерывного спектра каждого атмосферика выделяются нужные гармоники. Так как

потребность в перестройке приемников может встретиться только в самом начале работы, во время проведения предварительных опытов, целесообразно использовать метод прямого усиления сигналов, без преобразования частоты [в схемах прямого усиления используются, по существу, одни усилители промежуточной (рабочей) частоты]. Преобразование исходных сигналов связано в данном случае с дополнительным усложнением аппаратуры и требует, например, введения входных фильтров (вследствие широкополосности спектра атмосфериков), применения двойного гетеродина [15] или другого приема, исключающего зависимость показаний от произвольной фазы сигнала гетеродина, т. е. добавления ряда узлов, снижающих эксплуатационную надежность всего измерительного устройства.

При настройке аппаратуры необходимо учитывать большое изменение аппаратурного сдвига фаз $[\psi(f)]$ в полосе пропускания обычного усилителя с резонансными контурами. В случае работы с незатухающими или сравнительно узкополосными колебаниями определенный интерес представляют избирательные системы с режекторными контурами, фазовые характеристики которых имеют нулевую производную на резонансной частоте [15]. В данном случае проще всего было использовать готовые усилители пеленгаторных приемников, устраняя аппаратурные фазовые погрешности путем соответствующей настройки двух каналов фазометра, работающих одновременно.

Как известно, фазовый сдвиг усилительного каскада с резонансными контурами определяется формулой [21]:

$$\Psi(f) = -\operatorname{arctg} \left[Q \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right) \right], \quad (18)$$

где $Q = \frac{f_0}{2\Delta f}$ — добротность контура, f_0 — резонансная частота, $2\Delta f$ — ширина полосы пропускания на уровне 3 дБ (или 0,707). Легко показать, что изменение фазового сдвига в пределах полосы пропускания характеризуется вполне определенной величиной (90°) при условии $\Delta f \ll f_0$ (которое обычно выполняется). Действительно, используя формулу (18) с учетом последнего условия и значения

$$Q = \frac{f_0}{2\Delta f} \quad \text{получаем}$$

$$\Psi(f_0 \pm \Delta f) = -\operatorname{arctg} \left[\frac{(f_0 \pm \Delta f)^2 - (f_0)^2}{2\Delta f (f_0 \pm \Delta f)} \right] \approx \pm \operatorname{arctg} 1 \approx \pm 45^\circ, \quad (19)$$

откуда полное изменение $\Psi(f)$ в полосе от $(f_0 - \Delta f)$ до $(f_0 + \Delta f)$ оказывается близким к 90° . В усилителях с несколькими контурами аппаратурный сдвиг фаз в полосе пропускания будет еще больше. Например, в усилителях с шестью контурами, использованных для фазовых наблюдений за атмосфериками, этот сдвиг составляет около 300° , что согласуется по порядку величины с грубой оценкой

(200°), которая может быть сделана с учетом отличия результирующей полосы пропускания от полосы пропускания отдельных контуров по обобщенной резонансной кривой.

Для исключения значительных аппаратных погрешностей, которые могут привести к совершенно неопределенным показаниям фазометров при наблюдениях за атмосфериками, необходима согласованная настройка пары приемников. В случае выбора практически наиболее удобного соотношения частот $f_2 = 2f_1$ измеряется величина $\Delta^*\psi = \psi(2f) - 2\psi(f)$, поэтому необходимо добиваться возможно меньшего изменения аппаратного параметра $\Delta^*\psi = \psi(2f) - 2\psi(f)$ в пределах полосы пропускания приемников. Чтобы выяснить, при каких условиях изменения величины $\Delta^*\psi$ не будет иметь практически существенного значения, удобно использовать формулу (18) для одного резонансного контура. В эту формулу входят два параметра (f_0 и Q), причем в данном случае соотношение частот f_{01} и f_{02} задано заранее ($f_{02} = 2f_{01} = 2f_0$), а соотношение добротностей контура Q_1 и Q_2 можно еще подбирать.

Тогда для $\Delta^*\psi$ можно написать следующее выражение:

$$-\Delta^*\Psi = \arctg \left[Q_2 \left(\frac{2f}{2f_0} - \frac{2f_0}{2f} \right) \right] - 2 \arctg \left[Q_1 \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right) \right]. \quad (20)$$

Для упрощения этого выражения введем обозначения $\delta f = f - f_0$, $y = \frac{\delta f}{\Delta_2 f}$, $p = \frac{Q_1}{Q_2}$ и заметим, что $Q^2 = \frac{f_0}{2\Delta_2 f}$. При $\delta f \leq \leq \Delta_2 f \ll f_0$, т. е. в пределах полосы пропускания,

$$Q_2 \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right) = \frac{\delta f}{\Delta_2 f} \left[\frac{2f_0 + \delta f}{2f_0 + 2\delta f} \right] \approx \frac{\delta f}{\Delta_2 f} = y, \quad (21)$$

поэтому, заменяя аргументы в выражении (20) на y и py , получим приближенную формулу

$$-\Delta^*\psi \approx -\Delta^*\psi(y) = \arctg y - 2 \arctg py. \quad (22)$$

Среднее значение $\Delta^*\psi(y)$ в интервале $-1 \leq y \leq 1$, соответствующем полосе пропускания, равно нулю при всех значениях p , так как функция $\psi(y)$ нечетна $\psi(-y) = -\psi(y)$. Среднее значение $\Delta^*\psi(y)$ в интервале $0 \leq y \leq 1$ отлично от нуля при всех значениях p , кроме одного. Целесообразно выбрать именно это исключительное значение p , при котором изменения $\Delta^*\psi(y)$ в пределах полосы пропускания достаточно малы и практически не влияют на результаты измерений параметров атмосфериков. Искомое значение p является корнем уравнения, к которому приводит принятое условие:

$$\int_0^1 \Delta^*\psi(y) dy = 0. \quad (23)$$

Подставляя значение $\Delta^*\psi(y)$ по формуле (22) и вычисляя этот интеграл, получим:

$$\int_0^1 \operatorname{arctg}(y) dy - 2 \int_0^1 \operatorname{arctg}(py) dy = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \ln 2 - 2 \operatorname{arctg} p + \frac{1}{p} \ln(1+p^2), \quad (24)$$

следовательно, величина p определяется по трансцендентному уравнению

$$2 \operatorname{arctg} p - \frac{1}{p} \ln(1+p^2) = \frac{\pi}{4} - \frac{1}{2} \ln 2 \approx 0,4388. \quad (25)$$

Решая уравнение (25) численным методом, находим, что $p \approx 0,45$. Так как по определению $p = \frac{Q_1}{Q_2}$, а при выбранном соотно-

шении частот $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\Delta_2 f}{2\Delta_1 f}$, полосы пропускания контуров, настроенных на частоты f_0 и $2f_0$, на основании результата проведенного расчета должны быть сделаны примерно одинаковыми ($0,9\Delta_1 f \approx \Delta_2 f$).

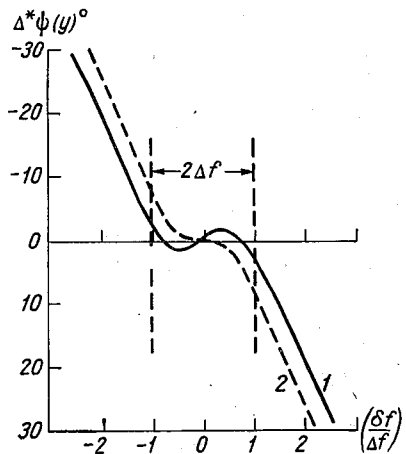


Рис. 4. Изменение величины $\Delta^*\psi(y)$ в зависимости от смещения частоты принимаемого сигнала по отношению к рабочей частоте усилителя.

1 и 2 — кривые, полученные при p , равном 0,45 и 0,5 соответственно.

График изменения величины $\Delta^*\psi(y)$ в зависимости от смещения частоты спектральных составляющих принимаемого сигнала по отношению к рабочим частотам усилительных каскадов приведены на рис. 4. Расчет представленной на нем кривой производился по формуле

$$-\Delta^*\psi(y) = \operatorname{arctg}(y) - 2 \operatorname{arctg}(0,45y). \quad (26)$$

Как видно из этого рисунка, аппаратурные изменения разности фаз в пределах полосы пропускания не превышают $\pm 4^\circ$ по отношению к среднему нулевому значению. Некоторое уточнение расчета, связанное с учетом небольшого отличия от единицы множителя $\left[\frac{2f_0 + \delta f}{2f_0 + 2\delta f} \right]$ в формуле (21), не вызывает практически сколько-нибудь существенного изменения полученных результатов даже при

завышенном значении $\frac{2\Delta f}{f_0} \sim 2$. Аппаратурные погрешности, характеризующиеся изменением параметра $\Delta^*\psi$ в пределах полосы пропускания, начинают резко возрастать лишь при несогласованности полос пропускания усилительных каскадов, настроенных на частоты f_0 и $2f_0$. Это заметно уже при $p=0,5$ (пунктирная кривая на рис. 4).

Результаты проведенного расчета нельзя совершенно строго распространять на реальные усилители с большим числом резонансных контуров, но полученные данные вскрывают основные закономерности, которые необходимо учитывать при экспериментальной настройке приемников. После общей настройки контуров двух приемников на кратные частоты ($f_1 : f_2 = 1 : 2$) с таким расчетом, чтобы абсолютная ширина полосы пропускания обоих каналов была бы одинакова (или чуть больше у приемника f_1), производится более точная регулировка аппаратуры. Для этого удобно использовать сигнал от звукового генератора, подаваемый непосредственно на вход усилителя $f_1 = f$ и через диод на вход усилителя $f_2 = 2f$. При таком способе контроля настройки аппаратуры применяются фактически две синусоиды, жестко связанные между собой по фазе. Амплитуда второй гармоники однополупериодно выпрямленной синусоиды $E(t)$ достаточно велика и в соответствии с разложением в ряд Фурье

$$E(t) = \frac{1}{\pi} \left[1 + \frac{\pi}{2} \cos(2\pi ft) + \frac{2}{3} \cos(4\pi ft) - \dots \right] \quad (27)$$

составляет около 20% от амплитуды исходного колебания. Сигналы, снимаемые с выхода усилителей, подаются на вертикальные и горизонтальные пластины электронно-лучевой трубки, находящейся в индикаторном блоке. Корректировка параметров резонансных контуров считается законченной, если форма фигуры Лиссажу, получаемой на экране индикатора, не меняется сколько-нибудь существенно при изменении частоты звукового генератора в полосе пропускания приемников.

Для получения дополнительной характеристики работы аппаратуры применяют импульсные сигналы вместо незатухающих колебаний, используемых при настройке усилителей. В качестве источника достаточно коротких однотипных импульсов, регулярно повторяющихся с большой скважностью, может быть использован контрольный генератор, имеющийся в пеленгаторе атмосфериков [32]. При поступлении каждого импульса на экране индикатора появляется совокупность вписанных друг в друга фигур Лиссажу. В случае правильной настройки усилителей все фигуры, величина которых не слишком мала, имеют одинаковую форму и отличаются лишь размерами, изменяющимися в соответствии с изменением амплитуды выходного сигнала. Следовательно, при настройке аппаратуры попутно обеспечивается ограничение вариации разности фаз, вызванной нестационарными процессами в усилителях, до таких значений, когда эти вариации практически перестают влиять на измерения параметров атмосфериков. Исследованию динамической погрешности фазы, вносимой доиндикатор-

ным устройством, посвящена специальная большая работа [27], появившаяся, вероятно, в связи с решением вопросов об усовершенствовании методов радиолокации метеоров [26]. В отличие от рассмотренных в ней задач при наблюдениях за атмосфериками отсутствуют исходные посылки сигналов, а колебания, заполняющие принимаемые импульсы, выделяются самими узкополосными усилителями. Влияние нестационарных процессов на вариацию фаз в достаточной степени компенсируется сопряженной настройкой двухканального доиндикаторного устройства и, кроме того, атмосфериками наблюдаются, как правило, начиная с некоторой пороговой амплитуды сигнала.

При наблюдениях за атмосфериками работа индикаторного блока должна управляться дополнительным блоком подсветки

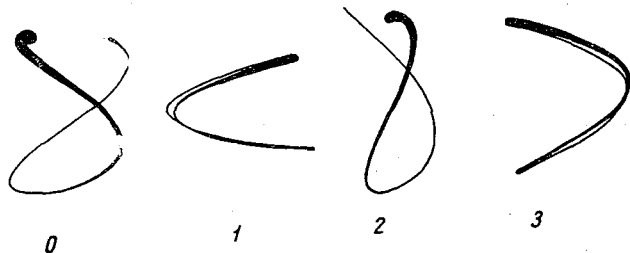


Рис. 5. Пример фигур Лиссажу, получающихся на экране фазометра.

[42], с помощью которого создаются необходимые интервалы между отдельными отсчетами и исключается наложение друг на друга визуально неразличимых вспышек на экране электронно-лучевой трубки. Импульсы, вырабатываемые блоком подсветки, используются также для синхронизации отсчетов при пеленговании атмосфериков сетью пунктов, а при однопунктных наблюдениях эти импульсы жестко связывают измерения, проводимые с помощью различной аппаратуры. Кроме того, при наблюдениях по фигурам Лиссажу необходимо отмечать направление пробега луча по экрану электронно-лучевой трубки. Для этого импульс подсветки ограничивается по длительности одним периодом рабочей частоты и ему придается форма типа убывающей экспоненты (вместо обычной прямоугольной). Для получения такого импульса можно использовать только новый блок подсветки [34], так как при длительности пускового сигнала, приближающейся к длительности импульса мультивибратора с одним устойчивым состоянием, старая схема [42] работает неустойчиво. Вследствие быстрого изменения напряжения, подаваемого на модулирующий электрод электронно-лучевой трубки, яркость луча постепенно уменьшается; луч указывает направление, в котором вычерчивается данная фигура.

Несколько типов фигур Лиссажу, воспроизведенных по фотографиям, сделанным с экрана индикатора, показаны на рис. 5. Изменения амплитуд атмосфериков нередко вызвали значительную

деформацию формы экспериментальных кривых, по виду менее правильных, чем стандартные фигуры, рисуемые для стабильных незатухающих колебаний. Однако основные типы фигур Лиссажу, которым были даны условные цифровые обозначения (0, 1, 2, 3), определялись достаточно уверенно, так что при наличии известного опыта использовались иногда даже полуцелые значения индексов (0,5; 1,5 и т. д.). Более точное определение разности фаз путем промера параметров кривых на фотоснимках нельзя было осуществить из-за трудно учитываемых вариаций амплитуд принимаемых атмосфериков. Поэтому усложнение работы, связанное с применением фоторегистрации, в данном случае практически не было оправдано, и вся серия опытных наблюдений проводилась визуальным методом.

Проще всего было устройство входной части аппаратуры, предназначенной для измерения фазовых параметров атмосфериков. Атмосферики принимались на открытую антенну (типа наклонного луча) высотой 12 м. Антенна соединялась со входами узкополосных усилителей через катодный повторитель, необходимый для согласования параметров входной цепи.

При организации наблюдений предусматривалось получение данных о расстояниях до источников индивидуальных атмосфериков, без которых невозможен анализ результатов предварительных фазовых измерений. Чтобы получить эти данные, опытные наблюдения проводились синхронно с наблюдениями сети пунктов пеленгования гроз, расположенной на Европейской территории СССР. Операторы, производившие по сигналам командного пункта одновременные отсчеты по фазометру и по пеленгатору, записывали индексы фигур Лиссажу и пеленги в однотипные бланки. Результаты пеленгования атмосфериков (после получения данных с других пунктов сети) обрабатывались обычным способом с помощью планшета, дополненного сеткой расстояний. Количество данных, которые можно было использовать для анализа результатов фазовых измерений, в ряде случаев было значительно ограничено в связи с отбраковкой довольно большого числа отсчетов из-за несогласованности пеленгов, записанных на пунктах сети. Кроме того, в дневное летнее время сеть пунктов пеленгует преимущественно сравнительно близкие грозовые очаги. По данным, приводимым в статье [50], в летнее время расстояние до наиболее удаленного очага, запеленгованного сетью пунктов, в большинстве случаев не превышает 1,3—1,5 тыс. км (при наблюдениях в дневные сроки). Эта особенность традиционной методики наблюдений оказывала некоторое специфическое влияние на подбор материала, так как при отсутствии данных о расстоянии до источника соответствующий фазовый отсчет обязательно отбрасывался. Без учета этой особенности, на которую сначала не обращали внимания, трудно было объяснить расхождение отдельных выводов, сделанных при интерпретации результатов опытных измерений, с литературными данными о фазовых скоростях радиоволн сверхдлинноволнового диапазона.

После определения расстояний R до запеленгованных источников атмосфериков из бланков наблюдений выбирались соответствующие значения разности фаз $\Delta^* \varphi$ и составлялся график распределения точек с координатами $(R, \Delta^* \varphi)$. Для решения задачи, поставленной при организации опытных наблюдений, требовалось получить усредненную характеристику изменения $\Delta^* \varphi$ в зависимости от R при выбранной предварительно паре частот $(f, 2f)$ и, в случае слишком быстрого изменения $\Delta^* \varphi$, попытаться подобрать другие, более подходящие частоты. Ответ на поставленный вопрос об использовании фазовых параметров атмосфериков можно было дать на основании построенных графиков.

4. Анализ результатов опытных наблюдений

Опытные наблюдения за фазовыми параметрами атмосфериков проводились в течение двух месяцев, с 24 мая по 24 июля 1965 г. Всего было проведено семь серий наблюдений на различных парах частот, выбранных в пределах диапазона 1—20 кГц. Между сериями делались небольшие промежутки, так как для перестройки аппаратуры на следующую пару частот требовалось некоторое время (порядка 1—2 дней). В течение рабочих периодов каждый день делалось несколько сеансов наблюдений, проводимых синхронно с наблюдениями европейской сети пунктов пеленгации гроз [42]. Для выбора отдельных атмосфериков применялась обычная методика синхронизации наблюдений, согласно которой оператор записывал в типовом пеленгационном бланке условные номера фигур Лиссажу, появившихся на экране индикатора в моменты прихода командных сигналов, принимаемых на слух.

Определение расстояний до источников выбранных атмосфериков производилось по координатам грозовых очагов, полученным в результате обработки данных наблюдений сети на центральном пункте. Несколько позднее более тщательная обработка исходных данных, при которой выбирались только наиболее уверенно запеленгованные источники, была организована в Воейково, куда начали присылать копии пеленгационных бланков с других пунктов сети. В дневное летнее время наблюдались преимущественно сравнительно близкие грозовые очаги, расположенные обычно на ЕТС. При большой грозовой активности, характерной для этого времени года, значительная часть данных отбраковывалась вследствие погрешностей методики пеленгования очагов сетью пунктов, на которых, несмотря на передачу командных сигналов, могут иногда отсчитываться так называемые несинхронные пеленги, относящиеся к различным источникам. Кроме того, иногда пропуски появлялись за счет возникновения в отдельных случаях искаженных фигур Лиссажу, тип которых было трудно определить (такие искажения появляются преимущественно при большом отклонении отношения амплитуд сигналов на двух частотах от некоторого среднего значения).

В процессе проведения наблюдений за фазовыми параметрами атмосфериков, еще до сопоставления полученных данных с расстояниями до источников, можно было заметить, что в различные дни, т. е. при различном расположении грозовых областей, в течение отдельных сеансов имелось вполне определенное преобладание некоторых форм фигур Лиссажу. Тем не менее на графиках с координатами разность фаз Δ^*_{ϕ} — расстояние R , которые служат основой для анализа результатов наблюдений, получается большой разброс точек, вызванный различными факторами, в том числе низкой точностью импульсных измерений Δ^*_{ϕ} по фигурам Лиссажу. Но для предварительного выяснения вопроса о возможности использования фазовых наблюдений для определения расстояния до удаленных грозовых очагов достаточно было получить хотя бы грубую экспериментальную оценку расстояния l , при прохождении которого величина Δ^*_{ϕ} изменяется на один полный цикл 2π .

Результаты обработки данных первой серии наблюдений (проведенных на паре частот 6,5 и 13,0 кГц) сразу же заставили уменьшить ожидаемую оценку величины l в несколько раз (до значений порядка 1 тыс. км). При таком малом значении l нельзя получить сколько-нибудь определенные оценки расстояния до далеких грозовых очагов, поэтому следующие серии наблюдений проводились с целью поиска пары частот с достаточно медленным изменением величины Δ^*_{ϕ} в зависимости от R . Однако эти поиски дали также отрицательный результат. В статье [61] приведены результаты графической обработки данных, полученных при наблюдениях на различных парах частот, причем значения Δ^*_{ϕ} характеризуются условными цифрами, принятыми для обозначения отдельных форм фигур Лиссажу. Согласно этим обозначениям, единичный шаг соответствует изменению Δ^*_{ϕ} на $\pi/2$. Вследствие значительного разброса точек на этих графиках вместо осредненных прямых нанесены заштрихованные полосы, наклон которых (постоянный для каждой отдельной серии наблюдений) подбирался с таким расчетом, чтобы они покрывали подавляющее большинство экспериментальных точек. Ширина полос (по оси ординат) была принята всюду одинаковой и равной 2 (или π). При использовании принятой методики определения Δ^*_{ϕ} ширина полос, внутри которых располагаются экспериментальные точки, в самом идеальном случае не может быть меньше 1 (так как при наблюдениях записывались преимущественно целые индексы с округлением $\pm 0,5$). Поэтому достаточность удвоения идеальных допусков для учета большинства различных погрешностей свидетельствует о надежности хотя бы грубых, но реальных оценок искомой величины l , выражаемой в км на 2π радиан (или 360°). Оценки этой величины получаются непосредственно по наклону полос на графиках (причем автоматически исключаются разности фаз в источнике, имеющие в среднем постоянное значение, и аппаратурные сдвиги фаз). Сводка найденных таким способом значений l с указанием соответствующих пар рабочих ча-

стот дается в табл. 5. Нумерация серий наблюдений в этой таблице дана в порядке возрастания рабочих частот и совпадает с нумерацией графиков в статье [61] (сами измерения, имевшие поисковый характер, проводились в другом порядке).

Таблица 5

№ серии наблю- дений	f_1 кГц	f_2 кГц	$\frac{f_2}{f_1}$	l км
1	1,05	2,1	2	1700
2	1,6	3,2	2	900
3	2,2	4,4	2	600
4	3,7	7,4	2	650
5	6,5	13,0	2	700
6	8,6	12,9	1,5	1400
7	9,7	19,4	2	1200

В порядке опыта несколько из указанных в табл. 5 серий наблюдений были проведены на частотах, мало пригодных для обнаружения далеких грозовых очагов вследствие сильного поглощения радиоволн в области 1—3 кГц. В среднем даже для такого расширенного интервала рабочих частот получается значение $l \approx 1$ тыс. км. С точки зрения первого подхода к решению поставленной задачи наблюдаемые отклонения отдельных значений l от слишком малой средней величины не имеют существенного значения.

После получения экспериментальных данных об изменении фазовых параметров атмосфериков в зависимости от расстояния до источника обычно переходят к заключительному этапу работы, конечным результатом которой часто является оценка изменения фазовой скорости электромагнитных колебаний в зависимости от частоты. При этом иногда пользуются только выборочными данными, наиболее подходящими для сравнения с результатами других работ. Например, в статье [144] различные комбинации одновременных измерений в четырех пунктах используются лишь частично. В данном случае получение указанной оценки не только не относится к заключительному этапу проведенной работы, но и не выходит за пределы круга вопросов, рассматриваемых попутно на первом этапе. В ходе выполнения данной работы требовалось получить уже на первом этапе не предварительные оценки, представляющие вообще интерес для различных исследований, а конкретные указания на то, что практически нужно делать дальше. Однако уже при обработке проведенных наблюдений было замечено, что в связи со сравнительно малыми величинами l должны получиться завышенные значения нормированных фазовых скоростей $v^*(f) = v(f)/c$. Для вычисления значений $v^*(f)$ по данным, приведенным в табл. 5, достаточно вывести простую формулу, пользуясь при этом выражением для фазы сигнала $\varphi(f, R) = 2\pi ft +$

$+ \varphi(f, 0) - 2\pi R [\lambda(f)]^{-1}$ и определением непосредственно измеряемого параметра $\Delta^* \varphi(f, R) = \varphi(2f, R) - 2\varphi(f, R)$. В этих соотношениях приняты обычные обозначения: t — время, f — частота, R — расстояние до источника, $\lambda(f)$ — длина волны. По условию $\Delta^* \varphi(f, R+l) - \Delta^* \varphi(f, R) = -2\pi$, поэтому после подстановки указанных развернутых выражений и вычисления разностей получается следующее уравнение:

$$\frac{2\pi l}{\lambda(2f)} - \frac{4\pi l}{\lambda(f)} = 2\pi, \quad (28)$$

или, так как $\lambda(f) = [v(f)]f^{-1}$,

$$\frac{1}{v^*(2f)} - \frac{1}{v^*(f)} = \frac{c}{2fl}. \quad (29)$$

Соотношение, связывающее нормированные значения фазовых скоростей $v^*(f)$ и $v^*(2f)$, получается непосредственно из формулы (29):

$$v^*(f) = \frac{v^*(2f)}{1 - \frac{c}{2fl} v^*(2f)}. \quad (30)$$

При определении фазовых скоростей по данным наблюдений за атмосфериками приходится припасовываться всегда к некоторому исходному значению $v^*(f)$, полученному каким-либо другим методом. Сначала в качестве такого исходного допущения было принято, что при $f = 20$ кГц нормированное значение фазовой скорости $v^*(20) = 1$. Значения $v^*(f)$ для более низких частот вычислялись шаг за шагом с помощью формулы (30), причем следующие исходные величины $v^*(2f)$ находились путем линейной интерполяции. Заметим, что основные экспериментальные данные, имевшиеся в литературе в период проведения опытных наблюдений, указывали на монотонный рост значений $v^*(f)$ при уменьшении частоты [4, 17, 70, 74]. Так как опытные наблюдения проводились в первую очередь с целью определения величины l (независимо от того, в какую сторону изменяется при этом значение $\Delta^* \varphi$) и были указания на монотонное изменение $v^*(f)$ и, следовательно, $\Delta^* \varphi$, не требовалось явно определять аппаратный поворот используемой шкалы. По опубликованным позднее экспериментальным данным [6, 105], фазовые скорости на частотах ниже 2—3 кГц уменьшаются в соответствии с результатами расчетов, сделанных для больших расстояний. Характер изменения $v^*(f)$ на этом участке по данным опытных наблюдений (относящихся большей частью к сравнительно небольшим расстояниям) остается не вполне выясненным, хотя более вероятно, что аппаратный поворот шкалы не менялся во всех сериях измерений.

Общее представление об изменении величины v^* по данным опытных наблюдений удобнее всего получить с помощью эмпирических формул, которые могут быть также использованы для определения промежуточных значений, необходимых при проведении

предварительных расчетов [61]. С этой целью были последовательно подобраны следующие элементарные варианты (где f выражено в кГц):

$$v^*(f) \approx \frac{f}{\sqrt{f^2 - 3}}, \quad (31)$$

$$v^*(f) \approx \sqrt{\frac{f^2 + 7}{f^2 + 7 - 3f}}, \quad (32)$$

$$v^*(f) \approx 0,99 \left(1 + \frac{3}{4f + f^2} \right). \quad (33)$$

Эмпирические формулы (31) и (32) построены по типу формулы для идеального волновода $v^*(f) = (1 - \beta f^{-2})^{-0,5}$ с постоянным [формула (31)] или переменным [формула (32)] значением коэффициента β . Однако наиболее предпочтительным является, вероятно, прямой переход от непосредственно полученных экспериментальных данных к аппроксимирующей их формуле. Поэтому эмпирическая формула (33) была получена в результате выбора возможно более простого выражения для $v^*(f)$, при использовании которого можно воспроизвести с удовлетворительной точностью основные особенности изменения величины l . Такое условие не предусматривает точного воспроизведения каждого значения l , имеющегося в табл. 5, но задает точки, среди которых должна проходить кривая, вычисленная с помощью эмпирической формулы (33). При этом соответствующие выражения для нормированных значений фазовых скоростей подставлялись в общую формулу (29), переписанную в следующем виде:

$$l = \frac{\lambda_0(f)}{2 \left[\frac{1}{v^*(2f)} - \frac{1}{v^*(f)} \right]}, \quad (34)$$

где $\lambda_0(f) = (c/f)$. Множитель 0,99 введен в формулу (33) для приписки к выбранному опорному значению $v^*(18) = 0,997$, взятому из статьи [174]. При наличии непосредственной связи формулы (33) со всей совокупностью первичных данных можно считать, что изменение $v^*(f)$ в условиях проведенных опытных наблюдений характеризуется вычисленной по этой формуле кривой за исключением, возможно, указанного выше участка, относящегося к частотам $f < < 2$ кГц. Для сравнения в статье [61] приведены также кривые, вычисленные по эмпирическим формулам (31) и (32), дающим более грубую оценку результатов проведенных наблюдений.

В 1965 г., когда были проведены и обработаны эти наблюдения, полученные оценки значений $v^*(f)$ казались слишком завышенными и поэтому необычными. Заметим, что возникшие при этом вопросы относились к указанным конкретным значениям $v^*(f)$, тогда как результаты первых работ по определению фазовых скоростей сверхнизкочастотных колебаний не отличались определенностью и

сопровождались преимущественно качественными выводами, уточнявшимися лишь постепенно [61]. Кроме того, в последние годы появились как экспериментальные, так и теоретические работы, в которых встречаются значения $v^*(f)$, приближающиеся по величине к оценкам соответствующих фазовых скоростей, полученным по формуле (33), т. е. по данным наблюдений с помощью настроенных приемников (при $f > 3$ кГц). Как видно из рис. 6, эти оценки не находятся в совершенно изолированном положении по отношению к другим данным, хотя и являются экстремальными. На рис. 6, наряду с кривой 1, вычисленной по формуле (33), воспроизведены кривые 2—5, полученные традиционным методом полного гармонического анализа формы атмосфериков, и теоретическая кривая 6, относящаяся к случаю распространения электромагнитных колебаний в направлении с запада на восток [94]. Кривые 2 и 3, приведенные в диссертации Уивера [186], взяты соответственно из статей [106] и [143]. Кривая 4 получена по данным наблюдений в Англии [106], а кривая 5 относится к результатам работы, проведенной в Судане, около экватора [143]. Между прочим, в статье [143], вышедшей в 1971 г., все еще встречается ошибочное утверждение о невозможности получения данных о фазовых скоростях с помощью настроенных приемников.

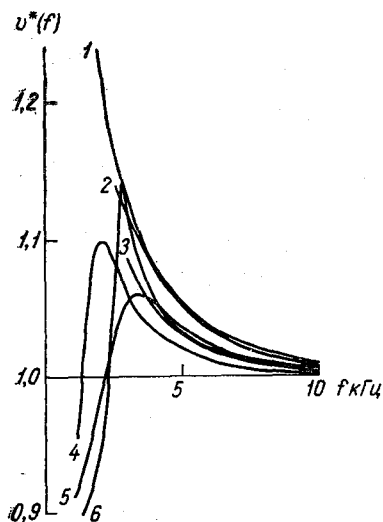


Рис. 6. Различные кривые $v^*(f)$.

1 — вычисленная по формуле (33),
2 и 3 — по Уиверу, 4 — по Чалли-
нору, 5 — по Джаендрану, 6 — по
Барру.

Экстремальность значений $v^*(f)$, полученных в результате проведения первых опытов с применением нового метода наблюдений, проще всего было бы объяснить за счет погрешностей измерений, но для этого нет реальных оснований. Наоборот, отдельные специфические особенности полученных данных оказываются достаточно типичными. Например, минимум на кривой изменения параметра l при частоте f около 3 кГц получается также при расчете l по значениям $v^*(f)$, снятым с достаточно характерной кривой 4 (рис. 6), отличной по внешнему виду от кривой 1. При проведении опытных наблюдений пришлось ограничиться грубой оценкой разности фаз, отказавшись от промера фигур Лиссажу. С геометрической точки зрения это соответствовало переходу от метрических свойств фигур к их проективным свойствам, инвариантным по отношению к возможным искажениям. Поэтому появление больших систематических ошибок, регулярно повторяющихся в каждой отдельной серии наблюдений, практически весьма мало вероятно. Действительные причины отмеченных расхождений выясняются в п. 5.

5. Использование данных фазовых наблюдений для оценки изменения фазовой скорости в зависимости от расстояния

При наличии сверхдлинноволновых радиостанций, краткий список которых приводится в статье [77], можно было ожидать, что для частот $f > 10$ кГц имеются исчерпывающие экспериментальные данные о фазовых скоростях сверхнизкочастотных колебаний. В действительности такое предположение оказывается ошибочным, так как измерение фазовых скоростей относится к тонким физическим экспериментам [2] и требует преодоления принципиальных и технических затруднений [77]. В литературе до сих пор имеется мало статей, в которых приводятся найденные по радиостанциям значения фазовых скоростей для отдельных фиксированных частот. При обобщении полученных результатов обычно отмечается сравнительно низкая точность отдельных измерений [61, 77], так что высококачественные измерения фазовых скоростей по радиостанциям встречались до последнего времени исключительно редко. В многочисленных работах применялся метод полного гармонического анализа формы атмосфериков с целью характеристики изменения фазовых скоростей во всем сверхнизкочастотном диапазоне. Конечно, допустимые требования к точности измерений в случае применения этого метода должны быть понижены [61, 77]. Определение фазовых скоростей обычно не усложняется принятием дополнительного условия, на котором здесь необходимо остановиться подробнее. Согласно этому условию производится обработка только тех атмосфериков (или сигналов), которые приняты на достаточно большом расстоянии от источника. Например, данные, приведенные в статье [70], основываются на анализе 37 атмосфериков, принятых с расстояний от 1 до 6 тыс. км. В статье [71] использованы результаты анализа 78 атмосфериков, принятых с запада и юго-запада из источников, расположенных на расстояниях от 1 до 4 тыс. км. Заметим, что указание на прием западных атмосфериков опровергает предположение, сделанное в статье [94] на основании сопоставления экспериментальных кривых фазовых скоростей с теоретическими кривыми, вычисленными для различных направлений распространения сигналов. Наконец, одна из последних работ была проведена по особенно далеким атмосферикам, источники которых находились на расстояниях порядка 4—6 тыс. км от ближайшего приемного пункта [78].

Требование об исключении данных, относящихся к сравнительно близким атмосферикам (источники которых расположены в радиусе до 1 тыс. км), выдвигается в первую очередь с целью облегчения экспериментальной проверки результатов различных теоретических расчетов. Предполагается, что сходимость экспериментальных и теоретических зависимостей может служить критерием для выбора правильных характеристик нижней части ионосферы. Но в работах, вышедших в последние годы, отмечается малая чувствительность атмосфериков к изменениям параметров ионосферы и выражается неуверенность в возможности получения таким

способом точных количественных характеристик [135, 146]. Хотя указанное ограничение диапазона расстояний до источников обусловлено в основном выбранной раньше тематикой, приходится упомянуть также о затруднениях, которые могут встретиться при обработке данных, относящихся к сравнительно близкой зоне. Такие измерения не всегда удавались даже по радиостанциям, например, в работе [148] были забракованы данные, относящиеся к расстояниям менее 2,3 тыс. км. Но когда наблюдения за атмосфериками производятся с целью обнаружения грозových очагов, нельзя оставлять неизученными характерные особенности зоны, имеющей довольно значительные размеры.

При обработке данных опытных наблюдений за фазовыми характеристиками атмосфериков использовались все полученные данные, около половины которых относилось к расстояниям менее 1 тыс. км. В случае исключения такой большой группы атмосфериков все серии наблюдений на различных частотах практически нельзя было бы обработать без продолжения наблюдений в течение довольно длительного времени. Однако это не требовалось для ответа на конкретные вопросы относительно выбора методики однопунктных наблюдений. Уже на основе анализа полученных данных выяснились вполне определенные задачи, которые нужно было решить при разработке фазового метода. Но сами оценки фазовых скоростей, сделанные попутно по данным опытных наблюдений, пока еще не связывались полностью с результатами других работ, так как в литературе не было ни одной статьи, основанной на экспериментальных данных, в которой приводилась бы непосредственно зависимость фазовой скорости от расстояния для соответствующего участка сверхнизкочастотного диапазона.

Для практического применения фазового метода требовалось в первую очередь резко повысить точность измерений, по возможности не усложняя аппаратуру для наблюдений по фигурам Лиссажу. Поэтому явно непригодной является предложенная позднее схема импульсного фазометра, в которой производится целый ряд преобразований исходных сигналов [152]. Значительный интерес представляет метод «сумма—разность», часто используемый в фазовых пеленгаторах [12, 13] и с успехом применявшийся еще в 1958 г. для импульсных измерений в метеорном радиолокаторе [26]. При использовании этого метода на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки подаются комбинации выходных сигналов двухканального усилителя (сумма и разность), сдвинутые между собой по фазе на 90° с помощью фазовращающих цепочек. При равенстве амплитуд сравниваемых сигналов на экране индикатора получается прямая линия, по повороту которой можно непосредственно измерить искомую разность фаз. Прямая превращается в эллипс, если амплитуды сигналов не равны. Важным преимуществом метода «сумма—разность» является независимость результатов измерений от соотношения амплитуд сигналов при условии отсчета показаний по большей оси эллипса [13, 169]. Практически эллиптичность вспышек будет приводить лишь к появлению неболь-

ших случайных ошибок, если изменения амплитуд не очень велики. Однако необходимо подчеркнуть, что указанные методы предназначены для измерения разности фаз двух колебаний, имеющих одинаковую частоту и поэтому не могут быть непосредственно применены без дополнительных устройств (например, блока удвоения частоты) для наблюдений за фазовыми параметрами атмосфериков.

В поисках простого и удобного решения был снова использован метод круговой развертки [8], рекомендованный ранее для измерений на одной частоте, но с равным успехом применяемый и в случае измерений на кратных частотах ($f_2 = 2f_1$). Для получения круговой развертки сигнал с выхода первого приемника, настроенного на частоту f_1 , через две цепочки

RC , сдвигающие фазу на $\pm 45^\circ$, подается на две пары отклоняющих пластин электронно-лучевой трубки. Сигнал с выхода второго приемника, настроенного на частоту f_2 , выпрямляется с помощью диода, срезающего отрицательные полуволны, и подается на катод электронно-лучевой трубки. Подача только положительных полупериодов (при срезе отрицательных) производится с целью исключения тех вспышек на экране электронно-лучевой трубки, которые могли бы появиться самостоятельно при больших амплитудах атмосфериков.

На свободный модулирующий электрод электронно-лучевой трубки, находящийся в ждущем режиме в запертом состоянии, подается сигнал подсветки, имеющий форму короткого прямоугольного импульса. Применение импульсной подсветки, запускаемой мультивибратором с двумя устойчивыми состояниями, необходимо для четкого выделения отдельных атмосфериков и синхронизации отсчетов по фазометру и пеленгатору. Паузы между приемом отдельных атмосфериков определяются оператором, наблюдающим по фазометру и переводящим мультивибратор подсветки в ждущее состояние после записи очередного отсчета.

Рассмотрим несколько подробнее, как измеряется искомая разность фаз $\Delta^* \varphi$, пользуясь схемой, представленной на рис. 7. Положим для определенности, не нарушая при этом общности вывода, что на вертикально отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки подается сигнал $u'_1(t) = A_1 \sin\left(2\pi f t + \varphi_1 + \frac{\pi}{4}\right)$, тогда на пластины для горизонтального отклонения луча должен поступать

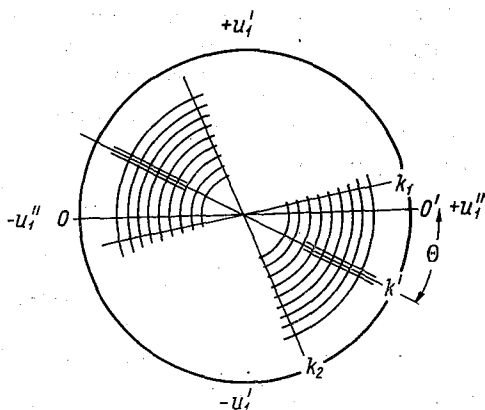


Рис. 7. Определение разности фаз по изображению на экране индикатора.

Усл. обозначения см. в тексте.

сигнал $u_1''(t) = A_1 \sin\left(2\pi ft + \varphi_1 - \frac{\pi}{4}\right)$. При указанной комбинации дополнительных сдвигов фаз на $\pm \frac{\pi}{4}$ луч будет перемещаться

по кругу в направлении движения часовой стрелки. В случае одновременного применения двух фазометров необходимо обращать внимание на согласованность этих направлений, так как при подключении электродов в другом порядке разность отсчетов $\Delta_1\varphi - \Delta_2\varphi$ может фактически обратиться в сумму $\Delta_1\varphi + \Delta_2\varphi$, величина которой изменяется совершенно незакономерно. Вследствие подачи на катод электронно-лучевой трубки запирающего сигнала u_2 , равного $A_2 \sin(4\pi ft + \varphi_2)$ при положительных значениях этой величины и обращаемогося в нуль в течение отрицательных полуоволн, луч находится в середине светлого сектора в те моменты времени t_m , когда $\sin(4\pi ft + \varphi_2) = -1$. Поэтому $2\pi ft_m = \frac{3}{4}\pi + k\pi - \frac{\varphi_2}{2}$, где k — любое целое число или нуль,

$$u_1'(t_m) = A_1 \sin\left[(k+1)\pi + \left(\frac{2\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right)\right], \quad (35)$$

$$u_1''(t_m) = -A_1 \cos\left[(k+1)\pi + \left(\frac{2\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right)\right]. \quad (36)$$

На основании формул (35) и (36), в случае применения рассмотренного варианта включения индикатора, центральная линия светлых секторов при $(2\varphi_1 - \varphi_2) = 0$ (или $k\pi$) проходит по прямой $00'$ (рис. 7), а при $(2\varphi_1 - \varphi_2) = -\Delta^*\varphi$ повернута относительно нее на угол θ , равный по абсолютному значению $\frac{\Delta^*\varphi}{2}$. Определение

угла поворота светлых секторов, которые заполнены целым рядом линий вследствие постепенного изменения амплитуд в пакете колебаний, производится с помощью поворачиваемого прозрачного лимба, на котором нанесены визирные линии k_1 , k_1' и k_2 . Практически при наблюдениях по фазометру непосредственно визируется не центральная линия светлых секторов, а их края, которые должны одинаково выступать за боковые визирные линии k_1 , k_2 .

При определении значения непосредственно измеряемого параметра (угла θ) не требовалось принимать в расчет величину или соотношение амплитуд A_1 , A_2 . Эта особенность принятой методики измерений $\Delta^*\varphi$ имеет очень существенное значение при наблюдениях за фазовыми параметрами атмосфериков, амплитуды которых на различных частотах могут изменяться в широких пределах. Если амплитуды сигналов не слишком малы и обеспечивают как достаточное отклонение луча, так и достаточно глубокую модуляцию яркости, на экране индикатора получают четкие и удобные для наблюдений изображения секторов, не изменяющиеся по форме при дальнейших вариациях A_1 , A_2 (в отличие, например, от метода «сумма—разность», при котором форма эллипсов зависит от соотноше-

ния A_1/A_2 при любых величинах A_1 и A_2). Совершенно не пришлось упоминать о ненужном в данном случае определении некоторого начального момента времени, выбор которого доставляет столько трудностей при полном гармоническом анализе формы атмосфериков. Простота, надежность и достаточная точность непосредственных измерений фазовых параметров атмосфериков дополнительно подкрепляются возможностью использования настроенных приемников со сравнительно широкой полосой пропускания, что несколько снижает требования в отношении необходимого усиления, обеспечивая поэтому устойчивую работу аппаратуры и меньшую зависимость от посторонних узкополосных помех. Используемые в фазометрах приемники (усилители) имеют ширину полосы пропускания (на уровне 0,5) порядка 1 кГц при рабочих частотах примерно от 5 до 15 кГц.

В связи с этой особенностью приемной аппаратуры желательно проверять фазометры не только по незатухающим колебаниям, с помощью которых снимаются обычные частотные характеристики, но и по достаточно широкополосным импульсным сигналам, для чего требуется найти подходящую методику. С помощью незатухающих колебаний можно легко определить также нулевую точку шкалы, подавая на вход фазометра через эквивалент антенны выпрямленную синусоиду, гармоники которой имеют нулевой сдвиг фаз. Однако при исследовании изменений $\Delta^* \varphi$ выбор начала шкалы имеет только условное значение. Поиски удобного способа проверки правильности показаний фазометров завершаются выбором подходящей комбинации измерений, проводимых по импульсным сигналам и по незатухающим колебаниям, при которой не требуется анализировать фазовый спектр подаваемых импульсов. Достаточно широкополосные импульсные сигналы, вырабатываемые контрольным генератором, имеющимся в пеленгаторе атмосфериков, подаются на входы проверяемых фазометров сначала непосредственно, а потом через простые LC -фильтры, настроенные на различные частоты. Фазовые характеристики используемых фильтров определяются по незатухающим колебаниям с помощью типового лабораторного фазометра, выпускаемого промышленностью. Результаты проведенных измерений подтвердили правильность и достаточно высокую точность показаний проверяемых фазометров. Разность отсчетов, сделанных по фазометрам при подключенных и отключенных фильтрах, не отличались более чем на 3° от соответствующих величин, полученных по фазовым характеристикам фильтров [35].

Значительное изменение методики фазовых измерений после проведения первых опытов, выявивших большую перспективность использования фазовых параметров атмосфериков, привело к резкому увеличению точности наблюдений. Поэтому было решено повторить во время следующего летнего сезона одну из ранее проведенных серий наблюдений с целью получения уточненных данных об относительной величине фазовой скорости v^* на частоте $f \approx 7$ кГц. Новая серия наблюдений проводилась с помощью фазометров, используемых уже для регулярных наблюдений за далекими грозowymi

очагами. В остальном по своей организации новые наблюдения были аналогичны проведенным ранее опытам и также делались синхронно с работой сети пунктов пеленгования атмосфериков. Особое внимание уделялось обработке данных пеленгования атмосфериков, большую часть которых (около 70% от общего числа) пришлось сразу же забраковать вследствие плохой согласованности пеленгов. Источники остальных атмосфериков были запеленгованы более или менее удовлетворительно, а случаи полной согласованности показаний не менее чем четырех пунктов, когда точки пересечения пеленгов расходились не более чем на 100 км, встречались с вероятностью, не

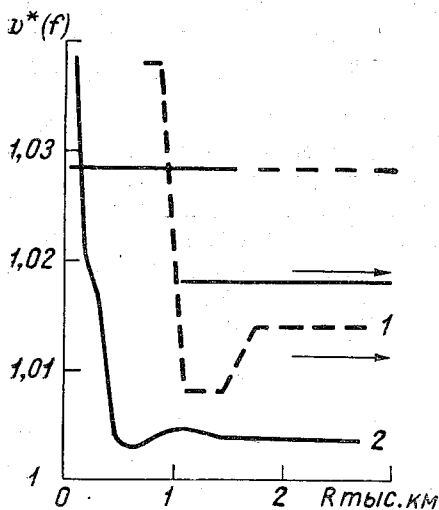


Рис. 8. Зависимость $v^*(f)$ от R .

1 — экспериментальная кривая, 2 — теоретическая кривая.

превышающей нескольких процентов. Большинство источников запеленгованных атмосфериков было расположено на расстояниях до 2 тыс. км, а почти все запеленгованные источники находились ближе 3 тыс. км от пункта наблюдения. Полученные данные были использованы для составления графиков, характеризующих зависимость разности фаз $\Delta^*\varphi$ от расстояния R . Новые графики отличались от аналогичных графиков, построенных раньше по данным опытных наблюдений, значительно более определенной группировкой точек в достаточно широком интервале расстояний, позволившей гораздо увереннее ограничить полосы, внутри которых располагалось большинство точек, и провести линии, характеризующие в среднем зависимость $\Delta^*\varphi$ от R . При этом обнаружилось явное искривление линий, указывающее на зависимость значений v^* от расстояния. По наклону отдельных участков полученных кривых можно легко определить соответствующие значения v^* и вычислить по ним, пользуясь формулой (30) при $v^*(2f)=1$, средние значения v^* для отдельных интервалов расстояний [38]. Результаты этих подсчетов приведены в виде графика на рис. 8, где горизонтальными линиями указаны дополнительно значения $v^*(7)$, полученные, во-первых, теоретически для определенных моделей ионосферы [85, 94], и, во-вторых, экспериментально как по данным опытных наблюдений за фазовыми параметрами атмосфериков, так и методом полного гармонического анализа формы атмосфериков [6, 106]. На достаточно больших расстояниях (при $R > 1$ тыс. км) значения $v^*(7)$, найденные в результате проведения уточненных измерений фазовых параметров атмосфериков, колеблются вблизи соответствующих величин, полученных в целом ряде работ другими методами. На малых расстояниях (при $R < 1$ тыс. км) значения $v^*(7)$ резко увеличива-

ются и даже превышают величину, найденную по данным первых опытных наблюдений. Следовательно, отмеченная раньше особенность результатов опытных наблюдений связана с использованием большого числа близких атмосфериков. Для сравнения на рис. 8 приведена взятая из [6] теоретическая кривая 2, вычисленная для частоты $f=10$ кГц. Экспериментальная кривая 1 в общих чертах похожа на теоретическую кривую, однако квазипредельные значения $v^*(10)$ устанавливаются согласно теоретической кривой уже на расстоянии порядка 500 км. До последнего времени статья [38] являлась, по-видимому, единственной работой, в которой дается непосредственная характеристика изменения v^* в зависимости от расстояния, полученная по экспериментальным данным, относящимся к исследуемому участку сверхдлинноволнового диапазона.

6. Методика использования непосредственно измеримых фазовых параметров для оценки расстояния

Для решения поставленной задачи требовалось приступить к дальнейшей разработке методики фазовых наблюдений, различные варианты которой удобно классифицировать по числу рабочих частот, на которых одновременно принимаются атмосферики. С помощью наблюдений на двух частотах ($f_2=2f_1$, вариант IIa) были получены некоторые результаты, имеющие самостоятельное значение, но подойти к определенной оценке R не удалось вследствие многозначности показаний, вызванной слишком быстрым изменением параметра $\Delta\phi$, измеряемого всегда по модулю 2π . При выборе другой пары частот ($f_2=f_1+\delta$, $\delta \ll f_1$, вариант IIб) возникают не только технические, но и принципиальные затруднения, связанные с повышенными требованиями к стабильности характеристик источника, обусловленными умножением фаз при измерениях. Эти затруднения могут быть успешно преодолены лишь при работе с искусственными сигналами, когда за счет усложнения приемной аппаратуры и обеспечения исключительно высокой стабильности подаваемых сигналов получают весьма точные результаты. Использовать частоты, сильно отличающиеся друг от друга ($f_2=f_1+\delta$, $\delta > f_1$, вариант IIв), вообще невыгодно вследствие ограниченности подходящего участка сверхдлинноволнового диапазона и большого изменения условий распространения на его краях.

Указанные ограничения необходимо учитывать и при увеличении числа рабочих частот, поэтому практически достаточно рассмотреть только простейшие варианты. С учетом этих замечаний можно отметить близость варианта IIIa ($f_1+f_2=f_3$) к варианту IIa, так как при дальнейшем сближении сравнительно немного отличающихся друг от друга частот f_1 и f_2 сумма (f_1+f_2) стремится к $2f_2$. Но уже следующий вариант IIIб, при котором $f_1+f_2=2f_3$, приводит к новым результатам. К варианту IIIб, непосредственно примыкает четырехчастотный вариант IVa, определяемый соотношением $f_1+f_2=f_3+f_4$, в котором вместо удвоенной частоты $2f_3$ стоит сумма двух близких

частот f_3 и f_4 . Наконец, встречается еще один вариант с совокупностью частот, связанных между собой соотношением $f_1 + f_2 = 2(f_3 + f_4)$. Так как при увеличении числа рабочих частот поставленные условия становятся более широкими, целесообразно выделить разновидность варианта IVб, добавив второе условие подобного типа. К варианту IVб₁ относятся комбинации частот, удовлетворяющие одновременно двум соотношениям: $f_1 + f_2 = 2(f_3 + f_4)$ и $f_1 - f_2 = 2(f_3 - f_4)$.

Выделенные варианты IIIб и IVб₁ могут быть получены, по крайней мере формально, в результате комбинаций элементов низшего порядка (типа вариантов IIб и IIа). К таким элементам, имеющим тип IIб в случае применения варианта IIIб, относятся пары частот (f_1, f_3) и (f_1, f_2) , причем $f_1 = f + \delta$, $f_2 = f - \delta$, $f_3 = f$. Однако непосредственные измерения на каждой из таких пар частот трудно осуществимы и недостаточно эффективны, поэтому исключается возможность поэтапного определения искомой величины, которая появляется лишь в готовом виде. Наоборот, вариант IVб₁ сводится к комбинации практически освоенных наблюдений, проводимых по варианту IIа, допускающему измерение промежуточных величин на парах частот $(2f, f)$ и $(2f + 2\delta, f + \delta)$ или соответственно (f_2, f_4) и (f_1, f_3) , так как в этом случае $f_1 = 2f + 2\delta$, $f_2 = 2f$, $f_3 = f + \delta$, $f_4 = f$. Фактически совершенно независимо друг от друга и почти одновременно были разработаны оба варианта методики наблюдений за фазовыми параметрами атмосферных волн, вследствие чего теперь можно получить общее представление относительно эффективности полученных результатов.

Волланд и Хейдт в самом начале работы в области фазовых измерений подошли к трехчастотному варианту наблюдений (IIIб) и с тех пор остановились на нем, ограничиваясь постепенным усовершенствованием созданной ими автоматической аппаратуры [125—127, 131]. По другому пути шел автор настоящей работы, исследовавший сначала двухчастотный вариант наблюдений (IIа) и обратившийся после анализа полученных данных к подготовке методики четырехчастотного варианта наблюдений (IVб₁), использованной вскоре для проведения регулярных однопунктных наблюдений [33].

Четырехчастотный вариант разрабатывался как непосредственное продолжение и естественное развитие проведенной работы. Встреченные перед этим затруднения носили общий характер и преодолевались общим методом, применяемым с обратной целью при построении нониусных шкал. Если параметры x_1, x_2, \dots , связанные с искомой величиной $R \ll R_{\max}$ соотношениями типа $l_1 x_1 = R$, $l_2 x_2 = R \dots$, определяются только своими дробными частями, $x'_1 = x_1 - n_1$, $x'_2 = x_2 - n_2 \dots$, где $n_1, n_2 \dots$ — неизвестные целые числа, $x'_1 < 1$, $x'_2 < 1 \dots$, а коэффициенты $l_1 \ll R_{\max}$, $l_2 \ll R_{\max} \dots$, приходится одновременно измерять значения x'_1 и x'_2 и находить R по разности $\Delta x = (x'_1 - x'_2)$. Переписав исходное соотношение в виде

$x_1 = \frac{R}{l_1}$, $x_2 = \frac{R}{l_2}$, можно легко получить значение нового коэффициента L :

$$x_1 - x_2 = R \left(\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2} \right), \quad (37)$$

$$R = L(x_1 - x_2) = L(\Delta x) + Ln, \quad (38)$$

$$L = \frac{1}{\frac{1}{l_1} - \frac{1}{l_2}} = \frac{l_1}{1 - \frac{l_1}{l_2}}, \quad (39)$$

откуда следует, что при $l_1 \sim l_2$ коэффициент $L \gg l_{1,2}$. При достаточно большом L , сравнимом по величине с максимально возможным значением R в земных условиях, слагаемое Ln в формуле (38), где n — некоторое целое число или нуль, не может внести какую-либо неопределенность при определении R и поэтому естественно опускается. Для применения этого соотношения в рассматриваемом случае достаточно принять, что $2\pi x'_1 = \Delta_1^* \varphi$, $2\pi x'_2 = \Delta_2^* \varphi$, $2\pi(\Delta x) = (\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi) = \Delta \varphi$, так как общее определение коэффициента l (или $l_1, l_2 \dots$) было уже дано выше. Величина отношения (l_1/l_2) зависит вообще от выбора рабочих частот f и $(f + \delta)$, но практически в первую очередь выделяется влияние разности частот (δ) , которую можно изменять в относительно широких пределах. Постепенно выясняя зависимость L от первичных факторов, воспользуемся формулой (29) для исключения величин l_1, l_2 , которые имеют теперь промежуточное значение. Не уточняя пока вида функции $v^*(f)$, получаем следующую формулу:

$$\frac{c(L)^{-1}}{2} = f \left[\frac{1}{v^*(2f)} - \frac{1}{v^*(f)} \right] - (f + \delta) \left[\frac{1}{v^*(2f + 2\delta)} - \frac{1}{v^*(f + \delta)} \right], \quad (40)$$

так как по определению L , принятому в формуле (39), $(L)^{-1} = (l_1)^{-1} - (l_2)^{-1}$. Следует обратить внимание на то обстоятельство, что формула (40), если рассматривать ее как уравнение, в котором L является известной функцией f и δ , не решается однозначно относительно $v^*(x)$, где x , в частности, равно $f, f + \delta$ и т. д. Даже не обращаясь к специальной работе, посвященной теории функциональных уравнений [10], можно найти функции $v^*_\varepsilon(x) \neq v^*(x)$, являющиеся решением уравнения (40). Введем для этого вспомогательную функцию $g(x)$ при условии, что

$$f [g(2f) - g(f)] - (f + \delta) [g(2f + 2\delta) - g(f + \delta)] = 0, \quad (41)$$

которое становится особенно наглядным, если использовать обозначение $F(x) = g(2x) - g(x)$. Тогда из соотношения

$$\frac{f}{f + \delta} = \frac{F(f + \delta)}{F(f)} \quad (42)$$

сразу видно, что $F(x) = \frac{a}{x}$, где a — некоторый постоянный коэффициент. Возвращаясь снова к $g(x)$, получаем уравнение $g(2x) - g(x) = \frac{a}{x}$, имеющее вполне очевидное решение $g(x) = -\frac{2a}{x} = -\frac{\varepsilon}{x}$, если обозначить произвольный постоянный коэффициент — $2a$ через ε . Добавим, что тривиальное решение уравнения (41), при котором $g(x)$ является постоянной величиной, не представляет интереса, так как связано либо с очень небольшими преобразованиями и $v^*(f)$, либо с нереальным изменением хода $v^*(f)$.

Подставляя найденную функцию $g(x)$ в формулу (41) и складывая однотипные члены формул (40) и (41), вводим в них общее обозначение

$$\frac{1}{v^*(x)} + \frac{\varepsilon}{x} = \frac{1}{v_\varepsilon^*(x)}, \quad (43)$$

указывающее на возможность замены $v^*(x)$ на $v_\varepsilon^*(x)$ в основной формуле (40). С помощью элементарных преобразований формула (43) может быть представлена в виде простого соотношения $v_\varepsilon^*(x) = p(x)v^*(x)$, в котором коэффициент $p(x)$ [или $p(f)$], если перейти к более привычному обозначению аргумента, зависит от частоты f :

$$p(f) = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon}{f} v^*(f)}. \quad (44)$$

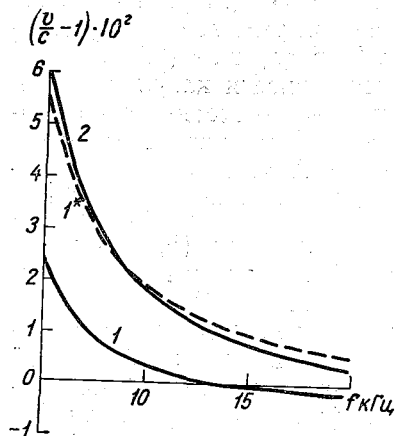


Рис. 9. Пример преобразования кривой $v^*(f)$.

1 — средняя теоретическая кривая, 1^* — преобразованная кривая, 2 — экспериментальная кривая.

В качестве примера на рис. 9 приведены, во-первых, две кривые $v^*(f)$, полученные разными методами для различных условий, и, во-вторых, преобразованная кривая, построенная в результате умножения ординат одной из первых кривых на коэффициент $p(f)$, значения которого вычислялись по формуле (44) при $\varepsilon = -0,1$ и f , выраженном в кГц. Как видно из этого рисунка, с учетом допустимых преобразований к одной группе могут быть отнесены кривые $v^*(f)$, весьма заметно отличающиеся друг от друга. Наличие группы допустимых преобразований $v^*(f)$, не вызывающих изменения в величине L , является одним из факторов, способствующих устойчивости дальномерной шкалы фазометров. Однако возможны такие изменения характеристик ионосферы, которые приводят к преобразованиям $v^*(f)$, не входящим в указанную группу. Можно добавить, что найденные преобразования инвариантны по отношению к величине L не только в случае применения четырехчастотного варианта наблю-

дений, но и для трехчастотного, используемого Хейдтом [125, 131]. Так как в последнем случае соответствующая величина L_v определяется по формуле

$$c(L_v)^{-1} = \frac{f + \delta}{v^*(f + \delta)} + \frac{f - \delta}{v^*(f - \delta)} - \frac{2f}{v^*(f)}, \quad (45)$$

при подстановке в нее преобразованных значений $v_v^*(f) = \rho(f)v^*(f)$ добавляются слагаемые, в сумме равные нулю.

В период организации однопунктных наблюдений, когда вполне определенно выяснилось, что необходимо использовать одновременно два фазометра, ответ на вопрос относительно выбора разности частот δ приобрел первостепенное значение, так как диапазон подходящих рабочих частот f практически весьма узок. Первые опыты, проведенные с целью выбора подходящего значения δ , не дали положительных результатов, так как сначала предполагалось получить по синхронным измерениям двух разностей фаз $\Delta_1^* \varphi$, $\Delta_2^* \varphi$ как «грубую» дорожку (характеризуемую разностью $\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi$), так и «точную» дорожку (по самим отсчетам $\Delta_1^* \varphi$, $\Delta_2^* \varphi$). Кроме того, в то время еще не было достаточно правильных представлений об удаленности источников значительного числа принимаемых атмосфериков и встречались указания, что дальность действия применяемых пеленгаторов ограничена расстояниями порядка 3—4 тыс. км [42]. Поэтому сначала ориентировочно выбирались слишком укороченные «грубые» дорожки. В процессе первичной обработки данных, наносившихся на сетку с координатами $\Delta_1^* \varphi$, $\Delta_2^* \varphi$, стиралось качественное различие между отдельно взятыми параметрами $\Delta_1^* \varphi$, $\Delta_2^* \varphi$ и их комбинацией ($\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi$), но это различие не имело бы существенного значения при работе с высокостабильными источниками и при неизменных условиях распространения, а при наблюдениях за атмосфериками в реальных условиях оказалось весьма заметным. Излишняя детализация данных препятствовала обработке результатов наблюдений, так как экспериментальные точки располагались в различных местах координатной сетки без достаточно определенной группировки, необходимой для уверенной интерпретации измеренных величин. Вариации фазы сигналов, зависящие или не зависящие от частоты, вызванные неучитываемыми отклонениями от средних характеристик источника и условий распространения, могут оказывать заметное влияние на величину параметра $\Delta^* \varphi = \varphi_2 - 2\varphi_1$ вследствие существенного различия как рабочих частот ($f_2 = 2f_1$), так и относительного веса отдельных фаз. В тех случаях, когда необходимо использовать параметр $\Delta^* \varphi$ для решения некоторых специальных задач (связанных, например, с оценкой фазовых скоростей), приходится проводить довольно длительные наблюдения с целью исключения погрешностей, вызванных посторонними факторами, за счет осреднения большого числа исходных данных.

Замена параметра $\Delta^* \varphi$ комбинированным параметром ($\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi$), по существу, дает возможность, неограниченно сближать

частоты, используемые для определения разности фаз так как $(\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi) = \{ [\varphi(2f) - 2\varphi(f)] - [\varphi(2f+2\delta) - 2\varphi(f+\delta)] \} = \{ [\varphi(2f) - \varphi(2f+2\delta)] - 2[\varphi(f) - \varphi(f+\delta)] \}$. В литературе встречаются иногда оценки колебаний разности фаз сигналов, излучаемых удаленным передатчиком на частотах, сравнительно мало отличающихся друг от друга. Например, на расстоянии 8,5 тыс. км от передатчика, работавшего на частотах 10,2 и 13,6 кГц, т. е. при $\delta = 3,4$ кГц, наблюдались колебания разности фаз, имевшие в среднем величину порядка 10° [120]. Сближение рабочих частот приводит, очевидно, к систематическому уменьшению колебаний разности фаз, независимо от того, какими факторами они вызываются (только вариациями условий распространения или также особенностями источников атмосфериков). Поэтому обращение к параметру $(\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi)$, обусловленное сначала необходимостью исключения неопределенности при оценке расстояния по разностям фаз (измеряемых по модулю 2π), оказывается также целесообразным с точки зрения уменьшения реальных погрешностей измерений. Выводы, сделанные после проведения предварительных наблюдений с помощью двух фазометров, заставили отказаться от попыток использования промежуточных параметров $\Delta_1^* \varphi$, $\Delta_2^* \varphi$ с целью получения двух дорожек и ограничиться практически применением разности $[\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi]$, которой отводилась сначала роль «грубой» дорожки.

После выяснения вопроса о методике обработки данных фазовых наблюдений, приспособленной для оценки расстояния, появилась возможность достаточно легко найти подходящее значение разности рабочих частот δ , при котором шкаловой коэффициент L имеет нужную величину (порядка 20 тыс. км). Сначала оба фазометра были настроены на одинаковую пару частот (f , $2f$) для проверки согласованности их показаний. Синхронные наблюдения за атмосфериками, проведенные при такой настройке фазометров, показали, что разности отсчетов по двум индикаторам достаточно малы и в среднем равняются нулю. Процесс дальнейшей перестройки аппаратуры подразделялся на ряд этапов, на которых постепенно, очень небольшими шагами, изменялись рабочие частоты второго фазометра, тогда как настройка первого фазометра оставалась все время неизменной. Каждая перестройка второго фазометра сопровождалась серией наблюдений, обрабатывавшихся с целью определения средней разности фаз $(\Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi)$ для атмосфериков, источниками которых являлись сильные грозовые очаги, имевшиеся во время наблюдений в районе Средиземного моря, на расстояниях порядка 2—3 тыс. км. Определение расстояний до грозовых очагов производилось по соответствующим синоптическим картам и на основании данных пеленгования атмосфериков. Перед началом последнего этапа пробных наблюдений достигается искомая настройка фазометров, при которой величина L становится несколько меньше 20 тыс. км. Применение такого критерия обусловлено тем, что при слишком укороченной шкале ($L < 10$ тыс. км) не всегда обеспечена

однозначность результатов, а часть излишне удлиненной шкалы ($L > 20$ тыс. км) принципиально не может быть использована. По данным заключительной серии пробных наблюдений было получено значение $L \approx 18$ тыс. км при $\delta \approx 0,7$ кГц.

Задачи, возникающие при физической интерпретации результатов наблюдений, проведенных с помощью двух фазометров, отличались специфическими особенностями от встречающихся выше вопросов. Если при анализе данных предыдущих опытов достаточно было дать привычную, но фактически условную оценку согласованности различных результатов, когда они оказывались сравнимыми, и вполне отвечали поставленным требованиям оценки параметра l почти что по порядку величины (например, на основной вывод не влияло изменение l в два раза), то теперь нужно было рассмотреть более тонкие связи с тем, чтобы выяснить закономерность найденного значения δ , так как от устойчивости величины L , задаваемой в первую очередь этим параметром, зависела успешность дальнейшей работы. Конкретные данные, полученные в результате решения поставленной задачи, относятся непосредственно к обоснованию выбора параметров аппаратуры для однопунктных наблюдений, описываемой в следующей главе, поэтому здесь достаточно указать удобные рабочие формулы.

Предыдущие формулы (40) и (45) не могут быть непосредственно применены для оценки δ при заданном L (или наоборот) без конкретизации вида функции $v^*(f)$. Давая конкретное выражение для $v^*(f)$, нужно, с одной стороны, выделить наиболее типичные и существенные черты этой зависимости без излишней детализации, нецелесообразной вследствие нестабильности побочных факторов, и, с другой стороны, характеризовать имеющиеся в литературе графики и таблицы $v^*(f)$, сравнивавшиеся преимущественно качественно, не уменьшая реальную точность этих данных в рассматриваемом диапазоне частот. Этим условиям удовлетворяет простое и хорошо знакомое выражение

$$v^*(f) = \frac{1}{\sqrt{a - \frac{b}{f^2}}}, \quad (46)$$

(где частота f выражена в кГц, a и b — некоторые коэффициенты), выведенное сначала для наиболее схематизированной модели волновода Земля — ионосфера и предлагавшееся (с расшифровкой значений a и b) для практического применения в качестве приближенной формулы [77, 96]. Для иллюстрации эффективности формулы (46) можно использовать результаты измерений Барджеса [104], особенно высоко оцениваемые в обзоре [77]. Эти измерения были выполнены по сигналам радиостанций ГБР и ГБЗ методом «летающих часов» с помощью атомного стандарта частоты, перевозимого на реактивном самолете из Англии в Южную Африку и обратно, на расстояние (в одну сторону) около 9 тыс. км. В табл. 6 экспериментальные данные $v_1^*(f)$, сравниваются с расчетными величинами $v_2^*(f)$, полученными по формуле (46) с коэффициентами $a = 1,0075$,

$b=1,34$, значения которых были, конечно, предварительно определены для этого ряда измерений. Величины $v_1^*(f)$, взятые из статьи [104], относятся к результатам дневных измерений, сделанных на расстояниях более 3 тыс. км, причем было принято значение $c=299792,5$ км/с. Значения $v_1^*(f)$ для ночи в статье [104] не приведены, но указанные там изменения экспериментальных и теоретических величин фазовых задержек имеют ото дня к ночи противоположные знаки.

Таблица 6

f кГц	11,6	11,8	13,8	16,0
$v_1^*(f)$	1,00125	1,00100	0,99975	0,99890
$v_2^*(f)$	1,00123	1,00106	0,99977	0,99887

Обращая внимание на то, что значения $v_1^*(f)$ заканчиваются цифрами 0 или 5 и, очевидно, округлены до половины четвертого знака после запятой, т. е. до 0,00005, а разности $v_1^*(f) - v_2^*(f)$ не превышают по абсолютной величине значения 0,00006, следует признать практически полную сходимость имеющих значения $v_1^*(f)$ и $v_2^*(f)$. Рассмотренные измерения охватывают только верхнюю часть диапазона частот, используемого для наблюдений за далекими атмосфериками, так как нет передатчиков, работающих на частотах ниже 10 кГц. Поэтому нужно дополнительно выяснить, насколько характерными являются значения коэффициентов a и b , найденные, как видно из табл. 6, по данным об очень небольших изменениях величины $v_1^*(f)$, вследствие чего сравнительно небольшие отклонения от принятой закономерности могли бы привести к большим ошибкам. Наконец, требуется дать ответ на общий вопрос о границах диапазона частот, где формула (46) характеризует изменение $v^*(f)$ с погрешностью, которая практически не может быть существенно уменьшена без перехода от общих оценок к трудно осуществимому исследованию отдельных конкретных случаев. Для ответа на поставленные вопросы можно использовать результаты довольно многочисленных теоретических расчетов $v^*(f)$, основанных на экспериментальных сведениях о характеристиках нижней ионосферы, полученных другими методами. Оценка точности, с которой результаты различных теоретических расчетов могут быть представлены формулой (46), попутно характеризует сходимость их между собой. Непосредственное сравнение теоретических значений $v^*(f)$, часто сопоставлявшихся также с менее определенными экспериментальными данными, полученными методом гармонического анализа, носило раньше преимущественно качественный характер, безотносительно к границе, ниже которой погрешности расчета не имеют реального значения.

Решение, получаемое в результате обработки большого количества данных на ЭВМ, иногда оказывается даже внешне настолько простым, что возникает естественный вопрос: «почему мы не дога-

дались без ЭВМ» [23]. В данном случае решение оказывается, по существу, очень простым (в наиболее интересном интервале частот); но если не обратиться сразу к выяснению общей закономерности, то трудно заметить потом, просматривая готовые таблицы и графики, с какой точностью оправдывается формула (46). Поэтому потребовалось провести заново несложную обработку данных целого ряда теоретических расчетов $v^*(f)$, выполненных различными авторами, встречаясь всюду с проявлением одной общей закономерности, повторяющейся в неявной форме во всех вариантах. Данные теоретических расчетов $v^*(f)$ в пределах их реальной точности можно было представить формулой (46) в довольно широком интервале частот. В наиболее важном случае (для первого мода) этот интервал охватывает примерно частоты от 6 до 25 кГц [65]. Область частот, близких к полосе поглощения волновода Земля—ионосфера (1—4 кГц), отличающаяся специфическими и мало изученными закономерностями [95], не представляет интереса для наблюдений за далекими атмосфериками. Одновременно с выяснением ширины рабочего интервала, в котором формула (46) фактически оказалась строгой, были получены некоторые средние значения коэффициентов $a_1 \approx 1,008$ и $b_1 \approx 1,40$, достаточно близкие к указанным выше величинам $a = 1,0075$, $b = 1,34$, найденным позднее по данным наиболее точных измерений $v^*(f)$ в узком интервале частот.

Приведенные здесь средние значения коэффициента b_1 относятся к первому моду, так как его и только его характеристики можно непосредственно сравнивать с экспериментальными данными, полученными для больших расстояний. Параметры любого из следующих модов, взятые в отдельности, не имеют самостоятельного значения, резко отличаются в области выбранных рабочих частот от соответствующих экспериментальных данных на любом расстоянии и могут применяться только в качестве промежуточных величин в комбинации между собой и с первым модом. В отношении характеристики модов даже в новых теоретических работах встречаются изредка расхождения, имеющие, вероятно, случайный характер. Так, по данным статьи [46], получается соотношение $b_m = m^2 b_1$ вместо обычного выражения $b_m = (2m - 1)^2 b_1$ для ионосферы, которая, как указал еще Бадден, подобна диэлектрическому отражателю [185].

По смыслу коэффициент b (точнее, $b' = \frac{b_1}{a} = f_c^2$) соответствует квадрату критической частоты волновода Земля—ионосфера и может определяться независимо от геометрических характеристик по данным измерений $v^*(f)$. Критическая частота всякого волновода зависит, в свою очередь, от его размеров, поэтому коэффициент b' часто связывался теоретически с эффективной высотой нижней ионосферы (h), считая $f_c = \frac{c}{4h}$. Однако определение h по экспериментальному профилю эквивалентной электронной концентрации в нижней части ионосферы напоминает по характеру определение начала атмосферика по его форме, зарегистрированной на осциллограмме. Коэффициент a также зависит от h , только очень слабо, так

как величина $(a-1)$ имеет порядок $\left(\frac{h}{r}\right)$, где r — радиус Земли, и является поправкой на кривизну сферического волновода Земля—ионосфера. Наличие этой поправки объясняется совершенно элементарно неодинаковой длиной окружностей радиуса $(r+x)$, где $0 \leq x \leq h$, которые в стационарных условиях должны проходить за одинаковое время, т. е. с разной скоростью. При расчете L для оценки шкалы комплекта фазометров коэффициент a выносится за скобки, и небольшое отличие его от единицы (обычно меньше 1%) в данном случае несущественно.

После анализа общей формулы (46) можно обратиться к непосредственному использованию ее, подставляя соответствующие значения $v^*(f)$ в формулу (40) и считая $a=1$:

$$\frac{c(L)^{-1}}{2} = f \left\{ \left[\left(1 - \frac{b}{4f^2} \right)^{\frac{1}{2}} - \left(1 - \frac{b}{f^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] - (f+\delta) \left\{ \left[1 - \frac{b}{4(f+\delta)^2} \right]^{\frac{1}{2}} - \left[1 - \frac{b}{(f+\delta)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \right\} \right\}. \quad (47)$$

Так как для используемых частот $(bf^{-2}) \ll 1$, в качестве первичной рабочей формулы вполне применимо еще более простое выражение для L , получаемое из формулы (47), если подставить в нее приближенные значения радикалов $\sqrt{1-x} \approx 1 - \frac{x}{2}$,

$$L \approx \frac{400f(f+\delta)}{b\delta}. \quad (48)$$

В полученной таким образом приближенной формуле (48) L выражено в км, f и δ — в кГц, b — в кГц², а для c взято значение 300 км · кГц.

Для общей ориентировки в условиях формирования результатов фазовых наблюдений можно дополнительно привести оценки некоторых гипотетических величин L_H и L_B , характеризующих относительную роль нижних $[f, (f+\delta)]$ и верхних частот $[2f, 2(f+\delta)]$. Используя для одной пары частот применявшуюся выше приближенную формулу $[v^*(f)]^{-1} \approx 1 - \frac{b}{2f^2}$ и принимая для другой пары

условие $v^*(2f) = v^*(2f+2\delta) = 1$ (при определении L_H) или $v^*(f) = v^*(f+\delta) = 1$ (при определении L_B), можно легко подсчитать с помощью формулы (40) искомые значения L_H и L_B , которые оказываются связанными с действительной величиной L следующими соотношениями: $L_H \approx \frac{3}{4}L$, $L_B \approx 4L$. Так как L_H (в отличие от L_B)

довольно близко по величине к L , вполне определенно выясняется ведущая роль нижних частот $f, (f+\delta)$ при фазовых наблюдениях.

Нижние частоты $[f, (f+\delta)]$, применяемые при фазовых наблюдениях вместе с верхними частотами $[2f, 2(f+\delta)]$, сами по себе очень низки ($f \gg f_c$) и дальнейшее снижение их при условии $f > f_c$

совершенно нецелесообразно вследствие резкого роста поглощения, ограничивающего дальность приема атмосфериков. Однако на частотах ниже нескольких сотен герц, поглощение снова резко падает и становится очень малым. Поэтому, заканчивая рассмотрение общих вопросов методики фазовых наблюдений за атмосфериками, необходимо в заключение остановиться на оценке перспективности таких наблюдений на очень низких частотах порядка 10—200 Гц.

Основная особенность изменения разности фаз $\Delta^* \varphi$ на этих частотах характеризуется резким увеличением параметра l . Такой вывод является непосредственным следствием формулы (34), где в числителе стоит длина волны в свободном пространстве (λ_0), составляющая в данном случае тысячи километров, а знаменатель мал по сравнению с единицей. Полная противоположность характеристик основного рабочего интервала (порядка 5—15 кГц), в котором параметр l слишком мал, и рассматриваемого теперь участка (порядка 10—200 Гц), где параметр l слишком велик, принципиально исключает возможность использования в обоих случаях одинаковой методики фазовых наблюдений, предназначенной для оценки расстояния. Методика фазовых наблюдений, разработанная для основного интервала частот, не является обратимой и не может быть так или иначе перенесена в область совершенно других частот. Более того, специфические особенности очень низких частот делают их, по видимому, вообще мало перспективными для оценки расстояния фазовым методом. Возможно, что фазовые измерения на очень низких частотах окажутся полезными при решении других задач.

Сделанные замечания желательнее подтвердить экспериментальными данными, допускающими вполне определенную интерпретацию. Подходящие исходные данные очень редко встречаются в литературе, но в статье [176] приведены достаточно полные результаты анализа формы «хвоста» атмосферика, зарегистрированного синхронно в двух пунктах, расположенных на расстоянии 5, 7 и 15 тыс. км от источника. В этой работе для определения удаленности источника использовался метод «пеленг—гипербола», простейший вариант которого был исследован раньше [28]. В данном случае наибольший интерес представляли приведенные в статье [176] фазовые спектры, по которым можно было найти значения параметра $\Delta^* \varphi$, сопоставленные между собой на рис. 10. Сходимость значений $\Delta^* \varphi$, колеблющихся на частотах $f > 25$ Гц около одной общей прямой, явилась очень наглядным подтверждением сделанных выводов. При изменении расстояния на 9,3 тыс. км значения $\Delta^* \varphi$ изменялись в среднем (при $f > 25$ Гц) приблизительно на 15° , что соответствует значению параметра l порядка 200 тыс. км. Большие колебания $\Delta^* \varphi$ на частотах $f < 25$ Гц объясняются влиянием различных помех, о наличии которых упоминается в самой статье [176]. Для дополнительной оценки параметра l можно было использовать приведенные в той же статье значения $v^*(f)$, относящиеся к случаям распространения с запада на восток и с востока на запад, хотя расхождение между соответствующими величинами меньше возможных ошибок, имеющих сравнительно большую величину. Результаты расчета

величины l по значениям $v^*(f)$ представлены на рис. 10 двумя кривыми, имеющими средний уровень порядка 70 тыс. км. Последняя оценка носит грубо ориентировочный характер, так как все отмеченные колебания могут быть целиком объяснены ошибками, допущенными при определении исходных величин $v^*(f)$. Во всяком случае, даже эта оценка приводит к очень большим значениям параметра l в диапазоне очень низких частот.

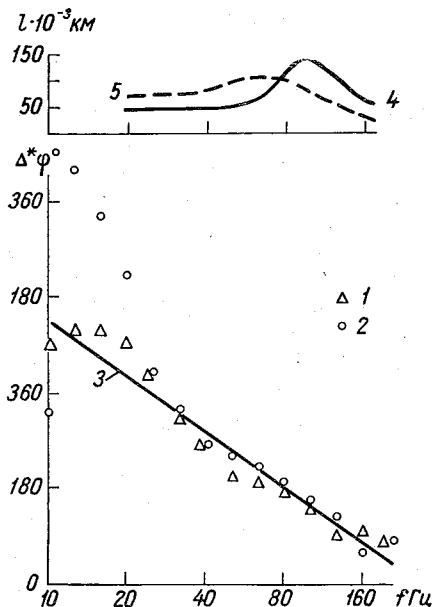


Рис. 10. Изменение $\Delta^*\varphi$ и l по данным анализа «хвостов» атмосфериков.

1 — значения $\Delta^*\varphi$ при $R=15$ тыс. км, 2 — значения $\Delta^*\varphi$ при $R=5,7$ тыс. км, 3 — средняя зависимость $\Delta\varphi$ от f , 4 — значения l для направления запад—восток, 5 — значения l для направления восток—запад.

кривых с теоретическими кривыми, вычисленными для различных расстояний [147]. Однако сравнение спектров отдельных компонентов (E или H) вскоре было заменено построением кривых импеданса $Z=(E/H)$ и определением частот F_n , для которых $(dZ/df)=0$. После этого искомое расстояние R может быть найдено с помощью формулы

$$F_n = \frac{\left(n + \frac{1}{2}\right) v(F_n)}{2(s - 2R)}, \quad (49)$$

где n — порядковый номер экстремума, $v(F_n)$ — фазовая скорость на частоте F_n , s — окружность Земли [149]. Легко заметить, что при четных n (соответствующих максимумам на кривой Z) и небольших R значения F_n близки к известным резонансным частотам полости Земля—ионосфера [6]. С физической стороны частоты F_n , как ука-

Косвенным подтверждением сделанных выводов служит также то, что английские специалисты, занимавшиеся разработкой методики однопунктных наблюдений на очень низких частотах ($f < 60$ Гц), обратились к амплитудным характеристикам атмосфериков и не проводили фазовых измерений [147, 149, 150]. Для получения исходных амплитудных спектров выбирались отдельные возмущения электромагнитного поля, значительно превышающие уровень фона, создаваемого всегда присутствующими нерегулярными колебаниями. Источником таких возмущений, встречающихся в среднем несколько раз в течение часа, являются лишь наиболее сильные разряды молний. Амплитудные спектры отдельных компонентов выбранных возмущений (электрической и магнитной составляющей, E и H) анализировались очень детально с целью сравнения экспериментальных

зано в статье [150], определяются преимущественно разностью фаз сигналов, приходящих на приемный пункт по двум противоположным направлениям, как это бывает, например, в случае известного кругосветного радиоэхо. Такие сигналы в области очень низких частот не могут быть приняты раздельно, поэтому результаты исследования амплитудного спектра заменяют непосредственно невыполнимые в данном случае фазовые измерения.

Однако практически выполнимые измерения оказываются иногда не только слишком сложными, но и ограничиваются трудно преодолимыми препятствиями. Для измерений на очень низких частотах (в герцевом диапазоне) приходится прежде всего выбирать подходящее место с низким уровнем технических помех. Например, для наблюдений, описанных в статьях [147, 149], был выбран пункт, расположенный на крайнем юго-западе Англии, около станций спутниковой связи. Фон, создаваемый естественными источниками (молниями), трудно ограничить таким способом, так как поглощение на этих частотах меньше 1 дБ на 1000 км [146, 176]. Вероятно, указанный выше переход от спектров E , H к отношению $Z = (E/H)$ был сделан не только и не столько с целью исключения зависимости от характеристик источника [150], как для уменьшения влияния фона, уровень которого всего в несколько раз (около 6) меньше амплитуд наибольших возмущений [147]. Такой прием принципиально достаточно хорош, но практически не всегда эффективен, так как на основании примера, приведенного в статье [149], отношение даже магнитных компонентов $H_{(с-ю)}/H_{(в-з)}$ может изменяться в зависимости от частоты в 2—4 раза. Кривые Z , указанные в качестве примера в статье [149], не свободны от мелких нерегулярных колебаний, и нужен определенный оптимизм для определения по ним частот F_n с точностью до 0,5 Гц. Результаты однопунктных наблюдений на очень низких частотах ($f < 50$ Гц) представлены единственным примером локализации 50 молний в течение двух дней (точнее, ночей) при общей продолжительности сеансов около 11 ч [149].

ГЛАВА III

АППАРАТУРА ДЛЯ ОДНОПУНКТНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

1. Особенности однопунктных наблюдений

При однопунктных наблюдениях за далекими грозowymi очагами нужно использовать вместо данных однотипных измерений, проводимых в различных местах, данные разнотипных измерений, сделанных в одном месте. Для этого требуется расширить традиционные измерения добавлением какого-то нового элемента, закономерно изменяющегося в зависимости от расположения источника атмосфериков и непосредственно измеримого без больших практических затруднений. После практического осуществления непосредственных измерений фазовых параметров атмосфериков появилась реальная возможность организовать однопунктные наблюдения, используя для них уже имеющуюся аппаратуру. В комплект аппаратуры для однопунктных наблюдений входят как перестроенные, так и неперестроенные пеленгаторные блоки, хотя в обоих случаях они используются без существенной технической (конструктивной) переделки. Фазовая часть комплекта аппаратуры, предназначенная для оценки расстояния, состоит из полностью перестроенных блоков, в результате чего пеленгаторы превращаются в фазометры. Пеленгаторная часть комплекта аппаратуры, используемая для определения азимутов источников, не перестраивается, но к ней добавляется дополнительное устройство для исключения двузначности показаний обычных пеленгаторов, применяющихся на сети пунктов [42]. Среди различных вариантов пеленгаторов атмосфериков, основные типы которых представлены в виде блок-схемы на рис. 11, привлекает внимание простой, но не применявшийся раньше фазовый вариант. Следует заметить, что в пеленгаторах атмосфериков фазовые соотношения могут использоваться только в качестве технического приема, не связанного с физической основой методики измерений. Тем не менее в результате преобразования амплитудных соотношений в фазовые соотношения появляется возможность исключить двузначность показаний, применяя только два, а не три приемника, как это делается обычно в однонаправленных пеленгаторах. Добавочные фазовращательные це-

почки, имеющиеся в схеме фазового пеленгатора, очень просты и практически не вызывают заметного усложнения аппаратуры. Выигрыш, получаемый в результате исключения третьего приемника, значительно уменьшается в случае применения особого блока (модулятора яркости), вырабатывающего короткие импульсы [42]. Однако по опыту проведенных ранее фазовых измерений вполне определенно выяснилось, что такой блок практически не нужен. Надежность работы упрощенного двухканального пеленгатора атмосфе-

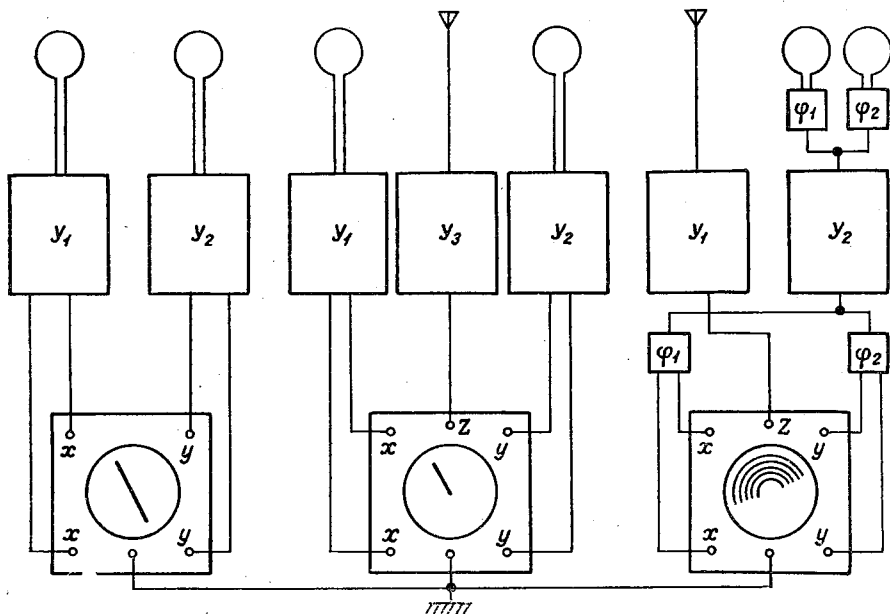


Рис. 11. Блок-схема применяемых пеленгаторов атмосфериков: двунаправленный амплитудный (слева), однонаправленный амплитудный (в центре), однонаправленный фазовый (справа).

риков дополнительно подкрепляется специфической особенностью фазовой схемы — независимостью показаний от колебаний коэффициентов усиления двух приемников (усиление лишь не должно снижаться до таких пределов, когда трудно или даже невозможно сделать отсчет по индикатору). Дальнейшее упрощение пеленгатора атмосфериков, по-видимому, невозможно осуществить, так как одноканальные варианты модернизированного пеленгатора, предложенного в монографии [42], во-первых, не являются однонаправленными, и, во-вторых, оказываются не проще, а сложнее двухканального пеленгатора вследствие добавления различных дополнительных блоков, без которых нельзя составить одноканальную схему.

Пеленгатор атмосфериков, используемый в комплекте аппаратуры для однопунктных наблюдений, отличается от пеленгаторов, применяющихся для сетевых наблюдений, только однозначностью

показаний, причем в фазовых пеленгаторах визируется диаметрально-линейная вспышка на экране индикатора. Реальная точность измерений азимутов остается практически неизменной и не превышает $1-2^\circ$, поэтому принято отсчитывать только целые деления шкалы, одно деление которой соответствует 2° [52]. Случайные погрешности отдельных отсчетов, достигающие большей величины, могут взаимно компенсироваться при осреднении данных одно-пунктных наблюдений в процессе их обработки. В противоположность этому сравнительно большие ошибки, имеющие величину $+\alpha$ и $-\alpha$, вызывают при сетевых наблюдениях отбраковку обоих отсчетов даже в том случае, когда источники атмосфериков расположены в пределах зоны, где еще возможна их локализация сетью пунктов. Систематические ошибки не исключаются путем осреднения данных, поэтому нужно обратить особое внимание на устранение тех факторов, которые могут вызывать определенную тенденцию к искажению некоторых или даже всех пеленгов. В случае применения фазовых пеленгаторов источником систематических, хотя и меняющихся по величине ошибок, достигающих временами очень больших значений (порядка $10-20^\circ$), может быть нарушение изоляции открытой антенны в периоды сырой погоды. Для устранения этих погрешностей целесообразно подвешивать антенну на фторпластовых изоляторах, которые по опыту работы оказались несравненно надежнее обычных фарфоровых. При использовании любых пеленгаторов требуется также следить за исправностью цепей рамочных антенн. Погрешности местного характера могут быть сведены к минимуму, сравнимому с технической точностью аппаратуры, в результате правильного выбора места для пункта наблюдения, вблизи которого (и особенно около антенн) не должно быть никаких предметов, вызывающих девиацию пеленгов, например оград из металлической сетки и т. д. [47]. Для регулярного контроля показаний пеленгатора удобно использовать сигналы удаленных сверхдлинноволновых передатчиков, работающих в диапазоне около $15-20$ кГц, т. е. на частотах, значительно отличающихся от рабочей частоты пеленгатора атмосфериков. Прием этих сигналов при фиксированной рабочей частоте пеленгатора (около 7 кГц) должен производиться без его перестройки и осуществляться поэтому методом гетеродинирования в результате подачи незатухающих колебаний от контрольного генератора на контрольные рамки [32].

При фазовых наблюдениях за атмосфериками к общим условиям выбора места для пункта, где производится пеленгование атмосфериков, добавляются более жесткие требования к допустимому уровню местных технических помех, которые создают обычно более значительные наводки на открытую антенну по сравнению с рамочными антеннами. Практически эти дополнительные требования являются все же значительно менее строгими, чем в случае регистрации очень низкочастотных атмосфериков (на частотах порядка десятков и сотен герц), когда необходимо удаляться от линий переменного тока на расстояние не менее нескольких километров. Тем не менее все электрические проводки (не только силовые, но

и радиотрансляционные и телефонные) должны быть выполнены в районе пункта в виде кабельных подземных линий. Допустимое повышение чувствительности приемников фазометров (имеющих запас по усилению) еще несколько лет назад ограничивалось только уровнем местных технических помех, но теперь, в связи с использованием нижней части сверхдлинноволнового диапазона для навигационных целей (система «Омега» [77]), местные помехи оказались значительно меньше помех от сверхдлинноволновых передатчиков, работающих на частотах порядка 12—14 кГц.

Выбор одних и тех же атмосфериков при наблюдениях по нескольким индикаторам в случае применения метода однопунктных наблюдений осуществляется вполне уверенно с помощью общего подсвечивающего сигнала, подаваемого на все блоки модуляции яркости электронно-лучевых трубок. На ряде других принципиальных преимуществ однопунктных наблюдений здесь можно не останавливаться, так как их основные особенности были известны и неоднократно упоминались (см., например, [42]) еще до разработки практически пригодного варианта такого метода. Специальные вопросы, относящиеся к особенностям методики фазовых наблюдений и интерпретации полученных данных с целью оценки расстояний до грозовых очагов, были в основном рассмотрены в предыдущей главе и по мере необходимости уточняются в следующих параграфах.

2. Выбор характеристик фазометров и блок-схема аппаратуры для однопунктных наблюдений

Реальные условия, в которых должны проводиться однопунктные наблюдения, довольно жестко ограничивают выбор основных характеристик фазометров, в особенности их рабочих частот. Совокупность фиксированных рабочих частот комплекта фазометров занимает в общем случае интервал примерно в одну октаву. Приблизительно такую же ширину имеет интервал частот f , превышающих критическую частоту волновода Земля—ионосфера и, с одной стороны, не слишком близких к полосе интенсивного поглощения (так что $f > 5$ кГц), а с другой стороны, свободных или почти свободных от мощных сверхдлинноволновых передатчиков, работающих главным образом в более высокочастотной части диапазона (поэтому $f < 15$ кГц). Размещая рабочие частоты одного фазометра внутри указанного интервала, можно принять $f_1 \approx 6,5$ кГц, $f_2 = 2f_1 \approx 13$ кГц и найти после этого величину небольшого сдвига частот второго фазометра по формуле (48), переписанной в данном случае относительно искомого параметра δ :

$$\delta \approx \frac{400f^2}{Lb' - 400f} \quad (50)$$

При $f = f_1 = 6,5$ кГц, $L = 20$ тыс. км (в соответствии с максимальным кратчайшим расстоянием между двумя точками на поверхности Земли) и $b' = 1,4$ кГц², величина $\delta \approx 0,7$ кГц, так что согласно

этой оценке рабочие частоты второго фазометра должны иметь значения $(f + \delta) \approx 7,2$ кГц, $2(f + \delta) \approx 14,4$ кГц. Совокупность рабочих частот (6,44; 12, 88; 7,15 и 14,30 кГц), найденная эмпирически еще в период организации фазовых наблюдений, оказалась практически в полном соответствии с результатами последовательной оценки значений параметров f и δ , которую можно было сделать позднее на основании общих закономерностей с учетом специфических особенностей реальной обстановки.

Следующая основная характеристика фазометров — ширина полосы пропускания $B = 2\Delta f$ — не ограничена заранее сравнимыми по порядку величины предельными значениями, так что допустимые вообще величины могут отличаться друг от друга в десятки раз. Однако вследствие широкополосности исходных сигналов (атмосфериков) практически выгоднее выбирать возможно более широкие полосы пропускания, чтобы не форсировать усиление приемников. Возможность увеличения полосы пропускания B ограничивается практически не уменьшением длины пакета колебаний, а нелинейной зависимостью от частоты каждого из слагаемых, входящих в формулу (47). Для ориентировочной оценки влияния аппаратного осреднения исходных данных на величину параметра L , с помощью которого непосредственно измеренные величины преобразуются в искомые расстояния R , достаточно использовать упрощенную характеристику полосы пропускания приемников, считая, что она имеет прямоугольную форму. При выяснении вопроса об устойчивости шкалы расстояний в случае использования приемников со сравнительно широкой полосой пропускания, обозначенной здесь через $B = 2\Delta f$, не требуется получение рабочих формул типа очень простого приближенного выражения (48), выведенного в результате разложения в ряд соответствующих радикалов для расчета самой величины L , а не ее вариаций. Так как применение приближенных выражений не упрощает существенно оценку частных особенностей изменения L в зависимости от B даже при выбранной простейшей модели полосы пропускания, для расчета величины $L(B)$ и сравнения ее с $L(0) = L$ были использованы следующие формулы:

$$\frac{150}{L(0)} = \left(\frac{\sqrt{4f^2 - b}}{2} - \sqrt{f^2 - b} \right) - \left(\frac{\sqrt{4(f + \delta)^2 - b}}{2} - \sqrt{(f + \delta)^2 - b} \right); \quad (51)$$

$$\begin{aligned} \frac{300\Delta f}{L(B)} = & \frac{1}{2} \int_{2f - \Delta f}^{2f + \Delta f} \sqrt{x^2 - b} dx - \int_{f - \Delta f}^{f + \Delta f} \sqrt{x^2 - b} dx - \\ & - \frac{1}{2} \int_{2(f + \delta) - \Delta f}^{2(f + \delta) + \Delta f} \sqrt{x^2 - b} dx + \int_{f + \delta - \Delta f}^{f + \delta + \Delta f} \sqrt{x^2 - b} dx. \end{aligned} \quad (52)$$

Естественно, что при $\Delta f \rightarrow 0$ формула (52) обращается в формулу (51). После подстановки в формулу (52) значений соответ-

вующего табличного интеграла получается искомое выражение для $L(B)$ в развернутом виде:

$$\begin{aligned} \frac{1200\Delta f}{L(B)} = & (2f + \Delta f) \sqrt{(2f + \Delta f)^2 - b} - b \ln [(2f + \Delta f) + \\ & + \sqrt{(2f + \Delta f)^2 - b}] - (2f - \Delta f) \sqrt{(2f - \Delta f)^2 - b} + \\ & + b \ln [(2f - \Delta f) + \sqrt{(2f - \Delta f)^2 - b}] - 2(f + \Delta f) \sqrt{(f + \Delta f)^2 - b} + \\ & + 2b \ln [(f + \Delta f) + \sqrt{(f + \Delta f)^2 - b}] + 2(f - \Delta f) \sqrt{(f - \Delta f)^2 - b} - \\ & - 2b \ln [(f - \Delta f) + \sqrt{(f - \Delta f)^2 - b}] - \\ & - (2f + 2\delta + \Delta f) \sqrt{(2f + 2\delta + \Delta f)^2 - b} + b \ln [(2f + 2\delta + \Delta f) + \\ & + \sqrt{(2f + 2\delta + \Delta f)^2 - b}] + (2f + 2\delta - \Delta f) \sqrt{(2f + 2\delta - \Delta f)^2 - b} - \\ & - b \ln [(2f + 2\delta - \Delta f) + \sqrt{(2f + 2\delta - \Delta f)^2 - b}] + \\ & + 2(f + \delta + \Delta f) \sqrt{(f + \delta + \Delta f)^2 - b} - 2b \ln [(f + \delta + \Delta f) + \\ & + \sqrt{(f + \delta + \Delta f)^2 - b}] - 2(f + \delta - \Delta f) \sqrt{(f + \delta - \Delta f)^2 - b} + \\ & + 2b \ln [(f + \delta - \Delta f) + \sqrt{(f + \delta - \Delta f)^2 - b}]. \end{aligned} \quad (53)$$

Результаты численных расчетов по формуле (53), сделанных для фиксированных, но практически достаточно типичных значений $f = 6,4$ кГц, $\delta = 0,7$ кГц, $b = 1,4$ кГц², показали, что величины $L(1)$ и $L(0)$ отличаются друг от друга менее чем на 1%. При дальнейшем увеличении ширины полосы пропускания значения параметра $L(B)$

постепенно уменьшаются и уже для $B = 3$ кГц отношение $\frac{L(3)}{L(0)} \approx 0,937$, т. е. заметно отличается от единицы. Учитывая, что заметные изменения параметра L могут появляться даже при весьма схематизированной и частной оценке побочных эффектов, связанных с увеличением ширины полосы пропускания, целесообразно выбирать по возможности некритичное, но и не очень малое значение $B \sim 1$ кГц. При такой ширине полосы пропускания достигается еще сравнительно большая помехоустойчивость приема атмосфериков по отношению к очень узкополосным сигналам передатчиков, которые могли бы работать на частотах, близких к рабочим частотам фазометров.

Оценка погрешностей, которые могли бы появляться в случае посторонних узкополосных сигналов, была сделана экспериментально с помощью одного из рабочих фазометров. Для этого на вход фазометра одновременно с импульсным широкополосным сигналом от контрольного генератора, имеющегося в пеленгаторе атмосфериков, подавались незатухающие синусоидальные колебания от звукового генератора, имитирующие сигнал гипотетической помехи. Амплитуда незатухающих колебаний была подобрана так, чтобы на резонансной частоте сигнал, имитирующий помеху, и

контрольные импульсы давали бы в отдельности одинаковое отклонение луча на экране индикатора. Результаты проведенных измерений представлены на рис. 12 в виде кривых, указывающих изменение максимальных погрешностей одного отсчета $\Delta_{\Pi}(\Delta^*\varphi)^0$ в зависимости от Δf — отклонения частоты помехи от рабочей частоты соответствующего приемника фазометра. Как видно из этого рисунка, особенно большие погрешности отдельных отсчетов могли бы вызывать интенсивные сигналы с частотами, попадающими в интервал от $(f-1)$ до $(f+1)$ кГц. Однако при выборе достаточно низких рабочих частот f (порядка 7 кГц) указанный интервал свободен от мощных передатчиков. Относительно меньшие погрешности отдельных отсчетов получались при имитации помехи, пропускаемой приемником фазометра, настроенным на частоту $2f$. Но в заданном участке сверхдлинноволнового диапазона ($12 < 2f < 15$ кГц) имеются теперь мощные навигационные передатчики, от которых могут быть значительные помехи в случае попадания их частот в полосы пропускания приемников фазометров и приеме сигналов, близких по величине к амплитуде атмосфериков и тем более превышающих ее. Уровень технических помех является теперь основным фактором, ограничивающим возможность повышения чувствительности аппаратуры, применяемой для фазовых наблюдений за атмосфериками, и, следовательно, охват наиболее удаленных грозных очагов. Погрешности, которые могут быть вызваны помехами, должны снижаться при осреднении данных в процессе обработки результатов наблюдений, но при слишком большом разбросе исходных точек группировка их становится затруднительной и даже неопределенной.

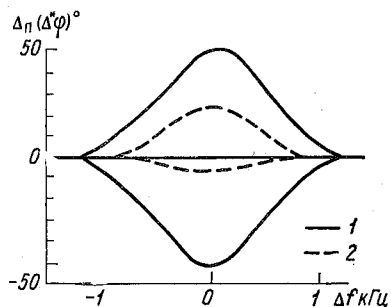


Рис. 12. Амплитуды отклонений отсчетов в зависимости от частоты помехи в полосе пропускания приемника, настроенных на частоты f (1) и $2f$ (2).

атмосфериками, и, следовательно, охват наиболее удаленных грозных очагов. Погрешности, которые могут быть вызваны помехами, должны снижаться при осреднении данных в процессе обработки результатов наблюдений, но при слишком большом разбросе исходных точек группировка их становится затруднительной и даже неопределенной.

По косвенным оценкам, полученным в процессе обработки данных пеленгования атмосфериков, проводившейся в прошлые годы, можно было сделать вывод, что пеленгаторные приемники, имеющие усиление порядка 120 дБ и работающие на частоте около 7 кГц, обеспечивают прием далеких атмосфериков. Действительно, сотрудники, занимавшиеся обработкой данных сетевых наблюдений, уже давно отмечали в качестве одного из основных недостатков этих данных наличие большого числа атмосфериков с квази-параллельными пеленгами. При работе по старому методу невозможно использовать такие атмосферики для получения наиболее интересных материалов, характеризующих далекие и недостаточно освещенные районы. Практически усиление пеленгаторов и фазометров до 100—120 дБ является оптимальным, так как технические

помехи становятся уже заметно выше уровня собственных шумов аппаратуры, но не вызывают еще существенных погрешностей при измерении фазовых параметров атмосфериков, даже если пункт наблюдения расположен всего лишь за городом, т. е. не удален на значительное расстояние от электрических сетей. Общая чувствительность аппаратуры характеризуется при этом пороговым значением напряженности поля порядка 1 мВ/м и шириной полосы пропускания, которая на основании сделанных выше оценок должна быть выбрана около 1 кГц.

Желательно, чтобы продолжительность каждого отдельного сеанса наблюдений, в течение которого измеряются параметры 150 атмосфериков (что по опыту работы достаточно для общей характеристики обстановки в данное время), составляла бы в среднем около 0,5 ч и лишь при исключительно низкой грозовой активности увеличивалась бы до 1 ч. Количество принятых атмосфериков сильно зависит от чувствительности аппаратуры и может быть весьма ориентировочно оценено по встречающимся в литературе данным (см., например, [121, 132, 171, 177]) лишь при условии приведения их к выбранной ширине полосы пропускания приемников [63, 129]. Так как результаты подсчета общего числа разрядов на большой площади представляют самостоятельный интерес, после организации систематических однопунктных наблюдений за далекими грозовыми очагами началась непрерывная регистрация числа принимаемых атмосфериков с помощью дополнительного приемника, аналогичного одному из приемников фазометров и снабженного самописцем. Среднее число атмосфериков, принимаемых в единицу времени (например, в одну секунду) значительно изменяется в зависимости от времени суток и сезона. На рис. 13 приведены средние кривые суточного хода числа атмосфериков n для двух месяцев, относящихся к периодам максимальной (1) и минимальной грозовой активности (2). Характерной особенностью годового хода n является очень небольшой интервал между периодами экстремальной активности, приходящийся на соседние сезоны и даже близкие месяцы. Резкий переход к активному летнему режиму после периода минимальной активности, наблюдающийся, по данным измерений за ряд лет, не зимой, а весной, сопровождается значительным изменением кривых суточного хода n . В весеннее время максимальные значения n , наблюдаемые в среднем около полуночи, приближаются только к минимальным средним значениям n , отмечаемым летом в утренние часы.

В период минимальной грозовой активности, когда в среднем $n \sim 0,2$ атм/с, измеряются параметры не менее половины общего

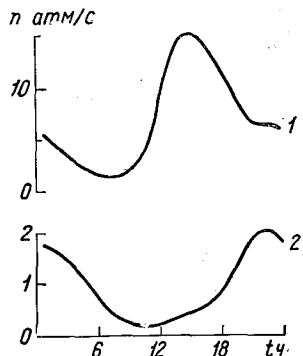


Рис. 13. Суточный ход числа атмосфериков.

1 — в период максимальной грозовой активности (июнь 1971 г.), 2 — в период минимальной грозовой активности (апрель 1971 г.).

числа принятых атмосфериков при обычной продолжительности сеанса около 30 мин и нормальном темпе работы с записью 6—7 отсчетов в минуту. В отдельные дни с особенно низкой грозовой активностью продолжительность сеанса может увеличиваться до 1 ч. Летом в послеполуденное время средние значения n достигают величины порядка 15 атм/с (подобные значения отмечены также в работе [177]) и с помощью блока подсветки визуально наблюдается на экране индикатора только небольшая часть (примерно 1%) от общего числа атмосфериков, принятых в течение сеанса продолжительностью 20—30 мин. Подавляющее большинство принятых, но не наблюдаемых атмосфериков не вносит каких-либо искажений в измерения фазовых параметров, проводимые в моменты

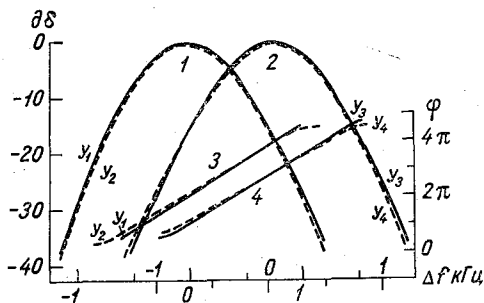


Рис. 14. Амплитудно-частотные (1, 2) и фазовые (3, 4) характеристики усилителей (y_1, y_2, y_3, y_4) фазометров.

работы подсвечивающего устройства индикаторного блока фазометра. Действительно, средние интервалы между атмосфериками в период высокой активности составляют около 50 мс и в десятки раз (примерно на 30 дБ) превышают длительность пакета колебаний, появляющегося при приеме отдельного атмосферика. Используя для характеристики распределения интервалов между атмосфериками логарифмически нормальный закон [64], можно легко оценить по таблице интеграла вероятностей, что даже при большом значении стандартного отклонения $\sigma=20$ дБ случаи наложения двух атмосфериков друг на друга будут встречаться достаточно редко, с вероятностью менее 7% (так как при сделанных допущениях для этого требуется уменьшение интервала между атмосфериками не менее чем на $1,5\sigma$ по сравнению со средней величиной).

Амплитудно-частотные и фазовые характеристики основных приемников фазометров, при настройке которых были учтены поставленные выше условия, даются на рис. 14. Специфической особенностью этих характеристик, хорошо заметной по рис. 14, является то, что они практически почти одинаковы для каждой пары приемников, настроенных на частоты, связанные соотношением $f_1 : f_2 = 1 : 2$. Однако более точное представление о степени сопряженности настройки пары приемников каждого фазометра, применяемого для наблюдений за атмосфериками, получается по результатам контрольных измерений, проводимых с использованием собственного индикатора. Для определения уточненной характеристики настройки фазометра на вход аппаратуры подаются однопериодно выпрямленные незатухающие колебания от звукового генератора и с помощью визирного устройства, имеющегося в индикаторном блоке данного фазометра, непосредственно отсчитыва-

ваются углы $\Theta = 0,5\Delta^*\varphi + \overline{\Theta}$ при различной частоте f подаваемых колебаний. Новые характеристики двух пар основных приемников из рабочего комплекта аппаратуры представлены на рис. 15. Изменение значений Θ в зависимости от изменения частоты f характеризуется величиной $\Delta^*\psi(y) = \Theta - \overline{\Theta}$, где $\overline{\Theta}$ — среднее значение Θ в полосе пропускания приемников, соответствующее нулевой разности фаз $\Delta^*\varphi$ между первой и второй гармониками данных незатухающих колебаний. В качестве аргумента y в данном случае удобно использовать величину отношения разности частот $(f - f_p) = \delta f$ к полуширине полосы пропускания приемников Δf (на уровне 0,7). Обозначение f_p относится здесь к фиксированной частоте, на которой в данной паре работает более низкочастотный приемник, тогда как другой приемник работает на частоте $2f_p$.

Внутри полосы пропускания (ограниченной на рис. 15 пунктирными прямыми) имеются лишь сравнительно небольшие неупорядоченные колебания $\Delta^*\psi$ около нулевой линии, сглаживающиеся при приеме широкополосных сигналов (атмосфериков). Заметим, что экспериментальные кривые, представленные на рис. 15, за небольшим исключением вполне аналогичны приведенным ранее расчетным кривым (см. рис. 4) относящимся к одиночным контурам. Таким образом, результаты упрощенного схематизированного расчета достаточно хорошо выявляют основные особенности комплексной характеристики пары сложных многоконтурных приемников, практически применяемых в фазометрах, используемых для наблюдений за атмосфериками. Тщательное сопряжение настройки парных приемников обеспечивает одновременно уменьшение до практически неощутимых значений тех погрешностей, которые связаны с переходными процессами в приемниках (детальному анализу этих эффектов посвящена специальная работа [27]). В самом начале работы отдельные измерения проводились при недостаточно откорректированной настройке приемников и наблюдались (как по контрольному сигналу, так и по атмосферикам) подсвеченные секторы с поворотом центральной части по отношению к средним и наружным дугам, но уже тогда было замечено, что более правильные показания получаются при визировании вспышек по внешнему обводу, соответствующему средней части пакета колебаний, вызываемых принятым атмосфериком. При такой выдержке влияние

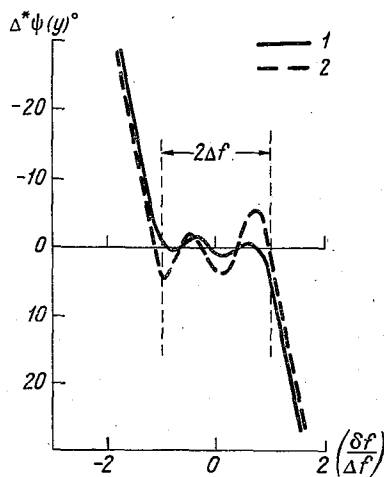


Рис. 15. Изменение величины $\Delta^*\psi(y)$ в зависимости от смещения частоты принимаемого сигнала по отношению к рабочей частоте усилителя, полученное экспериментально для фазометров 7,15—14,30 кГц (1) и 6,44—12,88 кГц (2).

переходных процессов заметно уменьшается еще до окончательной подстройки приемников, устраняющей этот эффект.

Блок-схема комплекта аппаратуры для однопунктных наблюдений за далекими грозowymi очагами, описанного ранее в статье [33] и позднее лишь несколько видоизмененного с целью упрощения отдельных частей и облегчения наблюдений, дается на рис. 16. Комплект аппаратуры состоит из устройства для измерения фазовых параметров атмосфериков и фазового пеленгатора. Применение более простого фазового пеленгатора вместо привычного амплитудного пеленгатора, использовавшегося раньше почти повсеместно для наблюдений за атмосфериками, не вызывает снижения точности наблюдений. Это полностью подтверждается выбором фазового пеленгатора, настроенного на частоту около 10 кГц, для специальной автоматической быстродействующей системы, регистрирующей на магнитной ленте время прихода (с точностью до миллисекунды), азимут (с точностью до 1°) и нормированную по амплитуде форму атмосферика в полосе от 1 до 100 кГц [119]. Однако упомянутая весьма сложная и специализированная система не предназначена для получения данных о местоположении далеких грозowych очагов. При организации регулярных однопунктных наблюдений за далекими грозowymi очагами практически удобно и вполне достаточно ограничиться визуальными наблюдениями, измеряя с помощью двух отдельных индикаторов азимуты (с точностью до 2°) и фазовые параметры атмосфериков $\delta\varphi = \Delta_1^*\varphi - \Delta_2^*\varphi$ (с точностью порядка 2° при записи непосредственно измеряемого угла $\Theta = 0,5\delta\varphi$ с точностью до 1°).

Две рамочные антенны пеленгатора (рис. 16), расположенные в плоскостях север—юг и восток—запад, соединены со входным блоком *ВБ*, в котором имеются входные трансформаторы, предназначенные для согласования симметричного входа рамок с несимметричным входом усилителя $У_6$, и две фазовращающие цепочки типа *RC*, нагруженные после развязки на общее входное сопротивление усилителя $У_6$. На выходе этого усилителя также поставлены две фазовращающие цепочки φ_1 , сдвигающие колебания нужной частоты по фазе на $\pm 45^\circ$ для создания круговой развертки на экране индикатора I_2 при подаче выходного напряжения на отклоняющие пластины x, y электронно-лучевой трубки. Открытая антенна *A* присоединяется непосредственно ко входу усилителя $У_5$, имеющему достаточно большое входное сопротивление. Выход усилителя $У_5$ соединен с катодом электронно-лучевой трубки для zapи- рания луча в течение каждого положительного полупериода поданного напряжения (тогда как отрицательные полуволны срезаются диодом, подключенным к этой цепи). При использовании фазовых пеленгаторов следует обратить особое внимание на качество изоляции открытой антенны. Надежная работа пеленгатора даже в самую сырую и дождливую погоду практически полностью обеспечивается при подвеске антенны на фторпластовых изоляторах.

Основная часть комплекта аппаратуры, предназначенная для измерения заданного фазового параметра атмосфериков, снабжена

только открытой антенной типа наклонного луча, подключенной к катодному повторителю *КП*. Регулярная проверка исправности всех блоков данного комплекта аппаратуры, подтверждаемая после каждого сеанса записью контрольного отсчета, производится с помощью контрольного генератора *КГ*, подключаемого к *КП* через эквивалент антенны *ЭА* — постоянный конденсатор, емкость

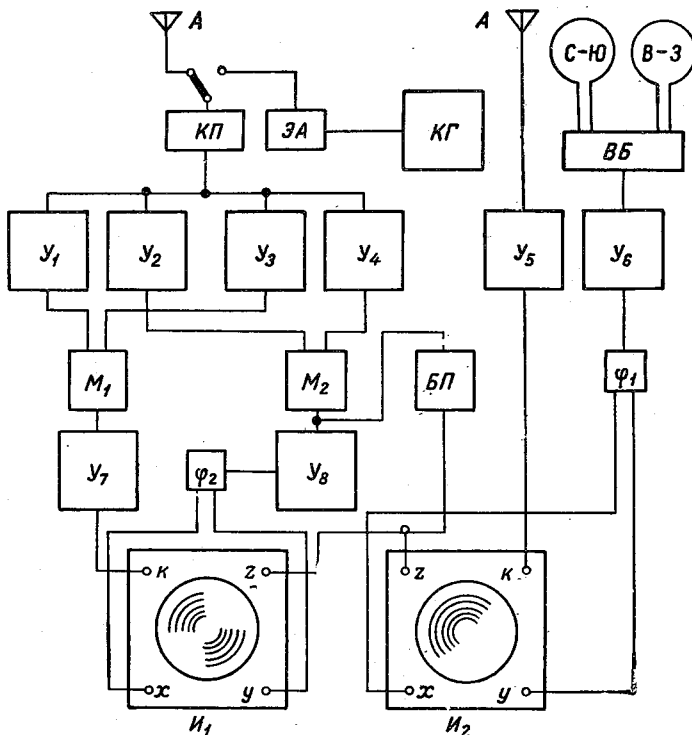


Рис. 16. Блок-схема комплекта аппаратуры для одноpunktных наблюдений за далекими грозowymi очагами.

Усл. обозначения см. в тексте.

которого равна емкости антенны по отношению к земле. Сигналы *КГ* имеют форму экспоненциально затухающих синусоидальных импульсов с очень большой скважностью. Все очень немногочисленные неисправности, имевшие место в течение нескольких лет, были связаны с выходом из строя отдельных деталей и не требовали никогда для своего устранения какой-либо подстройки аппаратуры.

К выходу *КП* подключены параллельно четыре усилителя (или приемника) $У_1 - У_4$, настроенные соответственно на частоты $(2f + \delta)$, $(f + \delta)$, $(2f)$ и (f) . Сигналы, усиленные приемниками $У_1$ и $У_3$, комбинируются между собой для получения колебаний с разностной и суммарной частотой с помощью модулятора $М_1$, собранного

по схеме Кована [51]. Схемы, подобные кольцевым и балансным модуляторам, могут быть использованы (с добавлением накопительной цепи) в качестве фазовых детекторов для непосредственного измерения сдвига фаз между непрерывными колебаниями неравных частот [76], но такой вариант в данном случае неприменим вследствие импульсного режима работы и необходимости дальнейшего сравнения сигналов для получения искомого фазового параметра. При переходе от наблюдений по двум фазометрам [33] к наблюдениям по одному фазометру, которые практически значительно удобнее как с точки зрения сокращения числа занятых операторов, так и дальнейшего облегчения обработки данных (проводимой без вычисления разностей отсчетов), сначала применялся простейший модулятор с параллельно включенными источниками сигналов и одним диодом для каждой пары приемников [25, 51]. Замена его кольцевым модулятором обеспечивает повышение качества наблюдений за счет увеличения четкости визируемых секторов на экране индикатора. Из комбинированного сигнала, получающегося с помощью модулятора M_1 , требуется выделить и усилить только составляющую с разностной частотой 2δ . Для выполнения этой операции служит усилитель $У_7$, настроенный на эту частоту. Выход усилителя $У_7$ соединен (через разделительный конденсатор) с катодом электронно-лучевой трубки индикатора I_1 . В цепи катода трубки поставлено сопротивление, зашунтированное диодом для среза отрицательных полупериодов подаваемых колебаний, наличие которых могло бы вызвать при большой амплитуде сигнала появление вспышек на экране, не связанных с подачей импульса подсветки.

Аналогичным способом объединяются сигналы, поступающие с выходов двух других усилителей ($У_2$ и $У_4$) на входы модулятора M_2 , после которого включен усилитель $У_8$, настроенный на разностную частоту δ . Выделенные и усиленные колебания этой частоты с помощью двух фазовращающих цепочек φ_2 сдвигаются по фазе на $\pm 45^\circ$, обеспечивая благодаря этому получение круговой развертки на экране индикатора I_1 при подаче соответствующего напряжения на отклоняющие пластины x, y электронно-лучевой трубки. К выходу модулятора M_2 подключен также блок подсветки $БП$, работающий в ждущем режиме (одноразовом) с выдачей короткого прямоугольного импульса только после прихода первого атмосферика с амплитудой, превышающей заданное пороговое значение. Импульс, вырабатываемый $БП$, подается в оба индикатора I_1 и I_2 и через собственные подсвечивающие устройства (z), задающие подходящую длительность и корректирующие некоторое различие задержек в усилительных каналах, поступает на модулирующие электроды обоих электронно-лучевых трубок, обеспечивая строгую синхронность отсчетов, производимых двумя операторами.

Углы Θ , непосредственно измеряемые при наблюдениях по фазовому индикатору I_1 , являются именно теми фазовыми параметрами атмосфериков, которые могут быть прямо связаны с расстоянием до источника, без нахождения промежуточных величин $\Delta^* \varphi =$

$=\varphi(2f+2\delta) - 2\varphi(f+\delta)$ и $\Delta_2^*\varphi = \varphi(2f) - 2\varphi(f)$, как это делалось раньше при наблюдениях по двум фазометрам. Такой вывод основан на использовании достаточно простых соотношений. Средние части пакетов синусоидальных колебаний, возникающих на выходе усилителей $У_1 - У_4$ после прихода атмосферика, можно представить соответственно следующими выражениями:

$$\begin{aligned} u_1 &= A_1 \sin [4\pi ft + 4\pi\delta t + \varphi(2f+2\delta)], \\ u_2 &= A_2 \sin [2\pi ft + 2\pi\delta t + \varphi(f+\delta)], \\ u_3 &= A_3 \sin [4\pi ft + \varphi(2f)], \\ u_4 &= A_4 \sin [2\pi ft + \varphi(f)]. \end{aligned} \quad (54)$$

Для определения переменных напряжений u_B и u_H , появляющихся на выходах модуляторов M_1 и M_2 , воспользуемся этими значениями $u_1 - u_4$ и после выполнения соответствующих преобразований получим:

$$\begin{aligned} u_B \sim u_1 u_3 &= \frac{A_1 A_3}{2} \cos [4\pi\delta t + \varphi(2f+2\delta) - \varphi(2f)] - \\ &- \frac{A_1 A_3}{2} \cos [8\pi ft + 4\pi\delta t + \varphi(2f+2\delta) + \varphi(2f)], \end{aligned} \quad (55)$$

$$\begin{aligned} u_H \sim u_2 u_4 &= \frac{A_2 A_4}{2} \cos [2\pi\delta t + \varphi(f+\delta) - \varphi(f)] - \\ &- \frac{A_2 A_4}{2} \cos [4\pi ft + 2\pi\delta t + \varphi(f+\delta) + \varphi(f)]. \end{aligned} \quad (56)$$

Усилители $У_7$ и $У_8$ пропускают и усиливают только колебания u_B^* и u_H^* с разностными частотами (соответственно 2δ и δ), описываемые первыми слагаемыми формул (55) и (56):

$$u_B^* \sim \frac{A_1 A_3}{2} \cos [4\pi\delta t + \varphi(2f+2\delta) - \varphi(2f)], \quad (57)$$

$$u_H^* \sim \frac{A_2 A_4}{2} \cos [2\pi\delta t + \varphi(f+\delta) - \varphi(f)]. \quad (58)$$

При использовании описанного выше метода измерения разности фаз двух колебаний с частотами, связанными соотношением $f_2 = 2f_1$ (в данном случае 2δ и δ) находится угол $\Theta =$

$= \frac{\varphi(u_B^*) - 2\varphi(u_H^*)}{2}$, где $\varphi(u_B^*)$ и $\varphi(u_H^*)$ — фазы колебаний u_B^* и u_H^* . Следовательно,

$$\begin{aligned} 2\Theta &= [\varphi(2f+2\delta) - \varphi(2f) - 2\varphi(f+\delta) + 2\varphi(f)] = \\ &= [\varphi(2f+2\delta) - 2\varphi(f+\delta)] - [\varphi(2f) - 2\varphi(f)] = \Delta_1^*\varphi - \Delta_2^*\varphi. \end{aligned} \quad (59)$$

т. е. искомая величина получается по показаниям одного индикатора I_1 . Переход от измеренных величин к расстояниям до источников производится с помощью постоянного коэффициента ($L/180$),

значение которого было подобрано по данным серии пробных наблюдений, сопоставленных с метеорологическими данными и подтвержденных с реально допустимой точностью имеющимися данными о зависимости фазовой скорости от частоты.

Для рабочего комплекта аппаратуры для измерения фазовых параметров атмосфериков были использованы блоки применявшихся ранее пеленгаторов атмосфериков без переделки их конструкции и основной схемы (за исключением переходных цепей), но совершенно измененные по настройке и согласованию между собой с целью получения нужных характеристик. Использование одинаковых пеленгационных приемников в качестве усилителей $У_1—У_8$ оказалось возможным вследствие того, что они были изготовлены по схеме прямого усиления. При налаживании комплекта аппаратуры, после выполнения основной работы по настройке приемников (усилителей), необходимо обратить внимание и на отдельные технические детали, например на обеспечение устойчивой изоляции антенны, подбор фазовращающих цепочек с проверкой линейности шкалы и т. д., чтобы обеспечить правильное и безотказное действие всей установки в течение длительного времени.

3. Характеристика шкалы расстояний и оценка погрешностей наблюдений

Общую характеристику шкалы расстояний дают значения двух основных параметров: ее нулевой точки (определяемой величиной

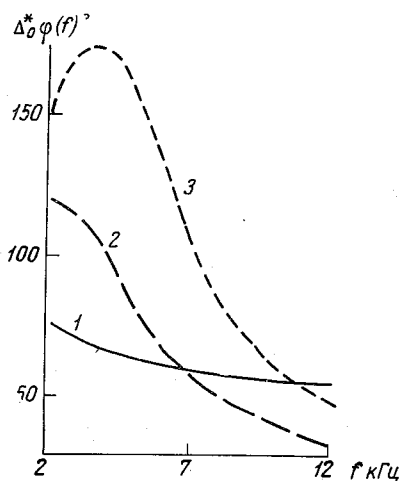


Рис. 17. Зависимость $\Delta_0^* \varphi$ от частоты.

1 — для стандартного источника, 2 — по Г. А. Михайловой, 3 — по Тейлору.

Θ_0 , соответствующей нулевому расстоянию R) и переводного (или масштабного) множителя $\alpha = (L/180)$. Среднее значение $\Theta_0 = 0,5 [\Delta_{01}^* \varphi - \Delta_{02}^* \varphi]$ может быть определено только экспериментально, но правильность сделанного выбора косвенно подтверждают различные данные и указания на устойчивость этой величины. Подходящие исходные данные имеются в статье [93], в которой приведены фазовые спектры близких атмосфериков, полученные различными авторами. В результате несложной обработки этих данных были построены кривые (рис. 17), характеризующие изменение значений $\Delta_0^* \varphi(f) = \varphi_0(2f) - 2\varphi_0(f)$. Значения Θ_0 , определенные по кривым 1—3 для принятой пары рабочих частот

$f \approx 6,4$ кГц, $(f + \delta) \approx 7,1$ кГц, несколько отличаются, друг от друга и составляют соответственно 0, —3 и —9°. Значения —3 и —9° полу-

чены по данным полного гармонического анализа формы атмосфериков, значение 0° найдено по спектру схематизированного «стандартного источника», часто применявшегося для теоретических расчетов [93]. Более точная оценка действительной величины Θ_0 получается, вероятно, при осреднении данных, основанных на результатах различных работ. В среднем как два последних, так и все три значения Θ_0 составляют -4° . Положение нулевой точки шкалы, принятой для обработки данных фазовых одноpunktных наблюдений за далекими грозowymi очагами, было определено совершенно независимо от этих оценок и другим методом, основанным на сопоставлении полученных результатов с метеорологическими данными (отметками гроз на синоптических картах). Таким способом было найдено значение $\Theta_0 = -5^\circ$, очень хорошо согласующееся со сделанной выше оценкой $\Theta_0 = -4^\circ$. Отдельные наблюдения, сделанные во время близких гроз, имеют вспомогательное значение, так как небольшие и совершенно изолированные очаги в данном пункте при отсутствии других гроз в радиусе несколько сотен километров встречаются очень редко. Данные таких эпизодических наблюдений также подтверждают правильность принятого значения Θ_0 .

Наконец, было замечено, что местные технические помехи, с одной стороны, и коронирование антенны — с другой, вызывает появление сигналов, которые по данным фазовых измерений относятся к нулевому расстоянию. Местные технические помехи достигают очень значительной величины только в случае возникновения неисправностей в проходящих вблизи линиях питания или в подключаемых к ним установках. Эти помехи имеют вид отдельных импульсов, беспорядочно появляющихся среди атмосфериков, но могут быть обнаружены при обработке данных наблюдений по образованной ими группе точек, расположенной (иногда с минимальным разбросом) около нулевой линии шкалы расстояний. Антенна, изготовленная из провода без наружной изоляции, начинает коронировать при наличии очень сильных электрических полей в атмосфере. Отсчеты по фазометру, сделанные в такие периоды, оказались очень близкими к нулевому значению шкалы расстояний, а сигнал подсвеченных секторов по внешнему виду казался непрерывным вследствие большой частоты следования импульсов. Характерно, что при измерениях с помощью одного индикатора отсчет не меняется при изменении знака внешнего поля, тогда как раньше это вызывало одновременное изменение отсчетов по обоим индикаторам на 90° .

При периодической проверке правильности показаний аппаратуры для фазовых наблюдений практически удобнее вместо заданной нулевой точки шкалы расстояний (-5°) контролировать отсчет по индикатору фазового блока, соответствующий нулевому значению измеряемого параметра $\delta\varphi = \Delta_1^* \varphi - \Delta_2^* \varphi$. Такая проверка выполняется с помощью двух звуковых генераторов, от которых на вход катодного повторителя (через эквивалент антенны и развязывающую цепочку) подаются выпрямленные колебания с рабочими частотами f и $(f + \delta)$.

Величина второго основного параметра L , имеющего большое значение при обработке наблюдений, может быть определена как экспериментально, так и теоретически (хотя сами теоретические оценки основаны на опытных данных о высоте нижней ионосферы). Более доступный и обычно единственный практически осуществимый экспериментальный метод предусматривает одновременное использование результатов регулярных однопунктных наблюдений и метеорологических данных, представленных в основном текущей метеорологической информацией, имеющейся на синоптических картах. Значительно более эффективный и точный метод (особенно в случае применения его в больших масштабах) требует установки достаточно удаленного имитатора молний, являющегося (вместе с антенной системой) сложным и дорогим устройством. По литературным данным имитаторы молний, или генераторы искусственных молний, применялись лишь изредка и эпизодически для проведения специальных исследований. Например, при проведении работы по распространению импульсов использовался генератор на 2,3 млн. В с антенной, поднимаемой вертолетом на высоту от 1 до 5 км [160]. Сигналы, излучаемые этим имитатором, были зарегистрированы на расстояниях примерно до 2,5 тыс. км [160], тогда как в случае применения подобного устройства для привязки данных наблюдений за атмосфериками нужно было бы увеличить это расстояние по крайней мере в два раза.

Значение переводного множителя, необходимое для обработки данных фазовых наблюдений за атмосфериками, определялось тремя независимыми методами, в том числе дважды по различным экспериментальным данным. Во-первых, методом сопоставления данных наблюдений за атмосфериками с отметками гроз на синоптических картах в результате чего, было получено значение $L \approx 18$ тыс. км. Во-вторых, путем расчета величины L для заданной комбинации рабочих частот на основе использования эмпирической формулы (33), обобщающей те экспериментальные данные, которые относятся к сравнительно малым расстояниям, преимущественно менее 1,5 тыс. км. Таким способом для неоткорректированной до подстройки приемников пары частот [$f \approx 6,55$ кГц, $(f + \delta) \approx 7,19$ кГц] было получено значение $L \approx 18,2$ тыс. км. Окончательная корректировка исходных параметров вызвала уменьшение расчетной величины L на 10% (при $f = 6,44$ кГц, $(f + \delta) = 7,15$ кГц $L \approx 16,3$ тыс. км).

В-третьих, значение L вычислялось по данным теоретических расчетов, обобщенных в статье [65], в которой было показано, что применение простой формулы с двумя коэффициентами a и b (причем a отличается от единицы меньше чем на 1%) не вызывает снижения реальной точности результатов. Для расчета величины L по теоретическим данным бралось значение коэффициента $b = 1,4$, относящееся к дневным условиям и первому моду. Считается, что такие оценки непосредственно применимы только для больших расстояний (по крайней мере для $R > 1 \div 2$ тыс. км). По этим дан-

ным искомые значения L для предварительной и уточненной пары рабочих частот составляют соответственно 20,5 и 18,1 тыс. км.

Сопоставляя полученные данные можно сделать вывод, что различные методы определения L приводят к величинам, отличающимся от общего среднего значения (для соответствующих рабочих частот) примерно на $\pm 5\%$. Эта оценка характеризует точность определения параметра L , так как погрешность отдельных методов в настоящее время практически трудно уточнить по каким-либо эталонным измерениям.

Переходя к вопросу об устойчивости величины L , нельзя ограничиться общими и нерасчленяемыми оценками, указывающими в целом на стабильность рассматриваемого параметра, как это было сделано при подтверждении устойчивости среднего значения Θ_0 даже на основании попутно полученных косвенных данных. В данном случае следует прежде всего отметить, что величина параметра L не меняется при некоторых преобразованиях кривой, изображающей зависимость фазовой скорости от частоты. В результате применения допустимых преобразований получается семейство постепенно видоизменяющихся кривых, некоторые из которых могут существенно отличаться друг от друга. Например (см. рис. 9), преобразованная кривая 1^* близка к экспериментальной кривой 2, полученной по данным опытных наблюдений для малых расстояний, и сильно отличается от исходной теоретической зависимости, относящейся к большим расстояниям. Однако несложные оценки показывают, что изменения эффективной высоты ионосферы вызывают, по данным теоретических расчетов, сделанных для отдельных модов, такие изменения фазовых скоростей, которые нельзя получить с помощью допустимых преобразований. Поэтому приходится рассматривать факторы, которые, возможно, вызывают заметные расхождения в оценке расстояния.

Регулярные суточные и сезонные изменения фазы сигналов, принятых на больших расстояниях от выбранных сверхдлинноволновых передатчиков, исследовались в ряде работ, рассмотренных, в частности, в обзорах [6, 77]. Суточные колебания имеют большую амплитуду (нередко порядка 360°), но с учетом сезонных изменений достаточно устойчивы, что позволило, например, с одной стороны, предложить способ расчета кривых суточного хода с помощью рядов Фурье и карты распределения их коэффициентов [163], а с другой — разработать методику введения поправок на суточный ход при использовании радионавигационной системы «Омега» [111]. Во время ионосферных возмущений появляются дополнительно нерегулярные изменения как амплитуды [113, 181], так и фазы [117, 159] сверхдлинноволновых сигналов. Для характеристики чувствительности аппаратуры можно указать, что обнаруживаются небольшие периодические отклонения фазы сигналов, вызванные воздействием на ионосферу межзвездного источника рентгеновского излучения, расположенного в созвездии Скорпиона, и что сигналы передатчика мощностью 4 квт, работающего на частоте около 12—14 кГц, принимаются на расстоянии большее 11 тыс. км [159].

В отличие от исследований, проводимых с помощью высокостабильных передатчиков, сигналы которых сравниваются с сигналами местных эталонных генераторов на заданной рабочей частоте, при измерении фазовых параметров атмосфериков сравниваются фазы разных частотных составляющих одних и тех же сигналов, так что в конечном счете оцениваются только разности разностей каких-либо вариаций на двух парах близких частот.

При однопунктных наблюдениях за далекими грозowymi очагами часто приходится иметь дело с различно освещенными трассами, в том числе с трассами, на большей части которых сравнительно быстро (от сеанса к сеансу) происходит смена ночных и дневных условий. Чтобы проверить, не влияют ли условия освещения трассы на величину измеряемого фазового параметра, из имеющихся материалов наблюдений за 1968—1969 гг. была сделана выборка данных, относящихся к секторам, преимущественно неосвещенным в течение исходного сеанса и полностью освещенным в следующий сеанс (через 3 ч). При дальнейшей обработке данных, выбранных за ряд месяцев, определялось осредненное распределение количества отмеченных очагов в зависимости от расстояния до каждого из них, найденного по общей шкале расстояний, применяемой для всех сеансов. Вследствие относительной близости соседних сеансов можно было допустить, что расположение грозowych очагов в среднем существенно не изменяется в течение указанного интервала времени. При сопоставлении соответствующих суммарных графиков распределения повторяемости источников атмосфериков (грозowych очагов) в зависимости от расстояния выяснилось, что графики лучше всего согласуются в случае сохранения принятой неизменной шкалы. Контрольные графики, построенные для второго сеанса по тем же данным, но с постепенно растягиваемой (или, наоборот, сжимаемой) шкалой расстояний, по мере ее изменения все менее согласуются с нормальным графиком для первого сеанса. Средние квадратичные разности ординат сравниваемых кривых начинают возрастать уже при изменении масштаба шкалы на $\pm 5\%$, что может служить характеристикой ее устойчивости. Расстояние до источников атмосфериков, расположенных в заданных секторах, были достаточно велики и составляли в среднем около 6 тыс. км. Изложенная работа была проведена в двух вариантах, отличающихся друг от друга только определением границ выбранных секторов, в одном случае по восходу Солнца на поверхности Земли, а в другом — на высоте 100 км. Анализ результатов приводит в обоих случаях к одинаковым выводам. Вследствие эпизодичности аномальных фазовых вариаций, вызванных ионосферными возмущениями, влияние их на величину переводного множителя шкалы расстояний непосредственно не оценивалось. По существу, они могут вызывать такие же эффекты, как и регулярные вариации, что дает основание распространить на них сделанную выше оценку. Такое допущение подтверждается отсутствием каких-либо явно выраженных особенностей данных

наблюдений, сделанных в периоды ионосферных возмущений, которые могли бы быть замечены при систематическом просмотре собираемых материалов.

После оценки влияния временных фазовых вариаций приходится обратиться к выяснению вопроса о пространственной (азимутальной) устойчивости шкалы расстояний. Азимутальная неоднородность условий распространения и, в частности, нарушение теоремы взаимности вызываются наличием постоянного магнитного поля Земли, вследствие чего ионосфера становится анизотропной. Влияние постоянного магнитного поля на распространение электромагнитных колебаний в волноводах было первоначально обнаружено при экспериментальном исследовании обычных волноводов с установленной в них поглощающей пластиной из магнетодиелектрика [81]. В таких волноводах поглощение колебаний изменяется при изменении направления их распространения. Зависимость поглощения от направления распространения сигналов сверхдлинноволновых передатчиков в волноводе Земля—ионосфера была экспериментально обнаружена около полувека назад и с тех пор неоднократно подтверждалась результатами новых измерений [6, 77]. Как правило, в земных условиях наименьшие коэффициенты затухания получаются при распространении колебаний данной частоты в направлении с запада на восток, наибольшие — при распространении в противоположном направлении (восток—запад). Исключения из этого правила (для наименее поглощаемого мода) встречаются, по данным недавно выполненных теоретических расчетов [94, 95], только в области полосы поглощения волновода Земля—ионосфера в интервале частот порядка 1—3 кГц. Существенные азимутальные вариации поглощения обнаруживаются экспериментально даже в области очень низких частот от 20 до 300 Гц [142, 176].

Обычно считалось, что магнитное поле Земли вызывает сравнительно очень небольшие изменения фазовых скоростей, например, в дневное время проявление эффекта невзаимности практически даже трудно обнаружить [77]. Последнее время влияние магнитного поля на фазовую скорость изучалось теоретически более детально как для сравнительно высоких частот (около 20 кГц), на которых азимутальные изменения малы [92], так и для области $f < 10$ кГц, в которой при $f \sim 2 \div 3$ кГц азимутальные изменения фазовой скорости достигают очень большой величины [94, 95]. Несколько раньше были сделаны расчеты, характеризующие зависимость фазовой скорости от направления распространения в экваториальной области, где эффект невзаимности должен быть выражен особенно сильно [45]. Следовательно, результаты различных теоретических расчетов допускают возможность появления заметной зависимости масштаба шкалы расстояний от азимута прихода атмосфериков. По данным теоретических расчетов, сделанных в работе [45] и представленных в форме, удобной для быстрого получения практических оценок в статье [69], значения коэффициента b , входящего в формулу (48), могут изменяться в зависимости от направления распространения примерно на $\pm 20\%$

относительно среднего значения, вызывая такие же изменения расчетной величины L . Недавно для обработки результатов наблюдений, проводимых с помощью установок Волланда—Хейдта, начали применять шкалу с изменяющимся в зависимости от азимута масштабом, построенную по данным других теоретических расчетов [127]. Изменения масштаба этой шкалы заключены в пределах $\pm 25\%$, хорошо согласующихся со сделанной выше оценкой. Однако переход к новой шкале от применявшейся годом раньше одинаковой шкалы для всех азимутов [115] не был обоснован в работе [127] достаточно полными и надежными экспериментальными данными.

Данные регулярных наблюдений за далекими грозowymi очагами, проводимых с помощью комплекта аппаратуры для измерения фазового параметра $\delta\phi$ и азимута прихода атмосфериков, обрабатываются непосредственно после каждого сеанса, что в совокупности дает достаточно большой материал для различных обобщений. Как при последовательном просмотре всех полученных данных, так и при более детальном анализе целого ряда случаев, наиболее подходящих для практически совершенно однозначного сопоставления с метеорологическими данными, не удалось обнаружить никаких явно выраженных систематических расхождений, для устранения которых потребовалось бы изменить принятую шкалу расстояний, одинаковую для всех азимутов. Количество наиболее подходящих случаев ограничивается: 1) отсутствием достаточно полных метеорологических данных для Атлантического океана, где расположены источники большинства атмосфериков, принимаемых с запада; 2) повышенным поглощением на трассах, идущих к Северной Америке через зону полярных сияний; 3) совпадением грозowych сезонов на востоке Европы и в Сибири, вызывающим часто одновременное образование многочисленных очагов в восточном секторе. Тем не менее результаты выборочной проверки устойчивости шкалы расстояний достаточно показательны при большом объеме исходных данных. Здесь приходится ограничиться отдельными примерами, характеризующими согласованность данных независимо от направления прихода атмосфериков. Так как атмосферики, источники которых расположены в Северной Америке, принимаются нерегулярно и в очень небольшом количестве, на рис. 18 представлена сборная карта за апрель—май 1966 г. (в то время чувствительность аппаратуры была несколько выше теперешней). Как видно из этого рисунка, результаты однопунктных наблюдений дают в общем правильное представление о распределении гроз в рассматриваемом районе в течение выбранного периода. Позднее обычно получались данные, относящиеся только к району восточного побережья Северной Америки. Резкое уменьшение числа принятых атмосфериков с азимутами 300° отмечалось уже давно (табл. 7).

Позднее для подтверждения независимости шкалы расстояний в западном секторе была сделана выборка данных, относящихся к району восточного побережья Северной Америки. Для большей определенности выбирались только те случаи, когда в данном ази-

муте не было других источников атмосфериков, кроме очагов, расположенных на расстоянии более 6 тыс. км. В качестве компакт-

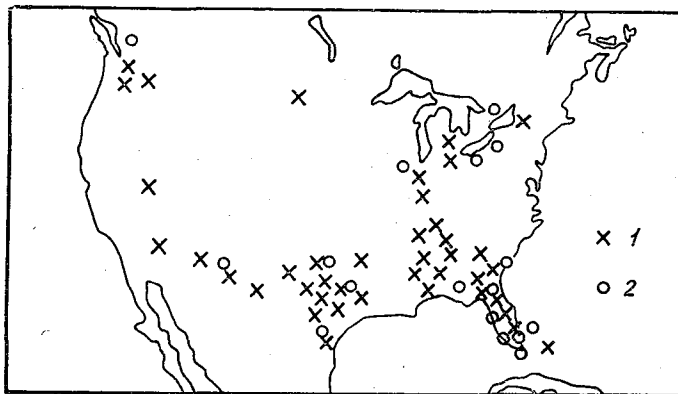


Рис. 18. Сборная карта сопоставления данных однопунктных наблюдений с метеорологическими данными за апрель—май 1966 г.

1 — метеорологические данные, 2 — данные однопунктных наблюдений.

ного примера, характеризующего подобные случаи, на рис. 19 представлены данные, объединенные за несколько дней (хотя проверка

Таблица 7
Азимутальное распределение относительного числа атмосфериков за отдельные промежутки времени по различным данным

Азимут прихода атмосфериков, град.	Относительное число принятых атмосфериков $n^{\#}$		
	Ленинград	Берлин [157]	Париж [103]
260—265	50		
265—270	37	100	64
270—275	32		
275—280	32	79	100
280—285	39		
285—290	82	33	86
290—295	100		
295—300	66	15	71
300—305	33		
305—310	4	6	24
310—315	1		
315—320	0	8	4
320—325	0		
325—330	0	3	0
330—335	0		
335—340	0	4	0
340—345	0		
345—350	0	14	0
350—355	0		
355—360	0	6	0

производилась всегда по данным за отдельные дни). При анализе всех полученных материалов подтвердился сделанный ранее вывод об отсутствии заметных систематических расхождений (одного знака) в оценке расстояния до грозовых очагов. Для восточного сектора была также сделана аналогичная выборка наиболее сопоставимых данных с целью поиска и ориентировочной оценки систематической погрешности шкалы расстояний. В этом секторе далекие атмосферерики, приходящие с расстояний более 6—7 тыс. км., принимаются крайне редко и получение более или менее подробной

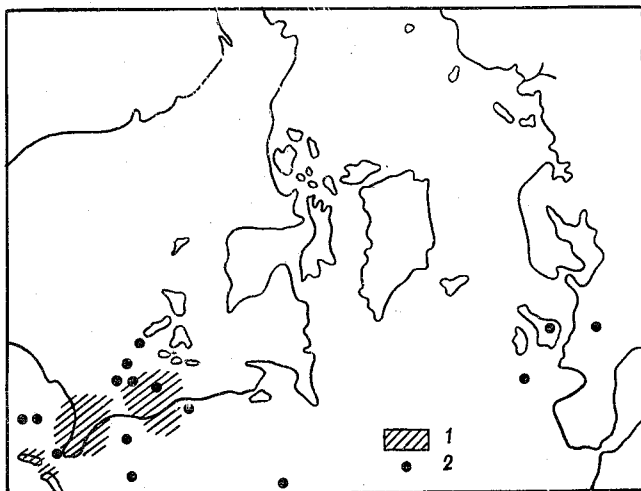


Рис. 19. Сопоставление данных одноpunktных наблюдений с метеорологическими данными (за 24 января, 24 февраля и 3 марта 1972 г.).

1 — метеорологические данные, 2 — данные одноpunktных наблюдений.

метеорологической информации для больших расстояний затруднено, а частично и невозможно. Пришлось ограничиться исключением весьма многочисленных случаев, когда в одном азимуте вместе с далекими очагами имелись также очаги, расположенные ближе 2 тыс. км. Один из примеров более подходящей обстановки, характеризующейся отсутствием сравнительно близких очагов в занятых азимутах восточного сектора, дается на рис. 20. В результате сопоставления целого ряда подобных случаев не обнаружены значительные систематические погрешности в оценке расстояния до источников атмосфериков, расположенных в восточном секторе. Точность таких сопоставлений недостаточна для уверенного определения поправок в каждом отдельном случае, так как значения этих поправок безусловно малы по сравнению с теми значениями, которые могли бы получиться в случае справедливости предположения об изменении масштаба шкалы расстояний примерно на 40% при переходе от западных направлений к восточным. На осно-

вании полученных экспериментальных данных азимутальные вариации параметра L , определяющего масштаб шкалы расстояний, не достигают величины, сравнимой с размерами других погрешностей, вследствие чего пока нет необходимости вводить какие-либо дополнительные поправки. Заметим, что в статье, посвященной методике корректировки навигационных измерений по системе «Омега», поправки на эффекты, вызываемые магнитным полем Земли, оцениваются как малые по сравнению с поправками, связанными с суточным ходом и многомодовым распространением [111]. Между

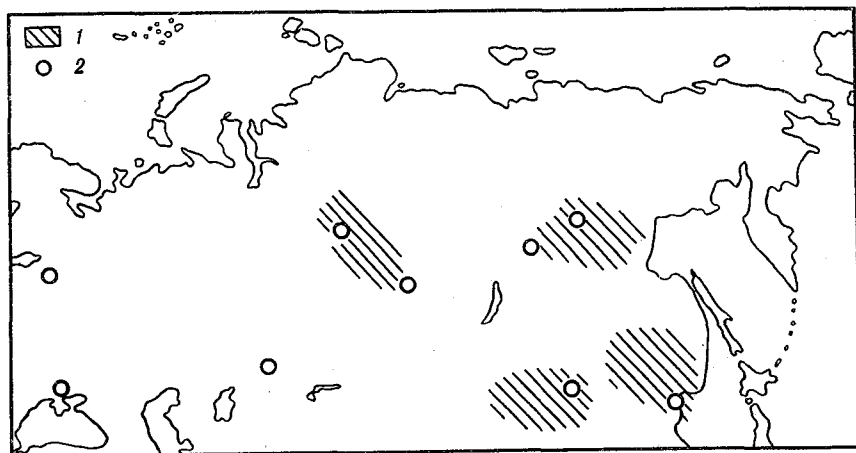


Рис. 20. Сопоставление данных однопунктных наблюдений с метеорологическими данными (за 23 июня 1972 г.).

1 — метеорологические данные, 2 — данные однопунктных наблюдений.

тем точность навигационных измерений на несколько порядков выше точности однопунктных наблюдений за далекими грозowymi очагами. Следует также учитывать, что среди эффектов, вызываемых магнитным полем Земли, наиболее резко выражена зависимость коэффициента затухания сверхнизкочастотных колебаний от направления их распространения. Практически при однопунктных наблюдениях за далекими грозowymi очагами приходится не искать, а учитывать проявление этого эффекта, вызывающего значительное изменение дальности приема в зависимости от направления прихода атмосфериков.

Погрешности, допускаемые при оценке расстояния, зависят в основном от возможных колебаний величины L около принятого нормального значения, так как инструментальная точность аппаратуры (порядка $1-2^\circ$) достаточно высока. В дополнение к полученным выше основным данным о точности определения L разными методами и роли отдельных факторов была сделана оценка расхождений результатов однопунктных наблюдений с данными пеленгования атмосфериков сетью пунктов. Так как дальность действия отдельных кустов пунктов пеленгования атмосфериков

сравнительно невелика, только благодаря использованию данных более удаленного английского куста удалось расширить диапазон сравниваемых расстояний примерно до 4 тыс. км. Результаты проведенной проверки представлены в табл. 8. Отмеченные расхождения d_1 и d_2 были сгруппированы в зависимости от их абсолютной величины. Обозначения d_1 и d_2 относятся к двум сравниваемым парам: $d_1 = |R_0 - R_A|$, $d_2 = |R_0 - R_E|$, где R_0 , R_A , R_E — расстояния до грозовых очагов, полученные соответственно по данным однопунктных наблюдений, по данным английского и европейского кустов. Данные английского и европейского кустов не сравнивались между собой, так как они часто не перекрывались и относились к разным очагам.

Таблица 8

Повторяемость (%) расхождений в оценке расстояния до грозовых очагов, 1966 г.

Месяц	d_1 км			d_2 км		
	<200	<400	<600	<200	<400	<600
Январь	—	—	—	68	85	91
Февраль	42	61	74	48	66	79
Апрель	71	80	87	44	66	79
Май	68	90	91	50	81	95
Среднее	60	77	87	52	75	86

Используя приведенные в табл. 8 средние величины для ориентировочной оценки средней квадратичной погрешности данных однопунктных наблюдений, получаем с помощью таблиц интеграла вероятностей, что $\sigma \approx \pm 350$ км для обоих вариантов (при сравнении с данными как английского, так и европейского куста), хотя средние расстояния до очагов в первом случае значительно больше, чем во втором. Условность такой оценки величины σ связана с наличием неучитываемых погрешностей в данных наблюдений английского и европейского кустов. Тем не менее при этом значении σ относительная ошибка (σ/D) для предельного расстояния $D \approx \approx 4$ тыс. км имеет величину порядка 10%, не очень далекую от величины погрешности, с которой определяется значение параметра L (порядка 5%). Характерной особенностью фазового метода является малая зависимость абсолютной погрешности от расстояния до источника, поэтому относительные ошибки должны резко возрастать на небольших расстояниях.

Расстояния до грозовых очагов при проведении фазовых наблюдений определяются по достаточно длинной шкале, которая обычно не используется до конца вследствие ограниченной дальности приема атмосфериков при реально допустимой чувствительности аппаратуры. Кроме того, дальность приема при заданной и не-

изменной чувствительности аппаратуры оказывается различной в разных направлениях. На основании результатов регулярных наблюдений, проводимых уже в течение нескольких лет, можно выделить область, в пределах которой систематически получают данные, достаточные для общей характеристики грозовой обстановки. Эта область на рис. 21 оставлена незаштрихованной. Как видно из этого рисунка, асимметрия выделенной области относи-

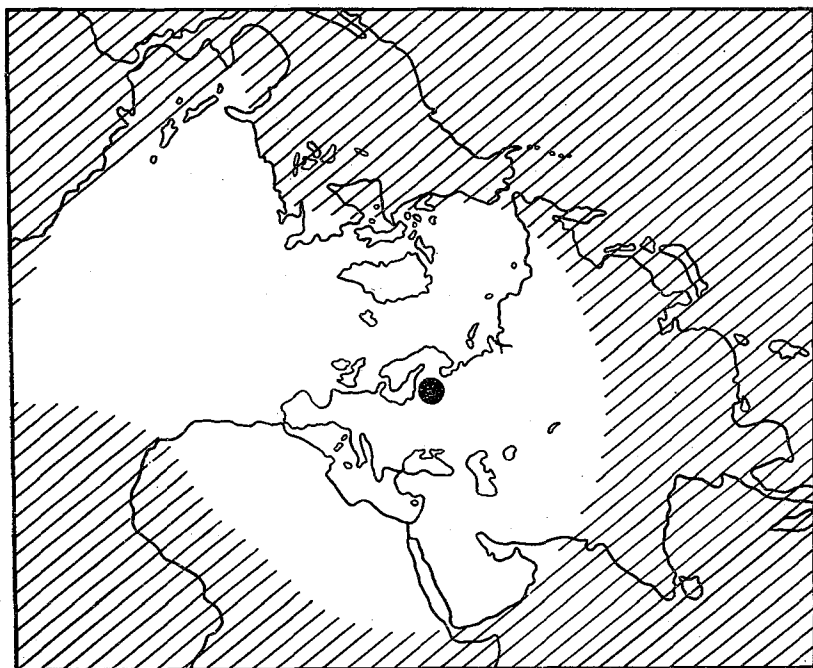


Рис. 21. Область, в пределах которой систематически получают данные однопунктных наблюдений.

тельно пункта, где производятся наблюдения, выражена очень резко. Такая форма области регулярного приема атмосфериков хорошо согласуется с различными теоретическими и экспериментальными данными о зависимости коэффициента ослабления от направления распространения колебаний. Эффект, вызванный наличием магнитного поля Земли, вероятно, еще более подчеркнут под влиянием другого фактора, действующего в данном случае в ту же сторону. Таким фактором является проводимость подстилающей поверхности, повышенная в западном направлении, где трассы проходят преимущественно над океаном, и пониженная в восточном секторе, занятым сушей. Конечно, при благоприятных условиях принимается некоторое количество атмосфериков, источники которых расположены за пределами выделенной области, например, на территории

Северной Америки, в районе Гвинейского залива и т. д. В течение первого периода наблюдений, когда можно было работать при более высокой чувствительности аппаратуры (сниженной позднее из-за возросших помех на 5—10 дБ), такие случаи встречались значительно чаще и регулярно принимались атмосферерики, источники которых находились в районе Гвинейского залива и прилегаю-

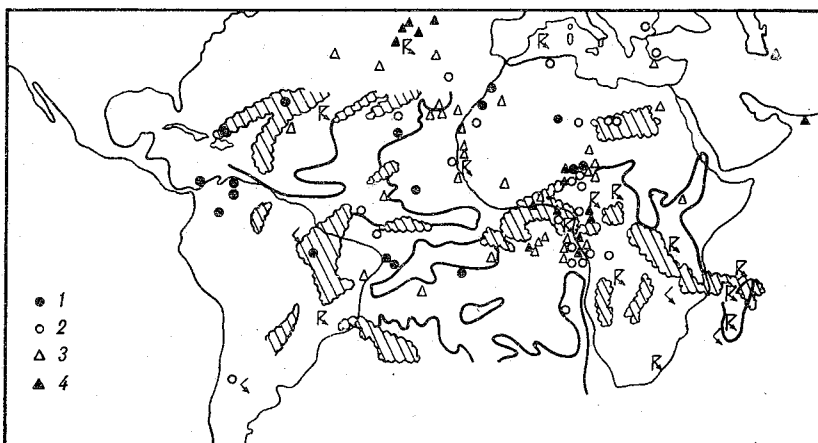


Рис. 22. Результаты наблюдений, сделанных 16 февраля 1967 г.

1—4 — данные одноpunktных наблюдений за 9, 11, 12 и 15 ч мск времени соответственно, K и Г — отметки гроз и зарниц по карте тропической зоны за 16 февраля 1967 г., штриховкой обозначены зоны сплошной облачности, линиями — зоны значительной облачности по имевшимся в этот день спутниковым данным.

щих к нему областей. Достаточно характерный пример, относящийся к этому периоду, приводится на рис. 22, где по данным одноpunktных наблюдений отмечены многочисленные африканские грозовые очаги. Для получения общего представления о приеме американских атмосферериков могут быть использованы рис. 18 (для Северной Америки) и рисунки из статьи [60] (для Южной Америки), на которых указаны источники атмосферериков и отметки гроз, расположенные на расстояниях порядка 10—13 тыс. км от пункта, где производятся наблюдения.

4. Методика текущей обработки данных одноpunktных наблюдений

Сначала сеансы наблюдений за фазовыми параметрами и азимутами прихода атмосферериков проводили три оператора, отсчитывая показания двух фазометров и пеленгатора. Сделанные отсчеты записывались в однотипные бланки наблюдений, заполнявшиеся каждым оператором. В случае появления искаженных по форме вспышек на экране одного или нескольких индикаторов в соответствующих клетках бланков наблюдений ставились прочерки, так что, по порядковым номерам отсчетов можно было уве-

ренно выбирать данные, относящиеся к одному и тому же атмосферному. Непосредственно после окончания каждого сеанса по записям, сделанным в бланках наблюдений по фазометрам, определялись разности соответствующих отсчетов, характеризующие расстояние до источника, и вместе с соответствующими азимутами диктовались оператору, наносившему эти данные в виде точек на

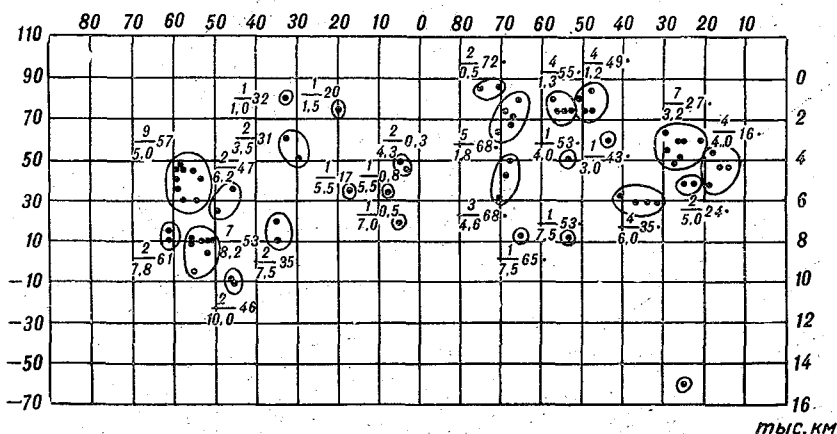


Рис. 23. Пример первичной обработки данных однопунктных наблюдений.

сетку с прямоугольными координатами «разность отсчетов по фазометрам — азимут». Точки, относящиеся к одному очагу, всегда имеют некоторый разброс, поэтому на следующем этапе обработки данных производится выделение групп достаточно близких точек и определение средних координат каждой из выбранных групп. Так как на сетке параллельно со шкалой разности фазовых отсчетов нанесена шкала расстояний до источника атмосфериков, можно сразу же переходить к полярным координатам «азимут—расстояние». Пример первичной обработки данных наблюдений с нанесенными на сетку точками и выделенными группами, около которых записаны относящиеся к ним характеристики, приведен на рис. 23. В то время когда наблюдения производились по двум фазометрам, отсчеты по лимбам делались с округлением до 5° , что вызывало некоторое дополнительное увеличение расстояний между точками внутри каждой группы. Около каждой выделенной группы записывается в виде дроби число входящих в нее точек (числитель) и расстояние до очага (знаменатель), а рядом с дробью — азимут очага. Азимуты принято отсчитывать и записывать по шкале, каждое деление которой соответствует 2° .

С переходом с апреля 1969 г. к непосредственным измерениям искомого фазового параметра $\delta\varphi = (\Delta_1^*\varphi - \Delta_2^*\varphi)$ сами наблюдения и первичная обработка данных значительно упростилась. Для

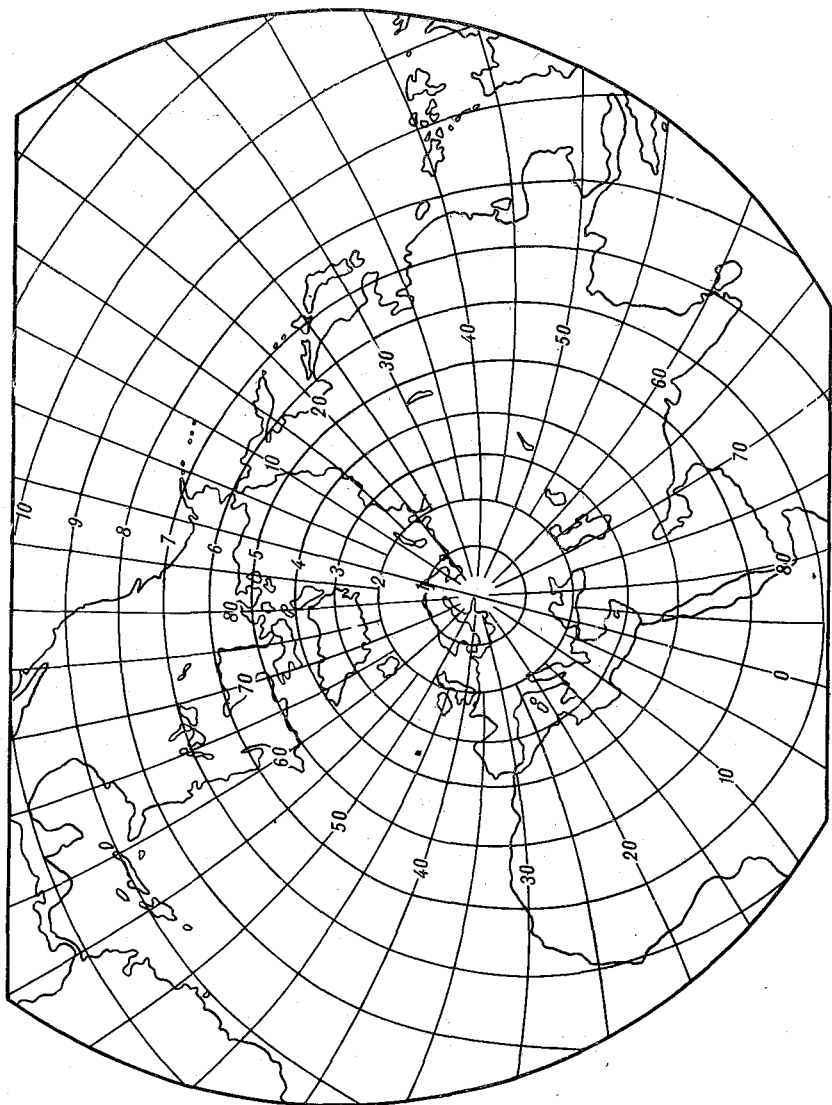


Рис. 24. Планшетный бланк для наесения данных однопунктных наблюдений.

проведения сеанса наблюдений требуются только два оператора, которые производят измерения двух параметров, непосредственно связанных с полярными координатами очагов (азимутом и расстоянием). При первичной обработке данных отпадает необходимость вычисления большого числа разностей парных отсчетов, вместо которых используются непосредственные отсчеты по выходному (разностному) фазометру, записываемые с точностью до 1°. Это вызывает ускорение обработки данных, которые, как и раньше, наносятся в виде точек на сетку с прямоугольными координатами, после чего выделяются обычно более компактные группы.

Для получения карты географического распределения наблюдавшихся источников (грозовых очагов) данные записей, сделанных на сетке, переносятся на планшетный бланк, образец которого приводится на рис. 24. На планшетном бланке, кроме схематизированной географической основы, имеется полярная координатная сетка, центр которой расположен в точке, соответствующей местоположению пункта, где производятся наблюдения. Радиальные линии с указанием азимутов (обозначенных по принятой двухградусной шкале отдельно для восточной и западной половины) несколько искривлены, так как соответствуют дугам большого круга, отклоняющимся от прямых при использовании географической основы в стереографической полярной проекции. В соответствии с этим изолинии равных расстояний (обозначенных в тысячах километров) также отличаются от окружностей. На планшетном бланке пишутся только цифры, указывающие число атмосфериков, принятых из данного очага. Эти цифры ставятся в том месте, где расположен очаг, используя при нанесении полученные данные об его полярных координатах. На один бланк наблюдений обычно наносятся (разными цветами) данные, относящиеся к двум или трем сеансам. Данные об очагах, расположенных за пределами рабочей части бланка, наносятся полностью (с указанием полярных координат) на его полях. В случае необходимости нанесения на бланк каких-либо других сведений (например, расположения метеорологических фронтов) применяется вспомогательная прозрачная палетка, совпадающая по размерам с планшетом, с помощью которой обычные географические координаты могут быть переведены в принятые полярные координаты.

5. Другие варианты методов однопунктных наблюдений

Работы по исследованию атмосфериков и созданию аппаратуры для автоматической регистрации их характеристик, начатые под руководством Волланда и Хейдта в институте Г. Герца (Западный Берлин) около 10 лет назад [131, 177, 178], продолжали развиваться в следующие годы. Продвижение вперед в наиболее важном направлении, связанном с разработкой методики однопунктных наблюдений и соответствующей аппаратуры, шло не очень равномерно, как это видно из статьи [115]. Технические вопросы, касающиеся разработки и изготовления аппаратуры, решались быстрее,

чем задачи, относящиеся к методике интерпретации результатов. Аппаратура, предназначенная для автоматической регистрации ряда параметров атмосфериков, была изготовлена на современном уровне (среди привычных технических решений можно обратить внимание на применение режекторных контуров и формирование выходных сигналов, амплитуды которых пропорциональны величине измеряемого параметра), причем в первом варианте допускалась возможность выбора нескольких комбинаций рабочих частот [126].

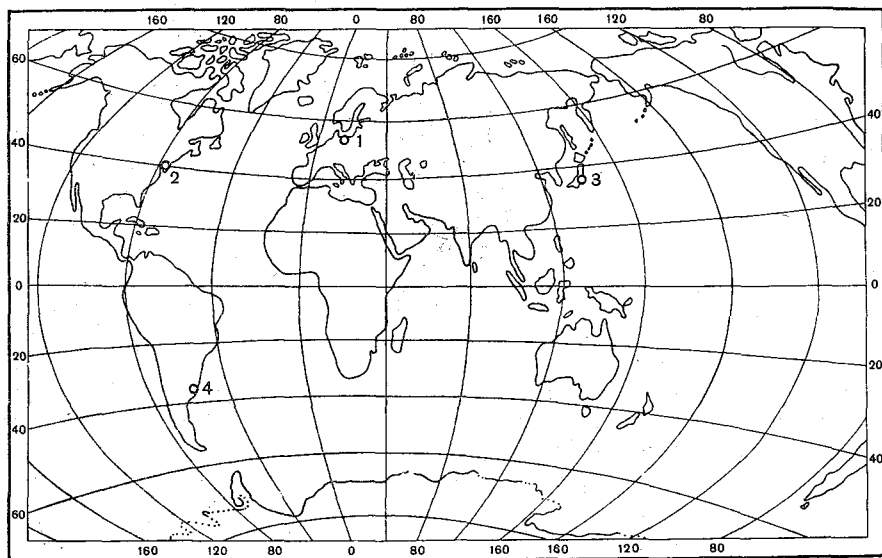


Рис. 25. Размещение обсерваторий, снабженных анализаторами атмосфериков
Волланда—Хейдта.

Благодаря применению полупроводниковых приборов комплект аппаратуры отличался большой компактностью. После создания автоматической аппаратуры с фотографической регистрацией показаний была разработана и изготовлена приставка для автоматической обработки данных наблюдений, осуществляемой, однако, в предельно упрощенном варианте с подразделением атмосфериков на две группы: на близкие и далекие [128].

Модернизированный комплект аппаратуры (называемой в целом анализатором атмосфериков) работает на трех фиксированных частотах 5,00; 7,00 и 9,00 кГц и предназначен для регистрации трех параметров: амплитуды атмосфериков на 7 кГц, отношения амплитуд атмосфериков на 9 и 5 кГц и разности групповых задержек (РГЗ), относимых к частотам 8 и 6 кГц. Благодаря изготовлению этой аппаратуры в нескольких экземплярах оказалось возможным организовать в конце 1970 г. сеть обсерваторий, расположенных в различных местах земного шара (рис. 25) и провести экспериментальные измерения на исследовательском корабле «Ме-

теор» во время плавания его из Европы к берегам Южной Америки [116, 127].

Общая оценка этой работы может быть получена только на основании результатов использования первичных данных о величине непосредственно регистрируемых параметров атмосфериков, среди которых особое и наиболее важное значение имеет фазовый параметр РГЗ. Проверка эффективности выбранной методики одно-пунктных наблюдений, проводимых на развернутой теперь сети обсерваторий, могла быть сделана двумя способами: во-первых, путем сравнения результатов обработки наблюдений с данными, полученными в другом месте по другой методике, и во-вторых, по данным одновременных измерений различных фазовых параметров в одном месте.

Вероятно, вследствие ряда затруднений, встретившихся при разработке методики интерпретации данных с целью определения расстояния, первые конкретные данные о распределении грозовых очагов, обобщенные примерно за месяц, были представлены впервые (по берлинским наблюдениям) только в статье [115] в двух вариантах. Эти варианты возникли вследствие того, что авторы статьи [115] находились в затруднении относительно выбора эффективной высоты ионосферы h (70 или 75 км), от которой зависела величина переводного множителя, определяющего масштаб шкалы расстояний. Для характеристики расположения грозовых очагов в течение указанного периода (с 21 февраля по 13 марта 1969 г.) были использованы данные ежедневных наблюдений в Воейково (под Ленинградом), относящиеся к сеансу, проводимому в 15 ч мск времени. По этим данным была составлена карта, на которой районы расположения отмеченных грозовых очагов выделялись штриховкой. Двойной штриховкой выделялись районы с наиболее высоким уровнем грозовой активности, откуда было принято большинство атмосфериков. После составления этой карты на нее дополнительно были нанесены точками данные берлинских наблюдений, при обработке которых было принято значение $h=70$ км [115]. Просматривая получившуюся карту (рис. 26), приходится безусловно сделать вывод о хорошей согласованности суммарных данных. Единственное частное исключение относится к району Ближнего Востока, где нет отметок только по дневным берлинским данным. Выбор высоты $h=75$ км по расположению африканских отметок, искусственно связываемых в статье [115] с главным грозовым центром, а не с реальной обстановкой в это время, нельзя считать обоснованным и правильным.

Хорошая согласованность суммарных данных, относящихся к случайно выбранному и не очень короткому периоду, достаточно показательна, но не обязательно влечет за собой такую же согласованность данных, относящихся к отдельным сеансам наблюдений. Поэтому целесообразно использовать упомянутый выше второй способ для дополнительной проверки сходимости результатов отдельных измерений. Результаты такой проверки должны показывать, насколько равноценны различные фазовые параметры

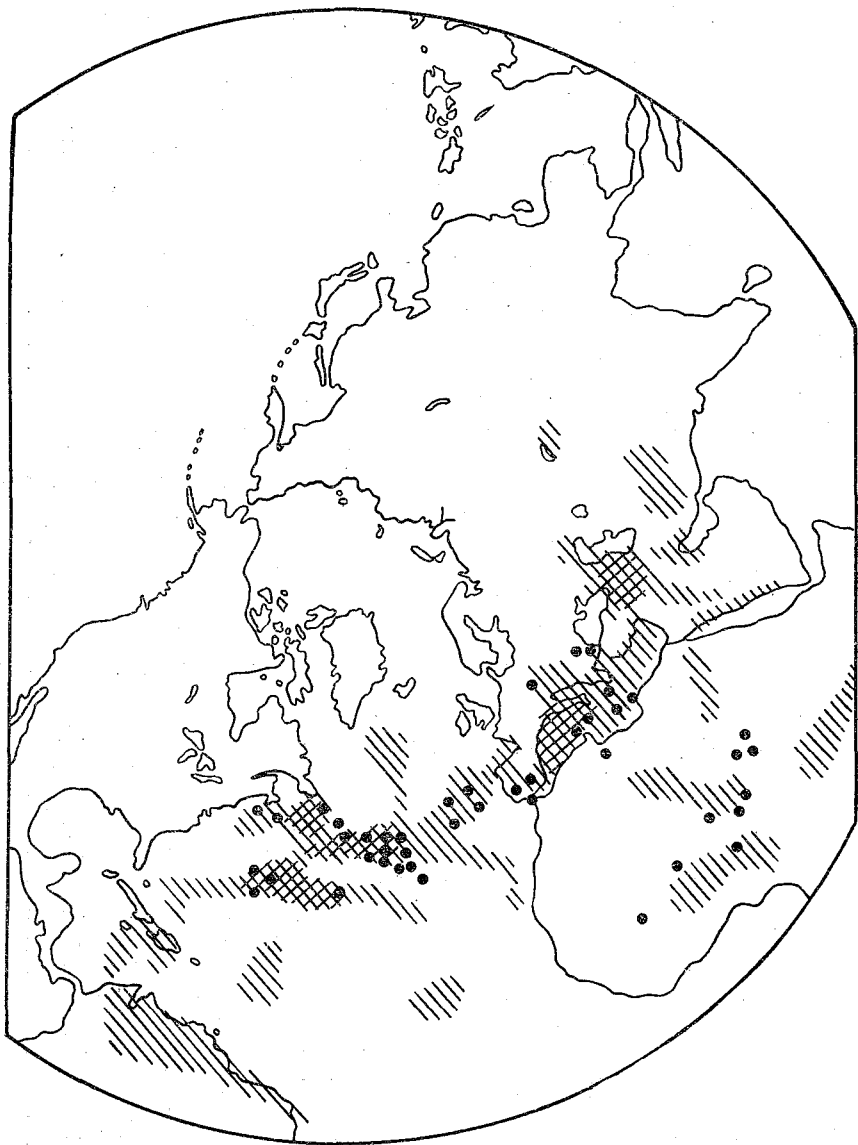


Рис. 26. Сопоставление данных берлинских наблюдений с данными однопунктных наблюдений в Воейково.

Усл. обозначения см. в тексте.

в отношении определенности основанных на них оценок. Так как в первую очередь выдвигается вопрос о самих измеряемых величинах, а не о том, как их измерять, не обязательно собирать в одном месте именно ту аппаратуру, которая используется в разных местах. Вместо этого практически удобнее организовать дополнительные измерения второго параметра, не ставя каких-либо ограничений в отношении технического оформления измерительного устройства. Фазовый параметр РГЗ, используемый для определения расстояния по методу Волланда—Хейдта, можно измерять различными способами, учитывая, что величина РГЗ с точностью до постоянного множителя совпадает с линейной комбинацией фаз на трех частотах $[\varphi(f - \delta) - 2\varphi(f) + \varphi(f + \delta)]$. Блок-схема устройства, примененного Хейдтом [126] для измерения РГЗ, представлена на рис. 27 (слева). Приходящие сигналы (атмосферика) поступают из антенного блока *A* через фильтр нижних частот *ФНЧ* в модулятор-смеситель *M*₁, куда подается также сигнал гетеродина *G* с частотой *F*. К выходу модулятора *M*₁ подключены параллельно три селективных усилителя *У*₁, *У*₂, *У*₃, настроенные соответственно на частоты $(F - f - \delta)$, $(F - f + \delta)$ и $(F - f)$. Выходы усилителей *У*₁ и *У*₂ соединены с модулятором *M*₂, за которым следует усилитель *У*₄, настроенный на суммарную частоту $2(F - f)$. С выхода усилителя *У*₃ сигналы поступают на оба входа модулятора *M*₃, после чего с помощью усилителя *У*₅ выделяются сигналы удвоенной частоты $2(F - f)$. Выходы усилителей *У*₄ и *У*₅ соединены с фазоизмерительным устройством *Ф*, формирующим сигнал, амплитуда которого пропорциональна величине измеряемого фазового параметра. Этот сигнал поступает в индикаторный блок *И*.

Тот же фазовый параметр может быть измерен с помощью устройства, собранного по блок-схеме, указанной на рис. 27 (справа). К выходу антенного блока *A* присоединены параллельно три усилителя *У*₁, *У*₂ и *У*₃, настроенные соответственно на частоты *f*, $(f + \delta)$ и $(f - \delta)$. Сигнал, снимаемый с выхода усилителя *У*₁, через фазовращающие цепочки *φ* подается на отклоняющие пластины электронно-лучевой трубки, имеющейся в индикаторном блоке *И*. Выходы усилителей *У*₂ и *У*₃ соединены с модулятором *M*, после которого с помощью усилителя *У*₄, настроенного на частоту $2f$, выделяется сигнал суммарной частоты, подаваемый на катод электронно-лучевой трубки. Искомый фазовый параметр $[\varphi(f - \delta) - 2\varphi(f) + \varphi(f + \delta)]$ измеряется обычным способом повороту подсвеченных секторов на экране индикатора *И*. Дополнительное устройство, собранное по такой схеме (при $f = 8,3$ кГц, $\delta = 2,8$ кГц), использовалось для эпизодических параллельных наблюдений вместе с основной установкой, применяемой в Воейково для регулярных наблюдений за далекими грозowymi очагами. По данным этих эпизодических опытов, фазовый параметр $[\varphi(f - \delta) - 2\varphi(f) + \varphi(f + \delta)]$ РГЗ менее устойчив по сравнению с параметром $\delta\varphi = (\Delta_1^*\varphi - \Delta_2^*\varphi)$. Стандартное отклонение σ , численное для группы отсчетов параметра РГЗ, относящихся к одному очагу, превышало в среднем в 1,5 раза соответствующее

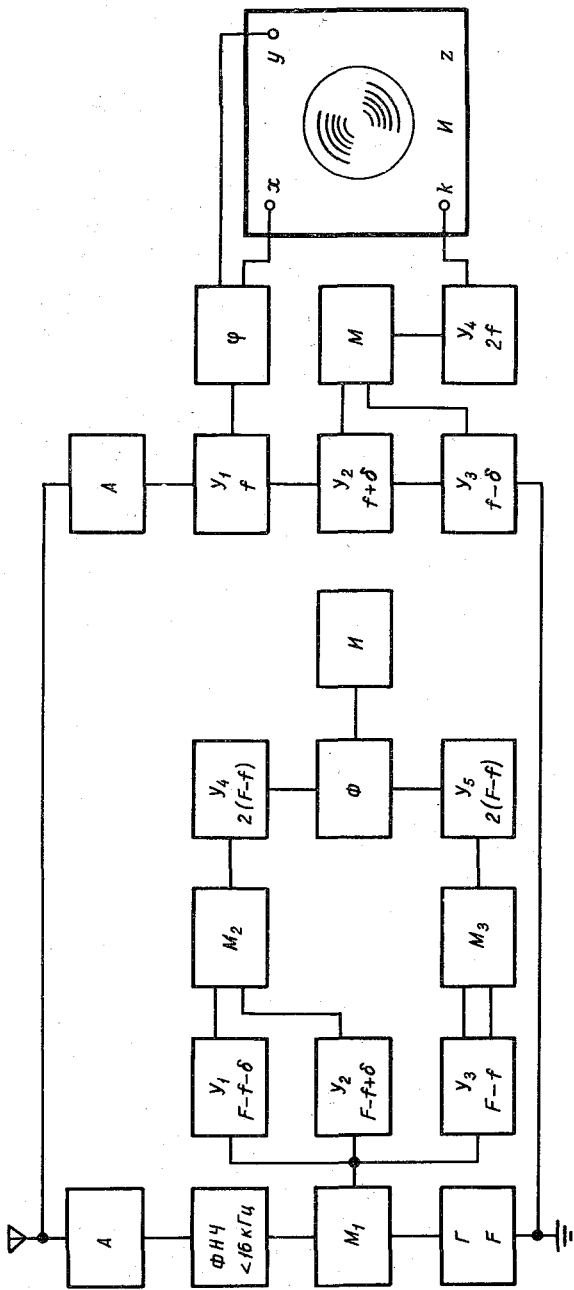


Рис. 27. Блок-схема комплекта аппаратуры для измерения фазовых параметров атмосфериков по трехчастотному варианту.

Усл. обозначения см. в тексте.

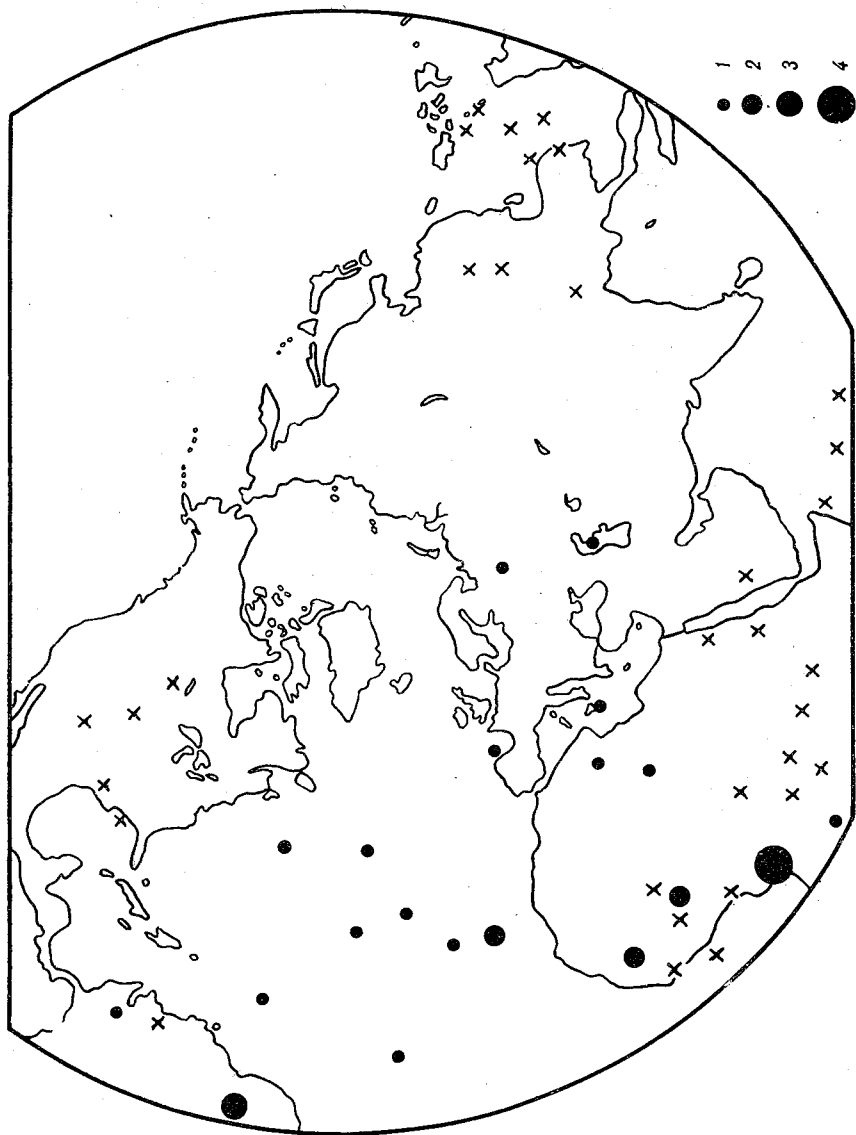


Рис. 28. Расположение источников атмосфериков по данным наблюдений 13—14 апреля 1969 г. Крестиками обозначены источники атмосфериков, отмеченные по английским наблюдениям, кружками — по наблюдениям в Военково. Размеры кружков характеризуют число атмосфериков n , принятых из данного источника. 1 — $n \leq 5$, 2 — $5 < n < 10$, 3 — $10 < n < 20$, 4 — $n > 20$.

значение σ для параметра $\delta\phi$. Кроме того, отмечалась тенденция к увеличению разброса значений РГЗ при увеличении расстояния.

В отличие от сравнимых результатов, получаемых с помощью различных вариантов фазового метода, данные английских наблюдений, проводимых на очень низких частотах ($f \sim 2 \div 50$ Гц) одним из вариантов амплитудно-частотного метода [149], не согласуются с ним даже в отношении охвата крупномасштабных районов. Единственный пример локализации далеких грозовых очагов с помощью английского метода, приведенный в статье [149], использован для сопоставления этих данных на рис. 28 с результатами наблюдений в Воейково в тот же период (13—14 апреля 1969 г.), но в течение на порядок меньшего времени. Определенное сходство результатов намечается только в Африке и на севере Южной Америки. Отсутствие данных фазовых наблюдений, относящихся к Северной Америке и юго-восточной части Азии, естественно объясняется значительным поглощением на частотах, используемых для фазовых измерений, вследствие чего эти районы лежат за границами области, регулярно освещаемой по наблюдениям в данном пункте. Однако отсутствие английских отметок в Атлантическом океане, где по данным фазовых наблюдений имелись грозовые очаги, остается непонятным. Очаги, расположенные по английским данным в южном полушарии, здесь не рассматривались. Практически неограниченная дальность приема и локализации возмущений, вызванных исключительно сильными (и исключительно редко встречающимися) грозовыми разрядами, является единственным преимуществом английского метода, сочетающимся с очень серьезными практическими недостатками, заставляющими считать этот метод только вспомогательным.

ГЛАВА IV

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ НАБЛЮДЕНИЙ

1. Основные особенности данных, получаемых с помощью приема атмосфериков

При обработке данных наблюдений за атмосфериками естественно руководствоваться прежде всего теми особенностями самих исходных данных, которые позволяют получить материалы, существенно отличающиеся в каком-либо отношении от сведений о грозах, доставляемых другими способами. К таким особенностям относятся большая дальность и быстрота распространения атмосфериков, а в ряде случаев еще и относительная простота обнаружения и регистрации. Практически эти особенности могут использоваться в разных комбинациях, при которых некоторые из них становятся главными, а другие второстепенными. При наблюдениях за далекими грозовыми очагами ведущая роль принадлежит дальности вместе с простотой методики измерений, но могут приобретать также важное значение как быстрота получения информации, подкрепляемая возможностью быстрой обработки данных (например, в случае применения их при составлении прогностических карт особых явлений), так и простота регистрации числа принимаемых атмосфериков (при использовании данных наблюдений для расчета общего числа разрядов на большой площади).

Все эти достаточно очевидные, но не всегда учитывавшиеся особенности (часто вследствие того, что имевшиеся раньше методы не позволяли их использовать), предопределяют целенаправленность обработки данных на решение тех задач, которые стояли на очереди без заметного продвижения вперед. Практически удобно размещать установки и производить наблюдения в обычных, хорошо освоенных и легко доступных местах, но при большой дальности действия аппаратуры и применяемых методов кроме хорошо изученных районов охватываются области, откуда не поступает достаточно сведений. Обработывая полностью и без задержки первичные данные проводимых наблюдений, приходится при дальнейшем анализе результатов в первую очередь обращать внимание на обобщение данных, относящихся к отдельным районам.

До сих пор с акватории океанов поступает недостаточное количество метеорологических данных, и в особенности сведений о грозах, отличающихся особой изменчивостью во времени и пространстве. Не ограничиваясь этим общим и привычным утверждением, уместно привести конкретные факты, наглядно характеризующие реальную обстановку. В статье [89] имеется карта распределения плотности гидрометеорологической информации в зависимости от концентрации судов мирового торгового флота на акваториях морей и океанов, участвовавших в 1966 г. в службе попутных наблюдений. Часть этой карты, относящаяся к Атлантическому океану, воспроизведена на рис. 29. Как видно из рис. 29, для большей части акватории Атлантического океана гидрометеорологическая информация оказывается недостаточной. Распределение по различным районам метеорологических данных текущих наземных наблюдений, которые наносятся на ежедневные синоптические карты, характеризуется рис. 30.

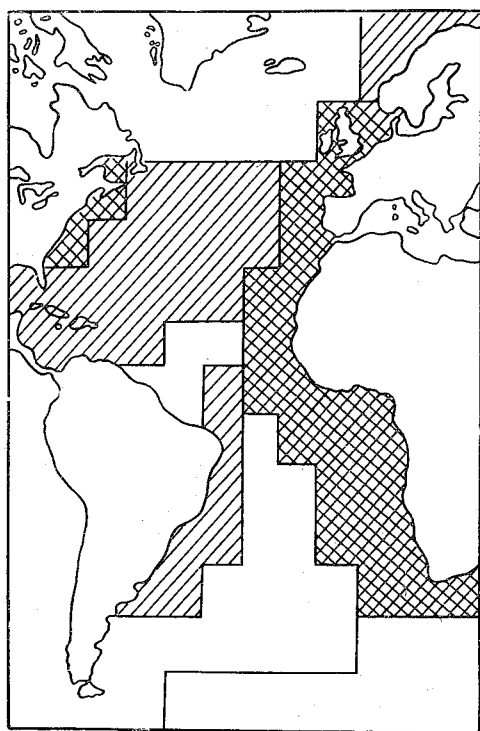


Рис. 29. Плотность судовой гидрометеорологической информации для Атлантического океана по В. М. Шапаеву [89].

1 — достаточна, 2 — недостаточна, 3 — минимальна.

Для получения этого рисунка использована рядовая синоптическая карта за произвольно выбранный день и срок (16 мая 1972 г., 9 мск времени). Такие карты ГМЦ СССР передает четыре раза в сутки по радиофаксимильной связи. На рис. 30 обозначены кружками те пункты, для которых

были нанесены данные синоптических телеграмм. В правой части рисунка концентрация кружков в основном достаточно велика и расстояния между ними местами достигают минимально допустимой величины, при которой еще возможно разборчивое нанесение данных. Наоборот, в левой части рисунка преобладают пустые места, хотя приведенный пример не относится к случаям с минимальным количеством данных, так как изредка принимались карты, на которых не было данных даже для имеющейся на бланке восточ-

ной части Америки. Такие особые случаи не связаны, конечно, с отсутствием данных в этом районе и возникают лишь вследствие задержки поступления метеорологических сводок во время неурожения на линиях радиосвязи. Однако недостаточное количество метеорологических данных поступает не только с акваторий океанов, но также из ряда малонаселенных, пустынных или слабообразованных районов. Один из крайних случаев можно проиллюстрировать следующим примером. Еще сравнительно недавно для одного из пунктов Аравии был сделан расчет месячных сумм осадков согласно указаниям путешественников о годовом ходе осадков [87].

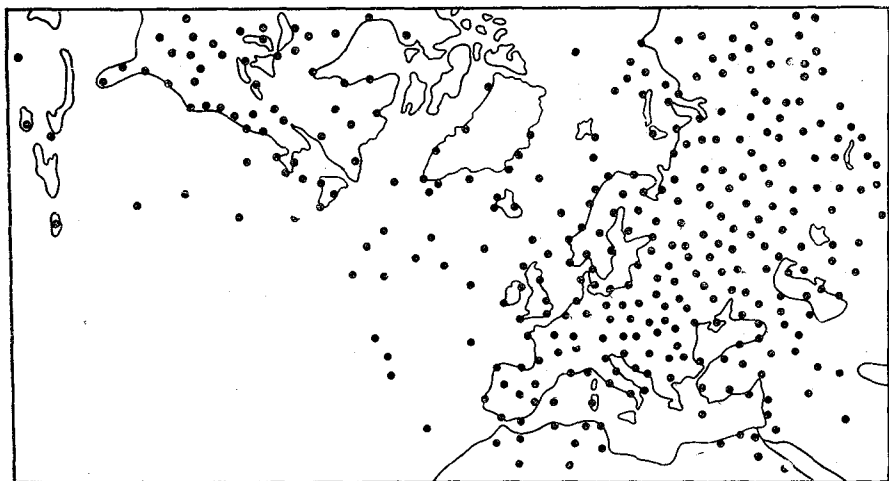


Рис. 30. Пример распределения данных, нанесенных на синоптическую карту.

При использовании данных однопунктных наблюдений для получения осредненных характеристик распределения грозовой активности в тех районах, где регулярные метеорологические наблюдения проводятся в незначительном числе изолированных пунктов, не предъявляются какие-либо специальные требования к срокам поступления текущей информации, но вообще этот фактор не является, вероятно, второстепенным. Вследствие быстроты получения и обработки данных в принципе не исключена возможность использования результатов однопунктных наблюдений в качестве своего рода экспресс-информации, характеризующей в общих чертах имеющееся в данное время распределение грозовых очагов на большой площади. Не предвешая заранее ответ на вопрос о необходимости использования такой информации, можно уже сейчас выяснить, удовлетворяется ли основное условие, касающееся допустимой погрешности измерений. На факсимильных прогностических картах особых явлений, передаваемых метеорологическими центрами, отметки гроз (или, точнее, областей, где они прогнозируются) являются одним из основных элементов, в отличие от обычных синоптических карт, где такие отметки по данным

отдельных метеорологических станций встречаются обычно сравнительно редко и даже не особенно заметны. Требования к точности измерений должны быть, очевидно, непосредственно связаны с характерными размерами прогнозируемых областей.

Сравнительная легкость регистрации общего числа принимаемых атмосфериков, источники которых расположены на большой площади, не влечет за собой возможности непосредственного определения общего числа разрядов на всей рассматриваемой площади. Для этого необходимы дополнительные данные о распределении грозových очагов в зависимости от расстояния до пункта, где производится регистрация атмосфериков. Отсутствие таких данных крайне затрудняло какие-либо уточнения известной оценки среднего числа разрядов для всей Земли (100 разрядов в секунду), полученной не более чем в первом приближении около 50 лет назад [102] и приводимой до сих пор в научной, учебной и справочной литературе. Общие статистические закономерности, дающие эффективную оценку зависимости числа принимаемых атмосфериков от чувствительности аппаратуры [53, 55], применяются прежде всего для характеристики относительного уровня радиопомех, но могут быть также использованы для ориентировочного расчета числа разрядов на большой площади. В последнем случае дополнительно требуются данные не только об энергетическом спектре разрядов [73] или абсолютных значениях напряженности поля вместе с характеристикой распространения атмосфериков, но также данные о степени равномерности распределения очагов в зависимости от расстояния. Для получения последних данных вполне подходят результаты наблюдений за далекими грозowymi очагами, но эти же результаты могут быть использованы для непосредственного расчета числа разрядов без применения общих формул. Следует заметить, что задачу о расчете общего числа разрядов на всю Землю можно будет решать практически только по частям, после организации таких наблюдений не в одном, а в нескольких пунктах.

Данные фазовых наблюдений за атмосфериками в случае проведения их в одном пункте в течение длительного времени, могут служить основой для отдельной работы, посвященной характеристике грозовой деятельности на большой площади. Возможности работ в намеченных здесь направлениях характеризуются дальше результатами обработки данных за сравнительно ограниченный промежуток времени.

2. Характеристика распределения грозовой активности в отдельных районах

Много кораблей пересекало уже давно Атлантический океан и много записей о погоде было сделано за это время в вахтенных журналах. Немало труда потребовалось для просмотра этих записей и выборки среди них отметок, относящихся к грозам. Несмотря на это, первая обстоятельная сводка результатов наблюдений за грозами, сделанная более 50 лет назад [153], не давала достаточно

полную характеристику этого района и не охватывала весь океан. В составленной около 20 лет назад гидрометеорологической характеристике северной части Атлантического океана при описании распределения гроз была допущена ошибка, указанная в статье [36]. Не имея в другом месте даже самого общего представления о распределении гроз в незнакомом районе, легко допустить, не заметить и снова встретиться с такой ошибкой по ссылке, имеющейся в энциклопедических словарях до последнего времени. Возможность получения данных, относящихся к удаленным и слабоосвоенным районам, без каких-либо промежуточных инстанций у себя на месте, может сама по себе представлять интерес и в других случаях. Наблюдения за атмосфериками по старой методике оказывались неэффективными прежде всего там, где охватывались преимущественно те районы, из которых регулярно и быстро поступала достаточно полная метеорологическая информация.

Обобщение результатов проводимых однопунктных наблюдений за далекими грозowymi очагами было начато в виде опыта еще в конце 1966 г. и сводилось сначала к выборке и осреднению данных, относящихся к совершенно различным, сравнительно малоосвоенным районам. В рабочей зоне данного пункта к таким районам можно отнести северную половину Атлантического океана, Аравию и удаленную от побережья часть Северной Африки.

Карты, построенные для двух первых районов, отличались по своей структуре большей детализацией по времени (принятой для района Атлантического океана) или большей детализацией в пространстве (для Аравийского полуострова). Такие различия в построении карт учитывали характерные особенности районов (большую пространственную однородность поверхности в Атлантическом океане и особенно резкие контрасты между сушей и морем на границах Аравийского полуострова). Для построения этих карт, опубликованных в статьях [36, 39], были использованы данные однопунктных наблюдений за 1966 г.

Основное затруднение, встречающееся при подготовке материалов для составления карт распределения грозовой активности в районах, отличающихся очень большими размерами (например, для северной половины Атлантического океана), связано с необходимостью учета амплитудных характеристик атмосфериков и их изменения в зависимости от расстояния. По мере увеличения расстояния уменьшается относительное число принимаемых атмосфериков, амплитуды которых становятся меньше пороговой чувствительности аппаратуры. Поэтому для получения сопоставимых величин требуется использовать поправочный коэффициент, значения которого зависят от величины медианной амплитуды атмосфериков на некотором фиксированном расстоянии и характеристики изменения амплитуд в зависимости от расстояния. Величина медианной амплитуды атмосфериков зависит в свою очередь от выбора рабочей частоты и ширины полосы пропускания приемной аппаратуры, а коэффициент ослабления, определяющий степень убывания амплитуд при увеличении расстояния, изменяется

в зависимости от времени суток, сезона и направления прихода атмосфериков. Относительное значение как отдельных факторов, так и всей их совокупности может изменяться в зависимости от размеров и расположения выбранных районов. При обобщении данных наблюдений были приняты пока общие значения поправочного коэффициента, определенные для типичных средних условий на основании оценок, сделанных в статьях [53, 54]. Для районов, размеры которых очень велики, погрешности сравниваемых суммарных данных связаны, в основном, с неточностью выбранных амплитудных параметров атмосфериков (измерения напряженности поля вообще имеют сравнительно низкую точность), и в значительно меньшей степени зависят от практически допустимых погрешностей в оценке расстояния. Влияние этих погрешностей еще более уменьшается в процессе самой обработки в результате осреднения данных.

На картах, построенных по данным однопунктных наблюдений, проведенных в 1966 г., уровень грозовой активности в северной половине Атлантического океана характеризовался относительными величинами с градациями 0—100, 100—300 и более 300 условных единиц [36], так как в тот период регистрация общего числа принимаемых атмосфериков не производилась. Для выяснения характерных особенностей общего распределения гроз и динамики их развития эти карты были построены по месяцам. Наиболее характерной и устойчивой особенностью, хорошо заметной на всех картах, является концентрация областей со сравнительно высоким уровнем грозовой активности преимущественно в западной части рассматриваемого района при пониженном уровне активности в восточной части. Граница между областями повышенной и пониженной грозовой активности расположена в среднем в меридиональном направлении, причем в период с февраля по июль отмечается постепенное смещение ее на запад (примерно от 30 до 70° з. д.), а в период с июля по ноябрь она перемещается на восток (примерно от 70 до 20—30° з. д.). Отмеченные особенности согласуются с выводами, которые можно сделать по материалам многолетних наблюдений, обобщенных еще в работе [153], т. е. при суммировании довольно эпизодических судовых наблюдений за большое число лет могут быть получены характеристики, типичные и для отдельного года. Сопоставляя данные построенных карт с данными о среднем месячном числе дней с грозой, можно весьма ориентировочно сравнить условную отметку >100 с числом дней >2 , тогда как в августе—сентябре отметке >300 приблизительно соответствует число дней >5 (но в другие месяцы эта отметка охватывает области с меньшим числом дней).

Общая характеристика типа годового хода грозовой активности, полученная по данным однопунктных наблюдений в 1966 г., дается на рис. 31. Вертикальной штриховкой на этом рисунке выделена область, захватывающая подавляющую часть рассматриваемого района Атлантического океана, в которой максимум приходится на зимние месяцы, а минимальная активность наблюдается летом.

Годовой ход с максимумом в осенние месяцы отмечается на восточной и особенно на активной западной стороне океана, где соответствующие области выделены горизонтальной штриховкой.

Позднее по результатам суммарной обработки данных однопунктных наблюдений за 1968—1969 гг. были составлены опытные месячные карты распределения грозовой активности в северной по-

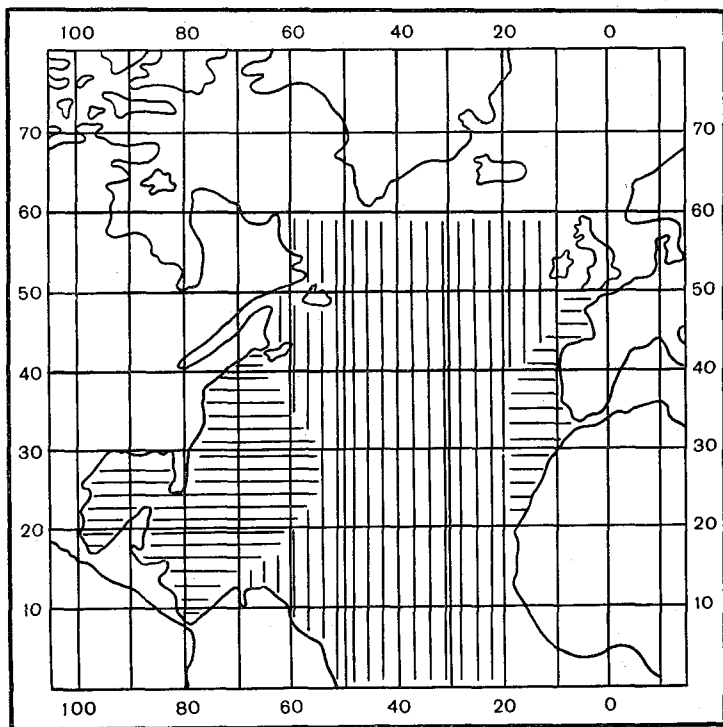


Рис. 31. Характеристика типа годового хода уровня грозовой активности в северной половине Атлантического океана.

Усл. обозначения см. в тексте.

ловине Атлантического океана, при подготовке которых была сделана попытка заменить условные относительные характеристики более определенной величиной (числом разрядов на единицу площади). Для этого использовались, в частности, результаты непрерывной регистрации числа атмосфериков, амплитуды которых превышают пороговую чувствительность аппаратуры, применяемой для дальних наблюдений. При суммировании данных, кроме общей поправки на расстояние, вводились поправки на число атмосфериков, принимаемых в единицу времени. Последняя поправка определяется для каждого сеанса в отдельности, так как она может изменяться в широких пределах. Учет этой поправки приводит к вполне определенному уточнению суммарных данных, однако

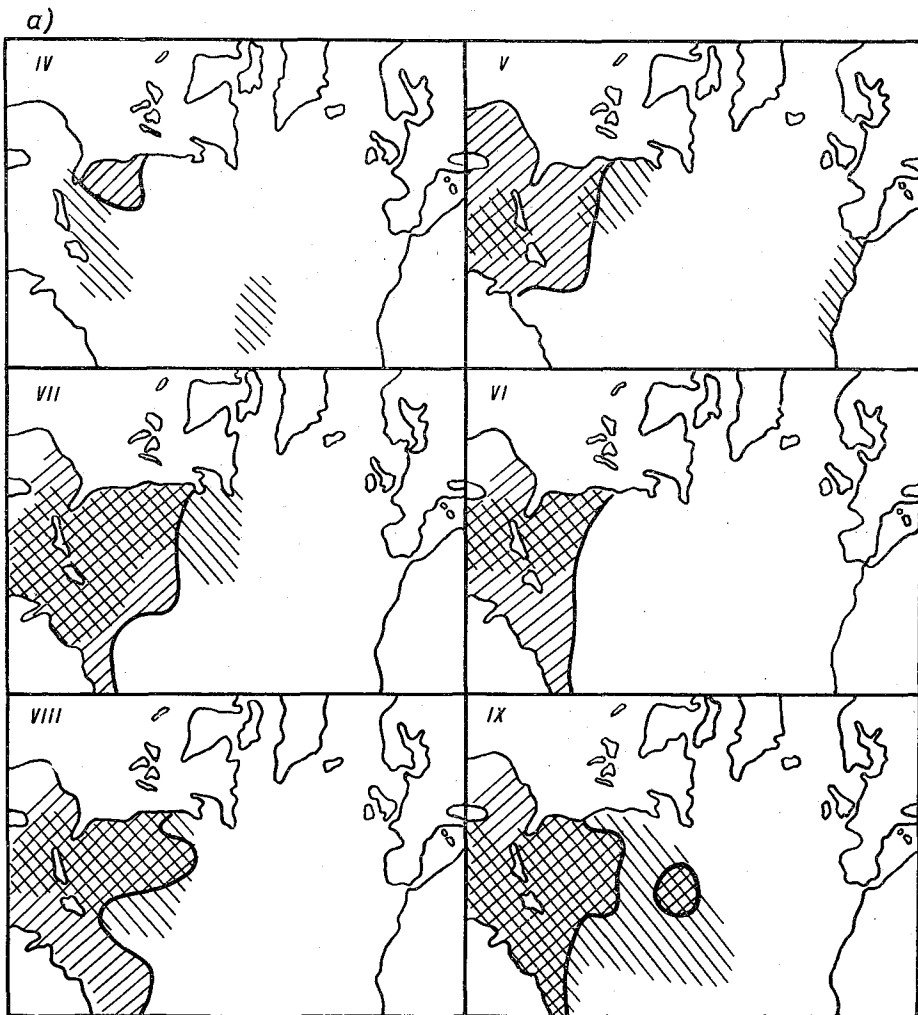
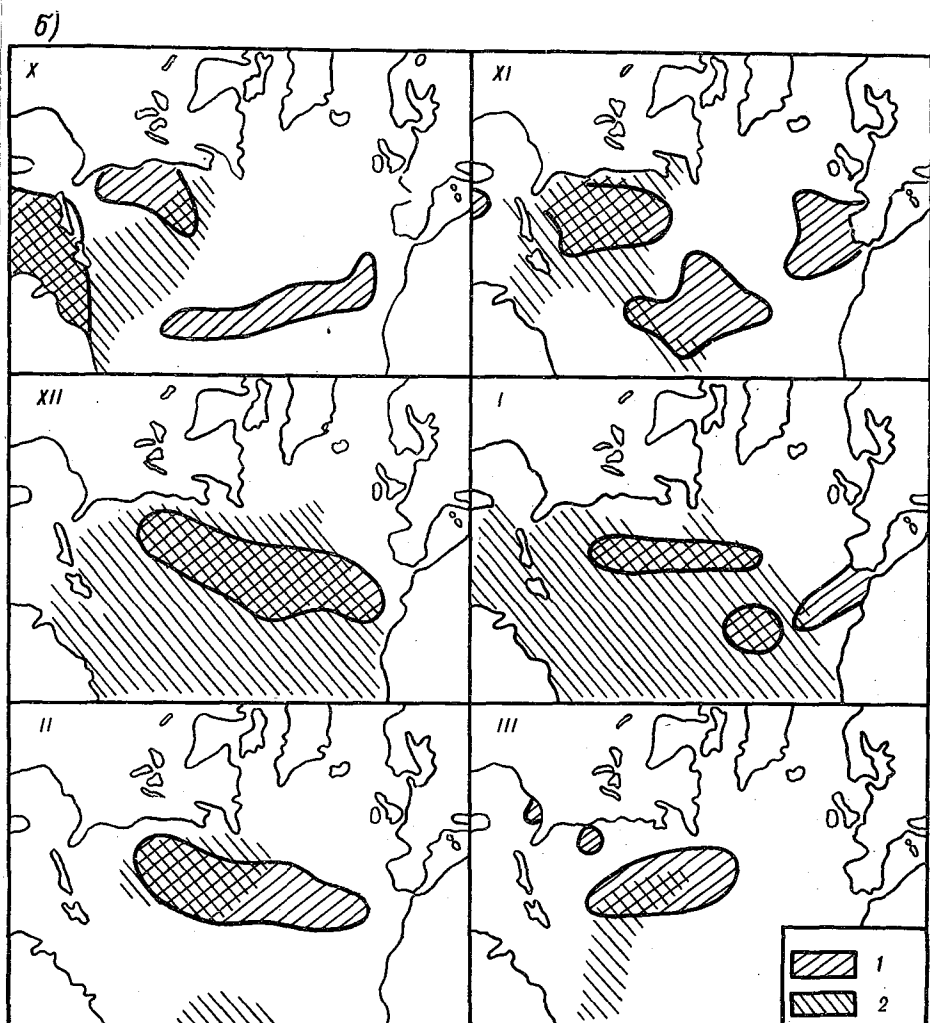


Рис. 32. Распределение областей с высоким уровнем грозовой активности в север по

1 — по данным о числе дней с грозой,

вследствие неточности коэффициента, зависящего от расстояния, количественная характеристика уровня грозовой активности (число разрядов на единицу площади) может быть указана для выделенных областей со значительно большей погрешностью, чем их расположение на полученных средних картах. Действительно, поправки на расстояние, обратно пропорциональные процентному количеству достаточно больших по амплитуде атмосфериков, определяются по абсолютной величине среднего атмосферика и зави-



ной половине Атлантического океана с апреля по сентябрь (а) и с октября март (б).

2 — по данным однопунктных наблюдений.

сят от условий распространения, вследствие чего, как уже отмечалось и следует еще раз подчеркнуть, находятся пока с относительно большой погрешностью.

На рис. 32 приведены примеры, характеризующие расположение наиболее активных грозовых областей, выделенных по данным обработки наблюдений, сделанных в 1968—1969 гг., и указаны также области с повышенным числом дней с грозой по средним многолетним данным. Концентрация областей с высоким уровнем

грозовой активности в западной части океана особенно резко выражена на рис. 32, для построения которого использованы средние месячные данные за апрель и сентябрь 1968 г. и за май—август 1969 г. В мае и в июне выделены области, где по сделанной оценке было более 0,1 разряда на км² в месяц, а в апреле и с июля по сентябрь — более 0,3 разрядов на км² в месяц. Кроме того, для всех этих месяцев (с апреля по сентябрь) выделены области со средним месячным числом дней с грозой более 5. Сравнивая различные данные, приведенные на рис. 32, можно сделать вывод, что в течение летнего полугодия средние месячные характеристики, основанные на подсчете числа дней с грозой, в общих чертах дают правильное представление о расположении активных грозовых областей, выделенных совершенно другим методом для отдельных конкретных месяцев. В течение зимнего полугодия такое соответствие часто нарушается, как видно из рис. 33, для которого использованы данные наблюдений в 1968 г. (за исключением ноября, взятого по данным 1969 г.). При выделении активных областей по оценкам среднего числа разрядов в качестве граничного значения принималась обычно величина 0,3 разряда на км² в месяц (за исключением декабря и января, для которых соответствующая величина была взята равной 0,1). Выбранные граничные значения среднего числа дней с грозой изменялись от 3 (в октябре и марте) до 2 (в декабре, январе и феврале) и 1 (в ноябре). Возможно, что в течение зимнего полугодия значительная изменчивость интенсивности и расположения активных грозовых областей оказывается более или менее обычным явлением.

По данным однопунктных наблюдений, проведенных в 1966 г., кроме упомянутой выше первой серии месячных карт для Атлантического океана [36], была построена карта распределения грозовой активности на Аравийском полуострове [39], т. е. в районе, отличающемся от предыдущего совершенно противоположными условиями. Ряд благоприятных обстоятельств как общего, так и временного характера (достаточная, но не слишком большая удаленность, сравнительно простые очертания побережья, ориентированного, с одной стороны, в продольном направлении, резкие контрасты между сушей и морем, и, кроме того, низкий уровень помех вместе с подходящими достаточно устойчивыми метеорологическими условиями) способствовал обнаружению четко выраженных особенностей пространственного распределения гроз в этом районе. Преимущественное расположение отметок в сравнительно узкой береговой полосе и в районе междуречья было замечено еще в процессе текущей обработки результатов однопунктных наблюдений и послужило основой для выделения этой полосы при суммарной обработке данных за весь год. На берегах Красного моря и Персидского залива уровень грозовой активности в несколько раз выше, чем над их акваторией и примерно в 3 раза выше, чем в глубине полуострова. Годовой ход уровня грозовой активности во всех частях полуострова примерно одинаков и характеризуется максимумами весной и осенью.

Наконец, еще более обширный пустынный район, расположенный на севере Африки, также привлек к себе внимание вследствие появления при обработке данных не очень большого, но все же вполне заметного количества отметок источников атмосфериков в тех местах, где по обычным представлениям грозы не встречаются (за очень редкими исключениями). Это обстоятельство смущало, между прочим, и специалистов, проводивших наблюдения с помощью другой аппаратуры и в другом месте [115], о чем уже упоминалось выше. Для проверки отдельных случаев появления отметок источников атмосфериков в Сахаре были использованы карты нефанализа, составляемые по спутниковым данным и передаваемые по факсимильной радиосвязи Гидрометцентром СССР. Примеры, приведенные в статье [37], указывают на возможность появления в Сахаре целых полос сплошной облачности с расположенными в них или около них отметками источников атмосфериков. Данные выборки отметок гроз с синоптических карт северного полушария, сделанной вообще с другой целью и при проведении другой работы [11], также указывают на наличие отдельных отметок в пустынном районе Северной Африки, несмотря на неполноту исходного материала. Довольно определенная характеристика общей метеорологической обстановки в Северной Африке может быть получена по факсимильным прогностическим картам особых явлений, передаваемым через каждые 6 ч французским метеорологическим центром Орли. В отдельные периоды на этих картах сравнительно часто отмечаются холодные фронты, проходящие по северной части Африки и сопровождаемые в ряде случаев указаниями на мощную кучевую облачность, а иногда непосредственно на грозы. На основании отдельных прогностических карт были составлены сборные месячные карты, на которых выделялись те области Северной Африки, где более или менее регулярно проходили холодные фронты. В качестве примера на рис. 33 указано расположение этих областей в отдельные месяцы, характеризующиеся как малым, так и глубоким проникновением фронтов в Северную Африку. Как видно из этого рисунка, в отдельные месяцы фронты углубляются внутрь континента на расстояния до 1,5—2 тыс. км от береговой линии. Следовательно, некоторые частные особенности результатов одно-пунктных наблюдений в ряде случаев подтверждаются данными, полученными из самых различных источников.

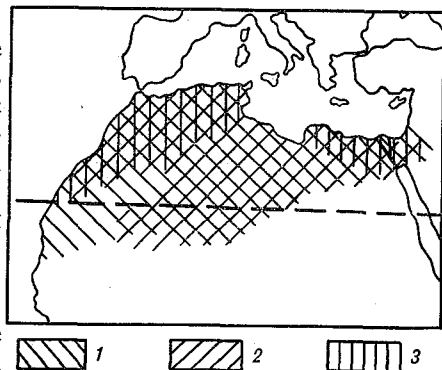


Рис. 33. Районы прохождения холодных фронтов в Северной Африке по данным за апрель 1971 г. (1), апрель 1972 г. (2) и ноябрь 1970 г. (3).

3. Характеристика распределения грозových очагов в отдельные моменты времени и прогностические карты особых явлений

В газетах и популярных журналах изредка попадают сообщения о тех грозах, которые иногда привлекают к себе внимание по самым разнообразным причинам. Просматривая составленные до этого бланки с результатами однопунктных наблюдений, можно обнаружить, что несмотря на локальность этих явлений, они в ряде случаев были отмечены примерно в том же месте и в то же время при отсутствии подобных отметок в течение ряда соседних дней или еще большего периода времени. Например, после пурги продолжавшейся в течение трех суток, 12 марта 1968 г. в г. Йошкар-Ола наблюдалась молния. По данным однопунктных наблюдений грозы в этом районе отмечены 11 марта. Очень сильный ливень в Горьком 7 июня 1968 г. сопровождался интенсивными грозами, отмеченными в этот день в районе города. В газетной заметке, помещенной 21 июня 1968 г., сообщалось о редком случае удара молнии в футбольное поле в г. Мальме. Особенно интенсивные грозы на юге Швеции отмечались 17 июня 1968 г. Интенсивные грозы и ливни, вызвавшие наводнения в Алжире и Тунисе в августе и в октябре 1969 г., по существу, не относились к особенно локальным явлениям и вызвали появление большого числа отметок в этом районе. Наоборот, грозы на юге Греции, отмеченные 8 декабря 1969 г., имели локальный характер, но именно в этот день произошла авиационная катастрофа в районе Афинского аэропорта. 9 февраля 1971 г. небывалый ливень вызвал затопление метро и большие разрушения в Буэнос-Айресе (расположенном на расстоянии 13,2 тыс. км, азимут 36 делений). В этот день исключительно большое число атмосфериков было принято из района, расположенного по данным однопунктных наблюдений на расстоянии 12,6 тыс. км с азимутом 35 делений. В газетной заметке, помещенной 26 марта 1972 г., сообщалось о наблюдении небывалого природного явления в одном из городов Кемеровской области. В сильную пургу, продолжавшуюся четыре дня, вдруг началась гроза, продолжавшаяся 25 мин. Источник атмосфериков в этом районе был отмечен 22 марта 1972 г. В заключение можно привести пример, подтверждающий неслучайный характер оценок грозовой активности даже в очень удаленных районах. По данным наблюдений, сделанных 16 июля и 14 ноября 1969 г., 11 апреля 1970 г., 1 февраля и 26 июля 1971 г. и 16 апреля 1972 г., только в один из этих дней (14 ноября 1969 г.) в районе полуострова Флорида был отмечен исключительно высокий уровень грозовой активности, и именно в этот день космический корабль «Аполлон» был поражен молнией. После этого случая начали разрабатываться специальные методы прогноза гроз для района мыса Кеннеди (см., например, [161]). Все эти довольно экзотические примеры свидетельствуют о том, что частные особенности грозовой обстановки, относящиеся к определенному периоду времени, могут быть в ряде случаев отме-

чены по данным однопунктных наблюдений. Очевидно, как при наличии таких особенностей, так и при обычных повседневных условиях должна получаться попутно более или менее определенная общая характеристика грозовой обстановки в данное время.

Возможность быстрого получения общей характеристики грозовой обстановки, вероятно, представляет больший интерес, чем фиксация отдельных особых случаев. Так как методика наблюдений обеспечивает быстрое получение данных, остается обратиться к вопросу о достаточной точности измерений. Ответ на этот вопрос

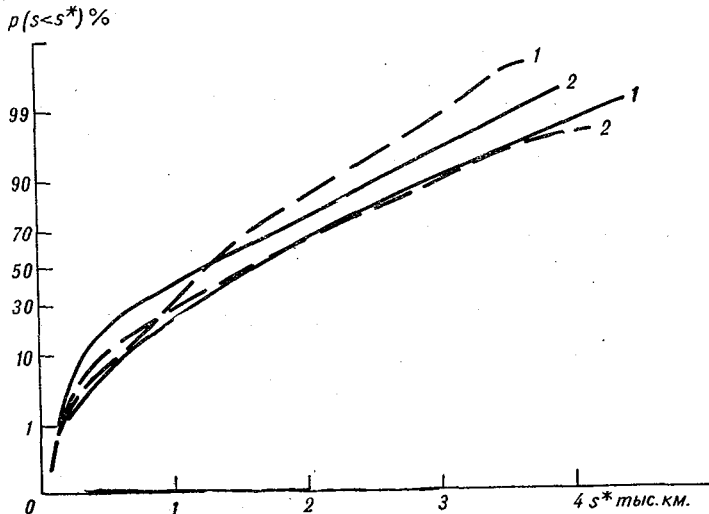


Рис. 34. Характеристика вероятных размеров прогнозируемых областей гроз.

Сплошные линии — по английским картам, пунктирные линии — по французским картам, 1 — по продольному размеру, 2 — по поперечному размеру.

может быть получен только на основании учета конкретных условий возможного применения данных.

Отметки гроз (или, точнее, областей, где они могут встретиться) являются одним из важных элементов прогностических карт особых явлений. На прогностических картах, охватывающих большие районы (порядка континентов), выделенные грозовые области имеют большие размеры. Для получения конкретных оценок вероятных размеров этих областей был использован ряд прогностических карт, принятых в 1970—1972 гг. по факсимильным передачам французского метеорологического центра Орли и английского метеорологического центра Брэкнелл. Результаты сделанных измерений в обобщенной форме представлены на рис. 34 в виде кривых, характеризующих повторяемость областей $p(s < s^*)$, продольные (или поперечные) размеры которых меньше данной величины s^* . В соответствии с графиком (рис. 34) большинство областей имеет

размеры, превышающие 1000 км, поэтому требования к точности определения расстояния до грозовых очагов порядка 100—200 км практически были бы излишними.

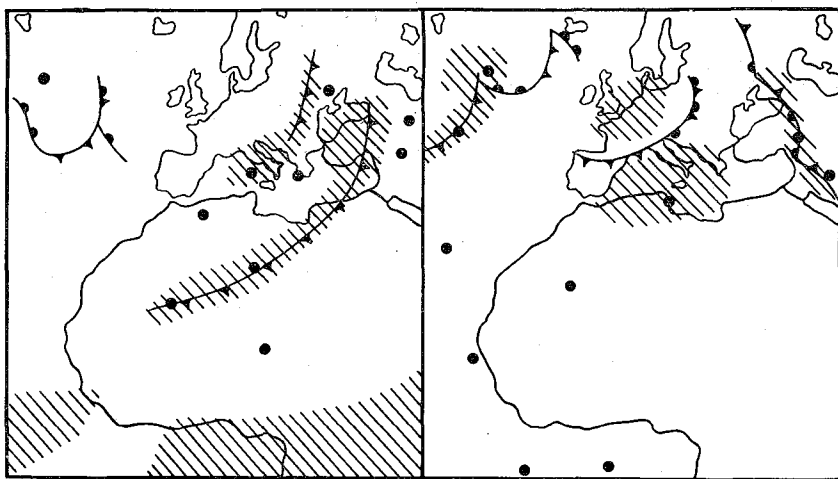


Рис. 35. Расположение областей гроз по прогностическим картам (штриховка), грозовых очагов по данным однопунктных наблюдений (точки) и фронтов 18 и 19 апреля 1972 г.

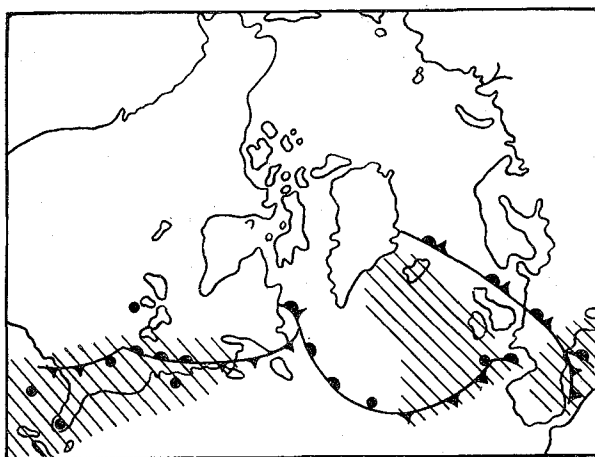


Рис. 36. Расположение областей гроз по прогностической карте (штриховка), грозовых очагов по данным однопунктных наблюдений (точки) и фронтов 3 марта 1972 г.

В качестве примера подтверждения прогностической обстановки до момента передачи прогноза на рис. 35 указано положение фронтов и грозовых областей по французской прогностической карте на 18 ч мирового времени 18 апреля 1972 г. и нанесены отметки о местоположении грозовых очагов по данным однопункт-

ных наблюдений. На карте для следующего дня (19 апреля 1972 г.), помещенной справа на рис. 36, подтверждаются грозы в океане и на Ближнем Востоке, но не в самой Франции. Аналогичный пример подтверждения прогностической обстановки, указанной на английской карте особых явлений на 3 марта 1972 г., приведен на рис. 36. Однако бывают иногда случаи, когда прогнозируемая обстановка не сходится в отдельных районах ни с наблюдаемым расположением грозовых очагов, ни с положением их в прогнозируемый срок. Поэтому дополнительная информация о расположении далеких грозовых очагов в некоторых случаях могла бы быть полезной.

4. Оценка общего числа разрядов на большой площади

Благодаря большой дальности действия аппаратуры появляется возможность сделать ориентировочную оценку суммарного числа разрядов на большой площади, используя для этого только данные инструментальных наблюдений и средние характеристики ослабления сверхнизкочастотных колебаний. В порядке опыта по данным наблюдений, проведенных в 1968—1969 гг., был сделан ориентировочный расчет числа разрядов на площади около 10^8 км², составляющей примерно 20% от всей поверхности Земли. Поправка на расстояние R , учитывающая амплитудное распределение атмосфериков и убывание амплитуд сигналов при удалении источников от пункта, где производятся наблюдения, определялась по формуле, использованной в статье [36] и выведенной на основании логарифмически нормального распределения амплитуд атмосфериков и аппроксимации функции распространения степенной зависимостью $E \approx E_0 R^{-k}$ [53]. Основные параметры принятых закономерностей, относящиеся к средним реальным условиям, были взяты из статьи [54]. При сделанных допущениях величина коэффициента $k(R)$, дающего поправку на расстояние, определяется по формуле

$$[k(R)]^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_u^{\infty} e^{-\frac{u^2}{2}} du, \quad (60)$$

где $u = \frac{k}{\sigma} (\lg R - \lg R_0)$ [σ — стандартное отклонение, R_0 — расстояние, на котором медианная амплитуда атмосфериков соответствует пороговой чувствительности аппаратуры (по напряженности поля)]. Значения коэффициента $[k(R)]^{-1}$, вычисленные по формуле (60) при $\sigma = 0,4$, $k = \frac{4}{3}$, $R_0 = 2$ тыс. км (вариант а) и $R_0 = 1,5$ тыс. км (вариант б), приведены в табл. 9.

Следует обратить внимание на большую зависимость коэффициента $k(R)$ от величины R_0 , как видно из этой таблицы, при изменении R_0 на 25% уже на расстоянии $R = 3,5$ тыс. км значение $[k(R)]^{-1}$ уменьшается почти в два раза. Для подсчета общего числа разрядов на охватываемой площади в течение часа, относящегося к данному сеансу наблюдений за далекими грозовыми

R тыс. км	0,5	1,5	2,5	3,5	4,5	5,5	6,5	7,5	8,5	9,5
a	0,978	0,611	0,373	0,209	0,120	0,072	0,044	0,028	0,018	0,012
b	0,944	0,500	0,230	0,110	0,056	0,030	0,017	0,010	0,006	0,004

очагами, зарегистрированное количество атмосфериков подразделяется на части, пропорциональное относительному числу источников, отмеченных в каждом данном интервале расстояний. После этого полученные числа умножаются на соответствующие коэффициенты $k(R)$ и суммируются все исправленные величины. В результате дальнейшего суммирования данных получают искомые значения общего числа разрядов за сутки, месяц и год. Конечные результаты такого расчета, проведенного по данным наблюдений за 1968—1969 гг., представлены в табл. 10, где общее количество разрядов на площади порядка 10^8 км² выражено в миллионах.

Таблица 10

Год	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Год
1968	11	8	4	4	(4)	11	57	25	11	6	10	16	167
1969	15	9	6	2	4	11	24	12	6	6	6	(16)	117

При подсчете годовых сумм данные для отдельных недостающих месяцев (мая 1968 г., когда наблюдения не производились, и декабря 1969 г.) взяты по соседнему году. Согласно полученным итоговым данным, средняя плотность разрядов на единицу площади оценивается величиной порядка 1—2 разряда на 1 км² в год. Эта величина сравнима со средней плотностью разрядов для всей Земли, составляющей около 6 разрядов на 1 км² в год, если основываться на самой распространенной оценке среднего числа молний (100 с^{-1}), но в литературе указывалась также величина 4 разряда на 1 км² в год. Получение совершенно различными методами сравнимых по порядку средних величин подтверждает реальность сделанных оценок, которые, однако, остаются еще ориентировочными, так как данные измерений относятся только к части всей поверхности Земли. Вместе с развитием наблюдений нужно уточнять методику пересчета числа принятых атмосфериков в общее число разрядов и особенно методику определения параметров R_0 , от величины которого очень сильно зависят пересчетные коэффициенты. При организации подобных измерений в нескольких удаленных точках земного шара можно будет постепенно уточнить основную характеристику грозовой деятельности, имеющую важное значение как для теории атмосферного электричества, так и для ряда приложений. Следующей и еще более интересной задачей является определение регулярных и нерегулярных вариаций общего числа разрядов на всей Земле.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. О распространении электромагнитных волн низкой частоты над земной поверхностью. М., Изд. АН СССР, 1955. 112 с.
2. Альперт Я. Л. Молния и распространение электромагнитных волн звуковой частоты.—«Успехи физических наук», 1965, т. 60, № 3, с. 369—389.
3. Альперт Я. Л., Бородин С. В. Исследование распространения длинных и сверхдлинных радиоволн методом анализа форм атмосфериков.—«Радиотехника и электроника», 1956, т. 1, № 3, с. 293—308.
4. Альперт Я. Л., Бородин С. В. О скорости распространения электромагнитных волн звуковой частоты.—ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 5/11, с. 1305—1307.
5. Альперт Я. Л., Бородин С. В. О скорости распространения электромагнитных волн звуковой частоты.—«Радиотехника и электроника», 1959, т. 4, № 2, с. 195—201.
6. Альперт Я. Л., Гусева Э. Г., Флигель Д. С. Распространение низкочастотных электромагнитных волн в волноводе Земля—ионосфера. М., «Наука», 1967. 124 с.
7. Артамонов Л. В., Клейменова З. П. О роли близких гроз в формировании УНЧ-излучения.—Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 41—49.
8. Асеев Б. П. Фазовые соотношения в радиотехнике. М., Связьиздат, 1959. 304 с.
9. Асташенко А. И., Махоткин Л. Г. О пеленговании ближних грозных разрядов.—Труды ГГО, 1963, вып. 146, с. 10—16.
10. Ацель Я. Некоторые общие методы в теории функциональных уравнений одной переменной. Новые применения функциональных уравнений.—«Успехи математических наук», 1956, т. 11, вып. 3, с. 3—68.
11. Баркалова К. Н. Грозовая деятельность в северном полушарии в 1963 г.—Труды ГГО, 1965, вып. 177, с. 39—41.
12. Белавин О. В. Основы радионавигации. М., «Советское радио», 1967. 472 с.
13. Белавин О. В., Вейцель В. А., Ульянов В. С. Коротковолновые радиопеленгаторы. М., Оборонгиз, 1959. 124 с.
14. Белобров А. П. Фазовые радионавигационные системы в гидрографии и океанологии. Л., Гидрометеозиздат, 1961. 172 с.
15. Бонч-Бруевич А. М., Широков В. И. Некоторые вопросы фазовых измерений.—Журнал техн. физики, 1955, т. 25, № 10, с. 1825—1842.
16. Бородин С. В. Гармонический анализ форм атмосфериков.—Труды НИИЗМ, 1957, т. 13, с. 3—31.
17. Бородин С. В. Анализ форм атмосфериков.—Труды ИЗМИРАН, 1960, вып. 17 (27), с. 3—26.
18. Быков В. И., Ку克林 Ю. И., Никитенко Ю. И. Судовые визуальные радиопеленгаторы. Л., «Морской транспорт», 1962. 116 с.
19. Быков В. И., Никитенко Ю. И. Фазовая радионавигационная система «Декка—навигатор». М., «Транспорт», 1969. 176 с.
20. Вартанесян В. А., Гойхман Э. Ш., Рогаткин М. И. Радиопеленгация. М., Воениздат, 1966. 248 с.
21. Вишенчук И. М., Котюк А. Ф., Мизюк Л. Я. Электромеханические и электронные фазометры. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962. 207 с.

22. Временное руководство по инструментальным наблюдениям за грозами и обработке материалов наблюдений. Л. ГУГМС, ГГО, 1963. 178 с.
23. Гельфанд И. М. и др. О критериях высокой сейсмичности.— ДАН СССР, 1972, т. 202, № 6, с. 1317—1320.
24. Грудинская Г. П. Распространение радиоволн. М., «Высшая школа», 1967. 244 с.
25. Зачек З. В., Иньков Б. К., Махоткин Л. Г. Расположение источников атмосфериков на снимке Земли, сделанном с высоты 9000 км.— Труды ГГО, 1970, вып. 253, с. 133—135.
26. 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.
27. Золотарев И. Д. Нестационарные процессы в резонансных усилителях фазово-импульсных измерительных систем. Новосибирск, «Наука», 1969. 176 с.
28. Иньков Б. К. Исследование методов регистрации атмосфериков, применяемых для оценки грозовой деятельности.— Труды ГГО, 1962, вып. 136, с. 35—52.
29. Иньков Б. К. Некоторые особенности форм дальних атмосфериков.— Труды ГГО, 1965, вып. 177, с. 42—45.
30. Иньков Б. К. Результаты регистрации реформы ближних атмосфериков.— Труды ГГО, 1965, вып. 177, с. 55—58.
31. Иньков Б. К. Блок подсветки пеленгатора атмосфериков.— Труды ГГО, 1966, вып. 188, с. 38—44.
32. Иньков Б. К. Контрольный генератор для проверки работы пеленгатора атмосфериков.— Труды ГГО, 1966, вып. 188, с. 34—37.
33. Иньков Б. К. О возможности определения местоположения грозовых очагов из одного пункта.— «Метеорология и гидрология», 1967, № 4, с. 102—105.
34. Иньков Б. К. О применении линейной развертки при исследовании азимутального распределения атмосфериков.— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 74—78.
35. Иньков Б. К. О влиянии амплитудно-частотного спектра сигнала на показания фазометров, применяемых для определения удаленности источников атмосфериков.— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 72—73.
36. Иньков Б. К. Грозовая активность в северной половине Атлантического океана по наблюдениям в 1966 г.— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 59—64.
37. Иньков Б. К. Результаты выборочного сопоставления материалов наблюдений за дальними грозовыми очагами со спутниковыми данными.— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 6—8.
38. Иньков Б. К. Зависимость фазовой скорости электромагнитных волн от расстояния (для частоты 7 кГц).— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 3—5.
39. Иньков Б. К., Махоткин Л. Г. О связи источников с географическими факторами (на примере Аравийского полуострова).— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 55—58.
40. Иньков Б. К., Махоткин Л. Г. Границы применимости амплитудного метода оценки расстояния до грозовых очагов.— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 68—71.
41. Кашпровский В. Е. Грозы как источник волн сверхнизких частот в геологической среде.— В кн.: Теория и элементы систем отбора геофизической информации. Киев, «Наукова думка», 1965, с. 138—164.
42. Кашпровский В. Е. Определение местоположения гроз радиотехническими методами. М., «Наука», 1966. 248 с.
43. Клейменова З. П. О соответствии между глобальными и локальными характеристиками грозовой активности.— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 50—54.
44. Костыгов К. И., Зорин В. А. Целые функции в анализе и представлении дальних атмосфериков по отсчетам координат их нулей.— «Геомагнетизм и аэрономия», 1970, т. 10, № 2, с. 273—277.
45. Краснушкин П. Е., Байбулатов Р. Б. О нарушении принципа взаимности при распространении сверхдлинных волн вокруг Земли в дневное время.— АН СССР, 1966, т. 171, № 2, с. 340—343.

46. Краснушкин П. Е., Шабалин В. Д. Зависимость формы ночного атмосферика от направления его прихода.— «Радиотехника и электроника», 1969, т. 14, № 8, с. 1491—1495.
47. Кукес Н. С., Старик М. Е. Основы радиопеленгации. М., «Советское радио», 1964. 640 с.
48. Кучеренко Г. Н. Общая классификация в фазометрии.— «Измерительная техника», 1969, № 5, с. 44—48.
49. Леушин Н. И. К вопросу о важности исследования атмосфериков и наблюдений за ними для службы погоды. Л., Гидрометеоздат, 1938. 72 с.
50. Леушин Н. И. О количестве молний в летнее время на Европейской территории СССР.— «Метеорология и гидрология», 1964, № 9, с. 22—28.
51. Лукес Ю. Х. Схемы на полупроводниковых диодах. М., «Энергия», 1972. 336 с.
52. Махоткин Л. Г. Выбор единиц для обработки данных атмосферно-электрических измерений.— Труды ГГО, 1963, вып. 146, с. 53—57.
53. Махоткин Л. Г. Статистика атмосферных радиопомех.— «Геомagnetизм и аэрномия», 1963, т. 3, № 2, с. 284—292.
54. Махоткин Л. Г. Оценка параметров амплитудного распределения атмосфериков, генерируемых изолированным источником.— «Геомagnetизм и аэрномия», 1964, т. 4, № 1, с. 200—202.
55. Махоткин Л. Г. Статистические характеристики амплитуд атмосфериков.— Труды ГГО, 1965, вып. 177, с. 142—150.
56. Махоткин Л. Г. Изменение скачков напряженности электростатического поля в зависимости от расстояния до грозового разряда.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 2, с. 230—232.
57. Махоткин Л. Г. Общая характеристика спектра близких атмосфериков, основанная на анализе данных измерений в диапазоне 2—30 кГц.— Труды ГГО, 1968, вып. 225, с. 79—84.
58. Махоткин Л. Г. О методах оценки расстояния по форме атмосфериков.— Труды ГГО, 1970, вып. 253, с. 29—91.
59. Махоткин Л. Г., Асташенко А. И. Физические основы методов пеленгования грозовых очагов и их техническая реализация.— Труды ГГО, 1965, вып. 177, с. 3—9.
60. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Однопунктные методы наблюдений за грозовыми очагами.— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 32—36.
61. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Использование атмосфериков для получения геофизической информации.— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 130—142.
62. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. О возможности использования параметров ультранизкочастотных атмосфериков для оценки удаленности их источников.— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 37—39.
63. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. О зависимости числа принимаемых атмосфериков от ширины полосы.— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 26—28.
64. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. О распределении интервалов между импульсами атмосферных помех.— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 29—31.
65. Махоткин Л. Г., Иньков Б. К. Сравнение и анализ расчетных данных о фазовых скоростях электромагнитных волн в волноводе Земля—ионосфера.— Труды ГГО, 1970, вып. 253, с. 136—252.
66. Махоткин Л. Г., Лыдзар П. С. Ориентировочная оценка удаленности гроз по амплитудам атмосфериков.— Труды ГГО, 1963, вып. 146, с. 58—64.
67. Махоткин Л. Г., Семенов К. А. Статистика грозовых разрядов.— Труды ГГО, 1963, вып. 146, с. 39—47.
68. Махоткин Л. Г., Сидоренкова Г. А. Вероятность выбора отмеченных атмосфериков.— Труды ГГО, 1969, вып. 242, с. 45—47.
69. Махоткина Е. Л. О зависимости фазовых скоростей от направления распространения колебаний в волноводе Земля—ионосфера.— Труды ГГО, 1970, вып. 253, с. 153—157.
70. Михайлова Г. А. О спектрах атмосфериков и фазовой скорости электромагнитных волн на сверхнизких частотах.— «Геомagnetизм и аэрномия», 1962, т. 2, № 2, с. 257—266.

71. Михайлова Г. А. Амплитудные и фазовые спектры близких атмосфериков в диапазоне 2—30 кГц.— «Геомagnetизм и аэрономия», 1965, т. 5, № 1, с. 179—183.

72. Михайлова Г. А. Функция распространения и средняя фазовая скорость электромагнитных волн на сверхнизких частотах.— «Геомagnetизм и аэрономия», 1965, т. 5, № 1, с. 183—186.

73. Михайлова Г. А. Энергетические спектры молниевых разрядов на сверхнизких частотах по данным гармонического анализа атмосфериков.— «Геомagnetизм и аэрономия», 1969, т. 9, № 2, с. 357—358.

74. Михайлова Г. А., Куракина Т. И. О фазовой скорости электромагнитных волн в диапазоне 1—25 кГц.— «Геомagnetизм и аэрономия», 1963, т. 3, № 3, с. 223—226.

75. Нгуен Гуй Луан, Соловьев В. М. Измерение фазового сдвига между гармоническими колебаниями разных частот.— «Радиотехника», 1971, т. 26, № 9, с. 62—66.

76. Нгуен Гуй Луан, Соловьев В. М. О применении фазовых детекторов для измерения фазовых сдвигов между гармоническими колебаниями неравных частот.— «Радиотехника», 1972, т. 27, № 1, с. 80—82.

77. Орлов А. Б., Азарин Г. В. Основные закономерности распространения сигналов СДВ-диапазона в волновом канале Земля—ионосфера.— В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 10. Изд. ЛГУ, 1970. с. 3—107.

78. Орлов А. Б., Стернина И. М. Распространение атмосфериков в волновом канале Земля—ионосфера на большие расстояния.— «Геомagnetизм и аэрономия», 1971, т. 11, № 4, с. 608—613.

79. Павлов А. А. Радионавигация на море. М., «Транспорт», 1967. 116 с.

80. Пестряков В. Б. Фазовые радиотехнические системы. М., «Советское радио», 1968. 468 с.

81. Поливанов К. М. Новый эффект, обусловленный гиромagnetными явлениями.— ДАН СССР, 1954, т. 95, № 3, с. 501—503.

82. Потемкин А. Э. Радиозлектроника в судовождении. М., «Транспорт», 1967. 116 с.

83. Проворов К. Л. Радиогеодезия. М., «Недра», 1965. 279 с.

84. Расписание радиопередач метеорологических сведений зарубежных стран. Л., Гидрометеоздат, 1969. 368 с.

85. Рыбачек С. Т., Гюннинен Э. М. Распространение длинных и сверхдлинных радиоволн в волновом канале Земля—ионосфера.— В кн.: Проблемы дифракции и распространения волн. Вып. 5. Изд. ЛГУ, с. 115—123.

86. Смирновский А. Ф. Радионавигационные средства. Л., Изд. Гидрографического управления Мин. обороны СССР, 1967. 640 с.

87. Сохрина Р. Ф., Челпанова О. М., Шарова В. Я. Давление воздуха, температура воздуха и атмосферные осадки Северного полушария. Л., Гидрометеоздат, 1959. 571 с.

88. Справочник по геофизике. М., «Наука», 1965. 571 с.

89. Шапаев В. М. О взаимозависимости между развитием торгового мореплавания и плотностью гидрометеорологической информации на акваториях морей и океанов.— Труды ЛГМИ, 1970, вып. 39, с. 35—90.

90. Щеголев Е. Я. О разности фаз периодических процессов с рациональным отношением частот и об измерении ее при помощи катодного осциллографа.— Журнал техн. физики, 1934, т. 4, № 1, с. 191—208.

91. Яворский Б. М., Детлав А. Н. Справочник по физике. Изд. 4-е. М., «Наука», 1968. 940 с.

92. Abbas M. M., Pidwell D. W., Walsh E. J. Propagation of VLF waves below generally anisotropic ionospheres.— Canadian Journ. Phys., 1971, v. 49, N 8, p. 1040—1052.

93. Alpert Ja. L., Fligel D. S., Michailova G. A. The propagation of atmospherics in the Earth-ionosphere waveguide.— Journ. Atm. Terr. Phys., 1967, v. 29, N 1, p. 29—42.

94. Barr R. The propagation of ELF and VLF radio waves beneath an inhomogeneous anisotropic ionosphere.— Journ. Atm. Terr. Phys., 1971, v. 33, N 3, p. 343—353.

95. Barr R. The effect of the Earth's magnetic field on the propagation of ELF and VLF radio waves.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1971, v. 33, N 10, p. 1577—1583.
96. Bates R. F., Albee P. R. General VLF phase variations observed at College, Alaska.—*Journ. Geophys. Research*, 1965, v. 70, N 9, p. 2187—2208.
97. Battacharaga H., Monoranjan R. Effect of ionospheric reflections on the nature of waveforms of radio atmospherics.—*Radio Science*, 1966, N 3, p. 309—312.
98. Bent R. B. Investigations of global thunderstorm activity from the Ariel III satellite.—*Planetary Electrodynamics*, Gordon and Breach, New York, London, Paris, 1969, v. 2, p. 111—128.
99. Bossalasco M., Dagnino J., Flocchini G. I temporali sul Mediterraneo ed il tempo in Grande.—*Geofisica e meteorologia*, 1966, v. 15, N5/6, p. 113—129.
100. Bradley P. A., Horner F. The spectra of lightning discharges at very low frequencies.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1964, v. 26, N 11, p. 1069—1073.
101. Brockel H. W. Summary of the spheric program at SCEL.—*Proceeding Fifth weather radar conference and 139-th National meeting of A. M. S.* 12—15 sept. 1955. Fort Monmouth, 1956, p. 213—220.
102. Brooks C. E. P. The distribution of thunderstorms over the Globe.—*Geophysical Memoirs*, 1923, v. 3, p. 147—164.
103. Bureau R. Les foyers d'atmosphériques.—In: *Memorial de l'office national meteorologique de France*, N 25, Paris, 1936, 94 p.
104. Burgess B. An experimental determination of the phase delay of VLF radio waves propagation over great distances.—M. F., L. F. and V. L. F. radio propagation. Conference publication, *Inst. El. Eng.*, London, 1967, N 36, p. 159—163.
105. Chapman F. W., Jones D. L., Todd J. D. W., Challinor R. A. Observations of the propagation constant of the Earth—ionosphere waveguide in the frequency band 8 c/s to 16 kc/s.—*Radio Science*, 1966, v. 1, N 11, p. 1273—1282.
106. Challinor R. A. The phase velocity and attenuation of audiofrequency electromagnetic waves from simultaneous observations of atmospheric at two spaced stations.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1967, v. 29, N 7, p. 803—810.
107. Chiplonkar M. W., Vanjpe P. S. A routine ionospheric study by means of an atmospheric waveform recorder.—*Indian Journ. Pure and App. Phys.*, 1969, v. 7, N 1, p. 73—75.
108. Clarke C., Byrne B. J. The location of thunderstorm by a singlestation high frequency technique.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1956, v. 9, N 4, p. 210—228.
109. Croom D. L. The location of distant lightning discharges using the frequency spectrum of thier v. l. f. radiation.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1965, v. 27, N 1, p. 101—109.
110. Discussion on thunderstorm research.—*Quart. Journ. Royal Meteor. Soc.*, 1936, v. 62, p. 499—527.
111. Earp C. W. Automatic supression of errors due to diurnal and seasonal variations of propagation in Omega receivers.—M. F., L. F. and V. L. F. radio propagation. Conference publication, *Inst. El. Eng.*, London, 1967, N 36, p. 186—192.
112. Einsle E. Die Grosswetterlage Hoch über den Britischen Inseln und die Lane der europäischen Gewitterherde.—*Zeitschrift für Meteorologie*, 1967, B. 19, N 3—4, S. 76—78.
113. Field E. C. VLF and ELF propagation during sudden ionospheric disturbances.—*Journ. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, N 10, p. 1927—1933.
114. Fisher W. H. The radio noise spectrum from e. l. f. to e. h. f.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1965, v. 27, N 4, p. 475—480.
115. Frisius J., Heydt G., Harth W. Observations of parameters characterizing of VLF atmospherics activity as functions of the asimuth.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1970, v. 32, N 8, p. 1403—1422.
116. Frisius J., Heydt G. Vergleichende Beobachtungen der mittleren Einfallswinkel—Verteilung von Atmospherics auf dem F. S. „Meteor“ und in Berlin.—*Kleinheubacher Berichte*, 1971, B. 14, S. 315—320.
117. Galejs J. Phase variability of Omega navigational transmission.—*Electron. Letters*, 1969, v. 5, N 5, p. 105—107.

118. Gario A., Sullivan J. A. Upper-bound estimate of the incidence of large spheric sources in certain areas of the United States in late 1959.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1966, v. 28, N 6—7, p. 663—666.
119. 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.—M. F., L. F. and V. L. F. radio propagation. Conference publication, Inst. El. Eng., London, 1967, N 36, p. 339—345.
120. Hampton D. E. Group—velocity variations of V. L. F. signals.—*Proc. IEE, Electronics*, 1957, v. 114, N 6, p. 689—695.
121. Heckscher J. L., Lewis E. A. VLF spheric counting rates at Uppsala and Ankara.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1968, v. 30, N 2, p. 309—311.
122. Hepburn F. Atmospherics with very low frequency components below 1 kc/s.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1957, v. 10, N 5—6, p. 266—287.
123. Hepburn F. Analysis of smooth type atmospherics waveforms.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1960, v. 19, N 1, p. 37—53.
124. Heydt G. Messung der Verteilung der spektralen Amplituden von Atmospherics unter Berücksichtigung des Einfallswinkels.—*Int. Elektron. Rundschau*, 1964, B. 18, N 12, S. 680—685.
125. Heydt G. Messung spektraler Gruppenlaufzeitdifferenzen von Impulsen.—*Int. Elektron. Rundschau*, 1965, B. 19, N 8, S. 426—428.
126. Heydt G. Peilanlagen zur Messung von spektralen Amplitudenverteilungen, Amplitudenverhältnissen und Gruppenlaufzeitdifferenzen von Atmospherics. H.-Hertz-Institut für Schwingungsforschung, Technischer Bericht N 90, Berlin, 1967, 73 S.
127. Heydt G. Versuche zur interkontinentalen Lokalisierung von Quellen der Atmosphericsaktivität durch Bestimmung von Einfallsrichtungen und Gruppenlaufzeitdifferenzen. H.-Hertz-Institut für Schwingungsforschung, Technischer Bericht N 136, Berlin, 1971, 56 S.
128. Heydt G. Registrierung der VLF-Atmosphericsaktivität in Berlin—Weidmannslust in Form monatlicher Übersichten für das Jahr 1971 mit Hilfe eines Zusatzgerätes zum VLF—Atmospherics—Analysator.—H.-Hertz-Institut für Schwingungsforschung, Technischer Bericht N149, Berlin, 1972, 22 S.
129. Heydt G. Bemerkungen zur Vergleichbarkeit von VLF—Atmosphericszählungen bei Breit- und Schmalbandbetrieb.—*Meteorol. Rundschau*, 1972, B. 25, N 1, S. 20—23.
130. Heydt G., Volland H. A new method for locating thunderstorms and counting their lightning discharges from a single observing station.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1964, v. 26, N 7, p. 780—782.
131. Heydt G., Volland H. Long—range detection of thunderstorms.—*Controller*, 1965, v. 4, N 2, p. 35—36.
132. Heydt G., Volland H. Atmosphärische Störungen und ihre Anwendung zur quantitativen Analyse der Gewittertätigkeit.—*Zeitschrift für Meteorologie*, 1966, B. 18, N 11/12, S. 424—430.
133. Heydt G., Frisius J., Volland H. A new Technique to observe spectral parameters of the V. L. F. terrestrial noise as functions of azimuth.—M. F., L. F. and V. L. F. radio propagation. Conference publication, Inst. El. Eng., London, 1967, N 36, p. 260—266.
134. Horner F. Radio noise from thunderstorms.—*Advances in radio research*, Academic Press, London—New York, 1964, v. 2, p. 121—204.
135. Horner F. The use of atmospherics for studying the ionosphere.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1970, v. 32, N 4, p. 609—621.
136. Horner F., Bent R. B. Measurement of terrestrial radionoise.—*Proceedings of the Royal Soc. of London*, 1969, ser. A, v. 311, N 1507, p. 527—542.
137. Horner F., Bradley P. A. The spectra of atmospherics from near lightning discharges.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1964, v. 26, N 12, p. 1155—1166.
138. Hughes H. G. Current moments at ELF of lightning discharges associated with mature tropical hurricane.—*Journ. Geomagn. Geoelectr.*, 1967, v. 19, N 4, p. 281—287.
139. Hughes H. G. Nonreciprocal attenuation rates at ELF from "slow tail" measurements.—*Journ. Geophys. Research*, 1967, v. 72, N 21, p. 5383—5388.

140. Hughes H. G. The directional dependency of "slow tail" e. l. f. atmospheric waveforms.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1967, v. 29, N 12, p. 1629—1631.
141. Hughes H. G. Some lightning discharge characteristics at extremely low-frequencies determined from "slow tail" measurements. *Planetary Electrodynamics*, Gordon and Breach, New York—London—Paris, 1969, v. 2, p. 95—110.
142. Hughes H. G. Differences between pulse trains of ELF atmospheric waves at widely separated locations.—*Journ. Geophys. Res.*, 1970, v. 75, N 10, p. 1927—1933.
143. Jayendran A. A study of ELF and VLF radiowaves propagation in the South—North direction near the magnetic equator.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1971, v. 33, N 1, p. 13—20.
144. Jean A. G., Taylor W. L., Wait J. R. VLF phase characteristics deduced from atmospheric wave forms.—*Journ. Geophys. Research*, 1960, v. 65, N 3, p. 907—912.
145. Jean A. G., Wait J. R. The use of electromagnetic signals emitted from nuclear explosions to study long-range VLF propagation.—*Journ. Geophys. Research*, 1965, v. 70, N 5, p. 1258—1261.
146. Jones D. L. Atmospheric—M. F., L. F. and V. L. F. radio propagation. Conference publication, *Inst. El. Eng.*, London, 1967, N 36, p. 204—227.
147. Jones D. L., Kemp D. T. Experimental and theoretical observations on the transient excitation of Schumann resonances.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1970, v. 32, N 6, p. 1095—1108.
148. Kamas G., Morgan A. N., Jespersen J. L. New measurements of phase velocity of VLF.—*Radio Science*, 1965, v. 1, N 12, p. 1409—1413.
149. Kemp D. T. The global location of large lightning discharges from single station observations of ELF disturbances in the Earth-ionosphere cavity.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1971, v. 33, N 6, p. 919—927.
150. Kemp D. T., Jones D. L. A new technique for the analysis of transient ELF electromagnetic disturbances within the Earth-ionosphere cavity.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1971, v. 33, N 4, p. 567—572.
151. Kimpura A. The waveform of atmospheric waves in the daytime and night.—*Proc. Res. Inst. Atm. Nagoya Univ.*, 1956, v. 4, p. 1—10.
152. Kinnemann G., Pflischke F. Phasenmessung impulsgetasteter Schwingungen.—*Radio, Fernsehen, Elektronik*, 1971, B. 20, N 22, S. 727—728.
153. Köppen W. Die Jährliche und räumliche Verteilung der Gewitter und Böen auf den Nordatlantischen Ozean und an dessen Küsten.—*Annalen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie*, 1918, v. 46, S. 64—78.
154. Lewis E. A., Harvey R. B., Rasmussen J. E. Hyperbolic direction findings with sferics of Transatlantic origin.—*Journ. Geophys. Research*, 1960, v. 65, p. 1879—1905.
155. Lugeon J. Sur la necessite d'une station polaire permanente d'observations radiometeorologiques pour les services de prevision du temps. *Panstwowy Inst. Meteorologiczny, Warszawa*, 1935, 95 p.
156. Made in Britain satellite ordered. *Daily Worker*, 7 jun. 1963.
157. Malkowski G. Gewitterbeobachtungen durch sferic—Peilung.—*Umschau*, 1965, B. 65, N 24, S. 771—773.
158. Massa R. J., Coroniti S. C. Locating global thunderstorm activity by satellite.—*Planetary Electrodynamics*, Gordon and Breach, New York, London, Paris, 1969, v. 2, p. 129—139.
159. Mondes A. M., Ananthakrishnan S., Paes de Barros M. H. Phase and amplitude changes of VLF signals associated with PCA events, with reference to the South Atlantic geomagnetic anomaly.—*Annales de Géophysique*, 1970, v. 26, N 2, p. 483—492.
160. Morgenstern J. C., Watson L. H. Some experimental results, on VLF pulse propagation.—M. F., L. F. and VLF radio propagation, Conference publication, *Inst. El. Eng.*, London, 1967, N 36, p. 252—259.
161. Neumann C. J. The thunderstorm forecasting system at the Kennedy space center.—*Journ. Appl. Meteorol.*, 1971, v. 10, N 5, p. 921—936.
162. Oelbermann E. J., Jr. A note on the time variability of VLF field strength as a function of frequency.—*Journ. Geophys. Research*, 1966, v. 71, N 9, p. 2401—2405.

163. Peterson D. W. A proposed method for predicting the phase behavior of v. l. f. radio signals.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1969, v. 31, N 2, p. 225—232.
164. Pierce E. T. Some techniques for locating thunderstorm from a single observing station.—*Vistas in Astronomy*, Pergamon Press, London—New York, 1956, v. 2, p. 850—855.
165. Pierce E. T. Atmospherics—their characteristics at source and propagation.—Introductory Review Paper, 15-th General Assembly of URSI, Commission 4a, München, 1966, p. 1—22.
166. Rao M. Some experimental results of the study of VLF—propagation by means of sterics.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1968, v. 30, N 9, p. 1667—1676.
167. Reiter R. Meteorobiologie und Elektrizität der Atmosphäre.—*Akad. Verlagsges.*, Leipzig, 1960, 424 S.
168. Rönicke G. Thunderstorm activity in the Andes of northern Argentina.—*Journ. Appl. Meteorol.*, 1965, v. 4, N 2, p. 186—189.
169. Ross W., Bramley E. M., Ashwell G. E. A phase—comparison method of measuring the direction of arrival of ionospheric radio waves.—*Proc. Inst. El. Eng.*, 1951, v. 98, part 3, N 54.
170. Sao K. A note on the phase-frequency spectra analyzed from waveforms of atmospherics.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1962, v. 24, N 11, p. 993—996.
171. Schäning B., Cumme G. Frequency dependence of atmospheric noise intensity from 1 to 1000 kHz at low and medium latitudes.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1969, v. 31, N 1, p. 135—144.
172. Schminder R. Graphische Methoden zur Entfernungsbestimmung von Atmospherics aus ihrer Wellenform.—*Geofisica pura e applicata*, 1960, v. 47.
173. Skeib G., Keiser H., Popp C. Die Peilung atmosphärischer Störungen durch Synchronaufnahme von Richtung und Wellenform.—*Abhandlungen des Meteorologischen und Hydrologischen Dienstes der DDR*, Akademie. Verlag, Berlin, 1958, B. 7, N 48, 51 S.
174. Steele F. K., Chilton C. J. Measurement of phase velocity of VLF propagation in the Earth-ionosphere waveguide.—*Journ. Research NBS, Radio Sci.*, 1964, v. 68D, N 12, p. 1269—1273.
175. Taylor W. L. Radiation field characteristics of lightning discharges in the band 1 kc/s to 100 kc/s.—*Journ. of Research of the Nat. Bureau of Stand., Ser. D., Radio propag.*, 1963, v. 670, N 5, p. 539—550.
176. Taylor W. L., Sao K. ELF attenuation rate and phase velocities observed from slow tail components of atmospherics.—*Radio Science*, 1970, v. 5, N 12, p. 1453—1460.
177. Volland H. Das statistische Amplitudenspektrum von Atmospherics.—*Zeitschrift für angew. Physik*, 1963, B. 15, N 6, S. 541—547.
178. Volland H. Bemerkungen zur Austin'schen Formel.—*Nachrichtentechnis Zeitschr.*, 1964, B. 17, N 12, S. 641—652.
179. Volland H. Untersuchungen über das statistische Amplitudenspektrum atmosphärischer Störungen von einzelnen Gewitterherden.—*Nachrichtentechnis Zeitschr.*, 1964, N 8, S. 407—412.
180. Volland H. Die Ausbreitung langer Wellen und ihre Bedeutung für die Ortung und Navigation.—*Bücherei Ort und Navigat. Deutsch. Ges. Ort und Navigat.*, 1966, B. 10A, Teil E, S. 135—143.
181. Volland H. On the theory of the sudden enhancement of atmospherics (SEA).—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1966, v. 28, p. 409—423.
182. Volland H., Heydt G. The statistical VLF—spectrum of atmospherics.—Prepared for the Fourth International Conference on the universal aspects of atmospheric electricity in Tokyo, Japan, may 12—18, 1968, p. 1—13.
183. Wadehra N. S., Tantry B. A. P. Phase spectra of atmospherics.—*Journ. Atm. Terr. Phys.*, 1967, v. 29, N 11, p. 1453—1457.
184. Wait J. R. On the theory of the slow-tail portion of atmospheric waveforms.—*Journ. Geophys. Res.*, 1960, v. 65, N 7, p. 1939—1946.
185. Wait J. R. Applications and limitations of the mode theory of long wave radio propagation.—M. F., L. F. and V. L. F. radio propagation. Conference publication, Inst. El. Eng., London, 1967, N 36, p. 57—62.
186. Weaver J. D. On the phase spectra of atmospherics and velocity of propagation of extremely low frequency radio noise.—Ph. D. Thesis, Univ. of London, 1964. (Цитируется по статье [106]).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава I. Проблемы локализации далеких грозовых очагов	4
1. Общие сведения об атмосфериках	—
2. Различные подходы к разработке методов однопунктных наблюдений	8
3. Экспериментальная проверка отдельных предложений	11
4. Экспериментальные оценки зависимости фазового спектра атмосфериков от расстояния	18
5. О возможности использования принципа действия и узлов радионавигационной аппаратуры	20
6. Фазовая интерпретация метода Волланда—Хейдта	23
7. Краткая сводка данных о работах, проведенных с целью создания метода однопунктных наблюдений	33
Глава II. Опыт измерения фазовых параметров атмосфериков с помощью настроенных приемников	35
1. Разность фаз (общие определения)	37
2. Методика измерения разности фаз и задачи наблюдений	38
3. Настройка приемников, организация наблюдений и методика первичной обработки данных	42
4. Анализ результатов опытных наблюдений	49
5. Использование данных фазовых наблюдений для оценки изменения фазовой скорости в зависимости от расстояния	55
6. Методика использования непосредственно измеримых фазовых параметров для оценки расстояния	61
Глава III. Аппаратура для однопунктных наблюдений и методика обработки данных	74
1. Особенности однопунктных наблюдений	—
2. Выбор характеристик фазометров и блок-схема аппаратуры для однопунктных наблюдений	77
3. Характеристика шкалы расстояний и оценка погрешностей наблюдений	88
4. Методика текущей обработки данных однопунктных наблюдений	100
5. Другие варианты методов однопунктных наблюдений	103
Глава IV. Анализ результатов наблюдений	111
1. Основные особенности данных, получаемых с помощью приема атмосфериков	—
2. Характеристика распределения грозовой активности в отдельных районах	114
3. Характеристика распределения грозовых очагов в отдельные моменты времени и прогностические карты особых явлений	122
4. Оценка общего числа разрядов на большой площади	125
Литература	127

Труды ГГО, вып. 319

Борис Константинович Иньков

**ФАЗОВЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ РАССТОЯНИЯ
ДО ОЧАГОВ АТМОСФЕРИКОВ**

Редактор Л. В. Ковель

Технический редактор А. Г. Алексеев

Корректоры И. А. Крайнева, Г. Н. Рима́нт

Сдано в набор 19/II 1973 г. Подписано к печати 12/X 1973 г. М-11399. Формат 60×90¹/₁₆. Бумага тип. № 1. Печ. л. 8,5. Уч.-изд. л. 9,82. Тираж 550 экз. Индекс МЛ-260. Заказ № 488. Цена 69 коп.

Гидрометеиздат, 199053, Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.