

ГЛАВНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ СЛУЖБЫ
ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

06

т. 78

ПРОВЕРИТЬ
1960 г.

Т Р У Д Ы ГЛАВНОЙ ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

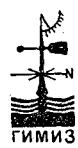
имени А. И. Воейкова

ВЫПУСК 35 (97)

ВОПРОСЫ АТМОСФЕРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСТВА

Под редакцией
докт. физ.-мат. наук
П. Н. ТВЕРСКОГО
и канд. физ.-мат. наук
И. М. ИМЯНИТОВА

БИБЛИОТЕКА
ЛЕНИНГРАДСКОГО
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА



ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

ЛЕНИНГРАД • 1952

94724

АННОТАЦИЯ

В настоящем сборнике помещены работы, посвященные исследованиям в области атмосферного электричества. В сборнике рассматриваются вопросы существования атмосферного электричества, приводятся данные о ходе электрического поля с высотой, о распределении объемных зарядов, предлагается гипотеза, объясняющая причины существования электрического поля в атмосфере и приводятся результаты измерений напряженности поля в Воейково.

Уделено также внимание вопросам первичных процессов электризации в грозовых облаках, вопросам температурного режима высоких слоев атмосферы. Рассматриваются пути создания чувствительных электрометров. Описываются приборы, которые должны обеспечить улучшение сетевых наблюдений грозового состояния атмосферы.



ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Введение

Сведения о распределении электрических полей в свободной атмосфере, позволяющие судить о распределении зарядов в ней, имеют первостепенное значение как для решения чисто прикладных задач, так и для решения основных вопросов атмосферного электричества. Имеющиеся данные о полях в свободной атмосфере недостаточны и недостоверны. Непосредственные измерения в силу их трудности зачастую пытаются заменить косвенными исследованиями [9], построенными на ряде неоправданных допущений.

Для восполнения указанного пробела Отдел атмосферного электричества ГГО в 1949—1950 гг. предпринял измерения электрических полей свободной атмосферы.

Некоторые общие результаты, полученные из этих исследований, публикуются в настоящей статье. Ошибка измерений, результаты которых приводятся ниже, для безоблачной атмосферы лежит в пределах $\pm 0,1$ в/см.

В исследованиях принимали участие научные сотрудники Л. А. Андреева, И. М. Имянитов, В. В. Михайловская и М. И. Старухина.

Общее количество зондажей поля по высоте достигает 70. При таком количестве измерений можно рассчитывать на получение примерной картины хода поля с высотой путем осреднения полученных данных.

Значения напряженности поля брались средними на 100 м. Для общей схемы более тонкая детализация значения не имеет, а более грубая смазывает некоторые особенности в ходе градиента потенциала. При рассмотрении нижеприводимых зависимостей следует иметь в виду, что они получены в результате осреднения величин, сильно отличающихся друг от друга. Поэтому ход поля в отдельные дни может существенно отличаться от приводимых средних. Результаты измерений за отдельные дни приводятся в приложении.

Результаты измерений

На рис. 1а представлен ход поля с высотой в июле по данным 1949 и 1950 гг. Поле, как видно из графика, имеет максимум на высоте 250 м, но затем оно убывает. На высоте 1200 м (средняя высота облаков нижнего яруса за дни измерений) поле падает более резко и, начиная с 1800 м, почти постоянно вплоть до высоты 2800 м и после небольшого минимума, начиная с 3100 м, поле опять остается постоянным, но уже меньшим по величине.

На рис. 1б дан ход поля с высотой в августе 1949 и 1950 г., а также средний ход поля в эти месяцы за оба года. В августе 1949 г. по сравнению с августом 1950 г. мы имеем большие значения поля у земли, более резкий переход полей к малым значениям на уровне нижней границы облачности и меньшие поля выше этой границы.

Ход поля с высотой в августе 1950 г. более плавен. Если в июле поле на высоте 100 м (H_{100}) относится к полю на высоте 3000 м (H_{3000}) $\frac{H_{100}}{H_{3000}} = 16$, то в августе 1950 г. $\frac{H_{100}}{H_{3000}} = 5$.

Надо учесть различия в погодных условиях в августе 1949 и 1950 г. Август 1949 г. характеризовался неустойчивой циклональной погодой, большим количеством дождей, значительной облачностью, большими электрическими полями в облачности, составляющими сотни вольт на сантиметр. Август 1950 г. характеризовался устойчивой хорошей антициклональной погодой, большой устойчивостью атмосферы, малым количеством дождей, небольшой, преимущественно местного происхождения облачностью и небольшими электрическими полями в послед-

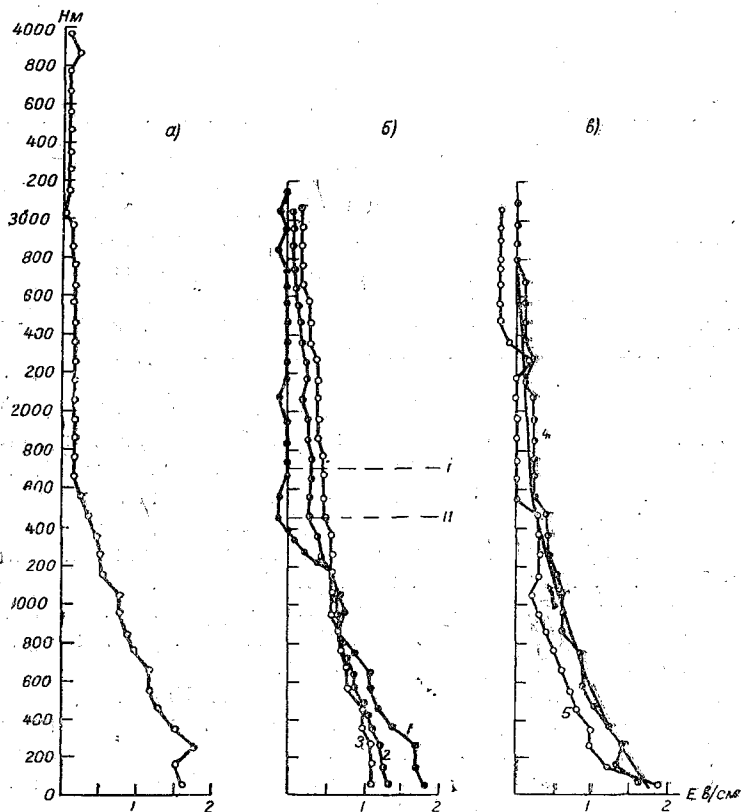


Рис. 1. Ход средней напряженности поля с высотой в свободной атмосфере в различное время.

a — июль (1949—1950 гг.), *б* — август (1949—1950 гг.), *1* — среднее за 1949 г., *2* — среднее за 1949 и 1950 гг., *3* — среднее за 1950 г., *I* — средняя граница инверсии, *II* — средняя нижняя граница облачности, *в* — сентябрь 1949 г., *4* — среднее месячное за июль, август и сентябрь, *5* — среднее за сентябрь 1949 г.

ней, составляющими десятки и даже единицы вольт на сантиметр. Вместе с тем даже в этот месяц намечается скачок поля на уровне нижней границы облачности.

На рис. 1 *в* дан ход поля с высотой в сентябре 1949 г. (*5*) и средний ход поля за все дни измерений в течение обоих лет за все месяцы. Кривая *4* показывает средние значения поля; плавная кривая — осредненный ход поля с высотой. Сентябрь 1949 г. характеризуется резким изломом в ходе поля на высоте нижней границы облачности (1050 м) и переходом к отрицательным полям на высоте 2300 м. Приземный максимум сместился на более низкие (около 50 м) высоты. Сентябрь 1949 г. отличался хорошей теплой погодой, связанной с антициклонами. Средний ход поля за все дни показывает, что поле убывает с высотой, но на высоте 300 м намечается его максимум.

Точки плавной кривой хорошо укладываются на кривую

$$E_H = E_0 e^{-0,0012H},$$

где E — напряженность поля на высоте H , E_0 — напряженность поля на высоте 50 м, а H — высота, выраженная в метрах.

Измерения, проведенные в отдельные месяцы, не могли дать ясной картины изменений в ходе поля от месяца к месяцу в силу немонотонности изменений погодных условий. Август 1949 г., например, был более похож на осенний месяц, чем сентябрь 1949 г.

Поэтому была произведена попытка связать средний ход поля по высоте с нижней облачностью независимо от месяца ее появления. На рис. 2 дан ход напряженности поля с высотой во все дни при отсутствии или с очень малой (1—2 балла) слабо развитой облачностью (20 случаев) и ход поля в дни со значительной (более 6—7 баллов), сильно развитой мощной облачностью (16 случаев).

Как видно из рисунка, ход поля получается в обоих случаях существенно различным. Монотонный спад поля с высотой в ясные дни, нарушаемый небольшим максимумом на высоте 450—600 м, похож на ход поля в дни с облачностью. В облачные дни поле имеет два максимума на высотах 250 и 650—900 м. Резкий излом в его ходе намечается несколько выше средней нижней границы облачности в эти дни. Если учесть, что высота облачности в отдельные дни измерений менялась от 1000 м и выше, то излом в кривой на высоте 1050 м должен, повидимому, быть связанным с влиянием облачности. Ниже границы облачности поля в облачные дни примерно в 2 раза больше, чем в безоблачные. Для безоблачных дней ход поля с высотой хорошо описывается кривой, отвечающей уравнению

$$E_H = E_0 e^{-0,001H}.$$

Обозначения величин, входящих в формулу, даны выше.

Для оценки того, насколько приведенные формулы соответствуют истинным значениям поля и насколько им отвечают средние кривые (рис. 1 и 2), можно воспользоваться данными, приведенными в приложении.

Для июля 1950 г. можно отметить, что поле испытывает наибольшие отклонения от среднего вблизи земли (0—100 м), затем на высотах 800—1000 м, далее на высоте 1500—1800 м (средняя верхняя граница первого яруса облаков) и далее отклонения уменьшаются с высотой, несколько увеличиваясь на высоте 3000 м (средняя высота нижней границы второго яруса облачности).

В августе 1949 г. возрастает разброс полей вокруг среднего в этот месяц, неустойчивый по состоянию погоды и атмосферы. Абсолютная величина разброса весьма выросла. Наибольшие отклонения от среднего наблюдаются у земли (0—300 м), но максимум их лежит в зоне 100—300 м; далее, начиная с 600 м, отклонения растут и остаются большими до высоты 1800—2000 м. Некоторое увеличение разброса наблюдается на высоте 2500—2700 м (средняя высота облачности второго яруса).

В августе 1950 г. наибольшие отклонения (как и в июле 1950 г.) наблюдаются в слое 0—100 м. Наименьшие отклонения отмечаются на высотах 700—900 м.

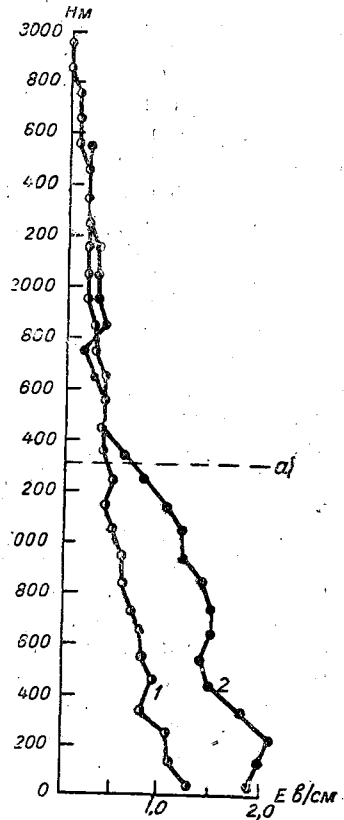


Рис. 2. Ход средней напряженности электрического поля в атмосфере с высотой.

1 — среднее поле в дни с незначительной облачностью; а — средняя высота нижней границы облачности в дни со значительной облачностью; 2 — среднее поле в дни со значительной облачностью.

Затем разброс полей постепенно увеличивается и достигает наибольших значений в слое 1100—1400 м, уменьшаясь потом с высотой, т. е. опять наибольший разброс связан с высотой облачности в дни измерений.

Сопоставляя результаты измерений, можно отметить, что во всех случаях разброс значений поля увеличивался в районах нахождения облачности и вблизи поверхности земли. Увеличение неустойчивости атмосферы сопровождается увеличением разброса значений полей. Причем опять наибольший разброс полей появляется на тех уровнях, где находится облачность, хотя, как правило, подъем совершался в области, свободной от облаков.

Интересно отметить, что высота максимального разброса полей в августе 1949 г. лежит не у поверхности земли, а выше, на высоте 100—300 м.

Анализируя все приведенные зависимости для хода поля с высотой, можно отметить, что влияние облачности всех видов существенно сказывается на ходе поля. Это действие проявляется и в тех областях, где облаков уже нет и поэтому не может быть сведенным к непосредственному воздействию электрического поля облаков. Последнее подтверждается тем обстоятельством, что поле вблизи облаков обычно заметно не меняется, т. е. величина электрических полей облаков, как правило, невелика даже на очень близких расстояниях. Повидимому, приходится говорить о влиянии облаков на распределение и число ионов в атмосфере и тем самым на величину и распределение полей. Вторым фактором, существенно влияющим на ход поля у поверхности земли, является проводимость. Так, на высоте 300 м поле над Ладожским озером на 40% ниже, чем поле над поверхностью земли. Возвращаясь к рассмотрению влияния облачности на ход поля, следует отметить, что для величины поля под облаками не безразлично, находится ли область измерения в восходящем или нисходящем токе воздуха, так как в зависимости от направления этого тока может меняться ионосодержание воздуха, объемный заряд его и, наконец, величина напряженности поля.

Анализируя отдельные полеты, следует также остановиться на роли дождя в образовании поля. Измерения показывают, что поле в области за дождем часто бывает отрицательным, перед полосой дождя положительным, а само измеряющее тело в дожде заряжалось положительно. Таким образом, создается впечатление, что капли дождя уносили с собой преимущественно положительный заряд, тогда атмосфера заряжалась отрицательно и поле в области, нарушенной дождем, меняло знак. В этом обстоятельстве кроется, повидимому, объяснение „зеркального эффекта“ (см., например, [9]).

Отдельные измерения показывают, что области аномально больших полей в местах, где прошел дождь, могут тянуться на десятки километров.

Полученные зависимости среднего хода поля с высотой позволяют найти среднее распределение плотности объемных зарядов по высоте дифференцированием кривой, показывающей ход поля с высотой.

Допустимость подобной операции зависит от значений $\frac{\partial E}{\partial x}$ и $\frac{\partial E}{\partial y}$, т. е. составляющих поля в двух произвольно выбранных взаимно перпендикулярных горизонтальных направлениях. В отдельные дни измерений, несмотря на принятые меры предосторожности, заключающиеся в подъеме через области, свободные от облаков и других видимых образований в атмосфере, эти составляющие могли иметь весьма значительную величину. Но для среднего хода поля, когда действие этих горизонтальных слагающих было случайным по величине и направлению, общая ошибка в рассчитанном распределении объемных зарядов не должна быть велика, так как значения поправок за счет влияния горизонтальных составляющих входили с разными знаками.

На рис. 3 представлен ход поля с высотой (кривая 2), рассчитанный по классической формуле (см. [3], стр. 126), сглаженный ход поля с высотой в ясные дни по нашим измерениям (кривая 1) и, наконец, та часть измерения поля с высотой, которая обязана проводимости, предполагая проводимость возрастающей с высотой по классической формуле [3]. На рис. 3 б показан ход объемных зарядов с высотой. Кривая 5 дана для хода поля, изображенного кривой 2 на рис. 3 а;

кривая 4 — для хода объемных зарядов с высотой для наших измерений с учетом влияния проводимости.

Из графиков видно, что величина объемных зарядов с высотой меняется более плавно, чем это представлялось, а следовательно, либо была иная (существенно отличная от средней) проводимость, либо объемные заряды значительной величины распространяются на большую толщу, чем это обычно принимается.

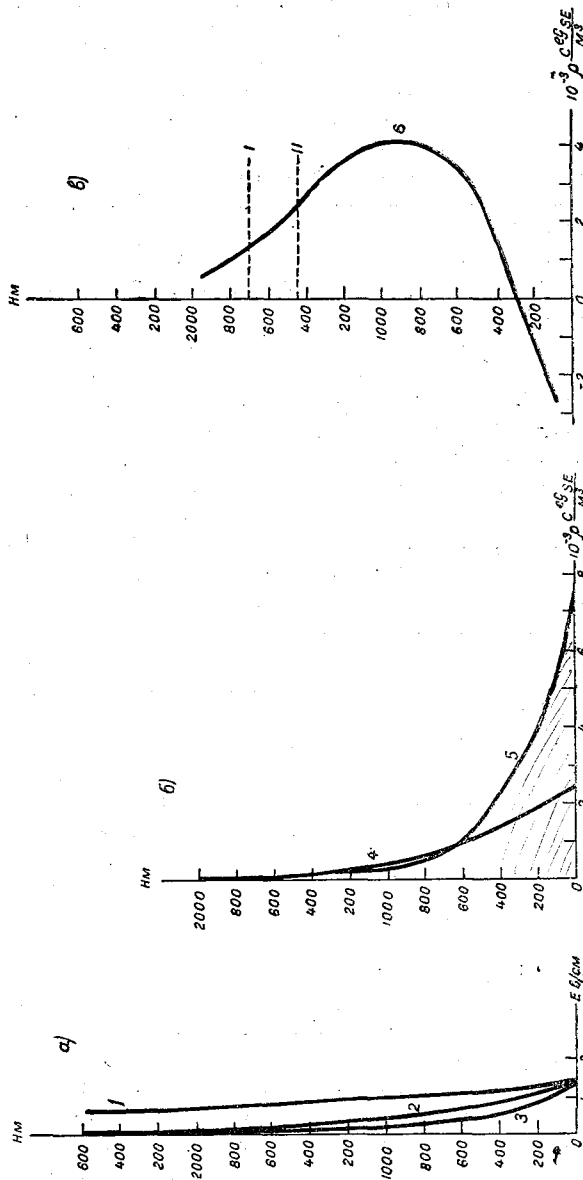


Рис. 3.

а — ход поля с высотой, вычисленный по формулам: 1) $E = E_0 e^{-0,00126 H}$, 2) $E = E_0 e^{-0,001 H}$ (H в м), 3) $E = 90 \cdot e^{-3,5 H} + 40 \cdot e^{-0,23 H}$ (H в км); б — ход объемных зарядов с высотой, вычисленный по формулам: 4) $\rho = 0,0386(e^{0,00031 H} - 0,26 e^{-0,00026 H})$ (H в см), 5) $\rho = 0,00817 e^{-3,5 H} - 0,000243 e^{-0,23 H}$ (H в км), в — б) распределение объемных зарядов по высоте в дни с облачностью: I — средняя граница инверсий, II — средняя нижняя граница облаков.

На рис. 3 в дано среднее распределение объемных зарядов с высотой в облачные дни. В этом случае объемные заряды достигают максимума ниже средней высоты облачности (примерно на высоте 900 м). На уровне 100 м преобладают отрицательные объемные заряды величиной в несколько тысячных CGSE. Объемные заряды (в максимуме) на высоте 900 м в дни с большой облачностью превышают объемные заряды у поверхности земли почти в 2 раза. Общая площадь, охватываемая кривой на рис. 3 в (только для положительных значений), в 2,5 раза

больше, чем площадь, охватываемая кривой на рис. 3б, что подтверждает высказанное ранее мнение об изменении облаками распределения и числа ионов в атмосфере.

Существенный интерес представляет распределение электрических полей в кучевых облаках по их величинам. Вместе с тем следует отметить, что полученные данные дают завышенные значения полей в облаках.

На рис. 4 дано схематическое распределение средних величин полей в кучевых облаках в процентах от общего числа случаев. Как видно из графика, отчетливый максимум (36%) падает на диапазон полей 1—5 в/см. Поля меньших значений и отрицательные встречаются значительно реже, число случаев с большими полями очень мало. Пунктирная кривая, нанесенная на рис. 4, довольно наглядно передает общий характер вероятного распределения полей в облаках, она показывает, что вероятность больших средних полей в облаках убывает по закону, близкому к экспоненциальному.

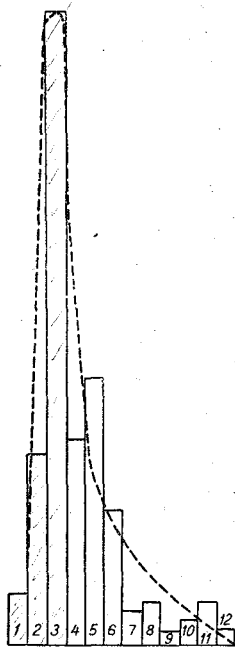


Рис. 4. Распределение значений средней напряженности поля в кучевых облаках.

1 — отрицательное значение (2,7%), 2 — 0—1 в/см (10%), 3 — 1,1—5 в/см (36,3%), 4 — 6—10 в/см (10,9%), 5 — 11—15 в/см (7,0%), 6 — 16—20 в/см (2,3%), 7 — 21—25 в/см (1,9%), 8 — 26—30 в/см (2,3%), 9 — 31—50 в/см (0,9%), 10 — 50—70 в/см (1,3%), 11 — 71—100 в/см (2,3%), 12 — > 100 в/см (0,9%).

Обобщение результатов

Причины существования электрического поля атмосферы являются предметом многих исследований, однако до последнего времени не существовало общей схемы явлений, удовлетворительно объясняющей основные электрические процессы, протекающие в атмосфере. Значительным шагом вперед явилась общая теория явлений атмосферного электричества, развитая Я. И. Френкелем [1]. Согласно этой теории, электрическое поле атмосферы обязано своим существованием облакам. Электрические поля, возникающие благодаря поляризации облаков, складываясь друг с другом и с полями от зарядов, индуцированных ими в земле, создают то общее электрическое поле, которое и называется электрическим полем атмосферы.

Теория также показывает возможность существования на земле, наряду с индуцированными зарядами, некоторого отрицательного заряда, на основе предположения, что проводимость в облачных районах больше, чем в безоблачных.

Эта теория, впервые охватывающая всю картину явлений атмосферного электричества, тем не менее не отвечает на ряд существенных вопросов.

Облака в электрическом отношении следует скорее уподобить заряженным конденсаторам, нежели точечным диполям. В особенности это относится к облач-

ным системам, занимающим большие территории. В этом случае поля от облаков на земле проявляются только как следствие неоднородностей в облаках (краевой эффект): чем протяженнее облачный слой, чем большую площадь он охватывает, тем меньшую роль он будет играть в образовании электрических полей у поверхности земли.

Приведенные в настоящей статье измерения, дающие преувеличенные значения электрических полей в кучевых облаках, показали, что в кучевых облаках поля в 100 в/см и выше встречаются весьма редко (см. рис. 4), т. е. количественные соображения, выдвигаемые индукционной теорией, в весьма значительной степени не оправдываются.

Также остается необъясненным в теории Я. И. Френкеля существование электрических полей нормальной величины в обширных районах с устойчивой безоблачной погодой (например, Ташкент), так как известно, что поле от облачных систем должно очень сильно убывать с расстоянием.

Вместе с тем проведенные исследования показали справедливость основных предпосылок теории Я. И. Френкеля — существование поляризованных облаков, поляризованных таким образом, что верхняя часть облаков заряжена положительно, а нижняя отрицательно (рис. 4). Это распределение зарядов в облаках встречается весьма часто и относится ко всем видам летних и осенних облаков. В грозовых облаках эти исследования нами не проводились, но данные Симпсона [5] и недавние исследования Гиша [6] дают такое же распределение зарядов и в этих облаках.

О существенном влиянии облаков на ход градиента потенциала говорит проведенное исследование хода напряженности электрического поля с высотой; на высоте нижнего яруса облачности регулярно отмечается излом в ходе градиента потенциала (рис. 2), хотя данные относятся к ходу поля на участке, свободном от облаков. Для сравнения на рис. 2 представлен ход поля в безоблачную погоду.

Известный факт, что в атмосфере, как правило, присутствует избыточный положительный заряд, а земля представляется заряженной отрицательно, доказывает, что именно в обмене зарядами между землей и атмосферой следует искать причины существования поля атмосферы.

Данные рис. 3, на котором представлено распределение объемных зарядов с высотой в облачные и безоблачные дни, весьма убедительно показывают изменение распределения объемных зарядов в атмосфере, благодаря наличию облаков, и увеличение объемного заряда, создаваемое облаками.

Таким образом, представляется необходимым, оставив в силе предположение о существенном влиянии облаков на ход электрического поля, пересмотреть механизм этого влияния.

В первую очередь рассмотрим влияние облаков на изменение числа зарядов в атмосфере. Появление частиц, захватывающих заряды одного знака преимущественно перед зарядами другого знака, немедленно сдвигает равновесие, описываемое ионизационно-рекомбинационным уравнением в сторону общего увеличения числа зарядов. Давно известное явление — наличие больших объемных зарядов в облаках и эффект большого (в десятки раз) увеличения общего числа зарядов при наличии тяжелых частиц — служит подтверждением этого положения. В случае гидроаэрозолей увеличение объемных зарядов должно происходить еще интенсивнее, благодаря избирательной адсорбции отрицательных ионов на каплях и падению последних относительно воздуха. В этом случае рекомбинация положительных и отрицательных ионов уменьшается благодаря разделению их в пространстве. Таким образом наличие облаков существенно увеличивает общее число зарядов в атмосфере, даже если интенсивность ионизаций остается постоянной. Эти заряды, увеличенные по сравнению с нормальными, оказываются, благодаря разделению зарядов разных знаков за счет опускания капель, разнесенными на значительные расстояния порядка вертикальных размеров облака. Так как в нижней части облака размеры капель начинают уменьшаться, то под облаком существует слой воздуха с преобладающим отрицательным зарядом. От испарившихся облаков также остается некоторое время двойной ионный слой, отчетливо наблюдаемый во время измерений полей на высотах. За бризовыми облаками с подветренной стороны тянется двой-

ной ионный слой, появляющийся за счет испарившихся с подветренной стороны частей облака, также хорошо наблюдаемый во время высотных измерений поля. С увеличением расстояния от облака этот слой расплывается по толщине и концентрация ионов в нем падает, причем слой может тянуться за облаком на десятки километров.

Таким образом, облака содержат значительные объемные заряды и во время их существования и после испарения.

В статье В. А. Соловьева [4], проводившего измерения времени рассасывания объемного заряда, искусственно создаваемого вблизи поверхности земли, указывается, что даже в этих условиях, чрезвычайно благоприятных по сравнению с условиями рассасывания в свободной атмосфере, объемный заряд мог держаться до 40 мин. после прекращения действия ионизатора.

Дальнейшее перемещение зарядов будет происходить под действием электрических сил, сил тяжести, конвективных движений и, наконец, за счет диффузии. Электрические силы, действующие внутри облака, как правило, невелики (см. рис. 4) и поэтому за короткие промежутки времени не успевают существенно изменить расположение зарядов. Силы тяжести могут вести только к увеличению дипольного момента облака.

Конвективные упорядоченные движения смещают все облако параллельно самому себе вверх или вниз, сохраняя дипольный момент облака постоянным. Нисходящие конвективные потоки будут приносить к земле в первую очередь заряды, расположенные ниже, — отрицательные заряды. Наиболее интенсивно должен происходить перенос зарядов за счет турбулентной диффузии. Если считать коэффициент диффузии не меняющимся с высотой (как будет видно из дальнейшего, учет его изменения с высотой не изменит общей качественной картины), то скорость распространения зарядов обоих знаков по вертикали будет примерно одинаковой. В силу этого отрицательные заряды будут подходить к поверхности земли в начале в большем количестве, нежели положительные. Толщина нижнего яруса облачности меняется от нескольких десятков метров до нескольких километров при высоте ее от нескольких сот метров до 1—2 км. При таких значительных толщинах, вполне сравнимых с расстоянием от земли, разница в количествах подходящих за счет диффузии зарядов может достигать значительной величины. Таким образом, поляризация облаков в сочетании с диффузией и конвективными потоками будет заряжать землю преимущественно отрицательным зарядом.

Благодаря хорошей проводимости земли отрицательные заряды, попавшие на ее поверхность, могут распространяться по всей поверхности земли. Эти отрицательные заряды, с одной стороны, несколько увеличат скорость перемещения положительных ионов, а с другой стороны, несколько затормозят перемещение отрицательных ионов по отношению к земле. При заряде земли, при котором поле достигает такой величины, что отрицательный ток за счет диффузии и конвекции будет уравновешен положительным током проводимости, установится динамическое равновесие, характеризуемое данными об электрическом поле земли и его величинах, полученными в результате длительных наблюдений вблизи поверхности земли [4]. С точки зрения подобной гипотезы в создании и поддержании отрицательного заряда земли участвует вся облачность атмосферы (во всяком случае, ее нижний ярус), а не только грозовые облака, как это предполагается Вильсоном и Гишем [6] для объяснения механизма поддержания отрицательного заряда земли.

Отсутствие сведений о конвективных и диффузионных электрических токах не позволяет подтвердить данную гипотезу непосредственными измерениями. До сих пор почти нет результатов непосредственных измерений вертикальных токов; сведения о них получены исключительно из данных о поле и проводимости, т. е. сводятся к данным о токе проводимости.

Единственная, кажется, работа [7], в которой сопоставляются сведения о вертикальном токе, измеренном непосредственно и рассчитанном по проводимости и полю, была проведена методически несовершенно и поэтому не может служить основой для суждения о величине диффузионных токов к земле. Несовершенство методики связано с тем, что измерения проводимости поля и тока относились

к разным уровням в атмосфере, что, как показано рядом авторов [3, 8], не может не привести к значительным ошибкам. Кроме того, количество измерений, проведенных авторами работы [7], слишком мало.

Приведенные в настоящей статье соображения заставляют обратиться к изучению электричества свободной атмосферы, в частности облаков, как основного фактора, объясняющего происхождение отрицательного заряда земли.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. ГТТИ, Л. — М., 1949.
- 2 Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеоздат, Л. — М., 1949.
- 3 Тверской П. Н. Пространственные и временные вариации электрического поля в атмосфере. Вестник ЛГУ, № 12, 1947.
- 4 Соловьев В. А. Опыты по ионизации атмосферы рентгеновскими лучами. Метеорология и гидрология, № 3, 1941.
- 5 Simpson G. and Scrase F. The distribution of electricity in Thunderclouds. Proc. Roy. Soc., 1937.
- 5a. Simpson G. and Robinson G. The distribution of electricity in Thunderclouds. Proc. Roy. Soc., 1937.
- 6 Gich O. and Wait G. Thunderstorms and the Earths General Electrification. Journ. Geoph. Res. 55, № 4, 1950.
- 7 Nolan J. and Nolan P. Atmospheric electrical conductivity and the current from air to earth. Proc. Roy. Irish. Acad. XL (A), № 7, 1937.
- 8 Israel H. Gedanken und Vorschläge zur luftelektrischen Arbeit. Wiss. Abh. Reichs. f. Wetterdienst, T. V, № 12, Berlin, 1939.
- 9 Chalmers A. and Hutchinson W. The electric charges and masses of single raindrops. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 1951.

НЕКОТОРЫЕ ВЫВОДЫ ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ НАД ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ АТМОСФЕРЫ В п. ВОЕЙКОВО ЗА ТРИ ГОДА (1948—1950 гг.)

Наблюдения над электрическим состоянием атмосферы, проводившиеся ГГО в Павловске с 1914 г., были прерваны в 1941 г. После окончания Великой Отечественной войны для организации обсерваторских наблюдений и проведения работ, требующих загородных условий, Главной геофизической обсерватории был предоставлен значительный участок земли в поселке Сельцы, переименованном в связи со столетним юбилеем ГГО в Воейково. Здесь наряду с работами по всем разделам метеорологии были восстановлены и наблюдения над атмосферным электричеством. Первыми из всех установок, действующих в настоящее время, вступили в работу (в 1947 г.) две установки для непрерывной регистрации градиента электрического потенциала в атмосфере. Некоторые предварительные выводы общего характера, полученные в результате наблюдений за три года (1948—1950 гг.), и излагаются в настоящей статье.

Поселок Воейково расположен в 15 км от Ленинграда, в восточной части Колтушской каменной гряды, на сравнительно плоской вершине (плато) одного из камов. Горизонтальные размеры этого плато составляют 1500×600 м; в длину оно располагается в направлении с севера на юг; абсолютная высотная отметка его $+70$ м. В южной стороне поселка, состоящего из ряда удаленных друг от друга невысоких деревянных домов, расположена группа двухэтажных каменных зданий, вытянутых по длине с северо-запада на юго-восток. В нижнем этаже одного из них и находится помещение, введенное первоначально для работ по атмосферному электричеству. Оно занимает восточный край здания. Приборы для регистрации градиента потенциала установлены в угловой комнате, имеющей два широких окна, выходящих на юго-восток. Через фрамуги правой и левой створок второго от угла окна и были выведены наружу два латунных стержня с радиоактивными коллекторами на конце. Оба коллектора расположены на высоте в 235 см над поверхностью почвы и на расстоянии в 95 см от стены здания, расстояние между коллекторами составляло 105 см. Специальными исследованиями было установлено отсутствие искажающего влияния каждого из коллекторов на другой, так же как и влияния их на расположенную недалеко установку для регистрации проводимости атмосферы. Стержни, несущие коллекторы, укреплены каждый на двух эбонитовых изоляторах-подставках, установленных на специальных полочках, расположенных с внутренней стороны оконной рамы. С целью улучшения качества изоляции и для защиты от попадания внутрь помещения наружного воздуха через отверстия в окне, через которые выходят стержни, по предложению В. А. Соловьева каждая пара изоляторов была окружена специальным ящиком, который устанавливался на полочку и плотно прилегал к окну; воздух внутри ящика обогревался электрической лампочкой (25—40 вт), окруженной заземленным колпачком из металлической сетки. Как показал опыт работы, подобная защита оказалась весьма надежной и, несмотря на неблагоприятные условия работы, особенно в первое время (низкая температура зимой и очень высокая влажность в помещении), изоляция коллекторов на протяжении всего периода наблюдений сохранялась достаточно высокой при любых погодных условиях.

Для регистрации потенциала были использованы механически регистрирующие электрографы системы Бенндорфа, изготовленные мастерскими ГГО. Они были установлены на специальных кронштейнах, укрепленных на стене справа и слева от окна, через которое были выведены коллекторы. Контактные приспособления в электрографах, благодаря которым осуществляется запись, приводились в действие от стальных контактных часов, дававших минутные и часовые контакты; это обеспечивало одновременность контактов в обоих приборах и при высокой точности хода часов устранило необходимость введения при обработке записей соответствующей поправки на время.

Один из электрографов, принятый нами за основной, работал с неизменной за все время чувствительностью порядка 5 в/мм и давал возможность регистрировать градиент потенциала до значений порядка ± 1000 в/м. Второй электрограф имел большую чувствительность (порядка 3 в/мм), что давало возможность параллельно с записью основного прибора получить более рельефную запись градиента при малых значениях последнего. Этот электрограф, кроме того, был снабжен автоматическим переключателем на меньшую чувствительность порядка 30 в/мм. Этот переключатель автоматически переводил электрограф с большой чувствительности на малую в моменты, когда стрелка прибора доходила до края шкалы; благодаря этому оказалось возможным регистрировать градиент потенциала до значений порядка ± 3000 в/м. Такой диапазон значений почти полностью охватывал значения, наблюдавшиеся в Воейково, за исключением редких и кратковременных случаев во время гроз и ливней.

Как сказано выше, один из приборов (с неизменной чувствительностью) был принят нами за основной; обработка его записей проводилась систематически. Записи второго прибора использовались для специальных исследований, а также в тех случаях, когда по тем или иным причинам отсутствовала или была неудовлетворительна запись основного прибора. Путем специально проведенных исследований была установлена возможность такой замены, и записи обоих приборов можно было считать совершенно равнозначными. Отметим здесь, что описанные два прибора работали указанным образом до июня 1949 г., когда дублирующий прибор был перенесен в другое место на расстоянии 250 м, в специальный временный павильон, построенный к тому времени. С этого момента указанная замена показаний основного прибора сделалась более затруднительной. Сравнение записей двух приборов, установленных на расстоянии порядка 250 м один от другого, показало, что не только при сложных погодных условиях (гроза, осадки, метели, туманы и т. п.), но даже и в ясную погоду — в „нормальные“ дни — характер изменений градиента потенциала в этих двух пунктах в отдельных деталях может быть несколько различным. Однако если имеется в виду анализ материала в качестве значений, осредненных за более или менее значительный промежуток времени, то такая замена показаний одного прибора показаниями другого вполне допустима. Этот вопрос подробно будет освещен в специальной статье.

Для приведения полученных вблизи здания значений потенциала к значениям градиента потенциала на равнине систематически производилось определение редуцированного множителя. Для наблюдения градиента потенциала на равнине была выбрана открытая площадка, расположенная примерно в 100 м к северо-востоку от места регистрации. Эта площадка, конечно, не является идеальной, поскольку уже в 50 м от ее центра находятся разнообразные предметы (низкие здания, столбы, кусты и т. п.), искажающие рельеф равнины, да и понятие „равнина“ в условиях ландшафта, характерного для Воейково, является весьма относительным. Однако сравнительные наблюдения, неоднократно проводившиеся на двух разных, но подобных по условиям площадках, неизменно давали для нашей регистрирующей установки одно и то же значение редуцированного множителя.

Градиент потенциала при полевых наблюдениях измерялся с помощью двух радиоактивных коллекторов, подвешиваемых на проволоках, натянутых на изоляторах между двумя невысокими столбами, расстояние между которыми равнялось 10 м. Нижний коллектор постоянно располагался на высоте 1 м. Высота расположения верхнего коллектора подбиралась в зависимости от значения градиента

в момент наблюдений. Разность потенциалов определялась с помощью двухнитного электрометра с чувствительностью порядка 2 деления на вольт. Для обеих регистрирующих установок, пока они находились в одном помещении, редуциционный множитель имел одно и то же значение, оставшееся в пределах точности его определения неизменным во времени. Незначительное его увеличение произошло в конце 1948 — начале 1949 г., когда на крыше здания, где производилась регистрация, была построена вышка высотой около 3 м. Указанную устойчивость редуциционного множителя следует объяснить тем, что вблизи здания нет сколько-нибудь крупной растительности, трава же на площадке перед коллектором регулярно выкашивалась, а зимой снег с этой площадки немедленно удалялся. Наряду с этим отметим, что и принципиально приведение к равнине не может быть вполне точным, поскольку закон изменения градиента потенциала с высотой в нижнем приземном слое весьма сложным образом зависит от состояния погоды. Учитывая это, мы приняли при обработке записей постоянное значение редуциционного множителя, равное для основного прибора с января 1949 г. четырем. До этого времени на протяжении 1948 г. его значение, как указано выше, было меньше и мы пользовались его осредненными среднемесячными значениями порядка 3,6.

Для второго прибора (дублирующего запись) значения редуциционного множителя принимались те же, что и для основного, до июня 1949 г., когда эта установка была перенесена на новое место, где редуциционный множитель для нее оказался равным 1,8. При емкости системы наших установок порядка 80 см, благодаря высокому значению кажущейся проводимости примененных коллекторов, поправка на изоляцию системы составляла не более 1,5%. Это обстоятельство позволило нам при обработке записей не вводить поправку на изоляцию. В остальном обработка записей электрографов производилась по схеме, разработанной ранее в ГГО [1]: среднечасовые значения потенциала получались в результате умножения на чувствительность электрографа и на редуциционный множитель среднечасовых ординат, снятых с записи путем графического интегрирования с помощью палетки. Результаты обработки записей прибора были использованы для вычисления средних характеристик электрического поля как по данным за все дни, так и по данным за выбранные нормальные дни. При отборе нормальных дней мы руководствовались лишь метеорологическими характеристиками, относя к ним дни без осадков и туманов, без сильного ветра (ветер меньше 3 м/сек.). Дни безоблачные и, во всяком случае, дни, когда отсутствовала облачность нижнего яруса, а облачность среднего и верхнего ярусов в течение суток была невелика. Полученные выводы приводятся ниже в таблицах, причем значения градиента потенциала, выраженные всюду в вольтах на метр, полученные по наблюдениям за все дни, мы будем обозначать через V , а полученные по наблюдениям за нормальные дни — через V_n .

Переходя к рассмотрению полученных результатов, прежде всего отметим, что среднегодовое значение градиента потенциала в Воейково за рассматриваемый 3-летний промежуток времени оказалось равным $V_n = 148$ в/м по записям за нормальные дни и $V = 114$ в/м по записям за все дни. Сравнивая эти значения с данными, полученными в прошлом для Павловска [2], мы видим, что, несмотря на различие местных условий Павловска и Воейково, градиент потенциала в этих двух пунктах имеет примерно одно и то же значение, характерное для района Ленинграда. Действительно, найденные для Воейково значения V_n лежат в пределах тех значений, которые наблюдались в Павловске за 25-летний промежуток времени и изменялись в пределах от 124 до 218 в/м; правда, полученное для Воейково среднее значение $V_n = 148$ в/м несколько ниже многолетнего среднегодового значения для Павловска, равного 171 в/м, но это может быть приписано особенностям рассматриваемого периода, в чем убеждает следующее. За промежуток времени в 6 лет (1930—1935 гг.) в Павловске также были найдены значения $V_n = 158$ в/м и $V = 117$ в/м, что очень близко к числам, полученным для Воейково. Среднегодовые значения для отдельных лет рассматриваемого периода довольно близки одно к другому, как это видно из чисел предпоследнего столбца табл. 1 (см. приложение). Эта таблица дает возможность судить о годовом ходе

градиента потенциала, который графически изображен на рис. 1, где приведены кривые, сглаженные по обычной формуле $\frac{a + 2b + c}{4}$. Как можно видеть, годовой ход градиента потенциала в Воейково имеет, как и в других пунктах северного полушария [2], характер простой волны с максимумом зимой и минимумом летом. Кривая годового хода характеризуется резким спадом от зимнего максимума к летнему минимуму при последующем, медленном подъеме к зимним месяцам. Это особенно резко выражено в данных наблюдений за все дни, когда значения V за весь период май—ноябрь остаются почти неизменными. Некоторое различие в годовом ходе значений V_n и V заключается в том, что амплитуда годовых колебаний по данным за нормальные дни несколько меньше, чем по данным за все дни, что совершенно понятно. Так, амплитуда годового хода V_n равна 121 в/м, а хода V — 124 в/м, что составляет соответственно 82 и 109% от среднегодового значения. Причину указанных особенностей годового хода следует видеть в климатических особенностях осенних и первых зимних месяцев в районе Ленинграда, отличающихся большой изменчивостью погодных условий: нередко в декабре наблюдаются частые оттепели, а в ноябре иногда отмечаются сильные морозы. Это особенно ясно видно при рассмотрении годового хода за отдельные годы и наиболее отчетливо по данным за все дни, когда наблюдается много промежутков времени с отрицательными значениями градиента. Это можно видеть даже по многолетним данным для Павловска. На рис. 1 для сравнения приведена кривая годового хода V_n для Павловска за 20 лет наблюдений и на ней также можно видеть некоторое замедление в подъеме кривой в декабре—январе. Амплитуда годового хода в Павловске за 20 лет наблюдений составляет 140 в/м или 82% от среднегодового значения.

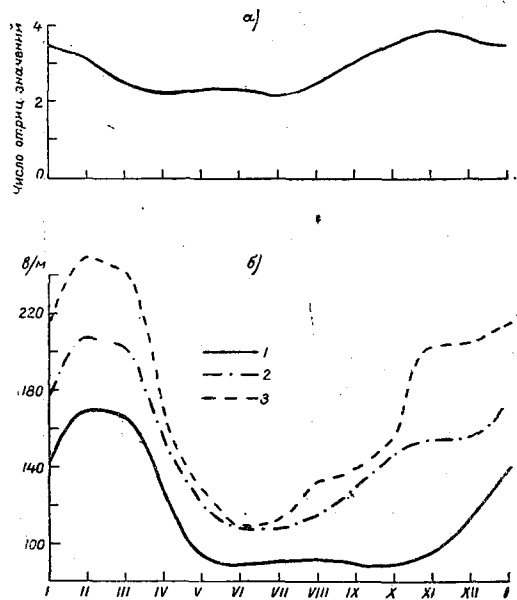


Рис. 1.

а — средний годовой ход повторяемости часов с отрицательным значением V' , б — средний годовой ход градиента потенциала: 1 — все дни, 2 — нормальные дни, 3 — Павловск (нормальные дни).

Переходя к рассмотрению суточного хода градиента потенциала, обратимся к табл. 2 и 3 (см. приложение) и рис. 2. В этих таблицах соответственно приведены среднечасовые значения для каждого месяца, сезона и в среднем за год; при делении на сезоны мы отнесли к зиме декабрь—март, к лету июнь—сентябрь и соответственно к весенним и осенним апрель—май и октябрь—ноябрь. На рис. 2 приведены сглаженные кривые суточного хода.

Из этих данных видно, что среднегодовой суточный ход градиента потенциала как по данным за все дни, так и по данным за нормальные дни, одинаков и имеет характер ясно выраженной двойной волны, так же как и для Павловска, кривая хода значений V_n для которого тоже приведена на рис. 2. Основным минимумом приходится на 4—5 час., а максимум на вечерние часы (20—22 часа). Вторичный максимум и минимум наблюдаются соответственно в предполуденные и ранние послеполуденные часы. Такой характер суточного хода сохраняется и в отдельные сезоны и даже месяцы, причем положение утреннего минимума остается неизменным на протяжении всего года. Этого нельзя сказать о других крайних значениях градиента, которые в течение года значительно изменяют как свое положение, так и глубину. В результате этого форма суточного хода в различные месяцы года значительно изменяется, однако в полном соответствии с общими закономерностями,

установленными для других мест и, в частности, для Павловска [5]. Так, вторичные максимум и минимум особенно резко выражены в летние месяцы, когда послеполуночный минимум по своей глубине превосходит основной утренний.

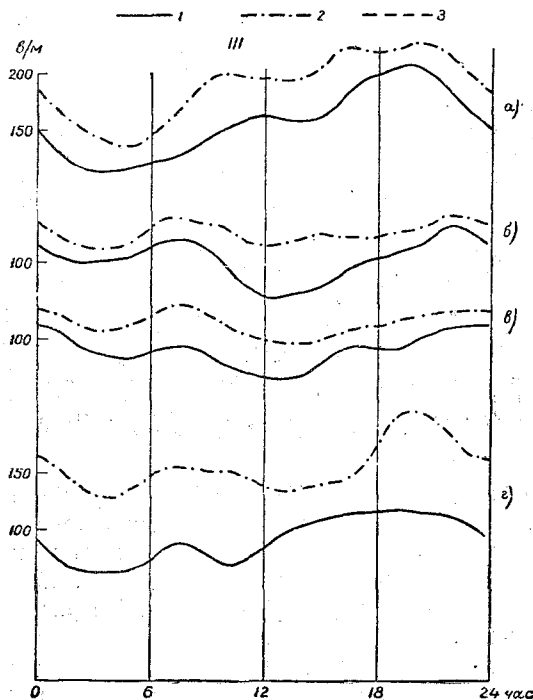
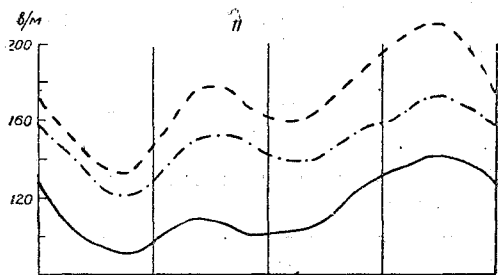
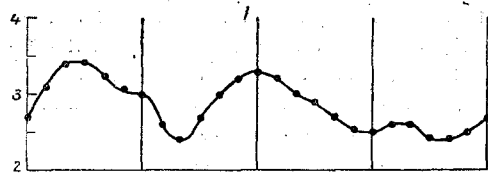


Рис. 2.

I — средний суточный ход повторяемости часов с отрицательным значением V' (по оси ординат отложено число отрицательных значений); II — средний суточный ход градиента потенциала; III — средний суточный ход V' (1948—1949—1950 гг.): 1 — все дни, 2 — нормальные дни, 3 — Павловск (нормальные дни), а — зима, б — весна, в — лето, з — осень.

В зимнее время, наоборот, они выражены слабее и, например, в декабре и январе они настолько слабы, что можно говорить о наличии лишь простой волны в суточном ходе V' в это время года. Малое число нормальных дней и краткость рассматриваемого промежутка времени не дают возможности входить в рассмотрение остальных деталей кривых суточного хода, которые могут быть случайными. Отметим одну деталь, выявляющуюся достаточно отчетливо, — это небольшая депрессия в значениях V' около 18 час. Депрессия просматривается не только в среднегодовой кривой, но также и на сезонных и даже месячных кривых, ее происхождение пока неясно, но она отмечается и в ряде других пунктов. Некоторое расхождение в ходе значений V и V_n естественно объясняется влиянием погодных условий, а отчасти и краткостью использованного для выводов промежутка времени наблюдений.

Для полноты характеристики состояния электрического поля в Воейково приведем в табл. 4 числа, выражающие среднее количество часов для каждого из часовых промежутков времени за месяц и за год, когда наблюдались отрицательные значения градиента. Как видно из этой таблицы (последний столбец табл. 4), общая сумма часов с отрицательными значениями градиента в среднем за год составляет 822,5 часа, т. е. около 9,5% от общего числа часов за год. Наиболее часто отрицательные значения наблюдаются в зимние и осенние месяцы и реже летом и весной; так, среднемесячное число часов с отрицательными значениями оказалось за отдельные периоды следующим:

март — май	49,8 часа
июнь — август	51,3 "
сентябрь — ноябрь	84,0 "
декабрь — февраль	85,7 "

и в среднем за март—август 50,5, а за сентябрь—февраль 84,8. Объяснение этому можно видеть в том, что наиболее частыми причинами отрицательных

значений градиента являются осадки и метели. Грозы и ливни также дают, и притом нередко, весьма высокие отрицательные значения градиента, но последние охватывают обычно небольшие промежутки времени.

В суточном ходе повторяемости отрицательных значений градиента отмечается максимум в ранние утренние, а также в первые послеполуденные часы, а минимум соответственно утром и вечером. Такой же характер хода повторяемости отрицательных значений V' обнаружен и для Павловска [2], а также Иркутска и Свердловска [6]. На рис. 1 и 2 приведены сглаженные кривые годового и суточного ходов повторяемости числа часов с отрицательными значениями V' . Сравнение этих кривых с кривыми годового и суточного ходов показывает, что максимальное число часов с отрицательными значениями приходится в суточном ходе на моменты наименьших значений градиента; в годовом ходе этого не наблюдается и скорее можно говорить о параллельности в изменении рассматриваемых величин.

Подводя кратко итоги изложенному сделаем следующие выводы.

1. В результате 3-летних наблюдений получены данные, характеризующие состояние электрического поля в Воейково.

2. Электрическое поле в Воейково как по своей величине, так и по характеру периодических изменений весьма близко к полю в Павловске, поэтому наблюдения в Воейково в известной мере можно считать непосредственным продолжением наблюдений, проводившихся ранее в Павловске, и использовать их вместе с последними для характеристики электрического поля в районе Ленинграда.

3. Необходимо дальнейшее продолжение этих наблюдений для уточнения полученных общих характеристик, для изучения деталей состояния электрического поля, а также и для сопоставлений с результатами наблюдений над другими характеристиками состояния атмосферы и в особенности с данными наблюдений, проводящихся в настоящее время над изменением напряженности электрического поля с высотой и в облаках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оболенский В. Н. Электрическое состояние нижних слоев атмосферы в ясные дни по наблюдениям в Метеорологической обсерватории в Павловске. Геоф. сборник, т. IV, вып. 2, 1923.
2. Аллик Р. А. и Леушин Н. И. Некоторые выводы из наблюдений над электрическим состоянием атмосферы в Слуцке за 20 лет (1916—1935). Труды ГГО, вып. 30, Атмосферное электричество, 1939.
3. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеониздат, Л.—М., 1949.
4. Тверской П. Н. и Тимофеев М. П. Турбулентность и вертикальный профиль напряженности электрического поля в нижнем слое атмосферы. Изв. АН СССР, серия геофиз. и географ., т. XII, № 5, 1948.
5. Тверской П. Н. Суточный ход напряженности электрического поля над континентами. Изв. АН СССР, серия геофиз. и географ., т. XII, № 6, 1948.
6. Леушин Н. И. Некоторые результаты регистрации напряжения электрического поля в Иркутске. „Метеорологический вестник“, № 7, 1929.
7. Парамонов Н. А. О годовом ходе градиента атмосферного электрического потенциала. Доклады АН СССР, т. LXXI, № 1, 1950.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица 1

Годы	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Среднее за год
Годовой ход значений V													
1948	121	137	179	115	86	63	113	57	68	35	54	90	93
1949	149	187	242	121	118	99	107	101	140	104	102	74	129
1950	202	154	188	82	97	75	81	109	66	118	129	153	121
Среднее	157	159	203	106	100	79	100	89	91	86	95	106	114
Годовой ход значений V_n													
1948	127	195	190	187	109	112	101	135	122	128	175	140	143
1949	190	221	242	117	132	112	120	124	132	159	122	101	147
1950	186	240	238	113	103	107	85	102	114	168	181	208	154
Среднее	168	219	223	139	115	110	102	120	123	152	159	150	148

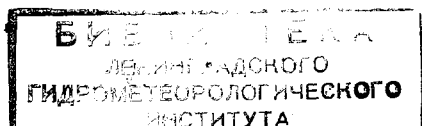


Таблица 2

Месяцы	Часы																				Среднее				
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20		20-21	21-22	22-23	23-24
I	151	135	117	118	93	102	116	102	119	139	150	167	166	161	150	175	177	214	198	216	226	213	196	177	157
II	136	116	84	101	113	123	117	122	122	131	144	171	182	158	165	180	177	198	216	248	253	200	185	176	159
III	201	173	159	157	153	152	166	178	193	220	213	213	218	227	201	205	242	244	252	231	233	228	218	203	203
IV	122	97	102	103	94	92	119	117	107	125	115	76	66	71	71	96	95	113	115	124	118	147	143	116	106
V	116	106	99	102	104	118	110	126	127	103	85	81	61	87	65	62	91	82	88	111	96	122	132	131	100
VI	103	100	78	88	78	78	97	86	91	93	59	75	44	60	62	45	58	73	50	61	82	103	114	113	79
VII	127	118	108	104	107	101	94	97	82	78	80	90	74	55	78	96	129	129	113	91	107	117	112	127	100
VIII	124	117	97	79	73	60	72	96	88	74	80	79	82	85	88	82	89	80	86	91	98	105	106	102	89
IX	102	103	89	90	72	86	82	104	112	102	73	59	62	41	66	85	91	107	107	109	120	105	105	116	91
X	90	64	63	63	68	63	62	105	80	40	45	59	75	83	82	88	92	95	116	125	137	134	123	104	86
XI	87	80	67	63	56	56	79	73	104	105	82	81	97	112	120	134	136	133	116	113	92	100	98	116	95
XII	106	104	100	85	92	91	83	81	96	93	93	93	89	109	96	97	111	128	121	136	145	141	120	123	106
Год	122	109	97	96	92	94	100	107	110	109	102	104	101	104	104	112	124	133	132	138	142	144	138	134	114
Зима (XII, I-III)	149	132	115	115	113	117	120	121	132	146	150	161	164	164	153	164	177	196	197	208	214	198	180	170	156
Весна (IV-V)	119	102	100	102	99	105	114	122	117	114	100	78	64	79	68	79	93	98	102	118	107	134	138	124	103
Лето (VI-IX)	114	110	93	90	82	81	86	96	93	87	73	76	66	60	74	77	92	97	89	88	102	108	109	114	90
Осень (X-XI)	88	72	65	63	62	60	70	89	92	72	64	70	86	98	101	111	114	114	116	119	114	117	110	110	91

Таблица 3

Число нормальных дней	Месяцы	Часы																							Среднее	
		0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	21-22	22-23		23-24
11	I	161	175	166	158	137	111	120	139	145	157	171	197	199	194	174	199	188	194	177	176	192	171	150	157	168
11	II	229	198	168	164	154	165	170	191	205	244	247	241	241	214	223	227	256	247	251	260	265	236	236	223	219
18	III	211	182	167	158	150	146	170	201	228	251	262	227	215	217	213	228	257	264	255	260	300	308	264	221	223
14	IV	162	147	132	123	116	120	140	143	138	142	136	122	120	123	134	145	139	137	135	134	160	165	167	155	139
23	V	109	104	96	100	104	112	131	141	134	128	127	116	108	111	105	117	108	108	114	114	102	107	127	127	115
10	VI	128	128	120	111	126	116	114	140	121	103	101	92	93	98	88	87	106	108	113	123	104	111	112	115	110
24	VII	116	112	104	96	98	106	103	102	106	104	104	104	108	94	92	91	97	99	102	96	95	107	107	106	102
16	VIII	159	129	118	108	109	123	137	153	147	131	114	105	95	101	101	106	107	102	108	108	115	132	130	144	120
11	IX	110	122	111	105	91	105	110	132	142	155	138	109	98	102	101	106	120	130	122	138	170	147	150	139	123
10	X	127	122	113	104	122	125	127	141	156	154	183	155	151	144	139	147	166	164	171	199	196	200	186	148	152
5	XI	214	186	179	145	130	142	171	170	161	142	128	136	130	115	134	133	121	124	168	224	268	207	178	171	159
6	XII	147	121	198	109	94	115	115	114	126	140	130	120	133	159	155	169	207	193	186	187	171	167	208	189	150
	Год	156	144	132	123	119	124	134	147	151	154	153	144	141	139	138	146	156	156	158	168	173	174	168	158	148
46	Зима (XII, I-III)	187	169	152	147	134	134	144	161	176	198	202	196	197	196	191	206	227	224	217	221	232	228	214	197	190
37	Весна (IV-V)	136	126	114	112	110	116	136	142	156	135	132	119	114	117	120	131	124	122	124	124	131	136	147	141	127
61	Лето (VI-IX)	128	123	113	105	106	112	116	132	129	123	114	102	98	99	96	98	108	110	111	116	121	124	125	126	114
15	Осень (X-XI)	170	154	146	124	126	134	149	156	158	148	156	146	140	130	136	140	144	144	170	212	202	204	182	160	155

Таблица 4

Месяцы	Часы												Среднее													
	0-1	1-2	2-3	3-4	4-5	5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	10-11	11-12	12-13	13-14	14-15	15-16	16-17	17-18	18-19	19-20	20-21	21-22	22-23	23-24	Сумма	Среднее
	I	4,0	4,3	6,3	5,3	4,7	3,7	3,0	2,7	2,7	2,7	1,7	1,7	1,7	3,0	2,7	2,3	3,7	3,7	2,7	2,0	2,0	2,0	2,3	3,3	75,5
II	3,7	4,0	6,3	5,3	4,0	3,7	4,0	4,3	5,0	5,0	4,3	3,3	3,3	4,0	3,0	2,7	2,7	2,7	2,7	3,7	3,7	2,7	4,3	4,3	94,0	3,9
III	1,0	3,0	2,0	2,7	1,7	1,0	1,0	1,3	1,0	1,3	1,7	2,0	1,3	1,0	1,0	2,3	2,3	1,3	2,3	1,7	1,7	2,0	1,7	1,7	39,3	1,6
IV	3,3	3,7	3,3	2,3	2,0	2,3	3,3	2,3	1,7	1,7	3,0	3,0	4,0	3,7	4,3	4,0	2,7	1,7	2,3	2,7	2,7	1,3	2,3	2,3	64,2	2,7
V	1,0	0,7	2,0	1,3	0,7	0,3	1,7	2,0	0,7	2,0	2,3	2,7	3,3	4,7	4,3	3,3	3,3	2,0	2,0	2,7	2,7	1,0	0,3	0,3	45,9	1,9
VI	1,3	1,3	1,3	3,3	2,7	2,3	2,7	3,3	1,0	1,0	2,7	3,3	5,3	3,7	3,3	4,3	3,3	1,3	5,0	3,7	3,7	2,0	2,0	0,7	66,1	2,8
VII	1,3	1,3	1,7	1,3	1,7	1,7	1,7	2,0	1,3	2,0	2,3	2,3	3,0	4,0	1,7	1,7	2,0	1,3	0,7	1,3	1,3	1,0	1,0	0,7	40,7	1,7
VIII	1,3	2,0	3,0	3,3	4,7	4,3	5,3	3,7	2,0	3,3	3,0	3,3	2,0	1,0	1,0	1,0	1,3	1,3	1,3	1,7	1,7	1,7	1,7	2,7	57,2	2,4
IX	3,7	4,0	3,7	2,7	3,3	2,7	4,7	3,0	1,3	3,0	3,0	4,3	3,0	5,0	4,7	3,7	3,7	2,3	1,3	2,0	2,0	4,0	3,0	3,7	78,1	3,3
X	3,3	4,0	3,3	3,0	2,3	5,3	4,3	3,0	1,7	4,0	4,3	4,3	2,7	3,0	2,3	3,7	3,7	3,3	3,3	3,3	3,3	2,3	2,3	2,3	78,3	3,3
XI	5,3	4,0	6,0	5,0	6,3	6,0	3,7	3,0	2,7	4,3	4,3	3,3	3,7	3,0	3,3	3,3	2,7	3,3	4,0	3,7	3,7	4,0	4,0	3,0	95,5	4,0
XII	4,0	3,7	3,7	5,0	4,7	3,3	3,3	2,0	2,7	2,7	4,0	4,0	6,0	3,3	3,7	3,0	4,0	3,7	3,3	3,0	3,0	3,3	4,0	3,0	87,7	3,7
Год	2,8	3,0	3,6	3,4	3,2	3,0	3,2	2,7	2,0	2,8	3,1	3,2	3,3	3,3	2,9	2,9	2,9	2,2	2,6	2,6	2,6	2,3	2,4	2,3	68,4	2,9

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ РЕЖИМ ВЫСОКИХ СЛОЕВ АТМОСФЕРЫ ПО ИОНОСФЕРНЫМ ДАННЫМ

Непосредственное изучение высоких слоев земной атмосферы до недавнего времени ограничивалось высотой примерно в 40 км. Более высокие области изучались лишь косвенными методами: оптическим, акустическим, радиофизическим и т. д.

Среди этих косвенных методов следует особо отметить метод зондирования высоких слоев радиоволнами, который позволяет получить данные, характеризующие многие физические параметры высоких слоев атмосферы. Метод зондирования радиоволнами обладает рядом преимуществ по сравнению с другими косвенными методами. Эти преимущества делают его одним из основных активных методов изучения высоких слоев атмосферы. Его применение не может быть ограничено временем суток или сезона, а также географическим положением точки наблюдения. Наблюдения могут производиться в любое время и в любом месте по выбору экспериментатора. Кроме того, для высот порядка 200 км и выше это почти единственный метод исследования высоких слоев атмосферы.

В данной статье мы рассмотрим вопрос о возможности определения этим методом температуры высоких слоев атмосферы.

Все разнообразные методы исследования температуры высоких слоев атмосферы при помощи распространения радиоволн можно разделить на три основные группы.

1) Определяется высота однородной атмосферы H по полутолщине слоя или каким-либо иным способом; затем по значению H вычисляется температура из выражения

$$H = \frac{RT}{mg}, \quad (1)$$

где R — газовая постоянная,
 T — абсолютная температура,
 m — молекулярный вес,
 g — ускорение силы тяжести.

2) Температура в ионизированном слое определяется по частоте столкновений электронов с нейтральными частицами газа или с ионами.

3) Определяется значение эффективного коэффициента рекомбинации, который является функцией от температуры, и по нему рассчитывается температура в ионизированном слое.

Основным недостатком метода определения температуры по высоте однородной атмосферы является то, что неизвестен состав атмосферы на больших высотах, а следовательно и молекулярный вес воздуха на этих высотах, знание которого необходимо для нахождения температуры из выражения (1). Поэтому значение температуры будет в большой степени зависеть от того, какой состав воздуха в верхних слоях атмосферы, где наблюдается ионизация, мы примем за наиболее вероятный. Определение температуры в ионосфере по частоте столкновений электронов с частицами газа имеет большие перспективы, но в настоящее время этот метод еще недостаточно разработан.

Метод определения температуры высоких слоев атмосферы по эффективному коэффициенту рекомбинации, по мнению ряда авторов, дает большие возможности [1, 2]. При его применении нет необходимости задаваться составом воздуха в высоких слоях атмосферы; сравнительно легко может быть найден суточный или сезонный ход температуры в ионизированном слое. Используя обычные ионосферные данные, публикуемые в литературе, можно построить распределение температуры в ионосфере по земному шару; представляется возможным определять температуру в различных ионизированных областях, т. е. на разных высотах.

Нами за основной метод определения температуры высоких слоев атмосферы с помощью зондирования радиоволнами и был принят метод ее определения по коэффициенту рекомбинации.

Метод определения коэффициента рекомбинации

При определении эффективного коэффициента рекомбинации за исходное выражение принимается ионизационно-рекомбинационное уравнение [3—5], которое при ряде упрощающих предположений для ионосферы приводится к виду

$$\frac{dN}{dt} = I - \alpha N^2, \quad (2)$$

где I — интенсивность образования электронов,
 α — эффективный коэффициент рекомбинации,
 N — электронная концентрация.

Следует отметить, что уравнение описывает лишь процесс взаимодействия между электронами, ионами и нейтральными частицами газа. Оно не учитывает диффузию заряженных частиц, адвекцию, тепловое расширение слоя и другие процессы, изменяющие электронную концентрацию.

Поэтому в некоторых случаях, как например в слое F_2 , особенно в летний день, когда тепловое расширение может иметь место, уравнение (2) уже не описывает с достаточным приближением процессы, происходящие в ионизированном слое. В этом конкретном случае уравнение (2) приобретает вид

$$\frac{dN}{dt} = I - \alpha N^2 - \frac{N}{T} \frac{dT}{dt}, \quad (3)$$

где T — температура.

Однако во многих случаях (слой E , слой F_1 и слой F_2 в зимнюю половину года) уравнение (2) может быть применено для определения α с достаточной степенью точности.

Метод определения эффективного коэффициента рекомбинации состоит в следующем: критические частоты обыкновенной компоненты, полученные при зондировании ионосферы радиоволнами, пересчитываются на эквивалентную электронную концентрацию по общепринятому соотношению

$$N = 1,84 \cdot 10^4 f_{кр}^2, \quad (4)$$

где N — эквивалентная электронная концентрация,

$f_{кр}$ — критическая частота в мегациклах.

Имея эти данные, мы строим график суточного хода эквивалентной электронной концентрации, из которого можно найти средние в часовом интервале значения N и $\frac{\Delta N}{\Delta t}$. После этого для симметричных относительно местного полдня точек на кривой суточного хода ионизации составлялись уравнения вида (2).

Эти уравнения можно попарно решить относительно α , полагая, что для этих точек интенсивности ионообразования I и коэффициенты рекомбинации α будут равны [7].

Следует отметить, что при определении α из графика суточного хода ионизации необходимо вводить поправку на истинное солнечное время, так как в публикуемых таблицах ионосферных данных дается обычно поясное время.

Такой метод определения коэффициента рекомбинации пригоден лишь для слоя E и с некоторым приближением для слоя F в зимнее время.

Для ночных условий, когда $I=0$, уравнение (2) переписывается так:

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N^2. \quad (5)$$

Из этого уравнения и определяется непосредственно α .

Таким образом, представляется возможным из суточного хода кривой ионизации определять значения эффективного коэффициента рекомбинации для различных часов суток.

Определение температуры по коэффициенту рекомбинации

Известно, что α практически не зависит от электронной или ионной концентрации (см., например, [3—5, 8]).

В пределах одного слоя можно положить, что α не зависит также от давления [8]. Что касается зависимости α от температуры, то такая зависимость была неоднократно установлена.

Здесь нами принята зависимость, установленная Томсоном [9] для объемной рекомбинации при малых давлениях. Эта зависимость имеет вид

$$\alpha = CT^{-\eta}, \quad (6)$$

где C и η — постоянные.

Для условий, существующих в ионосфере, если изменением давления в течение суток в ионосферном слое пренебречь, зависимость эффективного коэффициента рекомбинации от температуры, как это следует из уравнения (6), может быть выражена следующим равенством:

$$T = T_0 \sqrt[\eta]{\frac{\alpha_0}{\alpha}}, \quad (7)$$

где α_0 — коэффициент рекомбинации,

T_0 — абсолютная температура при начальных условиях.

Из теории объемной рекомбинации [9] следует, что коэффициент рекомбинации между электронами и положительными ионами при достаточно низких давлениях будет примерно обратно пропорционален третьей степени абсолютной температуры, т. е. η в этом случае будет близко к трем.

Следовательно, если в ионизированном слое пропадание электронов происходит преимущественно за счет их рекомбинации с положительными ионами, то для определения температуры из выражения (7) может быть использовано значение η , близкое к трем. В действительности же мы имеем дело с так называемым эффективным коэффициентом рекомбинации, который включает и другие возможные механизмы пропадания электронов в слое, не являющиеся, однако, главенствующими, поэтому принятое значение η , равное трем, следует рассматривать лишь как первое, грубое приближение к решению задачи.

Выбор значения T_0 и α_0

При использовании для вычислений температуры формулы (7) следует выбрать значения α_0 и T_0 . Нами за T_0 для слоя E принимается значение температуры, полученное Вегардом и Тонсбергом [10] и Вегардом [11] из спектроскопического изучения полярных сияний в Тромсе (Норвегия). Это значение T_0 близко к 230°K . Независимо от выбора значения $T_0 = 230^\circ \text{K}$ по наблюдениям в Тромсе мы также использовали значение T_0 , полученное посредством изучения высоких слоев, проводимого за последние годы с помощью реактивных снарядов в Нью-Мексико.

За T_0 нами принято значение температуры для высоты слоя E , которое в полуденные часы составляет примерно 330°K [13].

За T_0 для слоя F нами принимается температура, полученная И. А. Хвостиковым [6] из сумеречных наблюдений на Абастуманской астрофизической обсерватории в течение 1942—1945 гг. и равная примерно 750°K . Можно добавить, что к этому значению T_0 близко значение температуры, полученное на основании изучения спектра свечения ночного неба.

Согласно равенству (7) для оценки значения температуры T ионосферы по коэффициенту рекомбинации α должно быть выбрано для заданного T_0 соответствующее значение α_0 . Например, если T_0 определено из спектра полярных сияний, то α_0 должно находиться по ночным значениям критических частот слоя E по ионосферным данным станций, расположенных на тех же широтах. Однако ночные значения критических частот слоя E для высокоширотных станций в литературе отсутствуют. Можно было бы принять для α_0 значения α , определяемые для первых утренних часов. Однако у нас нет полной уверенности в том, что ночная температура в слое E не имеет, например, сезонного хода. Разбивая условно год на зимний и летний сезоны, для первого принимаем в качестве α_0 первое утреннее значение α и связываем его с $T_0 = 230^\circ \text{K}$; для второго — в качестве α_0 принимаем значение $\alpha = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек.}$, полученное для часов, близких к полуденным, по материалам станции Вайт-Санд (Нью-Мексико) и связываем его с $T_0 = 330^\circ \text{K}$.

Для зимнего сезона также проводятся вычисления температур с $\alpha_0 = 5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек.}$ и $T_0 = 330^\circ \text{K}$, которые затем сравниваются с температурами, полученными при α_0 , равном первому утреннему значению α , и с $T_0 = 230^\circ \text{K}$. Для слоя F за α_0 нами принимается средняя ночная величина эффективного коэффициента рекомбинации в слое F для Средней Азии за март и апрель, близкое по своей величине к значению $5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек.}$ Можно предполагать, что это значение будет средним между зимним и летним ночными значениями при наличии сезонного хода. Следует отметить, что оно близко к предрассветным значениям α для пунктов, расположенных в средних широтах в годы с минимальной солнечной активностью.

Вычисление температуры

Необходимо заметить, что в условиях большого разрежения, т. е. в условиях ионосферы, определяя температуру, мы имеем дело с температурой, соответствующей уравнению

$$\overline{W} = \frac{3}{2} kT = \frac{m}{2} \overline{v}^2,$$

где \overline{W} — среднее значение кинетической энергии частицы, \overline{v} — средняя эффективная скорость газовых частиц.

При вычислении температуры изложенным выше методом нами использованы ионосферные данные, опубликованные в различное время в литературе [14—15].

Для нахождения электронной плотности во всех вычислениях употреблялись осредненные за месяц по часам суток критические частоты. Ниже мы приводим основные полученные нами результаты.

На рис. 1 представлены суточные изменения температуры в слое E в различных пунктах и в разное время. За T_0 принимались значения $T = 230^\circ \text{K}$ (левая половина рисунка только для зимнего сезона) и 330°K (правая половина рисунка для зимнего и летнего сезонов).

Если T_0 принималось равным 230°K , то за α_0 принимались первые утренние значения α , если же T_0 принималось равным 330°K , то α_0 было принято равным $5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек.}$

На рис. 1а, б, в, г изображен суточный ход температуры в слое E в Ватероу в 1942 г. для июля, сентября, ноября и декабря соответственно; на рис. 1д — суточный ход температуры в слое E для Оттавы в январе 1947 г.; на рис. 1е, ж, з — для Ватероу и Фербенкса в январе 1947 г., на рис. 1и — для Вайт-Санда (Нью-

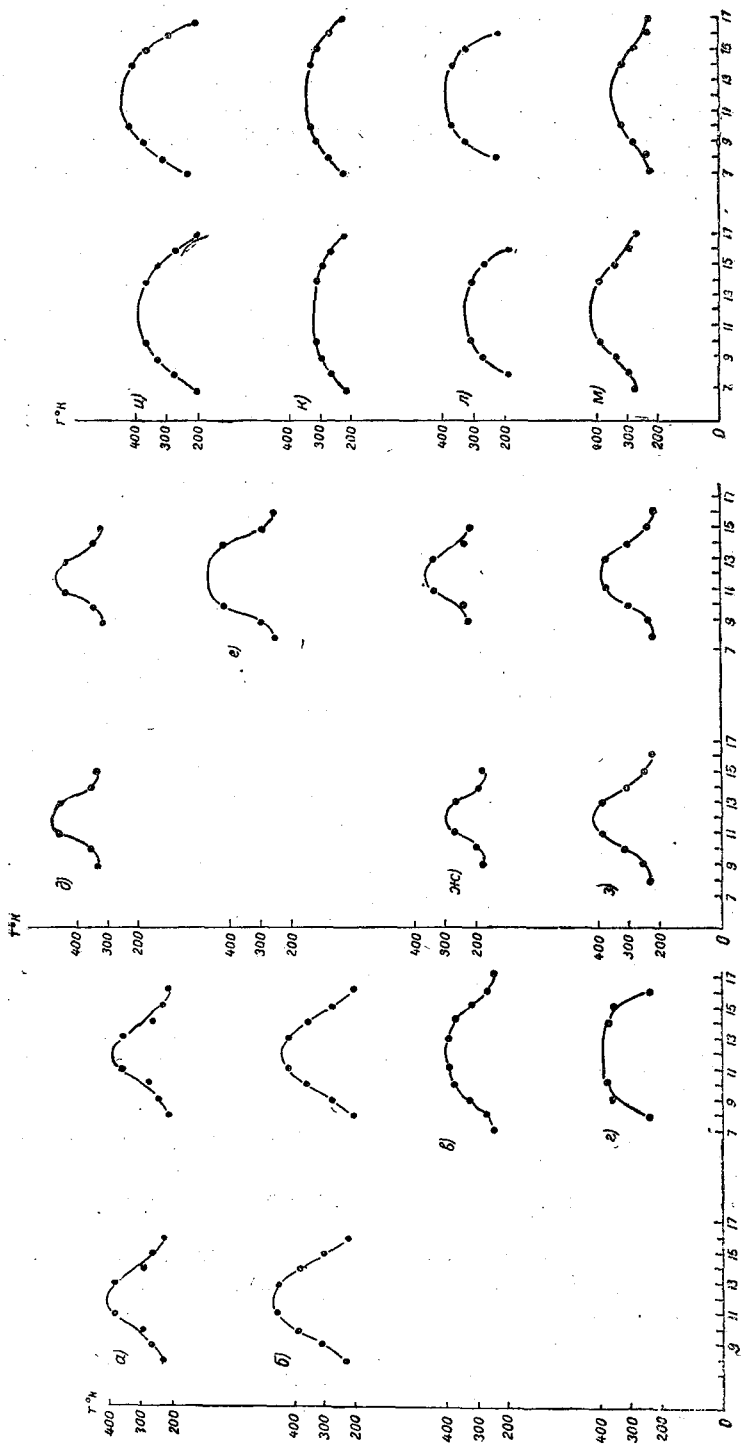


Рис. 1.

Мексико) в марте 1947 г.; на рис. 1к — для Ватероу в июне 1938 г.; на рис. 1л — для Луизианы в декабре 1946 г.; на рис. 1м — для Тринидада в январе 1947 г.

Как следует из рассмотрения рисунка, суточный ход температуры в слое *E* во всех случаях выражен очень четко.

Наибольших значений температура достигает в полуденные часы, наименьших — в утренние и вечерние часы. Температура в течение дня может изменяться от утренних до полуденных значений в отдельных случаях на 200°.

На рис. 2 представлены значения температур на разных широтах в слое *E* в январе 1947 г.

Из рассмотрения рисунка следует, что температура в слое *E* в южных широтах выше, чем в северных. В южном полушарии в это время года температура в слое *E* выше, чем в северном. На разных широтах значения температуры меняются от 200 до 400° К. Следует заметить, что указанные значения температур относятся к 8—10 час. Полуденные значения могут быть несколько выше.

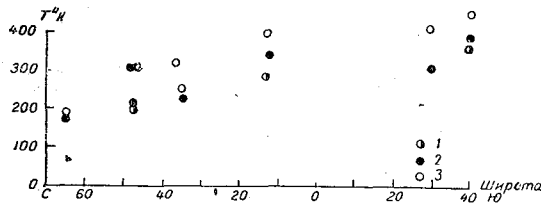


Рис. 2.

Значения α : 1 — для 8 час., 2 — для 9 час., 3 — для 10 час.

правая — соответственно в 10 и 14 час. Из рисунка видно, что сезонность хода температуры выражена очень четко. Колебания температуры в сезонном ходе могут достигать 100—150°. При вычислении этих значений температур мы полагали $\alpha = 5 \cdot 10^{-9}$ см²/сек. и $T_0 = 330^\circ$ К. Что касается анализа температурных изменений в слое *F*, то здесь встречаемся с рядом трудностей в определении суточного хода α , обсуждение которых здесь опускаем.

Для установления сезонных и вековых изменений температуры в слое *F* пользуемся предрасветными значениями α .

В этом случае ионизационно-рекомбинационное уравнение (2) принимает вид равенства (5), которое после интегрирования дает

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

т. е. для двух последовательных моментов времени t_1 и t_2 — ионизация изменяется следующим образом:

$$\frac{1}{N_2} - \frac{1}{N_1} = \alpha(t_2 - t_1).$$

Иначе говоря, должен наблюдаться линейный закон изменения $\frac{1}{N}$. Откладывая по одной оси значения $\frac{1}{N}$, а по другой время t , получим по экспериментальным данным ряд точек, которые для предрасветных часов обычно достаточно хорошо ложатся на прямую. По наклону этой прямой и находится значение α .

Очевидно, что таким образом по определяемым из измерений величинам $\frac{1}{N}$ в каждом отдельном случае можно установить, насколько процесс ионизации в слое *F* в ночное время описывается уравнением (5), т. е. насколько хорошо этот слой аппроксимируется простым слоем.

На рис. 4 представлен сезонный ход температуры в предрасветные часы в слое *F* по ионосферным данным станции Ватероу за 1944 г.

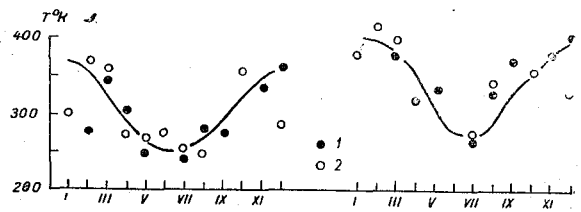


Рис. 3.

Значения T : 1 — для 1942 г., 2 — для 1944 г.

Как следует из рассмотрения рисунка, предрассветные значения температуры в слое F не остаются постоянными, а меняются от месяца к месяцу. Наименьших значений температура достигает в мае—июле, т. е. для Ватероу в зимние месяцы. В летние месяцы (декабрь—февраль) температура в слое F выше, чем в зимние, и наибольших значений она достигает в марте и сентябре. Как известно, в эти же месяцы критические частоты, а следовательно, и электронная концентрация также достигает максимальных значений в годовом ходе.

Из приведенных данных следует, что сезонные колебания предрассветных значений температуры могут достигать величины порядка 300° .

На рис. 5 представлен вековой ход температуры в слое F . По оси ординат отложены значения температуры в абсолютной шкале, а по оси абсцисс— относительное число солнечных пятен.

Расчеты производились по материалам ионосферной станции Ватероу за 1938—1947 гг.

Из рис. 5 можно видеть, что с возрастанием солнечной активности предрассветные значения температуры в слое несколько возрастают. Причем в годы максимальной солнечной активности температура может быть примерно на 150° выше, чем в годы минимальной солнечной деятельности.

Следует отметить, что температура в слое E с увеличением солнечной активности также несколько возрастает.

Приведем некоторые данные по температуре в слое F в течение ночи.

В литературе иногда высказывалось предположение, что наблюдаемое в зимнее время, вскоре после полуночи, увеличение электрической концентрации может происходить вследствие сжатия ионизированного слоя при его охлаждении.

Ионизационно-рекомбинационное уравнение с учетом температурных изменений в этом случае принимает вид

$$\frac{dN}{dt} = -\alpha N^2 - \frac{N}{T} \frac{dT}{dt} \quad (8)$$

Полагая в первом приближении, что электронная температура близка к молекулярной температуре и исходя из теории объемной рекомбинации при низких давлениях, можно принять, что

$$\alpha = \frac{\alpha_1}{T^3}, \quad (9)$$

где α_1 — значение α при $t = t_1$. Совместное решение уравнения (8) и (9) относительно T дает

$$T = T_1 \left(1 - \frac{3\alpha_1}{N_1} \int_{t_1}^t N^4 dt \right)^{\frac{1}{3}} \frac{N_1}{N}, \quad (10)$$

где начальные значения переменных обозначаются индексом 1.

Не останавливаясь на методике приближенного решения этого уравнения, которую можно найти в работе [12], отметим, что вычисления, сделанные по данным ионосферной станции Вайт-Санд (Нью-Мексико) за январь 1944 г., показали, что в рассматриваемом пункте температура в течение зимней ночи уменьшилась на $15-20\%$. Аналогичные вычисления для Ватероу приводят к тем же результатам.

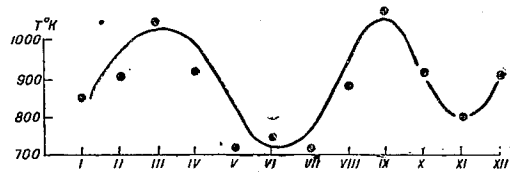


Рис. 4.

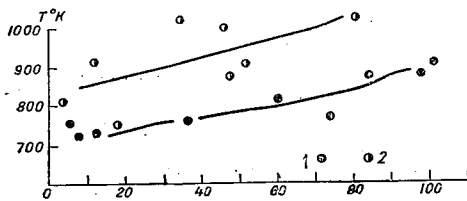


Рис. 5.

Предрассветные значения температур в слое F за 1938—1947 гг.: 1 — в январе, 2 — в феврале.

ВЫВОДЫ

1. Температура в ионосфере различна в различных пунктах земного шара и меняется в течение суток, сезона и от года к году.
 2. Суточный ход температуры в слое E выражен очень четко. Он имеет одинаковый характер в различных пунктах и в разное время.
 3. В слое E достаточно четко выявляются сезонный и широтной ходы значений температуры.
 4. Наблюдается сезонный ход предрассветных значений температуры в слое F .
 5. Как в слое E , так и в слое F можно заметить вековой ход значений температур.
- Годам с большей солнечной активностью соответствуют более высокие температуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн в ионосфере. ГИТТЛ, 1947.
2. Альперт Я. Л. и Айнберг А. А. К вопросу о коэффициенте рекомбинации ионосферы и об определении его величины во время предстоящего солнечного затмения в Бразилии 20 мая 1947 г. Изв. АН СССР, т. XI, № 2, 1947.
3. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. ГИТТЛ, 1947.
4. Леб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. ГИТТЛ, 1950.
5. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеиздат, 1949.
6. Хвостиков И. А. Свечение ночного неба. Изд. АН СССР, 1948.
7. Appleton E. V. Regularities and Irregularities in the Ionosphere. Proc. Roy. Soc. (A), 62, 451, 1937.
8. Seaton J. L. Rate of electron-production in the Ionosphere Phys. Rev., 72, 712, 1947.
9. Thomson J. J. and Thomson G. P. Conduction of electricity through gases, 1928.
10. Vegard and Tonsberg. The temperature of the auroral region determined from band spectra. Geophys. Publ., XII, № 3, Oslo 1938.
11. Vegard. Nouveaux resultats importants dans l'etude du spectre des aurores boreales et la physique de l'ionosphere. An. de geophys. 6, 157, 1950.
12. Ionezawa T. The Recombination coefficient and the temperature variation in the upper atmosphere at night. Rep. Ionosph. Res. in Japan, 4, 79, 1950.
13. Newell H. E. A review of upper atmosphere research from rockets. Transact. Amer. Geophys. Un., 31, 25, 1950.
14. Ionospher. Date. Contr. Rad. Prop. Laboratory Nat. Bur. Stand., 1946—1947.
15. Berkner L. V. and Wells H. W. Ionospheric Research of Watheroo Observatory, Western Australia, June 1938, June 1946. Washington 1948.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ОТРАЖЕНИЕ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ

Нормальный эффект Зеемана просто и ясно объясняется условиями движения электрона в магнитном поле. Спектральная линия частоты ω_0 в магнитном поле расщепляется и появляются добавочные линии с частотами ω , определяемыми уравнением (1)

$$\omega^2 \pm \omega_H \omega - \omega_0^2 = 0, \quad (1)$$

где ω_H — жиромагнитная частота электрона, равная $\frac{eH}{mc} \simeq 17,6 \cdot 10^6 H$ (напряженность магнитного поля H берется в гауссах). Из уравнения (1) следует, переходя к частоте f в герцах ($\omega = 2\pi f$) и отбрасывая отрицательные корни:

$$f_{X, Z} = \frac{1}{2} (\pm f_H + \sqrt{4f_0^2 + f_H^2}), \quad (2)$$

или

$$f_X = f_0 + \frac{1}{2} f_H + \delta f, \quad f_Z = f_0 - \frac{1}{2} f_H + \delta f.$$

Величина δf характеризует асимметрию триплета (f_X, f_0, f_Z); в оптической области асимметрия очень мала. Заменяя частоты f соответствующими длинами волн λ , имеем

$$\frac{1}{2} (\lambda_Z - \lambda_X) = \frac{\lambda_0^2}{2\lambda_H}, \quad \delta\lambda \approx \frac{1}{8} \frac{\lambda_0^3}{\lambda_H^2}.$$

Так, для $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ в очень сильном магнитном поле (100 000 гс) $\delta\lambda \approx 0,0002 \text{ \AA}$, что лежит далеко за пределами точности наблюдений и в тысячи раз меньше расстояния между компонентами ($1,6 \text{ \AA}$). Для радиоволн, если f_0 — критическая частота обыкновенного луча, формула (2) дает значения критических частот необыкновенных лучей f_X и f_Z . В некотором участке радиочастот величина δf становится вполне ощутимой, как видно из следующей таблички (f_H взято равным 1,5 мгц):

f_0 (мгц)	2	4	6	8	10	20
δf (мгц)	0,14	0,07	0,05	0,04	0,03	0,01

Рассматривая движения электрона, легко видеть, что характер эффекта Зеемана изменяется в зависимости от угла θ между направлением световых лучей и направлением магнитного поля. В условиях эксперимента обычно ограничиваются углами: $\theta = 90^\circ$ (поперечный эффект, наблюдается триплет) и $\theta = 0^\circ$ (продольный эффект, средняя компонента отсутствует, наблюдается дублет). Открытие Хэлом зеемановского расщепления линий в спектре солнца дало толчок к изучению общего случая для любого угла θ , в результате чего в 1909 г. появилась работа Лоренца [2]. Лоренц показывает, что при наклонном падении лучей по отношению к направлению

магнитного поля характер эффекта Зеемана определяется некоторой величиной q , причем

$$q = \frac{v \sin^2 \theta}{g \cos \theta} \quad (3)$$

Здесь $v = \frac{\omega_H}{2}$, g — мера ширины линии, зависящая, очевидно, от частоты столкновений. При $q < 1$ тип расщепления соответствует продольному эффекту Зеемана, при $q > 1$ тип расщепления соответствует поперечному эффекту. Угол θ , при котором $q = 1$, определяет границу между продольным и поперечным эффектом. Опыты по экспериментальному определению угла были сделаны Зееманом и Винавером [3].

В задаче об отражении радиоволн аналогичное условие (интенсивность обыкновенного луча, т. е. средней компоненты) определяет возможность (или невозможность) получения компоненты f_Z при данных обстоятельствах. Компонента f_X , как известно, наблюдается регулярно в слое F . Компонента f_Z отражается на более высоком уровне, чем компонента f_0 , поэтому ряд исследователей считали невозможным ее наблюдение. Это заключение опровергается фактическими данными: еще в 1933—1936 гг. были описаны случаи тройного расщепления отражений; правда, не все данные этого периода достаточно надежны. Так, например, нельзя полностью доверять результатам Д. Банзала [4], который проводил наблюдения в 1934—1935 гг. в Аллахабаде (Индия) близко к магнитному экватору. В Аллахабаде проводилась регистрация отражений на фиксированной частоте, не допускающая уверенной интерпретации. Последующие наблюдения, проведенные в ряде пунктов с более современной аппаратурой, доказали определенно возможность регистрации отражений компоненты f_Z при подходящих условиях: Томск [5], Тикси [6]), Гобарт (Тасмания) [7], порт Черчилл (Канада) [8], Коллидж (Аляска) [9], Брисбен (Австралия) [10] и др. Попутно с этим появился ряд теоретических работ. Индусы Саха и Банерджи [11] прямо говорят о запутанности вопроса и в результате математического анализа задачи приходят к выводу о существовании независимой компоненты f_Z (1945 г.). Несколько раньше (в 1943 г.) эту задачу исследовал В. Л. Гинзбург; полученные им результаты воспроизведены в его книге [12]. По В. Л. Гинзбургу, вероятность появления компоненты f_Z определяется, в основном, углом θ и вертикальным градиентом электронной концентрации $\gamma = \frac{dN}{dZ}$

в некоторой точке. Интенсивность компоненты f_Z очень быстро падает (практически до нулевых значений) при увеличении угла θ и уменьшении градиента γ ; величина $\frac{\sin^2 \theta}{\gamma}$ должна быть не больше 0,1 (при довольно низкой частоте ~ 3 мГц; повышение частоты также сильно уменьшает область наблюдений). Отсюда следует, что более или менее регулярные тройные отражения должны наблюдаться только в области, где угол θ не превосходит примерно 5° (не следует путать угол θ с градусным расстоянием от магнитного полюса, как это делается иногда в [12]).

В своих расчетах Гинзбург пренебрегает влиянием столкновений (частота столкновений принята равной нулю), что существенно ограничивает возможности применения результатов. Заметим чисто формальный факт, что точка перевала, использованная при вычислении основного интеграла, может быть записана равенством

$$V_0 = 1 + \frac{iv_{кр}}{\omega};$$

где $v_{кр}$ — критическая частота столкновений. Предельный случай очень больших градиентов (двухслойная среда, $\gamma = \infty$) был исследован М. Б. Виноградовой методом вычисления вектора Умова — Пойнтинга [13]. Область наблюдений компоненты f_Z в этом случае увеличивается.

В 1950 г. появилась работа О. Ридбека, исследовавшего условия наблюдения компоненты f_Z с учетом частоты столкновений [14]. Ридбек показывает, что коэф-

коэффициент пропускания T , определяющий возможную интенсивность компоненты f_z , имеет порядок единицы при $\nu \gg \nu_{кр}$ и очень быстро убывает при $\nu < \nu_{кр}$, где

$$\nu_{кр} = \frac{\omega_H \sin^2 \theta}{2 \cos \theta} \quad (4)$$

Фактически результат О. Ридбека полностью совпадает с результатом Х. Лоренца, полученном в 1909 г. [2] при исследовании нормального эффекта Зеемана, о котором мы говорили выше. Используя карты горизонтальной составляющей магнитного поля H и магнитного наклона J , данные в учебнике В. Н. Оболенского [15], можно построить карту распределения значений $\nu_{кр}$ (рис. 1). Значения $\nu_{кр}$ даны для поверхности земли; для других высот легко вычислить соответствующие поправки, которые обычно не имеют существенного значения. Области, где возможно наблюдение компоненты f_z в слое E , на рис. 1 заштрихованы (считая, что в слое E частота столкновений может достигать $5 \cdot 10^5$ сек.⁻¹). Следует подчеркнуть, что наличие отражений, соответствующих отдельным компонентам, в сильной мере зависит от общего поглощения. Для слоя F условие $\nu \sim \nu_{кр}$ мало благоприятно, требуя очень малых углов θ ; Ридбек считает, что случаи наблюдения компоненты f_z в слое F связаны с малым поглощением при сравнительно невысоком ν . Практически результаты наблюдения должны сильно зависеть также от поглощения в слое D . Заметим, что теория при $\nu = \nu_{кр}$ в некоторых точках дает весьма большие значения коэффициента поглощения, повидимому, не характерные для реальных условий. Как известно, при $\nu = \nu_{кр}$ и $f_0 = f$ коэффициенты преломления $n_{1,2}$ и поглощения $k_{1,2}$ обыкновенной и необыкновенной волны совпадают ($n_1 = n_2, k_1 = k_2$). Рассмотрим ход n и k при этих условиях в зависимости от $J = 90 - \theta$ и $u = \left(\frac{f_H}{f}\right)^2$, тогда

$$(n - ik)^2 = \frac{1}{1 + iB}, \quad (5)$$

$$B^2 = \frac{1}{u \cos^2 \alpha \left(\frac{1}{2} \operatorname{tg}^2 \alpha + 1\right)^2}, \quad A = \frac{1}{1 + B^2},$$

$$n = \sqrt{\frac{A + \sqrt{A}}{2}}, \quad k = \sqrt{\frac{\sqrt{A} - A}{2}}. \quad (6)$$

Вычисленные по этим формулам значения n и k даны в табл. 1.

Таблица 1

Коэффициенты	Магнитное наклонение, град.									
	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
n {										
$U = 0,25$	1,00	0,87	0,71	0,64	0,60	0,58	0,57	0,57	0,57	0,57
$U = 0,01$	1,00	0,43	0,31	0,25	0,25	0,24	0,24	0,23	0,23	0,23
k {										
$U = 0,25$	0,00	0,14	0,34	0,36	0,36	0,36	0,35	0,35	0,35	0,35
$U = 0,01$	0,00	0,32	0,25	0,23	0,22	0,21	0,21	0,21	0,21	0,21

Общая формула для показателя преломления n , при $\nu = 0$, показывает, что при некоторой частоте f_∞ , исключая случай $\theta = 0$, показатель преломления обращается в бесконечность, что соответствует некоторой особенности кривой при $\nu \neq 0$. В этой точке групповая скорость волн обращается в нуль, и было указание на

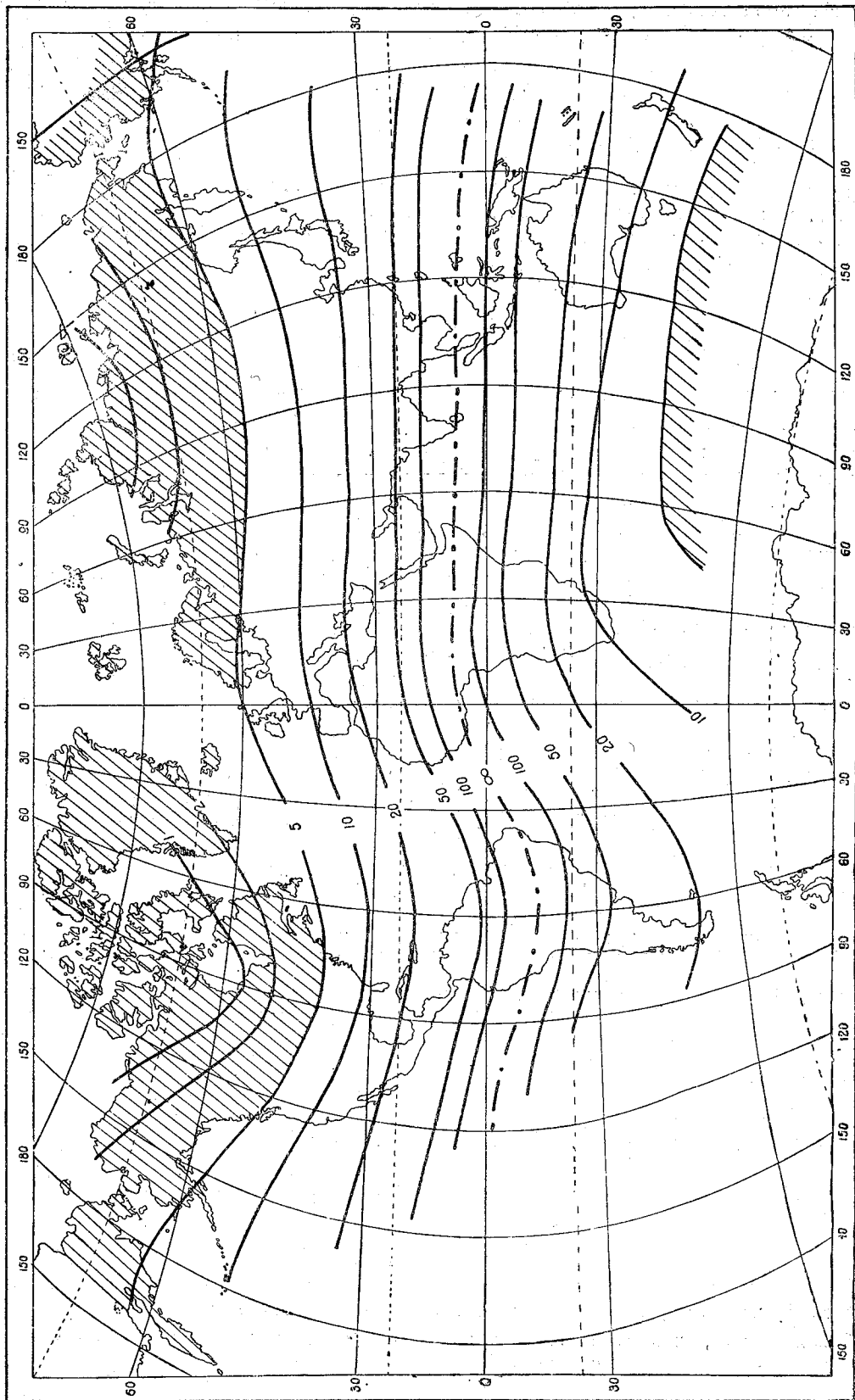


Рис. 1. Распределение значений $\nu_{кр} \cdot 10^{-5}$.

возможность отражений, соответствующих этой (четвертой) компоненте [17]. Критическая частота компоненты f_∞ определяется формулой

$$f_\infty^2 = \frac{f_H^2 + f_0^2}{2} + \sqrt{\frac{(f_H^2 + f_0^2)^2}{4} - \cos^2 \theta f_H^2 f_0^2} \quad (7)$$

В оптической области для видимых лучей, например, компонента f_∞ практически точно совпадает со средней линией триплета (при $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ и $H = 100\,000$ гс расстояние между ними примерно равно $0,001 \text{ \AA}$). В области радиочастот расстояние между f_0 и f_∞ может быть уже измеримой величиной, если θ не слишком мало, как показывает табл. 2 (для $f_H = 1,5$ мгц).

Таблица 2

$f_\infty \backslash f_0$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	20
При $\theta = 90^\circ$	2,50	3,35	4,27	5,22	6,18	7,16	8,14	9,12	10,11	20,05
" $\theta = 45^\circ$	2,33	3,20	4,15	5,12	6,10	7,08	8,07	9,06	10,06	20,03
" $\theta = 30^\circ$	2,20	3,11	4,08	5,06	6,05	7,04	8,04	9,03	10,03	20,01

Однако свойства компоненты f_∞ при подходящих условиях могут допустить совершенно необычное расщепление компонент f_0 и f_∞ на высотночастотной характеристике. Именно в силу малой групповой скорости около точки отражения кажущаяся высота компоненты f_∞ может заметно отличаться от высоты компоненты f_0 на всем интервале ее наблюдения, тогда как разница в высотах остальных компонент видна только около соответствующих критических частот. Это не исключает возможности обычного типа расщепления компонент f_0 и f_∞ в зависимости от условий наблюдений. Небольшой след компоненты f_∞ замечен в слое E на одной из фотографий, приводимых О. Ридбеком [14]. Четырем компонентам (f_0, f_X, f_Z, f_∞) соответствуют четыре эллипса поляризации: два эллипса, вытянутые вдоль магнитного поля (со взаимно противоположным вращением), и два эллипса, вытянутые поперек магнитного поля (также с противоположным вращением). Очевидно, что влияние столкновений электронов с ионами и молекулами на интенсивность отражений будет различным в зависимости от направления вращения.

При достаточно большой частоте столкновений, компоненты, соответствующие вращению против магнитного поля, должны сильно гаситься. В слое E частота столкновений сравнительно велика, поэтому компонента f_X наблюдается очень редко, зато уже при $\theta \approx 15^\circ$ компонента f_Z достаточно интенсивна. Меньшая частота столкновений в слое F допускает четкие отражения компоненты f_X , но при таких же малых углах θ ($\approx 15^\circ$) компонента f_Z гораздо слабее. Отсутствие отражений компоненты f_X в слое E раньше объяснялось неправильным допущением, что отражения вызываются ионами. Примерный подсчет поглощения компоненты f_X в слое E имеется в работе Бекера [18].

Позже [16] он вновь определяет характер магнитного расщепления величиной $\frac{\nu}{\nu_{кр}}$, не замечая, что это является следствием классической теории эффекта Зеемана.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курс физики под ред. акад. А. Ф. Иоффе, ч. II, ГНТИ, М. — Л., 1931.
2. Lorentz H. A. On the theory of the Zeeman effect in a direction inclined to the lines of force. Proceedings of the section of sciences Koninklijke akademie van wetenschappen te Amsterdam. XII, 1, 1909. (На англ. яз.).

- 2a. Lorentz H. A. Sur la théorie de l'effet Zeeman observé dans une direction quelconque. Archives Néerlandaises des sciences exactes et naturelles. Série II, XV, 1911. (На франц. яз.).
3. Zeeman P., Winaver B. Le cas général de la decomposition magnetique des raies spectrales et son application en astrophysique. Archives Neerlandaises, S. ; XV, 1911.
4. Bansal D. B. Ionospheric height at Allahabad. Technical Physics of USSR, III, № 2, 1936.
5. Кессених В. Н. Об одном случае распространения радиоволн в ионосфере. Доклады АН СССР, XXII, 1939.
6. Дриацкий В. М. О магнитном эффекте в спорадическом слое. Доклады АН СССР, XXXV, 1947.
7. Newstead G. Triple magneto-ionic splitting of rays reflected from F₂ region. Nature, 161, 1948 S 312.
8. Meek J. H. Triple splitting of ionospheric rays. Nature, 161, 1948, S. 597.
9. Seaton S. L. Magneto-ionic multiple reflection at high latitudes. Proceedings of the Institute of Radio, Engineers. 36, 1948.
10. Gipps, Gipps a. Venton. Note on nighttime phenomena in the F₂ region at Brisbane. Journal of the Council for scientific and industrial research, 21, 1948.
11. Saha M. N. and Banerjea B. K. Wave-treatment of propagation of electro-magnetic waves in the ionosphere. Indian Journal of Physics, 19, № 5, 1945.
12. Гинзбург В. Л. Теория распространения радиоволн в ионосфере. ОГИЗ, М. — Л., 1949.
13. Виноградова М. Б. О возникновении необыкновенного луча при полном внутреннем отражении обыкновенного. Изв. АН СССР, серия физ. 12, № 3, 1948.
14. Rydbeck O. E. H. Magneto-ionic triple splitting of ionospheric waves. Journal of Applied Physics, 21, № 12, 1950.
15. Оболенский В. Н. Метеорология, ч. 2, Гидрометеониздат, Л., 1939.
16. Becker W. Ein Beitrag zur Frage der Dreifachaufspaltung in der Ionosphäre. Zeitschrift f. angew. Physik. 3, № 3/4, 83, 1951.
17. Bajpai R. P. a. Mathur K. B. Group velocity curves for radiowave propagation in the ionosphere. Indian Journal of Phys., 1937.
18. Becker W. Über die Dämpfung der ausserordentlichen Komponente in der E. Schicht der Ionosphäre. Journal of Atmos. a. Terr. Physics, 1, № 2, 1950.

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ ПРИ СОУДАРЕНИИ ШАРОВ И КАПЕЛЬ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Давно замечено, что выпадение града почти всегда сопровождается грозовыми явлениями. На высотах эта связь между грозами и градом проявляется еще более отчетливо, как это следует из рассмотрения данных высокогорных станций. Куэтнер [7] нашел, что на горе Цугшпитце на высоте около 3 км 75% гроз и ливней, сопровождающихся сильным электрическим полем, происходит при выпадении снежной и ледяной крупы или града. Этот результат был им получен на основании трехлетних данных. Нами в свою очередь были рассмотрены данные о грозах на г. Цугшпитце за 6 лет. Было найдено, что 68% всех случаев образования гроз, отдаленных гроз и огней Эльма сопровождается крупой или градом, а 22% — только дождем. Если учесть, что дождь может быть результатом таяния крупы или града, то процент случаев, когда гроза или вообще электрическая активность в кучево-дождевых облаках сопровождается крупой или градом, должен быть еще большим.

Непосредственные полеты в грозовых облаках [8] показали, что, действительно, количество случаев града и ледяной крупы на высотах велико. Так, из 28 случаев полетов в грозовых облаках в 21 случае наблюдался град.

Таким образом, можно прийти к выводу, что наличие града в облаках каким-то образом усиливает электрические явления в них. Однако в данной статье мы не рассматриваем вопроса о том, чем обусловлена эта связь; нас интересует другое, а именно вопрос о возможности электризации при соударениях града и водяных капель, происходящих в грозовом облаке.

Так как град наблюдается почти исключительно летом, когда уровень изотермы 0° лежит достаточно высоко — на высоте 2—3 км [2], то при своем падении он успевает частично растаять, благодаря чему появляются в воздухе капли. Капли образуются также при таянии снежных хлопьев и непосредственно при слиянии друг с другом облачных элементов.

Таким образом, при выпадении града следует ожидать одновременного присутствия в облаке капель различных размеров, от весьма малых капелек до капель предельных размеров диаметром в 5—6 мм. Действительно, часто наблюдается одновременное выпадение града и дождя. Однако иногда наблюдается выпадение града без дождя. Это еще не дает основания для отрицания существования капель на высотах. В этом случае предполагают, что в облаке и под ним имеются сильные восходящие токи, которые, не будучи в состоянии удержать градины, удерживают капли на высоте во взвешенном состоянии.

Одновременное присутствие градин и капель, имеющих различные скорости падения, обуславливает их соударения между собой. Так как такие соударения происходят в грозовых облаках, в которых всегда имеются сильные электрические поля, то представляет интерес рассмотреть процессы электризации при соударении градин с каплями в электрическом поле.

Электрический контакт между шарами и каплями

Для исследований была смонтирована установка, показанная на рис. 1. Стальной шар *a* поддерживался электромагнитом *b*. При размыкании цепи электромагнита шар падал через отверстия в металлических дисках *d* и *e*, имевших размеры 40 см в диаметре, и попадал в приемник *f*. Электрическое поле создавалось между верхним диском *d*, который поддерживался при некотором потенциале, создаваемом электрофорной машиной и нижним заземленным диском *e*. При падении шар соударяется с каплями, образующимися при распадении струи, вытекающей из трубки *g* под напором воды в бачке *h*. Для уменьшения электризации шара при его отрывании от электромагнита были поставлены две заземленные металлические диафрагмы *c*, экранирующие шар от поля. Для устранения влияния поля на показания электрометра приемник, соединительные провода и электрометр были тща-

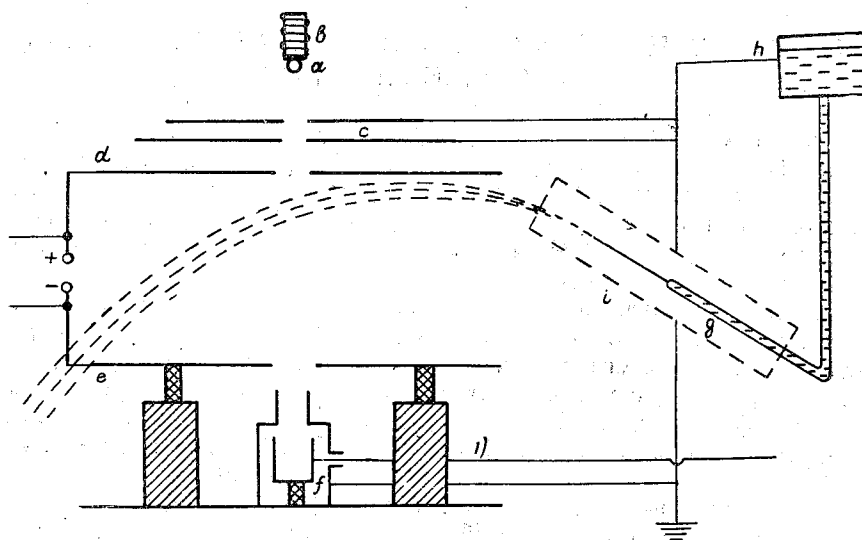


Рис. 1. Схема установки для исследования электризации при соударении шаров и капель в электрическом поле.

тельно заэкранированы. Потенциал диска по отношению к земле определялся по длине искры между шарами искроразрядника, один из которых был заземлен.

При соударении шаров и капель можно представить себе два случая.

1) Если капли малы, т. е. меньше некоторого критического размера, то они не разрушаются при соударении с шарами, а отражаются от их поверхности или скользят вдоль нее некоторое время перед тем, как оторваться.

2) Капли большого размера разрушаются при соударении с шарами. Как в первом, так и во втором случаях остается открытым вопрос об электрическом контакте между шарами и каплями, так как можно предполагать существование между ними некоторой воздушной прослойки.

Для решения этого вопроса производились опыты с заряженными каплями. Если при соударении капель и шаров между ними существует электрический контакт, то шар должен приобрести некоторый заряд, пропорциональный заряду капель и того же знака.

В поле, создаваемом заряженным диском *d*, капли, отрывающиеся от заземленной струи, приобретают заряды, противоположные по знаку заряду этого диска [5]. При этом величина зарядов должна быть в какой-то степени пропорциональной полю.

Так как в случае, если струя не успевала бы распасться на капли, шар при соударении с ней также приобретал бы некоторый заряд, то мы произвели ряд фотографий струи между дисками в свете искрового разряда в той части, где она

пересекается шаром при его падении. Распадение струи на капли видно из того, что, во-первых, отпечатки капель имеют форму кругов, во-вторых, расстояния между соседними каплями в несколько раз превышают размеры капель и, в-третьих, капли, следующие одна за другой, не находятся на одной кривой. Измерение отпечатков капель показало, что диаметр капель был примерно равен 1,5 мм.

Так как распад струи на капли происходил в непосредственной близости от края верхнего диска, то капли, как это показали непосредственные измерения, приобретали большие заряды, противоположные по знаку заряду верхнего диска, тогда как при отсутствии поля заряд капель не наблюдалось (при той же чувствительности электрометра). Для измерения заряда капель приемный сосуд f выносился за пределы диска таким образом, чтобы струя попадала в него.

При падении шара при отсутствии поля и струи между дисками если он и заряжался, то настолько слабо, что отклонения электрометра при падении его в сосуд f не обнаруживалось. При наличии поля между дисками шар несколько заряжался, при этом его заряд был того же знака, что и заряд верхнего диска. Величину этого заряда, который следует учесть при измерениях в виде некоторой поправки, можно было считать пропорциональной напряженности поля. Было найдено, что на каждые 100 в/см следует учитывать поправку на электризацию шара при его падении в 0,003 эл. ст. ед.

Результаты опытов с шаром диаметром 19,5 мм приведены в табл. 1. На верхний диск подавался отрицательный потенциал $-V$.

Напряженность поля E определялась по известному потенциалу верхнего диска и расстоянию между дисками, равному 26 см.

Таблица 1

	Потенциал верхнего диска, в						
	4 500	8 300	14 800	17 900	21 000	24 000	27 000
	Поле между дисками, в/см						
	170	320	570	690	810	920	1 040
	7,5	10,0	24,0	14,0	22,0	28,5	38,0
	3,0	7,8	24,0	21,5	22,0	22,0	45,0
	3,0	17,0	16,0	20,0	12,5	10,0	39,0
	7,5	11,0	25,0	20,0	18,5	33,0	38,0
	7,0	11,0	30,0	21,0	25,0	28,0	—
	11,5	10,0	18,0	25,0	14,0	39,0	—
	3,3	13,5	20,0	9,0	11,5	25,0	—
	6,5	15,0	19,5	14,0	20,0	28,0	—
	9,0	10,0	19,5	29,5	19,5	38,0	—
	8,8	14,0	15,0	28,0	18,5	32,0	—
	11,3	13,5	25,5	34,0	5,0	41,0	—
	11,0	8,0	29,0	10,0	12,0	32,0	—
	8,0	16,0	-31,5	24,5	24,0	57,0	—
	9,0	18,0	9,0	23,0	32,0	45,0	—
	10,0	14,0	20,0	33,5	14,5	18,0	—
	3,0	19,5	21,0	27,0	23,0	21,0	—
	4,5	17,5	19,5	30,0	15,0	42,0	—
	6,0	5,0	18,5	21,0	28,0	35,0	—
	9,5	5,0	18,0	25,0	12,5	38,0	—
	10,8	17,0	19,0	35,0	19,0	36,0	—
Среднее, в делениях электрометра	7,5	12,6	21,1	23,3	18,5	32,5	40,0
Среднее, в эл. ст. ед.	0,30	0,51	0,86	0,95	0,75	1,32	1,62
Поправка	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,03	0,03
Исправленные значения, в эл. ст. ед.	0,31	0,52	0,88	0,97	0,77	1,35	1,65

Примечание. Верхний диск — минус; нижний диск — плюс — заземлен. Чувствительность электрометра 0,417 в/деление.

Для получения величины зарядов была определена емкость системы приемный сосуд — соединительные провода — электромметр; она оказывалась равной 29,9 см (с точностью до 3%).

Из табл. 1 видно, что данные каждой серии опытов при данном потенциале колебались в довольно широких пределах. Причины этого лежат в условиях опыта. Колебания происходили, во-первых, потому, что поле между пластинами не было строго постоянным и при разряде уменьшалось до некоторого значения, а затем быстро повышалось до пробивного значения и, следовательно, капли могли нести с собой различные по величине заряды и, во-вторых, потому, что соударение шара могло происходить каждый раз с другим количеством капель, так как расстояние между каплями примерно в 4—5 раз меньше диаметра шара.

Однако, несмотря на такой разброс данных внутри каждой серии опытов, средние значения очень хорошо укладываются на прямой, проходящей через начало координат на графике зависимости заряда шара от потенциала верхнего диска.

Такая зависимость вытекает из того, что шар должен получать почти весь заряд капли, с которой он соприкасается, а заряды капель, как на это было выше указано, должны быть в какой-то степени пропорциональными потенциалу верхнего диска. Действительно, при соударении незаряженного шара диаметром 19,5 мм с заряженной каплей диаметром 1,5 мм заряд последней перераспределится между ней и шаром соответственно их емкости. Так как емкость шара больше емкости капли в $19,5 : 1,5 = 13$ раз, то практически шар приобретает весь заряд капли (93%).

Здесь следует также учесть то, что шар был поляризован в электрическом поле и при отрывании капле от шара они должны были уносить с собой некоторую часть наведенного на шаре заряда, знак и величина которого определяются напряженностью поля, точкой отрыва капле от шара и их размерами. Однако, как это будет показано в дальнейшем, заряды, уносимые каплями с поляризованного шара, могут только в небольшой степени изменить полученные результаты.

Электризация при соударении шаров с каплями малых размеров в электрическом поле

Для исследования возможности электризации шаров при их соударении с незаряженными каплями малых размеров (диаметр около 1,5 мм) в электрическом поле была использована та же установка, показанная на рис. 1. Только при этом для устранения образования зарядов капле при их отрывании непрерывная часть струи была помещена в заземленную металлическую защиту i , показанную на рис. 1 пунктиром. Действительно, это привело к значительному уменьшению зарядов капле, хотя и не устранило их совсем; знак заряда капле попрежнему был противоположным знаку потенциала верхнего диска, но по величине он был очень мал. При этих опытах нижний диск был установлен на изоляторе, и напряжение с противоположных полюсов электрофорной машины накладывалось на оба диска. Расстояние между дисками было уменьшено до 22 см. Шар имел диаметр 14 мм.

При падении шара в поле, но без соударения с каплями, отклонения электромметра не наблюдалось. Это, повидимому, произошло потому, что была устроена дополнительная защита приемного сосуда f . Таким образом, поправка на влияние поля в данных наблюдениях была равна нулю. Напряженность поля определялась по известной разности потенциалов между дисками и расстоянию между ними. Результаты наблюдений приведены в табл. 2 и 3.

Первое, что обращает на себя внимание в табл. 2, это то, что в этих наблюдениях при направлении поля, одинаковом с направлением его при наблюдениях с заряженными каплями (табл. 1), знаки зарядов шаров противоположны, а величина примерно в 5 раз меньше. Это указывает на то, что механизм электризации здесь иной, чем при соударении шаров с заряженными каплями, и что заряд шаров не получается за счет зарядов капле.

Из табл. 2 и 3 видно, что и в данном случае значения зарядов в пределах каждой серии наблюдений колеблются довольно сильно. Причина здесь та же, что

Таблица 2

	Напряженность поля, в/см					
	200	350	810	1 090	1 480	1 840
	-1,7	-4,0	-7,0	-5,0	-19,0	-19,0
	-1,2	-1,5	-7,0	-5,0	-14,0	-22,0
	-1,4	-1,0	-1,0	-6,0	-11,0	-11,0
	-2,3	-1,0	-5,0	-6,5	-8,5	-16,0
	-1,0	-3,0	-3,0	-4,0	-18,5	-26,5
	-1,8	-1,0	-8,0	-22,0	-33,0	-16,0
	-0,7	-2,0	-8,0	-17,0	-11,0	-11,0
	-6,8	-1,0	-9,0	-6,5	-16,0	-11,0
	-1,8	-6,0	-9,5	-5,0	-10,0	-39,0
	-1,2	-1,0	-1,0	-11,0	-15,0	-20,0
Среднее в делениях электрометра	-2,0	-2,2	-5,9	-8,8	-15,6	-19,2
Среднее, в эл. ст. ед.	0,086	-0,095	-0,255	-0,380	-0,680	-0,830

Примечание. Верхний диск — минус. Нижний диск — плюс. Чувствительность электрометра 0,445 в/деление.

и в случае опытов с заряженными каплями: колебание поля и соударение с различным количеством капель.

Сопоставление данных этих таблиц между собой показывает, что заряды шаров зависят от направления и от абсолютной величины напряженности поля. Для удоб-

Таблица 3

	Напряжение поля, в/см			
	200	530	810	1 480
	1,5	8,0	5,5	14,0
	4,5	4,0	7,5	5,0
	0,4	8,0	3,0	7,0
	1,2	3,0	8,0	3,5
	1,0	2,0	14,0	17,5
	1,5	3,5	5,0	9,0
	1,5	4,0	8,0	17,0
	2,2	12,0	9,0	3,0
	2,4	12,0	4,5	17,5
	3,5	2,5	3,5	6,0
Среднее, в делениях электрометра	2,0	5,9	8,6	10,0
Среднее, в эл. ст. ед.	0,081	0,238	0,276	0,405

Примечание. Верхний диск — плюс. Нижний диск — минус. Чувствительность электрометра 0,417 м/деление.

ства рассмотрения этих данных средние значения нанесены на один график, показывающий зависимость величины заряда шаров от напряженности поля (рис. 2).

Расположение точек на графике дает некоторое право провести через них прямую, проходящую через начало координат. Это указывает на то, что заряды на шарах, образующиеся при соударении шаров и капель в электрическом поле, в какой-то степени пропорциональны напряженности этого поля.

Значительно более сложным является вопрос о знаках зарядов на шарах. Если бы при соударении происходило разрушение капель или их отражение без разрушения в нижней части шара, то в поле нормального направления (верхний диск —

плюс, нижний диск — минус) капли приобретали бы положительные заряды, а шары — отрицательные. Из опытов же (табл. 3) следует как раз обратное — шары приобретали положительные заряды. Для объяснения знака зарядов шаров следует предположить, что капли скользят по поверхности шара и отрываются в верхней его части. То, что капли могут скользить по поверхности, не разливаясь по ней, видно из опытов М. А. Аганина [1]. При больших углах между нормалью к поверхности зеркала и направлением падения капель последние скользили по поверхности зеркала, не разливаясь по ней. При соударениях между шаром и каплями скольжению способствует еще то, что воздух, обтекая шар, увлекает за собой капли.

Попытаемся теперь рассмотреть этот вопрос с количественной стороны. В некоторой точке A поверхности проводящего шара, находящегося в поле напряженности E , индуцируется поверхностный заряд σ_A , связанный с E следующим соотношением:

$$\sigma_A = \frac{3}{4\pi} E \cos \varphi, \quad (1)$$

где φ — угол между напряжением поля и радиусом-вектором данной точки A .

Согласно [6] капля при отрывании от поверхности шара в точке A унесет с собой заряд, равный $4\pi r^2 \frac{\pi^2}{6} \sigma_A$, т. е.

$$q = \frac{\pi^2}{2} E r^2 \cos \varphi. \quad (2)$$

Для сопоставления с данными опыта определим значение q из выражения (2), например, для $E = 800$ в/см, $\varphi = \frac{3}{4} \pi$ и $r = 7,5 \cdot 10^{-2}$ см. Это дает $q = 5,1 \cdot 10^{-2}$ эл. ст. ед., тогда как из

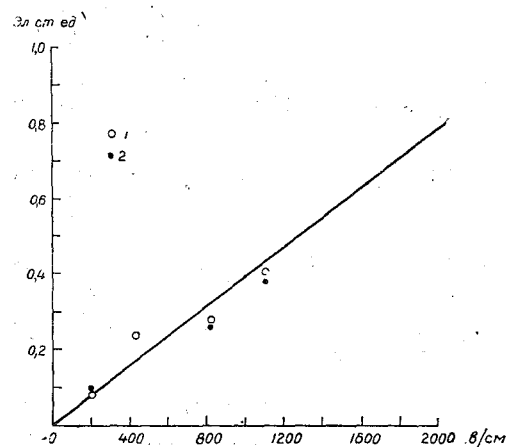


Рис. 2. Зависимость заряда шара от напряженности поля между дисками. Капли не заряжены.

1 — верхний диск заряжен положительно, 2 — нижний диск заряжен отрицательно.

опытов для этой напряженности поля был получен средний заряд, равный $27 \cdot 10^{-2}$ эл. ст. ед., а максимальный — $56 \cdot 10^{-2}$ эл. ст. ед. Если учесть, что в действительности шар может соударяться с 3—5 каплями одновременно, то вычисления дают заряд порядка $15—20 \cdot 10^{-2}$ эл. ст. ед., что находится в удовлетворительном согласии с данными опытов.

Перенесение результатов этих опытов на случай соударения градин с каплями дождя следует делать с большой осторожностью.

Очевидно, что поведение капель при соударении со стальными и тающими ледяными шарами будет различным. Это следует ожидать хотя бы потому, что сталь гидрофобна. Поэтому нельзя произвести непосредственный перенос результатов опытов со стальными шарами на явления соударения градин с каплями в поле грозových облаков. Повидимому, для этого понадобится поставить исследования с шарами из льда, что мы надеемся выполнить в дальнейшем. Однако, несмотря на указанное затруднение, можно, нам кажется, прийти к выводу, что при соударении градин с каплями в электрическом поле грозových облаков следует ожидать, что как капля, так и градины будут заряжаться.

Исследования, выполненные нами ранее [3] по электризации при отрывании капель от тающих кусков льда в электрическом поле, дают некоторые основания предполагать, что при соударениях градин и капель в электрическом поле грозových облаков следует ожидать их электризации. Как в этом случае, так и в случае соударения капель с градинами имеется, в конечном счете, отрывание капель от градин. Так как при отрывании капель от тающего льда в электрическом поле была обнаружена заметная электризация, зависящая от поля, то в случае соуда-

рения капель с градинами с последующим их отрыванием также надо ожидать электризацию, зависящую от напряженности поля.

Капли, отрывающиеся от градин после соударения с ними, и сами градины оказываются заряженными разноименными зарядами. При падении ниже уровня изотермы 0° градины тают, и от них будут отрываться капли. Те капли, которые оторвутся под облаком, где поле значительно меньше чем в облаке, будут уносить с собой в основном заряды, соответствующие заряду градины. Таким образом, следует ожидать существования смеси положительно и отрицательно заряженных капель. Возможно, что это одна из причин того, что грозовые дожди имеют капли с разноименными зарядами [4].

Нам кажется, что одним из положительных результатов исследований электризации при соударении шаров и капель является уверенность в необходимости принимать во внимание влияние электрического поля на процессы электризации в грозовых облаках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аганин М. А. Законы слияния капель воды. Журнал геофизики, т. V, № 4, 1935.
2. Воронцов П. А. К вопросу о строении облаков. Метеорология и гидрология, № 11—12, 1938.
3. Мучник В. М. Исследование электризации капель при их разрушении в электрическом поле. Метеорология и гидрология. № 4, 1949.
4. Тверской П. Н. Атмосферное электричество. Гидрометеоздат, Л., 1949.
5. Френкель Я. И. и Вагер Г. П. Действие электрического поля на струю жидкости. Изв. АН СССР, серия геогр. и геофиз., т. XII, № 1, 1949.
6. Френкель Я. И. Теория явлений атмосферного электричества. ГТИ, Л., 1949.
7. Kuettner I. The Electrical and Meteorological Conditions in Thunderclouds. Journ. Meteor. 4, 1950.
8. Workman E. and Reynolds S. Electrical Phenomena, occurring during the Freezing of Dilute Aqueous Solutions and their possible Relationship to Thunderstorm—Electricity. Phys. Rev. (2), 78, № 3, 1950.

ДИНАМИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ ТОКОВ

Введение

Для современных исследований электричества атмосферы необходимо изучение нестационарных процессов в нестационарных условиях измерения. Эти обстоятельства требуют от электрометрической аппаратуры малой инерционности, большой чувствительности и устойчивости к вибрациям.

Имеющиеся механические электрометры не могут удовлетворить этим требованиям. Современные ламповые электрометры не позволяют проводить длительных измерений из-за своей неустойчивости и одновременно не отвечают тем высоким требованиям к изоляции, которые предъявляются приборами для измерения проводимости воздуха, счетчиками ионов, приборами для измерения объемных зарядов и т. д.

Если учесть к тому же, что зачастую в измерениях требуются дистанционные приборы (например измерения на самолете, измерения при изучении гроз и т. д.), то становится ясным, что дальнейшее совершенствование методов изучения электричества атмосферы ограничивается несовершенством имеющейся электрометрической измерительной аппаратуры.

Трудность разработки такой аппаратуры усложняется тем, что, помимо удовлетворения перечисленных требований, аппаратура должна работать в весьма тяжелых метеорологических условиях при влажности, доходящей до 100%, при наличии капельножидкой влаги, при очень больших перепадах температур.

Изыскание и исследование новых путей построения электрометрической чувствительной аппаратуры являются целью настоящей работы.

Общие принципы построения электрометров

1. Применение электростатического генератора в электрометрических схемах. Основным требованием, предъявляемым к электрометру, является требование его высокого входного сопротивления. Это требование является результатом малой мощности тех источников тока и напряжения, которые существуют в электричестве атмосферы, и является основной причиной, затрудняющей применение ламповых электрометров, которые в отличие от механических позволили бы решить все перечисленные задачи.

Для устойчивой работы ламповой схемы необходимы большие мощности, нежели те, которые дают генераторы электричества атмосферы.

Таким образом, возможность использования ламповой схемы в качестве электрометра требует, чтобы какой-то промежуточный каскад, включаемый между точками, куда подводится измеряемое напряжение, и входом ламповой схемы, создал на последнем необходимую мощность, не закорачивая при этом измеряемого напряжения.

В приводившемся уже описании действия приборов для измерения напряженности электрического поля [1] было показано, что положенный в основу этих приборов электростатический генератор позволяет получить при измерениях поля мощность на выходе генератора без отбора ее от источника, создающего поле. Мощность поставляется в этом случае за счет работы механических сил, с помощью

которых осуществляются перемещения тел, вызывающих изменение напряженности на принимающем поле электроде.

В той же работе указывалось, что прибор этого типа можно использовать в качестве электрометра, если измеряемый заряд или потенциал подавать на дополнительный электрод, создающий поле вблизи измерительной пластины. Емкость нового электрода по отношению к земле будет входной емкостью такого электрометра. Сопротивление изоляции нового электрода явится его входным сопротивлением. Особенностью подобного электрометра явится разделение цепи, в которой проводится измерение, и измерительной цепи. Мощность от источника заряда или напряжения не отбирается, но в то же время на вход ламповой усилительной схемы подается достаточная для управления лампой мощность.

На выходе устройства генерируется переменное напряжение, которое удобно усилить при многокаскадном усилении.

В упоминавшейся статье [1] описывался электростатический генератор, в котором изменение поля на измерительной пластине достигалось за счет вращения заземленного экрана. Таким образом, поле на измерительной пластине менялось от нуля до максимального. При этом отношение амплитуды переменной составляющей напряженности поля к приложенному полю составит 50%. Это отношение, которое мы в дальнейшем будем называть коэффициентом модуляции или модуляцией, характеризует качество преобразующей поле системы и по очевидным соображениям не может быть больше приведенного значения.

Преобразующее устройство описанного типа генератора неудобно для использования в электрометре, оно громоздко, требует применения вращающихся частей, что вызывает трудности в подаче заземления на вращающийся экран, вносит дополнительные паразитные э.д.с. и затрудняет создание длительно действующего устройства. Необходимость в этом случае делать вход устройства чисто емкостным, чтобы избавиться от влияния изменения числа оборотов, снижает минимальную измеряемую величину поля, а значит и потенциала.

Конструктивно значительно удобнее осуществить изменение поля за счет вибрации одного из элементов электростатического генератора, однако следует иметь в виду, что коэффициент модуляции в этом случае должен уменьшиться. Задача конструктивного выполнения такого узла заключается в получении коэффициента модуляции достаточной величины.

Наиболее простая схема подобного устройства дана на рис. 1.

На пластинку 2 подается измеряемое напряжение V , тогда поле E в зазоре 1—2 меняется по синусоидальному закону, если заставить пластинку 2 (или 1) периодически колебаться с частотой $f = \frac{\omega}{2\pi}$. Очевидно, что

$$E = \frac{V}{d_0 + d \sin \omega t}, \quad (1)$$

предполагая ради простоты, что во время колебаний пластинка 2 перемещается параллельно самой себе и плоскости пластинки 1.

Максимальный коэффициент модуляции, который можно с такой системой достичь, составляет 25%. Расчет токов и напряжений можно провести, если воспользоваться общей формулой электростатического генератора [1]

$$\frac{ES}{4\pi c} - \frac{Q}{c} = V, \quad (2)$$

где S — площадь измерительной пластины,
 Q — заряд на ней,
 V — потенциал измерительной пластины,
 c — емкость.

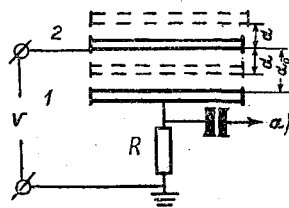


Рис. 1. Вариант выполнения электростатического генератора № 1.

a — к усилителю.

При этом нужно помнить, что c — емкость пластины 1 на землю — величина переменная и зависит от положения пластины 2.

Для случая, когда временная постоянная схемы, составленной из емкости пластины 2 и сопротивления генератора, создающего V , мала и изменение c следует закону

$$c = c_0 + \frac{S}{4\pi(d_0 + d \sin \omega t)}, \quad (3)$$

увеличение поля у пластины 1 и увеличение емкости пластины 1 совершаются одновременно, т. е. действие меняющейся емкости уменьшает коэффициент преобразования схемы (см. ниже).

Этот случай показывает, что действие таких приборов, в отличие от общепринятого взгляда [2], основано не на изменении емкости, а на изменении поля.

Подставляя (1) и (3) в (2), можно показать, что, как и в общем случае электростатического генератора [1], снимаемое напряжение зависит от параметра — отношение изменения временной постоянной схемы к периоду одного цикла $\frac{2\pi}{\omega}$ — и пропорционально величине измеряемого поля.

Отличие от разобранного в [1] случая заключается в том, что напряжение, получаемое на выходе, в нашем примере близко к синусоидальному.

Если на пластине 2, изолированной от земли, помещен измеряемый заряд или временная постоянная схемы, составленной из емкости пластины 2 и сопротивления генератора, создающего V , велика по сравнению со временем одного цикла, устройство будет работать с очень малым коэффициентом преобразования.

Ток, который можно получить от собранного по схеме рис. 1 генератора, зависит от площади S (1 и 2), а также от частоты колебаний f . Так как с ростом массы пластинки 2 ее собственная частота падает, а раскачку ее до достаточных амплитуд с помощью умеренной мощности можно вести только на частотах ниже или равной собственной, требование увеличения площади пластинки и частоты ее колебания одновременно противоречат друг другу. В результате площадь пластин ограничивается несколькими квадратными сантиметрами, а частота колебаний лежит в области 50—200 гц.

Наиболее выгодный путь увеличения площади пластинки — это увеличение ее ширины, так как в этом случае жесткость (момент инерции) и масса растут линейно, а они входят в числитель и знаменатель выражения для собственной частоты. Раскачка пластинки 2 на собственной частоте приводит, благодаря острой кривой механического резонанса, к требованию чрезвычайно большой стабильности частоты раскачки, что трудно выполнимо. Невыполнение этого требования приведет к нестабильности работы прибора; к этому вопросу мы еще вернемся.

Другой величиной, характеризующей электростатический генератор при его применении в качестве первого каскада электрометра, является коэффициент преобразования, показывающий, во сколько раз переменное напряжение, возникающее на выходе генератора, меньше постоянного измеряемого напряжения, подаваемого на его вход.

Для увеличения величины коэффициента модуляции при измерениях зарядов и напряжений, создаваемых генераторами с очень большим сопротивлением, а также для устранения необходимости хорошо изолировать вибрирующий электрод, электростатический генератор несколько переделывают.

На рис. 2 дана схема такого устройства. На приемный электрод — пластинку 2 — подается измеряемый заряд. За счет приближения заземленной пластинки 3 меняется потенциал 2, а следовательно и поле в зазоре 2—1.

На плоской пластине 1, параллельной 2 и 3, при колебании 3 появится переменный наведенный заряд, что вызовет появление напряжения на R . Следует иметь в виду, что такое устройство, позволяя мерить заряды и напряжения, создаваемые источником с большим внутренним сопротивлением, не дает возможности измерять напряжения, создаваемые источником с малым внутренним сопротивлением, так как в последнем случае потенциал 2 при перемещении 3 меняться не будет.

При измерении потенциалов изолированных тел (при измерениях проводимости, объемных зарядов методом ватного фильтра и т. п.) показание прибора будет зависеть от емкости изолированного тела, потенциал которого измеряется. Условием применимости схемы, подобной представленной на рис. 2, является выполнение требования, чтобы произведение из величины внутреннего сопротивления генератора, напряжения которого измеряется, на величину емкости 2, сложенной с выходной емкостью генератора, было бы много больше периода колебаний ω .

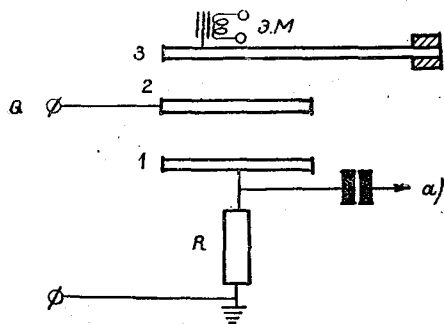


Рис. 2. Вариант выполнения электростатического генератора № 2.
а — к усилителю.

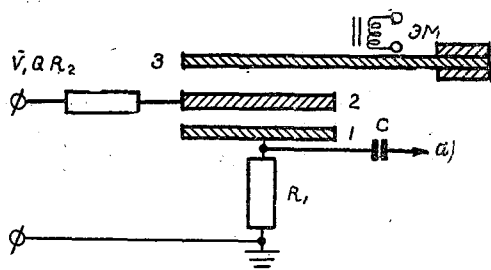


Рис. 3. Вариант выполнения электростатического генератора № 3.
а — к усилителю.

Для того чтобы устранить влияние параметров источника, создающего измеряемое напряжение, а также уничтожить влияние обратной реакции измерительного устройства на цепь, в которой производится измерение, в схему вводится сопротивление R_2 (рис. 3). Если постоянную составляющую емкости 2 обозначить c_{02} , то R_2 выбирается из условия

$$R_2 c_{02} \gg \frac{1}{f},$$

при этом само значение R_2 не критично и для установившихся значений измеряемой величины в показание прибора не входит.

Для неустановившихся значений величина $R_2 c_{02}$ является постоянной времени электрометра.

На рис. 4 графически представлено изменение потенциала V_2 , а значит и поля E_2 в зазоре 2—3. Как видно, после включения поле устанавливается не сразу, время установления поля определяется величиной $R_2 c_{02}$. Наряду с нарастанием постоянной составляющей поля E_0 растет и его переменная составляющая $E_{2,1}$. Через время, равное $4,6 R_2 c_{02}$, поле отличается от установившегося на 1%. Коэффициент модуляции

$$k_{\text{мод}} = \frac{E_{2,1}}{E_0}.$$

Если рассматривать (рис. 3) 1—2 и 1—3 как плоские конденсаторы с площадью пластин S и их среднее значение емкости обозначить c_0 с соответственным индексом: внизу, показывающим к какой паре пластин относится c_0 , а их соответственные амплитудные значения обозначить c без значка, а расстояние между пластинами аналогично обозначить d_0 , а амплитуду их колебаний обозначить d , то потенциал пластины 2 (V_2) будет меняться согласно уравнению

$$V_2 = \frac{Q}{c_{02} + c_{2,3} \sin \omega t}$$

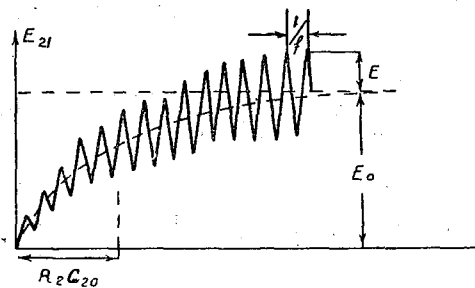


Рис. 4. Влияние временной постоянной на установление показаний.

где Q — измеряемый заряд, находящийся на пластине 2 и пропорциональный либо всему измеряемому заряду, либо измеряемому потенциалу. Откуда видно, что для того, чтобы получить наибольшие значения изменения V , следует $\frac{c_{2,3}}{c_{0_2}}$ выбирать возможно большим, т. е. c_{0_2} , образуемую емкостью пластины 2 и емкостью монтажа, надо делать возможно меньшей, а изменения $c_{2,3}$, зависящие от $d_{2,3}$ и d_0 ($c_{2,3} = 4\pi \frac{S}{(d_{0,2,3} + d_{2,3} \cos \omega t)}$), следует делать возможно большими. Поле E_1 у пластины 1

$$E_1 = \frac{V_2}{d_{1,2}} = \frac{Q}{d_{1,2} (c_{0_2} + c_{2,3} \sin \omega t)}$$

Наряду с изменением поля E за счет колебаний пластины 3 будет меняться и c_1

$$c_1 = c_{0_1} + c_{2,3} = c_{0_1} + \frac{S}{4\pi (d_{0,1,3} + d_{1,3} \cos \omega t)}$$

Следует отметить, что, в отличие от схемы рис. 1, в данном случае изменения поля E и емкости c находятся в противофазе. Таким образом, хотя коэффициент модуляции генератора, собранного по схеме рис. 3, такой же, как у генератора по схеме рис. 1, коэффициент преобразования генератора, представленного на рис. 3, несколько больше, чем коэффициент преобразования генератора, данного на рис. 1.

Для идеального случая, когда емкость c_{0_2} можно считать емкостью уединенного тела, вся емкость c_2 сводится к емкости плоского конденсатора $c_{2,3}$.

Если пренебречь влиянием меняющейся емкости $c_{1,3}$, то переменную составляющую поля E , создаваемого у пластины 1, можно записать, пренебрегая следующими членами разложения, в виде

$$E = kV_2 \sin \omega t. \quad (4)$$

Тогда, подставляя (4) в (2), после решения уравнения получаем для заряда Q на пластине 1 выражение

$$Q = \frac{kSV_2}{4\pi c_1 R_1 \left[\left(\frac{1}{R_1 c_1} \right)^2 + \omega^2 \right]} \left[\frac{1}{R_1 c_1} \sin \omega t - \omega \cos \omega t + \omega e^{\frac{T}{R_1 c_1} - \frac{t}{R_1 c_1}} \right], \quad (5)$$

а для тока i , текущего по k :

$$i = \frac{kSV_2 \omega}{4\pi R_1 c_1 \left[\left(\frac{1}{R_1 c_1} \right)^2 + \omega^2 \right]} \left[\frac{\omega}{R_1 c_1} \cos \omega t + \omega^2 \sin \omega t - \frac{\omega}{R_1 c_1} e^{\frac{T}{R_1 c_1} - \frac{t}{R_1 c_1}} \right], \quad (6)$$

где $T = \frac{2\pi}{\omega}$.

Не останавливаясь на общем анализе формул (5) и (6) (аналогичный анализ сделан в [1]), укажем только, что в этом случае опять видно, что существуют три режима работы такого генератора:

- 1) отдача тока $\tau \ll T$,
- 2) отдача наибольшей мощности $\tau \approx T$,
- 3) снятие напряжений $\tau \gg T$.

Для создания схемы с большой устойчивостью по отношению к изменению частоты, а также к изменениям R_1 следует выбирать режим $\tau \gg T$, но при этом емкость c_1 должна быть очень малой для получения достаточно больших напряжений.

Ограничения, налагаемые конструкцией генератора на величину емкости c_1 и желательность ограничиться на входе усилителя обычными лампами заставляют

обычно работать в области $T = 2 \div 10\tau$. Так как эта временная постоянная обычно меньше временной постоянной входа ($R_2 c_{0_2}$), то ею в расчетах времени запаздывания показаний электрометра можно пренебречь, в противном случае надо учитывать последние члены уравнений (5) и (6). Для оценки величины получающихся на выходе электростатического генератора токов и напряжений укажем, что для генератора с $S = 2$ см, коэффициентом модуляции 0,1, при частоте $f = 100$ гц и $d_{01,2} = 1$ мм при приложении напряжения $V = 1$ в, ток через R_1 равен $2 \cdot 10^{-11}$ а, на $R_1 = 10^{10}$ ом такой ток создает напряжение 0,2V, т. е. коэффициент преобразования будет равен 0,2.

Для генератора, работающего по схеме рис. 2, следует иметь в виду, что пластины 1 и 3 образуют также генератор (см. рис. 1). Таким образом, если между ними существует разность потенциалов (например, контактная разность), то на выходе генератора появится напряжение, что заставляет подбирать материал пластин 1, 2 и 3 так, чтобы всякого рода паразитные э.д.с. в этих цепях были минимально малы.

Схема рис. 3 позволяет проводить компенсационные измерения со всеми преимуществами, свойственными последним. Помимо подачи напряжения знака, противоположного измеряемому, на вход генератора, компенсирующее напряжение, можно включать в промежуток между землей и R_1 . Наконец, неполной компенсации (но вполне достаточной для схем с чувствительностью от 0,01 в и ниже) можно добиться подавая напряжение на пластину 3. Неполнота компенсации объясняется неполным совпадением формы напряжения от зарядов, индуцированных на 1 от 2, при колебаниях 3 (рис. 3) и формы напряжения от зарядов, индуцированных на 1 при колебаниях 3 за счет неодинакового влияния переменной емкости $c_{1,3}$.

Следует обратить внимание еще на одну особенность схем с использованием электростатического генератора. В последнем постоянное напряжение со входа не подается в измеряемую цепь, в то время как при применении ламповых электрометрических схем это напряжение от сеточного смещения подается обязательно. В таких приборах, как измерители объемных зарядов, работающие по методу ватного фильтра, как счетчики ионов, работающие по принципу зарядки, подача постоянного напряжения на рабочий электрод весьма затрудняет использование ламповых электрометрических схем.

Изменение знака измеряемого напряжения или поля приводит к сдвигу фазы напряжения на выходе генератора на 180° , т. е., чтобы измерить знак непосредственно, в схему следует ввести фазодектирующее устройство.

Таким образом, использование электростатического генератора в качестве первого каскада электрометрической схемы приводит к созданию мощности на входе лампового усилителя (без отбора ее от измеряемой цепи), полностью разделяет измеряемую и измерительную цепи, создает переменное напряжение на входе ламповой схемы, позволяет проводить компенсационное измерение без воздействия компенсирующего напряжения на цепь, в которой производятся измерения.

2. Шумы ламповых схем и методы повышения отношения сигнала к шуму. Основной причиной, ограничивающей предел усиления* с помощью ламповых схем, а также минимальный измеряемый сигнал, являются шумы схемы — главным образом шумы входной части схем. Обычно критерием предела чувствительности схемы выбирается так называемое отношение сигнала к шуму. Минимально измеряемым сигналом считается сигнал, равный шуму, т. е. отношение их, равное единице.

В литературе обычно рассматриваются различные источники шума на входе схемы (шумы ламп, шумы, создаваемые деталями, наводкой и т. д.), с которыми и сравнивается сигнал.

Расчет ослабляющего действия схемы на шумы сводится к учету сужения полосы пропускания, причем величина шумов считается пропорциональной корню квадратному из полосы пропускания.

В электрометрах, употребляемых в атмосферном электричестве, чрезвычайно важно получить большую чувствительность схемы, так как это существенно улучшает наблюдение, сокращая время отсчета, меняя даже сам способ измерения (например измерение токов вместо измерения накопления зарядов), увеличивая точность измерения и т. д.

Токи, с которыми приходится иметь дело при измерениях электричества атмосферы, таковы, что приходится обратиться к методам, позволяющим уменьшить измеряемое отношение сигнала к шуму.

Ламповые усилители можно разделить на два основных класса — усилители постоянных токов и усилители переменных токов.

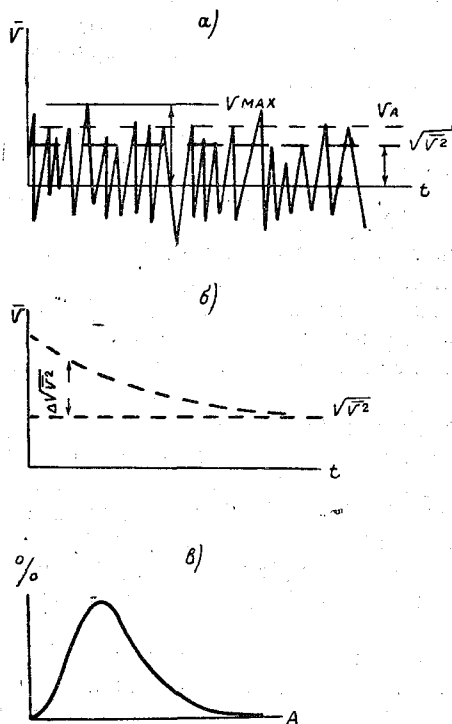


Рис. 5. Шумы в усилителях переменного тока.

Усилители переменного тока отличаются тем, что они пропускают обычно какую-то определенную полосу частот, но во всяком случае не пропускают, как правило, низких частот, лежащих в диапазоне нескольких десятков герц и ниже. Можно считать, что медленные изменения характеристики ламп (длящиеся от долей секунды до недель и месяцев), медленные изменения параметров схемы под влиянием температурных и других воздействий и т. д., тоже составляют шумы только в диапазоне очень малых частот, причем амплитуды этих шумов во много раз превосходят амплитудное значение шумов в области сотен и выше герц.

Усилители переменного тока позволяют полностью избавиться от низкочастотных помех, и это является их основным преимуществом. Усилитель переменного тока, используемый в схеме, предназначенной для целей измерения, работает обычно либо на показывающий или пишущий стрелочный прибор, либо на безинерционный прибор типа осциллографа. Если на выходе усилителя стоит магнитоэлектрический прибор, то для его использования в схеме применяется квадратичное детектирование. Особенностью квадратичного детектирования является то, что напряжение шумов на вы-

ходе такого детектора $V_{ш} = \sqrt{\overline{V^2}}$, где $\overline{V^2}$ — среднее квадратичное напряжение шумов на выходе схемы. Если на выходе усилителя без детектора поставить прибор переменного тока любого вида, то он даст из-за квадратичности характеристики те же значения шумов на выходе схемы. В каждый данный момент времени будет существовать напряжение шумов $V_{ш,t}$, отличающееся от величины $V_{ш}$ на величину, в среднем пропорциональную корню квадратному из V (рис. 5). Если измерительное устройство обладает некоторой инерционностью — собственным периодом T , то оно осреднит шумы за этот период. Если период осреднения стремиться к бесконечности, то предельной величиной, к которой будет стремиться $V_{ш}$, явится приведенное выше значение $\sqrt{\overline{V^2}}$. Для каждого конечного периода осреднения будет существовать свое значение шумов, отличающееся на ΔV (см. рис. 5) от предельно малого значения шумов при бесконечном периоде осреднения. В конечном счете непостоянство показаний прибора будет определяться именно величиной ΔV , дающей среднее значение помех на выходе схемы за период измерительного прибора τ . Величина минимального измеряемого сигнала по крайней мере должна быть не меньше этой величины, а точность измерения также очевидно

определится ею. Вероятность тех или иных амплитудных значений напряжений для заданного момента времени представлена на рис. 5в. Если на выходе устройства стоит безинерционный прибор (осциллограф например), позволяющий обойтись без квадратичного детектирования, то при измерениях периодических процессов величина сигнала, которую еще можно измерять за некоторый конечный промежуток времени, определится величиной среднего значения амплитуд V_a (рис. 5а). Если измерение не может длиться долго, то для достижения требуемой точности надо его повторить достаточное число раз, чтобы осреднение, даваемое повторными измерениями, повысило вероятность точных отсчетов до требуемой величины (рис. 5в), и во всяком случае до величины не меньшей \overline{V}_a .

Если измерение с помощью безинерционного прибора сводится к отсчету одного отброса на безинерционном приборе, то в этом случае (самом невыгодном с точки зрения помехоустойчивости) минимально измеряемый сигнал определяется максимальными амплитудными шумами. Чтобы снизить предел минимально измеряемой величины, так же как и в предыдущем случае, измерения надо повторять несколько раз, чтобы, согласно кривой распределения амплитудных значений шумов (рис. 5в), уменьшить действие случайных помех. Этот самый неудачный принцип измерения встречается и по настоящее время [3], несмотря на его неточность и трудоемкость. Минимально измеряемый сигнал, который таким образом можно определить при бесконечно большом числе отсчетов, опять должен быть больше $\sqrt{V^2}$.

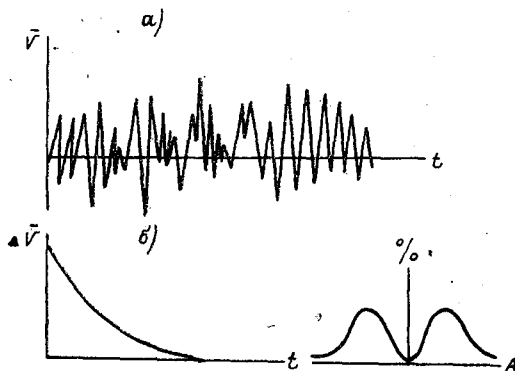


Рис. 6. Шумы в усилителях постоянного тока.

Введение всякого рода полосовых фильтров в схему снизит в определенное число раз уровень шумов, но вышеприведенные рассуждения о соотношении сигнала помех остается в силе, только понизятся величины $\overline{V}_ш$, ΔV и растянется кривая на рис. 5в.

Таким образом, использование усилителей переменного тока позволяет избавиться от низкочастотных помех, но одновременно за счет квадратичного детектирования не позволяет измерить малые сигналы, так как минимально измеряемый сигнал даже при бесконечно большом осреднении все же должен иметь значительную величину, большую $V_ш$, а уменьшение времени осреднения заставляет этот предел быстро возрастать. Нелинейность шкалы измерительных приборов на выходе еще более усугубляет трудность измерения малых сигналов. Встречающийся в литературе критерий минимально измеряемого сигнала (отношение сигнала к шуму), как мы видим, совершенно недостаточен. Надо говорить об отношении сигнала к шуму осредненному определенным образом, так как при постоянстве их средних значений с увеличением времени осреднения это отношение будет падать и в случае усилителей переменного тока будет стремиться к указанному пределу.

Усилители постоянного тока позволяют избавиться от шумов, имеющих период в несколько раз меньший, чем период измеряемого процесса. Возможность обойтись без квадратичного детектирования в этом случае позволяет вести осреднение не среднеквадратичных, а среднearифметических (за период меньше указанного). Поэтому, если измеряемое напряжение постоянно во времени и период осреднения можно взять бесконечно большим, среднее арифметическое напряжение, создаваемое шумами (рис. 6а) за этот период, будет равным нулю (рис. 6б). При уменьшении периода осреднения до отсчета отдельного отброса сигнал, как и в предыдущем случае, должен превосходить амплитуду шума, вероятностное распределение которого представлено на рис. 6в.

В связи с этим следует подчеркнуть, что измерение сигналов ниже уровня шумов фактически сводится к измерению сигнала ниже уровня среднеквадратичных шумов, но выше уровня среднеарифметических шумов. Отсутствие загиба в начале характеристики, характерного для квадратичного детектирования для усилителей постоянного тока, также упрощает измерение малых сигналов. Вместе с тем усилители постоянного тока пропускают шумы с периодом равным и большим периода измеряемого процесса. Так как эти низкочастотные шумы дают большую часть напряжения из всего спектра шумов, усилители постоянного тока вносят значительную нестабильность в показания, сводящиеся в основном к так называемому ползанию нуля и изменению чувствительности, поскольку все медленные

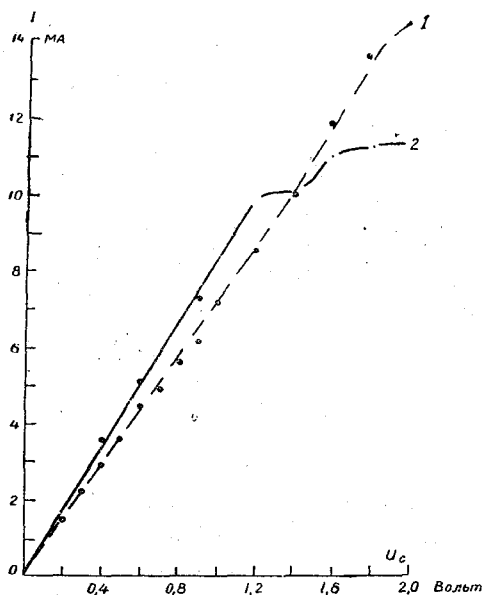


Рис. 7. Чувствительность синхронного детектора $I = f(U_c)$ при $U_k = \text{const}$.
1) $U_k = 1$ в, 2) $U_k = 0,5$ в.

изменения параметров или деталей входят в показания прибора на выходе. Введение отрицательной обратной связи, уменьшая нестабильность, тем не менее не позволяет достаточно полно устранить это явление, что чрезвычайно ограничивает минимальный предел измеряемой величины.

Идеальный усилитель должен, видимо, обладать положительными свойствами усилителей постоянного и переменного токов, но быть свободным от их недостатков.

Этот усилитель не должен пропускать низкочастотных (с периодом, большим чем период сигнала) шумов, не должен иметь квадратичного детектора на выходе и должен позволять использование схем, сужающих полосу пропускания.

Как уже указывалось выше, с помощью электростатического генератора можно получить переменное напряжение, пропорциональное постоянному измеряемому напряжению, т. е. избавиться от влияния медленно изменяющихся параметров деталей и ламп.

Необходимо только использовать линейный детектор для измерения переменного напряжения.

В качестве такого линейного детектора следует выбрать так называемый синхронный детектор [4]. Синхронный детектор представляет собой мост, в два или четыре плеча которого включены выпрямители (диоды или твердые выпрямители) и измеряемое напряжение подается на этот мост одновременно с так называемым коммутирующим напряжением, синхронным с измеряемым, но в несколько раз превосходящим измеряемое по амплитуде.

В результате на выходе моста появляется постоянная составляющая, строго пропорциональная измеряемому сигналу. Изменение фазы сигнального напряжения на 180° вызывает изменение знака тока на выходе. Такое устройство (как указывалось в разделе 1) позволяет в сочетании с электростатическим генератором мерить не только величину, но и знак напряжения на входе.

Нами применялась схема синхронного детектора на селеновых выпрямителях. Характеристика чувствительности такого детектора дана на рис. 7. Как видно, она линейна, начиная от малых значений напряжений сигнала U_c , и совершенно симметрична для сигнальных напряжений, сдвинутых на 180° . Токи прямого и обратного направлений, замеренные миллиамперметром на выходе, при сдвиге U_c на 180° нанесены на одной прямой $I = f(U_c)$ (рис. 7), т. е. схема полностью свободна от недостатков квадратичного детектирования. На рис. 8 представлена зависимость

тока на выходе в зависимости от коммутирующего напряжения для двух U_c . Как видно из графиков, ток на выходе практически не зависит от величины коммутирующего напряжения U_c .

Частотная характеристика синхронного детектора зависит от частоты f_k .

Если предположить, что спектр частот, поступающий на вход синхронного детектора, непрерывен и все частоты имеют одинаковую амплитуду, постоянная составляющая напряжения на выходе устройства будет иметь вид, представленный на рис. 9. Напряжение частоты f_k пройдет неослабленным, напряжения всех четных гармоник будут равны нулю, напряжения нечетных гармоник ослабятся пропорционально номеру гармоники. Спад в районе f_k , $3f_k$ и т. д. происходит очень быстро. Если с помощью фильтра в промежуточном каскаде усиления избавиться от частот больших, чем $2f_k$ и меньших, чем $\frac{1}{2}f_k$ (что не представляет никакой сложности, так как такой фильтр широкополосен), то частотная характеристика такого устройства будет иметь очень острый максимум. Особенностью этой частотной характеристики является то, что ее максимум будет смещаться с изменением частоты коммутации. Если ЭМ (на рис. 3) питать от того же источника, от которого берется U_k , то изменение частоты питающего напряжения не скажется на показаниях. Этим достигается реальная возможность использования очень узкой полосы пропускания, что обычно из-за расхождения частоты фильтра и частоты сигнала трудно осуществимо.

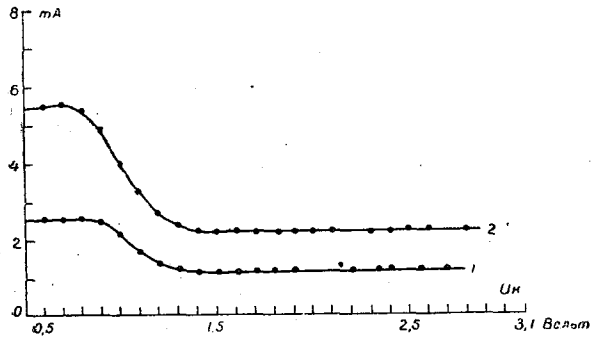


Рис. 8. Влияние коммутирующего напряжения в синхронном детекторе: $I = f(U_k)$ при $U_c = \text{const}$.
1) $U_c = 0,3в$, 2) $U_c = 0,7в$.

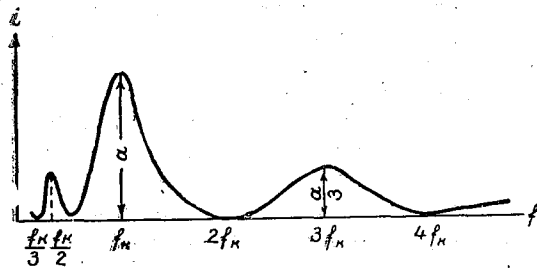


Рис. 9. Средний ток на выходе синхронного детектора в зависимости от частоты помехи.

Магнитоэлектрический прибор, стоящий на выходе, должен обладать достаточной инерцией, чтобы сгладить колебания, создаваемые частотой коммутации. Для облегчения условий его работы последовательно с ним можно включить фильтр. Для повышения стабильности работы схемы можно применить отрицательную обратную связь. Наилучшие результаты должна дать обратная связь, охватывающая электростатический генератор. В этом случае напряжение на выходе выпрямляется, фильтруется и снова с соответствующим знаком подается на вход. Такая отрицательная обратная связь не предъявляет к усилителю требования отсутствия фазовых и частотных искажений и вместе с тем исключает влияние нестабильности электрического генератора. На рис. 10 изображена блок-схема генератора с обратной связью. На ней же представлены все основные элементы динамического электрометра.

Следует обратить внимание на то, что введение такой связи существенно уменьшает временную постоянную входа, что подробно рассмотрено в [2 и 6].

Рассмотренные в настоящем разделе принципы говорят о новых возможностях в создании чувствительных стабильных электрометров. Следующий раздел посвящен описанию приборов и их характеристикам.

Динамические электрометры и их применение

3. Динамические электрометры. Если желательно иметь электростатический генератор малых размеров, то это приведет к относительно небольшой величине токов, которые от него можно будет отбирать. Для того чтобы создать устойчивость работы схемы при измерении малых сигналов, шумы, создаваемые сеточ-

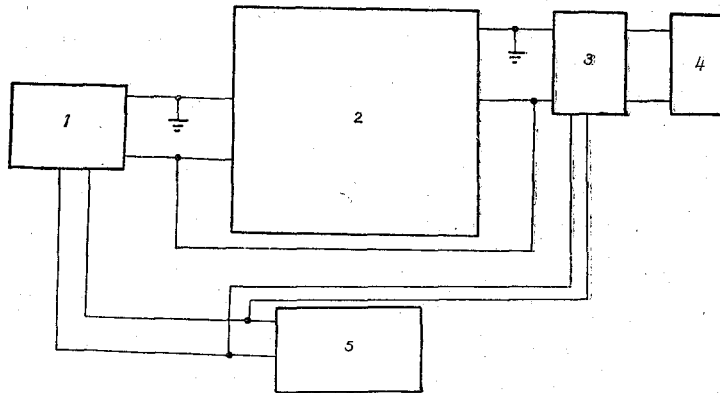


Рис. 10. Блок-схема динамического электрометра.
1 — датчик, 2 — усилитель низкой частоты, настроенный на 70 гц, 3 — синхронный детектор, 4 — магнитоэлектрический прибор, 5 — генератор Rc на 70 гц.

ными токами ламп, должны быть меньше тока сигнала (в случае применения синхронного детектора сравнивается только напряжение шумов в полосе, близкой к частоте коммутации).

Для уменьшения сеточных токов лампы можно пойти двумя путями: либо использовать лампу в так называемом электрометрическом режиме, либо использовать в качестве входной лампы катодный повторитель. При этом следует напомнить,

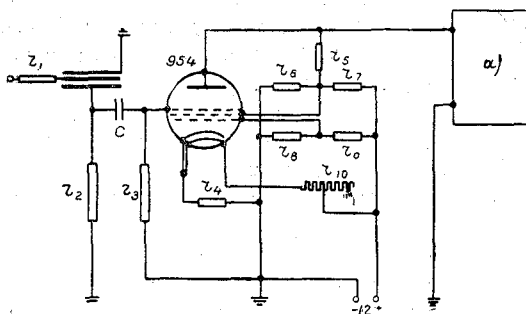


Рис. 11. Динамический электрометр с предусилителем.

$r_1 = 2 \cdot 10^{10}$ ом, $r_2 = 10^{10}$ ом, $r_3 = 10^{10}$ ом, $r_4 = 20$ ом, $r_5 = 30$ ком, $r_6 = 1$ ком, $r_7 = 100$ ом, $r_8 = 500$ ом, $r_9 = 1$ ком, $r_{10} = 30$ ом, $c = 25$ рф, α — ламповый вольтметр.

что несмотря на название «электрометрический режим», требования, которые налагаются на лампу при применении ее в динамическом конденсаторе, несравненно более легки, чем при применении лампы в качестве электрометра. Во-первых, сеточные токи могут быть весьма велики, а значение их не критично. Это позволяет одну лампу заменить другой без существенной перестройки схемы и подгонки параметров. Во-вторых, к источнику питания и деталям не предъявляется требование высокой стабильности.

На рис. 11, где дана схема динамического электрометра в сочетании с ламповым вольтметром, видна схема включения лампы-жолудь 6Ж1Ж (954) в электрометрическом режиме. Характеристики лампы даны на рис. 12а и 12б: на рис. 12а — сеточная характеристика; на рис. 12б — зависимость сеточного тока от величины смещения на управляющей сетке. Коэффициент усиления каскада мало меняется от замены одной лампы на другую. Сеточный ток лампы порядка 10^{-12} а. меняется при замене ламп более сильно, но его значение уже не критично.

Для измерения напряжений от сотых вольта и выше можно применить схему катодного повторителя (рис. 13). На рис. 14 представлена его сеточная характе-

ристика *a* и зависимость сеточного тока от сеточного смещения *b*. Токи сетки несколько больше, чем в первом случае, составляя 10^{-11} а, но устойчивость схемы поддерживается через катодную связь, а питание такой схемы проще, чем электрометрической.

Для раскачки вибрирующего электрода использовалось электромагнитное устройство. В поле сильного постоянного магнита находилась стальная пластинка, служащая вибрирующим электродом, длиной 8 см и шириной 1 см (если пластинка из немагнитного материала, то на нее насаживается узкая обойма из мягкого железа). Пластинка проходила через катушку

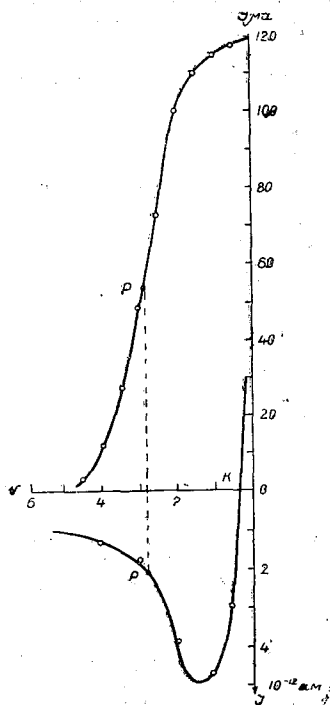


Рис. 12. Анодные и сеточные характеристики лампы в электрометрическом режиме.

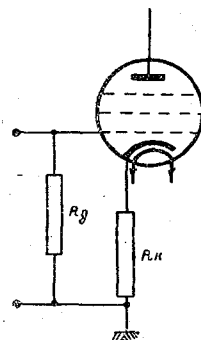


Рис. 13. Схема катодного повторителя.
 $R_{\text{д}} = 5 \cdot 10^9$ ом,
 $R_{\text{к}} = 50$ ком.

из 1000 витков, намотанных проводом 0,2 мм. Для создания необходимой амплитуды вибрации для разных катушек подавалась от 12 до 5 в при потреблении тока до 100 ма или мощности от 0,5 до 1 вт, что легко может быть получено от одной лампы. Собственная частота пластинки выбиралась выше рабочей частоты. Если собственная частота ниже, то это требует значительной мощности на раскачку, а если работать на резонансной частоте, то, наряду с малой потребляемой для раскачки мощностью, появится неустойчивость, вызванная отходом питающей частоты от резонансной. Для механических систем такое расхождение частот вызовет резкое изменение амплитуды раскачки, а значит и чувствительности.

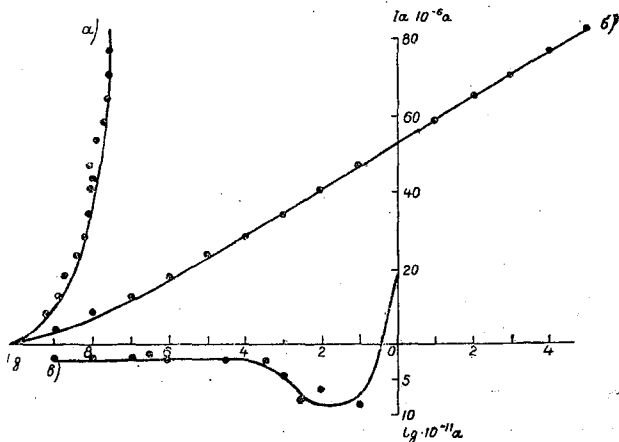


Рис. 14. Характеристика катодного повторителя.
a) $I_a = f(U_c)$, *б)* $I_a = f(U_g)$, *в)* $I_g = f(U_g)$, $R_{\text{к}} = 150$ ком,
 $R_{\text{г}} = 5 \cdot 10^9$ ом, $V_a = 150$ в.

На рис. 15 дана зависимость амплитуды вибрации пластинки от напряжения, питающего катушку. Из рис. 15 видно, что с ростом напряжения амплитуда коле-

баний растет линейно, т. е. примерно линейно будет меняться ошибка с изменением питающего катушку напряжения. Если уменьшить зазор между полюсами магнита, то кривая придет к насыщению. При работе в области ее плоской части изменения напряжения практически на работу схемы влиять не будут.

Перейдем к описанию самого электрометра и его характеристик.

В качестве первого варианта была выбрана схема электрометра на одной лампе, напряжение, создаваемое на по-

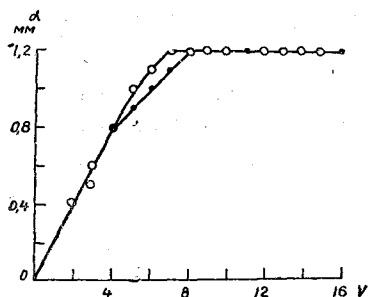


Рис. 15. Амплитуда вибрации электрода в зависимости от напряжения питания катушки $f = 50$ гц.

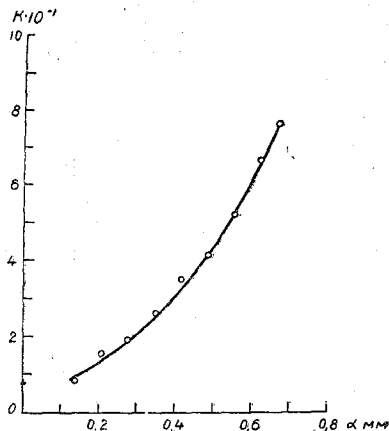


Рис. 16. Зависимость коэффициента преобразования от амплитуды колебаний пластинки.

следней, измерялось ламповым вольтметром ЛВН-3 (рис. 11). Измерительная и приемная пластинки сделаны из кусков, взятых из одной полоски стали длиной 2 см и шириной в рабочей части 1 см. Обе они укреплены на янтаре на расстоянии 1,5 мм друг от друга. Сопротивление утечки входа $\approx 10^{16}$ ом. Входная емкость 16 см. Обе пластинки хорошо экранированы от других частей прибора.

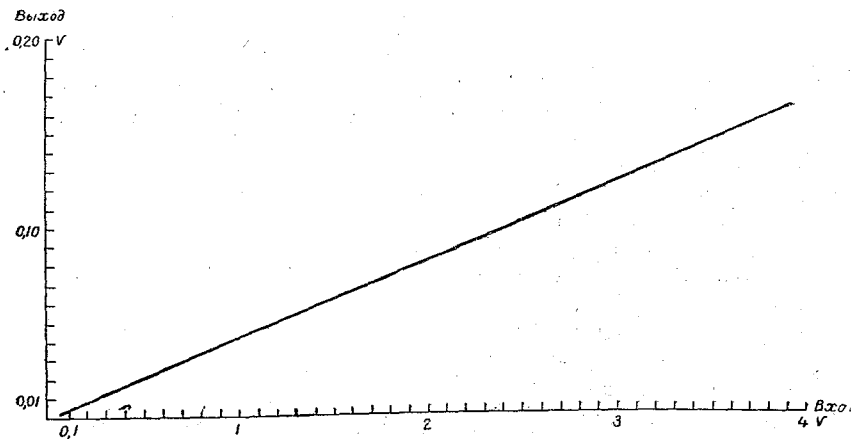


Рис. 17. Характеристика чувствительности динамического электрометра.

Коэффициент преобразования устройства составляет 7% при амплитуде колебаний пластинки 0,8 мм. На рис. 16 дана зависимость коэффициента преобразования от амплитуды колебаний пластинки.

Нулевое отклонение прибора за счет контактной разности между приемным и измерительным электродами 0,0016 в, причем оно сохранилось примерно постоянным за время работы прибора. Время установления показаний прибора 1,2 сек.

Следует принять меры предосторожности против попадания заряда на янтарь, так как этот долго находящийся заряд может вызвать нежелательное нулевое

отклонение, переменное во времени. Следует также обратить внимание на качество изоляции конденсатора c (рис. 11), так как если сопротивление утечки его недостаточно велико, то на сопротивлении r_2 появляется разность напряжений, измеряемая прибором.

На рис. 17 дана характеристика чувствительности прибора — напряжение на выходе в зависимости от напряжения на входе. Характеристика линейна для измеряемых напряжений до 17 в.

Линейный участок легко расширить до любых требуемых напряжений либо за счет уменьшения амплитуды вибрации (уменьшение коэффициента преобразования), либо за счет введения делителя напряжения вместо r_2 или r_3 . Точность отсчета такова, что эквивалентная электрометру чувствительность составляет 400 делений/вольт.

Если подавать напряжение на вибрирующий электрод, то кривая чувствительности в этом случае также совершенно линейна. На рис. 18 показано напряжение,

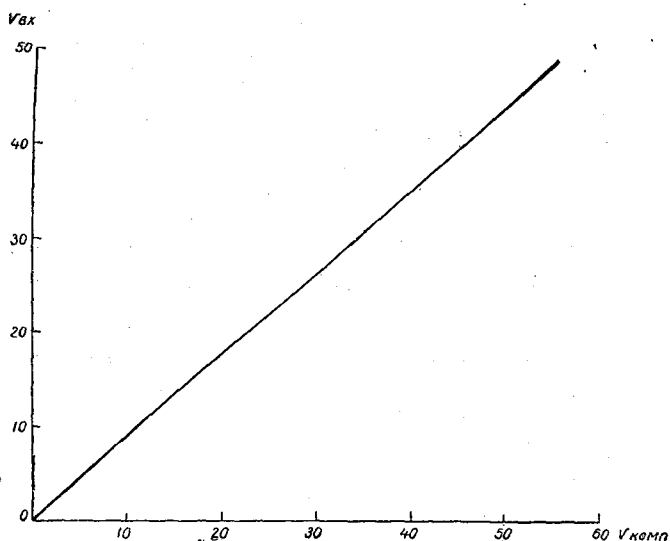


Рис. 18. Характеристика компенсации.

подаваемое на вибрирующий электрод (отложено по оси абсцисс), необходимое для компенсации напряжения, подаваемого на измерительную пластинку (отложено по оси ординат). Эта кривая представляет собой характеристику прибора, работающего по компенсационной схеме. Применение таких схем для измерения электричества атмосферы может, сохраняя преимущества, присущие схемам с разрядкой, позволить получить положительные черты схем, работающих на зарядку (измерители проводимости, счетчики ионов и т. д.). С этой точки зрения кривая рис. 18 представляет собой особый интерес.

Устойчивость показаний вполне достаточная, чтобы обеспечить указанную точность 400 делений/вольт), но в течение работы необходимы повторные градуировки. Описанная схема является по сути дела приставкой, превращающей ламповый вольтметр в ламповый электрометр.

Для проверки возможностей использования электрометра для измерения очень малых напряжений, а также для получения большей мощности на выходе была собрана схема, подобная представленной на рис. 10, но без отрицательной обратной связи. Конструкция генератора во многом напоминала описанную выше. Напряжение, усиленное на лампах 6Ж1Ж, трех лампах 6Ж7 и на 6С5, поступает на выходной мостик, на который одновременно поступает коммутирующее напряжение от генератора колебаний на Rc , собранного на лампах 6Ф5, 6С5 и 6Н7. От этого же генератора питается катушка, стоящая на расщепке вибрирующего

электрода. Градуировочная кривая совершенно линейна и симметрична для отрицательных и положительных напряжений.

Большая чувствительность 0,175 мв/мв обеспечивает возможность использования грубых самописцев, а для отсчета — грубых измерительных приборов.

Неустойчивость нуля составляет 0,5 мв за два часа. Возможно использование прибора в схемах чувствительностью ≈ 2000 делений/вольт. Прибор недостаточно избавлен от влияния микрофонного эффекта, что необходимо для использования его на самолете, при поездках и т. д. Но и в таком виде это один из самых чувствительных к напряжению и заряду и наименее чувствительный к толчкам из имеющихся электрометров.

Можно улучшить работу прибора, вводя отрицательную обратную связь, полосовые фильтры, улучшением конструкции для уменьшения микрофонного эффекта и уменьшения влияния контактной разности потенциалов и разработкой источников питания. Все это потребуется для достижения максимальной чувствительности прибора, величина которой составляет, по видимому, доли микровольта. Достигнутые результаты показывают возможность получения указанной чувствительности, а выяснение поставленного вопроса почти автоматически решит ряд задач в области микрофизики атмосферно-электрических явлений.

4. Применение динамических электрометров. Большая чувствительность динамического электрометра позволяет уже сейчас использовать его в приборах для изучения атмосферного электричества.

Были проведены измерения спектра тяжелых ионов счетчиком тяжелых ионов системы ГГО. Счетчик состоял из двух параллельно включенных цилиндрических конденсаторов, один из которых был соединен с однонитным электрометром, а другой — с динамическим. После пересчета получилась табл. 1.

Таблица 1

Подвижность ионов, $\frac{\text{см/сек.}}{\text{в/см}}$	N_+			N_-		
	N' по однонитному электрометру	N'' по динамическому электрометру	$\frac{N''}{N'}$	N' по однонитному электрометру	N'' по динамическому электрометру	$\frac{N''}{N'}$
$1 \cdot 10^{-4}$	15 900	15 700	0,98	25 800	26 000	1,01
$1,3 \cdot 10^{-4}$	16 400	16 700	0,98	16 000	19 000	1,19
$2 \cdot 10^{-4}$	15 900	14 900	0,94	22 100	19 000	0,87
$4 \cdot 10^{-4}$	13 400	12 700	0,95	18 500	17 000	0,92
$2 \cdot 10^{-4}$	11 200	11 200	1,0	14 500	14 600	1,0
$2,6 \cdot 10^{-4}$	10 700	10 500	0,98	11 300	10 300	0,97
$4 \cdot 10^{-4}$	8 200	9 500	1,15	10 300	10 600	1,03
$8 \cdot 10^{-4}$	7 650	7 050	0,92	9 100	9 800	1,05

Различие в показаниях объясняется недостаточно точным учетом количества просасываемого воздуха в каждом отдельном конденсаторе. Кроме того, за счет малости развязывающего сопротивления r_1 (см. рис. 11) было некоторое влияние, не учитываемое нами, со стороны емкости конденсатора счетчика ионов, так как градуировки велись при бесконечно большой емкости входа.

Большие возможности в отношении точности и скорости наблюдения дает применение компенсационных схем с динамическими электрометрами.

Была предпринята попытка измерить изменения проводимости за малые (≈ 5 сек.) промежутки времени.

На рассеивающий электрод прибора Гердиена подавалось значительное напряжение. К электроду присоединялся динамический электрометр. Подачей компенсирующего напряжения на вибрирующий электрод добивались нулевого отклонения электрометра, установленного на наибольшую чувствительность. Источник напряжения отключался от электрода, и через прибор просасывался воздух. По электрометру отсчитывался спад напряжения, и электрометр снова компенсировался. Оказалось возможным регистрировать изменения проводимости за 5 сек. Для оценки того, насколько изменение проводимости за промежутки времени ~ 5 сек. отличаются от средней проводимости в условиях резко меняющейся проводимости, последняя менялась (не сильно) задымлением, поднесением спиртовки и ампулки с радиоактивным веществом. Заранее можно сказать, что значение, полученное осреднением за значительный промежуток, и среднее арифметическое из ряда измерений не должны численно совпадать, если проводимость колеблется по величине. Из-за отсутствия подходящего прибора это никак еще не измерялось. Результаты измерений показывают, что истинное среднее от измеренного среднего может отличаться до 15%, а колебания проводимости за малые интервалы времени могут отличаться от средней на 30%. Во время гроз и дождя можно ожидать еще более быстрые колебания проводимости; а значит еще большие ошибки в определении проводимости. При полетах на самолете, когда за 1 мин. пролетается около 3—4 км, средняя проводимость, измеренная за интервал времени, в несколько минут будет сильно отличаться от истинной. Можно, повидимому, считать, что быстрые изменения электрического поля атмосферы во многих случаях связаны с быстрыми изменениями проводимости.

Приведенные примеры, показывая возможности динамических конденсаторов, вместе с тем показывают насколько совершеннее был бы метод измерения тока утечки, нежели метод зарядки и разрядки. Однако применение динамического электрометра для измерения тока утечки потребует несколько (в 3—5 раз) повысить его чувствительность по сравнению с существующей.

В выполнении настоящей работы принимали участие младший научный сотрудник Г. В. Метр (разработка второго варианта динамического электрометра), дипломантки Н. Н. Струнина (разработка и исследование первого варианта динамического электрометра, измерения числа ионов) и В. В. Жданова (разработка второго варианта динамического конденсатора, исследование параметров ламп электрометрического каскада), практиканты Л. Ф. Орлов (разработка усилителя второго варианта динамического электрометра) и И. И. Гецова (измерение проводимости); механическая часть (электростатические генераторы) выполнена механиками Б. М. Пильщиковым и Г. В. Боде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Имянитов И. М. Приборы для измерения напряженности электрического поля и их применение. ХТФ, т. XIX, 1020, 1949.
2. Palevsky H. и др. Design of dynamic electrometer. Rev. Sci. Instr. 18, 298 1947.
3. Санин А. А. Радиотехнические методы измерения излучений. ГТТИ, М. — Л. 1951.
4. Шинтльмейстер И. Электронная лампа как прибор для физических измерений. ГТТИ, М. — Л. 1949.
5. Темников Ф. Е. и Харченко Р. Р. Электрические методы измерения неэлектрических величин. Госэнергоиздат, 1949.
6. Павлов Н. Н. Компенсация емкости входа лампы-электрометра. Изв. Главной астрономической обсерватории.

ПРИБОРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗА ЧИСЛОМ РАЗРЯДОВ БЛИЗКИХ ГРОЗ

Сведения о грозовых явлениях, поступающие с сети метстанций, основываются исключительно на визуальных наблюдениях. Более точная оценка гроз (продолжительность их, интенсивность по числу разрядов в единицу времени) должна способствовать совершенствованию прогнозов и дать необходимые сведения для проектировщиков высоковольтных передач, связистов и нужд авиации и т. д.

Необходимые сведения могут быть получены с помощью приборов, которые должны отвечать требованиям простоты, надежности и дешевизны, предъявляемым к сетевым приборам.

Конструкции и характеристикам такого прибора посвящена предлагаемая статья.

Еще в 1895 г. изобретателем радио А. С. Поповым был построен простой прибор, названный им грозоотметчиком, который записывал число ударов молний с расстояния в несколько десятков километров. До 1915 г. с помощью подобного прибора в Павловске проводилась запись гроз.

В нашей работе также был использован принцип прибора Попова — подсчет числа импульсов напряжения, наводимого близкими ударами молний на открытую антенну.

В новом приборе (грозорегистраторе) используется газоразрядная лампа, которая зажигается и погасает при определенных напряжениях между электродами. Если к электродам этой лампы подвести напряжение на несколько вольт ниже ее потенциала зажигания, то разряд не будет возникать и лампа будет находиться в „запертом“ состоянии. Однако достаточно даже кратковременного повышения напряжения между электродами до потенциала, превосходящего потенциал зажигания, чтобы возник разряд. Разряд прекратится только в том случае, если напряжение между электродами будет уменьшено до величины, при которой разряд гаснет. Это уменьшение напряжения можно, например, произвести питанием цепи лампы от заряженного конденсатора. Разряд конденсатора через лампу приведет к уменьшению напряжения на обкладках конденсатора и, следовательно, к погасанию лампы.

Один из вариантов электрической схемы прибора представлен на рис. 1. Прибор, построенный по этой схеме, был использован для опыта в г. Батуми. В схеме с апериодическим включением антенны, используемой для получения поджигающих импульсов, применяется безнакальный тиратрон (T). Эта схема имеет достаточно высокую чувствительность и вообще дала удовлетворительные результаты. В конце 1951 г. были разработаны более простые схемы.

Как уже отмечалось, газовый разряд в лампе возникает при определенных напряжениях, поэтому для питания прибора применяется батарея с таким напряжением, чтобы оно было на 3—5 в ниже потенциала зажигания тиратрона или газоразрядной лампы.

Напряжение, создаваемое антенной на сопротивлении R_1 при близком ударе молнии, складываясь с напряжением батареи, может повысить напряжение на электродах A_1K лампы до зажигающего. При этом возникает разряд в промежутке A_1K , распространяющийся и на промежуток между электродами A_2K . Ток, проходящий в цепи электродов A_2K , вызывает срабатывание контактов K_1 реле P_0 . Кон-

такты K_1 подключают цепь другого реле P_1 тоже к конденсатору C_2 . Разряд этой емкости на цепь лампы и реле P_1 будет происходить до того момента, пока напряжение на C_2 не снизится до величины, соответствующей потенциалу погасания разряда в лампе.

После прекращения тока в цепи лампы и реле P_0 , цепь реле P_1 размыкается и конденсатор C_2 подзарядается через сопротивление R_2 до напряжения батареи U_0 .

Время этого подзаряда или время восстановления чувствительности схемы определяется постоянной цепи заряда R_2C_2 и величиной напряжения подзаряда. Подзаряд емкости от 50 до 98—99% U_0 произойдет примерно за время $4R_2C_2$. Время разряда в 10—20 раз меньше времени подзаряда, поэтому время восстановления чувствительности схемы определяется главным образом периодом подзаряда. Выполненный макет имел $4R_2C_2 \approx 0,5$ сек. Поэтому прибор мог воспринимать импульсы с интервалами около 0,5 сек., а при более высоком амплитудном значении импульсов поджигающего напряжения эти интервалы могли сокращаться до $(2 \div 3)R_2C_2$, давая зажигание лампы и запись импульса раньше момента полного восстановления напряжения на C_2 .

Электромагнит P_1 служит для записи принятых импульсов, преобразуя импульсы тока лампы в механическое движение пера, которое фиксирует этот импульс на ленту. Применяя электромагнитную систему от шагового искателя и кулачок для подъема пера, можно было получить полный подъем пера за 36 импульсов. В том случае, если число импульсов велико и число подъемов пера будет частым, то запись при этом окажется слитной. Для подсчета числа полных подъемов пера в макете используется счетчик телефонного типа P_2 , который срабатывает при замыкании его цепи контактами K_2 на заряженную емкость C_1 . Контакты K_2 замыкаются при максимальном подъеме пера. Это замыкание ведет к кратковременному разряду емкости C_1 , заряд который происходит через сопротивление R_4 за несколько секунд.

Контроль исправного действия всего прибора и цепи поджигания производится при помощи батареи $U_k = 6 \div 10$ в, сопротивления R_5 и ключа K_3 . Замыкание контактов K_3 создает на R_1 дополнительное напряжение между электродами, что ведет к поджиганию лампы T и контрольному срабатыванию прибора.

Записывающая часть прибора, используемая в опыте, обеспечивает запись нескольких тысяч импульсов в час.

Так как прибор потребляет ток только краткое время после удара молнии, то одного комплекта сухих анодных батарей (БАС-80) достаточно для работы прибора в течение всего грозового сезона.

Важным параметром прибора является его радиус действия, т. е. радиус круга, из которого прибор записывает удары молний. Радиус действия прибора определяется действующей высотой антенны и чувствительностью приемной части. Здесь необходимо сказать, что нельзя наметить точные границы этого круга, так как молнии весьма сильно различаются как по мощности, так и по продолжительности. Здесь важно отметить существование большого разброса по амплитудам и длительности импульсов поджигающего напряжения. Поэтому как слабые, так и более отдаленные, но сильные разряды могут не создать необходимого поджигающего напряжения и не вызвать срабатывание прибора. Можно ожидать, что прибор будет давать записи почти всех близких разрядов и постепенное снижение

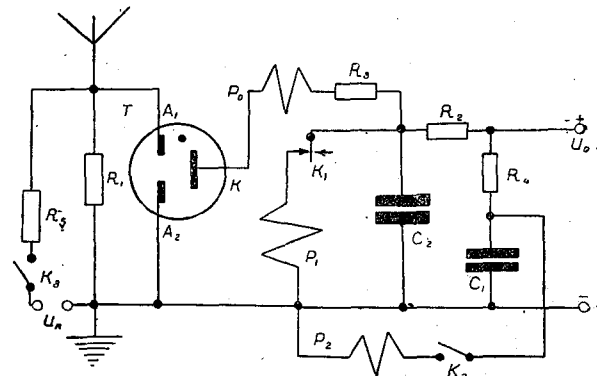


Рис. 1. Электрическая схема грозорегистратора. Данные схемы: $R_1 = 1,5$ мгом, $R_2 = 10$ ком, $R_3 = R_4 = 60$ ком, $R_5 = 1,5$ мгом, $C_1 = 8$ мкф, $C_2 = 12$ мкф (бумажный), T — тиратрон с холодным катодом 313 с; P_0 — поляризованное реле, P_1 — реле от шагового искателя ($R = 1000$ ом), P_2 — счетчик импульсов телефонного типа ($R = 500$ ом), U_0 — питающее напряжение; U_k — напряжение для контроля.

доли воспринимаемых разрядов до нуля с увеличением расстояния между точкой приема и разрядами. Это обстоятельство не снижает ценности получаемых сведений о числе разрядов, так как эта „потеря“ числа импульсов будет происходить в среднем в одинаковой степени на всех приборах, установленных в различных местах.

Лабораторные испытания и использование тиратрона с холодным катодом в грозорегистраторе показали, что удовлетворительные результаты получаются, если длительность поджигающего импульса будет больше 10^{-4} сек. Если поджигающий импульс длится меньше 10^{-4} сек., необходимы более высокие напряжения, чтобы зажечь тиратрон, при этом радиус действия прибора уменьшится.

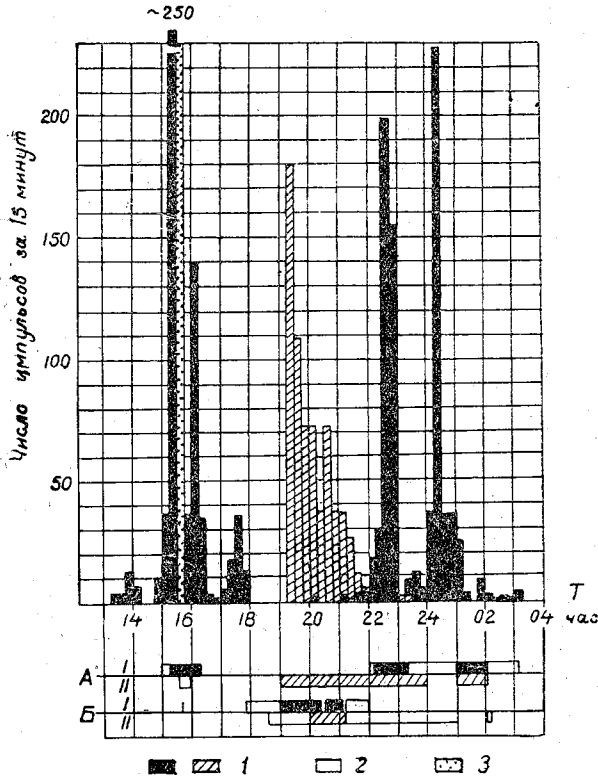


Рис. 2. Распределение (за 15-минутные промежутки) числа импульсов близких гроз, записанных грозорегистратором 5/VII (зачерненные столбики) и 6/VII 1951 г. в Батуми (столбики с наклонной штриховкой). Визуальные наблюдения метстанции I и II нанесены на осях времени A (за 5/VII) и B (за 6/VII). 1 — близкие грозы, 2 — отдаленные грозы, 3 — в пере нет чернил.

сов за 15-минутные промежутки времени. На графике (рис. 2) нанесены данные обработки записей, полученных 5 и 6/VII. Ниже основного графика нанесены две оси времени A и B, на которых представлены данные визуальных наблюдений двух метстанций Батуми (I и II), находящихся примерно в 400 м одна от другой. Ось A относится к наблюдениям 5/VII, а ось B к наблюдениям 6/VII.

5/VII прибор стал записывать наличие грозовых явлений примерно за 1 час 30 мин. до начала фиксирования наблюдателем станции I отдаленной, а затем и близкой грозы. Конец грозового явления визуально зафиксирован раньше на 1 час. 30 мин. — 2 часа, чем прибором. Здесь совершенно ясно выявилось несоответствие эффективного радиуса действия визуальных и приборных наблюдений, что несомненно влияет на оценку длительности грозового периода.

Обычно грозовой разряд дает несколько импульсов. По данным И. С. Стекольниковой, один грозовой разряд в среднем содержит 3,3 импульса, но наблюдаются разряды, содержащие около 30 импульсов. Если промежутки между импульсами в разряде будут близки к периоду восстановления чувствительности прибора, то близкий разряд может быть записан, например, двумя импульсами. Кроме того, при недостаточной величине первых импульсов в разряде срабатывание прибора может произойти под действием последующих импульсов, более высоких по амплитуде и более длительных.

В 1951 г. опыт по регистрации импульсов грозовых разрядов проводился в нескольких местах. Наибольший интерес представляют данные записей в Батуми, которые будут нами кратко рассмотрены. Прибор подключался к антенне длиной около 40 м со средней высотой подвеса порядка 12 м.

Суточные ленты с записью грозовых импульсов обрабатывались таким образом, чтобы получить распределение числа импуль-

Второй грозовой период начался вечером. Прибор опять записал возникновение грозовых явлений раньше, а их окончание позже, чем это было сделано визуально на метстанции I, хотя в этот же период станция II отмечает близкую грозу с 19 до 24 час., не характеризуя ее по удаленности. После 24 час. (время московское) наблюдался третий период грозовой активности, но только на спаде этой активности, между часом и двумя часами ночи, обе станции отмечали близкую грозу.

Из графика видно, что наибольшее число разрядов зарегистрировано при близких грозах и только для ночи максимум приходится на отдаленные грозы по данным станции I и отсутствие гроз по данным станции II.

Конец ночной грозы по визуальным наблюдениям хорошо совпадает с концом записи. Это можно объяснить тем, что в темное время суток можно наблюдать более отдаленные грозы.

6/VII сильные грозы повторялись, но начало грозы не удалось записать. От начала записи было зафиксировано всего 650 импульсов. И в этом случае не было полного соответствия между приборными и визуальными данными. Эти данные нанесены на нижнюю ось времени Б, а распределение числа импульсов указано на графике столбиками с наклонной штриховкой.

Грозы 5 и 6/VII объясняются прохождением через Батуми холодного фронта, двигавшегося на восток. На синоптических картах эти грозы отражены слабо, хотя для Батуми эти грозы и были наиболее активными за 1951 г. Из графиков видно, что отмечалось до 250 импульсов за 15 мин.

Наблюдение за характером записи показало, что отдаленные грозы (на расстоянии 10 км и больше) записываются одиночными импульсами, а близкие разряды воспринимаются иногда несколькими импульсами (2—5). Запись одновременно нескольких импульсов во время одного разряда в некоторых случаях можно объяснить коронным разрядом с антенны. Однако при наблюдениях в вечерние часы было замечено, что близкие разряды записывались в соответствии с визуально наблюдаемым числом вспышек молнии. Это подтвердило положение, что близкие разряды могут записываться несколькими импульсами.

За период с 6 по 21/VII прибор отмечал (записывал) грозы почти каждый день. Наличие гроз подтверждалось визуальными наблюдениями метстанций Батуми, а для удаленных гроз — данными других станций.

Запись 21/VII, представленная на рис. 3, связана с прохождением с Черного моря на восток полярного фронта. По активности эту грозу можно отнести к умеренной. Возможно, что центр грозовой активности по числу разрядов находился севернее Батуми, захватывая Батуми близкими грозами к концу срока наблюдения, когда активность гроз уменьшилась. Данные визуальных наблюдений станции I удовлетворительно согласуются с приборными, хотя по наблюдениям станции II отмечена только близкая гроза. Периоды близких гроз станций I и II не совпадают:

За период с 5 по 22/VII прибор отметил 17 отдельных записей, относящихся к близким и отдаленным грозовым явлениям. Данные визуальных наблюдений за тот же период на станциях I и II приведены в табл. 1.

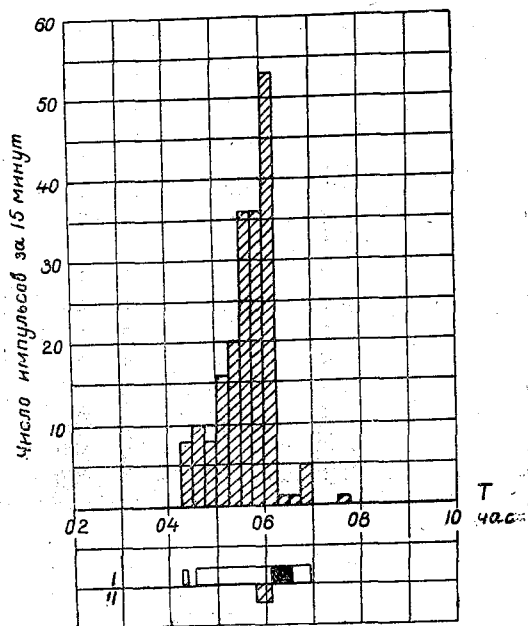


Рис. 3. Распределение числа импульсов за 15-минутные промежутки по записи грозы 21/VII 1951 г.

Данные этой таблицы отмечают несогласие в наблюдениях станций I и II, хотя они практически находились в одной точке (~ 400 м). Это обстоятельство говорит о значительном влиянии условий наблюдения и субъективности последних.

При несоответствии числа отмеченных гроз имеется и расхождение в оценке длительности отдельных периодов, и за все рассматриваемое время. Эта характеристика дается в табл. 2.

Таблица 1

Распределение грозовых явлений по удаленности

Место наблюдения	Число гроз			Всего
	⊠	⊠	<	
Станция I	7	16	5	28
" II	4	6	2	12

Таблица 2

Общая длительность явлений в минутах

Место наблюдения	Продолжительность гроз			Всего
	⊠	⊠	<	
Станция I	200	510	490	1200
" II	510	275	245	1030

Из табл. 1 и 2 видно, что длительность 7 близких гроз по станции I в сумме составляет 200 мин., а 4 гроз по станции II — 510 мин. Оценка отдаленной грозы также очень груба.

Приборные наблюдения за этот же период дают суммарное время записи, равное примерно 50 час., причем около $\frac{1}{5}$ приходится на запись близких разрядов (близких гроз). Это в 2—3 раза больше суммарной продолжительности близких гроз, отмеченных визуально. Из этого видна недостоверность результатов всех визуальных наблюдений за грозовыми явлениями.

Постановка приборных наблюдений за числом импульсов или числом разрядов для радиуса в 20—30 км, как показывает опыт, несомненно исключит элемент субъективности при оценке начала и конца грозы, внесет однотипность в определение суммарной длительности грозового периода и даст возможность оценивать активность грозы. При этом следует иметь в виду, что введение приборных наблюдений за числом импульсов не снимает всего комплекса визуальных наблюдений за грозовыми явлениями, а уточняет их.

К особенности приборных наблюдений можно отнести то, что грань между близкими и отдаленными грозовыми явлениями сглаживается. Главным для оценки характера грозовой деятельности становится число импульсов и вид записи. Для разграничения гроз на близкие и отдаленные потребуется построить второй приемник с более низкой чувствительностью, реагирующий только на очень близкие разряды. Производя запись от этих двух приемников двумя перьями на одну ленту, можно получить разделение гроз на близкие и отдаленные. Для такого разделения потребуется некоторое усложнение прибора.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
И. М. Имянитов. Электрические поля в свободной атмосфере	3
П. Н. Тверской и Д. Е. Огороднов. Некоторые выводы из наблюдений над электрическим полем атмосферы в п. Воейково за три года (1948—1950 гг.) .	12
В. П. Колоколов. Температурный режим высоких слоев атмосферы по ионосферным данным	21
Л. Г. Махоткин. Влияние магнитного поля на отражение радиоволн в ионосфере	29
В. М. Мучник. Электризация при соударении шаров и капель в электрическом поле	35
И. М. Имянитов. Динамические методы измерения малых токов	42
Б. Ф. Лоч. Приборные наблюдения за числом разрядов близких гроз	58

